Universität zu Köln

Untersuchungen zum Einsatz von Čerenkovzählern mit Totalreflektion für die Teilchenidentifikation an ANKE

Diplomarbeit

vorgelegt von
Maik Hennebach
aus Hamburg
im Dezember 1999

angefertigt am
Institut für Kernphysik
Forschungszentrum Jülich GmbH

Something unknown is doing we don't know what.

— Sir Arthur Eddington

Zusammenfassung

Das seit dem Jahr 1998 am Protonenbeschleuniger COSY in Jülich betriebene Magnetspektrometer ANKE soll um ein Detektorsystem für negative Ejektile erweitert werden, mit dem die korrelierte Erzeugung von positiv und negativ geladenen K-Mesonen (K^+ und K^-) in Proton-Kernstößen bei Projektilenergien unter der Nukleon-Nukleon-Schwelle untersucht werden kann. Um die nachzuweisenden K^- vom erwarteten hohen Untergrund aus gestreuten Protonen und ebenfalls produzierten π^--Mesonen separieren zu können, sollen differentielle Čerenkovdetektoren eingesetzt werden, deren Entwicklung Gegenstand dieser Arbeit war. Diese Detektoren arbeiten nach dem folgenden Prinzip: das von einem schnellen geladenen Teilchen in einem elektrisch polarisierbaren Medium (mit einem Brechungsindex $n > 1$) erzeugte Čerenkovlicht breitet sich auf einem Kegelmantel aus, dessen Öffnungswinkel von der Teilchengeschwindigkeit und vom Material abhängt. Dadurch ist es möglich, Pionen und Kaonen mit gleichem Impuls unter Ausnutzung der Totalreflektion zu separieren. Im entwickelten Čerenkovzähler aus Acrylglas (Brechungsindex $\mathrm{n} = 1{,}49$) ist der Öffnungswinkel des Čerenkovkegels für Pionen größer als der Winkel der Totalreflektion, der für Kaonen dagegen kleiner. Da das Licht von senkrecht auf einen langen Čerenkovzähler auftreffenden Teilchen erst nach mehreren Reflektionen zum Photomultiplier gelangt, werden nur die π^-–Mesonen Signale geben.

Bei nicht senkrechtem Einfall sind die Verhältnisse nicht so klar, da auch ein Teil des Čerenkovkegels der K–Mesonen totalreflektiert werden kann. Die Auswirkungen eines solchen schrägen Teilcheneinfalls in den Detektor wurden theoretisch hergeleitet. Dabei wird gezeigt, daß schon bei einer kleinen Abweichung vom senkrechten Einfall der Kaonen soviel Čerenkovlicht totalreflektiert wird und zum Photomultiplier gelangt, daß eine Separation zwischen π^- und K^- nicht mehr gewährleistet ist. Aus diesem Grund müssen die Detektoren so ausgelegt werden, daß diese Abweichung möglichst gering gehalten wird.

Für die Konzeptentwicklung wurden zwei Computerprogramme verwendet, mit denen einerseits die Flugbahnen der Teilchen vom Target durch den Spektrometermagneten von ANKE bis zu den Detektoren hin und andererseits das von diesen Teilchen in den Čerenkovzählern erzeugte Licht simuliert werden kann. Aus den Berechnungen mit diesen Programmen ergab sich, daß die Detektoren für optimale Separation sphärisch gebogen werden müssen, um sicherzustellen, daß die Trajektorien möglichst senkrecht auf den Detektor treffen. Anhand von im Labor mit kosmischer Strahlung an einem Čerenkovzähler durchgeführten Messungen wurden die Simulationsprogramme überprüft und verbessert, bevor die optimalen Abmessungen und die Positionierung der geplanten Detektoren ermittelt wurden.

Es wird gezeigt, daß die erwarteten Lichtausbeuten der so optimierten Detektoren für π^-– und K^-–Mesonen sich mindestens um einen Faktor 9 unterscheiden. Damit ist eine sichere Separation der nachzuweisenden K^-–Mesonen vom pionischen Untergrund möglich.

Die Čerenkovzähler und die anderen Bestandteile des Detektorsystems für negative Ejektile sollen bis Ende des Jahres 2000 an ANKE installiert werden.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 COSY

Der Protonenbeschleuniger COSY (**CO**oler-**SY**nchrotron) im Forschungszentrum Jülich kann Protonen von der Anfangsenergie 40 MeV auf 2600 MeV beschleunigen. Diese Maximalenergie wird in etwa 2 - 3 s erreicht, die Ringfülllung beträgt bis zu $4 \cdot 10^{10}$ Protonen. Der Beschleunigerring mit externen und internen Experimentierplätzen ist in Abb. 1.1 dargestellt. Der gesamte Umfang des Ringes beträgt 184 m. Zur Fokussierung dienen 40 Quadrupol- und 16 Sextupolmagnete.

In den Ablenkbögen befinden sich die insgesamt 24 Dipolmagnete, deren Feld synchron mit den beschleunigenden HF-Hohlraumresonatoren erhöht wird, um die Protonen während der Beschleunigung auf der Bahn zu halten.

Der Krümmungsradius der Bahn eines geladenen Teilchens, daß sich senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld bewegt, kann durch Gleichsetzen von Lorentz- und Zentrifugalkraft bestimmt werden:

$$\mathrm{F_L} = \mathrm{e}(\vec{\mathrm{v}} \times \vec{\mathrm{B}}) \underset{\vec{\mathrm{v}} \perp \vec{\mathrm{B}}}{=} \mathrm{e}(\mathrm{v} \cdot \mathrm{B}) = \frac{\mathrm{m} \cdot \mathrm{v}^2}{\mathrm{R}} = \mathrm{F_Z} \rightarrow \mathrm{R} = \frac{\mathrm{m} \cdot \mathrm{v}}{\mathrm{e} \cdot \mathrm{B}} = \frac{\mathrm{p}}{\mathrm{e} \cdot \mathrm{B}} \; .$$

Bei fester Feldstärke B ist der Krümmungsradius R also linear vom Impuls p abhängig. Für ein einfach geladenes Teilchen ergibt sich

$$\frac{\mathrm{B}}{[\mathrm{T}]} \cdot \frac{\mathrm{R}}{[\mathrm{m}]} = \frac{10}{3} \cdot \frac{\mathrm{p}}{[\mathrm{GeV/c}]} \; . \tag{1.1}$$

Bei einem Synchrotron wird der steigende Impuls p durch Erhöhen des Magnetfeldes B ausgeglichen. Dabei müssen die Protonen schon mit einer gewissen Energie in den Ring eintreten. Für COSY wird ein Zyklotron als Injektor verwendet, das einen $10\,\mu$A starken H^-–Strahl mit einer Energie

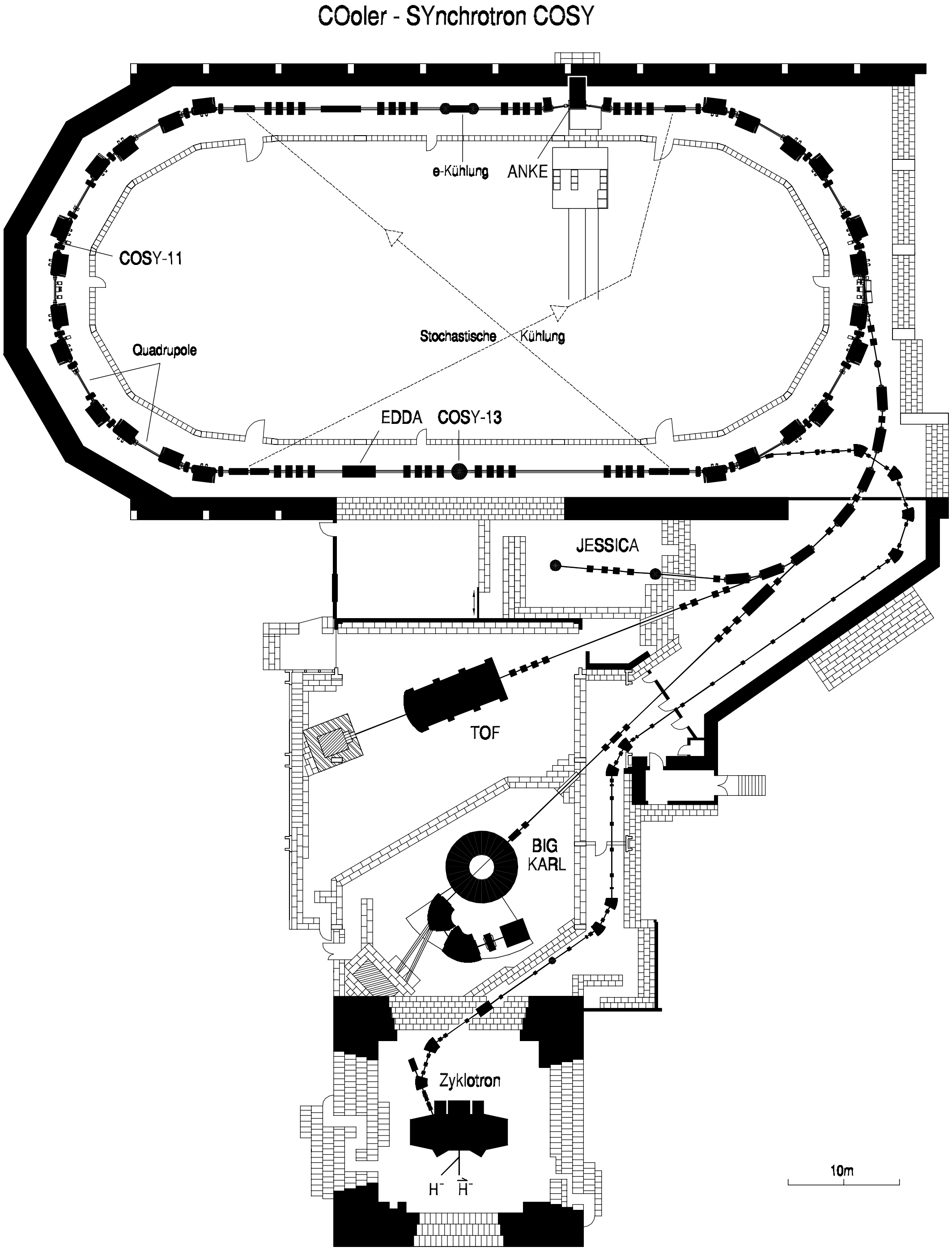

Abbildung 1.1: Der Protonenbeschleuniger COSY in Jülich

von 44 MeV liefert. Durch die Stripping – Reaktion $H^- \rightarrow p + 2e^-$ werden bei der Injektion Protonen erzeugt, die dann in COSY beschleunigt werden.

In den geraden Abschnitten des Beschleunigers befinden sich die Hochfrequenzbeschleunigung, der Elektronenkühler und die internen Targetpositionen TP1, TP2 und TPA. Das Magnetspektrometer ANKE befindet sich an Position TPA.

Zur Strahlkühlung werden zwei Systeme eingesetzt, um Strahlquerschnitt und Impulsunschärfe des COSY-Strahls möglichst gering zu halten. Zwischen der Injektionsenergie und 184 MeV kann die Elektronenkühlung verwendet werden, bei der nahezu monoenergetische Elektronen mit einer kinetischen Energie von bis zu 100 keV parallel zum umlaufenden Strahl in den Ring eingelenkt werden. Bei einer Strahlenergie von 184 MeV und einer Elektronenenergie von 100 keV gilt gerade $v_p \equiv v_{e^-}$. Durch Stöße mit Coulombkraft werden schnelle Protonen von diesen Elektronen abgebremst und langsame Protonen beschleunigt, so daß die Impulsunschärfe des Strahls abnimmt. Ab einer Energie von etwa 800 MeV kann dann die stochastische Kühlung eingesetzt werden, bei der Abweichungen des Strahls von der Sollbahn gemessen werden. Mit sogenannten Kickerelektroden, die sich an der gegenüberliegenden Seite des Beschleunigers befinden, wird den Abweichungen entgegengewirkt.

1.2 Untersuchung der K-Mesonenproduktion am Magnetspektrometer ANKE

Mit dem 1998 in Betrieb genommenen Spektrometer ANKE (**A**pparatur zur Messung **N**ukleonischer und **K**aon **E**jektile) wird derzeit die Produktion von K^+-Mesonen in Proton-Kern-Reaktionen mit Energien unter der Nukleon-Nukleon-Schwelle untersucht. Das Detektorsystem für positive Ejektile wurde ebenfalls im Jahr 1998 fertiggestellt und seither in ersten Messungen zur Produktion von K^+-Mesonen genutzt.

Die Čerenkovzähler, deren Auslegung in dieser Arbeit beschrieben wird, sind ein Teil des geplanten Detektorsystems für *negative* Ejektile, mit dem insbesondere die korrelierte Produktion von K^+ und K^- untersucht werden soll [Mül96].

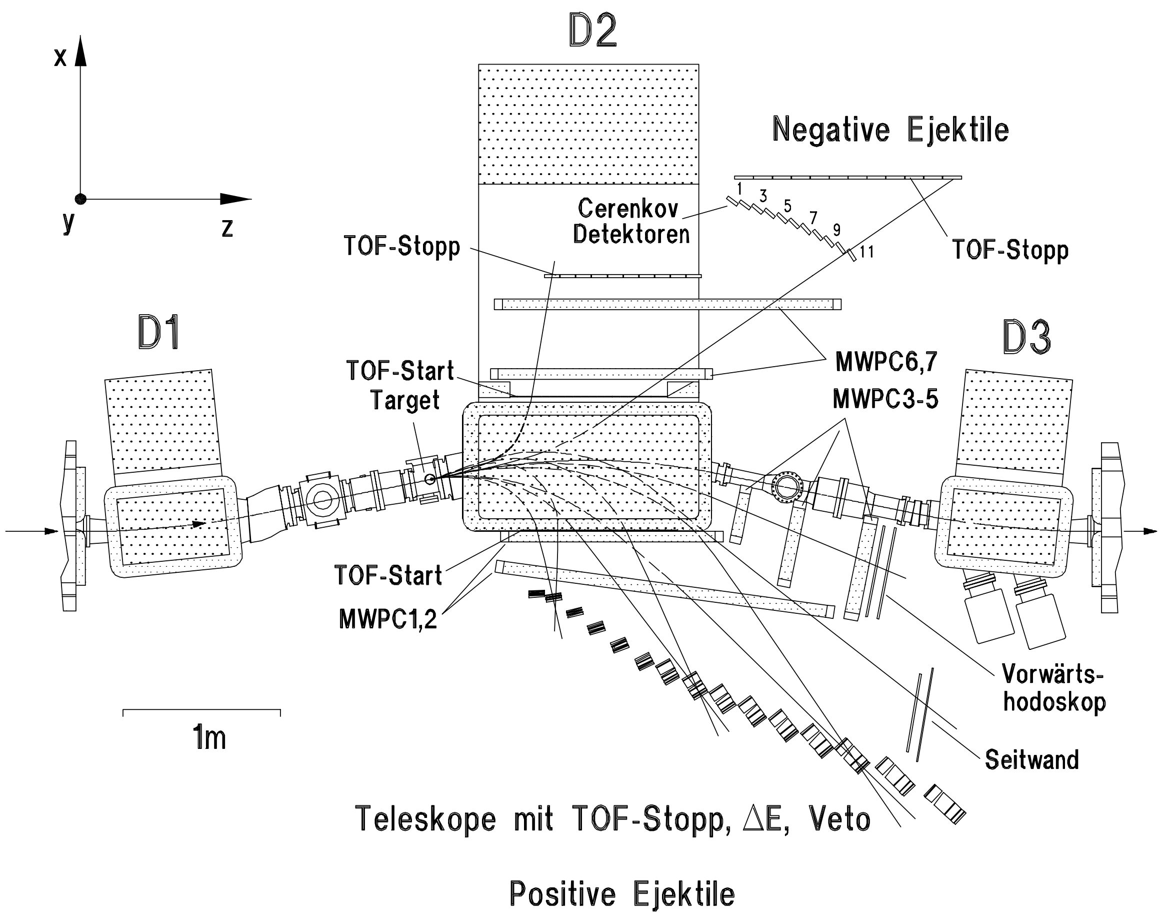

Abbildung 1.2: Das Magnetspektrometer ANKE mit allen Detektorsystemen. Die in dieser Arbeit beschriebenen Čerenkovzähler für negativ geladene Ejektile sind von 1 − 11 durchnumeriert.

Sowohl bei den K^+ - als auch bei den korrelierten K^+ - K^- – Studien soll die K-Mesonenproduktion unter der Nukleon-Nukleon-Schwelle untersucht werden. Diese Schwelle bezeichnet die Energie, die beim Stoß von zwei freien (d.h. nicht im Atomkern gebundenen) Nukleonen zur Mesonenproduktion nötig ist. Zur Herleitung dieser Mindestenergie T_S wird die invariante Masse M benutzt, die das Quadrat des Viererimpulses $p_4 = (E, \vec{p})$ und somit systemunabhängig ist. Im Laborsystem gilt vor der Reaktion:

$$M^2 = (E_p + m_t)^2 - p_p^2$$

m_p, m_t: Ruhemassen von Projektil und Target

$E_p = T_p + m_p$: Gesamtenergie des Projektils

Bei der Reaktion an der Schwelle wird die gesamte Energie zur Teilchenproduktion aufgewendet, so daß die Ejektile nach dem Stoß im Schwerpunktsystem ruhen. Es gilt daher:

$$M^2 = (m_p + m_t + m_{neu})^2 \ .$$

m_{neu}: Ruhemassen der erzeugten Teilchen

Wegen des Erhalts der invarianten Masse folgt

$$T_S = E_p - m_p = \frac{(m_p + m_t + m_{neu})^2 - (m_p + m_t)^2}{2 \cdot m_t} \ . \tag{1.2}$$

In Proton – Kern – Stößen wurde die Produktion von Mesonen auch unter dieser Schwelle beobachtet [Kop88], was nur aufgrund von kooperativen Effekten im Targetkern geschehen kann. Für diese Effekte gibt es verschiedene Modellvorstellungen:

- Das Meson ensteht durch eine elementare N – N – Wechselwirkung, wobei aber das Targetnukleon einen ungewöhnlich großen Fermi-Impuls in entgegengesetzter Richtung zum Projektil hat. Dieser zusätzliche Impuls kann ausreichen, um die Produktionsenergie zu erreichen.

- Ein „Cluster“ aus mehreren Targetnukleonen, auf den das Proton trifft, bildet ein schwereres effektives Target als ein einzelnes Nukleon, so daß die verfügbare Energie im Ruhesystem größer wird. Solche Cluster könnten entweder ein intrinsisches Merkmal von Kernen sein oder bei der Interaktion mit dem Proton des Strahls gebildet werden.

- Der Produktionsprozess läuft in mehreren Schritten ab, wobei zunächst ein intermediäres Teilchen, insbesondere ein Pion, gebildet wird, das dann mit einem anderen Targetnukleon zusammenstößt. Bei einem solchen Stufenprozess kann der Fermi-Impuls mehrerer Targetnukleonen genutzt werden.

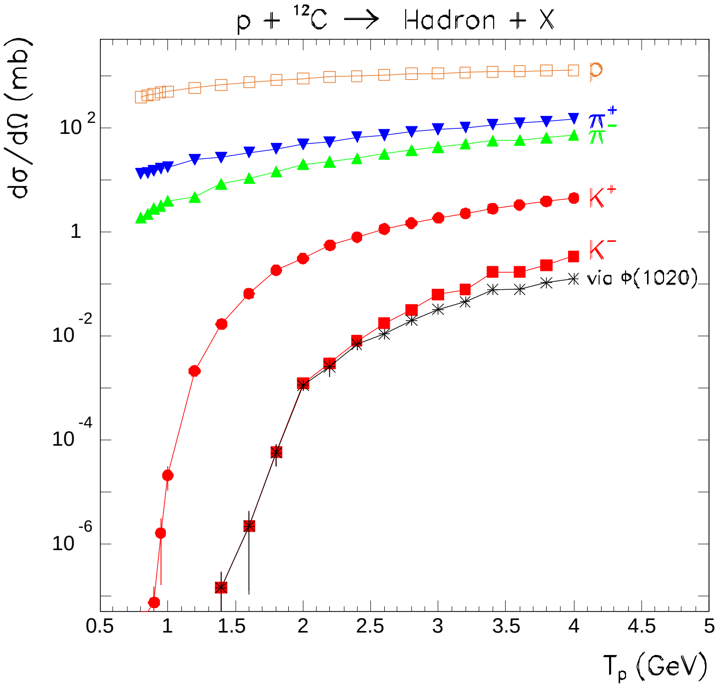

Abbildung 1.3: Berechnete Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega$ in Abhängigkeit von der Strahlenergie [Mül96]

Durch die Untersuchung der Mesonenproduktion unter der N - N - Schwelle können diese kooperativen Phänomene besser verstanden werden, wobei das erzeugte Meson nach Möglichkeit nach der Reaktion nicht mehr mit der Targetmaterie wechselwirken sollte, um die Signatur nicht zu verfälschen. Die Produktion von K^+-Mesonen (Quarkstruktur $u\bar{s}$) ist besonders geeignet, da wegen der Erhaltung der „Strangeness“ – Quantenzahl einerseits und der Abwesenheit von $\bar{u}$- und $\bar{d}$-Quarks in Kernmaterie andererseits die Chance für eine Wechselwirkung relativ gering sind. Die Schwellenenergie für die Reaktion $\mathrm{p} + \mathrm{N} \rightarrow \mathrm{N} + \mathrm{K}^+ + \Lambda$ beträgt nach Gleichung 1.2 1,58 GeV. Die Strangeness wird durch gleichzeitige Erzeugung des Hyperons Λ (Quarkgehalt uds) erhalten.

Die Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_\mathrm{K}/\mathrm{d}\Omega$ für Kaonenproduktion unterhalb der Schwelle sind erwartungsgemäß sehr gering (siehe Abb. 1.3). Damit die Anzahl der erzeugten Kaonen N_K für die geplanten Untersuchungen ausreichend hoch ist, muß die Luminosität L sehr hoch sein ($\mathrm{N}_\mathrm{K} = \sigma_\mathrm{K} \cdot \mathrm{L}$). L ist das Produkt der pro Zeiteinheit auf das Target treffenden Teilchen und der Anzahl der Targetteilchen pro Fläche. Der einfachste Weg, um eine hohe Luminosität zu erreichen, ist ein möglichst dickes Target, da in diesem Fall weitgehend alle Protonen des Strahls mit dem Target wechselwirken. Dieser Weg ist aber aus mehreren Gründen ungünstig:

- Die Wechselwirkung der K^+-Mesonen mit Targetmaterial ist zwar sehr gering, kann aber nur für ein dünnes Target vernachlässigt werden. Dieser Punkt macht sich bei den K^--Mesonen noch viel stärker bemerkbar, da hier die freie Weglänge in Kernmaterial kürzer ist: Mit der Quarkstruktur $\bar{u}s$ ist aufgrund der u- und d-Quarks des Kernmaterials eine Wechselwirkung wahrscheinlicher als für K^+.

- Die Energie der Projektile ist nicht genau bekannt, da die Protonen des Strahls auf dem Weg durch das Target abgebremst werden. Der Ort der Entstehung ist ebenfalls nicht so genau definiert wie bei einem dünnen Target.

ANKE ist aus diesen Gründen ein internes Experiment, an dem das dünne Target vom umlaufenden COSY-Strahl mehrfach durchquert wird und nicht, wie bei einem externen Experiment, nur einmal vom Strahl getroffen wird.

Da bei Reaktionen unterhalb der N-N-Schwelle die gesamte Energie zur Mesonenproduktion aufgewendet wird, befinden sich die Reaktionsprodukte im Schwerpunktsystem annähernd in Ruhe. Sie verlassen das Target daher mit der Schwerpunktgeschwindigkeit und weitgehend parallel zum COSY-Strahl. Zur Separation vom Strahl dient der Dipolmagnet D2, in dem positive Ejektile zum Ringinnern und negative nach außen abgelenkt werden (siehe Abb. 1.2).

Um Aufschluß über die Produktionsmechanismen zu erhalten, sollen an ANKE doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{K}}}{\mathrm{d}\Omega \cdot \mathrm{dp}}$ für die Kaonproduktion gemessen werden. Dazu müssen Impuls und Emissionswinkel der Kaonen bestimmt werden, was mit Hilfe der Vieldraht-Proportionalkammern (MWPCs) möglich ist. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise dieser Kammern findet sich in [Kra96].

Zur Separation des Pionen– und Protonenuntergrundes, dessen Intensität nach Abb. 1.3 sehr viel höher als die K^+–Intensität sein wird, verwendet man im Detektorsystem für positive Ejektile sogenannte Teleskopdetektoren zur Teilchenidentifikation, die in mehreren Diplom- und Doktorarbeiten (z.B. [Eße95] und [Fra96]) ausführlich beschrieben werden. Bei negativen Ejektilen ist die Separation etwas einfacher, da der Untergrund vom Target nur aus π^- besteht, während auf der positiven Seite die intensiveren π^+–Mesonen und die Protonen unterdrückt werden müssen.

Eine erste Separation zwischen Untergrund und Kaonen muß bei den Messungen schon erfolgen, bevor die Daten gespeichert werden, da sonst die Datenmenge von den entsprechenden Aufnahmesystemen nicht bewältigt werden kann. Hierzu wurde ein „Fast Trigger“ genanntes elektronisches System entwickelt, das in Echtzeit durch Analyse von Flugzeit und Energieverlust eine Verringerung des Untergrundes um einen Faktor von etwa 400 leistet. Dieses System ist in [Sle96] beschrieben.

1.3 Die K^- - Produktion

Aufgrund der Strangeness-Erhaltung wird zusammen mit einem K^- auch ein K^+ erzeugt, so daß die Schwellenenergie im Vergleich zur reinen K^+-Produktion von 1,58 GeV auf 2,53 GeV ansteigt. Von besonderem Interesse ist hier, daß die K^+-Mesonen aus den oben genannten Gründen eine große freie Weglänge in Kernmaterial haben, während die freie Weglänge für K^-Mesonen gering ist, so daß Wechselwirkungen mit dem Targetkern nach der Erzeugung (Final State Interactions oder FSI) eine größere Rolle spielen. Aus Messungen der Korrelation zwischen K^- und K^+ für verschiedene Targetkerne können Informationen über Produktionsprozesse und FSIs gewonnen werden. Das Magnetspektrometer ANKE ist für solche Messungen besonders geeignet, weil diese Korrelation nach der Installation des Detektorsystems für negative Ejektile unmittelbar gemessen werden kann.

Eine neuere Frage, über die mit diesen Messungen mehr Klarheit gewonnen werden könnte, ist die Veränderung der K^--Masse in Kernmaterie. Auch für normale Kerndichten wird eine Verringerung von ça. 100 – 120 MeV/c^2 erwartet. Die daraus folgende Abnahme der Schwellenenergie würde zu weit höheren Wirkungsquerschnitten der K^--Produktion führen. In [Sib98] finden sich neben einer ausführlichen Beschreibung dieses Themas Berechnungen für die zu erwarteten Änderungen des in Abb. 1.4 dargestellten Spektrums des invarianten Wirkungsquerschnittes.

Im einfachsten Fall werden K^- und K^+ direkt durch die Erzeugung von $q\bar{q}$ – Paaren erzeugt, wozu mindestens ein $s\bar{s}$ - und ein $u\bar{u}$ – Paar nötig sind:

$$\mathrm{N} + \mathrm{N} \rightarrow \mathrm{N} + \mathrm{N} + u\bar{u} + s\bar{s} \rightarrow \mathrm{N} + \mathrm{N} + \mathrm{K}^+ + \mathrm{K}^-.$$

Zusätzlich zu diesem Prozess kann die Erzeugung auch über eine neutrale Mesonenresonanz als Zwischenschritt ablaufen, die durch Erzeugung eines einzelnen $q\bar{q}$ – Paares entsteht. Das Kaonenpaar entsteht dann durch den Zerfall dieses Mesons in den entsprechenden Zerfallskanal:

$$\mathrm{N} + \mathrm{N} \rightarrow \mathrm{N} + \mathrm{N} + q\bar{q} \rightarrow \mathrm{N} + \mathrm{N} + \mathrm{Meson} \rightarrow \mathrm{N} + \mathrm{N} + \mathrm{K}^+ + \mathrm{K}^-.$$

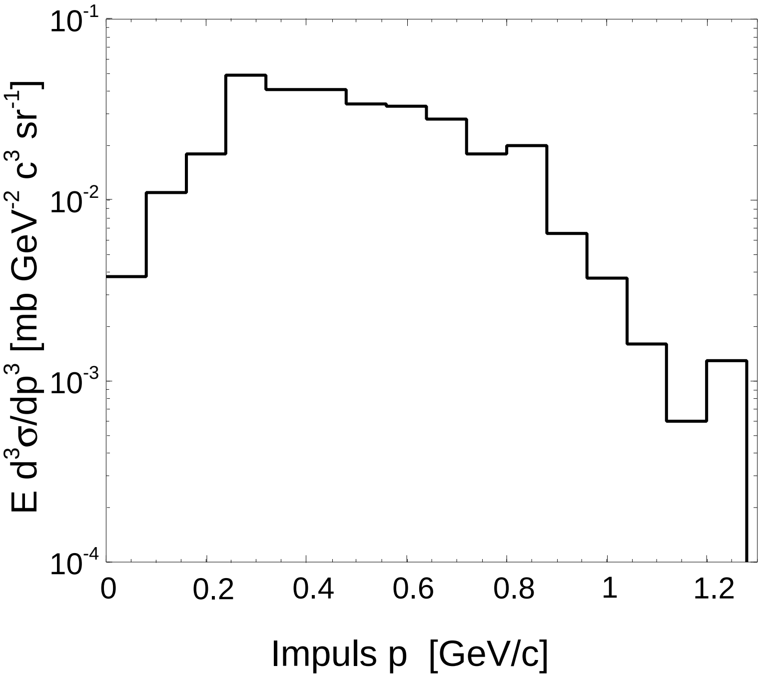

Abbildung 1.4: Berechnete invariante Wirkungsquerschnitte der K^--Ejektile bei 2,5 GeV/c Strahlenergie [Mül96]

Für diesen Produktionsweg kommen die Mesonen $a_0(980)$, $f_0(980)$ und $\phi(1020)$ als Zwischenschritt in Frage. Dabei wird sich der Weg über $\phi(1020)$ am besten beobachten lassen, da der Zerfall in ein Kaonenpaar aufgrund der relativ hohen Lebensdauer größtenteils außerhalb des Kerns stattfinden wird und diese Resonanz (im Gegensatz zu $a_0(980)$ und $f_0(980)$) schmal genug ist, um ein deutliches Signal in den Spektren der invarianten Masse zu geben. Wenn eine klare Identifikation der $\phi-$Mesonen erfolgt ist, kann über diese Messungen die Wechselwirkung zwischen $\phi(1020)$ und Kernmaterie studiert werden, über die bis jetzt nur wenig bekannt ist.

Eine weitere Möglichkeit ist die Erzeugung über die Baryonenresonanz $\Lambda(1520)$:

$$\mathrm{p} + \mathrm{N} \rightarrow \mathrm{p}{+}s\bar{s} + \mathrm{N} \rightarrow \mathrm{N} + \Lambda(1520) + \mathrm{K}^+ \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{N} + \mathrm{K}^+ + \mathrm{K}^-.$$

Hier entsteht das K^- durch den $\Lambda(1520)$-Zerfall nach der Erzeugung des K^+.

Für die Vorbereitung der Experimente an ANKE wurden Modellrechnungen zur K^-Produktion in Proton-Kern-Reaktionen durchgeführt. Diese Rechnungen sind in [Mül96] ausführlich beschrieben; hier sollen nur zwei unmittelbar wichtige Ergebnisse aufgeführt werden. Abb. 1.3 zeigt die aus den Modellrechnungen erwartete Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Reaktionsprodukte, wobei für K^- zusätzlich der Beitrag durch die Zwischenresonanz $\phi(1020)$ eingetragen ist. Der Pionenuntergrund überwiegt die erzeugten K^- bei Reaktionen an der N-N-Schwelle (2,53 GeV) um etwa 4 Größenordnungen; für niedrigere Energien wird dieses Verhältnis noch ungünstiger. Wie tief man mit der Erzeugungsenergie also unter die Schwelle gehen kann, hängt wesentlich von der Unterdrückung dieses Untergrundes ab.

Für die Auslegung des Detektorsystems ist die Impulsverteilung der entstandenen K^- maßgebend. Diese Verteilung ist in Abb. 1.4 für Streuwinkel von $+10°$ bis $-10°$ zum COSY-Strahl aufgetragen (dieser Winkelbereich entspricht der Akzeptanz des ANKE-Spektrometers). Im wesentlichen haben die erzeugten K^- Impulse im Bereich von 100 MeV bis hinauf zu etwa 1 GeV.

Kapitel 2

Das Detektorsystem

2.1 Gesamter Aufbau

Das in Abb. 2.1 skizzierte Detektorsystem für negativ geladene Ejektile an ANKE soll K^--Mesonen nachweisen. Es besteht aus drei Teilen, die zusammen eine Spurrekonstruktion und eine Separation der K^- vom Untergrund ermöglichen.

Der Untergrund besteht zum einen aus nicht direkt vom Target kommenden Teilchen (hauptsächlich Protonen), die vom Magneten oder vom Vakuumsystem in die Detektoren gestreut werden. Dieser Untergrund kann durch eine möglichst gute Spurrekonstruktion unterdrückt werden. Zum anderen entstehen außer den Kaonen, die nachgewiesen werden sollen, auch π-Mesonen, von denen die negativ geladenen (π^-) im Detektorsystem registriert werden. Der Pionenuntergrund ist bei Reaktionen unter der Schwelle um ein Vielfaches intensiver als das Signal der Kaonen (siehe Abb. 1.3). Je nach dem betrachteten Impulsbereich kommen auf ein K^-, das wir nachweisen wollen, etwa 10^2 bis 10^5 π^-. Die π^- sind, genau wie die K^-, einfach negativ geladen und lassen sich von daher nur aufgrund ihrer Masse von diesen unterscheiden - die Kaonenmasse beträgt $494\,\mathrm{MeV/c^2}$, die Pionenmasse $140\,\mathrm{MeV/c^2}$.

Die Spurrekonstruktion wird vor allem durch die beiden Vieldrahtkammern ermöglicht. Die Drahtkammern sind im wesentlichen mit ihren beiden Gegenstücken auf der K^+ – Seite identisch.

Die Start - und Stopszintillatoren liefern zusätzliche Ortsinformationen, vor allem aber messen sie die Flugzeit der Teilchen und liefern so einen Ansatz zur Separation zwischen Kaonen und Pionen: Die Trajektorie eines Teilchens vom Target durch das Magnetfeld und die Detektoren ist, abgesehen von seiner Startrichtung, nur von seinem Impuls abhängig, ein K^- und ein π^- mit gleichem Impuls fliegen also entlang derselben Trajektorie, aber aufgrund

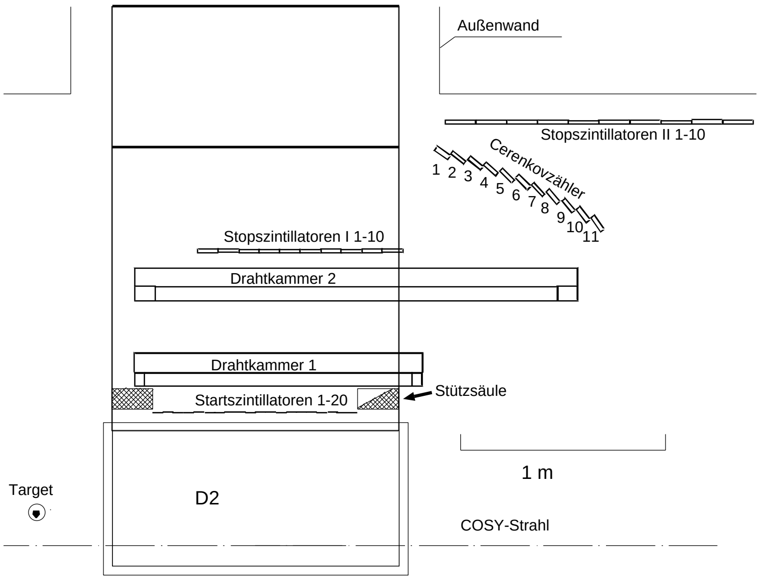

Abbildung 2.1: Aufsicht auf das ANKE – Detektorsystem für negativ geladene Ejektile

der unterschiedlichen Massen unterscheiden sich die Geschwindigkeiten und damit die Flugzeiten. In Tabelle 2.1 sind die Flugzeiten beider Teilchenarten für verschiedene Impulse gezeigt. Eine Flugzeitdifferenz von weniger als 1,5 ns ist nicht mehr so zuverlässig zu messen, daß dadurch eine Teilchenseparation gewährleistet ist, da die Verteilung der Flugzeitsignale selbst zu breit ist (FWHM = 0,6 ns). Das bedeutet, daß für Impulse oberhalb von 600 MeV/c noch zusätzliche Informationen zur sicheren Teilchenidentifikation notwendig sind.

p	**d**	**TOF [ns]**		**ΔTOF**
[MeV/c]	**[cm]**	π^-	**K**$^-$	**[ns]**
500	175	6,06	8,20	2,14
600	175	5,99	7,55	1,57
800	201	6,80	7,87	1,07
1000	215	7,24	7,99	0,76

Tabelle 2.1: Flugzeiten von K^- und π^- für verschiedene Impulse. **d** ist der Abstand zwischen Start- und Stopszintillatoren in cm.

Ein größerer Abstand der Stop- von den Startszintillatoren wäre selbst dann keine Lösung, wenn dafür im ANKE–Bereich Platz vorhanden wäre: Die mittlere Lebensdauer von Kaonen in Ruhe ist mit 12,4 ns so kurz, daß die Überlebenswahrscheinlichkeit auch bei den in Tab. 2.1 gegebenen Abständen nur ça. 65% beträgt.

2.2 Čerenkovzähler

Die zur Teilchenseparation notwendigen zusätzlichen Informationen sollen von den Čerenkovzählern geliefert werden, die Gegenstand dieser Arbeit sind und in den folgenden Abschnitten ausführlich beschrieben werden. Diese Detektoren haben die Abmessungen 2 cm $\times$ 8 cm $\times$ 120 cm und bestehen aus UV-durchlässigem Acrylglas (Röhm Plexiglas GS 218) mit dem Brechungsindex $n = 1{,}49$. Am oberen und unteren Ende befindet sich ein Sekundärelektronenvervielfacher (im folgenden als Photomultiplier oder PMT bezeichnet), der das erzeugte Licht in ein elektronisches Signal umwandelt. Das in diesen Zählern durch die hindurchfliegenden Ejektile erzeugte Čerenkovlicht wird auf einem Kegelmantel um die Flugbahn des erzeugenden Teilchens abgestrahlt. Da der Öffnungswinkel dieses Kegels von der Teilchengeschwindigkeit (und damit bei gleichem Impuls von der Masse) abhängt, kann durch Wahl eines geeigneten Detektormaterials und geschickten Aufbau erreicht werden, daß das von Pionen im Zähler erzeugte Licht zu den PMTs gelangt, das der Kaonen aber nicht. Die Čerenkovzähler werden somit als Vetozähler verwendet, in denen ein π^- ein Signal erzeugt, ein K^- nicht.

Daraus – und aus der Tatsache, daß weit mehr Pionen als Kaonen erzeugt werden – ergibt sich die günstigste Reihenfolge für die Detektoren. Der ursprüngliche Entwurf sah vor, daß die Stopzähler vor den Čerenkovzählern stehen. Das hätte allerdings bedeutet, daß ein π^-, das im Stopzähler durch hadronische Wechselwirkung verloren geht, für ein K^- gehalten worden wäre: es hätte schließlich im Čerenkovzähler kein Signal erzeugt. Wenn die Chance für eine solche Wechselwirkung nur 0,1% betragen würde, hieße das zum Beispiel bei der Schwellenenergie von 2,53 GeV/c (bei einem Verhältnis von etwa 1:1000 zwischen π^- und K^-), daß auf jedes richtig nachgewiesene K^- ein falsch identifiziertes π^- käme – also eine Fehlerquote von 50%. In der jetzigen Auslegung sind die Čerenkovzähler zwischen den Start- und Stopzählern angeordnet. Wenn Teilchen durch Wechselwirkung mit einem Zähler kein Signal mehr in den Stopzählern auslösen können, sind sie für die Messung verloren und können nicht mehr fälschlicherweise als Kaon registriert werden. Diese Auslegung bedeutet allerdings, daß die Čerenkovzähler möglichst dünn sein müssen, damit nicht zuviele K^- durch hadronische Wechselwirkung mit dem Zählermaterial verlorengehen. Zur Zeit werden Rechnungen mit GEANT durchgeführt, um die Auswirkungen dieser Wechselwirkungen abzuschätzen. Eine der Zielsetzungen der in Kapitel 7 beschriebenen Messungen war die Beantwortung der Frage, ob Pionen bei der geplanten Dicke von 2 cm genügend Licht erzeugen, um eindeutig nachweisbar zu sein.

2.3 Das ANKE-Koordinatensystem und Winkeldefinitionen

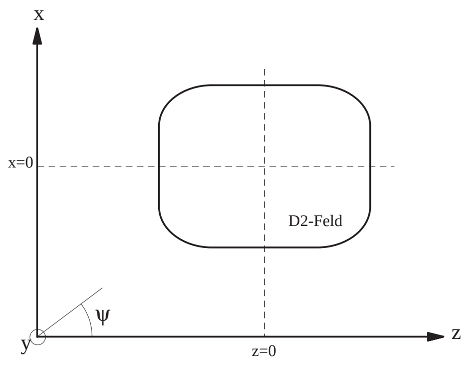

Abbildung 2.2: Das ANKE–Koordinatensystem

Die Orientierung der Raumrichtungen an COSY und anderen Beschleunigern etwas ungewohnt: z liegt entlang der Strahlrichtung, y ist die vertikale Koordinate und x ist der seitliche Abstand zum Strahl. Dabei wird x zum Ringinnern negativ und nach außen positiv, was dazu führt, daß die Detektoren für negative Ejektile auf der Seite mit positiven x-Koordinaten stehen. Das ANKE-Koordinatensystem hat dieselbe Orientierung der Raumrichtungen, aber der Koordinatenursprung ist in der Mitte des Feldes vom Magneten D2.

Die Richtung der Trajektorien ist durch zwei Winkel angegeben:
ψ ist der Winkel in der x-z-Ebene; $\psi = 0°$ entspricht der z-Richtung.
χ ist der Winkel aus der x-z-Ebene heraus; die y-Richtung enspricht $\chi = 0°$.

Kapitel 3

Čerenkoveffekt und Totalreflektion

3.1 Čerenkovlicht

Der Čerenkoveffekt wurde von seinem Namensgeber P.A.Čerenkov zum ersten Mal eingehend untersucht [Čer34]. Zu diesem Zeitpunkt, 1934, war bekannt, daß eine Reihe von Substanzen unter radioaktiver Strahlung stark leuchten (Szintillation). In einer weitaus größeren Anzahl von Materialien trat ein sehr schwaches Leuchten unter Strahlung auf, und dieser Effekt wurde von Čerenkov zunächst anhand von Wasser untersucht. Bei diesen Untersuchungen traten bereits zwei grundlegende Merkmale des Čerenkovlichtes zutage:

1. Das Licht wird auf einem Kegelmantel um die Flugrichtung des erzeugenden Teilchens abgestrahlt.

2. Der Öffnungswinkel dieses Kegels ist von der verwendeten Substanz abhängig.

I. Frank und I. Tamm gaben 1937 eine auf klassischer Elektrodynamik fußende Erklärung für den Čerenkoveffekt, der als eine elektrodynamische Schockwelle verstanden werden kann [F&T37]. Eine solche Welle tritt immer dann auf, wenn ein geladenes Teilchen ein dielektrisches Medium mit einer Geschwindigkeit v durchquert, die höher als die Lichtgeschwindigkeit $c_m = c/n$ in diesem Medium ist. Ihr Entstehen ist anschaulich folgendermaßen zu verstehen: Die Atome des Mediums werden durch das geladene Teilchen polarisiert, wobei das Polarisationsfeld für langsame Teilchen symmetrisch ist und sich daher nach außen kein resultierendes Feld ergibt. Sobald sich das Teilchen schneller bewegt, als sich sein elektromagnetisches Feld ausbreitet, wird die Symmetrie des Polarisationsfeldes aufgehoben. Aus dieser Asymmetrie ergibt sich ein resultierendes Dipolfeld, das elektromagnetische Wellen in Form der Čerenkovphotonen abstrahlt.

Die Forderung $v > c_m$ bedeutet, daß es – in einem bestimmten Medium – für jedes Teilchen einen Schwellenimpuls $p_{\check{C}}$ gibt, von dem an Čerenkovlicht erzeugt wird. Mit

$$v > c_m = \frac{c}{n} \rightarrow \beta = \frac{p}{E} > \frac{1}{n} \rightarrow p > \frac{1}{\sqrt{n^2-1}} \cdot m_0 \cdot c = p_{\check{C}}$$

läßt sich bei bekanntem n dieser Schwellenimpuls aus der Ruhemasse m_0 berechnen. Das für die im K^--Detektorsystem an ANKE vorgesehenen Čerenkovdetektoren verwendete Acrylglas hat einen Brechungsindex von $n = 1{,}49$, damit ist der Schwellenimpuls $p_{\check{C}}$ für Čerenkovlicht in diesem Medium in etwa 90% der Ruhemasse eines Teilchens:

$$p_{\check{C}} \approx 0,9 \cdot m_0 \cdot c. \tag{3.1}$$

In normalen optischen Substanzen reicht das Spektrum des Čerenkovlichtes über den gesamten Bereich des sichtbaren Lichtes, wobei die Intensität zum violetten Ende hin stärker wird. Das z.B. im Kühlwasser von Kernreaktoren auftretende Čerenkovlicht etwa ist bläulich-weiß.

Die Intensität des erzeugten Lichtes, angegeben in erzeugten Photonen pro cm, ist:

$$N_{phot} = \frac{2\pi \cdot Z^2 \cdot \Delta\nu \cdot \alpha}{c} \cdot \sin^2 \vartheta_{\check{C}}$$

Dabei ist Z die Ladung des lichterzeugenden Teilchens, $\Delta\nu$ der Frequenzbereich des erzeugten Lichtes, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und $\vartheta_{\check{C}}$ der halbe Öffnungswinkel des Čerenkovkegels. Für einfach geladene Teilchen und die meisten Detektormaterialien läßt sich diese Gleichung wie folgt vereinfachen [Gro98]:

$$N_{phot} = 370 \cdot \sin^2 \vartheta_{\check{C}} \tag{3.2}$$

Die Lichtausbreitung auf einem Kegel läßt sich aus der Analogie zur Schallwelle verstehen, da sich in beiden Fällen der Erzeugungsort der Wellen schneller bewegt, als die Wellen selbst sich ausbreiten. Durch eine geometrische Konstruktion der Wellenfront kann auch der Öffnungswinkel $\vartheta_{\check{C}}$ des Čerenkovkegels bestimmt werden:

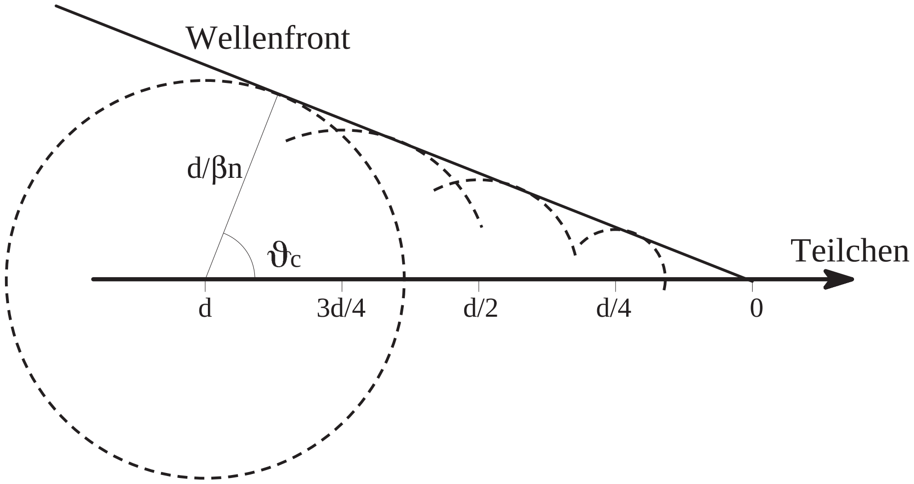

Abbildung 3.1: Konstruktion des Čerenkovwinkels

Ein Teilchen, das sich mit der Geschwindigkeit $v = \beta c$ bewegt, braucht die Zeit $t = \frac{d}{\beta c}$, um sich von d nach 0 zu bewegen. In dieser Zeit bewegt sich das bei d erzeugte Licht um $t \cdot \frac{c}{n}$, also um $\frac{d}{\beta n}$. Die Richtung des abgestrahlten Lichtes ist senkrecht zur so konstruierten Wellenfront, steht also immer im Winkel $\vartheta_{\check{C}}$ zur Flugrichtung des Teilchens. Somit ist

$$\cos \vartheta_{\check{C}} = \frac{\frac{d}{\beta n}}{d} = \frac{1}{\beta n} \; .$$

Falls das lichterzeugende Teilchen sich also nur wenig schneller bewegt als das Licht im Medium, wird das Čerenkovlicht fast parallel zur Flugrichtung abgestrahlt. Der Winkel $\vartheta_{\check{C}}$ steigt mit wachsender Geschwindigkeit, bis er schließlich für hochrelativistische Teilchen die durch $\cos \vartheta_{\check{C}} = \frac{1}{n}$ gegebene Grenze erreicht.

Zusammengefaßt gilt also folgendes: Damit ein Teilchen Čerenkovlicht erzeugt, muß es sich schneller bewegen als die Lichtgeschwindigkeit im durchquerten Medium. Das erzeugte Čerenkovlicht wird in einem Winkel $\vartheta_{\check{C}}$ zur Teilchenbahn abgestrahlt, der von der Geschwindigkeit des Teilchens abhängt. Die erzeugte Lichtmenge hängt von $\vartheta_{\check{C}}$ und damit wieder von der Geschwindigkeit ab.

3.2 Čerenkovlicht für Kaonen und Pionen

Der Schwellenimpuls $p_{\check{C}}$, von dem an ein Teilchen Čerenkovlicht erzeugt, läßt sich nach Gleichung 3.1 berechnen. Für K^- ist $p_{\check{C}} = 446\,\mathrm{MeV/c}$, für π^- ist $p_{\check{C}} = 126\,\mathrm{MeV/c}$. Im Impulsbereich von 500 MeV/c bis 1000 MeV/c, in dem die Čerenkovzähler zur Teilchenidentifikation verwendet werden sollen, erzeugen also sowohl die Kaonen als auch die Pionen Čerenkovlicht. Bloßes Auftreten eines Signals ist mithin kein gutes Kriterium für die Separation, wie folgende Überlegung zeigt:

Die erzeugte Lichtmenge ist nach Gleichung 3.2 über den Čerenkovwinkel abhängig von der Geschwindigkeit der Teilchen - pro cm werden ungefähr $370 \cdot \sin^2 \vartheta_{\check{C}}$ Photonen erzeugt. Im Prinzip ließe sich also eine Separation aufgrund der Stärke des Signals im Čerenkovdetektor durchführen, jedoch wird an dem in Abb. 3.2 aufgetragenen Verlauf der Lichtausbeute für Kaonen und Pionen nach Impuls deutlich, daß dieses Kriterium nur recht ungenau ist, da die Unterschiede für höhere Impulse zu gering sind. Das gilt vor allem, da die angegebenen Werte für die Lichtausbeute nur Mittelwerte sind. Abgesehen von der Erzeugung des Lichtes selbst wären außerdem noch zusätzliche statistische Schwankungen bei der Lichtausbreitung im Zähler und bei der Erzeugung eines Signals am Photomultiplier zu erwarten.

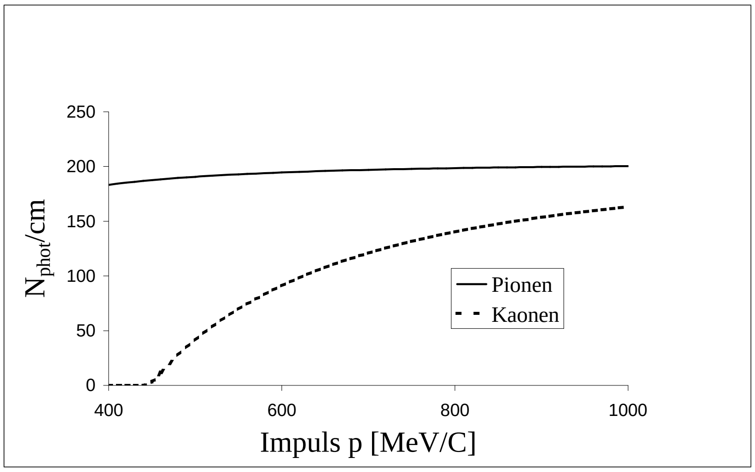

Abbildung 3.2: Abhängigkeit der erzeugten Lichtmenge N_{phot} pro cm vom Impuls p für π^- und K^- in Acrylglas ($n = 1{,}49$)

Der meistversprechende Ansatz zur Separation von K^- und π^- liegt in der Abhängigkeit der Ausbreitungsrichtung des Čerenkovlichtes von der Geschwindigkeit. Über das Phänomen der Totalreflektion kann, wie sich im folgenden zeigen wird, das von den Kaonen erzeugte Signal stark abgeschwächt werden.

3.3 Teilchenseparation durch Totalreflektion

Beim Prinzip der Teilchenseparation durch Totalreflektion des Čerenkovlichtes macht man sich zunutze, daß der Öffnungswinkel des Čerenkovkegels $\vartheta_{\check{C}}$ von der Geschwindigkeit und damit (bei gleichem Impuls) von der Masse des Teilchens abhängt.

Totalreflektion kann dann auftreten, wenn Licht auf die Grenzfläche von einem optisch dichten Material A zu einem weniger dichten Material B trifft. Nach dem Gesetz von Snellius gilt für die Brechung von Licht $\sin\alpha \cdot \mathrm{n_A} = \sin\beta \cdot \mathrm{n_B}$.

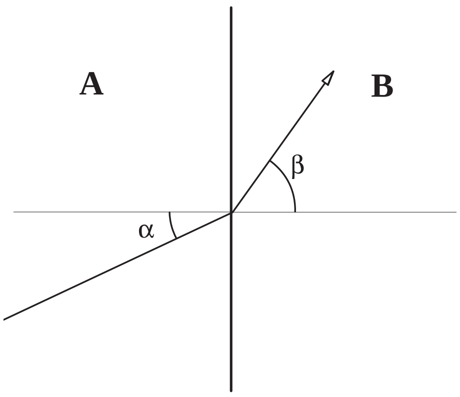

Abbildung 3.3: Lichtbrechung

Sobald der Brechungswinkel β größer als 90° ist, kann kein Licht mehr in das optisch dünnere Material B eintreten, so daß alles Licht zurück in Material A reflektiert wird. Der Grenzwinkel ϑ_R für die Totalreflektion ist also bestimmt durch $\sin\vartheta_\mathrm{R} = \frac{\mathrm{n_B}}{\mathrm{n_A}}$. Für das verwendete Acrylglas mit einem Brechungsindex von n=1,49 und mit $\mathrm{n_{Luft}} \approx 1$ ist $\vartheta_R = \arcsin\frac{1}{1{,}49} = 42{,}1°$.

Die Funktionsweise des Prinzips der Separation durch Totalreflektion ist in Abb. 3.4 für einen rechteckigen Detektor dargestellt: Wenn ein K^- und ein π^- mit demselben Impuls senkrecht in einen Detektor eintreten, ist der Öffnungswinkel $\vartheta_{\check{C}}$ des von Pionen erzeugten Čerenkovkegels größer als derjenige für Kaonen, da die leichteren Pionen schneller sind. Bei richtiger Wahl des Detektormaterials liegt außerdem ϑ_R für den gesamten Impulsbereich zwischen den Čerenkovwinkeln für Kaonen und Pionen.

Der Lichtkegel, der von einem Kaon erzeugt wird, trifft dann mit einem Winkel $\vartheta_{\check{C}}$ auf die Detektorrückfläche, der kleiner als der Totalreflektionswinkel ϑ_R ist. Das Licht wird zum größten Teil nicht reflektiert und verläßt den Detektor. Auch wenn ein Photon reflektiert werden sollte, ist der Winkel des Lichtweges mit der Vorderfläche wieder kleiner als ϑ_R. Es wird also an einem weiter oben am Detektor angebrachten Photomultiplier (PMT), den das Licht typischerweise erst nach mehreren Reflektionen erreichen würde, kein Signal (durch ein Kaon) ausgelöst.

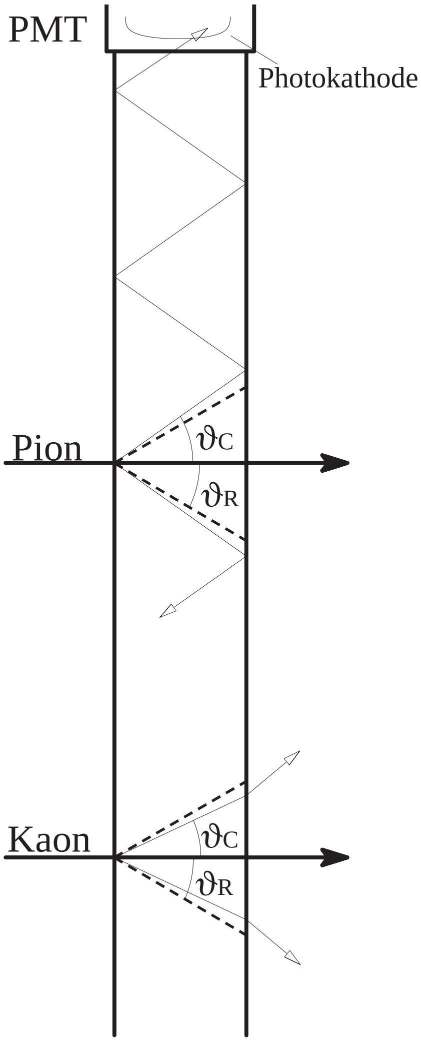

Abbildung 3.4: Lichtausbreitung für K^- und π^- in einem rechtwinkligen Körper

Das von einem Pion erzeugte Čerenkovlicht hingegen trifft mit $\vartheta_{\check{C}} > \vartheta_R$ auf die Rückfläche. Es wird reflektiert, trifft mit demselben Winkel $\vartheta_{\check{C}}$ wieder auf die Vorderfläche und wird dort erneut reflektiert, so daß es (nach einigen Reflektionen) den Photomultiplier erreichen und dort ein Signal erzeugen kann.

Wie gut dieses Prinzip funktioniert, hängt im wesentlichen von 3 Dingen ab:

- **Brechungsindex des Detektormaterials**

Diese Größe bestimmt sowohl ϑ_R als auch $\vartheta_{\check{C}}$ für K^- und π^-. In Abb. 3.5 sind diese drei Winkel für das bei unseren Detektoren verwendete Acrylglas im relevanten Impulsbereich aufgetragen. Für den gesamten Bereich ist für π^- $\vartheta_{\check{C}} > \vartheta_R$ und für K^- $\vartheta_{\check{C}} < \vartheta_R$. Unter optimalen Bedingungen wäre also die Teilchenseparation durch Totalreflektion eindeutig, wobei es für große Impulse nur noch einen kleinen Spielraum gibt - für K^- bei 1000 MeV/c beträgt der Unterschied zwischen ϑ_R und $\vartheta_{\check{C}}$ weniger als 0,5°.

- **Einfallswinkel des Teilchens**

Die Darstellung in Abb. 3.4 geht von senkrechtem Teilcheneinfall aus. Für ein schräg einfallendes Teilchen werden die Verhältnisse komplizierter, da nun nicht mehr unbedingt alle Photonen auf dem Čerenkovkegel totalreflektiert werden oder den Detektor verlassen. Grundsätzlich ist zu erwarten, daß auch das Čerenkovlicht eines Kaons, das mit einem Winkel von $\delta > (\vartheta_R - \vartheta_{\check{C}})$ auf den Detektor trifft, zu einem gewissen Anteil totalreflektiert wird. Wie groß dieser Anteil ist, wird in Abschnitt 4.1 dargelegt. In Kapitel 5 wird beschrieben, unter welchen Winkeln negative Ejektile vom ANKE – Target die Čerenkovdetektoren durchqueren.

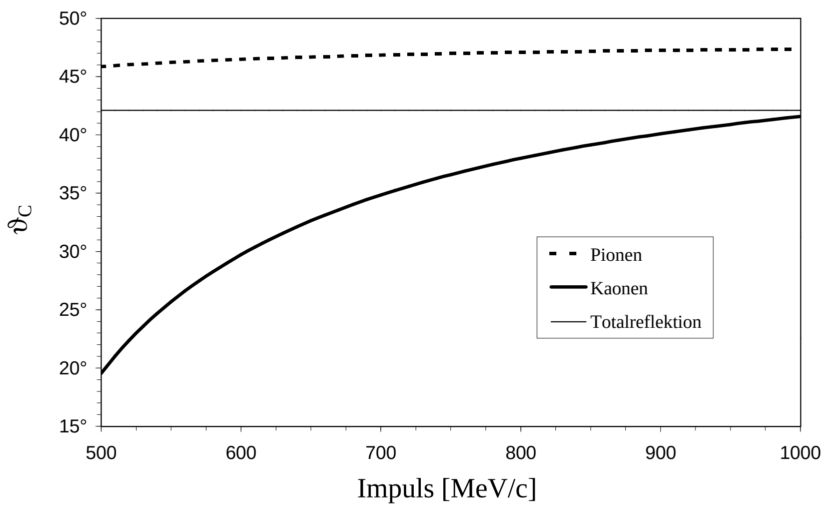

Abbildung 3.5: Čerenkovwinkel $\vartheta_{\check{C}}$ für K^- und π^- in Acrylglas

- **Qualität der Detektoroberfläche**

Es ist nicht damit zu rechnen, daß die Oberfläche der verwendeten Detektoren vollkommen plan sein wird. Durch die mikroskopische Rauhigkeit der Oberfläche können Photonen den Detektor verlassen, die unter idealen Verhältnissen totalreflektiert würden. Außerdem kann in diesem Fall die Richtung eines reflektierten Photons leicht von der Richtung für eine ideale Oberfläche abweichen. Die Auswirkungen solcher Ungenauigkeiten sind mit Simulationsrechungen geprüft worden, deren Ergebnisse sich in Kapitel 6 finden.

3.4 Andere Detektormaterialien

Bei Wahl des richtigen Materials wären auch Čerenkovzähler denkbar, die ohne die Separation über Totalreflektion auskämen - der Brechungsindex dieses Materials müßte dann so groß sein, daß Pionen für den gesamten Impulsbereich von 500 - 1000 MeV/c Čerenkovlicht erzeugen, Kaonen hingegen selbst für den Höchstimpuls von 1000 MeV/c nicht. Mit anderen Worten müßte der Schwellenimpuls $p_{\check{C}}$ für Pionen unter 500 MeV/c liegen und für Kaonen über 1000 MeV/c. Diese beiden Forderungen bedeuten, daß der Brechungsindex n des Detektormaterials zwischen $n = 1{,}04$ und $n = 1{,}11$ liegen müßte.

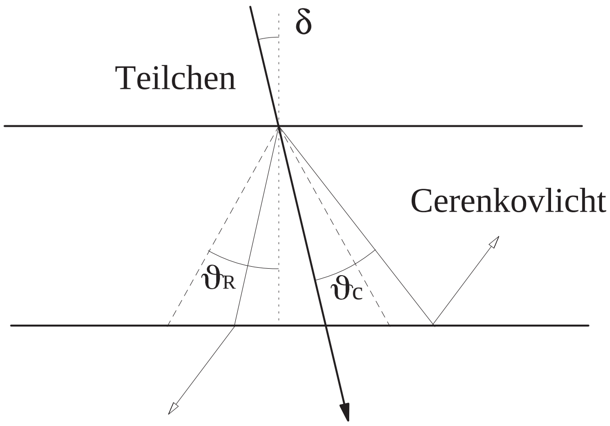

Abbildung 3.6: Verhalten bei schrägem Einfall

Ein an einigen Experimentiereinrichtungen verwendetes Aerogel erfüllt mit $n = 1{,}05$ diese Bedingungen, und zu Beginn der Planungen für das Detektorsystem wurde auch darüber nachgedacht, Čerenkovzähler aus diesem Material zur Teilchenidentifikation zu verwenden. Die Schwierigkeiten, die solche Detektoren mit sich bringen würden, sind allerdings im Vergleich zu Acrylglasdetektoren sehr groß, obwohl das grundsätzliche Prinzip unkomplizierter ist:

Das Hauptproblem ist die geringe erzeugte Lichtmenge von Aerogel verglichen mit Acrylglas. Der Čerenkovwinkel $\vartheta_{\check{C}}$ ist aufgrund des niedrigeren Brechungsindices wesentlich kleiner und die Zahl der erzeugten Photonen N_{phot} hängt, wie in Abschnitt 3.1 erwähnt, von $\sin^2 \vartheta_{\check{C}}$ ab. In Tabelle 3.1 ist N_{phot} für Pionen bei verschiedenen Impulsen aufgeführt.

p [MeV/c]	**N_{phot}**	
	Aerogel	**Acrylglas**
500	8	190
600	17	195
800	24	198
1000	27	200

Tabelle 3.1: Erzeugte Lichtmenge N_{phot} in Aerogel ($n = 1{,}05$) und Acrylglas ($n = 1{,}49$)

Aufgrund der in Abschnitt 2.1 dargelegten Überlegungen müssen sich die Čerenkovzähler, gleich aus welchem Material, vor den Stopszintillatoren befinden, wenn sie als Vetozähler eingesetzt werden. Die Detektoren müssen also schmal gehalten werden, um Streuung oder kompletten Verlust der K^- möglichst gering zu halten. Diesem Ziel widerspricht aber die kleine Lichtmenge, zumal die Quanteneffizienz von Photomultipliern (der Anteil der an die Photokathode gelangenden Photonen, von denen ein Photoelektron erzeugt wird) nur bei 20% - 25% liegt.

Außerdem müssen auch die Photomultiplier, die zur Umwandlung des erzeugten Lichtes in ein elektronisches Signal erforderlich sind, außerhalb des Trajektorienbereiches liegen, das Čerenkovlicht muß also noch eine gewisse Strecke im Detektormaterial zurücklegen. Der kleine Öffnungswinkel des Čerenkovkegels bedeutet, daß dieser Lichttransport über diffuse Reflektion erfolgen muß – in diesem Fall betragen die Lichtverluste in einem Acrylglaszähler mit dem Querschnitt 5×10 cm^2 etwa 60% über eine Strecke von 50 cm [Sne95]. Wegen des in Abb. 1.3 dargestellten Verhältnisses zwischen erzeugten π^- und K^- ist nicht die sichere Identifikation der Kaonen, sondern die des Pionenuntergrundes für die Güte der Messungen maßgebend. Aufgrund der geringen Lichtausbeute scheinen Aerogel – Detektoren nicht geeignet, die Pionen sicher zu identifizieren, so daß sie als Möglichkeit beim ANKE – Detektorsystem für negative Ejektile verworfen wurden.

Kapitel 4

Theoretische Erwartungen

4.1 Verhalten bei schrägem Einfall in den Detektor

Zu der Frage, welcher Anteil des Čerenkovkegels bei nicht senkrechtem Einfall totalreflektiert wird, gibt es in [Kac96] eine einfache Näherung, die wichtige Ansätze für eine genauere Behandlung dieses Problems liefert. Hier und im folgenden bezeichnet ϕ den Umlaufwinkel des Čerenkovkegels.

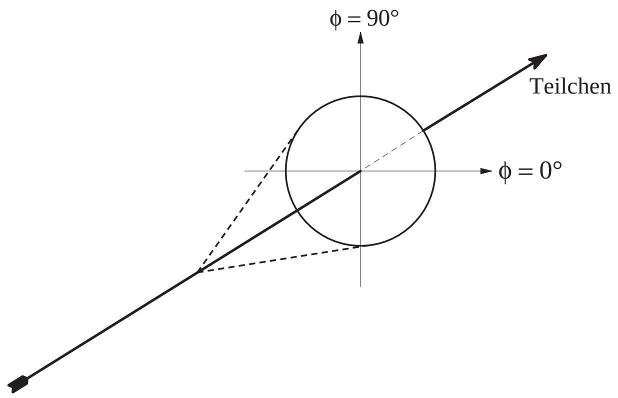

Abbildung 4.1: Der Umlaufwinkel ϕ auf dem Čerenkovkegel

Die Näherung gibt den aktiven Winkelanteil $\Delta\phi$ (den totalreflektierten und somit meßbaren Bogenabschnitt des Čerenkovkegels) in Abhängigkeit von ϑ_R, $\vartheta_{\check{C}}$ und Einfallswinkel δ an:

$$\Delta\phi = 2\arccos\left(\frac{\tan(\vartheta_R+\delta)}{\tan\vartheta_{\check{C}}}\right) .$$

$\Delta\phi$ ist unabhängig vom Abstand h zwischen dem Ort der Lichterzeugung und der Detektorrückfläche. Das ist anschaulich durch Anwendung des Strahlensatzes klar, ergibt sich aber auch bei der genauen Berechnung des Problems.

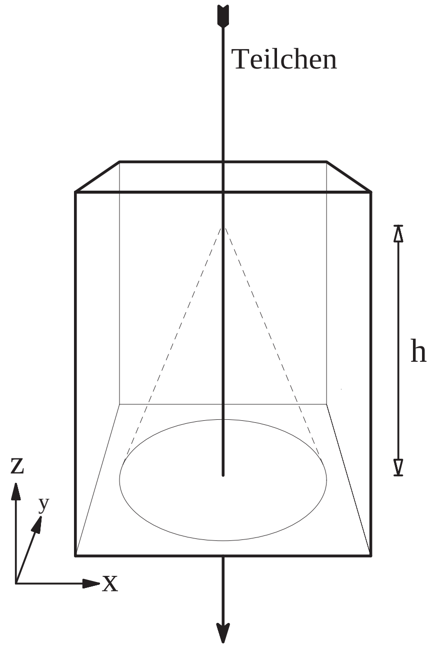

Abbildung 4.2: Koordinatensystem der Berechnungen

Das vereinfachte Modell, auf dem diese Annäherung beruht, ist in Abb. 4.3 dargestellt. Das Abbild des Čerenkovkegels auf der Detektorrückseite ist (bei senkrechtem Teilcheneinfall) ein Kreis mit dem Radius $c = h \cdot \tan \vartheta_{\check{C}}$.

$\Delta\phi$ ist der Bogenabschnitt dieses Kreises, der über einer Linie mit dem Abstand $r = h \cdot \tan(\vartheta_R + \delta)$ zum Mittelpunkt des Kreises liegt.

Eine Änderung des Einfallswinkels führt also einfach zu einer Verschiebung dieser Grenzlinie. Diese Vereinfachung liefert bei größeren Differenzen zwischen ϑ_R und $\vartheta_{\check{C}}$ recht genaue Ergebnisse. Für unsere Detektoren liegen diese beiden Winkel jedoch, wie in Abschnitt 3.3 gezeigt, teilweise näher als 1° zusammen, so daß eine detailliertere Betrachtung notwendig ist.

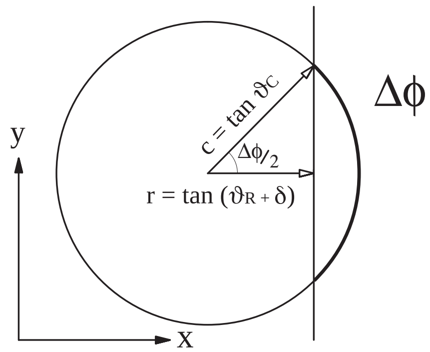

Abbildung 4.3: Modell der Näherungsrechnung für $\Delta\phi$

In zwei Punkten unterscheiden sich die tatsächlichen Gegebenheiten von dem Modell der obigen Formel:

Erstens ist die Grenze für Totalreflektion auf der Detektorfläche keine Linie, sondern ein Kreis mit dem Radius $r = h \cdot \tan \vartheta_R$. Zweitens wird aus dem Kreis, den der Čerenkovkegel mit der Detektorfläche bildet, bei schrägem Teilcheneinfall eine Ellipse, deren Mittelpunkt zur Seite verschoben ist (siehe Abbildung 4.4).

Wie man nun mit diesen Voraussetzungen den aktiven Winkelanteil $\Delta\phi$ berechnen kann, ist im folgenden beschrieben. Die Detektorfläche liegt in der x-y-Ebene, der Ort der Teilchenerzeugung liegt bei (0, 0, h). Der Čerenkovkegel wird durch eine Linienschar mit folgender Gleichung dargestellt:

$$\check{\mathrm{C}}(\vartheta_{\check{C}}, \phi) = k \cdot h \cdot \begin{pmatrix} \tan\vartheta_{\check{C}} \cdot \cos\phi \\ \tan\vartheta_R \cdot \sin\phi \\ -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ h \end{pmatrix}$$

Bei Veränderung des Einfallswinkels δ wird diese Linienschar mit einer Drehmatrix multipliziert, der so gekippte Kegel hat dann die Darstellung

$$\check{\mathrm{C}}(\vartheta_{\check{C}}, \phi, \delta) = k \cdot h \cdot \begin{pmatrix} \cos\delta & 0 & -\sin\delta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\delta & 0 & \cos\delta \end{pmatrix}$$

$$\cdot \begin{pmatrix} \tan\vartheta_{\check{C}} \cdot \cos\phi \\ \tan\vartheta_R \cdot \sin\phi \\ -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ h \end{pmatrix}$$

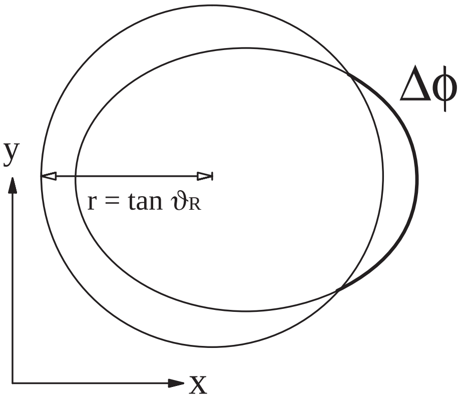

Abbildung 4.4: Exaktes Modell für die Berechnung von $\Delta\phi$

$$= k \cdot h \cdot \begin{pmatrix} \tan\vartheta_{\check{C}} \cdot \cos\phi \cdot \cos\delta + \sin\delta \\ \tan\vartheta_{\check{C}} \cdot \sin\phi \\ \tan\vartheta_{\check{C}} \cdot \cos\phi \cdot \sin\delta - \cos\delta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ h \end{pmatrix}$$

Schneidet man $\check{\mathrm{C}}(\vartheta_{\check{C}}, \phi, \delta)$ mit der x-y-Ebene (z=0), so erhält man eine Ellipse mit den Koordinatengleichungen

$$x = -\frac{\tan\vartheta_{\check{C}} \cdot \cos\phi \cdot \cos\delta + \sin\delta}{\tan\vartheta_{\check{C}} \cdot \cos\phi \cdot \sin\delta - \cos\delta} \cdot h$$

und

$$y = -\frac{\tan\vartheta_{\check{C}} \cdot \sin\phi}{\tan\vartheta_{\check{C}} \cdot \cos\phi \cdot \sin\delta - \cos\delta} \cdot h$$

Diese Ellipse wird dann wiederum mit dem Kreis mit Radius $\mathrm{r} = \mathrm{h} \cdot \tan\vartheta_R$ geschnitten (dieser Kreis begrenzt den Bereich der Totalreflektion), indem man die obigen Koordinatengleichungen in $\mathrm{r}^2 = \mathrm{x}^2 + \mathrm{y}^2$ einsetzt. Löst man diese Gleichung nach $\cos\phi$ auf, so erhält man nach einigen Zwischenschritten (siehe Anhang) die Formel

$$\cos\frac{\Delta\phi}{2} =$$

$$\frac{\sin 2\delta}{2\tan\vartheta_{\check{C}}\cdot\sin^2\delta} \pm \sqrt{\frac{\sin^2 2\delta}{4\cdot\tan^2\vartheta_{\check{C}}\cdot\sin^4\delta}+\frac{1}{\tan^2\vartheta_{\check{C}}}+\frac{\tan^2\vartheta_{\check{C}}-\tan^2\vartheta_R}{\sin^2\delta\cdot\tan^2\vartheta_{\check{C}}(1+\tan^2\vartheta_R)}} \tag{4.1}$$

Für $\vartheta_R < \vartheta_{\check{C}}$ ist die Wurzel zu addieren, für $\vartheta_R > \vartheta_{\check{C}}$ ist sie abzuziehen, damit man das richtige Ergebnis erhält.

4.2 Weitere Überlegungen

Das Verhalten des Čerenkovkegels bei der ersten Reflektion kann mit obiger Formel ermittelt werden - die Frage ist nun, wieviel von diesem Licht auch tatsächlich ein erkennbares Signal im PMT erzeugt. Es gibt drei mögliche Gründe, aus denen ein zunächst totalreflektiertes Photon nicht mehr zu einem solchen Signal beiträgt:

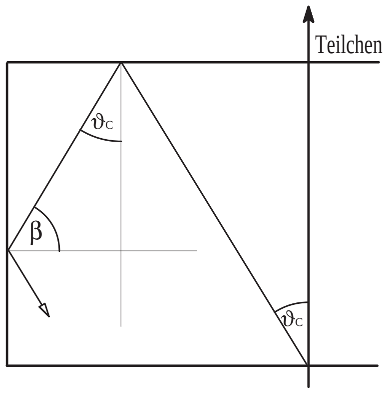

Abbildung 4.5: Reflektion an der Seitenfläche

• Das Photon trifft unter einem steileren Winkel als ϑ_R auf die Seitenfläche des Detektors. In Abbildung 4.5 ist dargelegt, wie der Lotwinkel β mit der Seitenfläche mit dem Lotwinkel $\vartheta_{\check{C}}$ auf der Rückfläche zusammenhängt:

Für ein genau in der Horizontalen fliegendes Photon ist $\beta = 90° - \vartheta_{\check{C}}$, in jedem anderen Fall gilt $\beta > 90° - \vartheta_{\check{C}}$. Das bedeutet für die Detektoren (mit $\vartheta_R = 42,1°$), daß nur diejenigen Photonen an den Seitenflächen austreten können, die einen Čerenkovwinkel von mindestens 48° haben.

Bei Pionen ist der maximale Winkel für p = 1000 MeV/c $\vartheta_{\check{C}} = 47,3°$ - bei senkrechtem Eintreffen auf den Detektor geht also auf diese Weise kein Licht verloren (Kaonen werden ja bei senkrechtem Einfall des Teilchens schon an der Rückfläche nicht totalreflektiert).

• Zweitens kann auch ein Photon, das unter rein geometrischen Gesichtspunkten den Photomultiplier erreichen würde, auf dem Weg dorthin durch Unreinheiten im Detektor oder bei den Totalreflektionen verlorengehen. Einfache Versuche mit einem Laser und poliertem Acrylglas zeigen deutlich, daß auch bei totaler Reflektion ein sehr kleiner Anteil des Laserstrahls nicht reflektiert wird, sondern den Detektor verläßt. Die Chance dafür, daß ein Photon auf diese Weise verloren wird, ist abhängig von der Zahl der Reflektionen bis zum Photomultiplier. Mit γ als Winkel der Photonenbahn mit der Richtung zum PMT ist diese Zahl proportional zu $1/\cos\gamma$ und ansonsten von der Dicke und Breite des Detektors abhängig. Die richtige Einschätzung dieser Lichtverluste ist ein Aspekt der in Kapitel 7 beschriebenen Messungen.

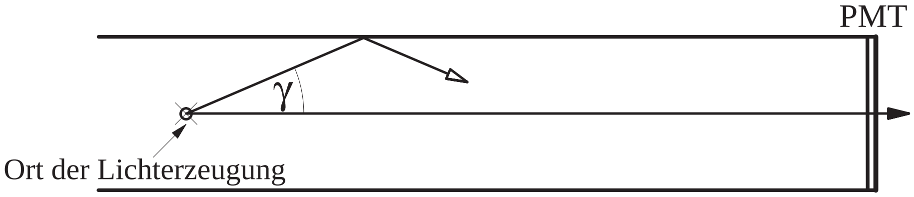

Abbildung 4.6: Definition von γ

• Drittens wird selbst ein Photon, daß den PMT erreicht, nur dann das Signal verstärken, wenn es nicht allzu spät nach dem Rest des erzeugten Čerenkovlichtes ankommt. Die Zeit, die ein erzeugtes Photon bis zum PMT braucht, ist $\frac{n}{c} \cdot \frac{d}{\cos\gamma}$ und damit nicht mehr vom Querschnitt des Detektors abhängig. Die verwendeten PMTs vom Typ XP2020 haben eine Pulsanstiegszeit von etwas unter 2 ns. Ein Photon, das erheblich länger als diese 2 ns braucht, um bis zum PMT zu gelangen, wird also keinen merklichen Einfluß mehr auf das Signal haben.

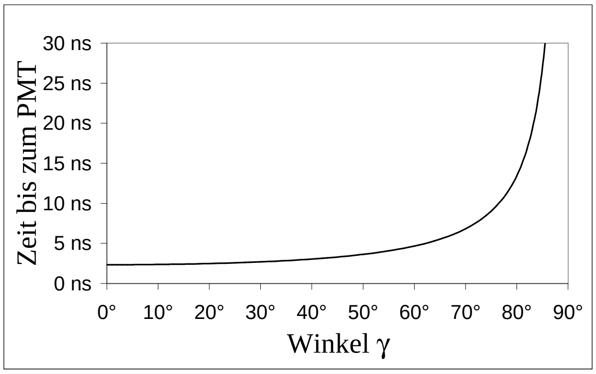

Abbildung 4.7: Benötigte Zeit für die Lichtausbreitung vom Ort der Erzeugung bis zum PMT durch 50 cm Detektormaterial

In Diagramm 4.7 ist die Flugzeit in Abhängigkeit von γ aufgetragen, die ein Photon braucht, um vom Ort der Erzeugung zum 50 cm entfernten PMT zu gelangen. Für den direkten Weg ($\gamma = 0°$) liegt die Zeit für n = 1,49 bei etwa 2,3 ns, ein im Winkel $\gamma = 60°$ abgestrahltes Photon benötigt exakt die doppelte Zeit. Für $\gamma \geq 85°$ sind Flugweg und -zeit mehr als zehnmal so groß wie für $\gamma = 0°$, so daß diese Photonen bei den in der Teilchenphysik verwendeten PMT-Basen nicht mehr spürbar zum Signal beitragen werden.

Es gibt also einen Bereich des Čerenkovkegels, der auch dann kein erkennbares Signal erzeugt, wenn er beim ersten Auftreffen auf die Rückfläche des Detektors totalreflektiert wird. Dieser Bereich liegt um die Horizontalebene oder, anders gesagt, es sind die Čerenkovphotonen mit geringer vertikaler Richtungskomponente. Das bedeutet für die Auslegung der Detektoren, daß ein senkrechtes Auftreffen auf den Detektor vor allem in der Vertikalen wichtig ist: Falls es hier eine Abweichung gibt, kann der gesamte aktive Winkelanteil $\Delta\phi$ des von Kaonen erzeugten Čerenkovlichtes mehr oder minder direkt zum PMT gelangen und dort ein Signal erzeugen. Horizontale Abweichungen sind eher zu verschmerzen, da in diesem Fall ein Teil von $\Delta\phi$ direkt wieder an den Seitenflächen austritt oder nur mit großer Verzögerung am PMT ankommt.

Kapitel 5

Gegebenheiten bei ANKE

In diesem Kapitel wird die Impuls- und Winkelverteilung der Trajektorien auf der K^--Seite von ANKE beschrieben. Die Teilchen vom Target sollten die Vorderfläche der Čerenkovdetektoren möglichst senkrecht durchqueren. Dabei ist eine vertikale Abweichung der Trajektorien vom Lot der Detektorfläche wesentlich kritischer als eine horizontale Abweichung. Hier und im folgenden bezeichnen $\psi_{\mathrm{T}}(\psi_{\mathrm{D}})$ und $\chi_{\mathrm{T}}(\chi_{\mathrm{D}})$ den horizontalen und vertikalen Winkel der Trajektorie am Target(Detektor).

5.1 Grundsätzliche Eigenschaften der Trajektorien

Der Verlauf der Trajektorie hängt davon ab, in welcher Richtung das Teilchen das Target verläßt und wie groß sein Impuls ist. Der Impuls bestimmt, wie stark das Teilchen im Magnetfeld von D2 abgelenkt wird (siehe Formel 8.1).

Zunächst sei nur die horizontale Komponente der Trajektorien betrachtet. Abb. 5.1 zeigt die Flugbahnen zweier Teilchen, die das Target mit unterschiedlichen Impulsen und dem gleichen Winkel ψ_T verlassen. Diese beiden Teilchen erreichen die Detektoren an verschiedenen Punkten und unter verschiedenen Winkeln ψ_D.

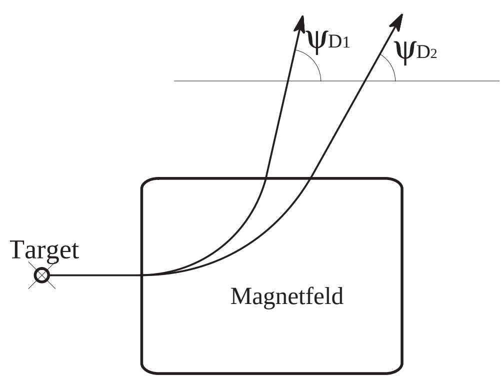

Abbildung 5.1: Trajektorien für verschiedene Impulse

An den Flugbahnen mit gleichen Impulsen und unterschiedlichem ψ_T (Abb. 5.2) wird deutlich, daß ein homogenes Magnetfeld fokussierende Eigenschaften hat: Alle Trajektorien treffen sich in einem Punkt wieder. Die Gesamtheit dieser Punkte bildet die Fokalfläche – alle Teilchen, die denselben Punkt auf dieser Ebene durchqueren, haben denselben Impuls. Auf der K^+-Seite von ANKE wird das für die K^+-Identifikation ausgenutzt (siehe Abb. 1.2). Die Teleskopdetektoren stehen dort in der Fokalfläche, so daß die Auflösung des Impulses nur noch von der Breite der Detektoren abhängt.

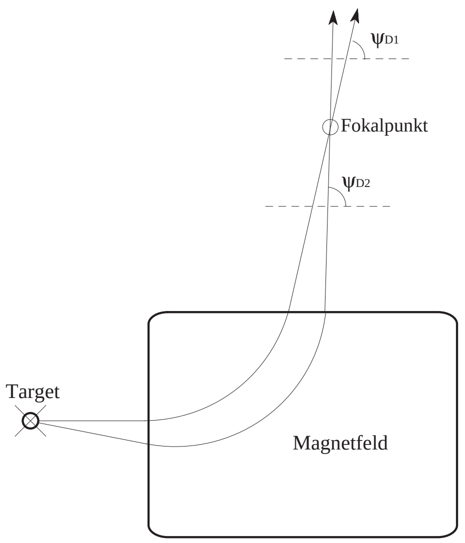

Abbildung 5.2: Trajektorien für verschiedene ψ_T

Auf der K^--Seite verläuft die Fokalfläche für Teilchen mit höheren Impulsen durch die Betonwand des Beschleunigertunnels, so daß die Detektoren vor dieser Fläche positioniert werden müssen. Das bedeutet, daß an einem Punkt auf den Čerenkovdetektoren Teilchen nicht nur unter verschiedenen Winkeln eintreffen werden, sondern auch verschiedene Impulse haben.

Die vertikale Komponente der Trajektorie würde durch ein homogenes und senkrechtes Magnetfeld nicht beeinflußt werden - diese Komponente ist parallel zur Feldrichtung und erfährt daher keine Lorentzkraft. Der vertikale Winkel am Detektor wäre dann radial verteilt, solange man nur einen Impuls betrachtet.

Um genaueren Einblick in die tatsächliche Winkel- und Impulsverteilung zu bekommen, wurde ein Simulationsprogramm [Tra99] verwendet, dessen Ablauf kurz beschrieben werden soll:
Ein Teilchen startet am Targetpunkt mit vom Benutzer vorgegebenem Impuls. Die Flugrichtung wird durch Angabe der Winkel ψ_T und χ_T festgelegt, die Geschwindigkeit des Teilchens wird aus Masse und Impuls berechnet. Die in 0,02 ns zurückgelegte Strecke wird berechnet, dann wird die Lorentzkraft des Magnetfeldes auf das Teilchen in diesem Punkt ermittelt und der Geschwindigkeitsvektor entsprechend geändert. Falls im Verlauf dieser Bahnkonstruktion das Magneteisen oder ein anderes Hindernis getroffen wird, wird die Bahn des Teilchens nicht weiter verfolgt. Andernfalls wird die Bahn solange berechnet, bis ein vorher festgelegter Wert für die x-Koordinate überschritten wird.

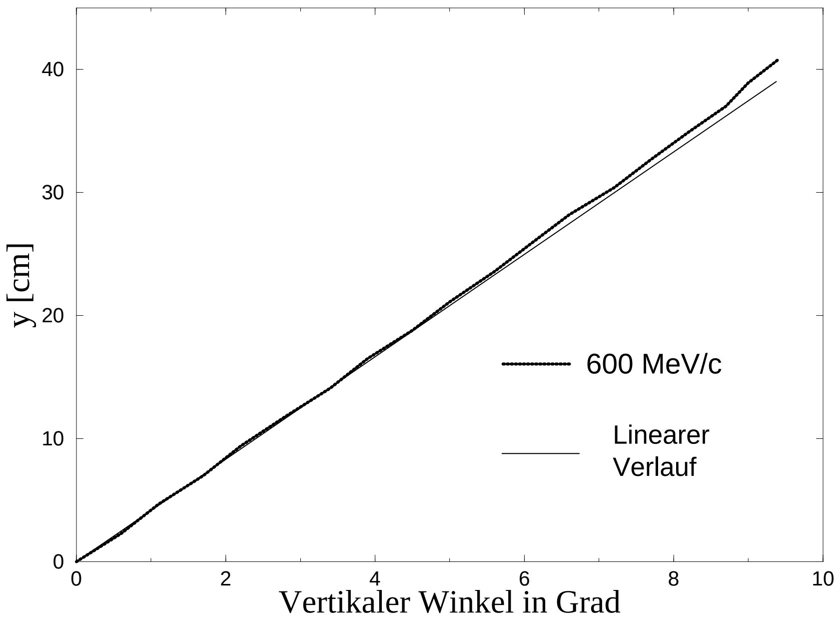

Abbildung 5.3: Zusammenhang zwischen χ_D und der Höhe y für p = 600 MeV/c

Das Programm gibt dann y- und z-Koordinate des Durchstoßpunktes und die Winkel ψ_D und χ_D an, mit denen die Grenzebene durchquert wurde. Mit diesem Programm wurden Winkel- und Impulsverteilungen in verschiedenen Abständen vom Magneten ermittelt, um eine geeignete Position und Auslegung der Čerenkovdetektoren zu ermitteln.

5.2 Vertikale Winkelverteilung

In Abb. 5.3 ist die Höhe y, in der die Trajektorie auf den Detektor trifft, gegen den Vertikalwinkel χ_D aufgetragen. Der Verlauf ist nahezu linear, die kleine Abweichung wird durch Streufelder außerhalb des Jochs von D2 verursacht, die nicht ausschließlich vertikale Feldlinien haben und damit auch die vertikale Bahnkomponente verändern. Für einen einzelnen Impuls ist das Verhalten der Trajektorien also den Erwartungen entsprechend.

Teilchen mit unterschiedlichen Impulsen haben unterschiedlich lange Flugbahnen zurückgelegt, wenn sie an einem gemeinsamen Punkt eintreffen - bei großen Impulsen ist die Ablenkung und damit der gesamte Weg kleiner. Für Teilchen, die einen Detektor in derselben Höhe y treffen, wird daher ein kleiner Impuls auch einen kleineren Winkel χ_D bedeuten, da die Flugbahn länger war. Dieses Verhalten sieht man in Diagramm 5.4, in dem der Zusammen-

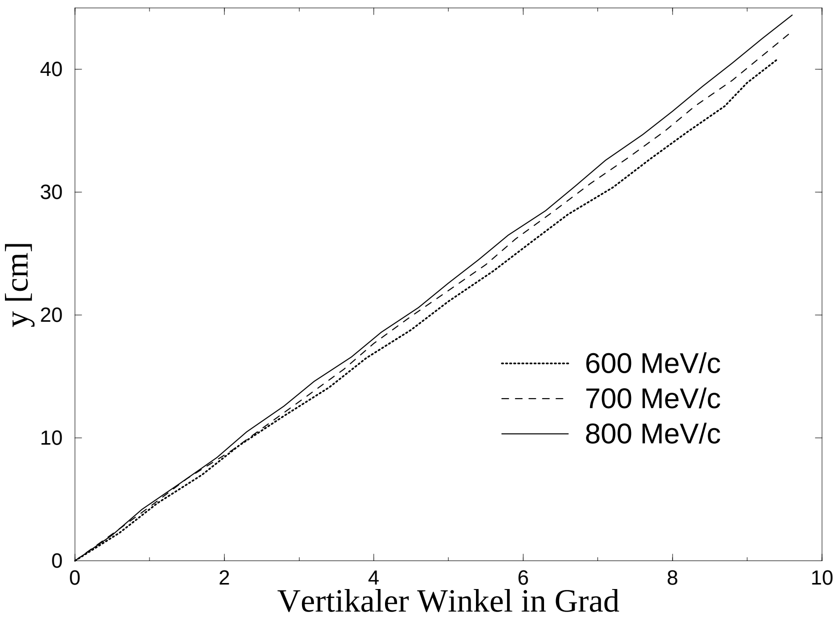

Abbildung 5.4: y gegen χ_D für mehrere Impulse

hang von y und χ_D für einen Detektor und mehrere Impulse gezeigt ist: Die Gerade für 600 MeV liegt unter der für 800 MeV, die für 700 MeV liegt dazwischen. Auch hier folgt also die Simulation den vorherigen Überlegungen, wobei besonders hervorzuheben ist, daß der erfaßte Winkelbereich zwar für den gesamten Detektor mehr als 20° betragen kann, aber die Winkelunterschiede für eine bestimmte Höhe nur etwa 1° betragen.

Durch einen gebogenen Detektor läßt sich die radiale Verteilung von χ_D ausnutzen: Mit dem richtigen Krümmungsradius ist dann der vertikale Einfallswinkel an jedem Punkt des Detektors kleiner als 1°, und der vertikale Anteil der Abweichung δ vom Lot der Fläche ist, wie in Abschnitt 4.2 dargelegt, entscheidend für die saubere Separation von Kaonen und Pionen. Es muß natürlich berücksichtigt werden, daß sich das Čerenkovlicht in einem gebogenen Detektor anders als in einem geraden verhalten wird. Grundsätzliche Überlegungen zu diesem Problem finden sich in Abschnitt 5.4.

5.3 Impuls- und horizontale Winkelverteilung

Die Čerenkovzähler auf der K^--Seite können, wie in Abschnitt 5.1 erwähnt, nicht in der Fokalebene des D2-Magneten plaziert werden, so daß für einen Detektor nicht nur die horizontalen Winkel ψ_D, unter denen Teilchen auf die

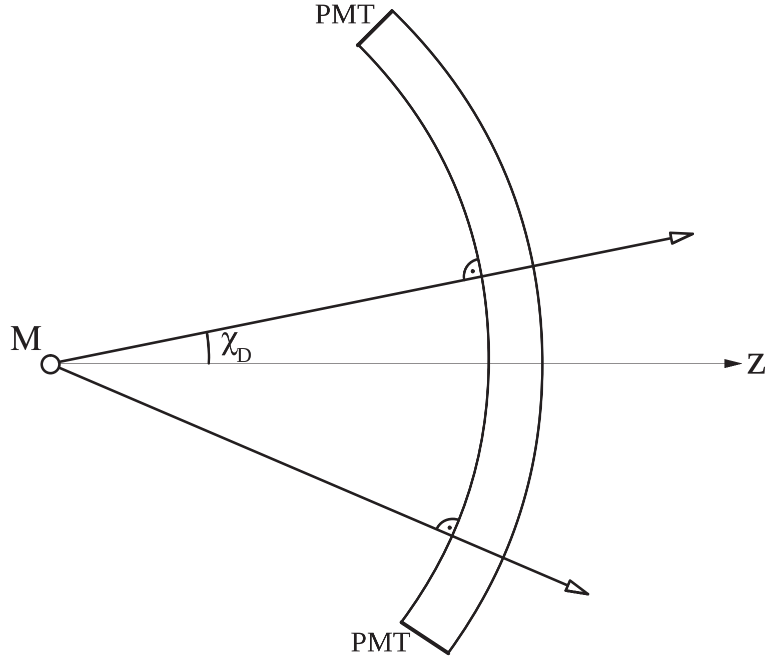

Abbildung 5.5: Gebogene Čerenkovzähler für radiale Winkel

Detektoroberfläche treffen, große Unterschiede aufweisen, sondern auch die Teilchenimpulse.

ψ_D ist stark vom Anfangswinkel ψ_T abhängig, wie Diagramm 5.6 zeigt: Für einen Impuls von 600 MeV/c und den gesamten Bereich von ψ_T ist aufgetragen, in welchem Winkel ψ_D und an welcher Stelle z die Trajektorien die Grenzebene im Abstand x = 150 cm durchqueren. Dabei wird hier nur die Mittelebene des D2 – Magneten betrachtet, es ist also $\chi_T = \chi_D = 0°$. Die Trajektorien überstreichen einen Bereich von etwa 55 cm, was daran liegt, daß die Detektoren recht weit vor der Fokalfläche liegen.

Diagramm 5.7 zeigt ψ_D gegen z für den gesamten Impulsbereich, für den die Čerenkovzähler ausgelegt sind. Für höhere Impulse ist der minimale Wert für ψ_T nicht mehr -12°, da Trajektorien mit zu niedrigem ψ_T gegen die Stütze im Magnetjoch (siehe Abb. 2.1) treffen. An diesem Diagramm ist deutlich zu sehen, daß für eine z-Position (oder für einen Detektor) ein eindeutiger Zusammenhang zwischen ψ_D und dem Impuls besteht - ein höherer Impuls bedeutet einen kleineren Winkel χ_D. Dieses Verhalten entspricht den Erwartungen, die anhand von Abb. 5.1 dargelegt wurden.

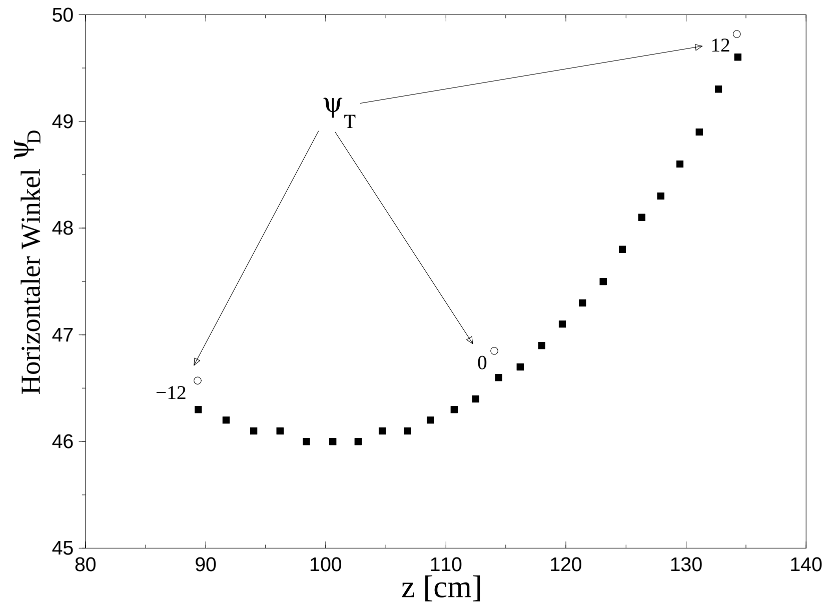

Abbildung 5.6: ψ_D gegen z für p = 600 MeV/c und x = 150 cm

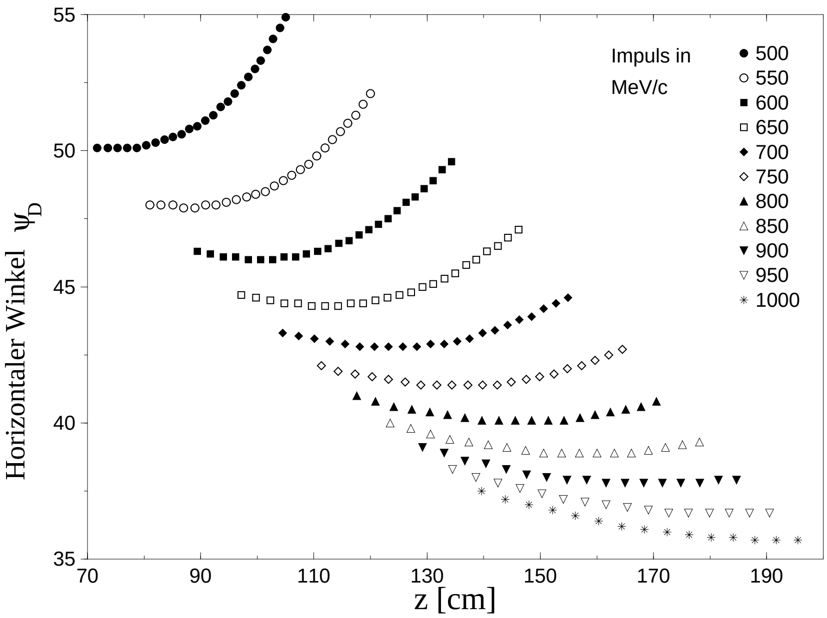

Abbildung 5.7: ψ_D gegen z für alle Impulse bei x = 150cm

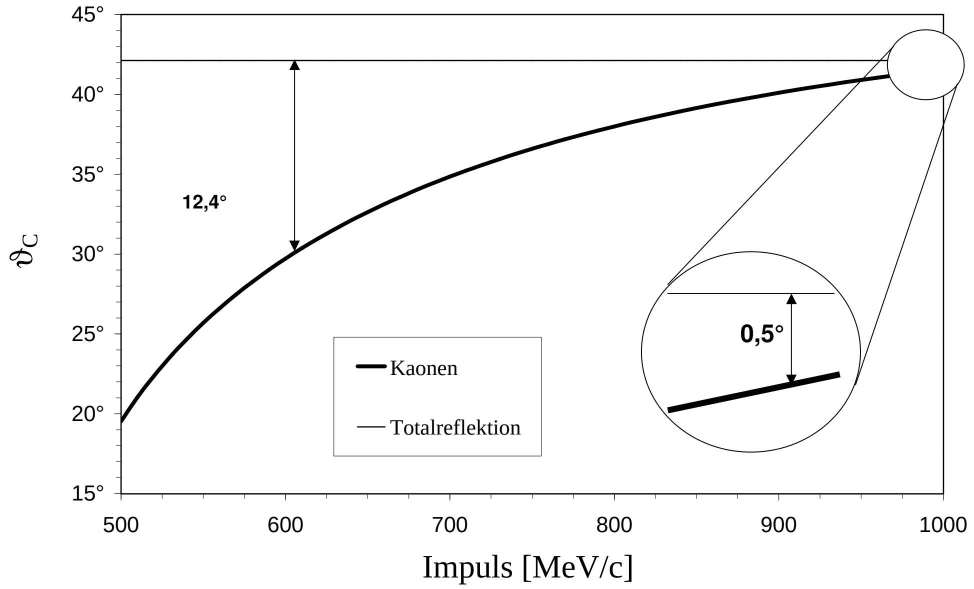

Abbildung 5.8: Differenz zwischen $\vartheta_{\check{C}}$ und ϑ_R für K^- in Acrylglas

Hinsichtlich der vertikalen Winkelabweichung wird die lineare Abhängigkeit von χ_D und der Höhe y dadurch ausgenutzt, daß die Detektoren gekrümmt sind. Die Abhängigkeit von ψ_D und dem Impuls p liefert einen Ansatz, wie die Auswirkungen der horizontalen Winkelabweichung gemindert werden können:

Die entscheidende Größe ist der Drehwinkel ψ_Z der Čerenkovzähler. ψ_Z ist so definiert, daß Trajektorien mit einem vertikalen Winkel ψ_D dann senkrecht auf die Vorderfläche eines Zählers treffen, wenn $\psi_Z = \psi_D$ ist. Zunächst liegt es nahe, ψ_Z auf diejenigen Trajektorien auszurichten, die das Target unter $\psi_T = 0°$ verlassen. Für Zähler 7 zum Beispiel wären das die Trajektorien mit p = 710 MeV/c und $\psi_D = 42,7°$. Diese einfache Auslegung ist aber nicht optimal, um das Čerenkovlicht der Kaonen zu unterdrücken, wie aus Diagramm 5.8 zu ersehen ist: hier sind noch einmal $\vartheta_{\check{C}}$ für Kaonen und ϑ_R in Plexiglas aufgetragen, außerdem zusätzlich die Unterschiede zwischen den beiden Winkeln für p = 600 MeV/c und 1000 MeV/c (der minimale und maximale Impuls für Zähler 7). Sobald der Einfallwinkel δ größer ist als dieser Unterschied, wird ein Teil des Čerenkovkegels der Kaonen totalreflektiert, wie in Abschnitt 4.1 dargelegt.

Wenn Zähler 7 in einem Winkel von $\psi_Z = 42,7°$ gedreht ist, haben die Teilchen mit p = 710 MeV/c natürlich ein (vertikales) δ von 0°. Für 600 MeV/c ist $\delta = 6,9°$ und damit kleiner als der Unterschied zwischen $\vartheta_{\check{C}}$ und ϑ_R, so daß das Čerenkovlicht der Kaonen den Detektor vollständig verlassen wird. Für 1000 MeV/c ist $\delta = 5,2°$ - weit größer als der Abstand zwischen $\vartheta_{\check{C}}$ und ϑ_R. Die Formel 4.1 ergibt in diesem Fall einen totalreflektierten Winkelanteil von $\Delta\phi = 174,8°$. Fast die Hälfte des Čerenkovkegels wird also totalreflektiert und kann am Photomultiplier ein Signal erzeugen.

Um ψ_Z für einen Zähler zu optimieren, muß also nicht in Richtung der Trajektorien gedreht werden, die zunächst parallel zum COSY-Strahl laufen (also mit $\psi_{\mathrm{T}} = 0°$), sondern zu den Trajektorien mit hohem Impuls. Für Zähler 7 liegt die optimale Ausrichtung ungefähr bei 38°: Für 600 MeV/c ist $\delta = 11,6°$ und damit noch knapp unterhalb des Abstandes zwischen ϑ_R und $\vartheta_{\check{C}}$. Für 1000 MeV/c ist $\delta = 0,5°$ und ebenfalls gerade noch im zulässigen Bereich. In Abschnitt 8.1 wird dargestellt, wie diese Überlegungen mit dem vollständigen Simulationsprogramm überprüft und bestätigt worden sind.

5.4 Lichtausbreitung in gebogenen Zählern

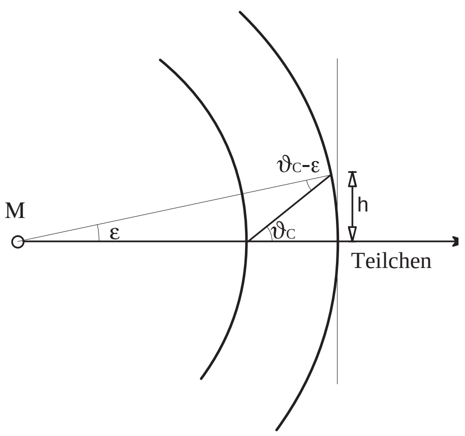

Abbildung 5.9: Winkeländerung ε im gebogenen Zähler

In Kapitel 4 ist beschrieben, wie sich Čerenkovlicht in einem rechteckigen Zähler ausbreitet. In einem gebogenen Zähler kann sich einerseits ändern, welcher Anteil des Čerenkovlichtes beim ersten Auftreffen auf die Detektorrückfläche totalreflektiert wird, andererseits, wie sich dieses Licht bei weiteren Reflektionen verhält. Der erste Effekt ist recht einfach abzuschätzen:

Die im Vergleich zu einem rechteckigen Detektor größte Änderung des Winkels α mit der Oberfläche tritt ein, wenn ein Čerenkovphoton entweder sofort nach Eintritt des Teilchens in den Zähler oder kurz vor dem Austritt erzeugt wird. Im ersten Fall trifft das Licht bei einem gekrümmten Zähler unter einem steileren Winkel auf die Außenfläche, im zweiten Fall unter einem weniger steilen.

In Bild 5.9 ist der erste Fall dargestellt. Bei einem geraden Zähler würde die Rückfläche unter dem Winkel $\vartheta_{\check{C}}$ in der Höhe $\mathrm{h} = \mathrm{d} \cdot \tan \vartheta_{\check{C}}$ getroffen

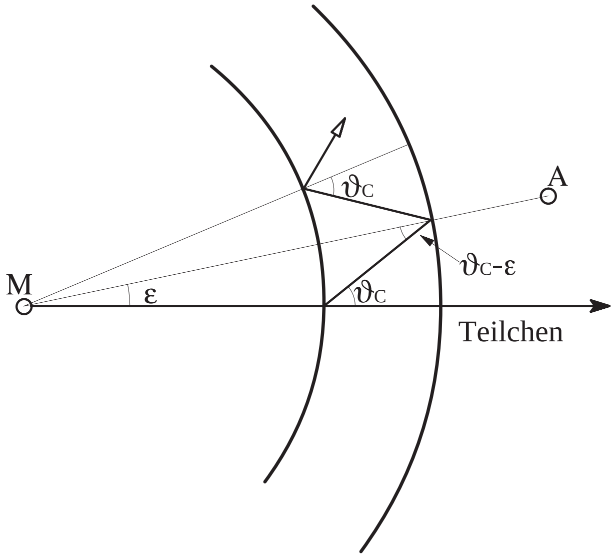

Abbildung 5.10: Außenwinkel $\vartheta_C - \varepsilon$ und Innenwinkel ϑ_C bleiben konstant

werden. Für einen gebogenen Zähler muß ermittelt werden, wie groß die Änderung ε dieses Winkels ist.

Bei den vorhergesehenen Ausmaßen der Čerenkovzähler (Dicke d = 2 cm, Krümmungsradius R = 240 cm) kann die Änderung des Lotwinkels einfach durch den Winkel für den Kreisabschnitt mit der Länge h angenähert werden, also $\sin\varepsilon = h/R$. Beispielsweise wäre die Änderung für $\vartheta_{\check{C}} = 45°$ (mit R = 240 cm und d = 2 cm) nur etwa 0,5°.

Die zweite Frage ist, ob es beim weiteren Lichtweg systematische Änderungen der Winkel mit den Außenflächen gibt. An Bild 5.10 wird deutlich, daß dies nicht der Fall ist: Das unter dem Winkel $\vartheta_{\check{C}}$ erzeugte Photon trifft unter dem Winkel $\vartheta_{\check{C}} - \varepsilon$ auf die Rückseite des Detektors. Durch die radiale Symmetrie kann der Lichtweg einfach durch Spiegelung an der Linie MA konstruiert werden - es folgt, daß der Lotwinkel an der Vorderseite des Detektors wieder $\vartheta_{\check{C}}$ ist. Wenn das Photon irgendwo im Detektor erzeugt wird, ist der Winkel an der Rückfläche immer $\vartheta_{\check{C}} - \varepsilon_R$, während der Winkel an der Vorderfläche immer $\vartheta_{\check{C}} - \varepsilon_V$ ist. Diese beiden Winkel bleiben für den gesamten Lichtweg und unabhängig von der Zahl der Reflektionen gleich.

Kapitel 6

Simulation der Lichtausbreitung im Čerenkovzähler

6.1 Das verwendete Simulationsprogramm

Die in den vorhergehenden Abschnitten beschriebenen Überlegungen zur Lichtausbreitung in totalreflektierenden Čerenkovzählern reichen nicht aus, um das tatsächliche Verhalten eines solchen Zählers detailliert vorhersagen zu können. Zur genauen Auslegung der Čerenkovzähler wurde daher ein Simulationsprogramm [Dli99] verwendet, das im folgenden in seinen Grundzügen beschrieben wird:

Für den Zähler können Länge, Dicke, Breite, Krümmungsradius und Brechungsindex des Detektormaterials vom Benutzer vorgegeben werden. Außerdem wird für das Teilchen, dessen Wirkung simuliert werden soll, eine Flugrichtung, Geschwindigkeit und Masse angegeben. Das Programm ermittelt den Weg des Teilchens durch den Detektor und erzeugt in der Mitte dieses Weges eine Vektorschar für 200 Photonen, die einen Kegel mit dem Öffnungswinkel $\vartheta_{\check{C}}$ (ermittelt aus Geschwindigkeit und Brechungsindex) bilden. Jedes einzelne dieser Photonen wird dann auf seinem Weg durch den Detektor verfolgt: Bei jedem Auftreffen auf eine Detektoroberfläche wird zunächst ermittelt, ob das Photon totalreflektiert wird oder nicht. Bei Reflektion wird die neue Richtung durch „Einfallswinkel = Ausfallswinkel“ bestimmt und die Bahn weiter berechnet, andernfalls bricht die Bahnberechnung ab (das Photon verläßt den Detektor). Am oberen und unteren Ende des Detektors werden die dort ankommenden Photonen gezählt.

Zur Auslegung der Detektoren kann dieses Programm mit dem in Abschnitt 5.1 beschriebenen Simulationsprogramm zur Erzeugung von Trajektorien an ANKE verknüpft werden - alle Parameter des lichterzeugenden Teilchens (Richtung, Geschwindigkeit, Masse) werden dann nicht eingegeben, sondern aus der simulierten Trajektorie eingelesen. Zusätzlich zu den Abmessungen des Cerenkovzählers muß noch die Position und der Drehwinkel ψ festgelegt werden. Mit den so verbundenen Programmen läßt sich also die Lichtausbeute eines an ANKE stehenden Detektors direkt für die tatsächlichen Trajektorien ermitteln.

Für eine sehr genaue (und aufwendige) Simulation müßte dieses Programm noch an einigen Stellen geändert werden, doch die meisten der hier gemachten Vereinfachungen sind zulässig, wie im folgenden begründet wird:

- Die Photonen werden tatsächlich nicht nur in der Mitte des Detektors erzeugt, sondern entlang der gesamten Strecke, die das Teilchen im Detektor zurücklegt. Bei einem nicht gebogenen Detektor ist das für das Verhalten des Lichtes völlig unerheblich, bei einem gebogenen beeinflußt es den Winkel, unter dem das Photon auf die Detektorfläche trifft. Wie groß dieser Einfluß ist, hängt vom Verhältnis Dicke/Krümmungsradius ab, das bei den geplanten Zählern 1/120 beträgt und damit so klein ist, daß der Fehler durch diese Vereinfachung zu vernachlässigen ist.

- Die 200 Photonen sind nicht regelmäßig über den Čerenkovkegel verteilt, sondern zufällig. Da für die Auslegung der Zähler eine Betrachtung der mittleren Lichtausbeuten ausreicht, ist diese Vereinfachung zunächst zulässig. Für eine genauere Betrachtung der zu erwartenden Signale wurde das Programm allerdings so modifiziert, daß die Photonen zufällig verteilt werden.

- Ein Photon, daß außerhalb der Totalreflektionswinkels ϑ_R auf die Detektoroberfläche trifft, verläßt den Detektor nicht auf jeden Fall, sondern wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit reflektiert, die für parallel ($r_{||}$) und senkrecht ($r_{\perp}$) zur Einfallsebene schwingendes Licht aus den Fresnelschen Reflektionsformeln hervorgehen:

$$r_{||} = \frac{\tan^2(\alpha - \beta)}{\tan^2(\alpha + \beta)} \quad \text{und} \quad r_{\perp} = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} \,.$$

  α und β sind definiert wie in Abb. 3.3, für die Reflektion von Acrylglas zu Luft gilt $\sin\alpha = 1/1,49 \cdot \sin\beta$. Nahe der Totalreflektion sind diese Wahrscheinlichkeiten recht hoch; für $\alpha = 40°$ folgt $r_{||} \approx 10\%$ und $r_{\perp} \approx 40\%$. Wie aus den Überlegungen in Abschnitt 5.4 hervorgeht, gibt es aber keine Möglichkeit für ein Photon, auf seinem Weg ein und dieselbe Detektorfläche unter verschiedenen Winkeln zu treffen. Anders formuliert: Wenn ein Photon mit $\alpha < \vartheta_R$ auf eine Fläche trifft und dennoch reflektiert wird, trifft es bald darauf erneut unter demselben Winkel α auf diese Fläche und hat wieder eine nur eine gewisse Wahrscheinlichkeit, im Detektor zu bleiben. Eine Reflektionswahrschinlichkeit eines Photons von 40% bedeutet, daß es nach 5 Reflektionen nur in 1 von 100 Fällen den Detektor nicht verlassen hat ($0,4^5 = 0,01024$). Es ist also realistisch, wenn Photonen mit $\alpha < \vartheta_R$ in der Simulation direkt verlorengegeben werden.

- Sowohl die Lichtabschwächung im Detektor oder bei Reflektionen als auch der Einfluß durch nicht perfekt glatte Detektorflächen sind noch nicht berücksichtigt. Auf diese beiden Effekte ist schon in 3.2 hingewiesen worden:
  - Abhängig von der effektiven Weglänge kann Licht im Detektor verlorengehen, außerdem gibt es eine durch die Oberflächenrauhigkeit bedingte Chance bei jeder Reflektion, daß ein Teilchen den Detektor verläßt.
  - Für eine nicht perfekte Oberfläche kann sich der Winkel der reflektierten Photonen verändern.

Da die Änderung der Simulationsergebnisse durch diese Effekte zumindestens abgeschätzt werden sollte, wurden sie in das Programm eingebunden: Neben den Abmessungen des Zählers und den Eigenschaften des lichterzeugenden Teilchens sind vom Benutzer noch zwei weitere Parameter anzugeben, nämlich zum einen die Chance pro Reflektion $\mathrm{P_{refl}}$, daß ein Teilchen bei Totalreflektion **nicht** reflektiert wird (die Länge des Lichtweges ist näherungsweise proportional zur Anzahl der Reflektionen, so daß dieser Wert auch die Lichtabschwächung im Material selbst beinhaltet), zum anderen den Winkel $\Delta\alpha$. Bei jeder Reflektion wird ein zufälliger Wert aus einer Dreiecksverteilung mit den Grenzen $+\Delta\alpha$ und $-\Delta\alpha$ ermittelt, um den der Lichtweg von der Richtung abweicht, die er bei der Reflektion an einer vollkommen glatten Oberfläche genommen hätte.

6.2 Einfluß der Parameter $\mathrm{P_{refl}}$ und $\Delta\alpha$

Die Änderungen der Lichtausbeute durch eine Variation dieser beiden Parameter sind in Abb. 6.1 und 6.2 anhand zweier Trajektorien durch Zähler 9 gezeigt. Beide Trajektorien verlaufen durch die Mittelebene ($\chi = 0°$), so daß der Ort der Lichterzeugung von beiden PMTs 60 cm entfernt ist. Die erste Trajektorie hat einen Impuls von 1000 MeV/c und einen horizontalen Einfallswinkel $\delta = 0,5°$. Für eine perfekte Detektoroberfläche erzeugen Kaonen also kein Signal, da der gesamte Cerenkovkegel den Zähler bei der ersten Reflektion verläßt. Für die zweite Trajektorie ist p = 720 MeV/c und $\delta = 10°$, hier erreicht sowohl bei Kaonen als auch bei Pionen ein Teil des Cerenkovlichtes den PMT.

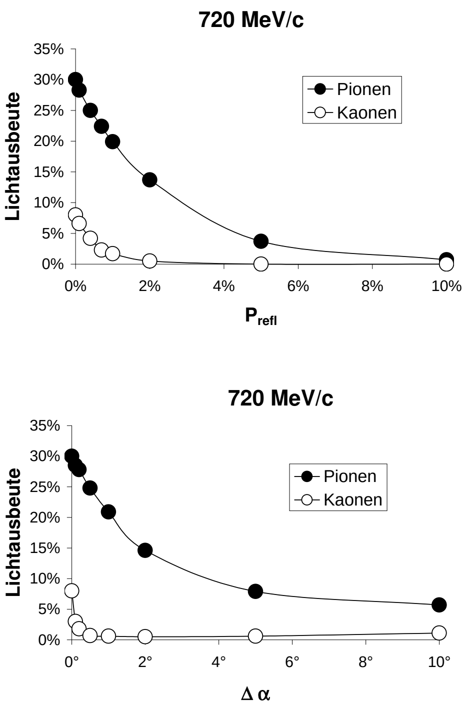

Abbildung 6.1: Einfluß von P_{refl} und $\Delta\alpha$ für 720 MeV/c

In Abb. 6.1 sind die Ergebnisse für 720 MeV/c gezeigt:

Für eine zunehmende Lichtverlustchance P_{refl} gehen für beide Teilchensorten die Lichtausbeuten schnell auf null zurück, allerdings sinkt die Ausbeute für Kaonen schneller als für Pionen. Hier bestätigen sich die Überlegungen aus Abschnitt 4.2: Der Anteil des von Kaonen erzeugten Čerenkovlichtes, der totalreflektiert wird, liegt hauptsächlich in horizontaler Richtung und hat daher viele Reflektionen auf dem Weg zum PMT. Für $P_{\mathrm{refl}} = 2\%$ (also mit einer Wahrscheinlichkeit von 2% bei jeder Totalreflektion, daß ein Photon nicht reflektiert wird) ist das Kaonenlicht vollständig unterdrückt, wohingegen sich die Ausbeute für Pionen nur halbiert hat. Für eine steigende Winkelvariation $\Delta\alpha$ sieht das Verhalten zunächst ähnlich aus, allerdings sinkt die Lichtausbeute für Kaonen nie ganz auf Null und steigt für $\Delta\alpha > 5°$ sogar wieder leicht an.

Dieser Effekt tritt für 1000 MeV/c (Abb. 6.2) noch deutlicher zutage: hier erreicht zunächst überhaupt kein Kaonenlicht den Zähler, aber die Ausbeute steigt mit wachsendem $\Delta\alpha$ langsam an und nähert sich dem Wert der Pionen. Allerdings zeigt sich dieses Verhalten erst ab $\Delta\alpha > 2°$. Da die über $\Delta\alpha$ simulierte Rauhigkeit der Oberfläche auch schon bei der ersten Reflektion eingeht, wird ein Teil des Čerenkovkegels der Kaonen totalreflektiert. Daß dieser Effekt für 1000 MeV/c größer ist als für 720 MeV/c, erklärt sich aus dem geringeren Unterschied zwischen $\vartheta_{\check{C}}$ und ϑ_R: Für 720 MeV/c beträgt dieser Unterschied $6,5°$, für $1000\,\mathrm{MeV/c}$ nur $0,5°$.

Offensichtlich hat die Wahl von P_{refl} und $\Delta\alpha$ einen großen Einfluß auf die berechnete Lichtausbeute, so daß es für die Planung unserer Zähler erforderlich ist, möglichst realistische Werte für diese Parameter zu erhalten. Um eine erste Abschätzung zu ermöglichen, wurde der Verlauf eines Laserstrahls in einem Acrylglasblock beobachtet:

- Der Strahl ist im Zähler sichtbar, es gibt also Lichtverluste durch Streuung.
- Es tritt auch dann Licht aus dem Zähler aus, wenn der Strahl im Bereich des Totalreflektionswinkels auf die Oberfläche trifft.
- Nach mehreren Reflektionen ist eine deutliche Aufweitung des Strahles zu erkennen.

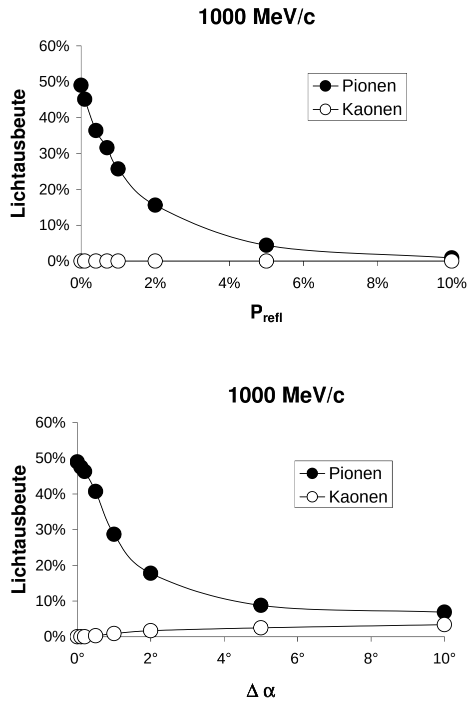

Abbildung 6.2: Einfluß von P_{refl} und $\Delta\alpha$ für $1000\,\mathrm{MeV/c}$

Der letzte Effekt geht durch $\Delta\alpha$ in die Simulation ein, die ersten beiden durch P_{refl} (die Lichtverluste durch Streuung sind zwar abhängig von der Weglänge im Zählermaterial, diese wiederum ist aber in erster Näherung linear von der Zahl der Reflektionen abhängig). Aufgrund dieser Beobachtungen ist also jeder Ansatz mit $P_{\mathrm{refl}} = 0$ oder $\Delta\alpha = 0°$ auszuschließen. Darüberhinaus ist die Aufweitung des Laserstrahls auch nach mehreren Totalreflektionen so gering, daß $\Delta\alpha$ nicht mehr als $1°$ betragen kann. Eine genauere Aussage über P_{refl} und $\Delta\alpha$ läßt sich nur durch den Vergleich der Simulationsrechnung mit Messungen an einem Čerenkovzähler treffen.

Kapitel 7

Messungen

7.1 Ziel der Messungen

Die Messungen sollen grundsätzlich zwei Fragen beantworten:

1. Reicht eine Dicke der Čerenkovzähler von 2 cm aus, damit Pionen genügend Licht erzeugen? Da die Čerenkovzähler aus den in Kapitel 2 beschriebenen Gründen vor den Stopszintillatoren positioniert werden sollen, dürfen sie nicht allzu dick sein, da ansonsten sowohl hadronische Wechselwirkungen als auch Kleinwinkelstreuung zu groß werden würden.

2. Das Ergebnis der Simulationsrechnungen hängt, wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt, stark von den Parametern P_{refl} und $\Delta\alpha$ ab. Realistische Werte für diese Parameter sind am zuverlässigsten durch eine praktische Messung zu ermitteln. Dazu wird die Abhängigkeit der Signalamplitude vom Abstand zum Photomultiplier gemessen.

Darüberhinaus ist es natürlich von Interesse, einige grundsätzliche Vorhersagen der Simulationen und der theoretischen Überlegungen auch im Experiment zu überprüfen, so etwa die Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einfallswinkel der Teilchen in den Detektor.

7.2 Aufbau der Messungen

Im Idealfall würde man die Messungen mit Teilchen durchführen, deren Geschwindigkeit und deren Einfallswinkel bekannt sind, da so der direkte Vergleich mit der Simulation möglich wäre. Radioaktive Quellen, wie sie etwa für Szintillatortests verwendet werden, sind hierfür nicht geeignet – die

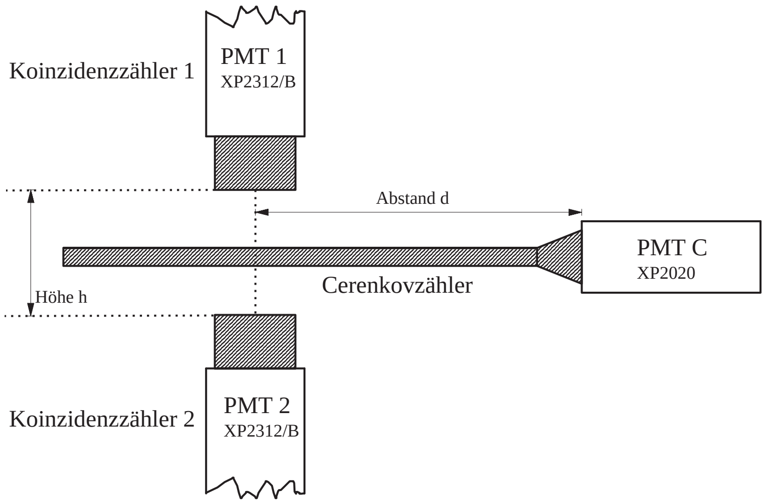

Abbildung 7.1: Aufbau des Experimentes

aus α – Quellen abgestrahlten He – Kerne sind zu langsam, um überhaupt Čerenkovlicht zu erzeugen. Bei β – Quellen ist zwar ein kleiner Teil der emittierten e^- schnell genug, aber auch dann ist die Geschwindigkeit nicht wohldefiniert.

Eine bessere Teilchenquelle bietet die kosmische Strahlung, die am Erdboden nahezu ausschließlich aus hochrelativistischen μ^- besteht und eine Intensität von etwa $70\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}$ hat. Für einen horizontalen Detektor ergibt sich die in der Experimentalphysik oft gebrauchte Formel $\mathrm{I} \approx 1\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{min}^{-1}$ [G&S98]. Die relativistische Geschwindigkeit β liegt zwischen 0,99 und 1 – dies ist hinreichend genau, da sich $\vartheta_{\check{C}}$ in diesem Bereich um nur 0,5° ändert. Die Richtungsverteilung der kosmischen Strahlung ist näherungsweise durch $\cos^{2,1}\varphi$ gegeben, wobei φ der Winkel mit der Vertikalen ist. Um den Einfallswinkel δ in den Čerenkovzähler genauer zu definieren, wurde folgende Koinzidenzschaltung verwendet: ein Signal des Čerenkovzählers wird nur dann registriert, wenn das Teilchen noch zwei weitere Detektoren passiert, die sich unter und über dem Zähler befinden (siehe Abb. 7.1). Der erfaßte Winkelbereich kann verkleinert werden, indem der Abstand dieser Koinzidenzzähler vergrößert wird oder kleinere Zähler verwendet werden. Beides würde natürlich die Koinzidenzrate verkleinern und für gleiche statistische Genauigkeit die Meßzeit verlängern.

Der getestete Čerenkovzähler hat denselben Querschnitt wie die geplanten Detektoren an ANKE (Dicke 2 cm, Breite 8 cm). Als Koinzidenzzähler wurden ebenfalls Čerenkovdetektoren aus Acrylglas verwendet. Im Gegensatz zum eigentlichen Čerenkovdetektor wurden diese Koinzidenzzähler in

Alufolie eingewickelt, bevor sie lichtdicht gemacht wurden, um die Lichtausbeute zu erhöhen. Sie bestehen aus einem Acrylglaszylinder (R = 3,5 cm, d = 5 cm) und einem 3 Zoll-Photomultiplier (XP2312/B). Die Anordnung ist in Abb. 7.1 dargestellt.

Das Prinzip der Koinzidenzschaltung ist in Abb. 7.2 dargestellt. Die Signale aus den Koinzidenzzählern gehen jeweils in einen „Leading edge discriminator“ (LED), der ein logisches Signal erzeugt, wenn das eingehende Signal eine bestimmte Schwelle überschreitet. Die logischen Signale von PMT 1 und PMT 2 gehen in ein Koinzidenzmodul, das nur dann anspricht, wenn gleichzeitig an beiden Eingängen ein Signal vorliegt. Das vom Koinzidenzmodul erzeugte Rechtecksignal dient als „GATE-Signal“ des FERA-ADC's – für die Dauer dieses Rechtecksignals wird über den am FERA eingehenden Strom integriert.

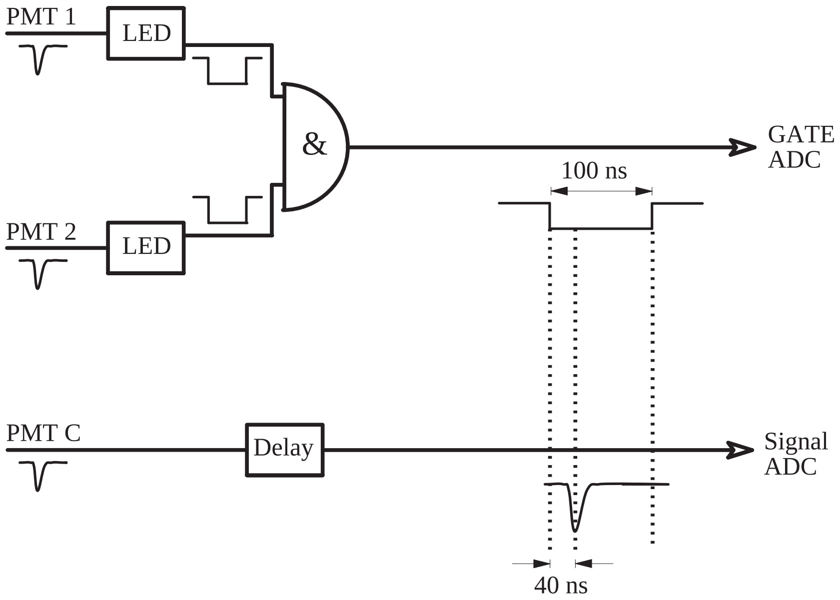

Abbildung 7.2: Aufbau der Koinzidenzschaltung

Das zu integrierende Signal des eigentlichen Čerenkovzählers muß aber so verzögert werden, daß es innerhalb des über die Koinzidenz erzeugten GATE-Signals liegt. Je nach integrierter Signalstärke wird ein Meßkanal zugeordnet, der mit dem Meßprogramm CAMDA [Ste93] aufgezeichnet wird. Diese Schaltung leistet folgendes: Das vom Photomultiplier des Čerenkovzählers erzeugte Signal wird nur dann integriert und vom Meßprogramm aufgenommen, wenn gleichzeitig ein Signal von beiden Koinzidenzzählern vorliegt.

Für den Zusammenhang zwischen integriertem Signal und dessen Amplitude ist eine lineare Abhängigkeit zu erwarten, da sich – unabhängig von der Amplitude des erzeugten Signals – die Signalform des Photomultipliers nicht ändern sollte. Um diese Eichgerade zu ermitteln, wurde die Amplitude des Signals der letzten PMT-Dynode am Oszilloskop gemessen und mit der zugeordneten Kanalnummer verglichen. Für diese Meßpunkte wurde eine Geradenanpassung mit folgendem Ergebnis gemacht (siehe Abb. 7.3):

Kanalnr. # = 0,45·(Amplitude in mV) + 40,93

Daß Kanal 40 tatsächlich der Nullkanal ist, wurde mit einer Messung überprüft, bei der die Datenerfassung unabhängig von einer erfolgten Koinzidenz ausgelöst wurde. Will man umgekehrt aus dem beobachteten Kanal die Amplitude ablesen, so lautet die Gleichung:

Amplitude in mV = 2,23 · # - 91,17

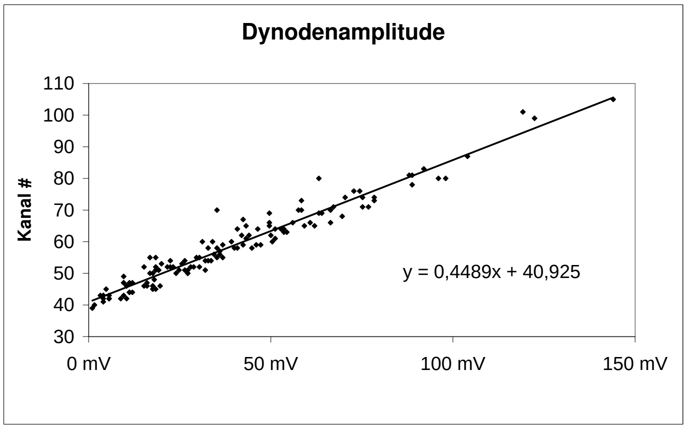

Abbildung 7.3: Zusammenhang zwischen ADC-Kanal und Amplitude des Dynodensignals

7.3 Ergebnisse

Es wurden zwei Arten von Messungen durchgeführt. Zum einen sollte ermittelt werden, wie sich die mittlere Signalamplitude mit dem Einfallswinkel in den Čerenkovzähler ändert, zum anderen die Änderung in Abhängigkeit vom Abstand d zum PMT. Bei allen Messungen bleibt die Position der Koinzidenzzähler fest und der Čerenkovzähler wird relativ zur Koinzidenz gedreht oder verschoben. Typische Ergebnisse von relativ langen Messungen (2–3

Tage) sind in Abb. 7.4 gezeigt, wobei für die Variation des Abstandes der Winkel zur Koinzidenz 0° ist; für die Variation des Winkels ist der Abstand d = 25 cm:

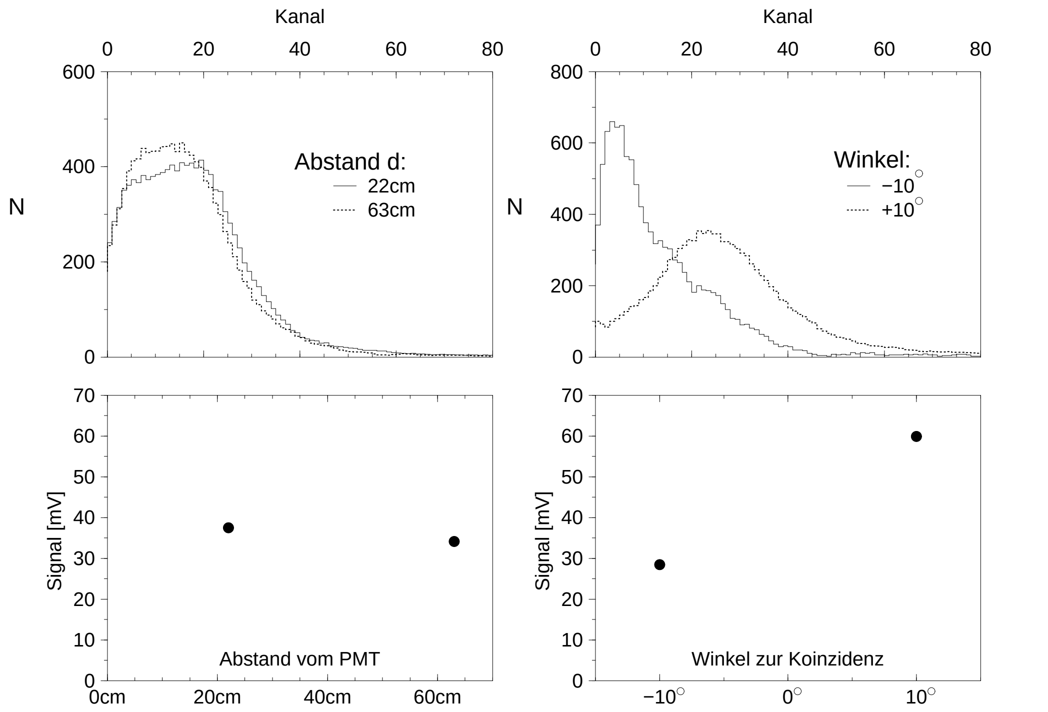

Abbildung 7.4: Spektren (oben) und Peakschwerpunkte (unten) aus den Messungen

Für eine bessere Darstellung wurden die Spektren um 40 Kanäle verschoben (Kanal 40 ist der Nullkanal) und jeweils über 5 Kanäle gemittelt. Außerdem wurden die Schwerpunkte der Spektren berechnet, wobei zwischen den hier gezeigten Meßreihen der optische Kontakt vom Detektor zum PMT verbessert wurde – die Signalhöhen beider Meßreihen können also nicht miteinander verglichen werden. Offensichtlich ist die Abhängigkeit vom Einfallswinkel der kosmischen Teilchen wesentlich größer als der Einfluß durch den Abstand d. Auffallend ist, daß es für jede Lage des Čerenkovzählers Ereignisse gibt, die kein meßbares Signal auslösen, bei denen also kein erzeugtes Photon am PMT ein Photoelektron produziert. Diese Nullereignisse sind, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, aufgrund des von den Koinzidenzzählern erfaßten Winkelbereiches zu erwarten und werden auch in den Simulationsrechnungen wiedergegeben.

7.4 Überprüfung der Simulationsrechnung

Anhand der Meßergebnisse sollen realistische Werte für die beiden Parameter P_{refl} und $\Delta\alpha$ gefunden werden, von denen die Lichtausbeute in der Simulation empfindlich abhängt. Mit dem so überprüften Simulationsprogramm kann dann die Planung und Optimierung der Čerenkovzähler für das K^--Detektorsystem durchgeführt werden.

Für diese Überprüfung wird die gemessene Abhängigkeit der Signalstärke vom Abstand zum PMT mit dem Simulationsergebnis für verschiedene Werte von P_{refl} und $\Delta\alpha$ verglichen (der Einfluß dieser beiden Parameter auf die Simulationsergebnisse war für einen gebogenen Zähler schon in Kapitel 6 beschrieben worden). In der Messung nimmt der Schwerpunkt des Spektrums um etwa 8% ab, wenn der Abstand d zwischen den Koinzidenzzählern und dem PMT von 22 cm auf 63 cm erhöht wird. Für eine erste Abschätzung wurde nur die Lichtausbeute für senkrechtes Eintreffen in den Zähler berechnet - der Čerenkovzähler in der Simulation entsprach dabei in seinen Abmessungen dem in der Messung verwendeten Exemplar. Es wurden jeweils 200 Ereignisse berechnet, die in Tabelle 7.1 aufgeführten Ergebnisse für die Lichtausbeute sind der Mittelwert aus diesen 200 Rechnungen.

Parameter		**Lichtausbeute**		**Relativer**
$\mathbf{P_{refl}}$	$\Delta\alpha$	**d=22cm**	**d=63cm**	**Lichtverlust**
0%	0°	25,3	25,3	0%
0,1%	0,1°	23,8	22,1	7%
0,3%	0,3°	22,9	20,6	10%
0,5%	0,5°	22,0	19,0	14%
0,5%	0°	22,9	19,7	14%
0%	0,5°	23,0	21,9	5%

Tabelle 7.1: Lichtausbeute in Abhängigkeit von P_{refl} und $\Delta\alpha$

Aus dieser Abschätzung ergibt sich ein recht schmaler möglicher Bereich für P_{refl} und $\Delta\alpha$, wobei an den letzten beiden Zeilen zu sehen ist, daß sich die Verringerung des Signals durch diese beiden Effekte (Lichtverlust/Winkeländerung bei Reflektion) nicht einfach addiert. Allerdings ist aufgrund der in Abschnitt 6.2 beschriebenen Beobachtungen anhand eines Laserstrahles durch den Čerenkovzähler davon auszugehen, daß beide Effekte auftreten werden. Aus dem Verhalten der senkrecht durch den Zähler laufenden Trajektorie erscheinen $P_{\text{refl}} = 0,1\%$ und $\Delta\alpha = 0,1°$ als realistische Werte.

Die Beschränkung auf die senkrechte Trajektorie ist aber sehr unbefriedigend, denn mit dem Meßaufbau wird keine bestimmte Trajektorie selektiert, sondern eine Schar von Trajektorien – eben alle kosmischen Teilchen, die beide Koinzidenzzähler durchfliegen. Der Eintrittswinkel δ ist damit nicht fest, sondern überspannt einen recht großen Bereich von $\Delta\delta \approx \pm 30°$, was zu einer starken Variation der Lichtausbeuten führt. Durch einen größeren Abstand der Koinzidenzzähler könnte dieser Bereich zwar verkleinert werden, aber die Ereignisrate sinkt dadurch so drastisch, daß dieser Weg nicht praktikabel ist – schon beim gegebenen Abstand von 10 cm lag die Ereignisrate bei nur ça. 6/min. Es ist also notwendig, diese Trajektorienschar in der Simulation zu berücksichtigen, um das Simulationsprogramm anhand der gemessenen Spektren überprüfen zu können.

Grundsätzlich müssen also Simulationsrechnungen für mehrere, möglichst gleichverteilte Eintrittswinkel δ durchgeführt und die erzeugten Spektren für die einzelnen Trajektorien addiert werden, um zu einem Gesamtspektrum zu gelangen, das sich dann mit dem Meßergebnis vergleichen läßt. Dabei ist allerdings zum einen die Richtungsverteilung der kosmischen Strahlung zu berücksichtigen (in etwa $\cos^{2,1}\phi$). Zum anderen ist die effektive Fläche A, die von den beiden Koinzidenzzählern gebildet wird, von der Richtung der Trajektorie abhängig. In Abb. 7.5 ist dargestellt, wie A mit dem Einfallswinkel δ und den Koinzidenzzählern zusammenhängt: Jedes Teilchen, das beide Zähler durchquert, muß durch die Außenflächen beider Zähler, die den Radius R und den Abstand h haben. Für einen bestimmte Richtung ist A die Fläche auf dem unteren Zähler, die von der Gesamtheit der Trajektorien mit dieser Richtung getroffen wird.

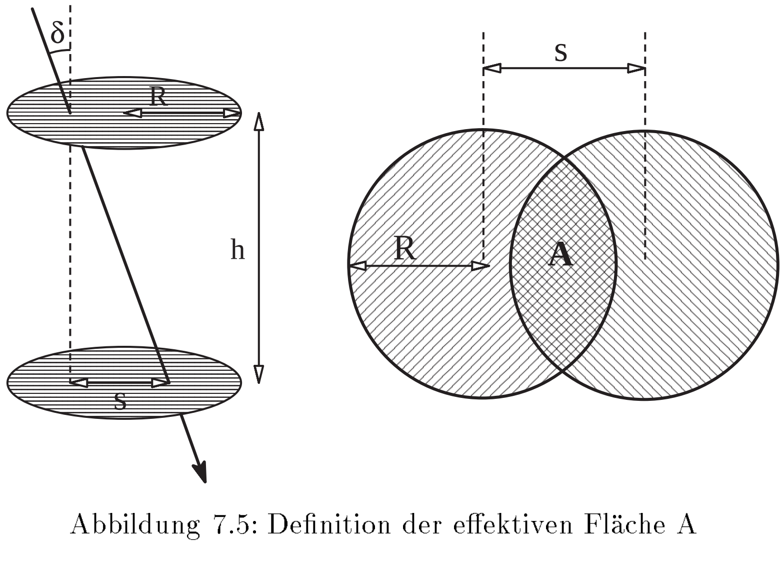

Abbildung 7.5: Definition der effektiven Fläche A

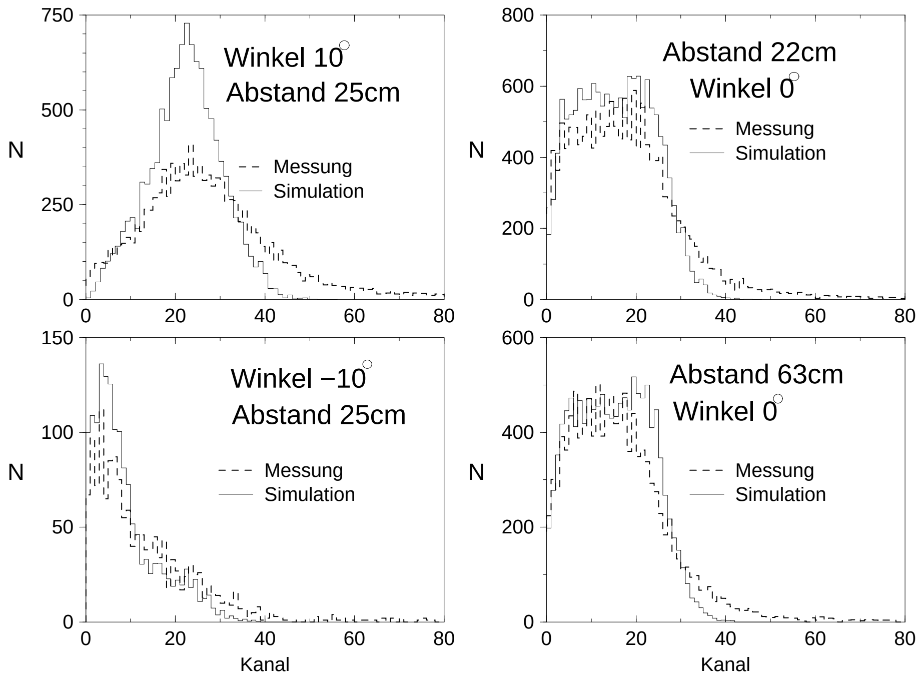

Abbildung 7.6: Vergleich der gemessenen und simulierten Spektren

Für senkrechte Trajektorien entspricht A der normalen Fläche der Koinzidenzzähler, da jedes Teilchen, das den oberen Zähler durchquert, auch den unteren trifft. Für $\delta > \arctan\frac{2R}{h}$ hingegen ist $A = 0$, da mit einem solch steilen Winkel auf jeden Fall nur einer der beiden Zähler durchquert wird. Für alle Winkel dazwischen ergibt sich A näherungsweise aus der Schnittfläche zweier Kreise mit dem Radius R der Koinzidenzzähler und dem Mittelpunktsabstand $s = h \cdot \tan\delta$:

$$A = 4\int_{s/2}^{R} \sqrt{R^2 - x^2}\,dx$$

$$= \frac{1}{2}\left(2\pi R^2 - s\sqrt{4R^2 - s^2} - 4R^2 \cdot \arcsin\frac{s}{2R}\right)$$

Alle in der Simulation erzeugten Spektren wurden also vor dem Addieren mit dem Faktor $I = A \cdot \cos^{2,1}\phi$ multipliziert, um die von der Koinzidenz erfasste Trajektorienschar zu berücksichtigen. Für ein Gesamtspektrum werden etwa 230 einzelne Trajektorien erfaßt, für die jeweils 50 Ereignisse berechnet werden. Abb. 7.6 zeigt den Vergleich zwischen den gemessenen Spektren aus Abb. 7.4 und der Simulation. Die berechneten Spektren wurden mit der Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse normiert.

Der generelle Verlauf der experimentiell ermittelten Spektren wird von der Simulation gut wiedergegeben, vor allem für niedrigere Signale. In allen Fällen gibt es Ereignisse, bei denen kein Signal am PMT erzeugt wird. Bei hohen Signalen sind allerdings die Zählraten der Simulation durchweg zu niedrig; hier kommen Effekte ins Spiel, die in der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Der wahrscheinlich wichtigste dieser Effekte ist die Selektion von bestimmten Einfallswinkeln am Lichtleiter zwischen dem Zähler und der Photokathode. Darüberhinaus ist die hier verwendete Methode zur Simulation der kosmischen Strahlung sicherlich nicht optimal, aber es läßt sich auch mit diesen Einschränkungen feststellen, daß das experimentiell ermittelte Verhalten des Čerenkovzählers insgesamt so gut von den Simulationsrechnungen erfaßt wird, daß die Parameter $P_{refl} = 0,1\%$ und $\Delta\alpha = 0,1^\circ$ realistisch erscheinen. Sie wurden von daher für die im folgenden Kapitel beschriebenen Berechnungen für die gebogenen Zähler an ANKE verwendet.

7.5 Szintillationseigenschaften von Acrylglas

Es ist unmittelbar einleuchtend, daß der Einsatz von Čerenkovzählern als Vetozähler nicht möglich wäre, wenn das Zählermaterial merkliche szintillierende Eigenschaften hätte. Je freier das Material von Verunreinigungen und Verarbeitungsfehlern ist, desto weniger wird es beim Durchgang geladener Teilchen Szintillationslicht emittieren. Um zu überprüfen, ob die Reinheit des für die Čerenkovzähler an ANKE verwendeten Materials ausreicht, um eventuell erzeugtes Szintillationslicht gegenüber dem Čerenkovlicht nicht spürbar werden zu lassen, wurde eine Messung am Niederenergiemeßplatz von COSY (in Abb. 1.1 mit JESSICA bezeichnet) durchgeführt. Der Čerenkovzähler wurde dabei mit Strahlprotonen beschossen, deren Impuls unter dem Schwellenimpuls $p_{\check{C}} \approx 844$MeV/c lag (siehe Formel 3.1). Diese Protonen konnten also nur durch die Erzeugung von Szintillationslicht ein Signal am PMT des Čerenkovzählers auslösen. Die Messung wurde mit demselben Koinzidenzaufbau wie im Labor durchgeführt, wobei in diesem Fall Szintillatoren als Koinzidenzzähler verwendet wurden und die Koinzidenz auf den COSY-Strahl ausgerichtet war. Bei eingeschaltetem Strahl war am an den PMT des Čerenkovzählers angeschlossenen Oszilloskop eine deutliche Zunahme sehr schwacher Signale zu sehen (Amplitude < 5 mV). Gleichzeitig auftretende höhere Signale (Amplituden bis zu 500 mV), die durch kosmische Teilchen ausgelöst wurden, waren nicht mit dem Strahl korreliert. Das Ergebnis dieser Messungen ist also, daß zwar Szintillation im Zählermaterial zu beobachten ist, dieses Licht aber weitaus schwächer als das von kosmischer Strahlung erzeugte Čerenkovlicht ist. Die von den Pionen an ANKE erzeugte Lichtmenge ist aufgrund der nahezu gleichen relativistischen Geschwindigkeit β mit der Lichtmenge durch kosmische Strahlung vergleichbar.

Die gute Übereinstimmung zwischen den simulierten Spektren (die ja keinerlei Szintillationseffekte berücksichtigen) und den Messungen ist ein weiterer Hinweis darauf, daß die Szintillationseigenschaften von Acrylglas sich nicht störend bemerkbar machen werden. Andernfalls wären in der Messung vor allem sehr viel weniger Ereignisse mit kleiner Amplitude zu beobachten.

Kapitel 8

Ergebnisse der Simulationsrechnungen

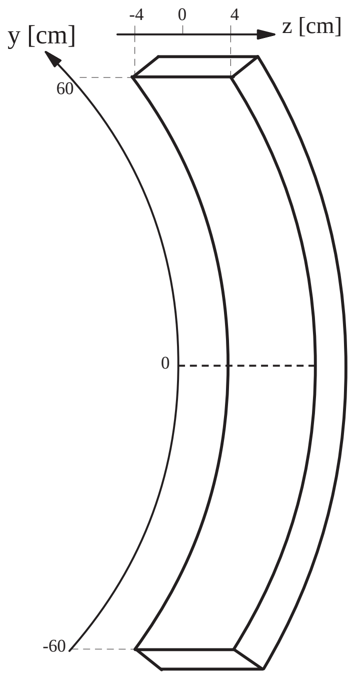

Abbildung 8.1: Detektorkoordinaten

In diesem Kapitel wird zunächst am Beispiel eines Čerenkovzählers detailliert gezeigt, wie die Lichtausbeute von Einfallsort, Einfallswinkel und Impuls des lichterzeugenden Teilchens abhängt. Anschließend sind für alle Detektoren die zu erwartenden Lichtausbeuten für Kaonen und Pionen aufgeführt, wobei für jeden Detektor das Kaon mit der höchsten und das Pion mit der niedrigsten Lichtausbeute ermittelt worden sind - also die schlechtesten Fälle, da ja für Kaonen gar kein Signal auftreten soll und für Pionen ein möglichst starkes. Alle diese Rechnungen wurden mit einer Lichtverlustchance von $P_{\text{refl}} = 0,1\%$ und einer Winkeländerung von $\Delta\alpha = 0,1°$ pro Reflexion durchgeführt. Diese Werte stellten sich in den im 7. Kapitel beschriebenen Messungen als gute Beschreibung des tatsächlichen Verhaltens heraus. Um zu verstehen, wie die Lichtausbeute eines Čerenkovzählers für verschiedene Trajektorien von seinem Krümmungsradius R und seinem Drehwinkel ψ_Z abhängt, wurden die anderen statistischen Effekte (Zahl der erzeugten Photonen, Verteilung auf dem Čerenkovkegel und Erzeugung von Photoelektronen) zunächst vernachlässigt. Die angegebenen Werte sind also tatsächlich nur der Mittelwert einer Verteilung. Wie diese Verteilung aussieht, ist im letzten Abschnitt dieses Kapitels beschrieben.

Dort sind für einen Detektor Rechnungen durchgeführt worden, die alle oben erwähnten Effekte berücksichtigen.

8.1 Detaillierte Ergebnisse für Detektor 10

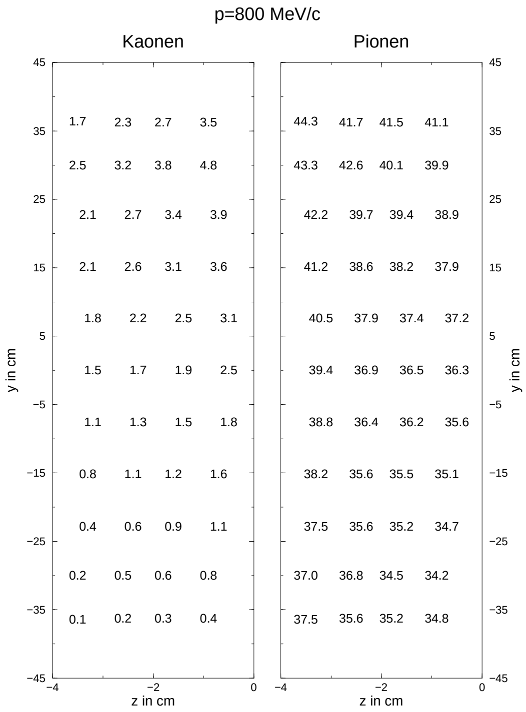

Abbildung 8.2: Lichtausbeute in % der erzeugten Čerenkovphotonen für p = 800 MeV/c

Um zu zeigen, wie die Lichtausbeute der Čerenkovzähler von Impuls und Flugrichtung der einfallenden Teilchen abhängt, sind für Detektor 10 die Ergebnisse für drei Impulse und mehrere Trajektorien pro Impuls aufgeführt. Außerdem ist die Abhängigkeit der Lichtausbeute von R und ψ_Z gezeigt, um Einblick in den Optimierungsprozeß (und in die Notwendigkeit dieser Optimierung) zu geben.

Alle Ergebnisse sind in gleicher Weise dargestellt: Die Vorderfläche des Detektors wird mit einer gekrümmten y-z-Ebene beschrieben, auf der die Durchstoßpunkte mit dem zugehörigen Anteil des Čerenkovkegels, der den oberen PMT erreicht, dargestellt sind. Da sowohl die Trajektorien als auch die Čerenkovdetektoren zur Mittelachse symmetrisch sind, können die Lichtausbeuten für den unteren PMT durch Spiegelung der Ergebnisse an y = 0 ermittelt werden.

Für den optimierten Detektor (R = 240cm, $\psi_Z = 54°$) sind Rechnungen für p = 800 MeV/c, und p = 1000 MeV/c durchgeführt worden. Der minimale Impuls für diesen Detektor ist 760 MeV/c, aber Teilchen mit diesem Impuls streifen nur die äußerste Kante des Detektors, da Trajektorien mit kleinerem ψ_T (die den Detektor weiter zur Mitte hin treffen würden) gegen einen Stützpfeiler im Magnetjoch treffen (siehe Abb. 2.1).

Das ist auch für 800 MeV/c der Fall, allerdings wird hier zumindestens eine ganze Hälfte des Detektors bestrichen. In vertikaler Richtung sind die Trajektorien durch das Magneteisen selbst begrenzt. Aus den Lichtausbeuten für diese drei Impulse ist folgendes ersichtlich:

Erwartungsgemäß gelangt nur für extreme Kaonenimpulse Licht an den Zähler, denn nur für diese Impulse ist der Einfallswinkel δ so groß, daß ein Teil des von Kaonen erzeugten Čerenkovkegels totalreflektiert wird. Die Vorgehensweise bei der Optimierung bestand folgerichtig darin, diese extremen Impulse für jeden Zähler zu ermitteln und den Rotationswinkel ψ des Zählers so auszurichten, daß sowohl für den Minimal- als auch für den Maximalimpuls möglichst wenig Kaonenlicht zum PMT gelangen kann.

Wenn man die vertikale Verteilung außer acht läßt, haben die Trajektorien mit hoher Lichtausbeute für Kaonen eine geringe Ausbeute für Pionen und somit für beide Teilchensorten das ungünstigste Verhalten. Auch dieser Effekt ist ausschließlich durch den großen Einfallswinkel δ dieser Trajektorien bedingt: Während ein hohes δ bei Kaonen (mit $\vartheta_{\check{C}} < \vartheta_R$) dafür sorgt, daß überhaupt erst ein Teil des Čerenkovkegels totalreflektiert wird, bewirkt es bei Pionen (mit $\vartheta_{\check{C}} > \vartheta_R$), daß ein Teil des Kegels **nicht** mehr totalreflektiert wird.

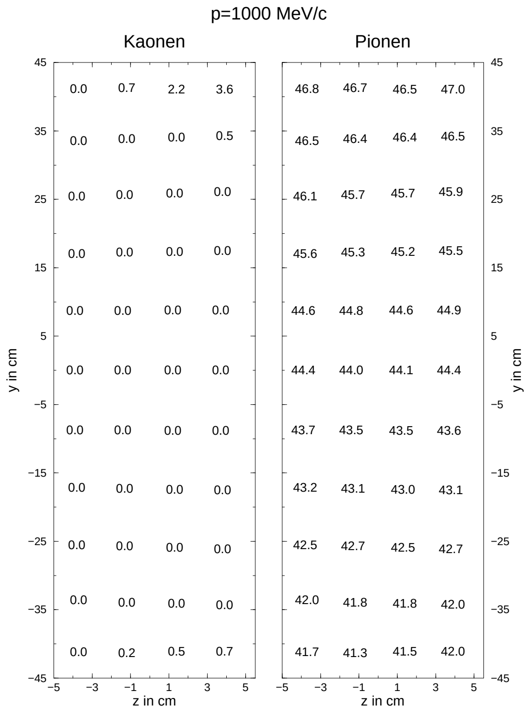

Abbildung 8.3: Lichtausbeute in % der erzeugten Čerenkovphotonen für p = 1000 MeV/c

Das grundsätzliche Verhalten in vertikaler Richtung entspricht ebenfalls den Erwartungen: Die Lichtausbeute sinkt mit größer werdendem Abstand zum PMT. Es gibt allerdings Abweichungen: Kaonen, die sehr nahe am PMT eintreffen, haben eine geringere Ausbeute. Das liegt daran, daß der Krümmungsradius des Zählers kleiner gewählt wurde, als es der Winkelverteilung der Trajektorien entsprechen würde. Dadurch liegt der Bereich des Čerenkovkegels, der totalreflektiert wird, auf der zur Mitte des Zählers gewandten Seite - das totalreflektierte Licht muß also den gesamten Zähler durchqueren, bevor es zum PMT gelangt. Bei den Pionen macht sich dieser Effekt umgekehrt bemerkbar: Hier steigt die Lichtausbeute für die am weitesten vom PMT entfernten Trajektorien wieder leicht an.

Um die minimale Teilchenseparation für jeden Zähler zu bestimmen, müssen aus allen Trajektorien, von denen dieser Zähler getroffen wird, diejenige mit der *höchsten* Lichtausbeute für Kaonen und der *niedrigsten* Ausbeute für Pionen gefunden werden. Wenn die Separation für diese ungünstigsten Fälle gelingt, wird sie in allen anderen Fällen auch gelingen. Aus dem detaillierten Diagrammen für Detektor 10 ist ersichtlich, daß diese Fälle an beiden Rändern des Impulsbereiches für einen Zähler auftreten.

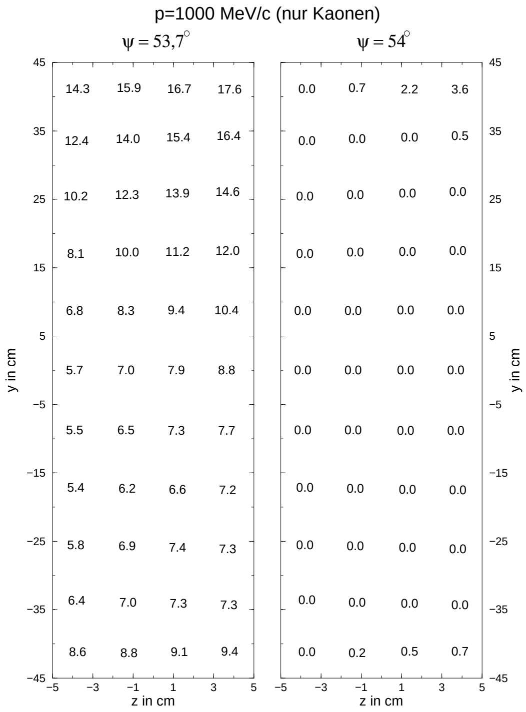

Abbildung 8.4: Lichtausbeute in % der erzeugten Čerenkovphotonen für p = 1000 MeV/c und unterschiedliche Rotationswinkel ψ_Z der Čerenkovzähler. $\psi_Z = 54°$ (rechtes Diagramm) ist der optimale Winkel.

In Abschnitt 5.1 war dargestellt worden, wie stark die Lichtausbeute für K^- ansteigt, wenn ein Zähler nicht optimal ausgerichtet ist. In Abb. 8.4 ist dieses Verhalten für Detektor 10 deutlich zu sehen; der Detektor ist hier mit $\psi = 52,7°$ nur um 1,3° zum optimalen Winkel gedreht. Schon durch diese kleine Änderung erreicht hier weitaus mehr Kaonenlicht den PMT, wobei das Pionenlicht nur leicht abnimmt.

Die Auswirkungen einer Änderung des Krümmungsradius (nur für Kaonen in Abb. 8.5 gezeigt) sind stärker, je weiter die Trajektorie von der Mittelebene entfernt ist. Für einen zu großen Radius steigt die Lichtausbeute von nahe am PMT gelegenen Trajektorien, für einen zu kleinen Radius steigt die Ausbeute der am gegenüberliegenden Ende des Detektors gelegenen Trajektorien.

8.2 Simulationsergebnisse für alle Detektoren

In Tabelle 8.1 sind die Lichtausbeuten und die resultierenden Photoelektronen an den PMTs für die minimalen und maximalen Impulse für jeden Detektor aufgeführt. Die Teilchen mit diesen Impulsen haben den größten horizontalen Einfallswinkel δ in den Detektor und sind von daher am schwierigsten zu identifizieren. Dabei sind aus den im 1. Kapitel beschriebenen Gründen nur Impulse zwischen 500 MeV/c und 1000 MeV/c in Betracht gezogen worden.

- N_{phot} ist die Anzahl der auf der 2 cm langen Strecke im Detektor erzeugten Photonen:

$$N_{phot} = 370 \cdot \sin^2 \vartheta_{\check{C}} \cdot 2$$

Der Faktor $1/\cos\delta$, um den diese Strecke durch schrägen Teilcheneinfall verlängert wird, kann vernachlässigt werden.

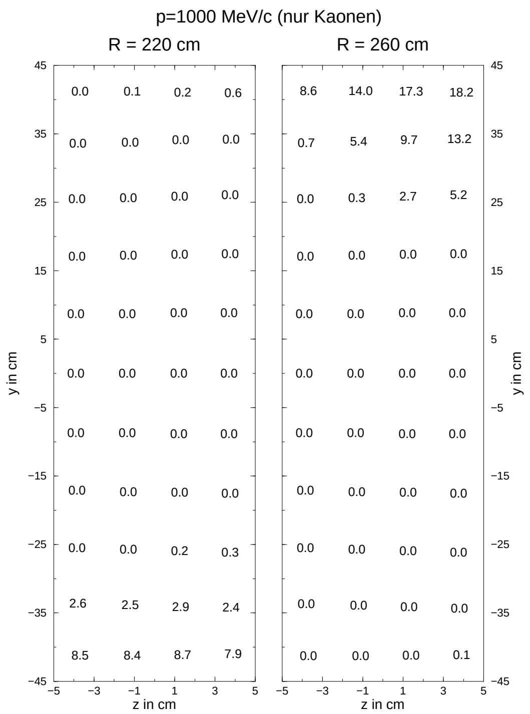

Abbildung 8.5: Lichtausbeute in % der von Kaonen erzeugten Čerenkovphotonen für p = 1000 MeV/c und vom idealen Krümmungsradius R = 240 cm abweichende Radien

- „Anteil am PMT" ist der in den Simulationen berechnete Wert für die Lichtausbeute an beiden PMTs zusammen. Die Signalstärke ergibt sich aus $N_{phot} \cdot$ Lichtausbeute$\cdot$ 25% – der Faktor 25% gibt die Quanteneffizienz an, also die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon in der Photokathode des PMT ein Photoelektron erzeugt.

In Abb. 8.6 ist die Signalstärke für alle Detektoren aufgetragen, wobei für Kaonen der höhere und für Pionen der niedrigere Wert genommen wurde. Dabei ist zu beachten, daß diese Werte ohne Berücksichtigung der meisten statistischen Effekte berechnet wurden und von daher nur Mittelwerte sind. Die Ergebnisse einer Berechnung, in der diese Effekte wiedergegeben sind, findet sich in Abschnitt 8.3. Auch eine alleinige Betrachtung der Mittelwerte deutet auf eine gute Separation hin – dies sind, wohlgemerkt, die ungünstigsten Trajektorien, die einen Detektor treffen, und selbst für diese

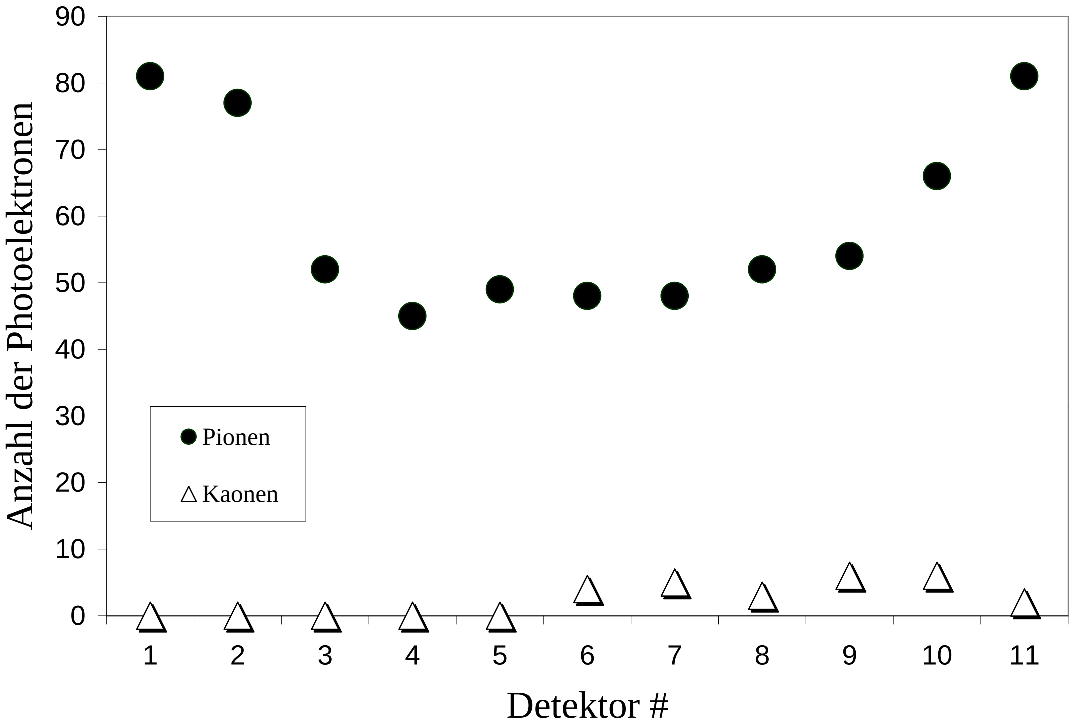

Abbildung 8.6: Mittlere Lichtausbeuten für alle 11 Čerenkovdetektoren

Trajektorien liegt zwischen den Signalen von Kaonen und Pionen ein Faktor von mindestens 9.

Daß die am Rande gelegenen Detektoren bessere Ergebnisse zeigen (vor allem eine weitaus höhere Pionenausbeute), liegt an der Einschränkung des zu messenden Impulsbereiches auf 500 – 1000 MeV/c. Der mit dem Impuls verknüpfte horizontale Winkel ψ_D ist dadurch ebenfalls eingeschränkt – der maximale Einfallswinkel δ ist also für die außen gelegenen Detektoren kleiner.

Eines der eher unerwarteten Ergebnisse der Simulationsrechnungen ist, daß alle Čerenkovdetektoren den gleichen Krümmungsradius von R = 240 cm haben können, was den Herstellungsaufwand beträchtlich verringert. Strenggenommen ist dieser Radius für die Detektoren mit kleineren Impulsen etwas zu groß, aber hier ist die Separation ohnehin nicht so problematisch wie bei den hohen Impulsen, wie dem obigen Diagramm zu entnehmen ist.

		K^-			π^-		
Detektor	Impuls p [MeV]	N_{phot}	Anteil am PMT	Photo-elektr.	N_{phot}	Anteil am PM	Photo-elektr.
1	500	83	0%	0	381	87%	83
	540	129	0%	0	385	84%	81
2	500	83	0%	0	381	81%	77
	595	178	0%	0	389	83%	81
3	500	83	0%	0	381	55%	52
	655	218	0%	0	392	78%	76
4	500	83	0%	0	381	47%	45
	730	255	0%	0	395	77%	76
5	525	113	0%	0	384	51%	49
	810	284	1%	0	397	83%	82
6	560	149	0%	0	386	50%	48
	910	309	5%	4	399	84%	84
7	595	178	0%	0	389	49%	48
	1000	326	6%	5	401	86%	86
8	635	206	6%	3	391	53%	52
	1000	326	3%	2	401	86%	86
9	690	237	10%	6	394	55%	54
	1000	326	1%	1	401	83%	83
10	760	267	9%	6	396	67%	66
	1000	326	4%	3	401	84%	84
11	860	297	3%	2	398	81%	81
	1000	326	1%	1	401	86%	86

Tabelle 8.1: Lichtausbeuten für die ungünstigsten Trajektorien an allen 11 Čerenkovzählern

8.3 Simulierte Spektren für Detektor 10

Zur Erzeugung der in Abb. 8.7 gezeigten Spektren wurden für die Trajektorien, die sich bei der Optimierung der Zähler als ungünstigste Fälle herausstellten, die Signale von jeweils 1000 Pionen und Kaonen simuliert. Dabei sind sowohl Anzahl und Verteilung der erzeugten Photonen auf dem Čerenkovkegel als auch die Erzeugung von Photoelektronen an der Kathode des PMTs (die Wahrscheinlichkeit hierfür ist im Mittel 25%) zufällig ermittelt. Das Verhalten bei den Reflektionen war auch in den vorherigen Berechnungen schon zufallsabhängig, hier brauchte das Programm also nicht verändert zu werden.

Die so ermittelten Spektren zeigen einen so großen Abstand zwischen Pionen- und Kaonenpeak, daß für vom Target stammende Teilchen von einer absolut zuverlässigen Separation ausgegangen werden kann. Dabei ist vor allem zu beachten, daß die gezeigten Spektren die ungünstigsten Fälle zeigen: alle anderen Pionen erzeugen ein stärkeres Signal, alle anderen Kaonen ein schwächeres - die meisten Kaonen verursachen überhaupt kein Signal.

Die Breite des Peaks ist hauptsächlich von der Umwandlung an der Photokathode bestimmt: im untersten Diagramm von Abb. 8.7 sind die Pionenspektren für 1000 MeV/c gezeigt, wobei für A alle statistischen Effekte eingehen und für B alle Effekte mit Ausnahme der Quanteneffizienz: die Zahl der zum PMT gelangten Photonen wurde hier nur durch vier geteilt, um die erzeugten Photoelektronen und damit die Signalstärke zu bestimmen.

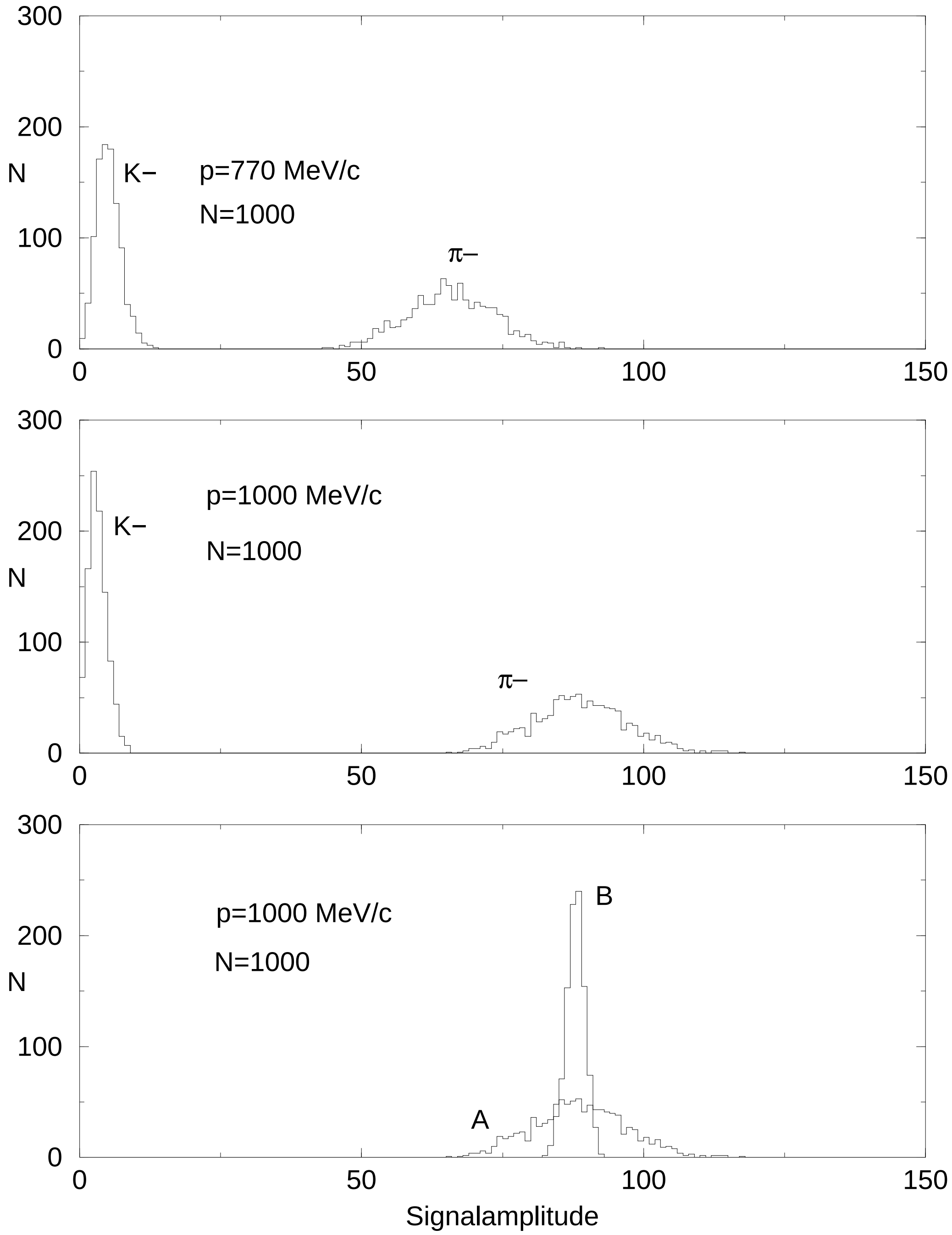

Abbildung 8.7: Simulierte Spektren für Detektor 10 für p = 770 MeV/c und p = 1000 MeV/c. Im untersten Diagramm ist der Pionenpeak aus dem mittleren Diagramm (A) zusammen mit dem Pionenpeak einer Rechnung eingezeichnet, bei der die Quanteneffizienz des PMTs nicht statistisch einging. Die Breite des Peaks hängt offenbar hauptsächlich von diesem Effekt ab.

Anhang A: Herleitung von Formel 4.1

Ellipsenkoordinaten von x und y:

$$x = -\frac{\tan\vartheta_{\check{C}}\cos\phi\cos\delta\,+\,\sin\delta}{\vartheta_{\check{C}}\cos\phi\sin\delta\,-\,\cos\delta}\cdot h$$

$$y = -\frac{\vartheta_{\check{C}}\sin\phi}{\vartheta_{\check{C}}\cos\phi\cos\delta\,+\,\sin\delta}\cdot h$$

Kreisgleichung für die Grenze der Totalreflektion:

$$r = h\cdot\tan\vartheta_R$$

$$r^2 = x^2\,+\,y^2 \qquad \Rightarrow$$

$$h^2\cdot\tan^2\vartheta_R = \frac{\sin^2\delta\,+\,2\sin\delta\cos\delta\cos\phi\tan\vartheta_{\check{C}}\,+\,\cos^2\delta\cos^2\phi\tan^2\vartheta_{\check{C}}\,+\,\sin^2\phi\tan^2\vartheta_{\check{C}}}{\cos^2\delta\,-\,2\sin\delta\cos\delta\cos\phi\tan\vartheta_{\check{C}}\,+\,\sin^2\delta\cos^2\phi\tan^2\vartheta_{\check{C}}}\cdot h^2$$

Mit $\sin^2 x = 1\,-\,\cos^2 x$ und $2\sin x\cos x = \sin 2x$ folgt:

$$\tan^2\vartheta_R = \frac{\sin^2\delta\,+\,\sin 2\delta\cos\phi\tan\vartheta_{\check{C}}\,+\,(1\,-\,\sin^2\delta)\cos^2\phi\tan^2\vartheta_{\check{C}}\,+\,(1\,-\,\cos^2\phi)\tan^2\vartheta_{\check{C}}}{1\,-\,\sin^2\delta\,-\,\sin 2\delta\cos\phi\tan\vartheta_{\check{C}}\,+\,\sin^2\delta\cos^2\phi\tan^2\vartheta_{\check{C}}}$$

$$\Rightarrow$$

$$\tan^2\vartheta_R - \sin^2\delta\tan^2\vartheta_R - \sin 2\delta\cos\phi\tan\vartheta_{\check{C}}\tan^2\vartheta_R + \sin^2\delta\cos^2\phi\tan^2\vartheta_{\check{C}}\tan^2\vartheta_R$$

$$= \sin^2\delta + \sin 2\delta\cos\phi\tan\vartheta_{\check{C}} + \cos^2\phi\tan^2\vartheta_{\check{C}} - \sin^2\delta\cos^2\phi\tan^2\vartheta_{\check{C}} + \tan^2\vartheta_{\check{C}} - \cos^2\phi\tan^2\vartheta_{\check{C}}$$

$$\Rightarrow$$

$$\cos^2\phi\cdot(\sin^2\delta\tan^2\vartheta_{\check{C}}\tan^2\vartheta_R - \tan^2\vartheta_{\check{C}} + \sin^2\delta\tan^2\vartheta_{\check{C}} + \tan^2\vartheta_{\check{C}})$$
$$+\cos\phi\cdot(-\sin 2\delta\tan\vartheta_{\check{C}}\tan^2\vartheta_R - \sin 2\delta\tan\vartheta_{\check{C}})$$
$$+\tan^2\vartheta_R - \sin^2\delta\tan^2\vartheta_R - \sin^2\delta - \tan^2\vartheta_{\check{C}} \quad = 0$$

$$\Rightarrow$$

$$\cos^2\phi\cdot(\sin^2\delta\tan^2\vartheta_{\check{C}}(1+\tan^2\vartheta_R))$$
$$-\cos\phi\cdot(\sin 2\delta\tan\vartheta_{\check{C}}(1+\tan^2\vartheta_R))$$
$$-\tan^2\vartheta_{\check{C}} + \tan^2\vartheta_R - \sin^2\delta(1+\tan^2\vartheta_R) \quad = 0$$

$$\Rightarrow \quad \cos^2\phi - \cos\phi\cdot\frac{\sin 2\delta}{\sin^2\delta\tan\vartheta_{\check{C}}} - \frac{1}{\tan^2\vartheta_{\check{C}}} - \frac{\tan^2\vartheta_{\check{C}} - \tan^2\vartheta_R}{\sin^2\delta\tan^2\vartheta_{\check{C}}(1+\tan^2\vartheta_R)} = 0$$

$$\cos\phi = \frac{\sin 2\delta}{2\sin^2\delta\tan\vartheta_{\check{C}}} \pm \sqrt{\frac{\sin^2 2\delta}{4\tan^2\vartheta_{\check{C}}\sin^4\delta} + \frac{1}{\tan^2\vartheta_{\check{C}}} + \frac{\tan^2\vartheta_{\check{C}} - \tan^2\vartheta_R}{\sin^2\delta\tan^2\vartheta_{\check{C}}(1+\tan\vartheta_R)}}$$

Der so ermittelte Wert von ϕ ist der Winkel von der x-Achse bis zum Schnittpunkt von Kreis und Ellipse. Der gesuchte Winkelanteil $\Delta\phi$ des Čerenkovkegels beträgt geht von -ϕ bis ϕ, es ist also

$$\Delta\phi =$$

$$2\cdot\frac{\sin 2\delta}{2\tan\vartheta_{\check{C}}\cdot\sin^2\delta} \pm \sqrt{\frac{\sin^2 2\delta}{4\cdot\tan^2\vartheta_{\check{C}}\cdot\sin^4\delta} + \frac{1}{\tan^2\vartheta_{\check{C}}} + \frac{\tan^2\vartheta_{\check{C}} - \tan^2\vartheta_R}{\sin^2\delta\cdot\tan^2\vartheta_{\check{C}}(1+\tan^2\vartheta_R)}}$$

Anhang B: Geplante Aufstellung der Čerenkovdetektoren

Detektor	z [cm]	x [cm]	ψ_Z	Impulsbereich	Erfaßte Winkel ψ_D
1	90,5	167,6	50°	500 – 540 MeV/c	48,6° – 50,2°
2	98,5	165,3	49°	500 – 595 MeV/c	46,2° – 51,2°
3	106,4	162,8	48°	500 – 655 MeV/c	44,3° – 53,8°
4	114,2	160	47°	500 – 730 MeV/c	42,1° – 54,9°
5	121,9	156,9	44°	525 – 810 MeV/c	40,1° – 53,4°
6	129,6	153,6	40,5°	560 – 910 MeV/c	38,3° – 51,6°
7	137,1	150,1	37,5°	595 – 1000 MeV/c	36,6° – 49,8°
8	144,5	146,3	36,8°	635 – 1000 MeV/c	35,9° – 48,0°
9	151,8	142,3	36°	690 – 1000 MeV/c	35,4° – 45,3°
10	158,9	138,1	36°	760 – 1000 MeV/c	35,2° – 41,9°
11	165,9	133,7	35,8°	860 – 1000 MeV/c	35,3° – 39,0°

Tabelle 8.2: Positionierung und erfaßter Vertikalwinkel- und Impulsbereich der Čerenkovzähler. Die Koordinaten geben den Mittelpunkt der Vorderfläche eines Zählers an. Alle Detektoren haben die Abmessungen $2\,\mathrm{cm} \times 8\,\mathrm{cm} \times 120\,\mathrm{cm}$ und einen Krümmungsradius von $\mathrm{R} = 240\,\mathrm{cm}$

Literaturverzeichnis

[Čer34] P. A. Čerenkov, Compt. rend. acad. sci. U.R.S.S., 2, 451 (1934)

[Dli99] Von R. Koch (FZ Jülich, IKP II) entwickeltes C^{++}–Programm *DLight* (1999)

[Gro98] D.E. Groom, Eur. Phys. J. C 3, 150 (1998)

[G&S98] T.K. Gaisser und T. Stanev, Eur. Phys. J. C 3, 133 (1998)

[F&T37] I. Frank und I. Tamm, Compt. rend. acad. sci. U.R.S.S., 14, 109 (1937)

[Fra96] A. Franzen, Diplomarbeit Universität zu Köln (1996)

[Eße95] R. Eßer, Doktorarbeit Universität zu Köln (1995)

[Kac96] A. Kacharava et al., NIM A 376 (1996) 356

[Kop88] V. Koptev et al., JETP 67, 2177 (1988)

[Kra96] R. Krause, Diplomarbeit Universität zu Köln (1996)

[Mül96] H. Müller, Study of Subthreshold K^- Production, COSY Proposal #21 (1996)

[Sle96] R. Schleichert, Doktorarbeit RWTH Aachen, IKP II (1996)

[Sne95] A. Schneider, Diplomarbeit Universität zu Köln, IKP II (1995)

[Ste93] H. Stelzer, CAMDA Version 6.4, Physikalische Nachweisgeräte, 64409 Messel (1993)

[Sib98] A. Sibirtsev et al., Nucl. Phys. A 641 (1998) 476

[Tra99] Von R. Koch (FZ Jülich, IKP II) entwickeltes C^{++}–Programm *Track* (1999)

Danksagungen an...

Prof. Dr. H. Ströher für die Ermöglichung meiner Diplomarbeit im IKP II.

Prof. Dr. K. Sistemich für die geduldige Betreuung dieser Arbeit und ein stets offenes Ohr für meine Fragen.

Prof. Dr. W. Neuwirth für die Übernahme des Koreferats.

Dr. R. Koch und Dr. R. Eßer für die durchweg angenehme und lehrreiche Zeit im Labor und am Schreibtisch, die ich mit dieser Diplomarbeit verbracht habe.

Herrn H. Hadamek für die Fertigung des Detektorprototyps und interessante Gespräche über das Wärmeverhalten von Acrylglas.

A. Mussgiller, I. Lehmann und S. Dymov aus dem Diplomandenstadl für die gegenseitigen LaTeX – Hilfen am Rande des Nervenzusammenbruches.

Alle anderen Mitarbeiter des IKP II für das hervorragende Arbeitsklima und zahlreiche Ratschläge im Verlauf meiner Arbeit.