Produktion von ϕ-Mesonen in inelastischen Proton-Kern-Wechselwirkungen

Vom Fachbereich Physik der Universität Dortmund
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte
DISSERTATION

von
Dipl. Phys. Michael Symalla
aus Herdecke

Dortmund, März 2004

If the most complicated things are understood,
the rest becomes easy.

Michael Zavertiaev

Meiner Familie.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Der Aufbau der Materie kann im Rahmen des Standardmodells mit dessen Grundbausteinen, den Quarks und den Leptonen (Tabelle 1.1), erklärt werden. Zu jedem dieser Elementarteilchen existiert ein Antiteilchen mit gleicher Masse und Spin, jedoch entgegengesetzer Ladung. Die sechs bekannten Quarks besitzen neben der elektrischen Ladung einen weiteren Freiheitsgrad, die Farbe. Dieser Freiheitsgrad kann einen von drei Zuständen, üblicherweise als rot, gelb und blau bezeichnet, annehmen. Die an die Farbe koppelnde starke Wechselwirkung wird durch Gluonen übertragen. Diese tragen ebenfalls Farbe und führen damit zu einer Selbstwechselwirkung des starken Farbfeldes. Beschrieben wird die starke Wechselwirkung im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD). Eine experimentelle Tatsache ist, daß Quarks nur in farbneutralen Zuständen, den Hadronen, und nicht isoliert vorkommen. Dieses „Confinement“ ist eine Eigenschaft der starken Wechselwirkung. Deren Kopplungskonstante α_s steigt mit der Distanz der Quarks stark an, so daß bei großen Abständen die Produktion von Quark(q)-Antiquark($\bar{q}$)-Paaren energetisch günstiger als die Abstandsvergrößerung ist.

Grundbausteine		Austauschteilchen	
Quark	Leptonen	elektroschwach	stark
up (u)	Elektron (e)		
down (d)	e-Neutrino (ν_e)	Photon (γ)	
charm (c)	Myon (μ)		8 Gluonen (g)
strange (s)	μ-Neutrino (ν_μ)		
top (t)	Tauon (τ)	$W^{\pm}$, Z^0	
bottom (b)	τ-Neutrino (ν_τ)		

Tabelle 1.1: Die Grundbausteine der Materie im Rahmen des Standardmodells mit den Austauschteilchen der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung.

In Materie wird bei hohen Energiedichten bzw. hohen Temperaturen eine Aufhebung des Confinements erwartet. Die Quarks und Gluonen können sich unter diesen Bedingungen, wie innerhalb der Hadronen, quasifrei bewegen. Dieser Aggregatzustand ungebundener Quarks und Gluonen wird Quark-Gluon-Plasma (QGP) genannt. Man hofft, die erforderlichen Energiedichten bei der Kollision hochenergetischer Schwerionen erzeugen zu können. Die thermische Energie der Partonen im Plasma entspricht etwa der zur Bildung eines $s\bar{s}$-Paares benötigten Energie [JL02]. ϕ-Mesonen als nahezu reiner $s\bar{s}$-Zustand sollten demnach im QGP häufiger gebildet werden als dies die Extrapolation der Produktionsraten aus Proton-Proton(pp)- und Proton-Kern(pA)-Wechselwirkungen erwarten läßt.

Diese Anreicherung wird als eine der deutlichsten Signaturen des neuen Aggregatzustands beschrieben [Sho85]. Um sie nachweisen zu können, sind Referenzmessungen aus pA-Wechselwirkungen bei niedrigeren Temperaturen notwendig.

Die vorliegende Arbeit untersucht die Produktion von ϕ-Mesonen im Zerfallskanal $\phi \to K^+K^-$ in inelastischen pA-Wechselwirkungen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 41.6\,\mathrm{GeV}$ am HERA–B-Experiment. Es werden sowohl einfach differentielle Wirkungsquerschnitte der ϕ-Produktion in Abhängigkeit vom Quadrat des Transversalimpulses und der Rapidität als auch totale Wirkungsquerschnitte bestimmt. Die Möglichkeit des Experiments Targets verschiedener Materialien einzusetzen wird zur Untersuchung der Wechselwirkung von Protonen mit Kohlenstoff-, Titan- und Wolframkernen genutzt. Neben der Materialabhängigkeit der Transversalimpulsverteilungen, dem sogenannten Cronin-Effekt [Klu77], wird auch die Abhängigkeit des totalen ϕ-Wirkungsquerschnitts von der Massenzahl A gemessen.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der pA-Wechselwirkungen erläutert sowie die Produktion und der Zerfall von ϕ-Mesonen beschrieben. Weiterhin wird die Bedeutung von ϕ-Mesonen für den Nachweis des Quark-Gluon-Plasmas diskutiert. In Kapitel 3 wird auf das HERA–B-Experiment eingegangen, insbesondere werden die in der Analyse verwendeten Detektorkomponenten sowie die Rekonstruktionssoftware beschrieben. Die Erläuterung der Datenselektion und der Rekonstruktion von ϕ-Mesonen erfolgt in Kapitel 4. In Kapitel 5 werden differentielle Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen der ϕ-Mesonen sowie differentielle Analyseeffizienzen bestimmt und daraus in Kapitel 6 die Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T^2$ und $d\sigma/dy$ berechnet. Dort erfolgt auch die Bestimmung der integrierten und der totalen Wirkungsquerschnitte sowie die Untersuchung der Materialabhängigkeit der ϕ-Produktion. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse findet in Kapitel 7 statt. Im Anhang befinden sich eine Auflistung der verwendeten Datensätze, die tabellierten, differentiellen Wirkungsquerschnitte und eine Beschreibung des Target-Datennahmesystems.

Kapitel 2

ϕ-Mesonen in pA-Wechselwirkungen

Das Thema der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Produktion von ϕ-Mesonen in inelastischen Proton(p)-Kern(A)-Wechselwirkungen. Die theoretischen Grundlagen dieser Untersuchung sollen in diesem Kapitel beschrieben werden. Dazu werden im nächsten Abschnitt zunächst die verwendeten, kinematischen Variablen definiert.

Vor der Beschreibung von Proton-Kern-Wechselwirkungen wird der grundlegene Prozeß der Hadron-Hadron-Wechselwirkung betrachtet. Dieser wird im Rahmen des Parton-Modells als Wechselwirkung der Konstituenten der Hadronen, den Partonen, beschrieben.

Im Anschluß erfolgt der Übergang zu den hier relevanten Proton-Kern-Wechselwirkungen; diese werden im Rahmen des Glauber-Modells diskutiert. Einer der Schwerpunkte dieser Arbeit ist die Untersuchung der Materialabhängigkeit der Produktion von ϕ-Mesonen. Diese kann im Rahmen des Glauber-Modells [RJG70] beschrieben werden. Neben der Materialabhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte ist in jüngster Zeit bei der Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma die Abhängigkeit transversalimpulsabhängiger Wirkungsquerschnitte von der Massenzahl A bedeutsam geworden. Dieses als Cronin-Effekt bekanntes Phänomen wird anhand eines Modells erläutert.

Im darauf folgenden Abschnitt werden die Eigenschaften des in dieser Arbeit untersuchten ϕ-Mesons vorgestellt. Neben seiner Einordnung in das SU(3)-Multiplett der Vektormesonen werden vor allem Produktions- und Zerfallsmechanismen erläutert.

Den Abschluß der Kapitels bildet eine Betrachtung der Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma an Schwerionenbeschleunigern. Besonders hervorgehoben wird dabei die Bedeutung einer Anreicherung von ϕ-Mesonen als mögliche Signatur zum Nachweis des QGP. Zum Nachweis einer erhöhten Produktion werden Referenzmessungen wie die hier vorliegende in Proton-Kern-Systemen benötigt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Konvention

$$\hbar = c = 1 \tag{2.1}$$

verwendet. Massen, Impulse und Energien haben somit die Einheit eV.

2.1 Kinematische Variablen

Bei der Kollision zweier Teilchen mit den Viererimpulsen $P_{1,2} = (E_{1,2}, \vec{p}_{1,2})$ steht für die Reaktion die Schwerpunktsenergie

$$\sqrt{s} = \sqrt{(P_1 + P_2)^2} \tag{2.2}$$

zur Verfügung. Für Fixed-Target-Experimente ergibt sich mit $P_2 = (m_{Target}, \vec{0})$

$$\begin{aligned} \sqrt{s} &= \sqrt{m^2_{\text{Strahl}} + m^2_{\text{Target}} + 2E^{\text{Labor}}_{\text{Strahl}} \cdot m_{\text{Target}}}. \qquad (2.3) \\ m_{\text{Target}} &: \text{ Masse des Targetteilchens} \\ m_{\text{Strahl}} &: \text{ Masse des Strahlteilchens} \\ E^{\text{Labor}}_{\text{Strahl}} &: \text{ Strahlenergie im Laborsystem} \qquad (2.4) \end{aligned}$$

Bei pA-Wechselwirkungen ist das Schwerpunktsystem nicht eindeutig vorgegeben. In [Koe74] wurde der Impuls der Nukleonen im Kern bestimmt. Die Verteilung der Impulse zeigt ein Maximum bei $p = 0.14\,\text{GeV}$. Unter Berücksichtigung dieses Impulses kann die Schwerpunktsenergie unter der Annahme von $m_{Target} = m_{Proton}$ zwischen den Extrema $\sqrt{s}_{min} = 38.6\,\text{GeV}$ und $\sqrt{s}_{min} = 44.8\,\text{GeV}$ variieren, abhängig von der Orientierung des Impulses zum Impuls des Strahlteilchens. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Kollision von Strahlprotonen der Energie[1] 920 GeV mit den ruhenden Nukleonen des Kerns betrachtet. Für das HERA–B-Experiment ergibt sich nach der Definition $m_{Target} = m_{Proton}$ eine Schwerpunktsenergie von

$$\sqrt{s} = 41.6\,\text{GeV}. \qquad (2.5)$$

Mit einem * markierte Werte sind im folgenden im so definierten Schwerpunktsystem gemessen.

Die Kinematik produzierter Teilchen des Impulses $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ wird häufig als Funktion des Lorentz-invarianten Transversalimpulses[2]

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \qquad (2.6)$$

und des Longitudinalimpulses p_z^* des untersuchten Teilchens betrachtet. Letzterer kann als Bruchteil des maximalen Longitudinalimpulses $p^*_{z,max}$, der sogenannten „Feynman x“-Variable

$$x_F \equiv \frac{p_z^*}{p^*_{pz,max}}, \qquad (2.7)$$

beschrieben werden. In den folgenden Ausführungen wird die Reaktion von Hadronen als Wechselwirkung von Konstituenten mit dem Impulsbruchteil $x \cdot p$ relativ zum Hadronimpuls p betrachtet. Im Bild wechselwirkender Partonen entspricht x_F der Differenz der Impulsanteile der beiden Partonen, $x_F = x_1 p_1 - x_2 p_2$. Im Bereich kleiner Longitudinalimpulse p_z^*, dem so genannte Zentralbereich, wird die Kinematik eines Prozesse häufig auch als Funktion der Rapidität

$$y^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z^*}{E - p_z^*} = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z^*}{E} \right) \qquad (2.8)$$

angegeben. Teilchen die im Schwerpunktsystem vorwärts, d.h. in Richtung des Teilchenstrahls, erzeugt werden erhalten $y^* > 0$. Bei der Transformation des mit der relativistischen Geschwindigkeit β bewegten Schwerpunktsystems in das Laborsystem gilt:

$$y = y^* + \tanh^{-1} \beta. \qquad (2.9)$$

[1] Obwohl im Zusammenhang mit Teilchenstrahlen immer von deren Energie gesprochen wird, handelt es sich physikalisch korrekt um den Impuls.

[2] Im folgenden wird die z-Achse entlang der Richtung des Protonenstrahls definiert, die x- und y-Achsen stehen gemäß eines Rechtssystems senkrecht dazu.

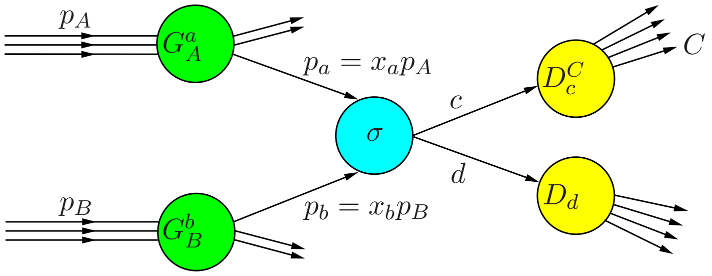


Abbildung 2.1: Wechselwirkung zweier Hadronen $A + B \to C + X$. Die Partonen a und b der durch die Strukturfunktionen G beschriebenen Hadronen wechselwirken mit dem Wirkungsquerschnitt σ miteinander. Das entstehende Parton c fragmentiert gemäß der Fragmentationsfunktion D in den Endzustand C.

Die Form der Rapiditätsverteilung ist somit unabhängig vom Bezugssystem. Für das HERA–B-Experiment gilt $\tanh^{-1}\beta = 3.79$. Für kleine Massen ($p \gg m$) kann y durch die Pseudorapidität

$$\eta \equiv -\ln\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{2.10}$$

angenähert werden. Der Winkel θ entspricht dem Polarwinkel zwischen Teilchen und Protonenstrahl.

2.2 Hadron-Hadron Wechselwirkungen

Der grundlegende Prozeß der pA-Wechselwirkung ist die Wechselwirkung der Hadronen untereinander, d.h. die Wechselwirkung eines Strahlprotons mit den Nukleonen des Kerns. Dieser Prozeß wird in diesem Abschnitt diskutiert.

Im Rahmen des Quark-Parton-Modells wird der Aufbau von Hadronen aus punktförmigen Teilchen, den Quarks und Gluonen, beschrieben. Es zeigt sich experimentell, daß der Gesamtimpuls von Quarks und Antiquarks etwa 50 % des Hadronimpulses ausmacht. Die anderen 50 % werden von neutralen Partonen, den Gluonen, getragen [Per00a]. Der Quarkinhalt des Hadrons besteht dabei aus den die Quantenzahlen bestimmenden Valenzquarks (z.B. uud im Proton) und aus den Seequarks. Letztere sind aus Vakuumfluktuationen des Farbfeldes entstehende, virtuelle Quark-Antiquark-Paare [FH84, Col84, Rey81].

Der Stoß zweier Hadronen kann innerhalb obigen Modells durch die Wechselwirkung zweier Partonen beschrieben werden. Stoßen diese unter einem kleinen Stoßparameter, erfolgt die Streuung unter einem großen Winkel. Somit entspricht ein „harter“ Stoß mit großem Impulsübertrag einem Endzustand großen Transversalimpulses. Die Kopplungskonstante α_s ist entsprechend dem geringen Abstand der Partonen klein und die Streuung kann störungtheoretisch betrachtet werden. Aus diesem Grund beziehen sich die nachfolgenden Betrachtungen auf den Fall harter Stöße.

Die Wechselwirkung zweier Hadronen A und B unter Produktion eines Hadrons C und weiterer Teilchen X

$$A + B \to C + X \tag{2.11}$$

ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit ein Parton vom Typ a mit dem Impulsanteil x_a innerhalb des Hadrons A vorzufinden wird durch die Strukturfunktion $G_A^a(x_a)$ beschrieben. Die beiden Partonen a und b der einlaufenden Hadronen A und B wechselwirken miteinander. Der entsprechende Streuprozeß $a + b \to c + d$ wird durch den Wirkungsquerschnitt $\sigma(ab \to cd)$ beschrieben. Nach dem Stoß entfernen sich die beiden Partonen voneinander. Das mit großen Transversalimpuls gestreute Parton c hadronisiert aufgrund des Confinements gemäß der

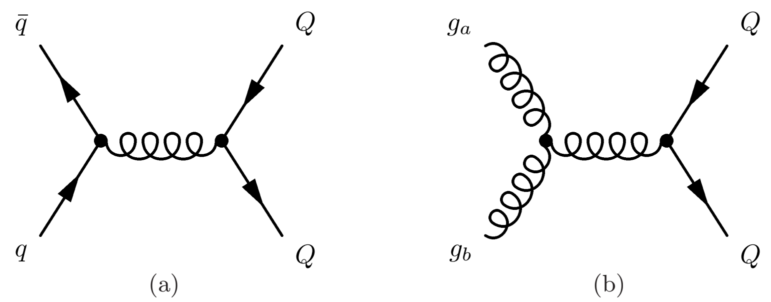


Abbildung 2.2: Zwei der in führender Ordnung zum Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung zweier Partonen beitragende Prozesse [RC78]: a) $q + \bar{q} \rightarrow Q + \bar{Q}$ und b) $g + g \rightarrow Q + \bar{Q}$.

Fragmentationsfunktion $D_c^C(x_C)$ in das Hadron C des Endzustands, wobei dieses den Impulsanteil $p_C = x_C \cdot p_c$ der Partonimpulses trägt.

Für den Fall großer Transversalimpulse kann die Wechselwirkung zweier Hadronen als separierte Abfolge mehrerer Schritte beschrieben werden:

- Die Hadronen liegen im Anfangszustand aus Partonen aufgebaut vor.
- Mindenstens zwei der Partonen unterlaufen einen harten Streuprozeß. Während der kurzen Zeit der Wechselwirkung werden die Partonen als quasi-frei betrachtet.
- Die gestreuten Partonen fragmentieren in die Hadronen des Endzustands.

In diesem Fall kann der Gesamtprozeß durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten beschrieben werden. Die invarianten Mandelstam-Variablen des Partonprozesses sind folgendermaßen definiert:

$$\hat{s} = (p_a + p_b)^2; \qquad \hat{t} = (p_a - p_c)^2; \qquad \hat{u} = (p_b - p_c)^2 \tag{2.12}$$

Der Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitt $E_C \frac{d^3\sigma}{dp_C^3}$ der Reaktion (2.11) kann gemäß des obigen Faktorisierungsansatz angegeben werden als [Col84]:

$$E_C \frac{d^3\sigma}{dp_C^3}(AB \rightarrow CX) = \sum_{abcd} \int G_A^a(x_a) dx_a G_B^b(x_b) dx_b \frac{1}{\pi z} \left(\frac{d\sigma}{d\hat{t}} \right) (ab \rightarrow cd) D_c^C(x_C). \tag{2.13}$$

Die Summation der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma / d\hat{t}$ erfolgt über alle beitragenden Parton-Streuprozesse. Der Wirkungsquerschnitt kann also berechnet werden wenn der Wirkungsquerschnitt σ des zugrundeliegenden Partonprozesses, die Strukturfunktionen G und die Fragmentierungsfunktionen D bekannt sind. Auf diese drei Terme wird im folgenden eingegangen.

- Die Wechselwirkung zweier Partonen $\sigma(ab \rightarrow cd)$ kann im Rahmen der QCD mit Hilfe der Störungstheorie (pQCD[3]) berechnet werden. Zwei der in führender Ordnung zum Wirkungsquerschnitt beitragenden Prozesse sind die Quark-Quark- ($q + \bar{q} \rightarrow Q + \bar{Q}$) und die Gluon-Gluon-Streuung ($g + g \rightarrow Q + \bar{Q}$) [Mus88]. Die entsprechenden Feynman-Diagramme sind in Abbildung 2.2 dargestellt.

[3]perturbative QCD

- Die Strukturfunktion G beschreibt die für die Betrachtung von Partonstößen wichtige Impulsverteilung der Partonen innerhalb des Hadrons. Diese kann z.B. durch tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung experimentell bestimmt werden. Es zeigt sich eine Abhängigkeit der Strukturfunktion vom Impulsübertrag. Mit höherem Impulsübertrag steigt die Auflösung und die mögliche Abstrahlung von Partonen (z.B. $q \to q+g$ oder $g \to q+\bar{q}$) wird beobachtbar. Quarks sind z.B. umgeben von Gluonen und einem See von $q\bar{q}$-Paaren. Entsprechend mehr Partonen teilen sich den Quarkimpuls, so daß bei steigendem Impulsübertrag die Dichte von Quarks mit großen Impulsen sinkt und die von Quarks mit kleinen Impulsen steigt.

- Die Fragmentationsfunktion D beschreibt die Fragmentation eines Partons c in das beobachtbare Hadron C. Aufgrund der mit steigendem Abstand größer werdenden Kopplungskonstante α_s können sich die gestreuten Partonen nicht beliebig weit voneinander entfernen, sondern fragmentieren in farblose Hadronen. Diese Umwandlung von Quarks in beobachtbare Teilchen kann aufgrund der Größe von α_s nicht mit Hilfe der Störungstheorie berechnet werden und wird daher phänomenologisch beschrieben. Eines der erfolgreichsten QCD-Modelle ist das Lund-Modell [And83]. In diesem werden im Farbfeld zwischen den fragmentierenden Partonen iterativ $q\bar{q}$-Paare gebildet, die mit den ursprünglichen Partonen rekombinieren und aus denen die Hadronen des Enzustands entstehen. Die Auswahl der Quarkflavour des neuzubildenden Quark-Antiquark-Paares ist durch das Verhältnis

$$u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 1 : 1 : \gamma_s \tag{2.14}$$

  bestimmt. Für den Strangenessunterdrückungsfaktor γ_s wird dabei standardmäßig der Wert $\gamma_s = 0.3$ eingesetzt [Sjo].

Die obigen Aufführungen beschreiben die grundlegenden Mechanismen der harten Wechselwirkung von Hadronen. Im nächsten Abschnitt erfolgt der Übergang zur pA-Wechselwirkung, wobei Kerneffekte im Rahmen des Glauber-Modells erklärt werden.

2.3 Hadron-Kern Wechselwirkungen

Bei den bisherigen Betrachtungen wurden nur freie Hadronen berücksichtigt. Die bei der Wechselwirkung von Hadronen mit Atomkernen durch Bindung der Nukleonen im Kern hervorgerufenen nukleare Effekte sind Gegenstand dieses Abschnitts.

Im Rahmen des Glauber-Modells wird die Wechselwirkung eines einfallenden Protons mit den A Nukleonen des Targets als Abfolge voneinander unabhängiger Stöße betrachtet [Won94, d'E03]. Der inelastische Proton-Nukleon-Wirkungsquerschnitt σ_{pN}^{inel} der Stöße wird dabei als konstant angenommen. Die folgende Ableitung orientiert sich an [Won94].

In Abbildung 2.3 ist schematisch die Wechselwirkung eines Protons mit den Nukleonen eines Atomkerns dargestellt. Die Verteilung der Nukleonen im Kern wird durch die vom Stoßparameter $b = |\vec{b}|$ und der longitudinalen Position z abhängigen nuklearen Dichte $\rho(b, z)$ beschrieben. Die normierte Wahrscheinlichkeit ein Nukleon im Volumenelement $d^2b\ dz$ zu finden ist gegeben durch

$$\int \rho(b, z) d^2b\ dz = 1. \tag{2.15}$$

Die Nukleonenbelegung[4] $T(b)$ des Kerns ist definiert als die Menge der Kernmaterie auf die ein mit

[4] in der englischen Literatur als thickness-function bezeichnet

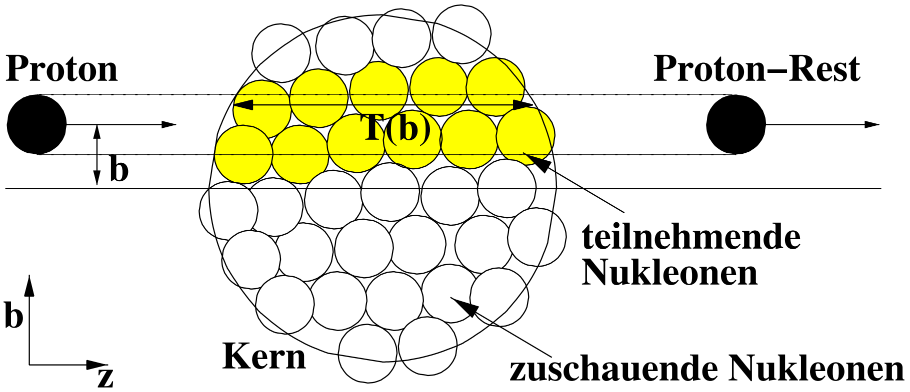


Abbildung 2.3: Kollision eines Protons mit einem Atomkern. Die auf dem Weg des Protons durch den Kern liegenden Nukleonen nehmen am Stoß teil. Abbildung nach [Bru02].

dem Stoßparameter b einlaufendes Proton trifft:

$$T(b) = \int \rho(b, z) dz, \tag{2.16}$$

mit der durch Gleichung (2.15) gegebenen Normierungsbedingung

$$\int T(b) d^2 b = 1. \tag{2.17}$$

Damit kann die Wahrscheinlichkeit $P(n, b)$ für n inelastische Proton-Nukleon-Wechselwirkungen unter dem Stoßparameter b berechnet werden:

$$P(n, b) = \binom{A}{n} \left(T(b)\sigma_{pN}^{inel}\right)^n \left(1 - T(b)\sigma_{pN}^{inel}\right)^{A-n}. \tag{2.18}$$

Der erste Faktor auf der rechten Seite gibt die Anzahl möglicher Kombinationen für n Kollisionen aus A möglichen Proton-Nukleon-Paarungen an. Der zweite Faktor entspricht der Wahrscheinlichkeit für n stattgefundene Kollisionen und der dritte der für $A - n$ nicht-stattgefundene Kollisionen.

Der inelastische Proton-Kern-Wirkungsquerschnitt σ_{pA}^{inel} berechnet sich als Wahrscheinlichkeit mindestens einer inelastischen Proton-Nukleon-Wechselwirkung integriert über die gesamte Querschnittsfläche des Kerns:

$$\sigma_{pA}^{inel} = \int \sum_{n=1}^{A} P(n, b) d^2 b \tag{2.19}$$

$$= \int \left[1 - \left(1 - T(b)\sigma_{pN}^{inel}\right)^A\right] d^2 b. \tag{2.20}$$

Aufgrund der Inkohärenz der Wechselwirkungen wird der Proton-Kern-Wirkungsquerschnitt durch den Stoßparameter b und den Wirkungsquerschnitt σ_{pN}^{inel} des zugrunde liegenden Prozesses bestimmt. In Abhängigkeit von der Größe von σ_{pN}^{inel} sind zwei Extrema zu unterscheiden [Hul02, Bru02]:

- Der Wirkungsquerschnitt des Subprozesses ist so groß, daß der Kern als schwarze Scheibe betrachtet werden kann, d.h. bei Stoßparametern kleiner als der Kernradius R ist die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung innerhalb des Kerns 1. Es gilt

$$T(b) = \begin{cases} 1/\sigma_{pN}^{inel} & b \leq R \\ 0 & b > R. \end{cases} \tag{2.21}$$

  Der gesamte Wirkungsquerschnitt ist somit abhängig von der Oberfläche des Kerns. Unter der Annahme der Kernradius hänge wie $R = R_0 A^{1/3}$ von der Massenzahl A des Kerns ab, ergibt sich:

$$\sigma_{pA}^{inel} = \int d^2b = \pi R^2 = \sigma_{pN}^{inel} A^{2/3}. \tag{2.22}$$

  Als Beispiel sei der Fall der inelastischen Proton-Kern-Wechselwirkung genannt. Hierfür wurde in einer umfangreichen Analyse [Gei91] eine Abhängigkeit von $A^{0.71\pm0.05}$ ermittelt.

- Für harte Prozesse, z.B. Teilchenproduktion bei hohen Transversalimpulsen, gilt

$$\sigma_{pN}^{hart} << \sigma_{pN}^{inel} \tag{2.23}$$

  und Gleichung (2.20) kann durch eine Taylor-Reihenentwicklung angenähert werden. In erster Näherung erhält man

$$\sigma_{pA}^{hart} = \int \sigma_{pN}^{hart} A T(b) d^2b \tag{2.24}$$

  und damit unter Verwendung von Gleichung (2.17) einen linearen Zusammenhang zwischen Proton-Kern-Wirkungsquerschnitt und der Anzahl von Nukleonen

$$\sigma_{pA}^{hart} = \sigma_{pN}^{hart} A, \tag{2.25}$$

  d.h. alle Nukleonen des Kerns sind unabhängig voneinander am Stoßprozeß beteiligt.

Allgemein formuliert gilt für die Materialabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts:

$$\sigma_{pA} = \sigma_0 A^{\alpha}. \tag{2.26}$$

Der Wirkungsquerschnitt σ_0 für Kerne mit $A = 1$ ist nicht identisch mit den aus Reaktionen von Nukleonen (z.B. aus *pp*-Streuung) bestimmten Wirkungsquerschnitten σ_{pN}. Nach [Gei91] ist α abhängig von A. Die durch Extrapolation von Proton-Kern-Wirkungsquerschnitten zu $A = 1$ ermittelten Werte weichen um bis zu 20 % von den *pp*-Messungen ab.

Die Werte von α lassen auf verschiedene Reaktionsprozesse schließen. Während für $\alpha < 1$ der Produktionsprozeß durch Kerneffekte unterdrückt wird, entspricht $\alpha = 1$ einem unabhängigen Verhalten der Nukleonen [Loh85, Gei90]. Werte von $\alpha > 1$ lassen einen kollektiven Effekt der beteiligten Nukleonen vermuten. Diese Abhängigkeit tritt bei dem im nächsten Abschnitt näher betrachteten Cronin-Effekt auf.

2.3.1 Cronin-Effekt

Als Cronin-Effekt wird die Abhängigkeit des Transversalimpulses von der Massenzahl des Kerns bezeichnet, wobei durch kollektive Effekte der Nukleonen der im vorherigen Abschnitt eingeführte Parameter α Werte größer 1 annehmen.

Messungen (z.B. in [Klu77]) der Transversalimpulsverteilungen in pA-Wechselwirkungen erzeugter Pionen, Kaonen und Protonen belegen eine Produktion von Teilchen hohen Transversalimpulses, die über die Erwartungen der gemäß Gleichung (2.25) skalierten Wirkungsquerschnitte aus pp-Reaktionen hinaus geht ($\alpha > 1$). Dieses Phänomen wird als Cronin-Effekt bezeichnet. Schon kurz nach dessen Entdeckung [Klu77] wurde die Verbreiterung der Transversalimpulsverteilungen durch Vielfachstreuung erklärt [Kuh76]. Die aktuellen theoretischen Modelle (ein Überblick findet sich in [Acc03]) unterscheiden sich zum einen darin, ob das einlaufende Hadron oder die Partonen der Vielfachstreuung unterliegen, zum anderen in der Härte der Stöße.

Das in [Bar03b] beschriebene Modell basiert auf der Annahme weicher Stöße[5] des einlaufenden Protons mit den Nukleonen des Kerns. Den Protonen ist ein intrinsischer, gaußverteilter Transversalimpuls $< k_T^2 >_{pp}$ zugeordnet. Dieser wird aus pp-Streuung bestimmt. Durch Proton-Nukleon-Stöße wird die Verteilung des Transversalimpulses $< k_T^2 >_{pA}$ verbreitert

$$< k_T^2 >_{pA} = < k_T^2 >_{pp} + C \cdot h_{pA}(b). \tag{2.27}$$

Jeder Stoß des Protons mit einem Nukleon des Kerns erhöht die Breite der Transversalimpulsverteilung $< k_T^2 >_{pA}$ um den mittleren Betrag C. Die Anzahl effektiver Stöße $h_{pA}(b)$ in Abhängigkeit vom Stoßparameter b kann als Funktion der Anzahl aller Proton-Nukleon-Stöße $\nu_A(b) = \sigma_{pN} T(b) A$ angegeben werden:

$$h_{pA}(b) = \begin{cases} \nu_A(b) - 1 & , \nu_A(b) < \nu_m \\ \nu_m - 1 & , \text{sonst.} \end{cases} \tag{2.28}$$

Für reale Kerne wird in [Bar03b] $3 \leq \nu_m \leq 4$ angegeben. Das durchschnittlich pro Stoß übertragene Transversalimpulsquadrat beträgt $C = 0.4\,\mathrm{GeV}^2$.

Das Interesse am Cronin-Effekt ist in letzter Zeit gestiegen, nachdem in [Adc02] eine Unterdrückung von Hadronen hohen Transversalimpulses in $Au-Au$-Reaktionen bei $\sqrt{s} = 130\,\mathrm{GeV}$ gemessen wurde. Die als „jet quenching“ bezeichnete Unterdrückung harter Hadronen könnte diesen Effekt bewirken und die Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas anzeigen [Lev02]. Die Idee dabei ist, daß hochenergetische Partonen auf ihrem Weg durch das QGP durch Kollisionen und Abstrahlung von Gluonen Energie verlieren. Die Fragmentation des Partons führt damit zu Hadronen geringerer Energie, und damit Transversalimpuls, als ohne Ausbildung eines QGP [Gal03]. Große theoretische Unsicherheiten bei der Vorhersage des Cronin-Effekts für obige Reaktionen erschweren allerdings die Interpretation dieses Signals. Messungen in Proton-Kern-Wechselwirkungen liefern Daten zur Überprüfung der theoretischen Modelle und erlauben verbesserte Vorhersagen der bei Schwerionenkollisionen zu erwartenden Effekte. Dabei beschränkte sich die Untersuchung des Cronin-Effekts in der Vergangenheit hauptsächlich auf stabile Teilchen. Eine Messung des Cronin-Effekts mit ϕ-Mesonen ist nicht bekannt.

2.4 Das ϕ-Vektormeson

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion von ϕ-Mesonen untersucht. Deren Eigenschaften sowie Produktions- und Zerfallsmechanismen sollen im Folgenden vorgestellt werden.

[5] Als weiche Stöße werden hier Stöße mit einem Impulsübertrag von weniger als 1 GeV bezeichnet.

Teilchen	I	I_3	S	Zusammensetzung
ρ^-	1	-1	0	$d\bar{u}$
ρ^0	1	0	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$
ρ^+	1	1	0	$\bar{d}u$
K^{*+}	1/2	1/2	1	$u\bar{s}$
K^{*-}	1/2	$-1/2$	-1	$\bar{u}s$
K^{*0}	1/2	$-1/2$	1	$d\bar{s}$
$\bar{K}^{*0}$	1/2	1/2	-1	$\bar{d}s$
ω	0	0	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$
ϕ	0	0	0	$s\bar{s}$

Tabelle 2.1: Eigenschaften der Vektormesonen ($J^P = 1^-$). Neben der Quarkzusammensetzung sind der Isospin I und dessen Kompinente I_3, sowie die Strangenessquantenzahl S angegeben.

Als aus zwei Quarks ($s\bar{s}$) aufgebautes Hadron mit Gesamtspin J=1 gehört das ϕ-Meson zu den Vektormesonen. Zusammen mit den anderen 8 in Tabelle 2.1 dargestellten Vektormesonen bildet es ein SU(3)-Multiplett. Mit drei Quarks (u, d, s) und den zugehörigen Antiquarks ergeben sich 9 verschiedene $q\bar{q}$ Zustände, welche sich in ein SU(3)-Oktett und ein SU(3)-Singulett unterteilen lassen. Die den 6 flavourasymmetrischen Zuständen $(u\bar{s}, s\bar{d}\ldots)$ zugeordneten Teilchen sind Tabelle 2.1 zu entnehmen. Daneben existieren noch drei aus flavoursymmetrischen $q\bar{q}$ Kombinationen zusammengesetzte Zustände. Dies ist zum einen der vollständig symmetrische Zustand

$$\omega_1^0 = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) \tag{2.29}$$

der durch Transformation der Quarks ineinander $(u \to d, s \to u \ldots)$ nicht verändert wird, er bildet das SU(3)-Singulett. Der zweite flavoursymmetrische Zustand $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$ kann dem Teilchen ρ^0 zugeordnet werden. Die Forderung nach Orthogonalität zu den beiden anderen Zuständen des Mulipletts ergibt für den letzten Zustand die Quarkzusammensetzung

$$\omega_8^0 = \frac{1}{\sqrt{6}}(2s\bar{s} - u\bar{u} - d\bar{d}). \tag{2.30}$$

Aufgrund gleicher Quantenzahlen mischen die $I = 0$-Zustände des Oktetts und des Singulets. Die Zustände ω_1^0 und ω_8^0 sind Mischzustände der physikalischen Teilchen $\omega(782)$ und $\phi(1020)$ [Mus88]

$$\begin{aligned} \omega_8^0 &= \phi(1020)\cos\theta - \omega(782)\sin\theta \\ \omega_1^0 &= \phi(1020)\sin\theta + \omega(782)\cos\theta, \end{aligned} \tag{2.31}$$

mit dem Mischungswinkel θ. Unter Annahme des idealen Mischungwinkels von $\sin\theta_{ideal} = 1/\sqrt{3}$ ergibt sich $\omega(782) = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$ und für das ϕ-Meson

$$\phi(1020) = s\bar{s}. \tag{2.32}$$

Die Differenz des idealen zum gemessenen Mischungswinkel $\alpha = \theta - \theta_{ideal} \approx 0.3^\circ$ bewirkt, daß das ϕ-Meson einen kleinen Anteil von $u\bar{u}$- und $d\bar{d}$-Zuständen enthält. Die Masse des ϕ-Mesons beträgt [Hag02]

$$m_\phi = (1019.456 \pm 0.020)\,\text{MeV}. \tag{2.33}$$

Produktion und Zerfall des ϕ-Mesons werden im Folgenden beschrieben.

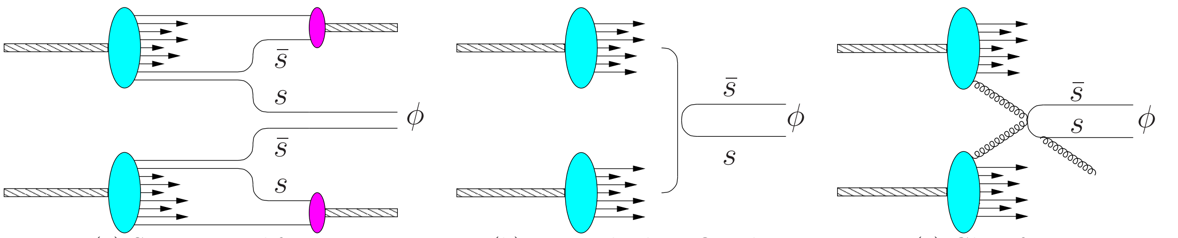
2.4.1 Produktion

Die Produktion von ϕ-Mesonen kann im Rahmen des Quark-Fusions-Modells erklärt werden. Dabei fusionieren zwei Partonen, eins aus dem Strahl- und eins aus dem Targetteilchen. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, besteht das ϕ-Meson aus einer geringen Beimischung von $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ Zuständen. Dieser Anteil kann direkt durch Fusion von Valenzquarks der miteinander wechselwirkenden Hadronen gebildet werden. Die Produktion des ϕ-Mesones als $s\bar{s}$ Zustand nimmt jedoch eine Sonderstellung ein, da weder Quark noch Antiquark des ϕ-Mesons unter den Valenzquarks der Hadronen vorhanden sind. Im Rahmen des Quark-Fusions-Modells kommen drei verschiedene Mechanismen zur Produktion eines $s\bar{s}$-Zustands in Frage [Kar91]:

- Aus dem Vakuum werden zwei $s\bar{s}$-Paare gebildet (vgl. Abbildung 2.4 a)). Zwei der Quarks fusionieren und bilden ein ϕ-Meson. Da die Quarklinien zwischen Anfangs- und Endzustand nicht unterbrochen sind, ist dieser Prozeß nach der OZI-Regel [Oku63] favorisiert. Diese besagt, daß auf unterbrochenen Quarklinien basierende Prozesse gegenüber solchen mit durchgängigen Quarklinien unterdrückt sind. Da nur zwei der vier Strangequarks in die Produktion des ϕ-Mesons eingehen, ist dieser Mechanismus begleitet von der Produktion zusätzlicher, Strangeness beinhaltender Teilchen.

- Die in Abbildung 2.4 b) dargestellte Fusion leichter Quarks (u, d) ist aufgrund unterbrochenener Quarklinien durch die OZI-Regel unterdrückt.

- Bei der Fusion zweier Gluonen(vgl. Abbildung 2.4 c)) wird im Endzustand ein weiches Gluon abgestrahlt, um die Farblosigkeit des ϕ-Mesons zu gewähren.



(a) Strangequarkfusion (b) Fusion leichter Quarks (c) Gluonfusion

Abbildung 2.4: Mechanismen der ϕ-Produktion: a) OZI-bevorzugter Prozeß der Strangequarkfusion b) OZI-unterdückte Fusion leichter Quarks c) Gluonfusion

Für die Dominanz des in Abbildung 2.4 a) dargestellten Prozesses der Strangequarkfusion sprechen folgende Beobachtungen:

- In [Ale92] wurde die assoziierte Produktion von ϕ-Mesonen und Strangeness enthaltender Teilchen in (67 ± 12) % aller Ereignisse beobachtet. Die Reaktion von Pion- und Protonenstrahlen mit Protonen wurde in [Dau81a] untersucht. Dabei wurden in (74 ± 15) % aller ϕ-Mesonen enthaltenden Ereignisse zusätzliche $s(\bar{s})$-Quarks beinhaltende Teilchen nachgewiesen.

- Der Produktionswirkungsquerschnitt steigt bei einem Kaon-Strahl aufgrund des s-Valenzquarks stark an [Dau81b]. Die Longitudinalimpulse der so erzeugten ϕ-Mesonen sind höher als bei der Produktion durch einlaufende Pionen [Dij86c, Dij86b]. Dies zeigt an, daß das s-Valenzquark des einlaufenden Kaons zur Bildung des ϕ-Mesons verwendet wird.

- In [Dij86b] wurde die ϕ-Produktion in $\bar{p}N$- mit der in pN-Wechselwirkungen verglichen. Die Fusion leichter $q\bar{q}$-Paare (Abbildung 2.4 b)) müßte bei $\bar{p}N$-Wechselwirkungen aufgrund der erhöhten Anzahl von Valenz-($q\bar{q}$)-Paaren gegenüber pN-Wechselwirkung vereinfacht sein. Es wurde keine signifikante Differenz in der Produktion von ϕ-Mesonen beobachtet. Die Longitudinalimpulsverteilungen der ϕ-Mesonen zeigen in beide Fällen keine Verschiebung zu höheren Werten wie es bei Verwendung eines Valenzquarks der Fall wäre. Die Fusion leichter Quarks trägt somit keinen signifikanten Anteil an der Produktion von ϕ-Mesonen.

- In [Dij86c] wird der vom Longitudinalimpuls abhängige Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_F$ in Hadronwechselwirkungen erzeugter ϕ-Mesonen im Rahmen des Quark-Fusions-Modells untersucht. Die relativen Anteile der drei oben genannten Produktionsmechanismen werden unter Berücksichtigung von Quark- und Gluonverteilungen der Strahl- und Targetteilchen durch Anpassung an experimentelle Daten bestimmt. Die ermittelten Werte variieren aufgrund verschiedener Parametrisierungen der Partonverteilungen stark, zeigen aber als dominanten Produktionsprozeß die OZI-erlaubte Fusion von Strangequarks (siehe auch [Jon92]).

Durch Untersuchungen zur ϕ-Produktion wurden in letzter Zeit Rückschlüsse auf den Anteil von $s\bar{s}$-Quarks im See des Protons gezogen. Durch einen solchen Anteil könnte die Produktion von ϕ-Mesonen in Protonreaktionen mit Hilfe der durch die OZI-Regel favorisierten Strangequarkfusion erklärt werden. In [Gol97] wurden Wirkungsquerschnitte diffraktiv[6] produzierter ϕ- und ω-Mesonen verglichen. Während bei einfallenden Pionen das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $R(\phi/\omega)$ dem aus der Abweichung α vom idealen Mischungswinkel erwarteten Wert $R(\phi/\omega) \approx 4 \cdot 10^{-3}$ entspricht, beobachtet man bei einfallenden Protonen den Wert $(4 \pm 7) \cdot 10^{-2}$. Dies wurde als mögliches Zeichen einer $s\bar{s}$ Komponente in der Quarkstruktur des Protons gedeutet. In [Col03] kann die Rate beobachteter ϕ-Mesonen nur durch signifikante Beiträge von s-Quarks aus dem See des Protons erklärt werden. Die Autoren sprechen vom ersten direkten Beweis für die Existenz einer Strangeness-Komponente im See des Protons.

2.4.2 Zerfall

ϕ-Mesonen zerfallen unter der starken Wechselwirkung mit einer Zerfallsbreite von [Hag02]

$$\Gamma = 4.26 \pm 005\,\mathrm{MeV}. \tag{2.34}$$

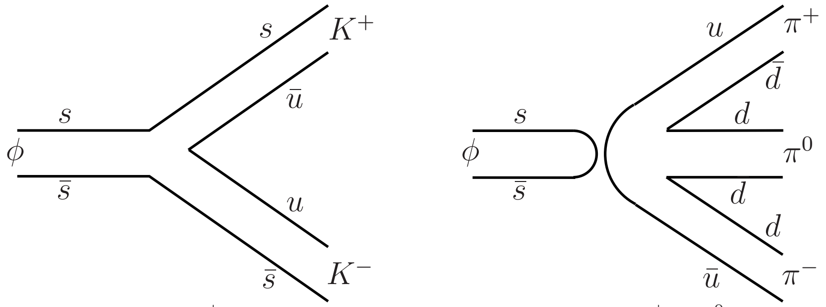
Der Zerfall des ϕ-Mesons ist dominiert durch den Zerfall in ein Paar von Kaonen [Hag02]

$$\phi \;\rightarrow\; K^+K^- \quad (49.2^{+0.6}_{-0.7})\ \%. \tag{2.35}$$

Dieser Zerfallskanal wird in der vorliegenden Arbeit zur Rekonstruktion der ϕ-Mesonen verwendet, da zum einen die hohe Zerfallswahrscheinlichkeit und zum anderen die mit dem HERA–B-Detektor gut zu rekonstruierenden Zerfallsteilchen diesen Zerfallskanal gegenüber den anderen möglichen Zerfällen

$$\begin{array}{lll} \phi & \rightarrow K_L^0 K_S^0 & (33.7 \pm 0.5)\ \% \\ & \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 & (15.5 \pm 0.5)\ \% \\ & \rightarrow \ldots & \end{array} \tag{2.36}$$

[6] Als diffraktive Streuung wird die quasi-elastische Streuung bezeichnet, bei der Target- und Strahlteilchen zunächst intakt bleiben. Eins oder beide der Teilchen werden durch den Stoß angeregt und können anschließend zerfallen. Man spricht dabei von einfach- oder doppelt-diffraktiver Dissoziation [Sch03].



(a) $\phi \rightarrow K^+K^-$ (b) $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Abbildung 2.5: a) Durch die OZI-Regel favorisierter Zerfallskanal $\phi \rightarrow K^+K^-$. b) Aufgrund unterbrochener Quarklinien unterdrückter Zerfallskanal $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

auszeichnet. Vom Phasenraumvolumen wäre der Zerfall in drei Pionen vorzuziehen, die verfügbare Energie von $Q = m_\phi - 2m_{\pi^\pm} - m_{\pi^0} = 605\,\mathrm{MeV}$ ist wesentlich größer als die des Zerfalls in zwei Kaonen. Nach der im vorherigen Abschnitt beschriebenen OZI-Regel sind Zerfälle mit unterbrochenen Quarklinien allerdings unterdrückt. In Abbildung 2.5 sind die Zerfälle des ϕ-Mesons in zwei Kaonen und in drei Pionen dargestellt. Die Zusammensetzung des ϕ-Mesons als nahzu reiner $s\bar{s}$ Zustand favorisiert den Zerfall in zwei Kaonen aufgrund durchgehender Quarklinien [Per00a].

2.5 Das ϕ-Meson im Quark-Gluon-Plasma

Ein aktuelles Gebiet der Forschung ist die Suche nach einem neuen Zustand der Materie, dem Quark-Gluon-Plasma (QGP) [JL02]. Dieser Zustand ist gekennzeichnet durch ein quasi-freies Verhalten der Quarks und Gluonen und wird erreicht, wenn bei hohen Temperaturen und/oder Baryondichten das Confinement der Partonen aufgehoben wird. Man hofft diese Bedingungen bei der Kollision hochenergetischer Schwerionen, z.B. bei der Kollision von Goldatomen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 200\,\mathrm{GeV}$ am RHIC-Beschleuniger, zu erreichen.

Die hohe Energiedichte beim Durchdringen der beiden Atomkerne läßt die Partonen sich quasifrei bewegen. In diese Phase wechselwirken die Partonen durch inelastische Stöße miteinander bis ein Gleichgewichtszustand eintritt. Dieser wird als Quark-Gluon-Plasma bezeichnet. Aufgrund des inneren Drucks expandiert das Plasma und kühlt dabei ab. Wird die kritische Temperatur unterschritten beginnt die Hadronisierung der Partonen. Das chemische Gleichgewicht ist erreicht wenn die Temperatur des Hadrongases so gering ist, daß die Hadronen nicht mehr inelastisch miteinander wechselwirken und die Hadronverteilung sich somit nicht mehr ändert. Der Zustand des thermischen Gleichgewichts ist erreicht, wenn auch die Impulse der Hadronen nicht mehr durch elastische Stöße untereinander verändert werden [Lam02].

Der Zustand des Deconfinement, d.h. der Existenz des QGP, ist zu kurzlebig, um direkt nachgewiesen werden zu können. Zudem sind die Vorhersagen direkter Signaturen wie der Energiedichte oder der Temperatur stark modellabhängig. Aus diesem Grund müssen indirekte Signaturen verwendet werden. Eine dieser Signaturen ist die Anreicherung von s-Quarks. Die Temperatur ab der die Auflösung von Nukleonen und Hadronen in Quarks und Gluonen erwartet wird, entspricht etwa der zur Erzeugung eines $s\bar{s}$-Paares benötigten Energie [JL02]. Durch Fusion von Gluonen im Plasma

$$g + g \rightarrow s\bar{s} \tag{2.37}$$

werden Strangequarks produziert. Ein weiterer Grund für die vermehrte Produktion von s-Quarks ist die Belegung von Energiezuständen durch leichtere Quarks, so daß ab einem bestimmten Punkt die Erzeugung von $s\bar{s}$-Paaren bevorzugt wird. Deren anschließende Hadronisierung führt zu einer Anreicherung Strangeness enthaltender Teilchen gegenüber hadronischen Reaktionen ohne Ausbildung eines QGP.

Das ϕ-Meson als fast reiner $s\bar{s}$-Zustand (siehe Kapitel 2.4) ist besonders sensitiv auf die Anreicherung von Strangeness. Die gegenüber Extrapolationen aus pA-Kollisionen erhöhte Produktion von ϕ-Mesonen wird als eine der deutlichsten Signaturen des QGP beschrieben [Sho85]. Da ϕ-Mesonen nur selten durch Zerfälle schwererer Resonanzen entstehen [Hag02], werden die Informationen über den Zustand der Materie bei Bildung der Strangequarks nicht verwaschen. Dies wird durch die geringe Wechselwirkung der ϕ-Mesonen mit der Kernmaterie noch verstärkt. Für die Wechselwirkung von ϕ-Mesonen mit Nukleonen wurde in der Reaktion von 120 GeV Pionen und Protonen mit Beryllium- und Tantaltargets der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\phi N} = (8.8 \pm 2.2)\,\mathrm{mb}$ gemessen [Beh75]. Aus in Photoproduktion erzeugten ϕ-Mesonen wurde der Wirkungsquerschnitt zu $\sigma_{\phi N} = (9.8^{+2.9}_{-3.3})\,\mathrm{mb}$ bestimmt [Alv72]. Im Rahmen der Unsicherheiten stimmen beide Werte überein.

Die Messung einer Anreicherung von ϕ-Mesonen erfordert präzise Voraussagen der zu erwartenden Anzahl. Dafür sind Messungen der ϕ-Produktion in Systemen niedrigerer Temperatur und Teilchendichte notwendig. Eine solche Messung wird in der vorliegenden Arbeit präsentiert.

Kapitel 3

Das HERA–B-Experiment

Das HERA–B-Experiment am HERA-Speicherring wurde ursprünglich entworfen, um die CP-Verletzung im System neutraler B-Mesonen zu untersuchen [Har95]. Die B-Mesonen werden mit geringer Rate in inelastischen pN-Wechselwirkungen erzeugt, entsprechend anspruchsvoll sind die Anforderungen an den Detektor. Zum Verständnis des HERA–B-Designs wird im folgenden die geplante Messung des in einem CP-Eigenzustand endenden „goldenen Zerfalls“

$$B^0/\bar{B}^0 \to J/\psi K_S^0 \to l^+l^-\pi^+\pi^- \tag{3.1}$$

betrachtet. Bei der pA-Wechselwirkung entstehende B^0 oder $\bar{B}^0$ zerfallen entweder direkt oder nach dem Übergang durch Mischung in das entsprechende Antiteilchen. Der Mischungsparameter x wurde bestimmt zu $x = 0.72 \pm 0.15$ [Alb96]. Die beobachtbare Asymmetrie A der zeitintegrierten Zerfallsraten $N(\bar{N})$ von B^0 und $\bar{B}^0$ in den Zustand $J/\psi K_S^0$ [Loh94]

$$A = \frac{N - \bar{N}}{N + \bar{N}} \tag{3.2}$$

kann in Abhängigkeit vom Mischungsparameter und von der die CP-Verletzung anzeigenden Größe $\sin(2\beta)$ dargestellt werden:

$$A = \frac{x}{1 + x^2} \sin(2\beta). \tag{3.3}$$

Eine ausführliche Betrachtung der Theorie der CP-Verletzung im System neutraler B-Mesonen findet sich in [BK98].

In Abbildung 3.1 ist die untersuchte Reaktion dargestellt. Ein $b\bar{b}$-Quarkpaar wird in der inelastischen Wechselwirkung eines Strahlprotons mit dem Kern eines Targetdrahts erzeugt. Eines der b-Quarks bildet ein neutrales B-Meson, welches im HERA–B-Laborsystem nach einer mittleren Strecke von 10 mm in ein J/ψ und ein K_S^0 zerfällt. Während das J/ψ prompt in zwei Leptonen ($e^\pm$ oder $\mu^\pm$) hohen Transversalimpulses zerfällt, fliegt das K_S^0 vor seinem Zerfall in zwei Pionen eine mittlere Strecke von 1.1 m. Dieser goldene Zerfall kann sowohl von einem B^0 als auch einem $\bar{B}^0$ stammen.

Da B^0 und $\bar{B}^0$ in den gleichen Endzustand zerfallen, ist neben der Rekonstruktion des Zerfalls auch die Bestimmung der Quarkzusammensetzung des zerfallenden B-Mesons nötig. Um die Quarkzusammensetzung des neutralen B-Mesons zu bestimmen, wird das aus dem zweiten b-Quark entstandene B-Meson untersucht. Die Ladungen der bei dessen Zerfall entstehenden Leptonen oder

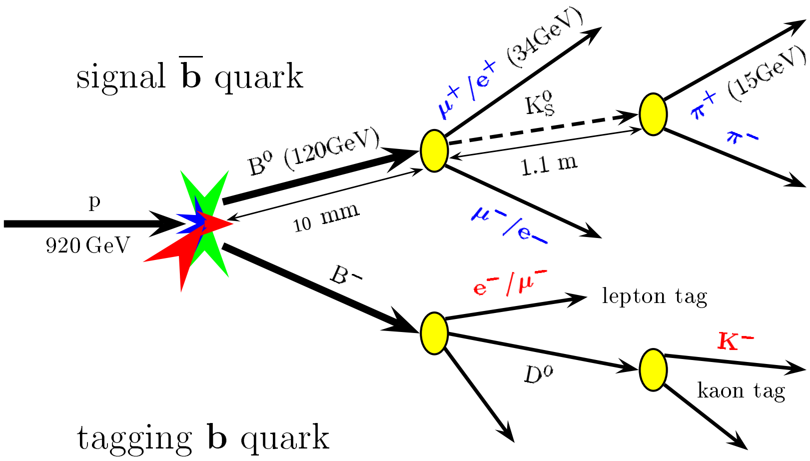


Abbildung 3.1: Der zur Messung der CP-Verletzung genutzte „goldene" Zerfall $B^0 \to J/\psi K^0_S$ mit kinematischen Größen im HERA–B-Laborsystem. Der mit „tagging b quark" bezeichnete Zweig dient mit der Messung seiner Zerfallsprodukte der Bestimmung des Quarkinhalts des Signalmesons im oberen Zweig.

Kaonen kennzeichnen den Quarkinhalt des zerfallenden B-Mesons („tagging"[1]) und somit auch den des Signal-B-Mesons. Eine vollständige Rekonstruktion des Zerfalls des Tag-B-Mesons ist nicht notwendig [Loh94].

Unter Berücksichtigung des $b\bar{b}$-Produktionsquerschnitts, der Verzweigungsverhältnisse und der Nachweiswahrscheinlichkeiten erwartet man etwa einen nachgewiesenen goldenen Zerfall in 10^{11} inelastischen Wechselwirkungen. Um die zur Messung der CP-Verletzung notwendige Statistik von 1000 goldenen Zerfällen nachweisen zu können, war für die dreijährige Betriebszeit des HERA–B-Experiments eine Wechselwirkungsrate von 40 MHz vorgesehen.

Unvorhergesehene technische Schwierigkeiten verzögerten die Inbetriebnahme des Detektors so, daß die Experimente BaBar [Rah02] und Belle [Abe02] obige Messung vor der vollständigen Fertigstellung des HERA–B-Detektors durchführen konnten. Die Kollaboration formulierte daraufhin ein neues Physikprogramm, das auszugsweise im nächsten Abschnitt vorgestellt wird.

Im Rest dieses Kapitels wird das HERA–B-Experiment beschrieben. Dabei wird zunächst auf den aus dem Ziel der Messung des „goldenen Zerfalls" resultierenden Aufbau des Detektors eingegangen. Daran anschließend erfolgt die Beschreibung der zur Rekonstruktion der Daten verwendeten Software sowie der Simulationsprogramme. Den Abschluß bildet ein Überblick über die Datennahmeperiode 2002/2003, auf deren Daten die vorliegende Arbeit basiert.

3.1 Das Physikprogramm

Das neue Physikprogramm des HERA–B-Experiments soll hier auszugsweise vorgestellt werden. Im vorherigen Abschnitt wurde bereits die notwendige Optimierung des HERA–B-Experiments zum Nachweis von Leptonpaaren hohen Transversalimpulses angesprochen. Auf dieser Fähigkeit bauen die Analysen von Zuständen schwerer Quarks auf. Exemplarisch werden im folgenden die Messung des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnitts und der Massenzahl(A)-Abhängigkeit der Charmoniumproduktion beschrieben.

- Die existierenden Messungen [Ale99, Jan95] des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnitts in pA-Wechselwir-

[1] engl. für markieren, identifizieren

kungen sind mit großen statistischen und systematischen Unsicherheiten behaftet und weichen deutlich voneinander ab. Die Messung des HERA–B-Experiments basiert auf dem Zerfall der bei der pA-Wechselwirkung erzeugten $b\bar{b}$-Zustände in ein J/ψ und dessen anschliessenden Zerfall in zwei geladene Leptonen:

$$b\bar{b} \rightarrow J/\psi + X \rightarrow (e^+e^-/\mu^+\mu^-) + X. \tag{3.4}$$

Die Bestimmung des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnitts erfolgt relativ zum Wirkungsquerschnitt der direkten J/ψ-Erzeugung. Die aus dem $b\bar{b}$-Zerfall stammenden J/ψ werden durch einen Sekundärvertexschnitt von den direkt produzierten getrennt. Durch die Messung des Wirkungsquerschnitts relativ zur direkten J/ψ-Erzeugung werden die systematischen Unsicherheiten minimiert. Zudem besteht nicht mehr die Notwendigkeit einer absoluten Luminositätsbestimmung. Im Jahre 2000 wurde der Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_{b\bar{b}} = 32^{+14}_{-12}(\text{stat})^{+6}_{-7}(\text{syst})\text{nb/Nukleon} \tag{3.5}$$

gemessen [Abt03b].

- Die Produktion von aus c-Quarks bestehenden gebundenen Zuständen („Charmonium“) zeigt eine Abhängigkeit von der Massenzahl des an der inelastischen pA-Wechselwirkung teilnehmenden Kerns ($\alpha \neq 1$ in Gleichung (2.26)). Neben der in Kapitel 2.5 beschriebene Anreicherung von s-Quarks ist die Unterdrückung gebundener $c\bar{c}$-Zustände eine weitere Signatur des Quark-Gluon-Plasmas [JL02]. Um diese Unterdrückung nachweisen zu können, sind Referenzmessungen nötig. Neben dem Vorteil des gleichzeitigen Betriebs mehrerer Targets verschiedener Materialien und der damit von Effizienzen und Normierung nahezu unabhängigen Messung der A-Abhängigkeit erlaubt der HERA–B-Detektor die Messung in einem bisher weitgehend unerforschten kinematischen Bereich: $-0.4 \leq x_F \leq 0.3$. Die gleichzeitige Messung von J/ψ, ψ' und χ_{cJ} ermöglicht die Bestimmung relativer Unterdückungsfaktoren mit gut zu kontrollierenden systematischen Effekten.

Zusätzlich zu den auf Leptonpaaren basierenden Daten wurden auch große Mengen von Minimum-Bias-Daten (siehe Kapitel 3.3.5) aufgezeichnet. Neben der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse werden mit diesen Datensätzen u.a. die Produktion von K^{*0}-Mesonen [vE04] und V^0-Teilchen [Abt03a] sowie die Polarisation von Hyperonen [Ple02] gemessen. Ebenfalls anhand dieser Daten untersucht wird die eventuelle Produktion von „Pentaquarks“, d.h. aus fünf Quarks bestehenden Zuständen eines Baryon-Antidekupletts. Die Experimente SPring8 [Nak03], CLAS [Ste03], SAPHIR [Bar03c], DIANA [Bar03a], ITEP [Asr03] und HERMES [Air04] veröffentlichten Belege für einen neuen, exotischen Zustand einer Masse von etwa 1540 MeV und einer Breite von weniger als 25 MeV, das Experiment NA49 [Alt03] für einen Zustand mit einer Masse von etwa 1862 MeV und einer Breite von weniger als 18 MeV. Das H1-Experiment am DESY konnte eine Resonanz in Massenspektren von $D^{*-}p$-und $D^{*+}\bar{p}$-Kombinationen nachweisen [HK04]. Die Resonanz mit der Masse 3099±4(stat.)±5(syst.) MeV wird als Baryon mit der Quarkzusammensetzung $uudd\bar{c}$ interpretiert.

Am HERA–B-Experiment wurde versucht einige der vermuteten Pentaquarks in den Zerfallskanälen $\Theta^+(1530) \rightarrow pK^0_S$ bzw. $\Xi^{--}(1862) \rightarrow \Xi^-\pi^-$ zu rekonstruieren. Während zur Kontrolle die Zerfälle $\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$ und $\Xi^0(1530) \rightarrow \Xi^-\pi^+$ eindeutig nachgewiesen wurden, konnten weder der Zustand $\Theta^+(1530)$ noch $\Xi^{--}(1862)$ rekonstruiert werden [Knö04], möglicherweise aufgrund von exotischen Produktionsmechanismen dieser Zustände.

3.2 Der HERA-Speicherring

HERA–B ist eines von vier Großexeprimenten am HERA-Speicherring [Vos94]. Die Experimente H1 [Abt97] sowie ZEUS [Col93] untersuchen bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 320 GeV tiefinelastische ep-Wechselwirkungen. Dazu werden Protonen einer Energie von 920 GeV und Elektronen einer Energie von 27.5 GeV zur Wechselwirkung gebracht. Das HERMES-Experiment [Ack98] untersucht die Spinstruktur von Protonen und Neutronen durch die Wechselwirkungen longitudinal spinpolarisierter Elektronen mit einem polarisierten Gastarget. Der Protonenstrahl passiert dort das Experiment ungenutzt. Das HERA–B-Experiment nutzt nur den Protonenstrahl für inelastische Wechselwirkungen mit einem Drahttarget. Hier wird der Elektronenstrahl ungenutzt durch das Experiment geleitet.

Der Speicherring HERA [Vos94] wird durch das Hochfrequenzsystem in 220 Hochfrequenzabschnitte[2] im Abstand von 96 ns unterteilt, 180 davon werden mit Protonen gefüllt[3] und auf eine Energie von 920 GeV beschleunigt. Das Füllschema des Protonspeicherrings ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Jeweils 10 Bunche sind durch eine Lücke von einem Bucket getrennt, alle 60 Bunche existiert eine Lücke von 5 Buckets. Die 15 Buckets breite Kickerlücke dient zum Entfernen des Protonenstrahls aus dem Beschleuniger.

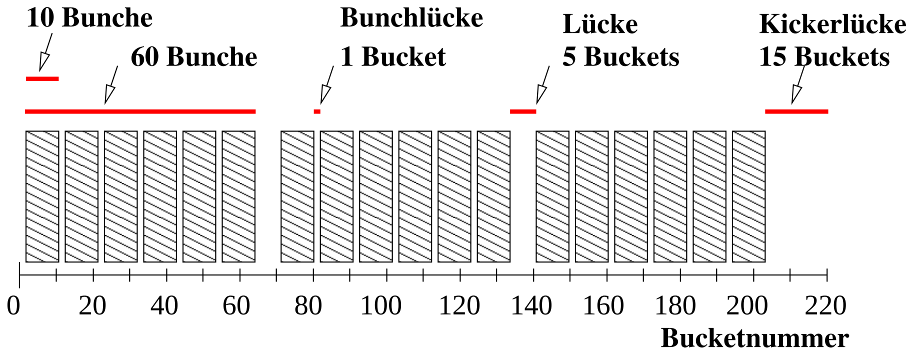


Abbildung 3.2: Das Füllschema des Protonenstrahls.

Aus dem zeitlichen Abstand zweier aufeinander folgender Buckets ergibt sich die Frequenz f_{BX} der an einem Ort vorbei fliegenden Hochfrequenzabschnitte zu

$$f_{BX} = \frac{1}{96\,\mathrm{ns}} = 10.417\,\mathrm{MHz}, \tag{3.6}$$

für die gefüllten Bunche ist die effektive BX-Rate f_p entsprechend

$$f_p = \frac{1}{96\,\mathrm{ns}}\frac{180}{220} = 8.523\,\mathrm{MHz}. \tag{3.7}$$

Damit entspricht die zur Messung der CP-Verletzung benötigte Wechselwirkungsrate von 40 MHz etwa 4-5 gleichzeitigen pA-Wechselwirkungen pro Bunchvorbeiflug.

3.3 Der HERA–B-Detektor

Der in Abbildung 3.3 dargestellte HERA–B-Detektor [Har95] ist als Vorwärtsspektrometer konstruiert. Die Protonen des HERA-Speicherrings wechselwirken inelastisch mit dem Target. Die

[2] engl.: buckets
[3] engl.: bunch

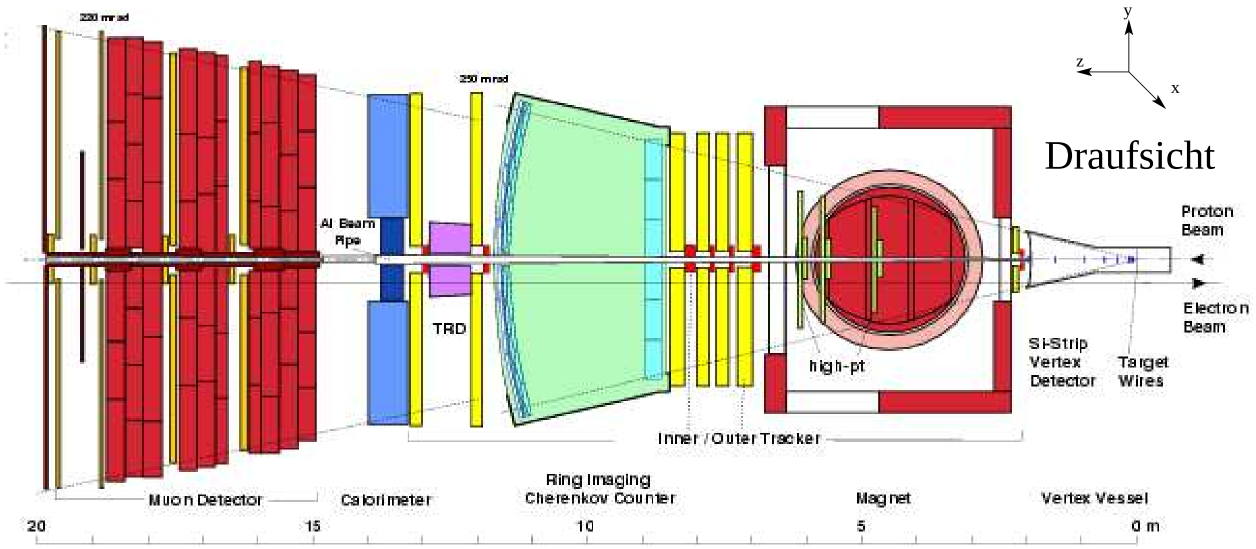


Abbildung 3.3: Draufsicht des HERA-B-Detektors im Dezember 2002 [Spe02].

Reaktionsprodukte durchlaufen zunächst den zur Spur- und Vertexbestimmung eingesetzten Siliziumvertexdetektor (VDS[4]). Zusammen mit dem Magneten, den inneren (ITR[5]) und äußeren Spurkammern (OTR[6]) bilden diese Komponenten das Spursystem. Zur Teilchenidentifikation dienen ein Ringbild-Čerenkovzähler (RICH[7]), ein elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL[8]), ein Übergangsstrahlungsdetektor sowie das Myonsystem (MUON).

Die äußeren Abmessungen des Detektors betragen etwa $9\,\mathrm{m}\times 7\,\mathrm{m}\times 20\,\mathrm{m}$, es wird vertikal ein Winkelbereich von 10 mrad bis 160 mrad und horizontal aufgrund des Magnetfeldes von 10 mrad bis 220 mrad abgedeckt. Im Schwerpunktsystem (vgl. Kapitel 2.1) entspricht dies etwa 90% des Raumwinkels.

Die folgende Beschreibung der einzelnen Komponenten des HERA–B-Detektors bezieht sich auf den Zustand im Dezember 2002. Zu dieser Zeit wurden die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Daten aufgezeichnet. Der innerhalb des Magneten installierte High-p_T-Detektor sowie der Übergangssstrahlungsdetektor wurden in dem betrachteten Zeitraum nicht zur Datennahme verwendet und werden deshalb im folgenden nicht betrachtet.

3.3.1 Das Target

Die Protonen kollidieren beim HERA–B-Experiment mit acht auf zwei Stationen um den Strahl herum angeordneten Targetdrähten [Fun03] (siehe Abbildung 3.4). Der Einsatz mehrerer Targetdrähte erleichtert die Rekonstruktion mehrerer gleichzeitiger Wechselwirkungen pro Protonenbunch bei hohen Wechselwirkungsraten durch räumliche Verteilung der Primärvertices. Ausserdem kann durch die Verwendung verschiedener Targetmaterialien die Abhängigkeit von Wirkungsquerschnitten von der Massenzahl A untersucht werden. Die während der Datennahmeperiode 2002 eingesetzten Targetdrähte sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Mit Hilfe von Ladungsintegratoren [Vas00]

[4]Vertex Detector System
[5]Inner TRacker
[6]Outer TRacker
[7]Ring Imaging CHerenkov counter
[8]Electromagnetic CALorimeter

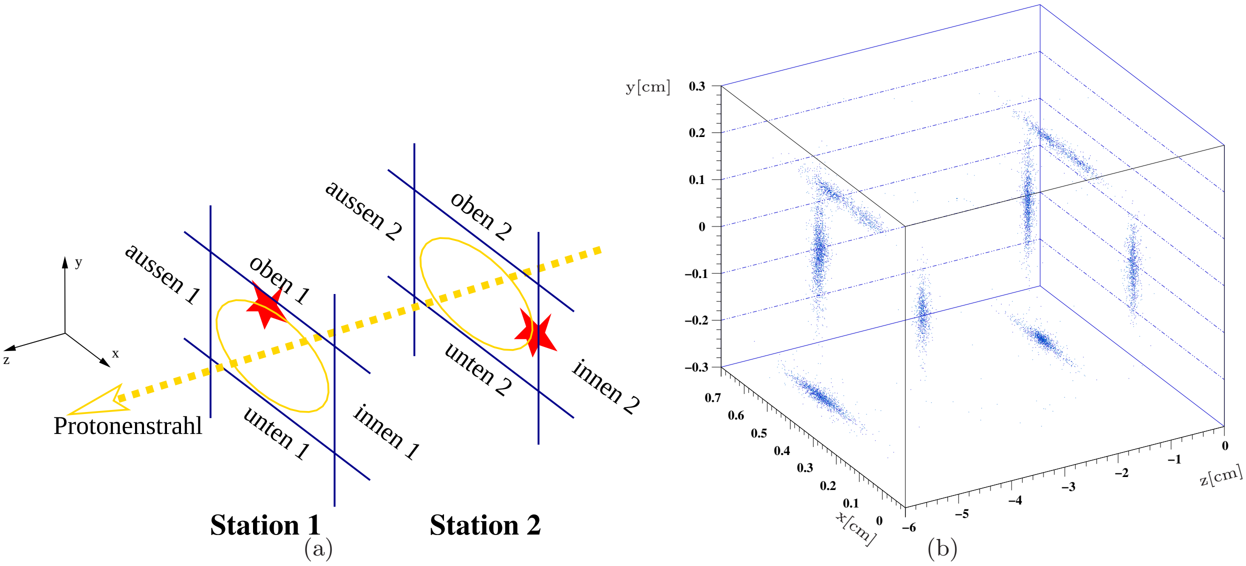


Abbildung 3.4: (a) Anordnung und Bezeichnung der Targetdrähte. Zur Orientierung ist das HERA–*B*-Koordinatensystem angegeben. (b) Rekonstruierte Primärvertices bei gleichzeitigem Betrieb aller 8 Targets [hK00].

Tabelle 3.1: Die im Jahre 2002 eingesetzten Targetdrähte. Für die flachen Drähte sind die Abmessungen in der Reihenfolge transversal und longitudinal zum Strahl angegeben. Für die vorliegende Arbeit wurden die Daten der unterstrichenen Drähte verwendet.

Draht	Material	Abmessungen
oben 1	Al	$50\,\mu\text{m} \times 500\,\mu\text{m}$
<u>unten 1</u>	C	$100\,\mu\text{m} \times 500\,\mu\text{m}$
<u>innen 1</u>	W	$\varnothing 50\,\mu\text{m}$
außen 1	Ti	$\varnothing 50\,\mu\text{m}$
oben 2	Pd	$\varnothing 50\,\mu\text{m}$
<u>unten 2</u>	Ti	$\varnothing 50\,\mu\text{m}$
innen 2	C	$100\,\mu\text{m} \times 500\,\mu\text{m}$
außen 2	C	$100\,\mu\text{m} \times 500\,\mu\text{m}$

werden die Wechselwirkungsraten von Protonen mit den einzelnen Drähten anhand der freigesetzten δ-Elektronen relativ zueinander bestimmt. Ein Regelungsprozeß gleicht die Entfernung der einzelnen Drähte vom Strahl so aneinander an, daß etwa gleich viele inelastische Wechselwirkungen pro Draht stattfinden [Iss01]. Zur Erzeugung von Wechselwirkungen befinden sich die Targets typischerweise etwa 3.5 Standardabweichungen[9] vom Strahlmittelpunkt entfernt.

Im folgenden wird die Bestimmung der Wechselwirkungsrate und notwendiger Korrekturfaktoren beschrieben. Letztere sind für eine präzise Luminositätsbestimmung, wie sie zur Messung von Wirkungsquerschnitten benötig wird, wichtig.

Bestimmung der Wechselwirkungsrate

Beim HERA–B-Experiment werden die Zählraten von Szintillationszählern zur Bestimmung der Wechselwirkungsrate eingesetzt. Die Auslese und Weiterverarbeitung der Zählraten geschieht mit Hilfe des, im Rahmen dieser Arbeit erweiterten, Target-Datennahmesystems. Eine Beschreibung findet sich in Anhang C. Im folgenden wird auf die Bestimmung der Wechselwirkungsrate eingegangen.

Die Wechselwirkungsrate R_{WW} ergibt sich aus der mittleren Anzahl λ von Wechselwirkungen pro Bunch. Zusammen mit der effektiven BX-Rate f_p (siehe Kapitel 3.2) ergibt sich:

$$R_{WW} = f_p \cdot \lambda. \tag{3.8}$$

Die Bestimmung von λ erfolgt mit Hilfe des Systems von Szintillationszählern. Dieses besteht aus 4 Zählerpaaren mit einer aktiven Fläche von je $90 \times 96\,\mathrm{mm}^2$. Montiert sind die Zähler an der Position $z = 11.5\,\mathrm{m}$, am Austrittsfenster des RICH-Detektors [Bön02]. Als schnelles und vom Gesamtdetektor unabhängiges System wurden die Szintillationszähler während der Datennahmeperiode 2002/2003 zur Ratenbestimmung und Steuerung des Targesystems verwendet.

Die Zähler sind nicht in der Lage, Mehrfachwechselwirkungen der Protonen eines Bunches mit den Targets aufzulösen. Die maximale Zählrate entspricht somit der effektiven BX-Rate f_p. Bei kleinen geometrischen Zählerakzeptanzen $a_{Zähler}$ ist die Rate $R_{Zähler}$ proportional zu λ [Spr00]:

$$R_{Zähler} = f_p \cdot a_{Zähler} \cdot \lambda. \tag{3.9}$$

Bei Kenntnis der geometrischen Akzeptanz $a_{Zähler}$ kann demnach die Wechselwirkungsrate R_{WW} aus der Zählrate der Szintillationszähler bestimmt werden:

$$R_{WW} = \frac{R_{Zähler}}{a_{Zähler}}. \tag{3.10}$$

Die geometrische Akzeptanz der Zähler kann mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation (MC) oder relativ zu einem Referenzzählersystem bestimmt werden. Mit Hilfe von MC ist die Akzeptanzbestimmung aus mehreren Gründen nur mit großen sytematischen Fehlern möglich [Spr00]:

- Da die von den Zählern gemessene Rate abhängig von der Multiplizität geladener Spuren ist, muß deren Verteilung in der Simulation realistisch beschrieben sein.

- Durch Reaktionen und Vielfachstreuung im Detektormaterial können die Teilchenmultiplizitäten verändert werden, entsprechend genau müssen Materialverteilungen berücksichtigt werden.

[9] Eine Standardabweichung des als gaußförmig angenommenen Strahlprofils entspricht etwa $450\,\mu m$.

- Aufgrund der Abhängigkeit der Teilchendichte vom radialen Abstand zur Strahlachse muß die Position der Zähler präzise bekannt sein.

Aus obigen Gründen wurde die Akzeptanz relativ zu einem Zählersystem großer Akzeptanz bestimmt [Spr00]. Sie beträgt etwa $\approx 0.15\,\%$ pro Zählerpaar. Im Jahr 2002 wurde durch den Ausbau von Detektorkomponenten die Materialverteilung innerhalb des Detektors verändert. Da der Referenzzähler in diesem Jahr nicht mehr zur Verfügung stand, konnte die Akzeptanz nicht erneut bestimmt werden. Die durch die ungenaue Kenntnis der Akzeptanz hervorgerufenen Unsicherheiten der Wechselwirkungsrate machen die im folgenden Abschnitt beschriebenen Korrekturen notwendig.

Ratenkorrekturen

Die Wechselwirkungsrate muß präzise ermittelt werden, da die daraus in Kapitel 3.6 bestimmte Luminosität $\mathcal{L}$ direkt in die Berechnung von Wirkungsquerschnitten eingeht. Aus diesem Grund müssen Korrekturfaktoren für die im vorherigen Abschnitt in Echtzeit ermittelte Wechselwirkungsrate bestimmt werden. Zwei Methoden kamen dafür zum Einsatz:

- Die „Methode der leeren Ereignisse“ basiert auf der Annahme, daß die Wechselwirkungsrate einer Poisson-Verteilung folgt. Die Wahrscheinlichkeit für μ gleichzeitige Wechselwirkungen bei einer mittleren Anzahl λ von Wechselwirkungen pro Bunch wird beschrieben durch

$$p_\mu = \frac{\lambda^\mu e^{-\lambda}}{\mu!}. \tag{3.11}$$

  Man untersucht zufällig über die gefüllten Bunche verteilte Ereignisse[10]. Das Verhältnis von Ereignissen ohne stattgefundene Wechselwirkung zu allen aufgezeichneten Ereignisse entspricht der Poissonwahrscheinlichkeit $p_0 = e^{-\lambda_{korr}}$. Der Korrekturfaktor der Wechselwirkungsrate ergibt sich als Verhältnis der korrekten mittleren Anzahl von Wechselwirkungen pro Bunch λ_{korr} zum mit Hilfe der Szintillationszähler nach Gleichung (3.9) ermittelten Wert λ:

$$K = \frac{\lambda_{korr}}{\lambda}. \tag{3.12}$$

- Mit der „Detektorantwortmethode“ bestimmt man die Antwort X_1 eines Detektors für den Fall genau einer Wechselwirkung und erhält, lineares Verhalten des Detektors vorausgesetzt, die Anzahl stattgefundenener Wechselwirkungen N aus der Antwort X_N durch den Zusammenhang:

$$N = \frac{X_N}{X_1}\frac{\epsilon_N}{\epsilon_1}. \tag{3.13}$$

  Die Effizienzen mit der eine (ϵ_1) bzw. N (ϵ_N) gleichzeitige Wechselwirkungen nachgewiesen werden können, bestimmt man mit Hilfe der in Kapitel 3.5 beschriebenen Detektorsimulation. Den Wert für X_1 ermittelt man durch Messungen bei kleinen Wechselwirkungsraten.

[10] Der dazu eingesetzte Zufallstrigger wird in Kapitel 3.3.5 erläutert. Die entsprechenden Ereignisse werden bei jedem Datennahmelauf aufgezeichnet.

Material	Korrekturfaktor K
C	1.748 ± 0.030
Ti	1.412 ± 0.034
W	1.172 ± 0.044

Tabelle 3.2: Materialabhängige Korrekturfaktoren der Wechselwirkungsrate [Aus02].

Das Verhältnis der Summe der stattgefundenen Wechselwirkungen zur Anzahl am Target vorbeigeflogener Bunche n_{Bunche} ergibt die korrekte mittlere Anzahl von Wechselwirkungen pro Bunch

$$\lambda_{korr} = \frac{\sum N}{n_{\mathrm{Bunche}}}, \tag{3.14}$$

und damit nach Gleichung (3.12) den Korrekturfaktor K. Dieses Verfahren wurde für verschiedene Detektorantworten eingesetzt, so z.B. für die Anzahl rekonstruierter Vertizes, der Anzahl rekonstruierter Spuren und der im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie [Som00b]. Alle Methoden liefern im Rahmen der Unsicherheiten kompatible Ergebnisse [Ehr02, HBKng].

Die als Mittelwert verschiedener Methoden ermittelten Korrekturfaktoren [Aus02] für die im vorherigen Abschnitt bestimmte Wechselwirkungsrate sind in Tabelle 3.2 angegeben. Diese beinhalten die notwendige Korrektur der geometrischen Akzeptanz der Zähler sowie die Materialabhängigkeit der Multiplizität geladener Spuren. Die mittlere Anzahl geladener Spuren $< n >$ in Abhängigkeit von der Massenzahl A des Targets wird für gewöhnlich [Loh94] in der Form

$$< n > \propto A^{\beta} \tag{3.15}$$

beschrieben. In [Per00b] wurde am HERA–B-Experiment $\beta = 0.180 \pm 0.023$ gemessen. Die Rate der Szintillationszähler ist proportional zur Multiplizität geladener Spuren im Detektor. Eine niedrigere Wechselwirkungsrate eines Wolframtargets kann aufgrund der höheren Anzahl geladener Spuren pro Ereignis nicht von der höheren Rate eines Kohlenstofftargets unterschieden werden. Da bei der Echzeitbestimmung der Wechselwirkungsrate die Materialabhängigkeit nicht berücksichtigt wird, muß diese im Korrekturfaktor K enthalten sein.

3.3.2 Der Silizium-Vertexdetektor VDS

Der Vertexdetektor wurde entworfen, um den Zerfallsort des B-Mesons (den Sekundärvertex) vom Ort der inelastischen pA-Wechselwirkung (dem Primärvertex) separieren zu können. Prompte Dileptonzerfälle können so von dem abgesetzen Vertex des B-Zerfalls unterschieden werden. Die Vertexauflösung beträgt $\sigma_z \approx 500\,\mu$m entlang der Strahlachse und $\sigma_{x,y} \approx 50\,\mu$m senkrecht dazu [Brä01]. Dominiert wird sie durch Vielfachstreuung der Teilchen in Materie. Aus diesem Grund ist der Vertexdetektor zusammen mit dem Targetsystem innerhalb einer etwa 2.5 m langen, konischen Erweiterung des Protonstrahlrohrs im Vakuum des Speicherringes untergebracht.

Der VDS ist aus 64 doppelseitigen Silizium-Mikrostreifendetektoren aufgebaut. Diese sind in 8 hintereinanderliegende Superlagen unterteilt; die ersten 7 sind innerhalb des evakuierten Vertextanks installiert. Die achte Superlage befindet sich zwischen Vertextank und Magnet. Jede Superlage setzt sich aus vier Quadranten zusammen, wobei zwei Module einen Quadranten bilden (Abbildung 3.5). Jedes Modul beeinhaltet einen Detektor sowie die zugehörige Ausleseelektronik. Die Streifen der Vorder- und Rückseite eines jeden Detektors stehen senkrecht zueinander. Die Streifen der Detektoren hintereinanderliegender Module einer Superlage sind gegeneinander um einen

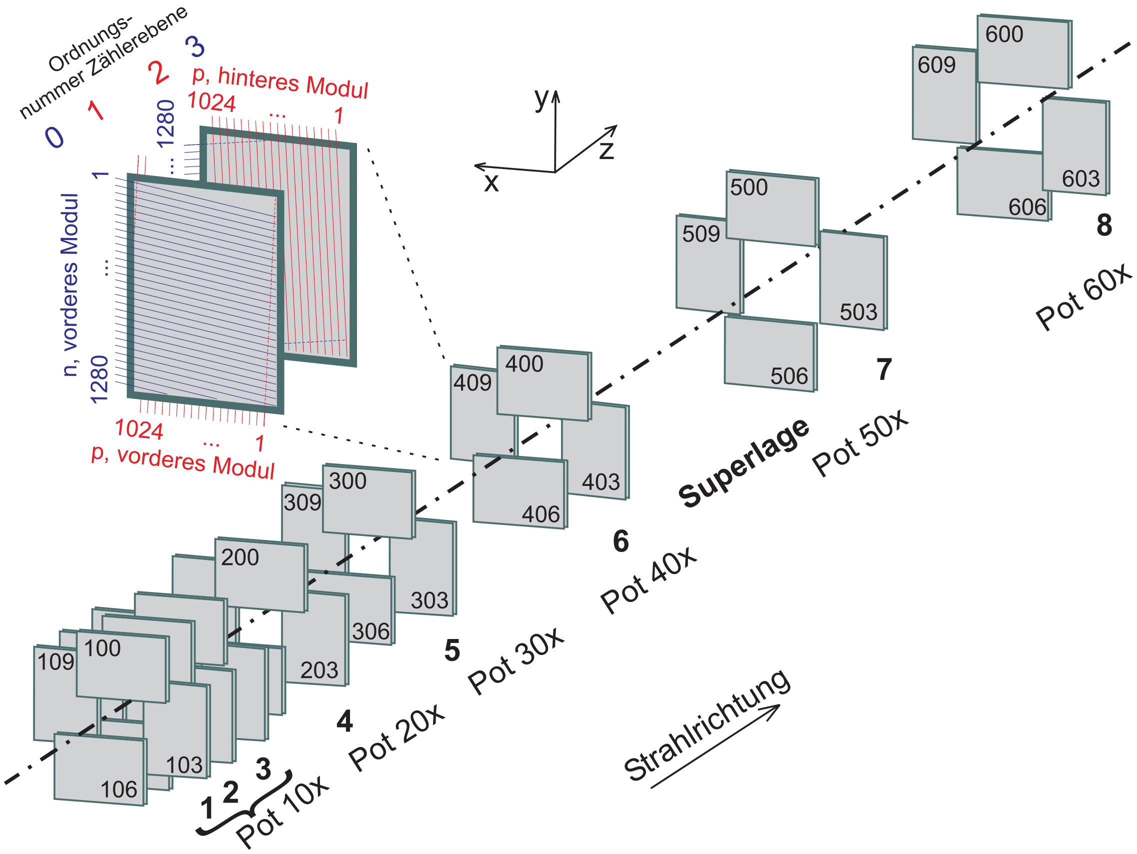


Abbildung 3.5: Aufbau des Vertexdetektors [Brä01]. Dargestellt sind die acht Superlagen, sowie der schematische Aufbau eines Moduls. „Pot" bezeichnet die Zuordnung der Zählerebene zu einem Roman Pot.

Winkel von 5° gedreht, um Ambiguitäten durch mehrere Treffer innerhalb eines Moduls leichter auflösen zu können [Mos99].

Da die radiale Ausdehnung des Protonenstrahls mit der Injektionsenergie von 39 GeV größer ist als die des 920 GeV Strahls, sind die Module eines Quadranten innerhalb des Vertextanks radial beweglich in „Roman Pots" untergebracht. Nach der Injektion des Strahls können die Detektoren auf einen minimalen Abstand zum Strahlmittelpunkt von 13-15 mm bewegt werden. Damit deckt der Vertexdetktor einen Winkelbereich von 13-15 mrad bis 250 mrad horizontal und vertikal ab.

3.3.3 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem dient der Rekonstruktion der Trajektorie geladener Teilchen. Durch Messung der Bahnkrümmung im Magnetfeld erfolgt die Impulsbestimmung. Die Dichte geladener Spuren sinkt mit dem radialen Abstand r von der Strahlachse gemäß $1/r^2$ [Har95]. Um auch in Bereichen hoher Teilchenflüsse eine geringe Belegungsdichte zu erreichen, ist das Spurkammersystem in zwei Abschnitte unterschiedlicher Granularität unterteilt. Nahe dem Strahlrohr befindet sich das innere Spurkammersystem, weiter entfernt das äußere. Beide Systeme bestehen aus sieben Superlagen, von denen sich eine vor dem Magneten, vier zwischen Magnet und RICH, sowie zwei zwischen RICH und ECAL befinden (Abbildung 3.3).

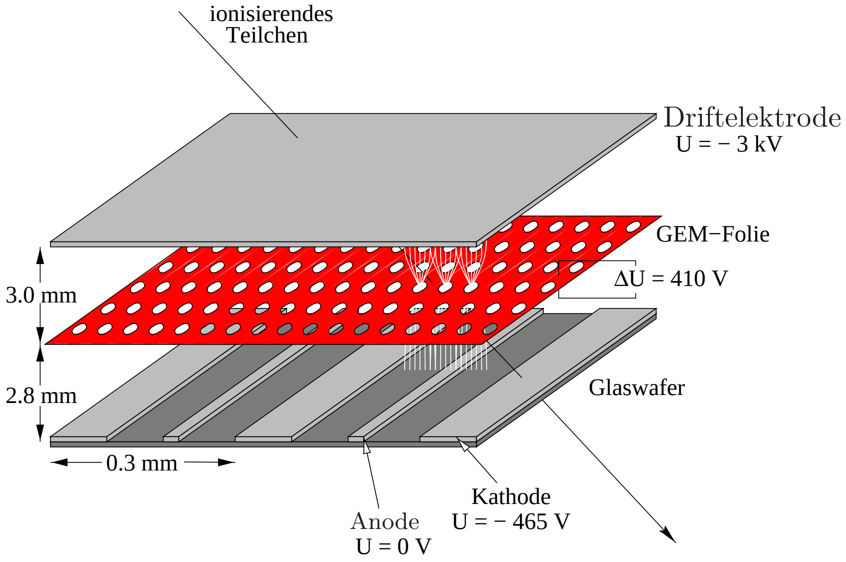


Abbildung 3.6: Aufbau der Kammern des inneren Spurkammersystems [Str98].

Das innere Spurkammersystem ITR

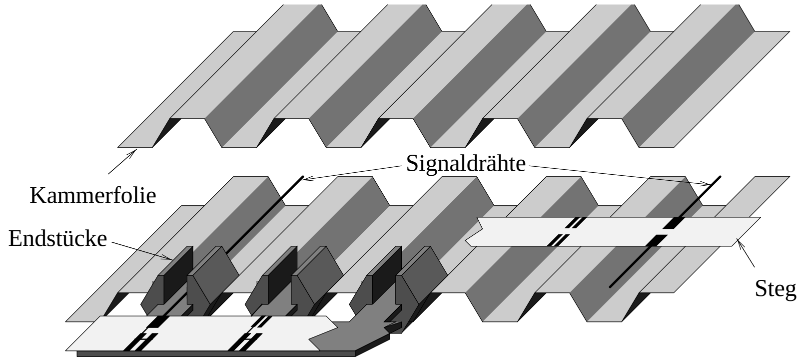
Im Winkelbereich von 10 mrad bis 100 mrad wird zur Spurfindung der ITR eingesetzt [Gra01]. Dieser ist aus Gasmikrostreifenkammern (MSGC[11]) aufgebaut. Abbildung 3.6 zeigt die schematische Darstellung einer solchen Kammer. Die Bewegung eines geladenen Teilchens durch das Kammergas Ar:CO_2(70:30) ionisiert dieses und setzt Elektronen frei. Diese driften durch das zwischen Kathode und Anode anliegende Feld zur Anode. Um die Wahrscheinlichkeit von Funkenbildung zu verringern wird eine Gas-Elektronen-Vervielfacher-Folie (GEM[12]) eingesetzt, wodurch niedrige Kathodenspannungen bei hoher Signalverstärkung möglich sind [Kra02]. Die Anordnung der Streifen unter 0°und ±5°, sowie der Anodenabstand von 300 μm erlauben eine nominelle Auflösung von 90 μm. Während der Datennahmeperiode 2002/2003 befand sich der ITR in der Vorbereitungsphase. Dies äußerte sich in wechselnden Betriebsbedingungen. In Kapitel 3.7 wird gezeigt daß dementsprechend das Detektorverhalten nur schlecht in der in Kapitel 3.5 beschriebenen Detektorsimulation nachgebildet werden konnte. In der Rekonstruktion der aufgezeichneten Daten wurde der ITR aus diesem Grund nicht verwendet.

Das äußere Spurkammersystem OTR

Der OTR deckt den Winkelbereich von 25 mrad bis 250 mrad in der horizontalen und bis 160 mrad in der vertikalen Ebene ab. Er ist aus in Abbildung 3.7 dargestellten Driftkammern hexagonalen Querschnitts aufgebaut. Die äußere, leitende Folie dient als Kathode, der im inneren verlaufende Draht als Anode. Um die Kanalanzahl bei akzeptabler Belegungsdichte gering zu halten, werden Zellen unterschiedlicher Größe verwendet. Die Zellen in Strahlnähe sind 5 mm groß, die weiter außen liegenden 10 mm. Die Bestimmung der möglichen Position eines Teilchendurchgangs erfolgt durch Vergleich der Treffer in gegeneinander um 0° und ±5° gedrehten, hintereinander angeordneten Detektorlagen. Die durch die Größe der Zellen bedingte Auflösung von (5 bzw. 10) mm/$\sqrt{12}$ ist zu ungenau für die weitere Verwendung. Deshalb wird die Zeit des Eintreffens der Elektronenlawine auf dem Draht mit Zeit-Digital-Konvertern bestimmt und mit Hilfe der Driftzeit-zu-Ort-Beziehung

[11]engl. Micro Strip Gas Chamber
[12]engl. Gas Electron Multiplier

Abbildung 3.7: Aufbau des äußeren Spurkammersystems [Per98] aus Kammermaterial mit innenliegendem Signaldraht.



der Abstand des Teilchendurchgangs vom Draht bestimmt. Die nach Spurfindung und -anpassung erreichte Spurauflösung beträgt 350 μm [Hul02].

3.3.4 Teilchenidentifikation

Für die Teilchenidentifikation werden drei Detektorkomponenten eingesetzt. Dies sind der RICH zur Pion-, Kaon- und Protonseparation, das elektromagnetische Kalorimeter zur Trennung von Hadronen und Elektronen und das Myonsystem für die Identifikation von Myonen. Da für die vorliegende Arbeit die Identifikation von Kaonen von besonderer Bedeutung ist, wird im folgenden auf den RICH-Detektor ausführlicher eingegangen.

Der Ringbild-Čerenkovzähler RICH

Der HERA-B-RICH ist zur Teilchenidentifikation im Impulsintervall von 3 bis etwa 50 GeV/c konzipiert. Grundlage ist der Čerenkoveffekt, wonach die Bewegung eines geladenen Teilchens durch ein Dielektrikum des Brechungsindex n eine lokale Polarisation der Atome bewirkt. Die Rückkehr der Atome zum unpolarisierten Zustand erfolgt unter Emission eines kurzen elektromagnetischen Impulses. Ist die Geschwindigkeit des Teilchens kleiner als die Lichtgeschwindigkeit $v_n = c/n$ im Medium, so tritt aufgrund destruktiver Interferenz kein Licht aus. Ist die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens hingegen größer als die Lichtgeschwindigkeit v_n, so wird das Dielektrikum asymmetrisch polarisiert. Der resultierende Polarisationsvektor zeigt in die Fortbewegungsrichtung des geladenen Teilchens. Die an verschiedenen Punkten der Teilchenbahn emittierten Lichtwellen überlagern sich und analog der Entstehung des MACHschen Kegels beim Erreichen der Überschallgeschwindigkeit bildet sich durch konstruktive Interferenz von Elementarwellen ein Lichtkegel aus. Dieser wird unter dem charakteristischen Čerenkovwinkel θ_c zur Teilchentrajektorie abgestrahlt. Der Winkel θ_c kann bestimmt werden zu

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n(E)\beta}, \tag{3.16}$$

wobei $\beta = \frac{v}{c}$ die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens ist [Gru93]. Die Dispersion wird durch die Abhängigkeit des Brechungsindex n von der Photonenergie $E = \hbar\omega$ berücksichtigt. Bei Ringbild-Čerenkovzählern wie dem HERA–B-RICH treffen die von einem Teilchen der Geschwindigkeit $v > v_n$ an verschiedenen Punkten der Teilchenbahn unter demselben Polarwinkel emittierten Lichtstrahlen parallel auf einen sphärischen Spiegel und werden auf einen Punkt in der Brennebene des Spiegels fokussiert. Das unter allen Azimutalwinkeln als Kegel um die Teilchentrajektorie emittierte

Teilchen	Masse [MeV]	p_s [GeV]
Elektron	0.51	0.01
Myon	105.66	2.02
Pion	139.57	2.67
Kaon	493.68	9.43
Proton	939.27	17.94

Tabelle 3.3: Schwellenimpulse p_S verschiedener Teilchen im RICH-Detektor mit C_4F_{10} als Radiatorgas. Die angegeben Massen sind [Hag02] entnommen.

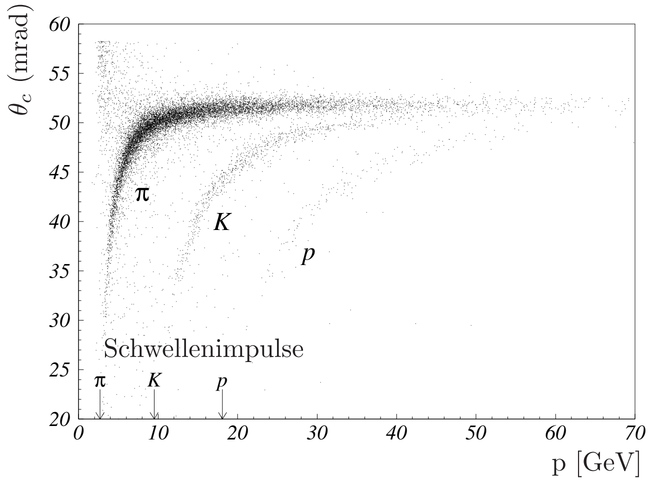


Abbildung 3.8: Abhängigkeit des Čerenkovwinkels θ_c vom Teilchenimpuls p für verschiedene Teilchenarten. Die Schnittpunkte der erkennbaren Bänder mit der x-Achse entsprechen den Schwellenimpulsen oberhalb derer Čerenkovlicht emittiert wird. [Ari04]. Sie sind durch Pfeile gekennzeichnet.

Licht wird nach der Reflektion als Ring auf die Brennebene abgebildet. Die dort angebrachten Detektoren erlauben die Bestimmung des Ringradius und damit des Öffnungswinkels θ_c. Die Auflösung des HERA–B-RICH für die Winkelbestimmung einzelner Photonen wird in [Ari04] zu 0.7 (1.0) mrad für den inneren (äußeren) Bereich der Akzeptanz angegeben.

Die Schwellengeschwindigkeit β_S, ab der ein Teilchen Čerenkovlicht emittiert, ergibt sich aus der Forderung $\theta_c > 0$ zu $\beta_S = 1/n$. Für den entsprechenden Schwellenimpuls p_S eines Teilchens der Masse m gilt:

$$p_S = \frac{m}{\sqrt{n^2-1}}. \tag{3.17}$$

Das eingesetzte Radiatorgas Perfluorbutan zeichnet sich durch einen hohen Brechungindex $n_{C_4F_{10}} = 1.00137$ und eine geringe Dispersion aus. Die für C_4F_{10} geltenden Schwellenimpulse verschiedener Teilchen sind in Tabelle 3.3 angegeben. Abbildung 3.8 zeigt die Abhängigkeit des Čerenkovwinkels vom Impuls für verschiedene Teilchenarten. Für die Messung des Čerenkovwinkels ist neben der Ortsbestimmung der Photonen auch deren Anzahl von Bedeutung. Nach [Pes01] ergibt sich für eine bewegte Punktladung Ze_0 unter Berücksichtigung der durch den Parameter N_0 beschriebenen Reflektions- und Nachweiseffizienzen die Anzahl nachgewiesener Photonen zu

$$N_{det} = N_0 Z^2 L \sin^2\theta_c. \tag{3.18}$$

Die Länge L des RICH beträgt 2.82 m. Mit dem in [Ari04] bestimmten Wert von

$$N_0 = 42\,\text{cm}^{-1}. \tag{3.19}$$

ergeben sich für ein $\beta = 1$ Teilchen mit einem Öffnungswinkel $\theta_0 \approx 52.4$ mrad [Ari04] 32 Photonen pro Ring.

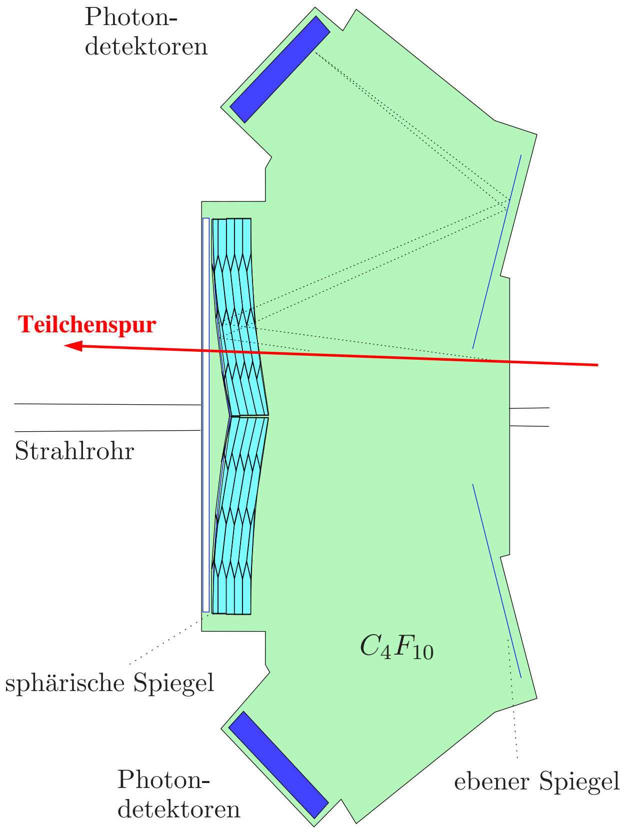


Abbildung 3.9: Seitenansicht des HERA–*B*-RICH [Ari04].

Der in Abbildung 3.9 schematisch dargestellte RICH besteht aus einem etwa 8.5 m hinter dem Target installierten, 108 m^3 großen Radiatortank, in dem das Spiegelsystem untergebracht ist. Die Photondetektoren befinden sich hinter Austrittsfenstern außerhalb des Gasvolumen. Das Čerenkovlicht wird von den sphärischen Spiegeln über einen Satz planer Spiegel auf die ausserhalb der Detektorakzeptanz befindliche Photodetektorebene fokussiert. Durch 2240 dort angebrachte Mehrkanalsekundärelektronenvervielfacher mit insgesamt 27000 Kanälen wird das Licht nachgewiesen. Entsprechend der Teilchendichten kommen im inneren Teil des Detektors 16- und im äußeren Teil des Detektors 4-Kanal-Sekundärelektronenvervielfacher zum Einsatz.

Im Rahmen dieser Arbeit wird der RICH zur Identifikation von Kaonen benutzt. Abbildung 3.8 zeigt, daß die Teilchenidentität nach Messung des Čerenkovwinkels und des Impulses bestimmt werden kann. In Kapitel 3.4.5 wird ausführlicher auf die Teilchenidentifizierung eingegangen.

Das elektromagnetische Kalorimeter ECAL

Das elektromagnetische Kalorimeter des HERA-*B* Experimentes ist als Sampling-Kalorimeter ausgeführt, d.h. Szintillator- und Absorbermaterial sind schichtweise hintereinander angebracht. Ein Teilchen erzeugt im Absorber einen elektromagnetischen Schauer aus Elektronen, Positronen und Photonen. Durch Schauerteilchen im Szintillator erzeugtes Licht wird über Wellenlängenschieber, die durch die Szintillator- und Absorberschichten geführt werden, an Sekundärelektronenvervielfacher weitergeleitet. Dieser Aufbau der Kalorimetermodule wird als „Schaschlik-Typ“ bezeichnet. Das Kalorimeter ist aus 2344 Modulen der Abmessung 11.15×11.15 cm^2 aufgebaut. Entsprechend der Abhängigkeit der Spurdichte vom radialen Abstand zur Strahlachse ist das Kalorimeter in drei Bereiche unterschiedlicher Garnularität unterteilt. Der innere Bereich enthält 25 Zellen pro Modul,

Bereich	Energieauflösung [%]	Ortsauflösung $\sigma_{x,y}$[cm]
Innen	$(22.5 \pm 0.5)/\sqrt{E} \oplus (1.7 \pm 0.3)$	$(0.92 \pm 0.03)/\sqrt{E} \oplus (0.14 \pm 0.01)$
Mitte&Außen	$(9.8 \pm 0.3)/\sqrt{E} \oplus (6.42 \pm 0.09)$	$(1.10 \pm 0.05)/\sqrt{E} \oplus (0.43 \pm 0.03)$

Tabelle 3.4: Energie- und Impulsauflösung in den verschiedenene ECAL-Bereichen [hK00].

der mittlere 4 und der äußere Bereich eine Zelle pro Modul. Die Grenzen zwischen den einzelnen Bereichen sind anhand Linien gleicher Belegungsdichte und dem zu vertretenden, konstruktiven Aufwand gebildet [Har95]. Energie- und Ortsauflösung des Kalorimeters können Tabelle 3.4 entnommen werden.

Das Myonsystem MUON

Die höhere Durchdringungsfähigkeit von Myonen gegenüber Hadronen wird ausgenutzt, um Myonen mit Impulsen von 4.5 GeV bis zu einigen hundert GeV zu identifizieren. Der Detektor besteht aus drei Absorberlagen, hergestellt aus Eisen und Beton, sowie vier aktiven Detektorlagen, die abwechselnd aufeinander folgen. Die ohne Absorber direkt auf die dritte Lage folgende vierte dient der Spurbestimmung ohne den Einfluß von Mehrfachstreuung in Material. Als aktive Detektorelemente kommen drei verschiedene Arten von Kammern zum Einsatz.

Im inneren Bereich aller vier Superlagen werden aufgrund der höheren Teilchendichte Pixelkammern feinerer Granularität eingesetzt. Die $9 \times 9 \times 30\,\mathrm{mm}^3$ großen Pixel sind dabei aus jeweils vier Potentialdrähten und einem zentrisch angebrachten Anodendraht zusammengesetzt.

Die äußeren Regionen der ersten beiden Superlagen sind aus Proportionaldrahtkammern aufgebaut. Die $16 \times 16\,\mathrm{mm}^2$ großen Zellen sind in zwei Lagen hintereinander angebracht. Eine Verschiebung von einer halben Zellenbreite zwischen den beiden Lagen erhöht die Nachweiswahrscheinlichkeit. Drei Doppellagen pro Superlage sind unter Stereowinkeln von 0°und ±20°gegen die Vertikale installiert.

Die beiden letzten Superlagen bestehen aus Kammern der gerade beschriebenen Proportionaldrahtkammern. Wegen nicht vorhandener Stereolagen werden diese Zellen zur Bestimmung der y-Position zusätzlich zur Auslese über den Anodendraht auch über segmentierte Kathoden ausgelesen („Padkammern“).

3.3.5 Trigger und Datennahme

Zu Beginn dieses Kapitels wurde bereits die geringe Wahrscheinlichkeit für ein Beobachten des „Goldenen Zerfalls“ von 10^{-11} erwähnt. Bei den benötigten 4 bis 5 gleichzeitigen pA-Wechselwirkungen pro Vorbeiflug eines Protonenbunches müssen die 520 000 Datenkanäle des Detektors alle 96 ns ausgelesen werden. Zur Selektion „interessanter“ Ereignisse wurde ein Triggersystem implementiert. Die primäre Konfiguration des Triggers ist die Suche nach in zwei Leptonen zerfallende J/ψ, der „Dilepton-Trigger“. Die Implementierung des Triggersystems erlaubt aber auch andere Triggerszenarien, wie den Zufallstrigger und den Wechselwirkungstrigger.

In der Datennahmeperiode 2002/2003 wurden neben Dilepton-Trigger-Daten die in dieser Arbeit analysierten Daten mit dem Wechselwirkungstrigger aufgezeichnet (vgl. Abschnitt 3.7). In allen Daten existiert eine Beimischung von zufallsgetriggerten Ereignissen, um Triggereffizienzen und Detektorsystematiken untersuchen zu können.

In diesem Abschnitt wird zunächst der Aufbau des HERA–B-Triggersystems am Beispiel des Dilepton-Triggers beschrieben. Anschließend wird auf die Konfiguration und die Besonderheiten im

Zufalls- und Wechselwirkungstriggermodus eingegangen. Den Abschluß bildet die Beschreibung des Datennahmesystems.

Der Dileptontrigger

Die Triggerkette des HERA–B-Experiments besteht aus mehreren Triggerstufen: Die den Triggerprozeß auslösenden Pretrigger sowie die Trigger erster bis vierter Stufe. Mit höherer Triggerstufe steigen die im folgenden beschriebenen Anforderungen an das zu untersuchende Ereignis, wodurch die verbleibende Ereignisrate sinkt. Das schnelle Kontrollsystems (FCS[13]) [Ful99] synchronisiert die einzelnen Detektorkomponenten und leitet die Triggerentscheidungen weiter.

Die ECAL- und Myonpretrigger suchen innerhalb des Kalorimeters und des Myonsystems nach geeigneten Leptonkandidaten aus dem „Goldenen Zerfall“. Im ECAL werden in Frage kommende Elektronen anhand der deponierten Energie und der Clusterform identifiziert, für Myonkandidaten wird die Koinzidenz von Treffern in der dritten und vierten Superlage des Myonsystems gefordert.

Die Ortsinformationen der von den Pretriggern gefundenen Kandidaten werden an die erste Triggerstufe (FLT[14]) [Nö02] weitergeleitet. Basierend auf diesen Informationen definiert der FLT Suchregionen in den Richung Magnet liegenden Spurkammern und durchsucht diese nach möglicherweise zu der Spur gehörenden Treffern. Kann die Spur eines Kandidaten bis zum Magneten verfolgt werden, erfolgt eine vorläufige Impulsbestimmung aufgrund der Ablenkung der Spur im Magneten. Schnitte auf die invariante Massen (z.B. des J/ψ) aller Kandidatenkombinationen sowie auf Impuls und Transversalimpuls bestimmen die Triggerentscheidung.

Diese Entscheidung wird über das schnelle Kontrollsystem an die nächste Triggerstufe weitergeleitet. Die Spuren so akzeptierter Ereignisse werden in der zweiten Triggerstufe (SLT[15]) [Dam03] unter Benutzung von zusätzlichen Detektorlagen neu rekonstruiert. Basierend auf Impuls und Richtung der Spur sowie Trefferinformationen der vor dem Magneten befindlichen Superlage werden die Spuren durch den Magneten interpoliert. Mit Treffern im Vertexdetektor in Suchregionen um den Spurkandidaten wird die Spur bis zur Targetebene extrapoliert wo für jedes Spurpaar versucht wird einen gemeinsamen Vertex zu finden. In der Datennahmeperiode 2002/2003 kam eine modifizierte Version obigen Triggerkonzepts zum Einsatz, da die Effizienz des FLT unverstanden war. Zur Reduktion der Eingangsrate in den SLT wurde für mindestens eine der von den Pretriggern gemeldeten Suchregionen eine vom FLT gefundene Spur gefordert. Der SLT führte anschließend basierend auf den Pretriggerinformationen erneut eine Spursuche ohne Berücksichtigung der FLT-Informationen durch.

Die dritte Triggerstufe(TLT[16]) [Sch00] kam 2002 nicht zum Einsatz.

Die letzte Triggerstufe (4LT[17]) ist kein Trigger im eigentlichen Sinne, da keine Ereignisse verworfen werden. Ein Teil der Ereignisse[18] wird online rekonstruiert, wobei dieselbe Software wie bei der Offlinerekonstruktion (Abschnitt 3.4) eingesetzt wird. Mit diesen rekonstruierten Ereignissen kann die Qualität der Daten noch während der Datennahme überprüft werden.

[13] engl. Fast Control System
[14] engl. First Level Trigger
[15] engl. Second Level Trigger
[16] engl. Third Level Trigger
[17] engl. Fourth Level Trigger
[18] meistens zwischen 5% und 30%

Der Zufallstrigger

Der Zufallstrigger erlaubt eine von Triggereffizienzen unabhängige Datennahme. Zufällig werden Ereignisse für alle im HERA-Speicherring befindlichen Buckets aufgezeichnet, unabhängig von einer tatsächlich stattfindenden pA-Wechselwirkung. Die so erfassten Daten werden für systematische Detektorstudien und für die Bestimmung der Ratenkorrektur in Kapitel 3.3.1 verwendet. Für die Untersuchung physikalischer Zusammenhänge enthält der Datenstrom des Zufallstriggers zu wenig inelastische Wechselwirkungen. So entstammen bei einer Wechselwirkungsrate von 1.5 MHz etwa 87% der mit dem Zufallstrigger aufgezeichneten Ereignisse keiner inelastischen Wechselwirkung. Dies war der Grund für die Entwicklung des Wechselwirkungstriggers.

Der Wechselwirkungstrigger

Im Gegensatz zum Zufallstrigger reichert der Wechselwirkungstrigger Ereignisse mit mindestens einer stattgefundenen inelastischen Wechselwirkung an. Die Daten dieses Triggertyps[19] sind vor allem für die Untersuchung relativ häufig vorkommender Prozesse, wie der Produktion aus leichten Quarks bestehender Teilchen, geeignet. Der Vorteil ist ein wesentlich einfacheres Triggerprinzip. Eine stattgefundene Wechselwirkung wird durch eine der beiden nachfolgenden Bedingungen charakterisiert:

- Die Gesamtanzahl der detektierten Treffer im RICH ist größer als 20. Im Vergleich zu den in Kapitel 3.3.4 erwähnten etwa 32 Photonen pro detektiertem Čerenkovring verwirft diese Anforderung wenige Ereignisse.
- Die gesamte Energiedeposition im inneren Teil des Kalorimeters beträgt mehr als 1 GeV.

Getriggert wird auf gefüllte Bunche. Für diese wird innerhalb des SLT die Rekonstruktionssoftware des Kalorimeters aufgerufen, um die als ADC-Werte vorliegenden Rohdaten in die deponierte Energie umzurechnen. Die von den Sekundärelektronenvervielfachern des RICH gelieferten Daten werden nach Treffern durchsucht. Die Effizienz, eine Wechselwirkung zu detektieren, wurde anhand von simulierten Ereignissen zu $\epsilon_1 \geq 99\,\%$ [Som00a] bestimmt, für n gleichzeitig stattfindende Wechselwirkungen wird eine Triggereffizienz von

$$\epsilon_n = 1 - (1 - \epsilon_1)^n \tag{3.20}$$

angenommen [Spe03].

Die Datennahme

Mit jedem Vorbeiflug eines Protonenbunches am Ort des Targets, d.h. alle 96 ns, werden die Informationen aller Detektorkanäle in einer 128 Ereignisse tiefen Pipeline zwischengespeichert. Dies gewährt dem FLT die zur Entscheidungsfindung nötige Zeit von maximal 12.3 μs. Wird ein Ereignis von der ersten Triggerstufe akzeptiert, teilt das schnelle Kontrollsystem dies allen Detektorkomponenten mit. Die Daten des entsprechenden Ereignisses werden aus der Pipeline in einen aus digitalen Signalprozessoren aufgebauten Zwischenspeicher[20] übertragen. Die als PC-Farm ausgelegte zweite Triggerstufe ruft zur Entscheidungsfindung selektiv Daten aus dem Zwischenspeicher ab; bei einer positiven Triggerentscheidung werden die gesamten Daten des Ereignisses zu der Farm übertragen um gegebenenfalls den Algorithmus der dritten Triggerstufe anzuwenden. Ebenfalls im SLT

[19] oft auch als Minimum-Bias-Trigger, d.h. als die Daten wenig beeinflussender Trigger, bezeichnet.
[20] SLB: Second Level Buffer

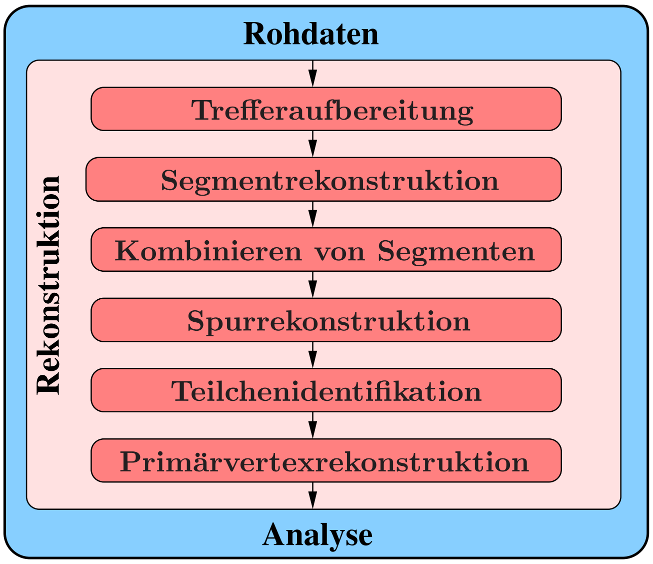


Abbildung 3.10: Schematischer Ablauf der Ereignisrekonstruktion. Die einzelnen Schritte sind im Text erläutert.

werden die Rohdaten des Vertexdetektors und des ITR ausgewertet. Nach Ausmaskierung defekter Detektorkanäle werden durch eine Mustererkennung Ladungscluster gesucht und diese anstatt der Rohdaten gespeichert. Über eine schnelle Netzwerkverbindung gelangen die Daten akzeptierter Ereignisse zu der PC-Farm der vierten Triggerstufe. Von hier aus werden die Daten zunächst auf Festplatten dedizierter Datenerfassungsrechner gespeichert und später dauerhaft auf Magnetband geschrieben [Wag00]. In der betrachteten Datennahmeperiode konnten mit dem Wechselwirkungstrigger regulär Datenraten von $\approx$1000 Hz gespeichert werden. Da der Dilepton-Trigger Ereignisse hoher Multiplizität anreichert, konnten dessen Daten mit maximal 50 Hz aufgezeichnet werden.

3.4 Die Datenrekonstruktion

Nach der Aufzeichnung der Detektordaten muß zur weiteren Analyse die Ereignistopologie rekonstruiert werden. Diese beinhaltet Informationen über den Ort der primären Wechselwirkung, eventuelle weitere Zerfallsorte sowie beteiligte Teilchen inklusive ihrer Ladung, ihres Impulses und ihrer Spur. Die Rekonstruktion eines Ereignisses erfolgt in mehreren Schritten (vgl. Abbildung 3.10). Zunächst werden die aufgezeichneten Detektordaten in Trefferinformationen umgerechnet. Mit Hilfe einer Mustererkennung werden die Treffer Spursegmenten zugeordnet und diese im VDS und im Spurkammersystem getrennt angepasst. Nachdem Spuren aus Segmenten in den Detektoren vor und hinter dem Magneten gebildet wurden, kann man den Impuls des Teilchens anhand der Krümmmung der Spur im Magnetfeld bestimmen. Anschließend erfolgt die Teilchenidentifizierung und die Rekonstruktion der Primärvertices.

Die folgende Beschreibung der Datenrekonstruktion basiert auf dem HERA–*B*-Analyseprogramm ARTE[21] [Alb95] Version 04-01-r5. Die rekonstruierten Daten werden mit dem Index „REPRO 4“ identifiziert.

[21] Analysis REconstruction Tool

3.4.1 Trefferaufbereitung

Während der Datennahme werden mit dem Detektor verschiedenartige Trefferinformationen aufgezeichnet. Diese bestehen z.B. aus Ladungsclusterinformationen im Falle des VDS, aus Driftzeit- und Trefferinformationen im Falle der Spurkammersysteme, aus digitalisierten Spannungswerten entsprechend der gesammelten Lichtmenge im Falle des Kalorimeters und aus digitalen Trefferinformationen der einzelnen Anoden der Sekundärelektronenvervielfacher für den RICH [Ree01]. Bekannte inaktive oder rauschende Kanäle werden von der Rekonstruktion ausgeschlossen. Die Daten der einzelnen Detektorkomponenten werden anhand der in Datenbanken gespeicherten Kalibrations- und Alignierungsdaten korrigiert und daraus Trefferinformationen bzw. deponierte Energiemengen bestimmt.

3.4.2 Rekonstruktion einzelner Segmente

Innerhalb der Subdetektoren erfolgt die Rekonstruktion der Spursegmente. Im Vertexdetektor sucht das Programm CATS [IK99] nach Spursegmenten, indem das auf einem zellulären Automaten basierende Programm die Treffer den Segmenten zuordnet und durch eine Anpassungsrechnung die Segmentparameter bestimmt. Innerhalb des Spurkammersystems übernimmt diese Aufgabe das Programm OTR-CATS [DE01]. Im elektromagnetischen Kalorimeter wird mit Hilfe des Programms CARE [Vil97] die in verschiedenen Zellen deponierte Energie zu Clustern kombiniert und deren Position bestimmt.

3.4.3 Kombination der Segmente

Die Kombination zusammengehöriger Segmente des Vertexdetektors und des Spurkammersystems ist Aufgabe des Programms MARPLE [Igo98]. Aufgrund der Krümmung von Spuren in der xz-Ebene durch das Magnetfeld werden zunächst zu VDS-Segmenten passende Spurkammersegmente auf Basis der extrapolierten y-Position bestimmt. Im nächsten Schritt sucht man passende Segmente durch Näherung des Magnetfeldeinflusses als einen Knick in der Spur und Extrapolation der Segmente zur Mitte des Magneten. In einem iterativen Prozeß wird die Segementkombination unter Berücksichtigung des inhomogenene Magnetfelds weiter verbessert.

Jede gefundene Kombination von VDS- und Spurkammersegmenten bildet eine Spur und wird gespeichert. Ebenfalls als Spuren gespeichert werden die aufgrund der größeren Akzeptanz nur im VDS rekonstruierten Segmente, diese dienen später zur Unterstützung bei der Suche nach Primärvertices.

Segmente können an diesem Punkt der Rekonstruktionskette von mehreren Spuren gleichzeitig benutzt werden. Die Spur, deren Vertex- und Spurkammersegmente am besten zueinander passen, wird markiert.

3.4.4 Spurrekonstruktion

Die Parameter der gefundenen Spuren werden unter Berücksichtigung aller Treffer mit Hilfe eines auf der Kalman-Filter-Technik [Man95] basierenden Algorithmus durch das Programm RANGER [Man97] angepasst. Dabei wird auch der endgültige Impuls ermittelt. Die im ECAL gefundenen Cluster werden Spuren zugeordnet. Unter Umständen können durch Rauschen hervorgerufene Treffer oder Treffer anderer Spuren falsch zugeordnet werden und den Spuranpassungsprozeß stören.

Deshalb werden Treffer mit einem relativ großen Abstand zur angepaßten Spur und einem dementsprechend großen Beitag zum χ^2 der Anpassung aus dem Anpassungsprozeß ausgeschlossen[22].

3.4.5 Teilchenidentifikation

Den rekonstruierten Spuren werden im nächsten Schritt Wahrscheinlichkeiten für Teilchenhypothesen zugeordnet. Die in den verschiedenen Detektorsystemen eingesetzten Methoden sollen hier kurz vorgestellt werden. Der Schwerpunkt liegt auf der in dieser Arbeit verwendeten Teilchenidentifikation mit dem RICH.

RICH Für die Teilchenidentifikation des RICH-Detektors kommt der spurbasierte Algorithmus RITER [Pes01] zum Einsatz. Ausgehend von Richtung und Impuls der Spuren werden die Čerenkovwinkel aller Spur-Photon-Kombinationen berechnet und die Čerenkovwinkelverteilung jeder Spur gebildet. Der Beitrag eines Photons zur einer Spur wird gewichtet gemäß der Anzahl aller unter dem entsprechendem Čerenkovwinkel zu der Spur gehörende Photonen. Zu einem Čerenkovring beitragende Photonen werden somit höher gewichtet als Untergrundbeiträge. Letztere bestehen aus Čerenkovphotonen, die falschen Spuren zugeordnet werden, z.B. durch einander überlappende Čerenkovringe verschiedener Teilchen, oder aus durch Rauschen erzeugte Treffer. Die sich in einem iterativen Prozeß ergebende Überhöhung in der Čerenkovwinkelverteilung jeder Spur bestimmt den Öffnungswinkel θ_C des von der Spur emittierten Rings. Mit den so ermittelten Čerenkovwinkeln und dem rekonstruierten Impuls der Spur wird für jede mögliche Massenhypothese (e, μ, π, K, p) und die Untergrundhypothese eine Likelihoodwahrscheinlichkeit berechnet [Pes01]. Diese Wahrscheinlichkeiten werden auf die Summe der Likelihoodwerte aller möglichen Identitäten normiert. Die Anzahl in Frage kommender Möglichkeiten ist abhängig vom Impuls des Teilchens. Ein Teilchen dem kein Čerenkovring zugeordnet wurde hat die gleiche Wahrscheinlichkeit für alle Teilchenidentitäten mit Schwellenimpulsen (siehe Tabelle 3.3) oberhalb des Teilchenimpulses sowie zusätzlich die Möglichkeit der Unterrundhypothese.

Mit Impulsen oberhalb des Schwellenimpulses können die Teilchen anhand des emittierten Čerenkovlichts identifiziert werden. Der Likelihoodwert der entsprechenden Teilchenidentität wird auf einen Wert gesetzt, der größer ist als $^1/_{\text{Anzahl der Möglichkeiten}}$. Die Anzahl der Möglichkeiten entspricht dabei gemäß obigen Ausführungen der Anzahl von möglichen Identitäten für die identifizerte Teilchenart unterhalb ihres Schwellenimpulses.

Am Beispiel der in Abbildung 3.11 dargestellten Verteilung des Kaon-Likelihoodwertes l_K für simulierte Ereignisse soll das Verfahren erläutert werden. Teilchen mit Impulsen oberhalb von 9.43 GeV, dem Schwellenimpuls des Kaons, und zugeordnetem Čerenkovring bekommen einen Kaon-Likelihoodwert größer 1/3 zugewiesen und sind als Überhöhung am rechten Rand der Verteilung zu erkennen. Die Bandstruktur zwischen den Überhöhungen ist durch Beiträge der Untergrundhypothese zu erklären. Oberhalb der Pion- und unterhalb der Kaonschwelle emittieren Kaonen und Protonen kein Licht. Für Teilchen in diesem Impulsintervall ohne zugeordneten Čerenkovring sind die Kaon-, Proton- und Untergrundhypothesen nicht zu unterscheiden, die Wahrscheinlichkeit jeder der drei Hypothesen ist gleich groß und beträgt wegen der Normierung 1/3. Unterhalb der Pion- und oberhalb der Myonschwelle beträgt die Wahrscheinlichkeit 1/4, unterhalb der Myonschwelle 1/5. Die Schwellen-Likelihoodwerte sind in der Abbildung durch Pfeile markiert.

Eine hohe Identifikationswahrscheinlichkeit für Kaonen ist nach obigen Ausführungen mit Likelihood-Werten oberhalb von $l_K = 1/3$, oder nahezu äquivalent mit $l_K > 0.3$ und $p > 9.4$ GeV zu

[22]engl.: outlier-removal

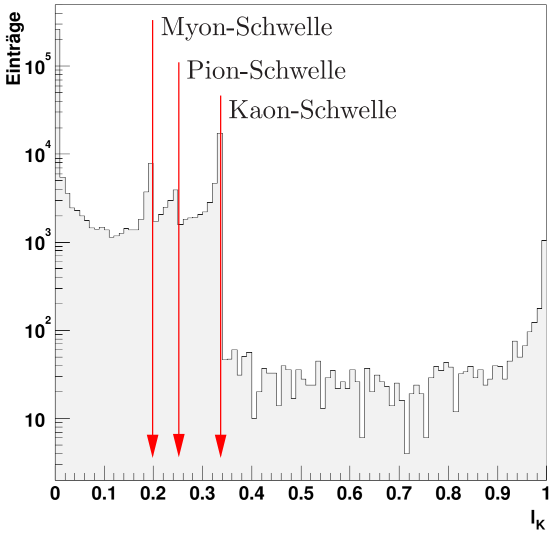


Abbildung 3.11: Verteilung der Kaon-Likelihoodwahrscheinlichkeiten l_K simulierter Spuren ohne vorherige Selektion einer Teilchenart. Die markierten Schwellenwahrscheinlichkeiten basieren auf Verringerung der Anzahl möglicher Teilchenidentitäten aufgrund Überschreiten des entsprechenden Schwellenimpulses und damit einhergehende Identifizierung durch emittiertes Čerenkovlicht.

erzielen. In letzerem Fall wird der Schwellenimpuls explizit gefordert, im ersten implizit durch die Normierung der Wahrscheinlichkeiten. Die Identifikation mit $l_K > 0.3$ und $p > 9.4\,\mathrm{GeV}$ wird in Kapitel 4.2.2 näher betrachtet.

ECAL Das Verhältnis E/p der gemessenen Energie E zum Impuls p eines Teilchens läßt Rückschlüsse auf die Teilchenidentität zu. Bei elektromagnetischen Wechselwirkungen wird fast die gesamte Energie des Teilchens im ECAL deponiert, für Elektronen gilt dadurch, daß $E/p \approx 1$ ist.

Myon Myonen werden identifiziert, indem man Spuren bis ins Myon-System verfolgt und dort nach zugeordneten Treffern sucht. Das Vorhandensein solcher Treffer läßt auf ein Myon schließen. Mit Hilfe des Programms MURECB [Fom99] wird der Likelihoodwert für die Myonhypothese berechnet und dieser zusammen mit den Spurinformationen gespeichert.

3.4.6 Spurselektion

Werden Spursegmente zur Bildung mehr als einer Spur verwendet, bezeichnet man die Spuren als „Klone". Dies kann z.B. durch fehlende Rekonstruktion eines Segments im VDS oder fehlerhafte Auswahl der Segmente aus mehreren nah beieinander liegenden geschehen. Bei allen bisher beschriebenen Rekonstruktionsschritten wurde die mehrfache Verwendung von Segmenten in verschiedenen Spuren nicht verhindert, für viele Analysen ist die Benutzung einer klonfreien Untermenge aller Spuren aber essentiell. Mit dem Programm CLONEREMOVE [Ple01] werden aus den Spuren, die Segmente doppelt verwenden, lange Spuren mit vielen Treffern sowie einer hohen Qualität der Spuranpassung und der Kombination der Segmente ausgewählt.

3.4.7 Primärvertexrekonstruktion

Der letzte Schritt der Datenrekonstruktion ist die Primärvertexrekonstruktion. Das Programm GROVER [Eme00] sucht zunächst nach von den Targets stammenden Spuren. Dazu werden die kürzesten Abstände der Spuren zu den Targets berechnet. Sind die Abstände kleiner als das Dreifache der Unsicherheit des Abstands, wird die Spur dem entsprechenden Target zugeordnet. Spuren

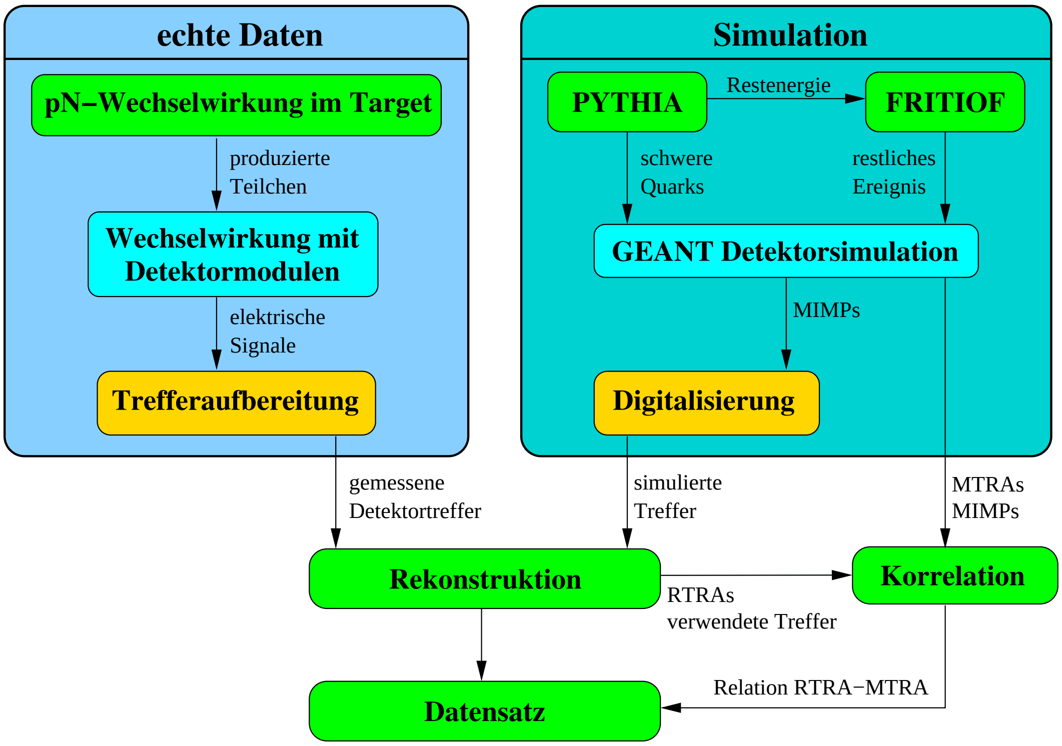


Abbildung 3.12: Vergleich der Verarbeitungsschritte simulierter und echter Daten. Die Abbildung basiert auf [Hus02]. Die Erläuterungen der einzelnen Schritte und die Bedeutung der Abkürzungen befinden sich in Kapitel 3.4 und 3.5.

werden entsprechend ihres Beitrags zur Vertexanpassung verworfen oder beibehalten. Eine aktualisierte Vertexposition beeinflusst die Parameter der beteiligten Spuren. Diese werden neu bestimmt und darauf aufbauend die Vertexposition neu berechnet.

3.5 Die Monte Carlo Simulation

Zur Bestimmung von Effizienzen und Akzeptanzen und für die Optimierung von Schnitten wird eine realitätsnahe Monte Carlo(MC) Simulation des Detektors und der stattfindenden physikalischen Prozesse benötigt. Diese Simulation läuft in mehreren Schritten ab: Die während der inelastischen pA-Wechelwirkung im Target produzierten Teilchen werden generiert und der Weg der Reaktionsprodukte durch den Detektor simuliert. Nachdem aus den Durchgängen der Teilchen durch das Detektormaterial realitätsnahe Treffer bestimmt wurden, rekonstruiert man die simulierten Ereignisse. In Abbildung 3.12 sind die einzelnen Verarbeitungsschritte sowie die Unterschiede zwischen realen und simulierten Ereignisse schematisch dargestellt.

3.5.1 MC-Generatoren

Die Simulation der physikalische Prozesse erfolgt beim HERA–B-Experiment mit Hilfe zweier Ereignisgeneratoren: PYTHIA[23] [Sjo94] und FRITIOF[24] [Pi92]. Mit PYTHIA wird die Erzeugung schwerer Quarks in harten Streuprozessen simuliert. Das Programm ist aber auf die Wechselwirkung von Nukleonen beschränkt. FRITIOF hingegen beschreibt nukleare Effekte wie den Energieverlust und die Vielfachstreuung beim Durchgang von Partonen durch den Kern, ist aber inkorrekt bei der Beschreibung der Produktion schwerer Quarks. Bei der Untersuchung schwerer Quarks an Kernen beschreibt keiner der beiden Ereignisgeneratoren die zugrundeliegende Physik richtig. Abhilfe schafft man durch Kombination beider Programme: Das schwere Quarkpaar wird mit PYTHIA generiert und mitsamt der Fragmentationsprodukte gespeichert. Die verbleibende Restenergie wird an FRITIOF zur Generierung des zugrunde liegenden Ereignisses weitergereicht [Iva99]. Die bei der Wechselwirkung von Strahlprotonen mit einem Kern des gewählten Targetmaterials erzeugten Reaktionsprodukte werden zunächst generiert. Im Falle kurzlebiger Zustände werden die entsprechenden Zerfälle simuliert und die Reaktions- und Zerfallsprodukte mit ihren kinematischen Eigenschaften an die Detektorsimulation weitergereicht. Die Zerfälle von Teilchen deren Lebensdauern groß genug sind um im Detektor nachgewiesen werden zu können, berücksichtigt die im nächsten Abschnitt beschriebene Detektorsimulation.

Da FRITIOF auf die Simulation normaler inelastischer Wechselwirkungen optimiert ist, wurden die im folgenden verwendeten simulierten Ereignisse ausschließlich mit FRITIOF erzeugt. Im Laufe der Analyse zeigte sich, daß die Transversalimpulsverteilung für simulierte ϕ-Mesonen stark von der in Daten beobachteten Verteilung abweicht. Der Einfluß dieser Abweichung auf die Akzeptanzbestimmung wird in Kapitel 5.3.2 diskutiert, dort wird auch auf die vorgenommene Umgewichtung der MC-Verteilung eingegangen.

3.5.2 Detektorsimulation

Der Weg der mit den Ereignisgeneratoren erzeugten Teilchen durch den Detektor wird im nächsten Schritt mit Hilfe des Programms GEANT [Bru78] simuliert. Es werden sowohl die Wechselwirkung der Teilchen mit Materie als auch mögliche Zerfälle berücksichtigt. Als Eingangsdaten müssen Informationen über die Anordnung der Detektorkomponenten und ihrer Zusammensetzung aus aktivem, d.h. für den Teilchennachweis verwendetem, und passivem Material, wie z.B. Haltestrukturen, bereitgestellt werden. Für diese sogenannte Geometrie wurde in der vorliegenden Arbeit die Version 2.1205 verwendet, da diese die beste verfügbare Beschreibung des Detektors zum Ende des Jahres 2002 darstellt [Now]. Die simulierten Durchgangspunkte von Teilchen durch Materie werden als MIMPs[25] gespeichert. Auch die simulierten Spuren (MTRAs[26]) und Zerfallsorte (MVER[27]) stehen zur späteren Analyse zur Verfügung. Es werden nur die kinematischen Eigenschaften der Teilchen und die Wechselwirkung mit Materie berücksichtigt. Effizienzen oder defekte Detektorkanäle sind nicht von Relevanz. Diese von Detektorinffezienzen unbeeinflußten Daten werden als „Monte Carlo Wahrheit“ bezeichnet.

[23] Der im folgenden nur als PYTHIA bezeichnete Ereignisgenerator setzt sich aus den beiden Generatoren PYTHIA in der Version 5.7 und JETSET in der Version 7.4 zusammen.

[24] Version 7.02

[25] engl.: Monte carlo IMpact Points

[26] engl.: Monte carlo TRAcks

[27] engl.: Monte carlo VERtices

3.5.3 Die Rekonstruktion simulierter Ereignisse

Um simulierte und echte Ereignisse mit demselben Programm rekonstruieren zu können, müssen die MIMPs realitätsgetreu in Treffer konvertiert werden. Dieser Prozeß wird als „Digitalisierung“ bezeichnet. Basierend auf bekannten Detektoreffizienzen werden Teilchendurchgänge in Treffer umgerechnet. Im realen Detektor funktionsunfähige oder rauschende Auslesekanäle werden dabei, soweit bekannt, ausgeschlossen. In den verwendeten Daten wurden die bei der Rekonstruktion der echten Ereignisse (Abschnitt 3.4.1) verwendeten Informationen zur Maskierung defekter Kanäle auch bei der Digitalisierung der simulierten Ereignisse verwendet. Um eine bestmögliche Übereinstimmung zwischen Daten und MC zu erzielen, wurden die Masken über den betrachteten Zeitraum gemittelt. Im vorliegenden Fall bedeutet das, daß alle irgendwann im Dezember 2002 fehlerhaft arbeitenden Kanäle maskiert wurden. Die Position der Treffer wird mit der angenommenen Auflösung der einzelnen Detektorkomponenten gefaltet („verschmiert“). Rauschen der Elektronik kann allerdings nicht simuliert werden und bildet so einen bekannten Unterschied zwischen Daten und Simulation. Technisch entsprechen die simulierten Daten nach diesem Schritt den Rohdaten des Detektors und können mit der in Kapitel 3.4 beschriebenen Rekonstruktionssoftware rekonstruiert werden.

Nach der Rekonstruktion stehen sowohl die Monte Carlo Wahrheit, als auch die rekonstruierten Simulationsdaten zur Verfügung, allerdings existiert noch keine Verbindung zwischen rekonstruierten Spuren (RTRAs[28]) und MTRAs. Diese können genutzt werden um Detektoreffekte, wie z.B. Auflösungen und Effizienzen, anhand des Vergleichs zwischen rekonstruierten und generierten Werten zu untersuchen. Die Verknüpfung wird über den Zusammenhang zwischen Treffer und MIMP hergestellt. Jedem Treffer sind die ihm zugrundeliegenden MIMPs zugeordnet. Die MIMPs sind eindeutig mit den erzeugenden MTRAs verknüpft. Eine rekonstruierte Spur wird mit einer wahren MC-Spur verknüpft, wenn mindestens 70% der Spurtreffer MIMPs der MC-Spur zugeordnet werden können. Maximal 4 Treffer der rekonstruierten Spur dürfen sich von den MIMPs unterscheiden [Hul02]. Auf die Ineffizienzen dieser Methode wird in Kapitel 5.1.1 eingegangen.

3.5.4 MC-Ereignisse

Die in dieser Arbeit verwendeten MC-Ereignisse lassen sich in zwei Kategorien unterteilen: Signal- und Minimum-Bias-MC. Diese unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Teilchenzusammensetzung:

- Das Minimum-Bias MC entspricht normalen pA-Wechselwirkungen, d.h. gemäß den im Simulationsprogramm implementierten Häufigkeiten werden die verschiedenen Teilchen generiert.
- Im Signal-MC wird in jedem Ereignis das Vorhandensein mindestens eines Zerfalls $\phi \rightarrow K^+K^-$ gefordert. Dazu werden die generierten pA-Wechselwirkungen verworfen, falls der gewünschte Zerfall nicht vorhanden ist.

Bei der MC-Erzeugung wird genau eine inelastische Wechselwirkung je Ereignis simuliert. In Daten treten gemäß Gleichung (3.11) Mehrfachwechselwirkungen auch bei kleinen Wechselwirkungsraten auf. Um durch unterschiedliche Multiplizitäten geladener Spuren hervorgerufene Unterschiede zwischen Daten und MC zu vermeiden, muß das MC entsprechend der Wechselwirkungsrate der Daten rekonstruiert werden. Die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen pro Bunch λ wird für Daten nach Gleichung (3.8) berechnet. Die diesem λ nach Gleichung (3.11) entsprechende Häufigkeit von Mehrfachwechselwirkungen ($\mu = 2, 3, \dots$) wird in MC nachgebildet. Dafür faßt man bei der Rekonstruktion des MC gegebenenfalls mehrere generierte Ereignisse zu einem rekonstruierten Ereignis zusammen, um die nötige Anzahl von Mehrfachwechselwirkungen zu erzeugen.

[28]engl.: Reconstructed TRAcks

Typ	Material	Bezeichnung	Anzahl Ereignisse	Wechselwirkungsrate [MHz]	λ
Signal	C	09_00351	1 100 125	1.428	0.1675
	Ti	09_00352	1 002 901	1.458	0.1711
	W	09_00353	2 705 494	1.387	0.1250
Minimum Bias	C	09_00345	4 563 463	1.428	0.1675
	Ti	09_00346	1 920 297	1.458	0.1711
	W	09_00347	3 806 630	1.387	0.1250

Tabelle 3.5: Im Rahmen dieser Arbeit benutztes MC. Neben Typ des MC, Targetmaterial und der Bezeichnung ist auch die Wechselwirkungsrate angegeben, diese entspricht der mittleren Wechselwirkungsrate der verwendeten Daten (vgl. Anhang A) des gleichen Targetmaterials. Der Wert λ entspricht der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen pro Protonenbunch.

Im Falle des Signal-MC werden gegebenenfalls Minimum-Bias-Ereignisse zugemischt um Mehrfachwechselwirkungen zu simulieren, so daß in jedem rekonstruierten Ereignis mindestens ein Signal-Ereignis und gegebenenfalls mehrere Minimum-Bias Ereignisse vorhanden sind. In Tabelle 3.5 sind die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten MC-Ereignisse aufgeführt. Für die Analyseeffizienzen (Kapitel 5.4) wird das Signal-MC aufgrund der größeren Anzahl von ϕ-Mesonen und dementsprechend kleineren statistischen Unsicherheiten verwendet.

3.6 Luminositätsbestimmung

Die Luminosität $\mathcal{L}$ ist der Proportionalitätsfaktor zwischen der stattgefundenen Anzahl eines physikalischen Prozesses und dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt. Zur Bestimmung der Luminosität wird beim HERA–B-Experiment der Prozeß der inelastischen pA-Wechselwirkung betrachtet. Mit der Anzahl N_{WW} inelastischer Wechselwirkungen im Target und dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt σ ergibt sich die Luminosität zu

$$\mathcal{L} = \frac{N_{WW}}{\sigma}. \tag{3.21}$$

Der in Gleichung (3.21) verwendete Wirkungsquerschnitt entspricht dem totalen Wirkungsquerschnitt. Dieser setzt sich zusammen aus dem Anteil elastischer Streuprozesse $\sigma_{\mathrm{elastisch}}$, dem inelastischer Prozesse $\sigma_{\mathrm{inelastisch}}$, sowie einem diffraktiven Anteil $\sigma_{\mathrm{diffraktiv}}$. Die Akzeptanz des HERA–B-Detektors für elastische Streuprozesse zwischen Proton und Nukleon ist gering, ebenso die Akzeptanz für diffraktive Prozesse. Der zur Luminositätsbestimmung verwendete Wirkungsquerschnitt σ_{MB} entspricht somit dem inelastischen Anteil σ_{inel} des totalen Wirkungsquerschnitts abzüglich diffraktiver Anteile $\sigma_{\mathrm{diffraktiv}}$:

$$\sigma_{\mathrm{MB}} = \sigma_{\mathrm{inel}} - \sigma_{\mathrm{diffraktiv}}. \tag{3.22}$$

In [Car03] wurden die Wirkungsquerschnittsmessungen anderer Experimente nach Skalierung auf die HERA–B-Schwerpunktsenergie zur Bestimmung von σ_{MB} benutzt. Letztere sind in Tabelle 3.6 aufgeführt.

Nach Gleichung (3.21) ist die Luminosität proportional der Anzahl N_{WW} im Target stattgefundener pA-Wechselwirkungen. Diese Zahl ist keine Observable und muß nachträglich aus den Daten bestimmt werden. Dabei gilt, daß die Anzahl der inelastischen Wechselwirkungen das Produkt aus Anzahl der während der Datennahme das Target passierenden Protonenbunche N_{BX} und

Material	A	σ_{MB}[mb]
C	12.011	237.4 ± 3.4
Ti	47.867	426.3 ± 5.4
W	183.84	1710 ± 17

Tabelle 3.6: Wirkungsquerschnitte inelastischer pN–Wechselwirkungen bei HERA–*B*. σ_{MB} entspricht dem inelastischen Wirkungsquerschnitt abzüglich diffraktiver Anteile [Car03].

der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen pro Bunch λ ist.

$$N_{WW} = N_{BX}\lambda. \tag{3.23}$$

Die Anzahl der Protonenbunche kann aus der Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse N_{Tape} bestimmt werden. Die Triggereffizienz ϵ_n (Gleichung (3.20)) ist abhängig von der Anzahl n gleichzeitig stattfindener Wechselwirkungen. Multipliziert mit der Poisson-Wahrscheinlichkeit $P(n,\lambda)$ für das Auftreten von n Wechselwirkungen ergibt sich die Anzahl der Protonenbunche zu

$$\begin{aligned} N_{BX} &= \frac{N_{Tape}}{\sum\limits_{n=0}^{\infty} P(n,\lambda)\epsilon_n} && (3.24)\\ &= \frac{N_{Tape}}{\sum\limits_{n=0}^{\infty}\left[\frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!}\left(1-(1-\epsilon_1)^n\right)\right]} && (3.25)\\ &= \frac{N_{Tape}}{1-e^{-\lambda\epsilon_1}} && (3.26)\end{aligned}$$

Mit Gleichung (3.23) berechnet sich die Anzahl stattgefundener inelastischer Wechselwirkungen nach

$$N_{WW} = \lambda\frac{N_{Tape}}{1-e^{-\lambda\epsilon_1}}. \tag{3.27}$$

In Kapitel 3.3.1 wurde mit den Hodoskopzählern die Wechselwirkungsrate und damit die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen λ pro Bunch ermittelt. Zusammen mit dem Ratenkorrekturfaktor K (vgl. Kapitel 3.3.1) und dem inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_{MB} aus Tabelle 3.6 läßt sich die Luminosität anhand von Gleichung 3.21 bestimmen zu:

$$\mathcal{L} = \frac{\lambda K N_{Tape}}{\sigma_{MB}(1-e^{-\lambda\epsilon_1})}. \tag{3.28}$$

Die Unsicherheiten der nach obiger Methode bestimmten Luminosität werden z.Z. noch untersucht. Berücksichtigt werden neben den Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte die Abweichungen der mit mehreren Methoden bestimmten Ratenkorrekturen und der mit verschiedenen Methoden bestimmten Wechselwirkungsrate. In Übereinstimmung mit vorläufigen Ergebnissen [Aus02] wird die Unsicherheit zu 3.5 % angenommen.

3.7 Die Datennahmeperiode 2002/2003

Während der Datennahmeperiode von Oktober 2002 bis Mitte Februar 2003 wurden ca. 210×10^6 Ereignisse mit dem Wechselwirkungstrigger aufgezeichnet, etwa 70% davon im Dezember 2002 in einem Zeitraum von weniger als 2 Wochen. Diese Daten werden im folgenden verwendet, da durch

Draht	Material	Ereignisse alle	Ereignisse WW-Trigger	Luminosität [mb^{-1}]	Wechselwirkungsrate [MHz]	λ
unten 1	C	57 428 136	54 854 480	252154.0	1.428	0.1675
unten 2	Ti	20 832 361	19 952 297	33735.5	1.458	0.1711
innen 1	W	52 722 458	50 593 053	32134.5	1.387	0.1250

Tabelle 3.7: Im Rahmen dieser Arbeit verwendete Datensätze, aufgezeichnet im Dezember 2002. Angegeben sind die Gesamtanzahl aller Ereignisse, d.h. sowohl mit dem Wechselwirkungs- als auch mit dem Zufallstrigger aufgezeichneter, und die Anzahl nur mit dem Wechselwirkungs(WW)-Trigger aufgezeichneter Ereignisse. Die angegebene Luminosität gilt für die vom Wechselwirkungstrigger ausgewählten Ereignisse, da diese für die vorliegende Analyse verwendet wurden. Der Wert λ entspricht der mittleren Anzahl von Wechselwirkungen pro gefülltem Bunch. Die mittlere Wechselwirkungsrate wurde als mit der Ereignisanzahl gewichtetes Mittel der mittleren Wechselwirkungsraten der einzelnen Datensätze gebildet.

den kurzen Zeitraum die Wahrscheinlichkeit systematischer Effekte durch Veränderungen von Detektoreffizienzen verringert wird. Die etwa $130 \cdot 10^6$ Ereignisse wurden im Einzeldrahtbetrieb mit Kohlenstoff-, Titan- und Wolframtargets aufgezeichnet. Dadurch entfällt die Notwendigkeit die Ereignisse anhand der rekonstruierten Primärvertices den Targets zuzuordnen. Die benutzten Datensätze sind in Tabelle 3.7 zusammengefasst. Eine ausführliche Auflistung der einzelnen Datennahmeläufe findet sich in Anhang A.

Sowohl MC als auch Daten wurden mit ARTE-04-01-r5 unter Verwendung der Detektorgeometrie 02.1205 rekonstruiert. Bei der Rekonstruktion der Daten wurde der ITR aufgrund des nicht verstandenen Verhältnisses von Daten zu MC nicht verwendet. Exemplarisch ist dies in Abbildung 3.13 gezeigt. Dargestellt ist das Verhältnis von rekonstruierten Spurtreffern in Daten und MC für Superlage 2 des ITR. Im linken Bild ist das unnormierte Verhältnis gegen die xy-Koordinaten der Treffer aufgetragen. Die Projektionen auf die x- bzw. y-Achse, normiert auf die Anzahl von Einträgen in der Spalte bzw. Zeile, sind im mittleren bzw. rechten Bild dargestellt. Es sind ortsabhängige Unterschiede zwischen realen und simulierten Daten zu erkennen. Die schlechte Beschreibung des Detektors in der Simulation und die damit einhergehenden Schwierigkeiten die Effizienzen des ITR zu verstehen waren der Grund, warum das innere Spurkammersystem bei der Rekonstruktion der Daten nicht verwendet wurde.

Als Beispiel guter Beschreibung des Detektors in der Simulation ist in Abbildung 3.14 die Trefferverteilung für Daten und MC im VDS (Superlage 6) dargestellt. Bis auf die statistisch nicht signifikante Abweichung bei $x, y \approx -1.5\,\mathrm{cm}$ stimmen Daten und MC überein, erkennbar an der flachen Verteilung.

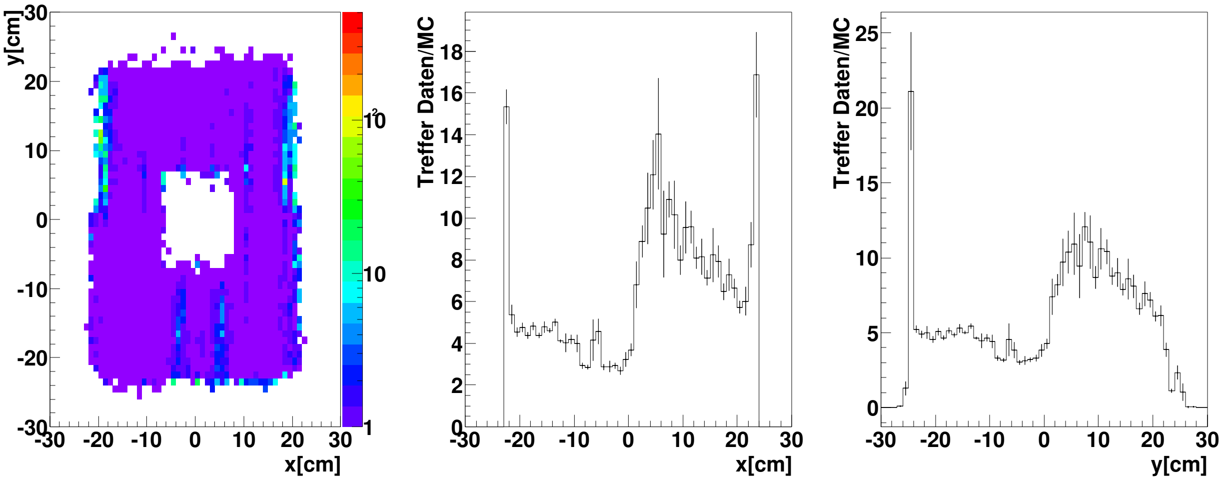


Abbildung 3.13: Vergleich der Ortsverteilung von mit Spuren assoziierten Treffern im ITR in Daten und MC. Die linke Abbildung zeigt das Verhältnis der Trefferanzahlen zwischen Daten und MC in Abhängigkeit vom Ort für Superlage 2. In der mittleren bzw. rechten Abbildung ist das Verhältnis auf die x- bzw. y-Achse projiziert dargestellt. Ortsabhängige Abweichungen zwischen Daten und MC sind offensichtlich. Die absolute Höhe der Verhältnisse ist bedeutungslos.

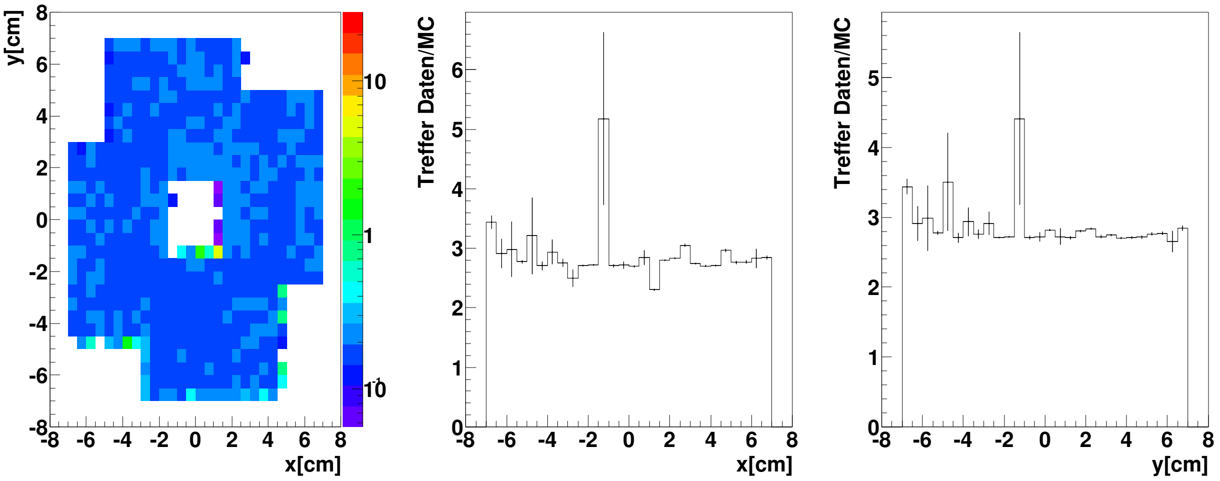


Abbildung 3.14: Vergleich der Ortsverteilung von mit Spuren assoziierten Treffern im VDS in Daten und MC. Die linke Abbildung zeigt das Verhältnis der Trefferanzahlen zwischen Daten und MC in Abhängigkeit vom Ort für Superlage 6. In der mittleren bzw. rechten Abbildung ist das Verhältnis auf die x- bzw. y-Achse projiziert dargestellt. Die nicht normierten Verteilungen sind im Rahmen der Unsicherheiten flach.

Kapitel 4

Rekonstruktion der ϕ–Mesonen

ϕ-Mesonen zerfallen prompt am Ort des Targets und hinterlassen keinen rekonstruierbaren Sekundärvertex. Die ϕ-Mesonen des untersuchten Zerfallskanals

$$\phi \rightarrow K^+K^- \tag{4.1}$$

können dementsprechend nur anhand der Spuren der Zerfallsprodukte rekonstruiert werden. Aus den Daten werden mit Hilfe der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Kriterien Kaonkandidaten selektiert. Angewandt werden die in Abschnitt 4.2.3 zusammengefassten Schnitte zur Sicherstellung der Qualität der verwendeten Spuren sowie die Teilchenidentifikation des RICH zur Selektion von Kaonen. In der Verteilung der invarianten Masse

$$m = \sqrt{(E_{K^+} + E_{K^-})^2 - (\vec{p}_{K^+} + \vec{p}_{K^-})^2} \tag{4.2}$$

aller entgegengesetzt geladenen Kombinationen von selektierten Kaonkandidaten[1] ist ein ϕ-Signal bei einer invarianten Masse von $m_{K^+K^-} \approx 1.019\,\mathrm{GeV}$ auf einem kontinuierlichen Untergrund zu beobachten (siehe Abbildung 4.1). Mit der im nächsten Abschnitt erläuterten Parametrisierung des Signals und des Untergrunds kann das Massenspektrum beschrieben und die Anzahl rekonstruierter ϕ-Mesonen bestimmt werden. Konsistenzprüfungen werden durchgeführt, um den systematischen Einfluß der Analysemethode auf das Ergebnis zu untersuchen. Im Hinblick auf die in Kapitel 5.2 zu bestimmenden differentiellen Spektren in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat p_T^2 und der Rapidität y werden die Konsistenzprüfungen z.T. für Datensätze verschiedener Materialien und für verschiedene Intervalle der kinematischen Variablen p_T^2 und y durchgeführt. Den Abschluß des Kapitels bilden ein Überblick über die in den verwendeten Datensätzen rekonstruierten ϕ-Mesonen sowie eine Zusammenfassung.

4.1 ϕ-Signal und Untergrund

Die Spuren der im nächsten Abschnitt selektierten Kaonkandidaten werden zur Rekonstruktion des ϕ-Signals benutzt. Dazu wird die bereits exemplarisch in Abbildung 4.1 gezeigte Verteilung der invarianten Masse gebildet. Dieses Massenspektrum deckt im folgenden immer den Bereich von $m_u = 0.9875\,\mathrm{GeV} \approx 2m_{Kaon}$, etwa der doppelten Kaonmasse, bis $m_o = 1.1975\,\mathrm{GeV}$ ab. Aus der Wahl der Binbreite zu 3 MeV resultiert eine Unterteilung des Histogramms in 70 Bins. In Abschnitt 4.3.3 wird gezeigt, daß die Resultate nicht von der Binbreite abhängen. Zur Bestimmung der

[1] mit den Viererimpulsen $p_{K^\pm} = (E_{K^\pm}, \vec{p}_{K^\pm})$

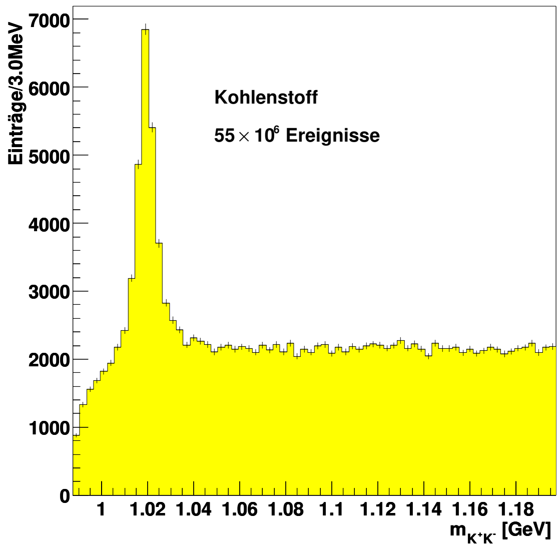


Abbildung 4.1: Invariantes Massenspektrum der Kohlenstoffdaten nach Anwendung der in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Selektionskriterien. Über einem kontinuierlichen Untergrund ist bei einer Masse von 1.019 GeV das Signal der in zwei Kaonen zerfallenen ϕ-Mesonen zu erkennen.

Anzahl von ϕ-Mesonen wird an das Massenspektrum eine analytische Funktion angepasst. Diese beschreibt sowohl den Signal- als auch den Untergrundanteil der Verteilung. In diesem Abschnitt wird zunächst die Signalbeschreibung und daran anschließend die Untergrundparametrisierung diskutiert. Danach wird auf die Durchführung der Anpassungsrechnung eingegangen.

4.1.1 Die Signalbeschreibung

Der Zerfall des ϕ-Mesons wird beschrieben durch die relativistische Breit-Wigner-Verteilung [Jac64]

$$RBW(m) = \frac{m m_0 \Gamma(m)}{\left(m_0^2 - m^2\right)^2 + \left(m_0 \Gamma(m)\right)^2}, \tag{4.3}$$

m : Masse des ϕ-Mesons

m_0 : Resonanzmasse des ϕ-Mesons

mit der massenabhängigen Breite

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2l+1} \frac{2q_0^2}{q_0^2 + q^2}. \tag{4.4}$$

Γ_0 : Resonanzbeite des ϕ-Mesons

$l = 1$: Drehimpulsübertrag auf die Tochterteilchen

q, q_0 : Impulsübertrag auf Zerfallsteilchen

wobei gilt:

$$q = \frac{\sqrt{m^2 - 4m_K^2}}{2} \tag{4.5}$$

$$q_0 = \frac{\sqrt{m_0^2 - 4m_K^2}}{2}.$$

Die Genauigkeit der rekonstruierten Masse eines Zerfalls wird durch das Auflösungsvermögen des Detektors bei Impuls- und Winkelbestimmung der Tochterteilchen begrenzt. Dies wird bei der Beschreibung der Signalform durch Faltung mit der Massenauflösung σ_m berücksichtigt. Die Signalverteilung $GRBW(m)$ ergibt sich aus der Faltung der relativistischen Breit-Wigner-Funktion $RBW(m)$ mit der als Gauß-Verteilung[2] G angenommenen Massenauflösung innerhalb der Grenzen des Massenspektrums:

$$GRBW(m) = p_H \int_{m_u}^{m_o} G(m - m')RBW(m')dm', \tag{4.6}$$

mit p_H als freiem Anpassungsparameter für die Amplitude des Signals. Technisch umgesetzt wurde die numerische Auswertung des Faltungsintegrals mittels Gauss-Quadraturen. Die Berechnung der dafür benötigten Gewichte und Abszissenwerte erfolgt nach der Gauss-Legendre Formel [Pre93].

Bei der Erzeugung simulierter ϕ-Mesonen wird vom FRITIOF-Ereignisgenerator eine nicht-relativistische Breit-Wigner-Verteilung der Form

$$BW(m) = \frac{\Gamma}{(m - m_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \tag{4.7}$$

aufgrund der einfacheren numerischen Behandlung verwendet. Dies wird bei Anpassungsrechnungen an MC-Verteilungen entsprechend berücksichtigt.

4.1.2 Die Untergrundbeschreibung

Der Untergrund im Massenspektrum besteht im allgemeinen aus nichtresonanten Kaonkombinationen sowie aus Kombinationen echter Kaonen mit fehlidentifizierten Teilchen. Die Form des Untergrunds konnte nach Normierung weder durch Kombination von Kaonkandidaten aus unterschiedlichen Ereignissen[3] noch durch die Kombination gleichgeladener Kaonkanidaten[4] zufriedenstellend beschrieben werden. Ein analytischer Ansatz mit der von der Masse m abhängigen Funktion

$$\begin{aligned} U(m) &= p_0 \cdot m_{rel}^{p_1} \cdot e^{-p_2 m - p_3 m^2} \\ m_{rel} &= m - 2m_{Kaon}, \end{aligned} \tag{4.8}$$

der sogenannten Granet-Parametrisierung [Gra78] mit den freien Parametern p_0 bis p_3, ist hingegen geeignet, den Untergrund im betrachteten Massenintervall zu beschreiben. Andere Funktionen mit z.T. weniger freien Parametern wurden überprüft. Diese waren jedoch im Gegensatz zur Granet-Parametrisierung nicht in der Lage, den Verlauf der Massenverteilungen in allen später untersuchten Intervallen vom Transversalimpulsquadrat p_T^2 und der Rapidität y wiederzugeben. Die freien Parameter zeigen dabei für die Anpassung der Massenspektren verschiedener kinematischer Bereiche ein systematisches Verhalten.

4.1.3 Die Anpassungsrechnung

Die Summe aus Signalfunktion $GRBW(m)$ und Untergrundfunktion $U(m)$

$$F(m) = GRBW(m) + U(m) \tag{4.9}$$

[2] mit Mittelwert 0 und variabler Breite σ_m

[3] sogenannte „event-mixing“-Methode

[4] „liksign“-Methode

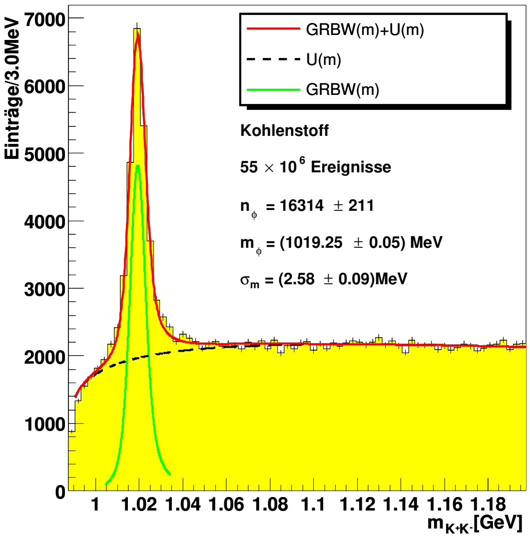


Abbildung 4.2: Massenspektrum nach Anwendung der im Text beschriebenen Selektionsschnitte und Durchführung der Anpassungsrechnung. Dargestellt sind die Untergrundfunktion $U(m)$, die mit einer Gaußverteilung gefaltete Signalfunktion $GRBW(m)$ im Integrationsintervall $\pm 3.5\Gamma_{PDG}$ sowie die Summe beider Funktionen. Angegeben sind die rekonstruierte Anzahl von ϕ-Meson n_ϕ, die rekonstruierte Masse m_ϕ und die Breite σ_m der zur Berücksichtigung der Massenauflösung verwendeten Gaußverteilung.

wird mit Hilfe des Minmimierungsprogramm MINUIT [Jam75] an die Massenspektren im Bereich von $m = 0.9905\,\text{GeV}$ bis $m = 1.1975\,\text{GeV}$ angepasst, d.h. beginnend etwa 3 MeV oberhalb der kinematischen Schwelle für die Produktion zweier Kaonen. Die Zerfallsbreite Γ ist auf den Wert $\Gamma_{PDG} = 4.26\,\text{MeV}$ [Hag02] fixiert, da eine gleichzeitige Bestimmung der Massenauflösung σ_m und der Zerfallsbreite nicht möglich ist. Die Anzahl n_ϕ der ϕ-Mesonen wird durch Integration im Bereich $\pm 3.5\Gamma_{PDG}$ um die berechnete Masse m_ϕ bestimmt. In Veröffentlichungen zur inklusiven ϕ-Produktion werden die Integrationsintervalle im allgemeinen nicht angegeben. Die Änderung des Interationsintervalls auf den Bereich $\pm 2.5\Gamma_{PDG}$ reduziert die Anzahl von ϕ-Mesonen um etwa 4.5 %. Durch entsprechende Umnormierung der Ergebnisse können Änderungen des Integrationsintervalls berücksichtigt werden, so daß die Festlegung des Integrationsintervalls nicht als Beitrag zur systematischen Unsicherheit der Ergebnisse betrachtet wird [Lin92]. Die statistische Unsicherheit der Anzahl der ϕ-Mesonen wird als die des Amplitudenfaktors p_H angenommen. Abbildung 4.2 zeigt das bereits in Abbildung 4.1 dargestellte Spektrum mit den Ergebnissen der Anpassungsrechnung.

Es sei erwähnt daß das Konvergenzverhalten der Anpassungsrechnung sensibel auf die Wahl der Startwerte reagiert. Diese müssen vor Durchführung der Anpassungsrechnung auf sinnvolle Werte gesetzt werden. Für alle im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Ergebnisse wurden nach MINUIT konvergierte Anpassungen sowie Werte der Anpassungsqualität von $0.7 < \chi^2/_{Freiheitsgrade} < 1.5$ erzielt.

4.2 Datenselektion

Die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Datensätze wurden in Kapitel 3.7 beschrieben und sind in Anhang A tabelliert. Aus diesen werden nur die vom Wechselwirkungstrigger selektierten Ereignisse verwendet, die entsprechenden Zahlen sind in Tabelle 3.7 angegeben. Entsprechend des untersuchten Zerfallskanals müssen in verwendeten Ereignissen mindestens zwei entgegengesetzt geladene Spuren vorhanden sein. Im Interesse einer guten Impulsbestimmung werden lange Spuren, d.h. Spuren die sowohl aus einem im VDS als auch einem im OTR rekonstruierten Segment bestehen, selektiert. Dies geschieht durch die Forderung nach einer Mindestanzahl der den Spuren zugeordeten Treffern in den beiden Subsystemen. Durch die Forderung nach mindestens 6 Treffern im VDS und mindestens

15 Treffern im OTR wird die Qualität der Spuren und die gute Rekonstruierbarkeit des ϕ-Signal sichergestellt. Um aus den ausgewählten Spuren Kaonkandidaten zu selektieren, wird die RICH-Teilchenidentifikation verwendet.

Die im folgenden diskutierten Schnitte werden auf ihre Auswirkungen auf das ϕ-Signal hin untersucht. Der Einfluß eines Schnitts auf die Anzahl von Signalereignissen S und Untergrundereignisse U wird beschrieben durch die Signifikanz:

$$\Sigma = \frac{S}{\sqrt{S+U}}. \tag{4.10}$$

Die Anzahl rekonstruierter Signalereignisse S wird in Abhängigkeit vom zu untersuchenden Schnitt aus simulierten Ereignissen bestimmt. Da der Untergrund in der Simulation nur näherungsweise mit Daten übereinstimmt, wird U aus Daten bestimmt. Je größer die Signifikanz ist, desto besser ist die Selektivität des Schnitts.

4.2.1 Spurselektion

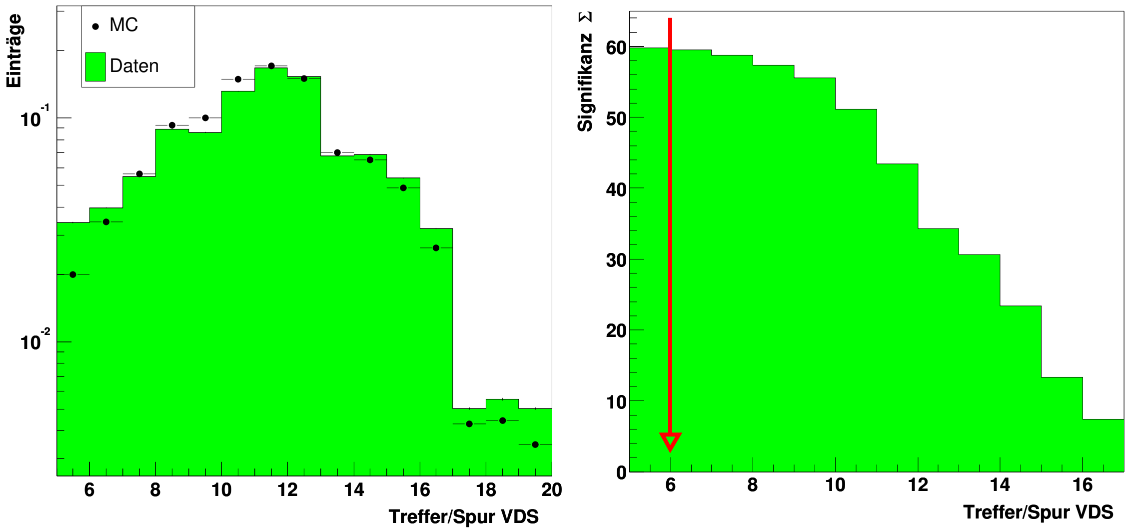
In diesem Abschnitt werden Schnitte auf die Anzahl Treffer, die einzelnen Spuren zugeordnet sind, diskutiert. Dabei ist die Betrachtung nicht für beliebig kleine Trefferzahlen sinnvoll. Mehrdeutigkeiten und der Beitrag von durch Rauschen erzeugten Treffern steigen bei kleinen Trefferzahlen stark an. Der Vergleich mit MC leidet in diesem Bereich vor allem unter dem nicht simulierten Rauschen. Bei HERA–B sind als untere Grenzen für sinnvoll rekonstruierte Spuren bzw. Spursegmente 5 zugeordnete Treffer im VDS und 10 zugeordnete Treffer im OTR üblich. Im folgenden werden die Schnitte auf die Trefferzahlen im VDS und im OTR bestimmt. Zur Sicherstellung langer Spuren werden bei der Optimierung des VDS-Schnitts mindestens 15 Treffer im OTR gefordert. Umgekehrt gilt bei der Optimierung des OTR-Schnitts eine Mindestzahl von 6 Treffern im VDS.

Für den VDS ist die Anzahl von Treffern pro Spur in Abbildung 4.3a) für Daten und MC dargestellt. Wie in Kapitel 3.3.2 beschrieben besteht der VDS aus vier Detektoren pro Quadrant und Superlage. Ausgelegt wurde der VDS für die Rekonstruktion von drei Superlagen durchquerende Spuren mit dementsprechend etwa 12 zugeordneten Treffern. In diesem Bereich stimmen Daten und MC gut überein. Abweichungen finden sich im Bereich kleiner und großer Trefferanzahlen.

Eine mit fünf Treffern im VDS rekonstruierte Spur kann aus den Treffern einer realen Spur innerhalb einer Superlage und einem durch Rauschen oder eine andere Spur produzierten Treffer erzeugt werden. Die in der Simulation nicht berücksichtigten Rauschbeiträge erklären die Diskrepanz der beiden Verteilungen bei 5 Spurtreffern. Aufgrund der geometrischen Akzeptanz des VDS können vom Target stammende Spuren nicht mehr als 4 Superlagen durchqueren. Die Abweichung zwischen MC und Daten bei Spuren mit mehr als 16 Treffern kann daher durch nicht am Target entstandenen Untergrund erklärt werden, der in der Simulation ebenfalls nicht berücksichtig wird.

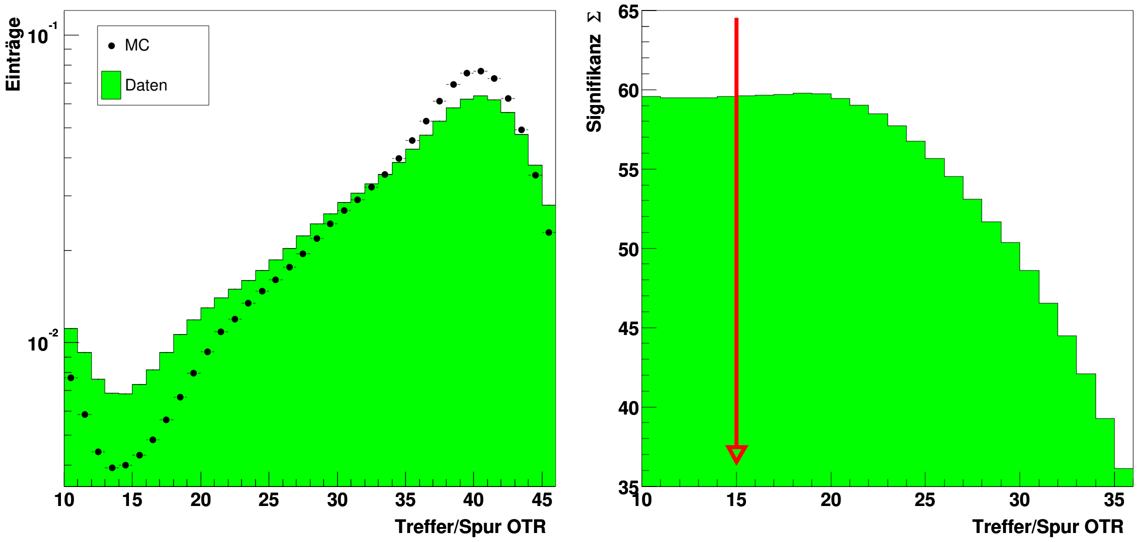
Der Aufbau des VDS begründet somit die Anforderung von mindestens 6 einer Spur zugeordneten Treffer im VDS. Abbildung 4.3b) zeigt die Signifikanz des ϕ-Signals in Abhängigkeit vom Schnitt auf die Spurtreffer im VDS. Schnitte oberhalb von 6 Spurtreffern bewirken keine Verbesserung der Signifikanz.

Abbildung 4.4a) zeigt die Verteilung von Treffern pro Spur für Daten und Minimum-Bias MC. Abweichungen sind vor allem im Bereich des Übergangs zwischen in einer und in mehreren Superlagen rekonstruierten Spuren (ungefähr 15 $^{\text{Treffer}}/_{\text{Spur}}$) und bei in allen Superlagen rekonstruierten Spuren (ungefähr 40 $^{\text{Treffer}}/_{\text{Spur}}$) vorhanden. Diese Probleme sind z.Z. noch nicht geklärt und werden innerhalb der Kollaboration diskutiert. In Kapitel 5.5.1 wird gezeigt, daß die Differenz zwischen Daten und MC keine signifikanten Auswirkungen auf die Ergebnisse der Analyse hat.



(a) (b)

Abbildung 4.3: a) Anzahl der Treffer pro Spur im Vertexdetektor für Titan Minimum-Bias MC und Daten, normiert jeweils auf die Anzahl der Spuren. Die Unterschiede beider Verteilungen werden im Text diskutiert. b) Die Sigifikanz Σ in Abhängigkeit vom VDS-Spurtrefferschnitt. Der Pfeil markiert die im folgenden verwendete Mindestanforderung von 6 Treffer im Vertexdetektor.



(a) (b)

Abbildung 4.4: a) Anzahl der im OTR rekonstruierten Treffer pro Spur für Titandaten und Minimum Bias MC. b) Signifikanz des ϕ-Signals in Abhängigkeit von Schnitten auf die Spurtreffer im OTR. Der Pfeil verdeutlicht den in der folgenden Analyse verwendeten Schnitt von mindestens 15 Treffern pro Spur.

Schnitt	$e^\pm, \mu^\pm, \pi^\pm$	$K^\pm$	p
„weich“	$l_e + l_\pi + l_\mu > 0.05$	$l_K > 0.05$	$l_p > 0.05$
„mittel“	$l_e + l_\pi + l_\mu > 0.50$	$l_K > 0.30$	$l_p > 0.30$
„hart“	$l_e + l_\pi + l_\mu > 0.95$	$l_K > 0.95$	$l_p > 0.95$

Tabelle 4.1: Standardschnitte auf die Likelihoodwahrscheinlichkeit für die RICH-Teilchenidentifizierung. Pionen, Elektronen und Myonen werden als leichte Teilchen gemeinsam betrachtet und die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Massenhypothesen summiert. Eine Separation der verschiedenen Teilchenidentitäten zu e, μ und π erfolgt mit Hilfe des ECAL und des Myonsystems.

Die Signifikanz des ϕ-Signals in Abhängigkeit von der Anzahl von Spurtreffern in Abbildung 4.4 zeigt oberhalb von 10 Treffern zunächst keine starke Abhängigkeit von der Höhe des Schnitts. Um die Wahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion der Spuren in mindestens zwei Superlagen zu erhöhen, werden mindestens 15 im Spurkammersystem rekonstruierte Treffer pro Spur gefordert. Die Effizienz dieses Standardschnitts wird in Kapitel 5.5.1 für Daten und MC verglichen. Die dort gefundene Übereinstimmung macht die Effekte der beobachteten Differenz der Trefferverteilungen vernachlässigbar.

4.2.2 Teilchenidentifizierung

Aus den im vorherigen Abschnitt selektierten Spuren werden mit Hilfe des RICH-Detektors Kaon-Kandidaten ausgewählt. Mittels der in Kapitel 3.4.5 beschriebenen Teilchenidentifikation erhält man die normierten Likelihoodwahrscheinlichkeiten l_π, l_K, l_p für verschiedene Massenhypothesen (π, K, p). In Tabelle 4.1 sind die Likelihoodschnitte für unterschiedliche Grade der Teilchenidentifizierung angegeben [Sta04]. Mit zunehmender Härte des Schnitts steigt die Wahrscheinlichkeit, die wahre Identität des Teilchens zu bestimmen an, gleichzeitig sinkt die Effizienz der Teilchenidentifikation; Abbildung 4.5 verdeutlicht dies anhand der aus Daten bestimmten Identifikationswahrscheinlichkeiten für verschiedene Teilchensorten. Die 9 Diagramme [Sta04] zeigen jeweils die Wahrscheinlichkeit mit der einem Teilchen eine gewisse Identität zugeordnet wird für die verschiedenen Schnittszenarien aus Tabelle 4.1. Auf den Abzissen der Diagramme sind die Impulse der Teilchen, auf den Ordinaten die Wahrscheinlichkeit der Teilchenidentifikation aufgetragen. Spaltenweise sind die Diagramme nach der wahren Identität der Teilchen angeordnet: Die linke Spalte entspricht wahren Pionen[5], die mittlere wahren Kaonen[6] und die rechte wahren Protonen[7]. Zeilenweise sind die Diagramme nach der mit dem RICH bestimmten Teilchenidentität sortiert: Die oberste Zeile entspricht der Identifikation als Elektron, Myon oder Pion, die mittlere Zeile der als Kaon und die unterste Zeile der Identifikation als Proton. Die Diagonalelemente dieser Matrix stellen also die Wahrscheinlichkeit der korrekten Teilchenidentifikation, die Nichtdiagonalelemente die der Misidentifikation dar.

Die Wahrscheinlichkeit Kaonen richtig zu identifizieren ist in dem mittleren Diagramm dargestellt, sie beträgt für den mittleren Schnitt über fast das gesamte Impulsintervall mehr als 80 %. Oberhalb der Čerenkovschwelle von 9.43 GeV für Kaonen (siehe Tabelle 3.3) steigt die Identifikationswahrscheinlichkeit an; die Kaonen können anhand der emittierten Photonen identifiziert werden. Oberhalb von 50 GeV werden Pionen und Kaonen aufgrund der vernachlässigbaren Massendifferenz schlechter unterscheidbar, sowohl die Misidentifikationswahrscheinlichkeit von Kaonen

[5] bestimmt aus dem Zerfall $K^0_S \to \pi^+\pi^-$

[6] aus dem Zerfall $\phi \to K^+K^-$

[7] aus dem Zerfall $\Lambda \to p\pi^-$

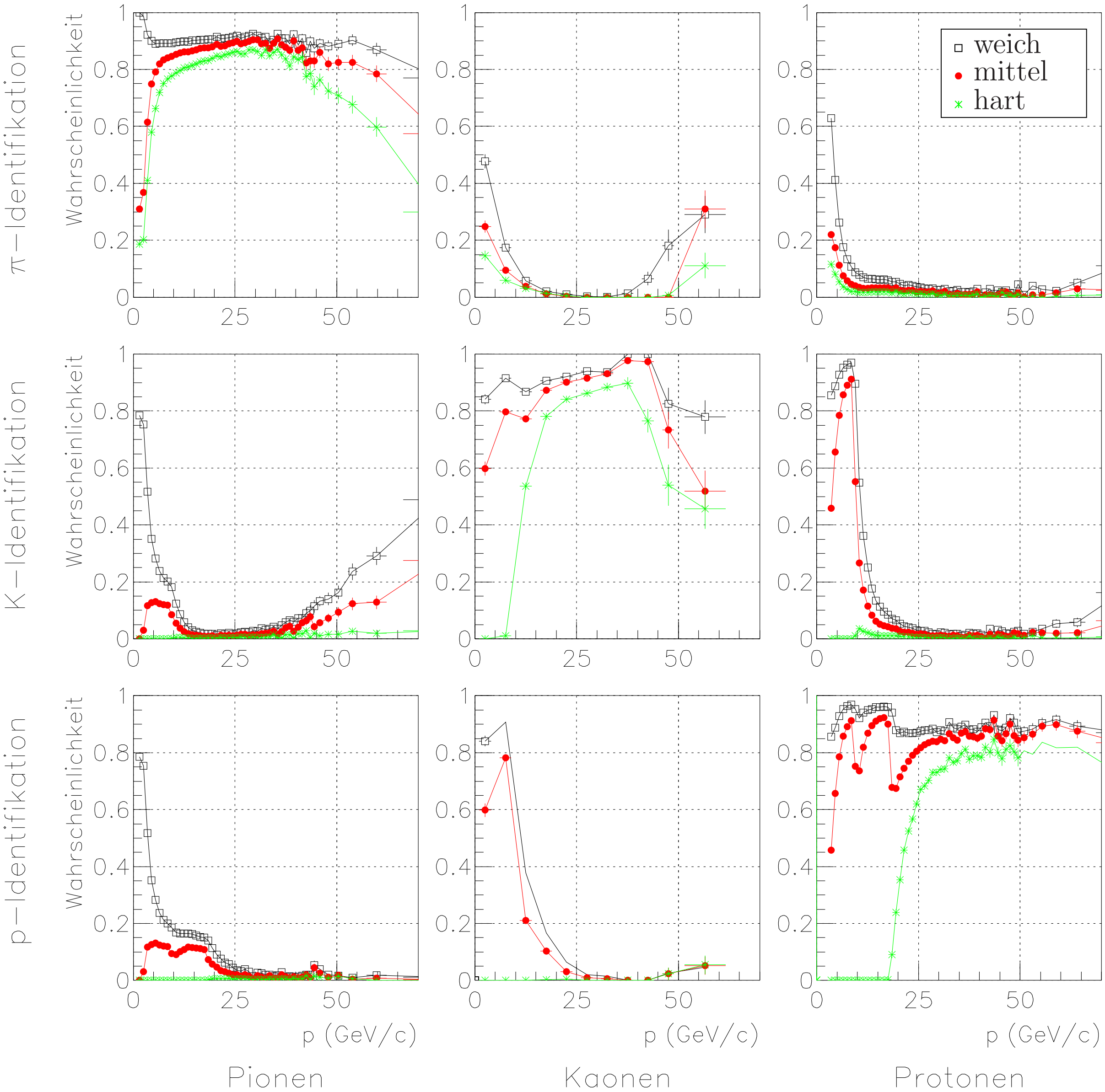


Abbildung 4.5: Impulsabhängige Identifikationswahrscheinlichkeiten verschiedener Teilchensorten mit dem RICH-Detektor. Die Diagonalelemente zeigen die Identifikationswahrscheinlichkeit, die Nicht-Diagonalelemente die Misidentifikationswahrscheinlichkeit. Spaltenweise sind die wahren Teilchenarten angegeben, die Zeilen entsprechen der ermittelten Teilchenidentität. Angewandt wurden die drei unterschiedlichen Schnitte gemäß Tabelle 4.1. Abbildung nach[Sta04].

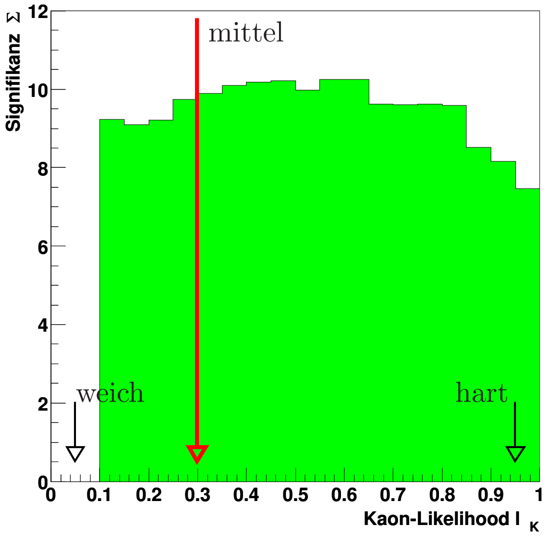


Abbildung 4.6: Die Abhängigkeit der Signifikanz des ϕ-Signals von den auf beide Kaonkandidaten angewandten Likelihoodschnitten l_K. Gleichzeitig wurde ein Impuls der Spuren größer 10 GeV gefordert. Der gewählte mittlere Schnitt von $l_K > 0.3$ ist durch einen langen Pfeil gekennzeichnet, die anderen Schnitte sind angedeutet. Mit Likelihoodwerten unterhalb von 0.1 war kein ϕ-Signal rekonstruierbar. Aus technischen Gründen wurde ein kleinerer Datensatz als für die vorherigen Signifikanzbestimmungen verwendet.

als Pionen als auch umgekehrt steigen an. Die Identifikationswahrscheinlichkeit von Kaonen sinkt entsprechend. Unterhalb der Kaon-Čerenkovschwelle sind Kaonen, Protonen und die Untergrundhypothese nicht unterscheidbar (vgl. Kapitel 3.4.5). (vgl. Kapitel 3.4.5). Um Misidentifikationen zu minimieren, wird im folgenden für die verwendeten Spuren ein Impuls von mindestens 10 GeV verlangt.

In Abbildung 4.6 ist die Signifikanz Σ des ϕ-Signals in Abhängigkeit vom Schnitt auf die Kaonlikelihood dargestellt; es wurden nur Spuren mit Impulsen $p > 10$ GeV verwendet. Das Optimum der Signifikanz wird von einem Schnitt $l_K > 0.5$ erreicht. Da von den Standardschnitten in Tabelle 4.1 die Effizienzen bekannt sind (vgl. Kapitel 5.5.3), wird einer dieser Schnitte verwendet. Der Schnitt $l_K > 0.3$ zeigt nur einen kleinen Unterschied in der Signifikanz zum optimalen Schnitt und wird daher im folgenden zur Selektion von Kaonkandidaten verwendet.

4.2.3 Zusammenfassung

Aus den vorhergehenden Betrachtungen ergeben sich für die in der weiteren Analyse verwendeten Daten folgende Selektionskriterien:

- Die Ereignisse müssen vom Wechselwirkungstrigger aufgezeichnet worden sein.
- Den Spuren müssen
  - mindestens 6 Treffer im Vertexdetektor und
  - mindestens 15 Treffer im Spurkammersystem zugeordnet sein.
- Für die mit Hilfe des RICH bestimmten Kaon-Likelihoodwerte muß gelten: $l_K > 0.3$ und
- für die Spurimpulse $p > 10$ GeV.

Wie in Abbildung 4.1 dargestellt zeigt sich in der Verteilung der invarianten Masse von nach obigen Kriterien selektierten Spurpaaren ein klares ϕ-Signal.

4.3 Konsistenzprüfungen

Die in diesem Abschnitt durchgeführten Konsistenzprüfungen dienen dem Zweck, die mit der beschriebenen Analysemethode bestimmte Zahl von ϕ-Mesonen auf mögliche systematische Einflüsse zu untersuchen. Dabei werden zunächst eventuell fälschlich als ϕ-Mesonen gezählte Beiträge anderer Teilchenzerfälle untersucht. Zur Überprüfung der Simulation wird die mit Hilfe der Anpassungsrechnung ermittelte Massenauflösung in Daten und MC verglichen.

Die ermittelte Zahl von ϕ-Mesonen soll, um einen systematischen Einfluss auf die Ergebnisse möglichst ausschließen zu können, weitgehend unabhängig von der speziellen Umsetzung der Analysemethode sein. Um dies zu überprüfen wird die Anzahl unter verschiedenen Variationen der Analysemethode bestimmt. Diese Variationen beinhalten

- die Binbreite der Massenhistogramme,
- die Grenzen der Anpassungsintervalle und
- die Untergrundparametrisierung.

Im Hinblick auf die zu bestimmenden differentiellen Wirkungsquerschnitte werden die Konsistenzprüfungen in jeweils drei Intervallen der zu untersuchenden kinematischen Variablen p_T^2 und y durchgeführt.

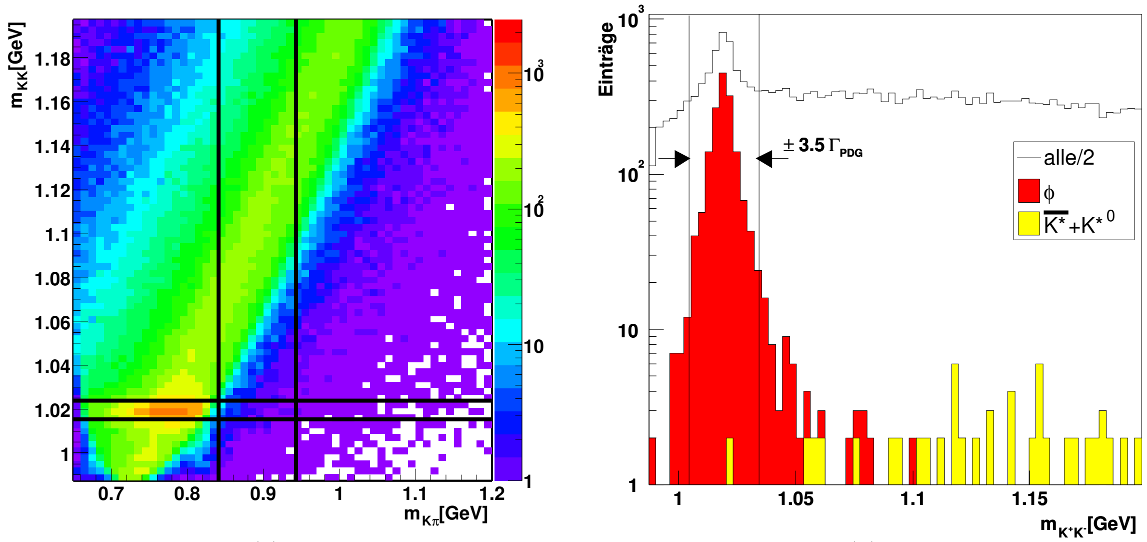
4.3.1 Beiträge von Reflexionen

Bei der Beschreibung des Untergrundes durch die Funktion $U(m)$ (Gleichung (4.8)) wurde von einem kontinuierlichen Untergrund ausgegangen. Lokal im Untergrundmassenspektrum auftretende Überhöhungen in der Signalregion des ϕ-Mesons werden dadurch nicht beschrieben und können die anhand der Anpassung bestimmte Anzahl von ϕ-Mesonen verfälschen. Eine mögliche Quelle solcher Überhöhungen sind Reflexionen. Wird einem aus einem Resonanzzerfall stammenden Sekundärteilchen eine falsche Identität zugeordnet, verschiebt sich die rekonstruierte invariante Masse der Resonanz und man spricht von einer Reflektion.

Im vorliegenden Fall ist dabei besonders der Zerfall des $K^*(892)$-Mesons von Bedeutung. Dieses zerfällt zu fast 100 % in ein Kaon und ein Pion [Hag02]. Verbunden mit einem etwa um den Faktor 5 größeren Produktionsquerschnitt [vE04] können K^*-Mesonen mit fehlidentifizierten Pionen einen Beitrag zum ϕ-Massenspektrum liefern. Um dies zu überprüfen, wurde für jeden ϕ-Kandidaten neben der Masse $m_{K^+K^-}$ unter der Annahme zweier Kaonen als Zerfallsteilchen auch die invariante Masse $m_{K\pi}$ unter der Annahme eines als Kaon fehlidentifizierten Pions berechnet. In Abbildung 4.7a) sind die beiden invarianten Massen gegeneinander dargestellt. Durch Linien gekennzeichnet sind die Regionen einer Signalbreite[8] Γ_{PDG} um die nominellen ϕ- und K^*-Massen[9]. Es ist kein Beitrag des K^* innerhalb der Signalregion des ϕ-Mesons zu beobachten. Bei größeren invarianten Massen $m_{K^+K^-}$ werden Beiträge des reflektierten K^* möglich, eine Anreicherung ist aber nirgends im $m_{K\pi}$-Spektrum zu beobachten.

Ein möglicher Einfluß reflektierter K^* wurde auch mit Hilfe simulierter Ereignisse überprüft. Abbildung 4.7b) zeigt die Beiträge von K^*-Zerfällen nach Anwendung aller Schnitte zum K^+K^--Massenspektrum. Dazu wurden die zum Massenspektrum beitragenden Kaonkandidaten mit Hilfe der MC-Verknüpfung auf ihre wahre Teilchenidentität und Abstammung hin untersucht. Innerhalb

[8] $\Gamma_{\phi,PDG} = 4.26 \pm 0.05\,\text{MeV}$, $\Gamma_{K^*,PDG} = 50.7 \pm 0.6\,\text{MeV}$ [Hag02]
[9] $m_\phi = 1019.456 \pm 0.020\,\text{MeV}$, $m_{K^{*0}} = 896.10 \pm 0.27\,\text{Mev}$ [Hag02]



(a) (b)

Abbildung 4.7: Beiträge von Reflexionen zum ϕ-Signal nach Anwendung aller Selektionsschnitte. a) Aus Daten ermittelte invariante Masse der ϕ-Kandidaten unter Annahme zweier Kaonen $m_{K^+K^-}$ sowie unter der Annahme eines als Kaon fehlidentifizierten Pions $m_{K\pi}$. Gekennzeichnet sind die Regionen $\pm 1\Gamma_{PDG}$ um die nominellen Massen m_{PDG}. Innerhalb der ϕ-Signalregion ist kein Beitrag von fehlidentifizierten K^* zu beobachten. b) Beiträge von simulierten K^*-Zerfällen zum K^+K^--Massenspektrum. Verwendet wurde der gesamte MB-MC Datensatz. Dargestellt ist das skalierte gesamte Massenspektrum („alle“), sowie der Beitrag von ϕ-Mesonen und von reflektierten K^*-Mesonen.

	$\sigma_m[MeV]$		
	C (unten 1)	Ti (unten 2)	W (innen 1)
Daten	2.58 ± 0.09	2.73 ± 0.12	2.64 ± 0.07
MC	2.70 ± 0.08	2.52 ± 0.08	2.63 ± 0.05

Tabelle 4.2: Aus der Anpassungsrechnung an Massenspektren bestimmte Massenauflösung von Daten und MC. Im Rahmen der Unsicherheiten stimmen die Werte von Daten und Simulation überein.

der $\pm 3.5\Gamma$ Region um die nominelle ϕ-Masse sind keine reflektierten K^* zu beobachten. Ein Beitrag zum gemessenen ϕ-Signal kann ausgeschlossen werden. Anhand von MC wurde auch der Beitrag anderer Resonanzen, wie z.B. $\rho(770)$, zum ϕ-Signal überprüft. Es wurde ebenfalls kein signifikanter Beitrag beobachtet.

4.3.2 Die Massenauflösung in Daten und MC

Als Konsistenzprüfung soll die Massenauflösung des Detektors aus Daten mit den aus MC ermittelten Werten verglichen werden. Die Auflösung erhält man sowohl aus Daten als auch aus MC durch Anpassungsrechnungen an Massenspektren. Ein entsprechendes Beispiel für simulierte Ereignisse ist in Abbildung 4.8 dargestellt.

Die ermittelten Massenauflösungen für Daten und MC der verschiedenen Targets sind in Tabelle 4.2 einander gegenüber gestellt. Innerhalb etwa einer Standardabweichung stimmen die Auflösungen für Daten und MC überein. Eine Abhängigkeit der Auflösung von Drahtmaterial oder -position ist nicht zu erkennen.

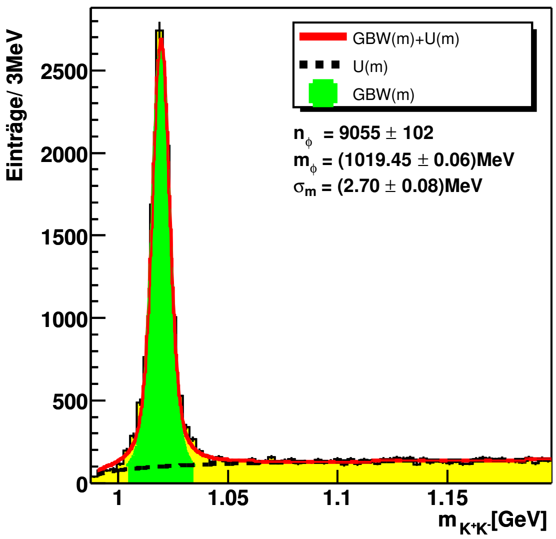


Abbildung 4.8: Bestimmung der Massenauflösung σ_m aus MC mit Hilfe der Anpassungsrechnung.

Tabelle 4.3: Für die Konsistenzprüfung durch Variation der Anpassungsintervalle verwendete Intervalle. Das Intervall 1 wird standardmäßig für die vorliegende Analyse verwendet.

	Anpassungsintervall (GeV)
1	$[0.9905; 1.1975]$
2	$[0.9875; 1.1975]$
3	$[0.9935; 1.1975]$
4	$[0.9905; 1.1000]$
5	$[0.9905; 1.1300]$
6	$[0.9905; 1.1700]$

4.3.3 Variation der Binbreite der Massenspektren

In Kapitel 4.1 wurden die Bins der Massenhistogramme 3 MeV breit gewählt. Um den systematischen Einfluß dieser Wahl auf die ermittelte Zahl von ϕ-Mesonen zu untersuchen, wurden Massenspektren mit Binbreiten zwischen 1 MeV und 6 MeV untersucht. Die mit jeder dieser Massenverteilungen ermittelte Anzahl von ϕ-Mesonen ist in Abbildung 4.9 in Abhängigkeit von der Binbreite für ausgewählte p_T^2- und y-Intervalle dargestellt. Hier und bei den folgenden Konsistzenzüberprüfungen sind die Zahlen von ϕ-Mesonen nicht mit der Intervallbreite normiert und zeigen daher einen anderen Verlauf als die in Kapitel 5.2 zu bestimmenden Verteilungen. Durch Linien gekennzeichnet sind die Bereiche einer Standardabweichung um die mit der Standard-Binbreite von 3 MeV ermittelte Anzahl von ϕ-Mesonen. Innerhalb der Unsicherheiten stimmen die Werte überein, ein systematischer Einfluß der Binbreite der Massenspektren auf die ermittelte Zahl von ϕ-Mesonen ist nicht zu beobachten.

4.3.4 Variation des Anpassungsintervalls

Die Möglichkeit die Massenspektren durch die Summe von Signal- und Untergrundfunktion (Gleichung 4.9) zu beschreiben sollte innerhalb gewisser Grenzen unabhängig von der Wahl des Anpassungsbereichs sein. Um dies zu überprüfen, werden die Ergebnisse von Anpassungsrechnungen innerhalb der 6 in Tabelle 4.3 gezeigten Anpassungsintervalle verglichen. Die ermittelten Zahlen von ϕ-Mesonen sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Die Linien entsprechen einer Standardabweichung

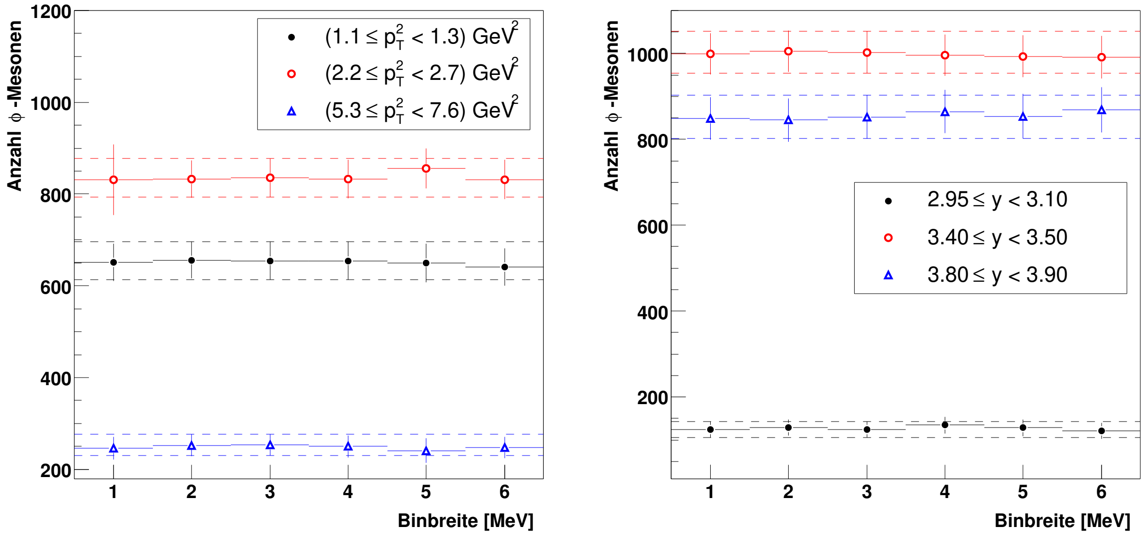


Abbildung 4.9: Mit Hilfe der Anpassungsrechnung in verschiedenen Intervallen von p_T^2 und y ermittelte Anzahl von ϕ-Mesonen für verschiedene Binbreiten des Titan-Datensatzes. Die eingezeichneten Linien entsprechen den Regionen von einer Standardabweichung um die mit der standardmäßig verwendeten Binbreite von 3 MeV ermittelte Anzahl von ϕ-Mesonen.

der innerhalb des Standard-Intervalls (Intervall 1) bestimmten Anzahl von ϕ-Mesonen. Innerhalb der Unsicherheiten stimmen die Werte überein. Ein systematischer Einfluß des Anpassungsintervalls auf das Ergebnis ist nicht zu beobachten.

4.3.5 Variation der Untergrundparametrisierung

Um den systematischen Einfluß der Untergrundparametrisierung auf die ermittelte Anzahl von ϕ-Mesonen zu untersuchen, wurden die standardmäßig mit Gleichung 4.8

$$\begin{aligned} U(m) &= p_0 m_{rel}^{p_1} e^{-p_2 m - p_3 m^2} \\ m_{rel} &= m - 2m_{Kaon} \end{aligned}$$

ermittelten Ergebnisse mit denen der Funktion

$$U'(m) = p_0 \sqrt{m_{rel}} (p_1 m_{rel}^2 + p_2 m_{rel} + 1) \tag{4.11}$$

in Tabelle 4.4 verglichen. Die mit beiden Parametrisierungen ermittelten Werte stimmen im Rahmen der Unsicherheiten überein, wenngleich mit $U'(m)$ die Anzahl von ϕ-Mesonen systematisch kleiner ist. Abbildung 4.11 zeigt exemplarisch die Ergebnisse von Anpassungsrechnungen mit beiden Untergrundparametrisierung. Die Funktion $U'(m)$ ist aufgrund des Wurzelterms nicht in der Lage die Bereiche kleiner Massen zu beschreiben und neigt bei großen Massen zu Überschwingern. Durch die Abweichung der angepaßten Funktion vom Massenspektrum nahe der kinematischen Schwelle wird die Anzahl von Signaleinträgen unterschätzt. Aus diesem Grund wird der beobachtete Unterschied im folgenden nicht als systematische Unsicherheit behandelt.

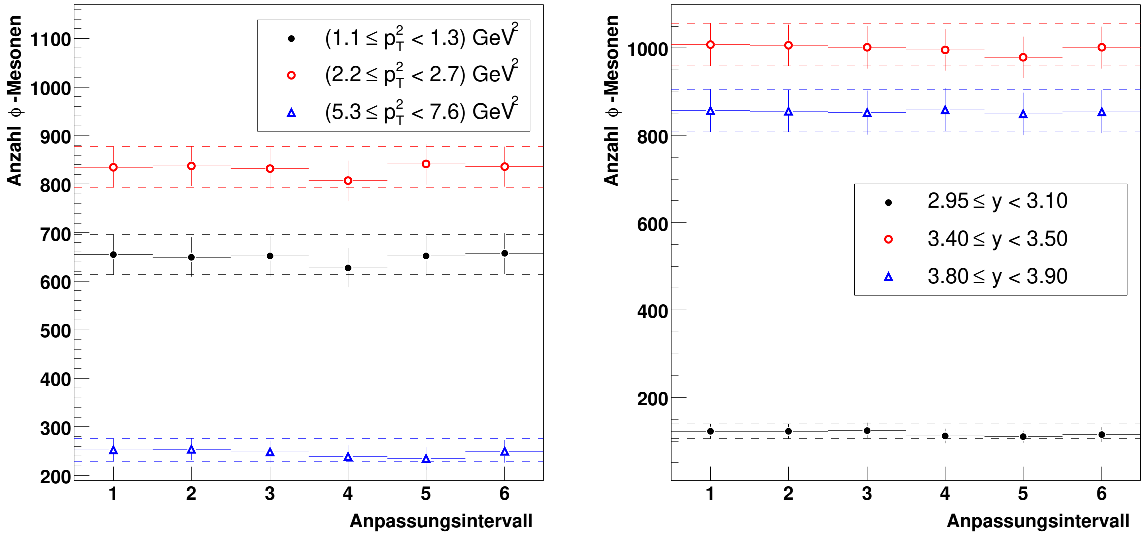


Abbildung 4.10: Mit Hilfe der Anpassungsrechnung in verschiedenen Intervallen von p_T^2 und y ermittelte Anzahl von ϕ-Mesonen für unterschiedliche Anpassungsintervalle (siehe Tabelle 4.3). Verwendet wurde der Titan-Datensatz. Die eingezeichneten Linien entsprechen den Regionen von einer Standardabweichung um die mit dem Standard-Anpassungsintervall 1 ermittelte Anzahl von ϕ-Mesonen.

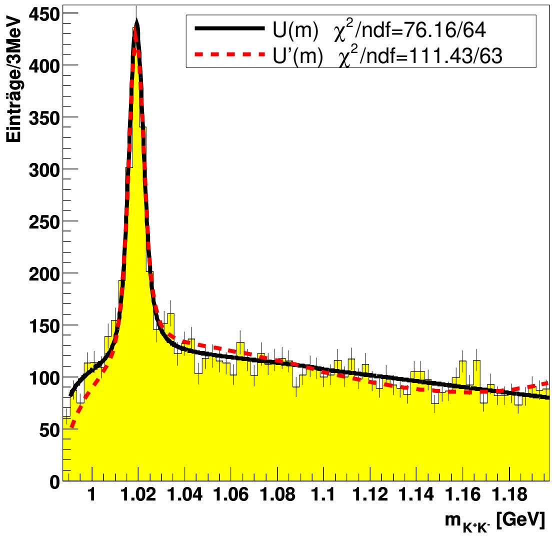


Abbildung 4.11: Ergebnisse der Anpassungsrechnung an Titan-Daten im Rapiditätsintervall $3.40 \leq y < 3.50$, zum einen mit der standardmäßig verwendeten Untergrundparametrisierung $U(m)$, zum anderen mit der Variante $U'(m)$. Letztere ist nahe der kinematischen Schwelle und im Bereich großer Massen nicht geeignet die Verteilung richtig zu beschreiben.

Tabelle 4.4: Anzahl von ϕ-Mesonen in verschiedenen kinematischen Intervallen des Titan-Datensatzes, bestimmt zum einen mit der Gernot-Parametrisierung $U(m)$ (Gleichung 4.8), zum anderen mit einer Variante $U'(m)$ (Gleichung 4.11) zur Untergrundbeschreibung.

	Anzahl ϕ-Mesonen	
Intervall	$U(m)$	$U'(m)$
$(1.1 \leq p_T^2 \leq 1.3)\mathrm{GeV}^2$	654 ± 41	655 ± 42
$(2.2 \leq p_T^2 \leq 2.7)\mathrm{GeV}^2$	835 ± 42	817 ± 38
$(5.3 \leq p_T^2 \leq 7.6)\mathrm{GeV}^2$	253 ± 23	238 ± 22
$2.95 \leq y \leq 3.10$	122 ± 17	114 ± 17
$3.40 \leq y \leq 3.50$	1009 ± 49	993 ± 44
$3.80 \leq y \leq 3.90$	857 ± 49	832 ± 50

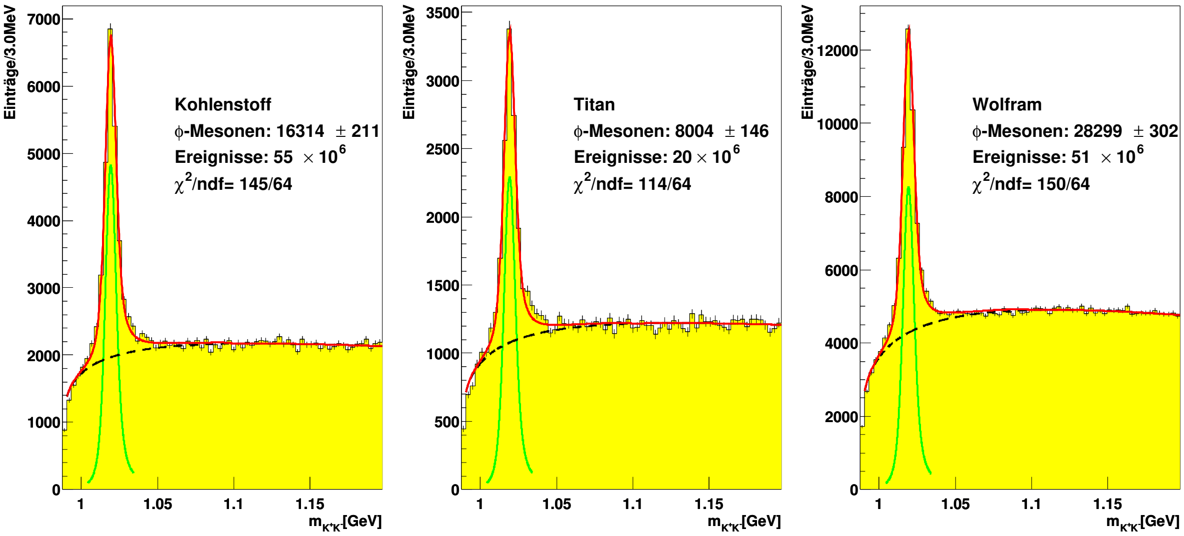


Abbildung 4.12: Massenspektren der verwendeten Kohlenstoff-, Titan- und Woframdatensätze nach Anwendung der im Text beschriebenen Selektionsschnitte und Durchführung der Anpassungsrechnung.

4.4 ϕ-Mesonen in den verwendeten Daten

Mit obigen Grundlagen können die verwendeten Datensätze näher untersucht werden. Dabei werden neben der Anzahl rekonstruierter ϕ-Mesonen auch die rekonstruierte Masse sowie die ermittelte Massenauflösung betrachtet.

Abbildung 4.12 zeigt die Massenspektren nach Anwendung der beschriebenen Schnitte für die in Kapitel 3.7 vorgestellten und in dieser Arbeit verwendeten Datensätze. Ingesamt stehen für die Analyse etwa 52000 rekonstruierte ϕ-Mesonen zur Verfügung. Differenziert nach den einzelnen in Anhang A aufgezählten Datennahmeläufen ist die luminositätsnormierte Ausbeute an ϕ-Mesonen, d.h. der sichtbare Wirkungsquerschnitt $\sigma_{sichtbar}$ ohne Effizienzkorrekturen, in Abbildung 4.13 dargestellt. Drei Bänder unterschiedlicher Ausbeute sind zu erkennen. Diese spiegeln die in Kapitel 2.3 bereits erwähnte und in Kapitel 6.2 noch zu diskutierende Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Massenzahl des Kerns wieder.

In den Abbildungen 4.14a) und b) sind die rekonstruierten Massen m_ϕ und die Detektormassenauflösungen σ_m aller Datensätze dargestellt. Die großen Unsicherheiten einiger Datensätze sind durch deren geringe Statistik zu erklären. Masse und Breite des rekonstruierten Signals sind bei einer kleinen Anzahl von Ereignisse großen Fluktuationen unterworfen.

Die rekonstruierten Massen der einzelnen Datensätze sind in guter Näherung konstant. Der nach Anpassung einer konstanten Funktion ermittelte Wert $< m >= 1019.24 \pm 0.03\,\mathrm{MeV}$ ist etwa $0.2\,\mathrm{MeV}$ kleiner als der ebenfalls eingezeichnete Literaturwert [Hag02]. Die mittlere Detektormassenauflösung ergibt sich nach Anpassung einer konstanten Funktion zu $< \sigma_m >= (2.65 \pm 0.04)\mathrm{MeV}$.

Alle Einträge starker Abweichung vom Mittelwert haben große statistische Unsicherheiten (vgl. Anhang A). Nach obigen Untersuchungen wurde kein Datensatz aufgrund systematischer Effekte von der Analyse ausgeschlossen.

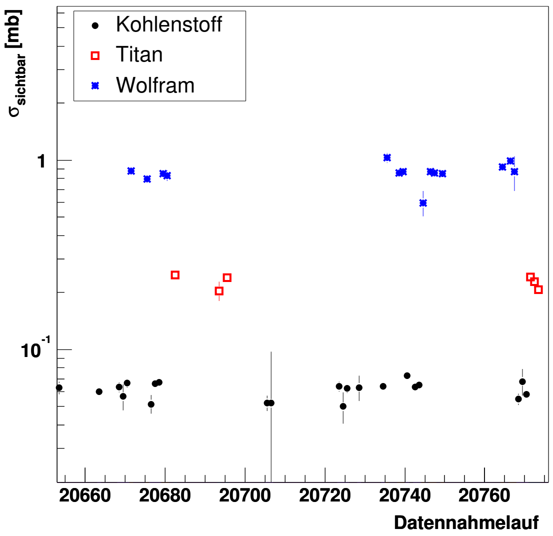
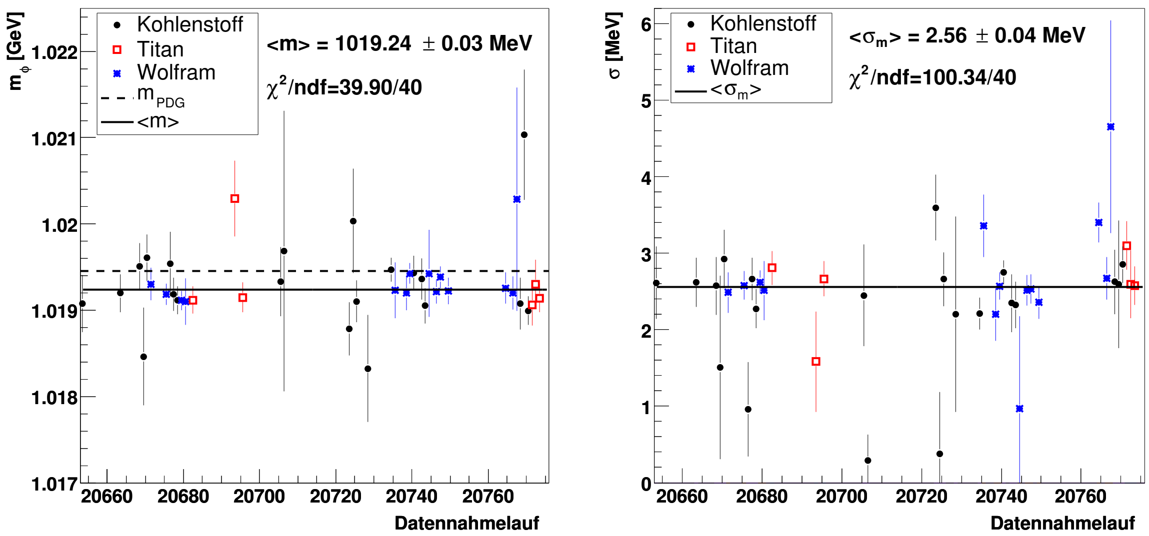


Abbildung 4.13: Sichtbare ϕ-Wirkungsquerschnitte $\sigma_{sichtbar}$ der einzelnen Datensätze. Die drei zu erkennenden Bänder entstehen durch den von der Massenzahl des Kerns abhängigen Wirkungsquerschnitt. Die Fehlerbalken entsprechen den statistischen Unsicherheiten des Signals und sind größtenteils kleiner als die Datenpunkte. Der Meßpunkt mit der größten Unsicherheit (Datennahmelauf 20706) entspricht dem Datensatz mit der niedrigsten Statistik (etwa 35000 Ereignisse).



(a) (b)

Abbildung 4.14: a) Rekonstruierte Masse m_ϕ und b) Detektormassenauflösung σ_m der verwendeten Datensätze. Der Literaturwert $m_{\phi,PDG}$ ist in a) durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet, der Mittelwert der rekonstruierten Masse durch eine durchgezogene. In b) entspricht die Linie der mittleren Detektorauflösung aller Datensätze. Alle Einträge mit großen Abweichungen von den Mittelwerten oder großen Unsicherheiten konnten auf Datensätze geringer Statistik zurückgeführt werden.

4.5 Zusammenfassung

Im vorliegenden Kapitel wurde die Rekonstruktion von ϕ-Mesonen aus wechselwirkungsgetriggerten Daten erläutert. Spuren von Kaonkandidaten werden anhand von Schnitten auf die Anzahl von Spurtreffern sowie der RICH-Teilchenhypothese selektiert. Durch Parametrisierung des Untergrundes und Beschreibung des ϕ-Signals durch eine relativistische Breit-Wigner-Verteilung unter Berücksichtigung der Massenauflösung kann die Anzahl von ϕ-Mesonen aus Spektren der invarianten Masse gewonnen werden. Der Einfluß der durch Fehlidentifikation reflektierten Teilchenzerfälle wurde untersucht und als vernachlässigbar bewertet. Die durchgeführten Konsistenzprüfungen zeigten keinen systematischen Einfluß der Analysemethode auf das erzielte Ergebnis. Eine Untersuchung der verwendeten Datenmenge auf Basis der einzelnen Datensätze zeigte weder für die Ausbeute an ϕ-Mesonen noch für die rekonstruierte Masse oder die Detektorauflösung zeitabhängige systematische Effekte.

Kapitel 5

Die Analyse der differentiellen Verteilungen

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat p_T^2 und der Rapidität y. Nachdem im vorherigen Kapitel die Rekonstruktion der ϕ-Mesonen erläutert wurde, besteht die zur Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte durchgeführte Analyse aus den folgenden Schritten:

- Die Bestimmung der differentiellen Rohverteilungen, d.h. der noch nicht um Detektoreffizienzen korrigierten Verteilungen rekonstruierter ϕ-Mesonen in Abhängigkeit von p_T^2 und y. Die verwendeten Daten werden dazu in Intervalle der untersuchten Größe unterteilt. Durch Binbreite und Detektorauflösung hervorgerufene Migrationseffekte müssen untersucht werden, um Verfälschungen der differentiellen Verteilungen beurteilen zu können.

- Die Bestimmung der differentiellen Analyseeffizienz ϵ_{Ana} als Funktion von p_T^2 und y. Die Analyseeffizienz beschreibt das Verhältnis der Anzahl rekonstruierter ϕ-Mesonen zu der Anzahl tatsächlich im Target produzierter und berücksichtigt somit den durch Detektorineffizienzen und Schnitte nicht rekonstruierten Anteil. Die Effizienzen werden in diesem Kapitel anhand von Signal-MC ermittelt.

- Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte als Quotient aus Rohverteilung und Analyseeffizienz, unter Berücksichtigung von für die Normierung benötigter Größen.

Bevor im nächsten Kapitel die endgültige Bestimmung der Wirkungsquerschnitte erfolgt, werden in diesem Kapitel die dafür notwendigen differentiellen Rohverteilungen und die Analyseeffizienzen ermittelt. Dazu wird zunächst auf die Erstellung differentieller Spektren eingegangen, bevor diese aus Daten bestimmt werden. Bei den durchgeführten Vergleichen von Daten und MC zeigt sich eine deutliche Diskrepanz in der Transversalimpulsverteilung der ϕ-Mesonen. Der Einfluß dieser Diskrepanz auf die ermittelten Effizienzen wird diskutiert und das MC gemäß den beobachteten Verteilungen in Daten umgewichtet. Im Anschluß daran werden die Analyseeffizienzen in Abhängigkeit von p_T^2 und y bestimmt und der Einfluß der angewandten Schnitte untersucht.

5.1 Erstellung differentieller Verteilungen

Zur Erstellung differentieller Verteilungen $dN/d\xi$, d.h. der Verteilung rekonstruierter ϕ-Mesonen in Abhängigkeit von der Variable ξ, werden die in Kapitel 4 selektierten ϕ-Kandidaten entsprechend der zu untersuchenden Größe ξ in Intervalle $[\xi^i_{min}; \xi^{i+1}_{min}[$ unterteilt. Aus dem Massenspektrum jeden Intervalls i wird mit Hilfe der in Kapitel 4.1.3 beschriebenen Anpassungsmethode die Anzahl N^i von ϕ-Mesonen bestimmt. Die Normierung der Anzahl N^i mit den Binbreiten ergibt die differentielle Verteilung $dN/d\xi$.

Für die Erstellung von MC-Verteilungen besteht neben obiger Methode noch die Möglichkeit die Verknüpfungen zwischen generierten und rekonstruierten Spuren zu verwenden. Auf diese Besonderheit wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

5.1.1 Erstellung von MC-Spektren

Zur Erstellung differentieller Verteilungen simulierter Ereignisse stehen zwei Verfahren zur Verfügung. Zum einen kann die in Kapitel 3.5.3 beschriebene Verknüpfung von rekonstruierten Spuren mit den erzeugten MC-Spuren verwendet werden, zum anderen die oben beschriebene Anpassungsmethode.

Die rekonstruierten Spuren simulierter Ereignisse lassen zunächst keinen direkten Rückschluß auf die wahren, generierten physikalischen Eigenschaften des die Spur produzierenden Teilchens zu. Erst die Verknüpfung von rekonstruierter und generierter Spur stellt diese Informationen zur Verfügung. Anstatt nach der Anpassungsrechnung nur statistische Aussagen über die zu einem Massenspektrum beitragenden ϕ-Kandidaten treffen zu können, sind für jede rekonstruierte Spur die Informationen der generierten Spur verfügbar. So kann man nach Paaren rekonstruierter Kaonspuren aus dem Zerfall eines ϕ-Mesons suchen und die Eigenschaften des Mutterteilchens ermitteln. Differentielle Verteilungen werden durch Zählen der rekonstruierten Spurpaare des gesuchten Teilchentyps mit den kinematischen Eigenschaften des Mutterteilchens ermittelt.

Für die Herstellung einer Verknüpfung zwischen generierter und rekonstruierter Spur müssen nach Kapitel 3.5.3 mindestens 70 % der Treffer der rekonstruierten Spur den MIMPs einer generierten Spur zugeordnet sein. Bedingt durch die Trefferauflösung und Ambiguitäten des Spursuchalgorithmus werden unter Umständen Treffer falsch zugeordnet, so daß ansonsten richtig rekonstruierte Spuren obiges Kriterium zur Erstellung einer Verknüpfung nicht erfüllen. Dadurch ist die wahre Identität des Teilchens sowie die des Mutterteilchens nicht feststellbar. Das Abzählen rekonstruierter Spuren anhand der zugeordneten MC-Wahrheit unterschätzt also die tatsächlich vorhandene Anzahl.

Die Abbildungen 5.1a) und b) zeigen das Verhältnis der mittels der Anpassungsmethode an Massenspektren und der mit Hilfe der Verknüpfung bestimmten Anzahl rekonstruierter ϕ-Mesonen in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat und der Rapidität der ϕ-Mesonen. Das Verhältnis ist von den kinematischen Variablen abhängig. Für kleine Transversalimpulse und Rapiditäten erfüllen für etwa 15 % der ϕ-Mesonen eine oder beide Zerfallsproduktspuren das Kriterium zur Erstellung der Verknüpfung nicht. Entsprechend wird die Anzahl von ϕ-Mesonen unterschätzt. Die bei kleinen Impulsen größere Vielfachstreuung[1] bedingt größere Suchfenster für die Zuordnung von Treffern zu Spuren während der Rekonstruktion und erhöht so die Wahrscheinlichkeit der falschen Zuordnung. Zu höheren Impulsen hin nähern die mit beiden Methoden ermittelten Zahlen einander an. Eine Materialabhängigkeit des Effekts ist im Rahmen der Unsicherheiten nicht zu beobachten.

Im folgenden werden alle Verteilungen simulierter Ereignisse, wenn nicht explizit anders erwähnt, mit der in Kapitel 4.1 beschriebenen Anpassungsmethode für simulierte ϕ-Mesonen bestimmt.

[1] Nach [Hag02] gilt für den Ablenkwinkel θ_0, unter dem ein geladenes Teilchen beim Durchqueren der Strecke x/X_0 (in Strahlunglängen) gestreut wird, die Gleichung: $\theta_0 = \frac{13.6\,\mathrm{MeV}}{\beta p} z \sqrt{x/X_0}\,[1 + 0.038 ln(x/X_0)]$. p, β und z sind der Impuls, die Geschwindigkeit und die Ladung des Teilchens.

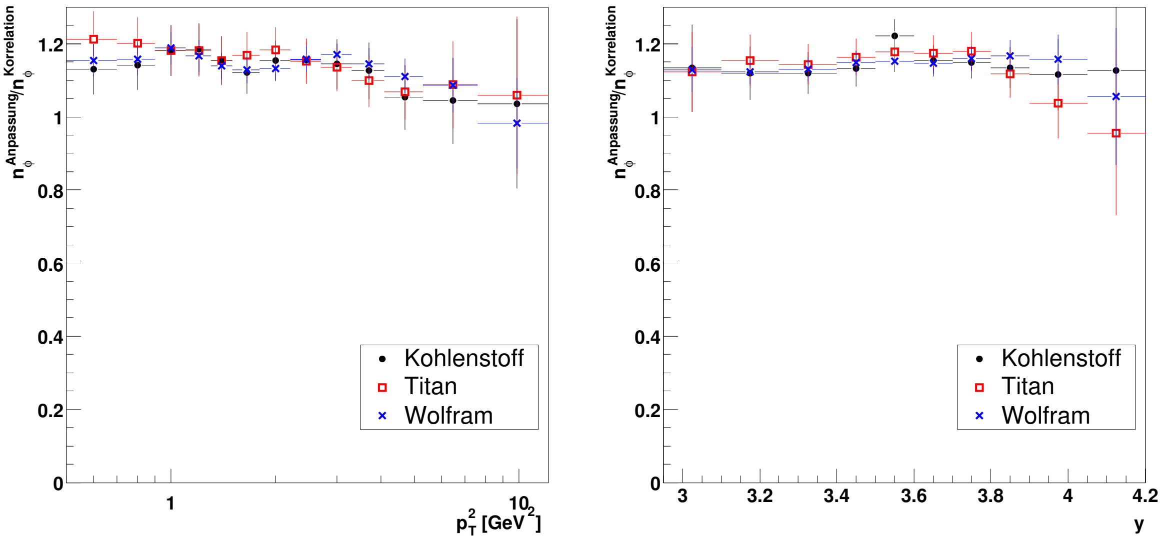


Abbildung 5.1: Verhältnis der mittels der Anpassungsrechnung an Massenspektren und der mittels der MC-Wahrheit ermittelten Zahlen von ϕ-Mesonen in Abhängigkeit von p_T^2 und y. Mit der MC-Verknüpfung wird die wahre Anzahl von ϕ-Mesonen um 10 bis 20 % unterschätzt.

5.2 Differentielle Rohspektren in Daten

Die in diesem Abschnitt erstellten differentiellen Verteilungen rekonstruierter ϕ-Mesonen stellen die Grundlage der späteren Wirkungsquerschnittbestimmung dar. Die Wahl der Bingrenzen wird zunächst anhand von MC-Ereignissen untersucht, bevor die differentielle Verteilungen dN/dp_T^2 und dN/dy bestimmt werden.

5.2.1 Wahl der Bingrenzen

Die Binbreiten der differentiellen Verteilungen wurden anhand der verfügbaren Statistik gewählt und sind in Tabelle 5.1 angegeben. Die Intervallaufteilung für alle Datensätze ist identisch. Typische Binbreiten in Bereichen hoher Statistik sind 0.2 GeV^2 bzw. 0.1 Rapiditätseinheiten. Der Einfluß der Detektorauflösung auf die Wahl der Binbreite soll nun untersucht werden. Die Auflösung bezüglich der untersuchten Größe ξ wird mit Hilfe der Residuenmethode bestimmt. Dafür werden die Differenzen $\Delta\xi = \xi_{gen} - \xi_{rek}$ der tatsächlich generierten Werte ξ_{gen} und der rekonstruierten Werte ξ_{rek} der Variable ξ der ϕ-Mesonen gebildet. Exemplarisch sind für Kohlenstoff-MC die Verteilungen von Δp_T^2 und Δy in Abbildung 5.2 dargestellt. Aufgrund der nicht-gaußischen Ausläufer der Verteilungen ist die Verwendung einer anpassungsunabhängigen Größe sinnvoll. Als Auflösung wird im folgenden die Halbwertsbreite (FWHM[2]) der Verteilungen verwendet, als Unsicherheit wird eine Binbreite[3] der Residuenverteilung angegeben. Die so ermittelten Auflösungen $\Gamma_{p_T^2}$ und Γ_y sind in Tabelle 5.2 angegeben. Abhängigkeiten vom verwendeten Target sind nicht festzustellen. Die Auflösungen betragen etwa 25 %(für p_T^2) bzw. 11 %(für y) der minimalen aller in Tabelle 5.1 dargestellten Intervallbreiten. Dies wird auch durch die in Abbildung 5.2 eingezeichneten minimalen Binbreiten deutlich. Migrationseffekte sind daher nur in geringem Maße zu erwarten.

[2]engl. Full Width at Half Maximum
[3]2.5 MeV^2 bzw. 0.001 Rapiditätseinheiten

	Intervallgrenzen	
Bin	$p_T^2(\mathrm{GeV}^2)$	y
1	$[0.5; 0.7[$	$[2.95; 3.10[$
2	$[0.7; 0.9[$	$[3.10; 3.25[$
3	$[0.9; 1.1[$	$[3.25; 3.40[$
4	$[1.1; 1.3[$	$[3.40; 3.50[$
5	$[1.3; 1.5[$	$[3.50; 3.60[$
6	$[1.5; 1.8[$	$[3.60; 3.70[$
7	$[1.8; 2.2[$	$[3.70; 3.80[$
8	$[2.2; 2.7[$	$[3.80; 3.90[$
9	$[2.7; 3.3[$	$[3.90; 4.05[$
10	$[3.3; 4.1[$	$[4.05; 4.20[$
11	$[4.1; 5.3[$	-
12	$[5.3; 7.6[$	-
13	$[7.6; 12.1[$	-

Tabelle 5.1: Die im Rahmen dieser Arbeit für differentielle p_T^2- und y-Verteilungen aller Datensätze verwendeten, einseitig offenen Intervalle.

	Auflösungen		
	Kohlenstoff	Titan	Wolfram
$\Gamma_{p_T^2}(MeV^2)$	50.0 ± 2.5	47.5 ± 2.5	47.5 ± 2.5
$\Gamma_y(10^{-3})$	11 ± 1	11 ± 1	11 ± 1

Tabelle 5.2: Auflösungen der kinematischen Variablen, bestimmt als Halbwertsbreiten der aus Signal-MC gebildeten Residuenverteilung $\Delta\xi = \xi_{gen} - \xi_{rek}$.

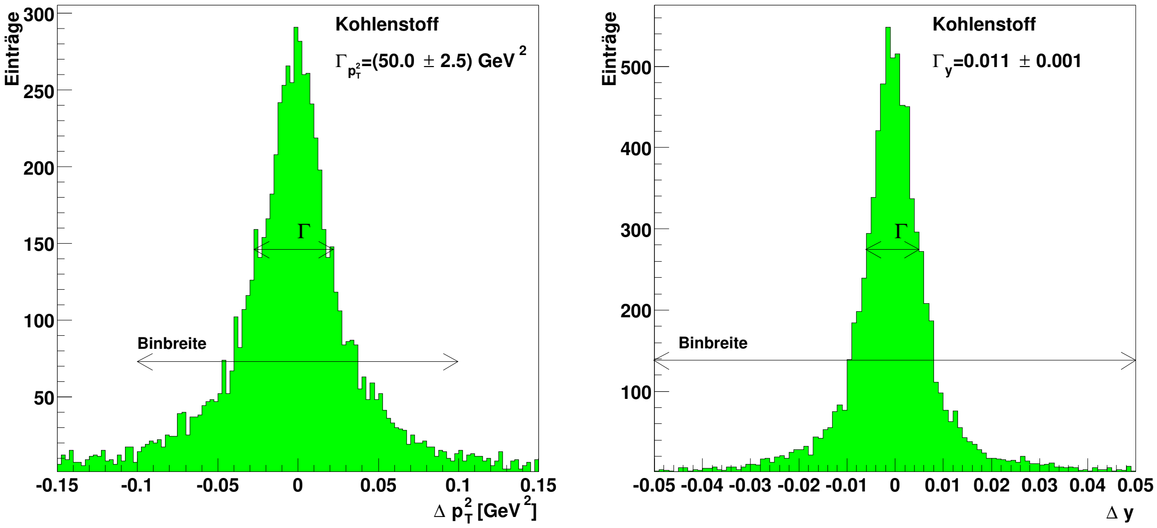


Abbildung 5.2: Residuenverteilungen a)$\Delta p_T^2 = p_{T\,gen}^2 - p_{T\,rek}^2$ und b) $\Delta y = y_{gen} - y_{rek}$ zur Bestimmung der Detektorauflösung bezüglich p_T^2 und y. Als Auflösung werden die Halbwertsbreiten Γ der Verteilungen verwendet. Die kleinsten in der Analyse verwendeten Binbreiten sind durch Pfeile verdeutlicht.

Auflösungsbedingt können Signale in falschen kinematischen Intervallen rekonstruiert werden und so die Aussagekraft differentieller Verteilungen beeinflussen. Diese Migrationseffekte äußern sich auf unterschiedliche Weise: Zum einen können in dem untersuchten Bin generierte Teilchen außerhalb des Bins rekonstruiert werden, andererseits können außerhalb des Bins generierte Teilchen in das Intervall migrieren und dort rekonstruiert werden. Beschrieben werden diese Effekte durch die Reinheit P und die Stabilität S [Len01]. Die Reinheit

$$P = \frac{\#\text{im Bin generierter und rekonstruierter Ereignisse}}{\#\text{im Bin rekonstruierter Ereignisse}} \tag{5.1}$$

beschreibt die Migration externer Teilchen in das Bin hinein, die Stabilität

$$S = \frac{\#\text{im Bin generierter und rekonstruierter Ereignisse}}{\#\text{im Bin generierter und irgendwo rekonstruierter Ereignisse}} \tag{5.2}$$

ist ein Maß für die Migration von Teilchen aus dem ursprünglichen Bin heraus. Beide Werte sind abhängig von der gewählten Binbreite und der Auflösung bezüglich der betrachteten Größe. Mit kleinerer Binbreite oder schlechterer Auflösung migrieren mehr Teilchen aus dem wahren Bin heraus. Durch Werte von P und S nahe 1 kann von weitgehend unverfälschten differentiellen Verteilungen ausgegangen werden.

Die in Abbildung 5.3 gezeigten Werte für die Reinheit und die Stabilität der gewählten Binbreiten in p_T^2 und y liegen für alle Bins oberhalb von 80 %. Die mit zunehmendem Transversalimpulsquadrat und Rapidität leicht abfallenden Werte von P und S sind durch die Verschlechterung der Impulsauflösung mit größeren Teilchenimpulsen [Spi02, Man98] und die dadurch bedingten größeren Migrationseffekte zu erklären. Durch die nahezu gleichen Werte für die Stabilität und die Reinheit der Bins bleibt die Form der p_T^2- und y-Verteilungen von Migrationseffekten weitgehend unbeeinflußt. Um dies zu verdeutlichen, sind in Abbildung 5.4 Verteilungen rekonstruierter ϕ-Mesonen in Abhängigkeit vom Quadrat des Transversalimpulses dargestellt. Die p_T^2-Werte des gefüllten Histogramms entsprechen den generierten Werten, die des durch Symbole dargestellten Histogramms den rekonstruierten Werten. Innerhalb der statistischen Unsicherheiten stimmen die Verteilungen überein, durch Migrationseffekte wird der Verlauf der Verteilungen somit nicht verändert.

5.2.2 Transversalimpulsverteilungen

Abbildung 5.5 zeigt die Rohspektren dN/dp_T^2 aller Datensätze, wobei die in jedem Bin ermittelte Anzahl von ϕ-Mesonen mit der Breite des entsprechenden Bins normiert wurde. Die dargestellten Unsicherheiten entsprechen den aus der Anpassungsrechnung ermittelten statistischen Unsicherheiten der Anzahl von ϕ-Mesonen. Für die Messung zugänglich ist der Bereich

$$0.5\,\text{GeV}^2 \leq p_T^2 \leq 12.1\,\text{GeV}^2. \tag{5.3}$$

Wie in Kapitel 5.5 gezeigt wird, begrenzen die kinematischen Schnitte die Effizienz des Detektors im Bereich kleiner Transversalimpulse. Bei hohen Transversalimpulsen ist der Meßbereich durch die verfügbare Statistik begrenzt. Die für die Rohspektren verwendeten Daten wurden entsprechend der im nächsten Abschnitt bestimmten Rapiditätsverteilungen auf das Intervall $2.95 \leq y \leq 4.20$ begrenzt. Die numerischen Werte der Verteilungen können den Tabellen in Anhang B entnommen werden.

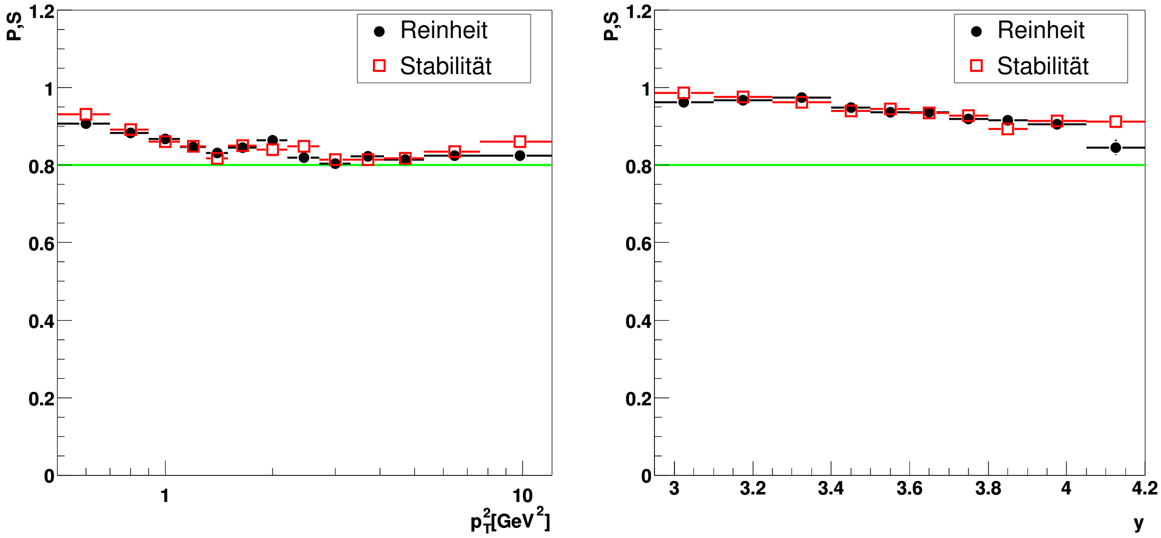
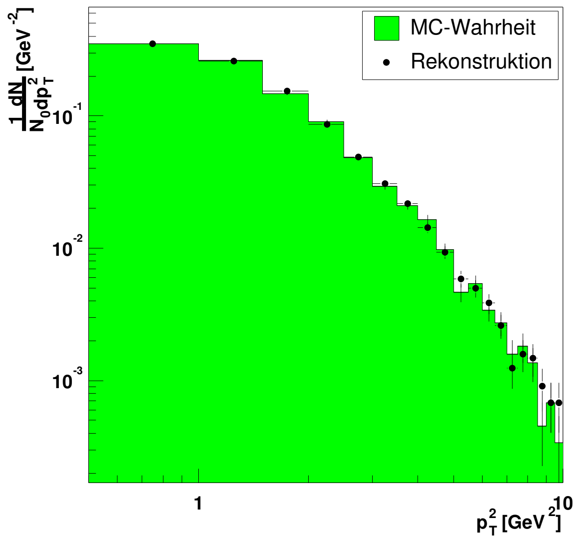


Abbildung 5.3: Reinheit P und Stabilität S der gewählten Bingrößen für p_T^2- und y-Verteilungen.

Abbildung 5.4: Untersuchung der Auswirkungen von Migrationseffekten auf die p_T^2-Verteilung rekonstruierter, simulierter ϕ-Mesonen. Die p_T^2-Werte des gefüllten Histogramm entsprechen der generierten MC-Wahrheit, die der Symbole den rekonstruierten Werten. Im Rahmen der statistischen Unsicherheiten stimmen die Verteilungen überein.



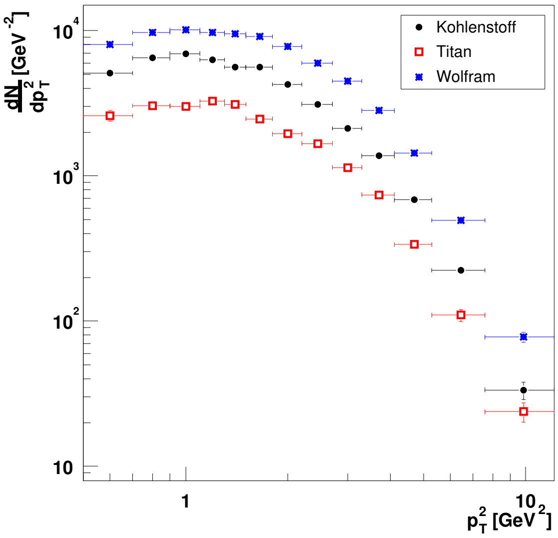


Abbildung 5.5: Differentielle Rohspektren der verwendeten Datensätze in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat. Die ermittelte Anzahl von ϕ-Mesonen pro Bin ist mit der Binbreite normiert dargestellt. Die dargestellten Unsicherheiten sind ausschließlich statistischer Natur.

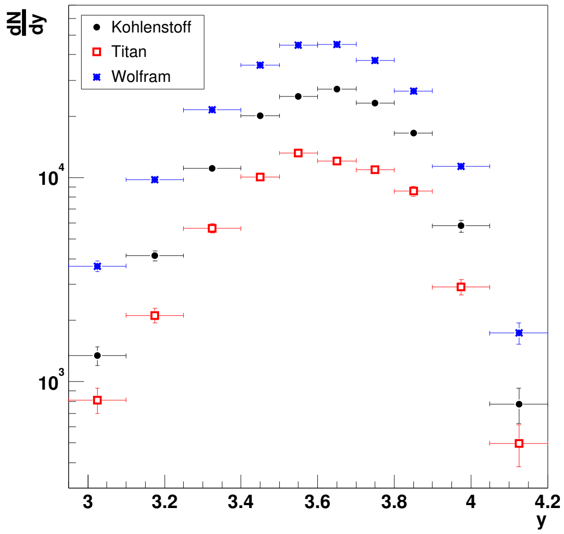


Abbildung 5.6: Differentielle Rohspektren dN/dy aller verwendeten Datensätze. Die Anzahlen von ϕ-Mesonen sind mit den entsprechenden Binbreiten normiert dargestellt. Angegeben sind nur die statistischen Unsicherheiten.

5.2.3 Rapiditätsverteilungen

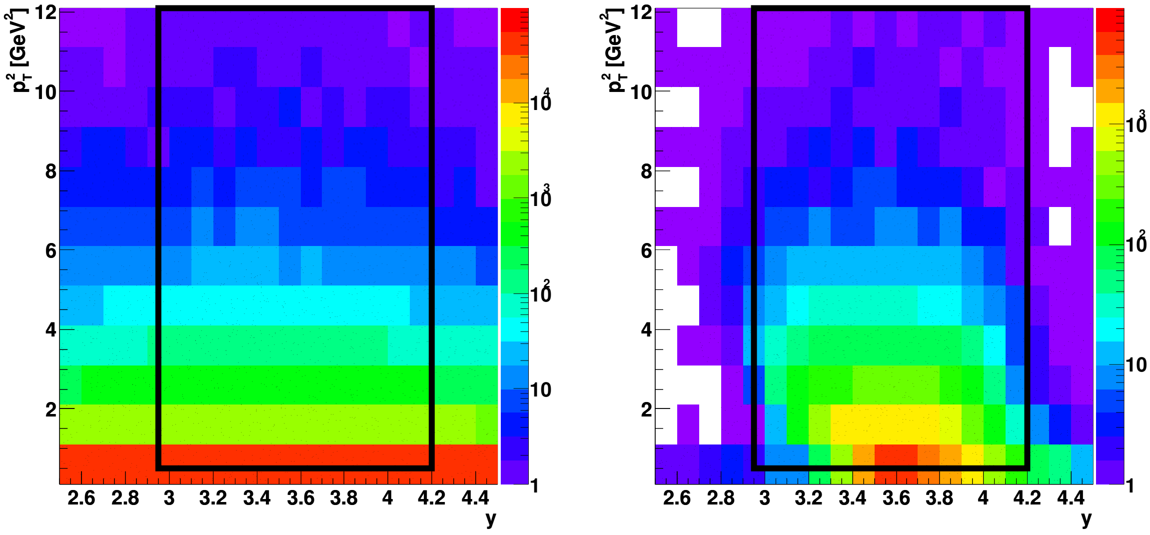
Abbildung 5.6 zeigt die differentiellen Rohspektren dN/dy. Der transversale Phasenraum wird auf den im vorherigen Abschnitt verwendeten Meßbereich $0.5\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_T^2 \leq 12.1\,\mathrm{GeV}^2$ limitiert. Der zugängliche Rapiditätsbereich

$$2.95 \leq y \leq 4.20 \tag{5.4}$$

wird bei großen y durch die Akzeptanz des Detektors, bei kleinen y durch die verfügbare Statistik und die Forderungen der Teilchenidentifikation beschränkt. Die Rohspektren zeigen ein Maximum bei $y \approx 3.7$, etwas unterhalb der Zentralrapidität von $y = 3.79$ im HERA–B-System. Im Anhang B sind die numerischen Werte der dN/dy-Verteilungen angegeben.

Sowohl die dN/dp_T^2-Verteilung in Abbildung 5.5 als auch die dN/dy-Verteilung in Abbildung 5.6 zeigen für den Titan-Datensatz ein vom Verlauf der beiden anderen Verteilungen leicht abweichendes Verhalten. Die durchgeführten Konsistenzprüfungen

- Die Variation der Anpassungsprozedur entsprechend Kapitel 4.3.3 bis 4.3.5.
- Die Fixierung ausgewählter Anpassungsparameter (σ_m und/oder m_ϕ) auf aus der Simulation bestimmte Werte.



(a) generiert (b) rekonstruiert

Abbildung 5.7: Abhängigkeit des Transversalimpulsquadrates von der Rapidität simulierter ϕ-Mesonen. In Diagramm a) ist das Transversalimpulsquadrat simulierter ϕ-Mesonen in Abhängigkeit von der Rapidität vor der Rekonstruktion dargestellt, in Diagramm b) nach der Rekonstruktion. Während die beiden Verteilungen auf Generatorniveau unabhängig voneinander sind (der Korrelationskoeffizienz beträgt $\rho = 0.007$), zeigt sich nach der Rekonstruktion eine deutliche Korrelation ($\rho = -0.238$), hervorgerufen durch eine von p_T^2 und y abhängige Rekonstruktionseffizienz. Die durch die Farbkodierung dargestellte z-Achse entspricht der Anzahl von Einträgen. Der für die Messung differentieller Spektren zugängliche und verwendete Bereich ist umrandet dargestellt.

- Die Variation der Binbreiten in p_T^2 und y und
- die Erstellung der Spektren mit Teilen des Datensatzes.

bestätigen die Form der Verteilungen so daß diese im folgenden verwendet werden.

5.3 Vergleich von Daten und MC

Die im vorherigen Abschnitt bestimmten Verteilungen sollen nun mit MC verglichen werden. Dazu wird zunächst auf die Bedeutung korrekt simulierter p_T^2- und y-Verteilungen für die später zu bestimmende Analyseeffizienz eingegangen. Aus einem Vergleich der Transversalimpulsverteilungen wird deutlich, daß das MC stark von den Daten abweicht und deshalb umgewichtet werden muß. Das dazu eingesetzte Verfahren wird beschrieben. Den Abschluß des Abschnitts bilden die Vergleiche weiterer kinematischer Verteilungen der ϕ-Mesonen und der Zerfallsprodukte.

5.3.1 Die Bedeutung der p_T^2- und y-Verteilungen in MC

Im allgemeinen wird davon ausgegangen, daß Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Transversalimpuls und der Rapidität faktorisieren [Dri81, Bre95]. Abbildung 5.7a) zeigt p_T^2 und y simulierter ϕ-Mesonen vor der Rekonstruktion, eine Korrelation ist nicht zu erkennen; der Korrelationskoeffizient beträgt $\rho = 0.007$. Die Bestimmung einfach-differentieller p_T^2- bzw. y-Verteilungen entspricht

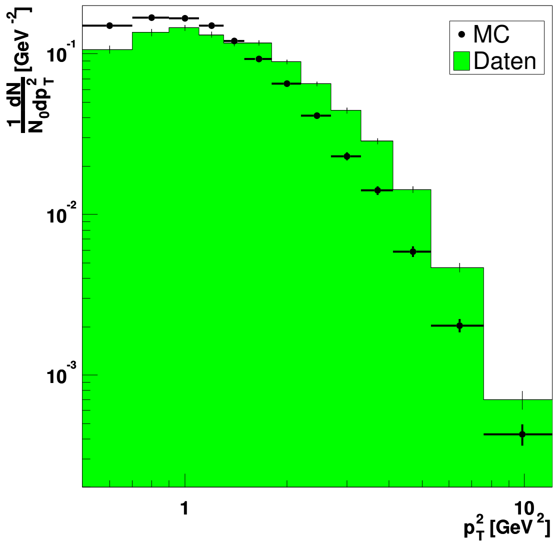


Abbildung 5.8: Vergleich der aus Kohlenstoff-Daten und unkorrigiertem MC bestimmten Transversalimpulsverteilungen. Es sind nur statistische Unsicherheiten angegeben. Dargestellt sind die relativ normierten Rohverteilungen $1/N(dN/dp_T^2)$. Die MC-Verteilung ist wesentlich steiler als die aus Daten bestimmte.

einer Integration über die jeweils andere Variable:

$$\frac{dN}{dp_T^2} = \int \frac{d^2N}{dydp_T^2}dy \qquad \text{bzw.} \tag{5.5}$$

$$\frac{dN}{dy} = \int \frac{d^2N}{dydp_T^2}dp_T^2 \tag{5.6}$$

Da die beiden Größen für generiertes MC voneinander unabhängig sind, gilt dies auch für die einfach-differentiellen Verteilungen.

In Abbildung 5.7b) ist das Transversalimpulsquadrat simulierter ϕ-Mesonen in Abhängigkeit von der Rapidität nach der Rekonstruktion dargestellt. Hier ist, hervorgerufen durch eine transversal- und longitudinalimpulsabhängige Detektoreffizienz, eine Korrelation ($\rho = -0.238$) der beiden Werte zu beobachten. Bei der Erstellung einfach-differentieller Verteilungen tragen somit für verschiedene Intervalle von y verschiedene Intervalle der p_T^2-Verteilung zur Integration bei, und umgekehrt. Die Form einfach-differentieller p_T^2- oder y-Verteilungen ist nach der Rekonstruktion nun abhängig von der Form der Verteilung der jeweils anderen Größe.

Der in Abbildung 5.8 dargestellte Vergleich der relativ[4] normierten p_T^2-Rohverteilungen von Daten und MC-Ereignissen zeigt eine deutlich steilere MC-Verteilung. Gemäß der in Abbildung 5.7b) dargestellten Abhängigkeit von y und p_T^2 wird dadurch die rekonstruierte Rapiditätsverteilung in MC falsch bestimmt. Die als Quotient aus rekonstruierten zu generierten Zerfällen bestimmte Effizienz weicht deshalb ebenfalls vom korrekten Wert ab.

Obige Erläuterungen zeigen die Notwendigkeit korrekt simulierter Verteilungen für die Effizienzbestimmung. Die deshalb vorgenommene Umgewichtung des MC wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

5.3.2 Umgewichtung des MC

Die Bedeutung gleicher Transversalimpulsverteilungen in Daten und MC für die Effizienzbestimmung wurde im vorherigen Abschnitt erläutert. Zur Korrektur der Simulation wird ein Gewichtungsverfahren eingesetzt, d.h. jedem simulierten ϕ-Meson wird ein Gewicht $g(p_T^2)$ zugeordnet, so

[4] d.h. auf gleiche Fläche

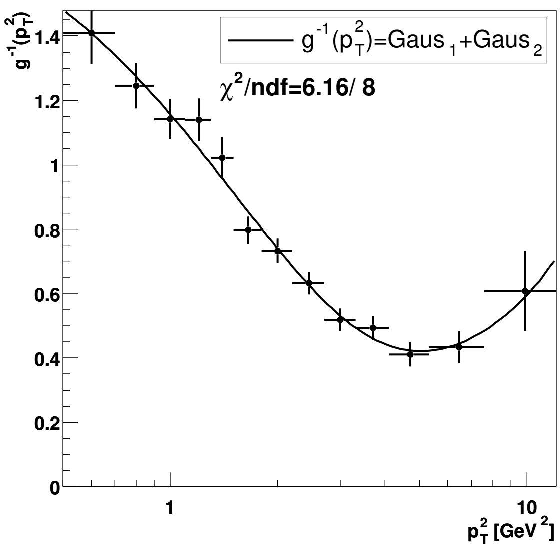


Abbildung 5.9: Verhältnis $g(p_T)^{-1} = {}^{MC}/_{Daten}$ der Transversalimpulsverteilungen aus MC und Daten, d.h. dargestellt ist das Inverse der später auf MC-Ereignisse anzuwendenden Gewichte $g(p_T^2)$. Die Verteilung ist durch die Anpassung der Summe zweier Gaußfunktionen interpoliert.

daß die resultierende Transversalimpulsverteilung den Daten entspricht. Abbildung 5.9 zeigt das Verhältnis der in Abbildung 5.8 dargestellten MC- und Datenverteilungen. Relativ zu Daten werden mehr simulierte ϕ-Mesonen kleinen und weniger ϕ-Mesonen großen Transversalimpulses rekonstruiert. Entsprechend müssen die simulierten ϕ-Mesonen bei kleinen p_T^2 mit einem Gewicht $g < 1$, die ϕ-Mesonen hohen Transversalimpulses mit einem Gewicht $g > 1$ versehen werden, um die Verteilungen aneinander anzupassen. Die in Abbildung 5.9 gezeigte Verteilung entspricht also dem Inversen $g(p_T^2)^{-1}$ der anzuwendenden Gewichte. Parametrisiert wird die Verteilung durch die Summe zweier Gaußverteilungen:

$$g(p_T^2)^{-1} = c_1 e^{-0.5\left(\frac{p_T^2-\mu_1}{\sigma_1}\right)^2} + c_2 e^{-0.5\left(\frac{p_T^2-\mu_2}{\sigma_2}\right)^2}. \tag{5.7}$$

$$\begin{aligned} c_{1,2} &: \text{Flächen,} \\ \mu_{1,2} &: \text{Mittelwerte und} \\ \sigma_{1,2} &: \text{Breiten der Gaußfunktionen} \end{aligned} \tag{5.8}$$

Die Anpassungsqualität ist für alle drei Datensätze gut. Die ermittelten Gewichte werden bei der Erstellung aller Verteilungen berücksichtigt, die statistische Unsicherheit der n_i Einträge eines Intervalls i ist nun nicht mehr durch die Wurzel der Anzahl der Einträge $\sigma_i^2 = n_i$ gegeben, sondern durch die Summe der Gewichtsquadrate aller zum Intervall beitragenden Einträge:

$$\nu_{i,gewichtet}^2 = \sum_{j=1}^{n} g_{i,j}^2(p_T^2). \tag{5.9}$$

Nach der Korrektur ergibt sich die in Abbildung 5.10 dargestellte p_T^2-Verteilung. Daten und MC stimmen im Rahmen der statistischen Unsicherheiten überein.

Abbildung 5.11 zeigt die relativ normierten Rapiditätsverteilungen aus Kohlenstoff-Daten und gewichteten MC-Ereignissen. Die Rapiditätsverteilungen aus Daten und simulierten Ereignissen stimmen im Rahmen der statistischen Unsicherheiten überein. Die Methode einfach-differentieller Effizienzen kann somit verwendet werden.

Im folgenden werden für alle auf der Simulation basierenden Betrachtungen, falls nicht explizit anders erwähnt, die nach obiger Methode umgewichteten MC-Ereignisse des Signal-MC verwendet.

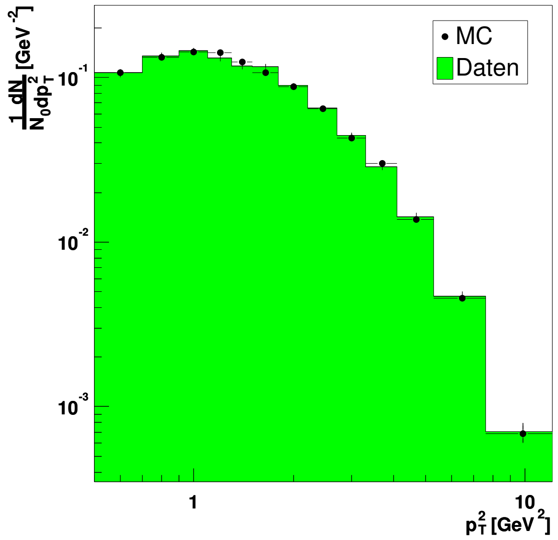


Abbildung 5.10: Transversalimpulsverteilungen dN/dp_T^2 aus Kohlenstoff-Daten und MC-Ereignissen nach Umgewichtung der MC-Transversalimpulsverteilung. Im Rahmen der statistischen Unsicherheiten stimmen die Verteilungen überein.

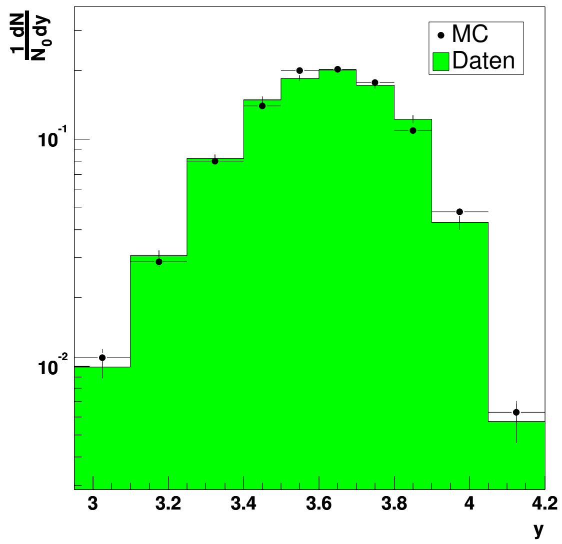


Abbildung 5.11: Aus Daten und in Bezug auf die p_T^2-Verteilung korrigiertem MC gewonnene Rapiditätsverteilungen für Kohlenstoff-Datensätze nach relativer Normierung der Verteilungen auf ihre Flächen.

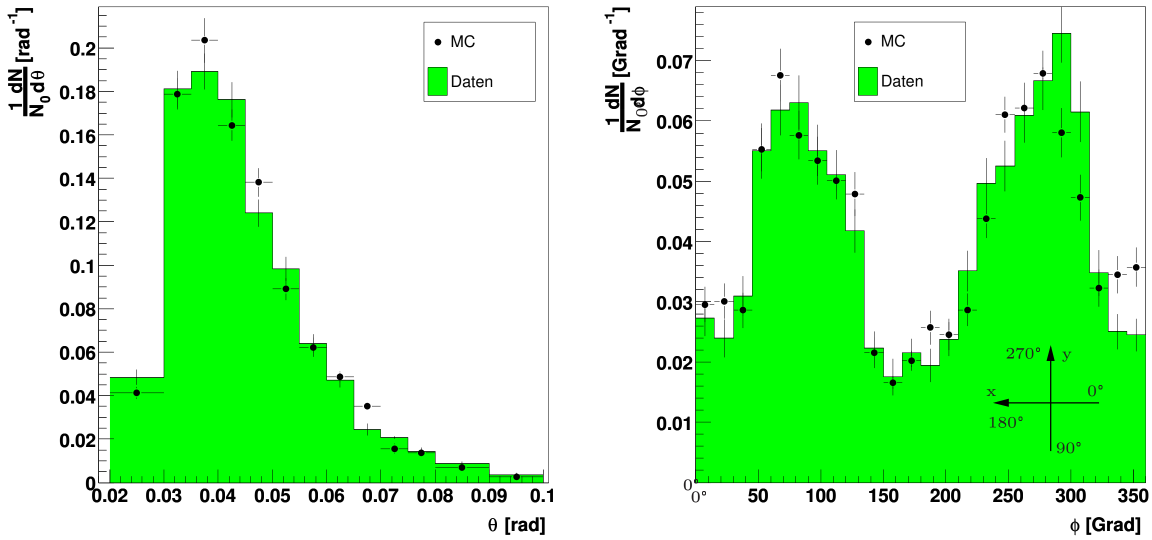


Abbildung 5.12: Mit Hilfe der Anpassungsmethode gewonnene MC- und Daten-Winkelverteilungen rekonstruierter ϕ-Mesonen. a) Der Polarwinkel θ und b) der Azimutalwinkel ϕ.

Die Gewichte $g(p_T^2)$ wurden für die MC-Ereignisse der Materialien Kohlenstoff, Titan und Wolfram jeweils eigens ermittelt. Im nächsten Abschnitt wird das gewichtete MC mit Daten verglichen.

5.3.3 Vergleich weiterer Verteilungen

Zur Überprüfung der Simulation werden in diesem Abschnitt verschiedene Verteilungen aus Daten und MC miteinander verglichen. Den Anfang machen die Azimutal- und Polarwinkelverteilungen $dN/d\phi$ und $dN/d\theta$ der ϕ-Mesonen. Im Anschluß werden die Verteilungen kinematischer Größen der aus dem Zerfall des ϕ-Mesons stammenden Kaonen bestimmt und verglichen.

Der Vergleich von Winkelverteilungen ermöglicht die Beurteilung der Realitätsnähe der Simulation für verschiedene Regionen des Detektors. Abbildung 5.12 zeigt den Polarwinkel θ und den Azimutalwinkel ϕ rekonstruierter ϕ-Mesonen. In beiden Fällen entspricht das Verhalten der Simulation dem der Daten. Die Verteilungen wurden gemäß der in Kapitel 5.2 beschriebenen Anpassungsmethode gewonnen.

Die in Abbildung 5.12a) dargestellten Polarwinkelverteilungen der Daten und MC stimmen im Rahmen der statistischen Unsicherheiten überein. Der Bereich geringer Effizienz bei kleinen Winkeln wird durch nicht rekonstruierte Zerfälle im Bereich des Strahlrohrs und des nicht verwendeten ITR bewirkt. Zu großen Winkeln fällt die Teilchendichte ab.

Die Verteilung des Azimutalwinkels ϕ in Abbildung 5.12b) zeigt ausgeprägte Überhöhungen der Produktion von ϕ-Mesonen bei $\phi = 90^\circ$ und $\phi = 270^\circ$, dies entspricht den Richtungen „unten“ und „oben“ des Detektors. Die geladenen Kaonen des ϕ-Zerfalls werden entlang der x-Achse vom Magnetfeld abgelenkt. Ein Kaon eines nach links oder rechts fliegenden ϕ-Mesons wird entsprechend wahrscheinlicher in den Bereich des Strahlrohrs und des inneren Spurkammersystems abgelenkt als die Kaonen von nach oben oder unten fliegenden ϕ-Mesonen. Entsprechend wahrscheinlicher können letztere rekonstruiert werden.

In Abbildung 5.13 sind die Verteilungen einiger kinematischer Größen der Kaonen aus dem Zerfall der ϕ-Mesonen dargestellt. Diese Verteilungen wurden nicht mit Hilfe der Anpassungsmehode sondern durch einen Massenschnitt im Bereich $m_{\phi,PDG} \pm 1\Gamma_{\phi,PDG}$ um die ϕ-Masse gewonnen. Die sowohl in den Verteilungen aus Daten als auch in denen aus MC-Ereignissen vorhandenen Untergrundbeiträge können den Vergleich beeinflussen. Die gute Übereinstimmung der dargestellten Verteilungen rechtfertigt die Verwendung dieses vereinfachten Verfahrens und zeigt, daß der Untergrund und die ϕ-Verteilungen realistisch simuliert werden. Im einzelnen werden in Abbildung 5.13 folgenden kinematische Größen in Kohlenstoff-Daten und MC verglichen:

- das Verhältnis Q/p von Ladung Q zu Gesamtimpuls p aller Kaonen,
- der Transversalimpuls p_T,
- der Longitudinalimpuls p_z,
- der Polarwinkel θ und
- der Azimutalwinkel ϕ der negativen Kaonen.

In allen Verteilungen ist eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und MC zu beobachten.

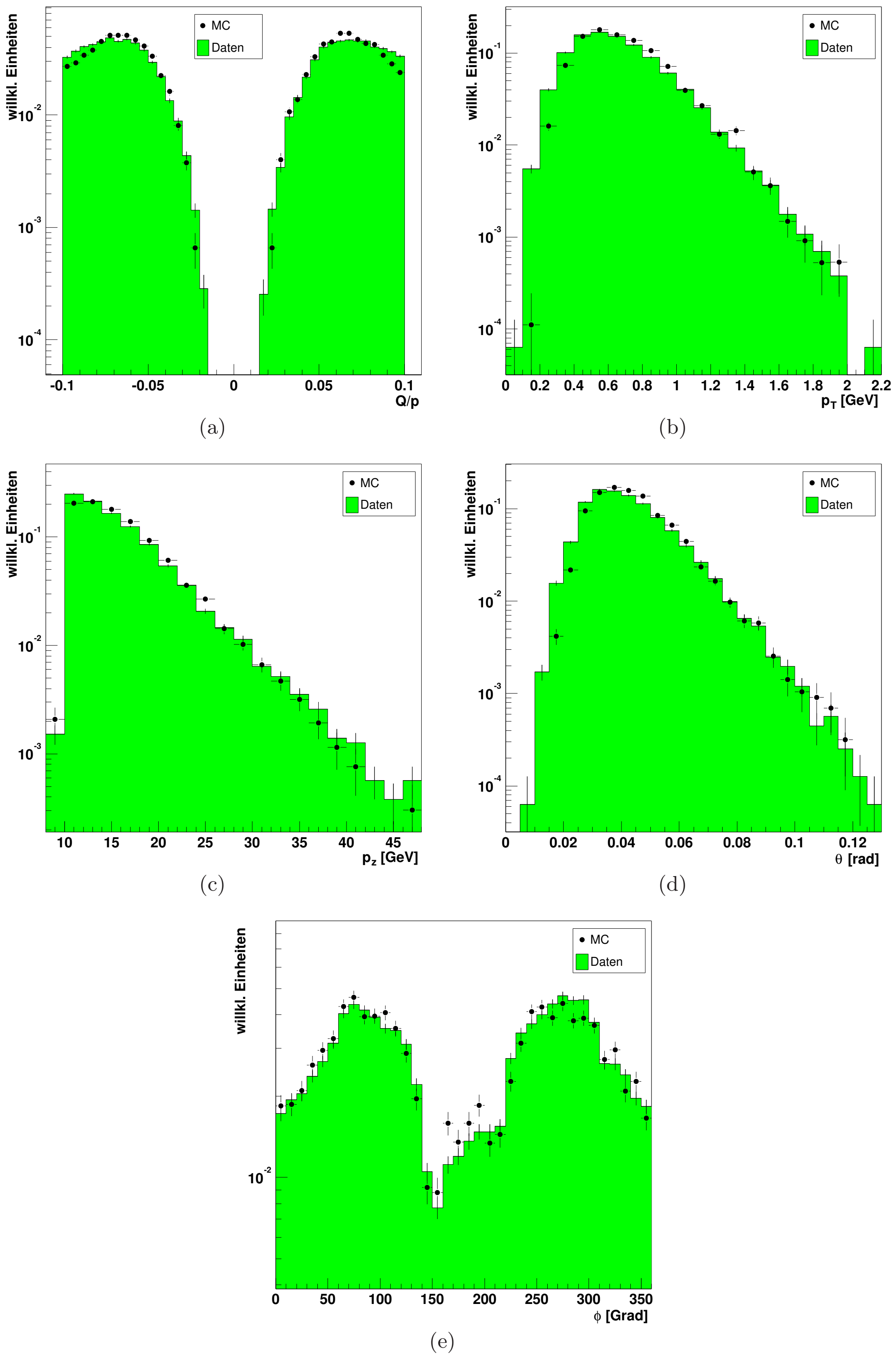


Abbildung 5.13: Vergleich kinematischer Größen der aus dem ϕ-Zerfall stammenden Kaonen. Die Verteilungen wurden durch einen Massenschnitt auf den Bereich $m_{\phi,PDG} \pm 1\Gamma_{\phi,PDG}$ erstellt. Dargestellt sind a) das Verhältnis von Ladung über Impuls Q/p, durch den Schnitt auf Kaonimpulse von mindestens 10 GeV endet die Verteilung bei 0.1 GeV^{-1}, b) Transversalimpulse p_T, c) Longitudinalimpulse p_z, d) Polarwinkel θ und e) Azimutalwinkel ϕ. Abbildung a) zeigt Kaonen beider Ladungsvorzeichen, die restlichen Verteilungen nur negative Kaonen.

5.4 Differentielle Analyseeffizienzen

Die bisher bestimmten differentiellen Spektren basieren auf rekonstruierten Zerfällen von ϕ-Mesonen in zwei geladene Kaonen. Die Anzahl dieser rekonstruierten Zerfälle N_{Reko} unterscheidet sich von der Anzahl N_{prod} im Target produzierter und in zwei Kaonen zerfallender ϕ-Mesonen, da durch die geometrische Akzeptanz des Detektors, Ineffizienzen der Spurrekonstruktion und der Teilchenidentifizierung sowie durch die angewandten Schnitte ein Teil der ϕ-Mesonen nicht rekonstruiert wird. Die Gesamtheit dieser Effekte wird beschrieben durch die Analyseeffizienz ϵ_{Ana}. Diese ist der rekonstruierte Anteil aller produzierten Teilchen des untersuchten Zerfallskanals. Entsprechend kann die Analyseeffizienz bei Kenntnis der Anzahl generierter und rekonstruierter Zerfälle, N_{gen} und N_{Reko}, aus simulierten Ereignissen bestimmt werden:

$$\epsilon_{Ana} = \frac{N_{Reko}}{N_{gen}}. \tag{5.10}$$

Auf die simulierten Ereignisse werden die gleichen Schnitte und Analysemethoden angewandt wie auf Daten. Die Anzahl rekonstruierter Zerfälle wird entsprechend den Ausführungen in Kapitel 5.1.1 mit der Anpassungsmethode bestimmt. Die statistische Unsicherheit der Analyseeffizienz ergibt sich aus der Unsicherheit der Anzahl rekonstruierter ϕ-Mesonen.

Für die Effizienzkorrektur der differentiellen Spektren dN/dp_T^2 und dN/dy muß die Analyseeffizienz als Funktion des Transversalimpulsquadrates p_T^2 und der Rapidität y bestimmt werden. Für jedes Bin der zu untersuchenden Größe berechnet man ϵ_{Ana} gemäß Gleichung (5.10). Die entsprechenden Werte für N_{Reko} und N_{gen} werden analog zu Kapitel 5.1 innerhalb der Intervalle der zu untersuchenden Größe bestimmt.

Die Analyseeffizienzen werden in den nächsten beiden Abschnitten aus simulierten Ereignissen des gewichteten Signal-MC bestimmt. Der Phasenraum wird auf den für die Messungen differentieller Verteilungen in Kapitel 5.2.2 und 5.2.3 zugänglichen Bereich

$$\begin{array}{ccccc} 0.5\,\mathrm{GeV}^2 & \leq & p_T^2 & \leq & 12.1\,\mathrm{GeV}^2 \\ 2.95 & \leq & y & \leq & 4.20 \end{array}$$

beschränkt.

5.4.1 Die Analyseeffizienz in Abhängigkeit von p_T^2

Die Verteilungen generierter und rekonstruierter ϕ-Mesonen in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat sind in Abbildung 5.14 dargestellt. Die Produktion von ϕ-Mesonen steigt zu kleinen Transversalimpulsen hin an, während die Anzahl rekonstruierter ϕ-Mesonen unterhalb von $1\,\mathrm{GeV}^2$ leicht absinkt. Die daraus resultierenden Analyseffizienzen ϵ_{Ana} sind in Abbildung 5.15 für die verschiedenen Datensätze mit den statistischen Unsicherheiten dargestellt. Im Bereich kleiner Transversalimpulse beträgt die Analyseeffizienz etwa 2 %; wie später gezeigt wird lassen die Impulsschnitte der Teilchenidentifikation die Effizienz in diesem Bereich stark absinken. Für größere p_T^2 steigt die Effizienz stark an bevor sie oberhalb von etwa $4\,\mathrm{GeV}^2$ bei Werten von ungefähr 35 % abflacht und im letzten Bin wieder absinkt. Der in Kapitel 5.2.2 genutzte Meßbereich $0.5\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_T^2 \leq 12.1\,\mathrm{GeV}^2$ ist demnach bei kleinen Transversalimpulsen durch die Analyseeffizienz, bei großen Transversalimpulsen durch die verfügbare Statistik beschränkt. Die numerischen Werte der Effizienzen sind in Anhang B angegeben.

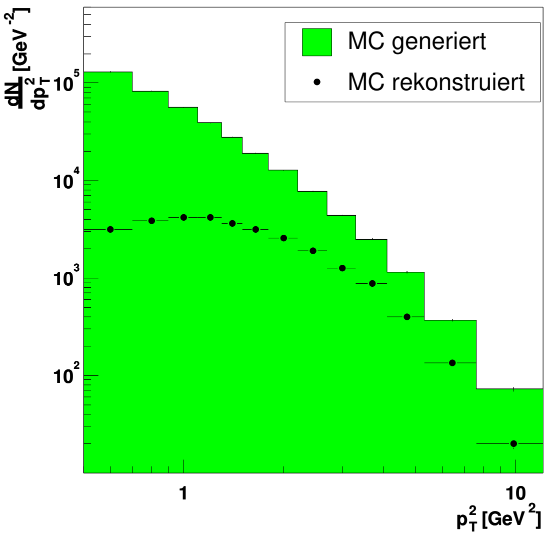


Abbildung 5.14: Generierte und rekonstruierte Verteilung von ϕ-Mesonen des Kohlenstoff-MC in Abhängigkeit von p_T^2.

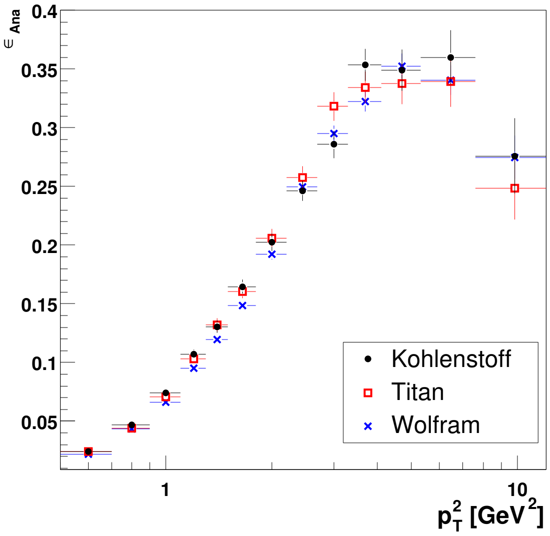


Abbildung 5.15: Aus Signal-MC ermittelte Effizienzen ϵ_{Ana} in Abhängigkeit von p_T^2 für die verwendeten Targetmaterialien.

Anhand der p_T^2-Effizienzen soll im Hinblick auf die später zu bestimmende A-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der Einfluß des verwendeten Targets untersucht werden. In Abbildung 5.16 sind die Verhältnisse r_ϵ der Analyseeffizienzen verschiedener Materialien in Abhängigkeit von p_T^2 dargestellt. Zur Abschätzung der Größe der Abhängigkeiten wird eine konstante Funktion $f(p_T^2) = p_0$ an die Verteilungen angepasst. Basierend auf den Ergebnissen der Anpassungen ergibt sich relativ zur Kohlenstoff-Effizienz folgende Ordnung der Höhe der Effizienzen:

$$\begin{array}{ccccc} \epsilon_{\text{C, unten 1}} & > & \epsilon_{\text{Ti, unten 2}} & > & \epsilon_{\text{W, innen 1}} \\ 100\,\% & > & 98.8 \pm 1.6\,\% & > & 94.5 \pm 1.3\,\%. \end{array} \tag{5.11}$$

Folgende zwei Effekte sind geeignet das beobachtete targetabhängige Verhalten der Effizienzen zu beschreiben:

- Die verschiedenen Targetpositionen (siehe Abbildung 3.4 und Tabelle 3.1) bewirken unterschiedlich große geometrische Akzeptanzen des Detektors für die in den Targets stattfindenden Wechselwirkungen. Für die bei $z \approx 0$ cm installierten Wolfram- und Kohlenstofftargets erwartet man eine größere geometrische Akzeptanz als für das bei $z \approx -4$ cm weiter vom Detektor entfernte Titantarget. Die in Gleichung 5.11 angegebenen Größenverhältnisse der Effizienzen schließen dies als dominanten Effekt aus. Für das Titantarget sollte bei höheren Transversalimpulsquadraten und damit größeren Winkeln zur Strahlachse die geometrische Akzeptanz niedriger und bei kleinen Transversalimpulsen größer sein als die Akzeptanzen für Targets der ersten Station. Wenn auch statistisch nicht signifikant läßt sich in Abbildung 5.16 doch ein Anstieg des Wolfram/Titan-Verhältnisses und ein Absinken der Titan/Kohlenstoff-Verhältnisses bei $p_T^2 > 4\,\text{GeV}^2$ beobachten. Der Bereich kleiner Transversalimpulse ($p_T^2 < 0.5\,\text{GeV}^2$) ist für die Messung nicht zugänglich, so daß über das Verhalten der Effizienzen dort keine Aussage gemacht werden kann.
- Unter der Annahme daß alle inelastischen Ereignisse eines Materials die gleiche Multiplizitätsverteilung zeigen, kann die reduzierte Wolfram-Effizienz auf die nach Gleichung (3.15)

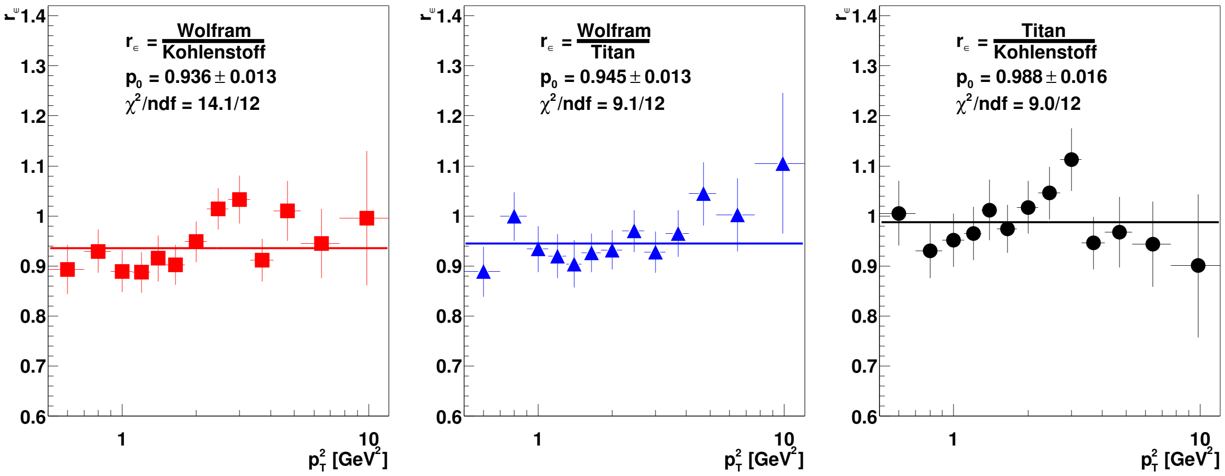


Abbildung 5.16: Verhältnisse der Analyseeffizienzen ϵ_{Ana} für verschiedene Targetmaterialien. Angegeben sind die Ergebnisse der Anpassung einer konstanten Funktion $f(p_T^2) = p_0$ an die einzelnen Verhältnisse. Die Werte für p_0 sind durch Linien dargestellt. In der Höhe der Effizienzen ergibt sich die Rangfolge: $\epsilon_{\mathrm{C,\ unten\ 1}}(p_T^2) > \epsilon_{\mathrm{Ti,\ unten\ 2}}(p_T^2) > \epsilon_{\mathrm{W,\ innen\ 1}}(p_T^2)$.

höhere Multiplizität geladener Spuren zurückgeführt werden. Abbildung 5.17 zeigt die Verteilungen im VDS rekonstruierter Spuren für simulierte Ereignisse mit und ohne rekonstruierte ϕ-Mesonen[5]. Für Ereignisse ohne ϕ-Mesonen ist die Anzahl geladener Spuren zu größeren Werten verschoben. Dies kann als Hinweis auf die Mulitplizitätsabhängigkeit der Analyseeffizienz interpretiert werden.

Zusammenfassend kommen für die beobachtete Targetabhängigkeit der Analyseeffizienz zwei Effekte in Frage. Aufgrund der geringeren geometrischen Akzeptanz ist die Analyseeffizienz des weiter vom Detektor entfernten Titantargets geringer als die der anderen Targets. Dies ist mit geringer statistischer Signifikanz besonders im Außenbereich der Akzeptanz bei hohen Transversalimpulsen zu beobachten. Eine Abhängigkeit der Analyseeffizienz von der Multiplizität geladener Spuren würde die relativ zum Kohlenstofftarget geringere Wolfram-Effizienz erklären.

5.4.2 Die Analyseeffizienz in Abhängigkeit von y

Analog zur Bestimmung von $\epsilon_{Ana}(p_T^2)$ im vorherigen Abschnitt wird die Analyseeffizienz als Funktion der Rapidität bestimmt. Abbildung 5.18 zeigt die Verteilungen generierter und rekonstruierter ϕ-Mesonen in Abhängigkeit von der Rapidität. Die Produktion ist weitgehend flach über das betrachtete Rapiditätsintervall. Die Verteilung rekonstruierter ϕ-Mesonen hingegen ist stark von der Rapidität abhängig. Die differentiellen Analyseeffizienzen ϵ_{Ana} aller Datensätze als Funktion der Rapidität sind in Abbildung 5.19 dargestellt. Im Bereich von $3.5 \leq y < 3.7$ erreicht die Effizienz Werte von über 20 %. Im Vorwärtsbereich fällt ϵ_{Ana} im Meßbereich auf weniger als 1 % ab, im Rückwärtsbereich auf etwa 1.2 %. Der in Kapitel 5.2.3 zur Erstellung von Rapiditätsverteilungen genutzte Meßbereich $2.95 \leq y < 4.20$ ist also durch die Analyseeffizienz beschränkt. Die numerischen Werte von ϵ_{Ana} sind in Anhang B angegeben.

[5] Die ϕ-Kandidaten wurden durch die in Kapitel 4 beschriebenen Selektionsschnitte und einen Massenschnitt im Bereich $m_{\phi,PDG} \pm 1\Gamma_{PDG}$ selektiert. Für die Selektion der keine ϕ-Mesonen enthaltenden Ereignisse wurde eine invariante Masse außerhalb des Bereichs $m_{\phi,PDG} \pm 2\Gamma_{PDG}$ gefordert.

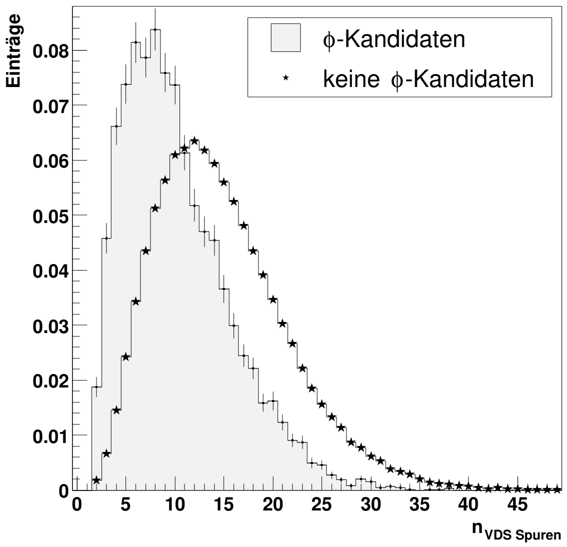


Abbildung 5.17: Relativ normierte Verteilungen der Anzahl im Vertexdetektor rekonstruierter Spuren. Die Anzahl rekonstruierter Spuren für simulierte Ereignisse ohne rekonstruierte ϕ-Mesonen ist höher als die für Ereignisse mit ϕ-Mesonen. Dies kann als möglicher Hinweis auf die Abhängigkeit der Effizienz der ϕ-Rekonstruktion von der Multiplizität geladener Spuren gedeutet werden.

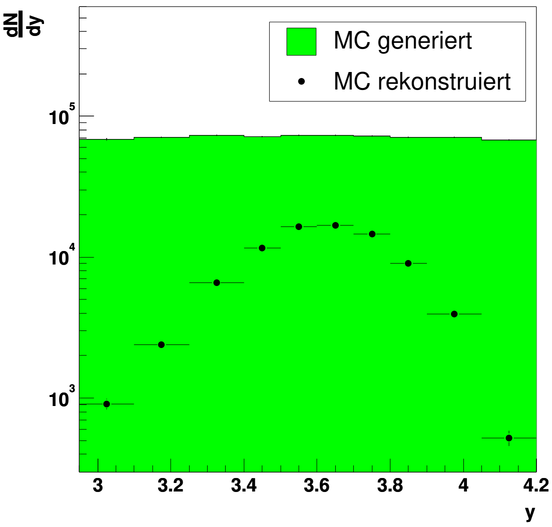


Abbildung 5.18: Rapiditätsverteilung simulierter ϕ-Mesonen für ein Kohlenstoff-Target vor und nach der Rekonstruktion.

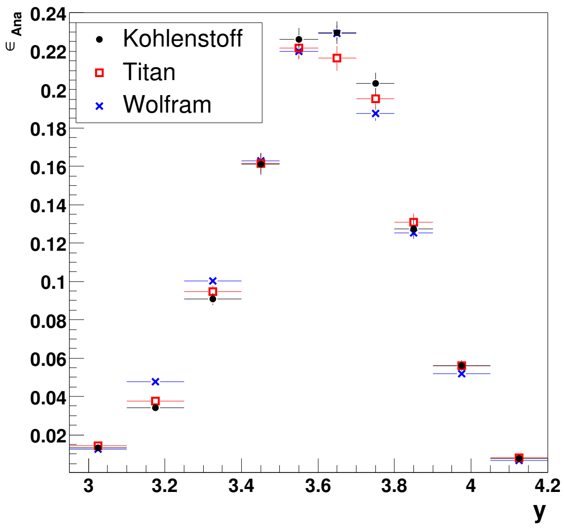


Abbildung 5.19: Aus MC-Ereignissen ermittelte Analyseeffizienz $\epsilon_{Ana}(y)$ für alle verwendeten Targetmaterialien.

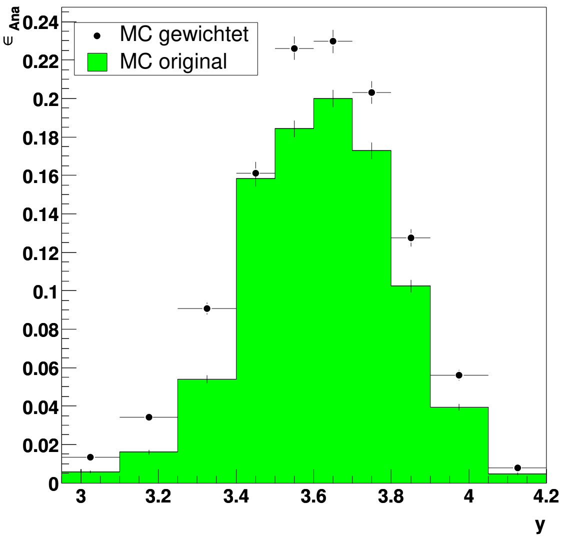


Abbildung 5.20: Vergleich der Analyseeffizienz ϵ_{Ana} in Abhängigkeit von der Rapidität bestimmt aus umgewichtetem und nicht-umgewichtetem MC. Deutlich ist der Einfluß der Korrektur der Transversalimpulsverteilungen zu erkennen.

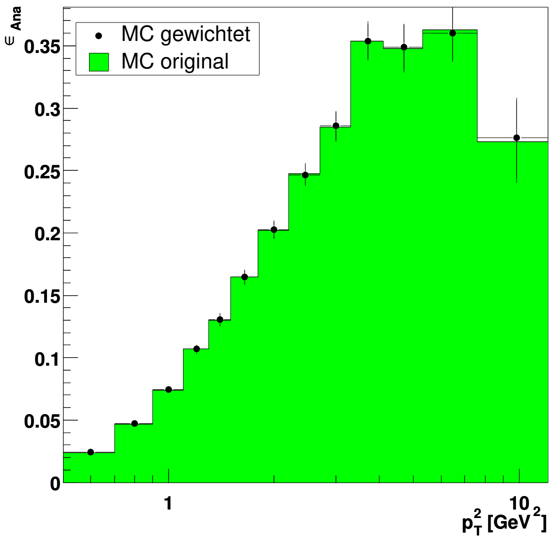


Abbildung 5.21: Vergleich der Analyseeffizienz ϵ_{Ana} in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat bestimmt aus gewichtetem und nicht-gewichtetem MC. Die Verteilungen stimmen gut überein.

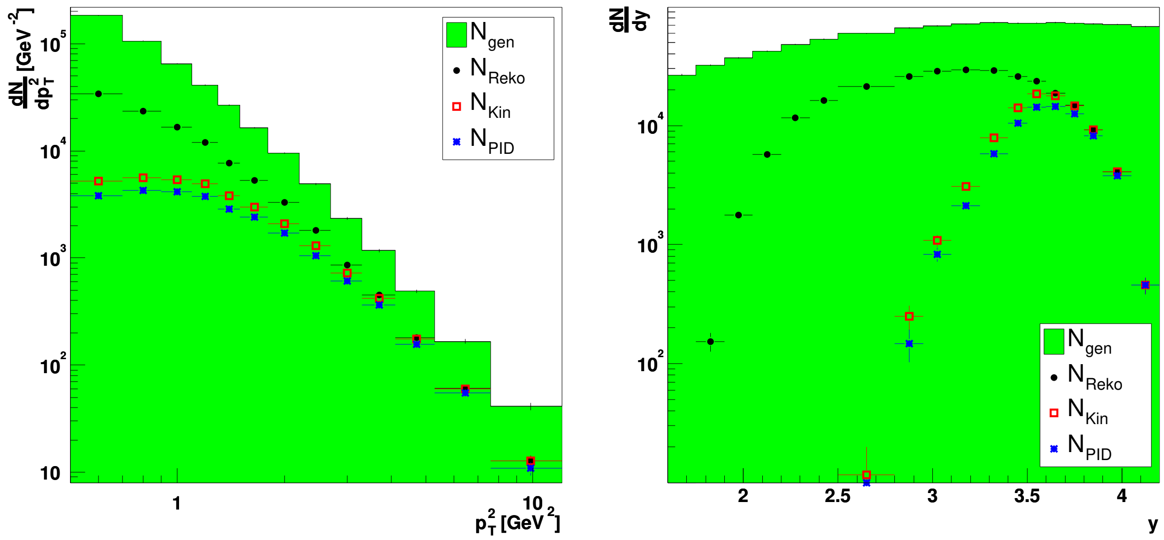
Den Einfluß der in Kapitel 5.3.2 beschriebenen Umgewichtung des MC auf die Analyseeffizienz $\epsilon_{Ana}(y)$ zeigt Abbildung 5.20. Dargestellt sind die Analyseeffizienzen in Abhängigkeit von der Rapidität vor und nach der Umgewichtung des MC. Entsprechend der in Abbildung 5.7b) gezeigten Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz von p_T^2 und y und dem Vergleich der p_T^2-Verteilungen in Abbildung 5.8 ist der Einfluß der Umgewichtung im Rückwärtbereich etwas stärker ausgeprägt als im Vorwärtsbereich. Zum Vergleich sind in Abbildung 5.21 die Analyseeffizienzen in Abhängigkeit von p_T^2 vor und nach Umgewichtung des MC dargestellt. Da keine Veränderungen an der Rapiditätsverteilung der simulierten ϕ-Mesonen vorgenommen wurde stimmen die Verteilungen erwartungsgemäß überein.

5.5 Effizienzbetrachtungen

Die in den vorherigen Abschnitten bestimmten Analyseeffizienzen ϵ_{Ana} in Abhängigkeit von p_T^2 und y sollen nun näher betrachtet werden. Zum einen ist der Einfluß der einzelnen Analyseschritte und der angewandten Schnitte auf die Effizienzen von Interesse, zum anderen werden ausgewählte Effizienzen zwischen Daten und MC verglichen. Entsprechend der Vorgehensweise bei der Rekonstruktion der ϕ-Mesonen kann die Analyseeffizienz ϵ_{Ana} in die folgenden drei Teileffizienzen unterteilt werden:

- Die Rekonstruktionseffizienz ϵ_{Reko} beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß beide aus dem ϕ-Zerfall stammenden Kaonen den Detektor durchqueren und rekonstruiert werden. Dabei müssen beide Spuren die in Kapitel 4.2.1 begründeten Schnitte auf Spurtreffer im Vertexdetektor und im äußeren Spurkammersystem erfüllen.

- Um die Wahrscheinlichkeit der Misidentifikation zu minimieren, wurde in Kapitel 4.2.2 die Forderung nach Impulsen beider Kaonspuren größer als 10 GeV eingeführt. Die Effizienz dieses



(a) (b)

Abbildung 5.22: Anzahl der simulierten und nach den einzelnen Rekonstruktionsschritten verbleibenden ϕ-Mesonen in Abhängigkeit a) vom Transversalimpulsquadrat und b) von der Rapidität. N_{gen} entspricht der Anzahl generierter ϕ-Mesonen, N_{Reko} der Anzahl rekonstruierter ϕ-Mesonen nach Forderung der Rekonstruktion beider Kaonen und für N_{Kin} müssen die Impulse beider rekonstruierten Kaonen größer als 10 GeV sein. Für N_{PID} muß den Spuren zudem eine RICH-Kaonwahrscheinlichkeit $l_K > 0.3$ zugeordnet werden.

kinematischen Schnitts auf die ϕ-Mesonen wird durch die Effizienz ϵ_{Kin} beschrieben.

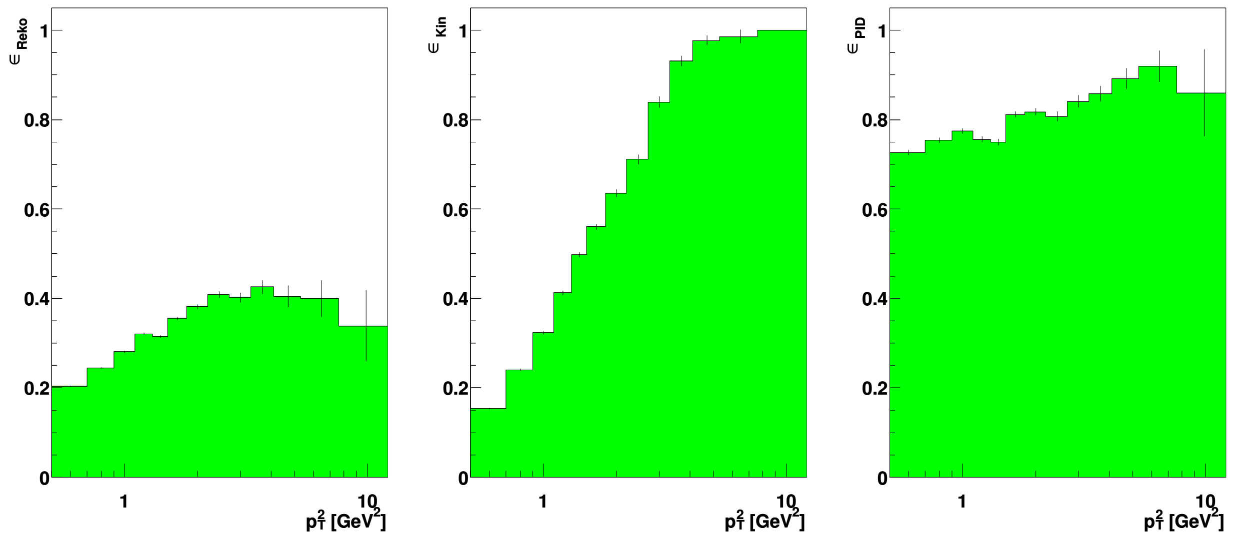
- Die Kaonen der nach Anwendung obiger Forderungen verbliebenen ϕ-Mesonen werden mit Hilfe der RICH-Teilchenidentifikation selektiert. Die Effizienz dieses Schnittes wird als ϵ_{PID} bezeichnet.

Jede der Effizienzen wird relativ zur vorhergehenden bestimmt, d.h. ϵ_{Reko} bezieht sich auf die Gesamtheit aller generierten ϕ-Mesonen, ϵ_{Kin} auf ϕ-Mesonen deren Zerfallskaonen rekonstruiert wurden und ϵ_{PID} auf ϕ-Mesonen, deren Kaonen sowohl rekonstruiert wurden als auch Impulse größer 10 GeV haben. In Abbildung 5.22 sind die aus MC bestimmten Zahlen von generierten und von in den einzelnen Rekonstruktionschritten verbleibenden ϕ-Mesonen in Abhängigkeit von p_T^2 und y dargestellt. In Abhängigkeit von p_T^2 trägt die Rekonstruktionseffizienz nahezu konstant bei, während aufgrund der kinematischen Schnitte vor allem im Bereich kleiner Transversalimpulse weniger Teilchen rekonstruiert werden. In Abhängigkeit von y nimmt die Rekonstruktionseffizienz sowohl bei kleinen als auch bei großen Rapiditäten stark ab. Die kinematischen Schnitte bewirken vor allem Verluste im Bereich kleiner Rapiditäten. Die aus den Teilchenzahlen bestimmten Teileffizienzen finden sich in den Abbildungen 5.23 und 5.24 als Funktion von p_T^2 und y. Diese bilden die Grundlage der folgenden Diskussion.

5.5.1 Die Rekonstruktionseffizienz ϵ_{Reko}

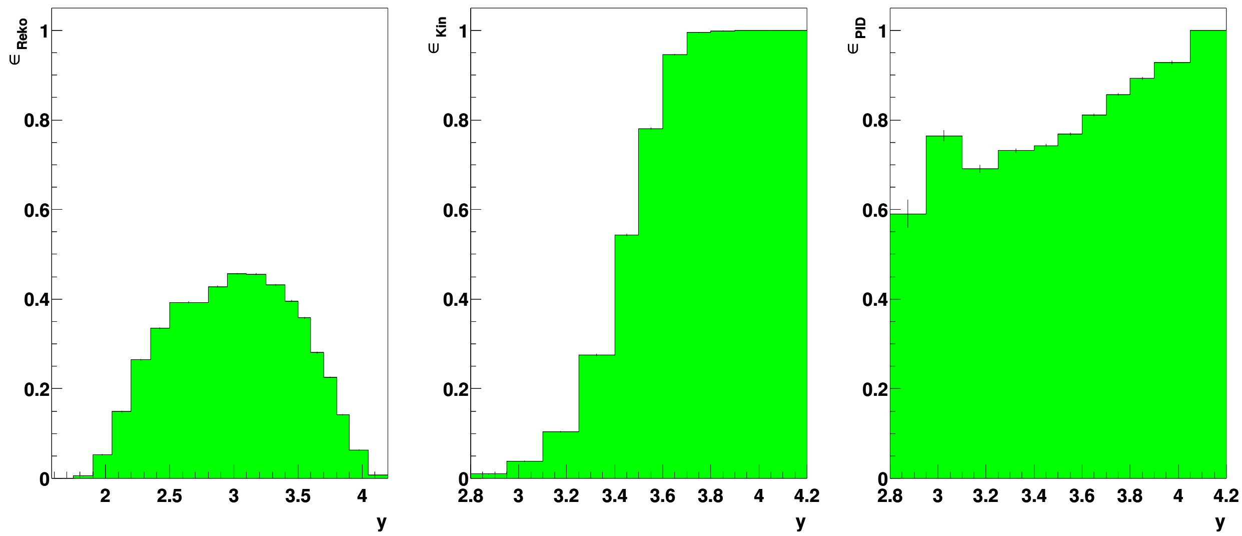
Die Rekonstruktionseffizienz ϵ_{Reko} beschreibt das Verhältnis der in einem Bin i rekonstruierten ϕ-Mesonen N^i_{Reko} zu der Anzahl N^i_{gen} der in dem Bin generierten:

$$\epsilon^i_{Reko} = \frac{N^i_{Reko}}{N^i_{gen}}. \tag{5.12}$$



(a) ϵ_{Reko} (b) ϵ_{Kin} (c) ϵ_{PID}

Abbildung 5.23: Beiträge zur Analyseeffizienz ϵ_{Ana} in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat. Dargestellt sind a) die Rekonstruktionseffizienz ϵ_{Reko}, b) die Effizienz ϵ_{Kin} des Schnitts auf die Impulse der Kaonen und c) die Effizienz der Teilchenidentifizierung ϵ_{PID}. Die Erfüllung der Schnitte wird für beide aus dem ϕ-Zerfall stammenden Kaonen gefordert. Zur Bestimmung der Effizienzen wurde die Verknüpfung von generierten und rekonstruierten Spuren verwendet. ϵ_{Reko} wurde entsprechend mit dem Wert 1.1 multipliziert, um die in Kapitel 5.1.1 bestimmten Ineffizienzen auszugleichen. Die Effizienzen sind relativ zueinander bestimmt, d.h. relativ zu der verbleibenden Anzahl von ϕ-Mesonen nach Anwendung der Schnitte der vorhergehenden Effizienz.



(a) ϵ_{Reko} (b) ϵ_{Kin} (c) ϵ_{PID}

Abbildung 5.24: Beiträge zur Analyseeffizienz ϵ_{Ana} als Funktion der Rapidität. Die Ineffizienzen der Verknüpfung zwischen generierten und rekonstruierten Spuren (vgl. Abbildung 5.1) wurden durch Multiplikation der Rekonstruktionseffizienz ϵ_{Reko} mit dem Faktor 1.1 berücksichtigt. Für ϵ_{Kin} und ϵ_{PID} ist nur der kinematische Bereich $2.8 \leq y \leq 4.2$ mit von Null verschiedenen Effizienzen dargestellt.

Für N^i_{Reko} kann die Anpassungsrechnung zur Bestimmung der Anzahl vom ϕ-Mesonen nicht verwendet werden, da die Rekonstruktion des ϕ-Signals mit Hilfe des RICH identifizierte Kaonen erfordert. Für die folgenden Effizienzbetrachtungen werden deshalb die Verknüpfungen (siehe Kapitel 3.5.3) zwischen generierten und rekonstruierten MC-Spuren verwendet, um die Anzahl von ϕ-Mesonen zu bestimmen. Die Ineffizienzen dieser Methode (siehe Kapitel 5.1.1) müssen bei der Betrachtung der Rekonstruktionseffizienz berücksichtigt werden, da diese auf dem Verhältnis rekonstruierter zu generierten Spuren basiert. Die nach Gleichung 5.12 bestimmten Effizienzen ϵ_{Reko} werden mit dem in Abbildung 5.1 abgebildeten Korrekturfaktoren multipliziert, um die korrigierten Rekonstruktionseffizienzen zu erhalten. Der Korrekturfaktor wird im folgenden für die betrachteten Intervalle, sowohl in p_T^2 als auch in y, zu 1.1 angenommen, um die Größe der Rekonstruktionseffizienz möglichst realistisch zu bestimmen.

In Abbildung 5.23a) ist die Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von p_T^2 nach Korrektur der Korrelationsineffizienz dargestellt. Bei kleinen Transversalimpulsen beträgt die Rekonstruktionseffizienz etwa 20 %. Mit steigenden Transversalimpulsen steigt der Impuls der Teilchen, aufgrund geringerer Vielfachstreuung steigt die Effizienz der Spursegmentkombination und damit die Wahrscheinlichkeit Spuren zu rekonstruieren. Die Rekonstruktionseffizienz von ϕ-Mesonen erreicht so bei hohen Transversalimpulsen Werte von über 40 %. Das Absinken von ϵ_{Reko} im letzten Bin wird durch die sinkende geometrische Akzeptanz bei großen Winkeln hervorgerufen.

Die in Abbildung 5.24a) als Funktion der Rapidität dargestellte Rekonstruktionseffizienz ist annähernd symmetrisch um $y \approx 3$, wobei dort Effizienzen bis zu 45 % erzielt werden. In Vorwärts- und Rückwärtsrichtung fällt die Rekonstruktionseffizienz steil ab. Die geometrische Akzeptanz des Detektors limitiert den für Messungen maximal zugänglichen Bereich auf das Intervall $1.8 \leq y \leq 4.2$.

Einen Beitrag zur Rekonstruktionseffizienz liefert der in Kapitel 4.2.1 motivierte Schnitt auf die Anzahl von Spurtreffern n_{OTR} im OTR. Die Effizienz

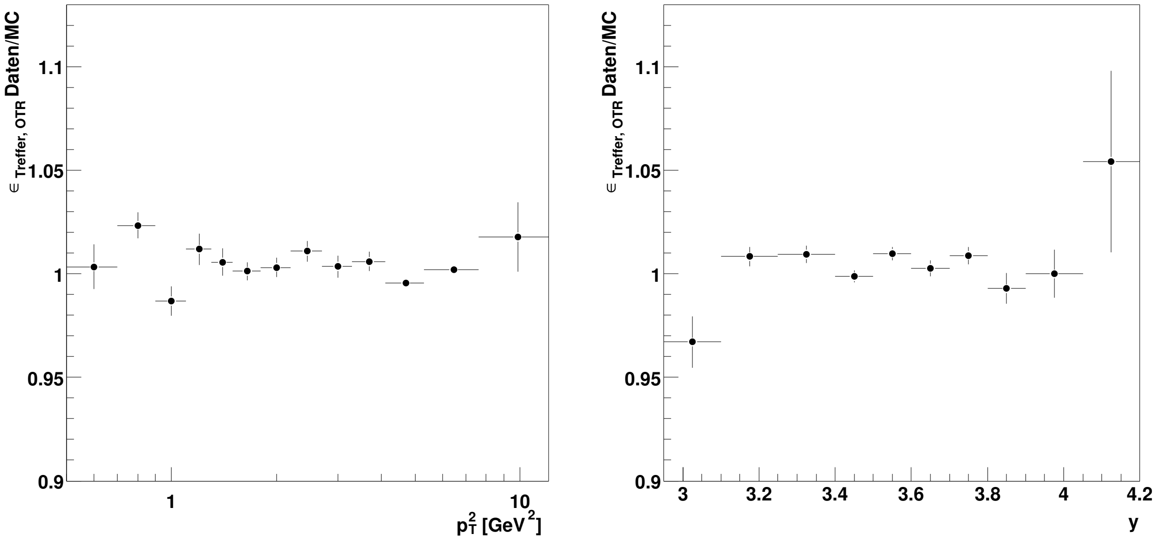
$$\epsilon_{\text{Treffer, OTR}} = \frac{n_\phi^{Schnitt}}{n_\phi^{Grund}} \tag{5.13}$$

dieses Schnitts soll als Konsistenzprüfung in Daten und MC verglichen werden. Die Zahl rekonstruierter ϕ-Mesonen nach Anwendung aller Schnitte und dem Schnitt auf mindestens 15 Treffer im Spurkammersystem pro Spur wird mit $n_\phi^{Schnitt}$ bezeichnet. n_ϕ^{Grund} ist entsprechend die Anzahl rekonstruierter ϕ-Mesonen nach Anwendung aller Schnitte und der Forderung von mindestens 10 Treffern im OTR. Aus Daten werden beide Zahlen mit Hilfe der Anpassungmethode gewonnen, aus simulierten Ereignissen durch Zählen der MC-Wahrheit. Korrekturen auf Ineffizienzen der MC-Korrelationen sind nicht nötig, da nur Verhältnisse betrachtet werden. In Abbildung 5.25 ist das Verhältnis der Effizienzen für Daten und MC in Abhängigkeit der betrachteten kinematischen Variablen dargestellt. Im Rahmen der Unsicherheiten stimmen beide Effizienzen überein. Analog wurden die Effizienzen $\epsilon_{\text{Treffer, VDS}}$ für den Schnitt auf 4 und 5 Treffer im Vertexdetektor verglichen. Für das gesamte p_T^2-Intervall beträgt das Verhältnis der Effizienzen beim Schnitt auf die VDS-Treffer 1.01 ± 0.02, für das gesamte y-Intervall 1.00 ± 0.02, so daß auch hier keine Korrekturen notwendig sind.

5.5.2 Die Effizienz der kinematischen Schnitte ϵ_{Kin}

Die Effizienz des Impulsschnitts auf beide aus dem ϕ-Zerfall stammenden Kaonen wird durch die Effizienz ϵ_{Kin}

$$\epsilon^i_{Kin} = \frac{N^i_{Kin}}{N^i_{Reko}} \tag{5.14}$$



(a) (b)

Abbildung 5.25: Verhältnisse der Effizienzen $\epsilon_{\text{Treffer, OTR}}$ von Schnitten auf Treffer im OTR für Daten und MC. $\epsilon_{\text{Treffer, OTR}}$ beschreibt die Effizienz eines Schnitts auf mindestens 15 Spurkammertreffer pro Kaonspur relativ zu der Forderung nach mindestens 10 Treffern. In Abbildung a) ist das Verhältnis in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat dargestellt und in Abbildung b) in Abhängigkeit von der Rapidität.

beschrieben. Von den ursprünglich N^i_{Reko} in einem Bin i rekonstruierten ϕ-Mesonen verbleiben N^i_{Kin} nach Anwendung des $p > 10\,\text{GeV}$ Schnitts auf beide Kaonspuren. Da beide Zahlen mit Hilfe der MC-Verknüpfung bestimmt werden ist eine Korrektur um deren Ineffizienz nicht notwendig.

ϵ_{Kin} ist in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat in Abbildung 5.23b) dargestellt. Bei kleinen p_T^2 etwa 15 % betragend steigt die Effizienz aufgrund der Korrelation von Gesamt- und Transversalimpuls mit p_T^2 auf nahezu 100 % an. Der starke Abfall der Effizienz zu kleinen Transversalimpulsen ist der Grund für die untere Beschränkung von $p_T^2 \geq 0.5\,\text{GeV}^2$ des Meßintervalls in Kapitel 5.2.2.

Die Abhängigkeit der Effizienz ϵ_{Kin} von der Rapidität ist in Abbildung 5.24b) dargestellt. Die Effizienz sinkt von nahezu 100 % im Zentral- und Vorwärtsbereich auf Null im Bereich von $y \leq 2.8$. Durch die Korrelation von Impuls und Rapidität schränken die Schnitte auf die Kaonimpulse den Meßbereich für differentielle Rapiditätsverteilungen auf die in Kapitel 5.2.3 angegebene Untergrenze von $y \geq 2.95$ ein.

5.5.3 Die Effizienz der Teilchenidentifizierung ϵ_{PID}

Die Effizienz ϵ_{PID} beide aus dem ϕ-Zerfall stammenden Kaonen nach Anwendung der vorherigen Schnitte mit Hilfe des RICH zu identifizieren ist

$$\epsilon^i_{PID} = \frac{N^i_{PID}}{N^i_{Kin}}. \tag{5.15}$$

In Abbildung 5.23c) ist ϵ_{PID} in Abhängigkeit von p_T^2 dargestellt. Mit steigendem Transversalimpuls steigt die Effizienz aufgrund der Impulsabhängigkeit der RICH-Effizienz (vgl. Abbildung 4.5) an. Die in Abbildung 5.24c) dargestellte Effizienz ϵ_{PID} als Funktion der Rapidität steigt mit größer werdender Rapidität entsprechend der Abhängigkeit vom Impuls ebenfalls an.

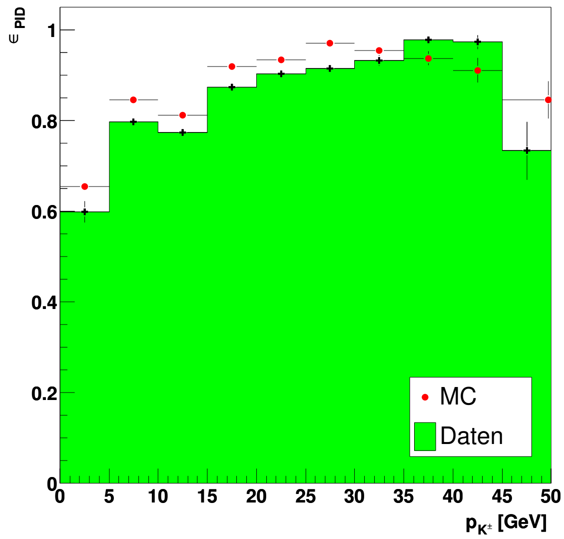


Abbildung 5.26: Effizienz der RICH-Kaonidentifikation in Abhängigkeit vom Kaonimpuls $p_{K^\pm}$, bestimmt aus Daten und MC [Sta04].

Die Effizienz der Kaonidentifikation mit Hilfe des RICH läßt sich auch aus Daten bestimmen. Ausgenutzt wird dabei die Tatsache, daß das ϕ-Signal mit nur einem identifizierten Kaon zu rekonstruieren ist[6]. Die Zahlen rekonstruierter ϕ-Mesonen mit einem und mit zwei identifizierten Kaonen sind proportional der Identifikationswahrscheinlichkeit ϵ_{PID}, bzw. ϵ^2_{PID}, der Quotient ergibt die gesuchte Effizienz ϵ_{PID} als Funktion des Kaonimpulses [Pes01]. Abbildung 5.26 zeigt die so bestimmte Impulsabhängigkeit der Teilchenidentifikation für den in dieser Arbeit verwendeten mittleren Schnitt $l_K > 0.3$ sowohl für Daten als auch für MC[Sta04]. Die Werte wurden im Rahmen dieser Arbeit überprüft. Mit steigenden Kaonimpuls steigt aufgrund der größeren Anzahl emittierter Photonen zunächst die Nachweiswahrscheinlichkeit auf Werte größer 90 % an, bevor die wachsende Wahrscheinlichkeit hochenergetische Kaonen als Pionen zu misidentifizieren die Kaoneffizienz wieder absinken läßt. In Daten beträgt die Effizienz des RICH etwa 96 % der Effizienz in MC [Sta03]. Bei der Bestimmung der systematischen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte wird diese Abweichung berücksichtigt. Nach [Sta04] ist der Unterschied auf die schlechtere Winkelauflösung für Spuren in Daten zurückzuführen. Eine Korrektur der Effizienz müßte in einzelnen Impulsintervallen stattfinden und wird im folgenden nicht durchgeführt.

5.6 Zusammenfassung

Im vorliegenden Kapitel wurden nach Überprüfung der Migrationseffekte differentielle Rohspektren in Abhängigkeit von p_T^2 und y mit Hilfe der Anpassungsmethode bestimmt. Die Transversalimpulsverteilungen dN/dp_T^2 zeigten deutliche Unterschiede zwischen Daten und Simulation die zur Gewichtung des MC verwendet wurden. Auf dem so korrigierten MC basierende Rapiditätsverteilungen dN/dy stimmen gut mit den Daten überein. Dies gilt auch für die zur weiteren Überprüfung der Simulation bestimmten Azimutal- und Polarwinkelverteilungen $dNd\phi$ und $dN/d\theta$ sowie für differentielle Verteilungen kinematischer Größen der Zerfallsprodukte.

Die für die Wirkungsquerschnittbestimmung benötigten Analyseeffizienzen ϵ_{Ana} als Funktion der Rapidität und des Transversalimpulsquadrates wurden bestimmt. Durch Unterteilung der Analyseeffizienz in die Teileffizienzen der Rekonstruktion, der kinematischen Schnitte und der Teilchei-

[6] Aufgrund des hierbei deutlich schlechteren Signal- zu Untergrundverhältnisses werden in dieser Arbeit immer zwei identifizierte Kaonen gefordert.

dentifizierung konnten die Einflüsse der verschiedenen Rekonstruktionsschritte untersucht werden. Der Vergleich einiger Effizienzen in Daten und MC bildet den Abschluß des Kapitels, es zeigt sich eine bei der Bestimmung der systematischen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte zu berücksichtigende Diskrepanz der RICH-Effizienz zur Kaonidentifikation von +4 %.

Kapitel 6

Der ϕ–Produktionsquerschnitt

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die Produktion von ϕ-Mesonen in inelastischen pA-Wechselwirkungen untersucht. Zu diesem Zweck werden in diesem Kapitel differentielle und absolute Produktionswirkungsquerschnitte bestimmt und ihre A-Abhängigkeit betrachtet.

Die zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte benötigten Größen, die Zahl N rekonstruierter ϕ-Mesonen und die Analyseeffizienz ϵ, wurden in Kapitel 5 bestimmt. Zusammen mit der Luminosität $\mathcal{L}$ aus Tabelle 3.7 und dem Verzweigungsverhältnis BR (Gleichung (2.35)) für den Zerfall des ϕ-Mesons in zwei geladene Kaonen kann der Wirkungsquerschnitt σ berechnet werden:

$$\sigma = \frac{N}{\epsilon \cdot BR \cdot \mathcal{L}}. \tag{6.1}$$

Das vorliegende Kapitel ist in vier Abschnitte gegliedert. Im nächsten Abschnitt werden die Wirkungsquerschnitte bestimmt. Begonnen wird mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat und der Rapidität. Durch Integration dieser Verteilungen erhält man den integrierten Wirkungsquerschnitt. Diese modellunabhängige Größe beschreibt die ϕ-Produktion im Meßbereich. Um die Produktion im gesamten Phasenraum untersuchen zu können, wird mit Hilfe von Modellannahmen der totale Wirkungsquerschnitt bestimmt.

Im zweiten Abschnitt wird die A-Abhängigkeit der ϕ-Produktion untersucht. Betrachtet werden zunächst die integrierten und totalen Wirkungsquerschnitte, bevor auf die A-Abhängigkeit als Funktion des Transversalimpulses eingegangen und der Cronin-Effekt untersucht wird.

Daran anschließend erfolgt im dritten Abschnitt die Abschätzung der systematischen Unsicherheiten der Ergebnisse, bevor im vierten Abschnitt die Resultate dieser Arbeit mit Messungen anderer Experimente verglichen werden.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse erfolgt in Kapitel 7.

6.1 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt werden die Wirkungsquerschnitte der ϕ-Produktion berechnet. Zunächst wird der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat $d\sigma/dp_T^2$ betrachtet und durch Anpassung verschiedener Parametrisierungen untersucht. Diese Parametrisierungen dienen später zudem der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts und dem Vergleich der Resultate mit denen anderer Experimente. Anschließend werden die rapiditätsabhängigen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dy$ bestimmt. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T^2$ und $d\sigma/dy$

sind auf den für diese Messung zugänglichen Phasenraum

$$\begin{array}{ccccc} 0.5\,\mathrm{GeV}^2 & \leq & p_T^2 & \leq & 12.1\,\mathrm{GeV}^2 \\ 2.95 & \leq & y & \leq & 4.20 \end{array} \tag{6.2}$$

durch die Akzeptanz und die verfügbare Statistik beschränkt (siehe Kapitel 5.5).

Durch Integration der differentiellen Wirkungquerschnitte wird der integrierte Wirkungsquerschnitt σ_{int} innerhalb des Meßbereich bestimmt. Um die ϕ-Produktion im gesamten Phasenraum zu beschreiben, muß σ_{int} auf den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{total} extrapoliert werden. Dies geschieht für den Transversalimpulsbereich auf Basis der im nächsten Abschnitt verwendeten p_T^2-Parametrisierungen. Die Modellannahmen über die Rapiditätsverteilungen basieren auf MC.

6.1.1 Der transversalimpulsabhängige Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T^2$ wird formal durch Integration des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d^2N}{dydp_T^2}$ über die Rapidität bestimmt:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = \frac{1}{BR \cdot \mathcal{L}} \int_{y_{min}=2.95}^{y_{max}=4.20} \frac{d^2N}{dydp_T^2} \frac{1}{\epsilon_{\mathrm{Ana}}(p_T^2, y)} dy. \tag{6.3}$$

In der vorliegenden Arbeit ist durch die Verwendung einfach-differentieller Verteilungen die Integration über y bereits in den in Kapitel 5.2.2 bestimmten Rohspektren dN/dp_T^2 und den Analyseeffizienzen $\epsilon_{\mathrm{Ana}}(p_T^2)$ aus Kapitel 5.4.1 enthalten. Damit vereinfacht sich Gleichung (6.3) zu

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = \frac{dN}{dp_T^2} \frac{1}{\epsilon_{\mathrm{Ana}}(p_T^2) \cdot BR \cdot \mathcal{L}}. \tag{6.4}$$

Wie in Kapitel 5.3.1 diskutiert setzt dieses Verfahren voraus, daß die y-Verteilungen in Daten und MC übereinstimmen. Dies wurde in Kapitel 5.3.2 nach Umgewichtung des MC gezeigt. Die Luminositäten der verwendeten Datensätze sind in Tabelle 3.7 angegeben und das Verzweigungsverhältnis in Gleichung (2.35). Die damit berechneten Werte der Wirkungsquerschnitte finden sich in den Tabellen B.1 bis B.3 im Anhang und sind in Abbildung 6.1 mit den statistischen Unsicherheiten der ϕ-Anzahl dargestellt. Die unterschiedliche Größe der Wirkungsquerschnitte spiegelt die in Kapitel 6.2 noch zu untersuchende A-Abhängigkeit der ϕ-Produktion wieder.

In Kapitel 2.2 wurde beschrieben, daß der bei der Kollisionen von Hadronen auf die gebildeten Teilchen übertragene Transversalimpuls ein Maß für die Härte des Prozesses ist. Der steile Abfall der differentiellen Wirkungsquerschnitte über drei Größenordnungen im betrachteten p_T^2-Intervall zeigt das seltene Auftreten harter Prozesse. Oberhalb von $p_T^2 \approx 2\,\mathrm{GeV}^2$ ist eine Veränderung der Steigung zu beobachten, d.h. harte Stöße können nicht durch eine einfache Extrapolation des Verhaltens weicher Stöße beschrieben werden. Dieser Übergang von weichen zu harten Stößen wird durch die im nächsten Abschnitt diskutierten Parametrisierungen der Transversalimpulsverteilungen deutlich.

Parametrisierungen

Zur Beschreibung der Transversalimpulsverteilungen werden im Rahmen dieser Arbeit vier verschiedene Parametrisierungen verwendet. Diese sind in Tabelle 6.1 aufgeführt und werden im weiteren

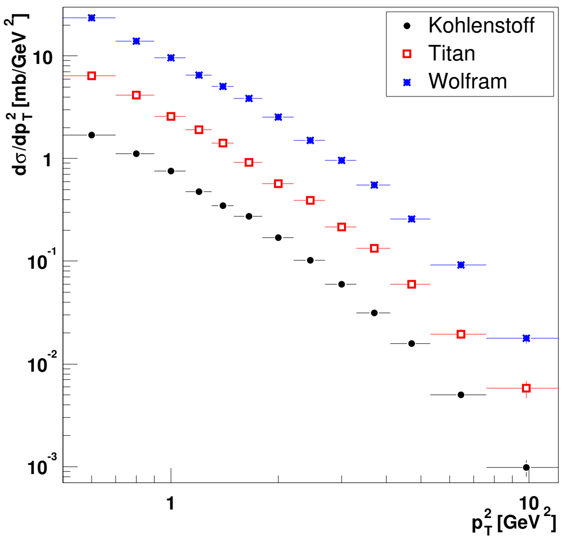


Abbildung 6.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T^2$ aller verwendeten Datensätze. Dargestellt sind nur die statistischen Unsicherheiten der rekonstruierten ϕ-Signale.

diskutiert. Neben den freien Parametern[1] der Parametrisierungen sind die Gleichungen zur Berechnung des mittleren Transversalimpulses $\langle p_T \rangle$ angegeben. Dieser dient in Kapitel 6.4 dem Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Transversalimpulsverteilungen mit den Resultaten anderer Experimente. Unter Verwendung der Relation[2] $d\sigma/dp_T^2 = (d\sigma/dp_T)/2p_T$ berechnen sich die Mittelwerte der einzelnen Parametrisierungen nach

$$\langle p_T \rangle = \frac{\int\limits_0^\infty p_T^2 \frac{d\sigma}{dp_T^2} dp_T}{\int\limits_0^\infty p_T \frac{d\sigma}{dp_T^2} dp_T}. \tag{6.5}$$

Die ebenfalls in Tabelle 6.1 angegebenen Anpassungsintervalle jeder Parametrisierung wurden zum einfacheren Vergleich der Ergebnisse für alle Materialien gleich gewählt. Das Kriterium für die Wahl der Intervallgrenzen war eine deutliche Verschlechterung der Anpassungsqualität für die Mehrzahl der Datensätze bei Anpassung über die Grenzen hinaus. Berücksichtigt wurden nur binabhängige statistische Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte, d.h. die Unsicherheit der ϕ-Anzahl (siehe Kapitel 4.1.3) und die gemäß Kapitel 5.4 berechnete statistische Unsicherheit der Analyseeffizienz. Globale systematische Unsicherheiten wie die der Luminosität[3] und des Verzweigungverhältnisses werden nicht verwendet, da diese keine Information über die Form der Verteilung beinhalten.

Die Anpassungen der vier Parametrisierungen an die $d\sigma/dp_T^2$ aller Datensätze sind in den Abbildungen 6.2a)-d) dargestellt. Im Bereich kleiner Transversalimpulse kann $d\sigma/dp_T^2$ durch einen exponentiellen Abfall beschrieben werden [Gei90, Col84]:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = h_0 e^{-ap_T} \qquad \text{oder} \tag{6.6}$$

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = h_1 e^{-bp_T^2}. \tag{6.7}$$

[1] Die Vorfaktoren sind mit $h_0 - h_3$ benannt, die die Steigung der Verteilungen beschreibenden Parameter nach den in der Literatur üblichen Konventionen a, b, n, β und γ.

[2] Diese ergibt sich unter Ausnutzung von $\frac{dp_T^2}{dp_T} = 2p_T$.

[3] Die Unsicherheit der Luminosität wurde in Kapitel 3.6 für alle Datensätze zu 3.5 % angenommen.

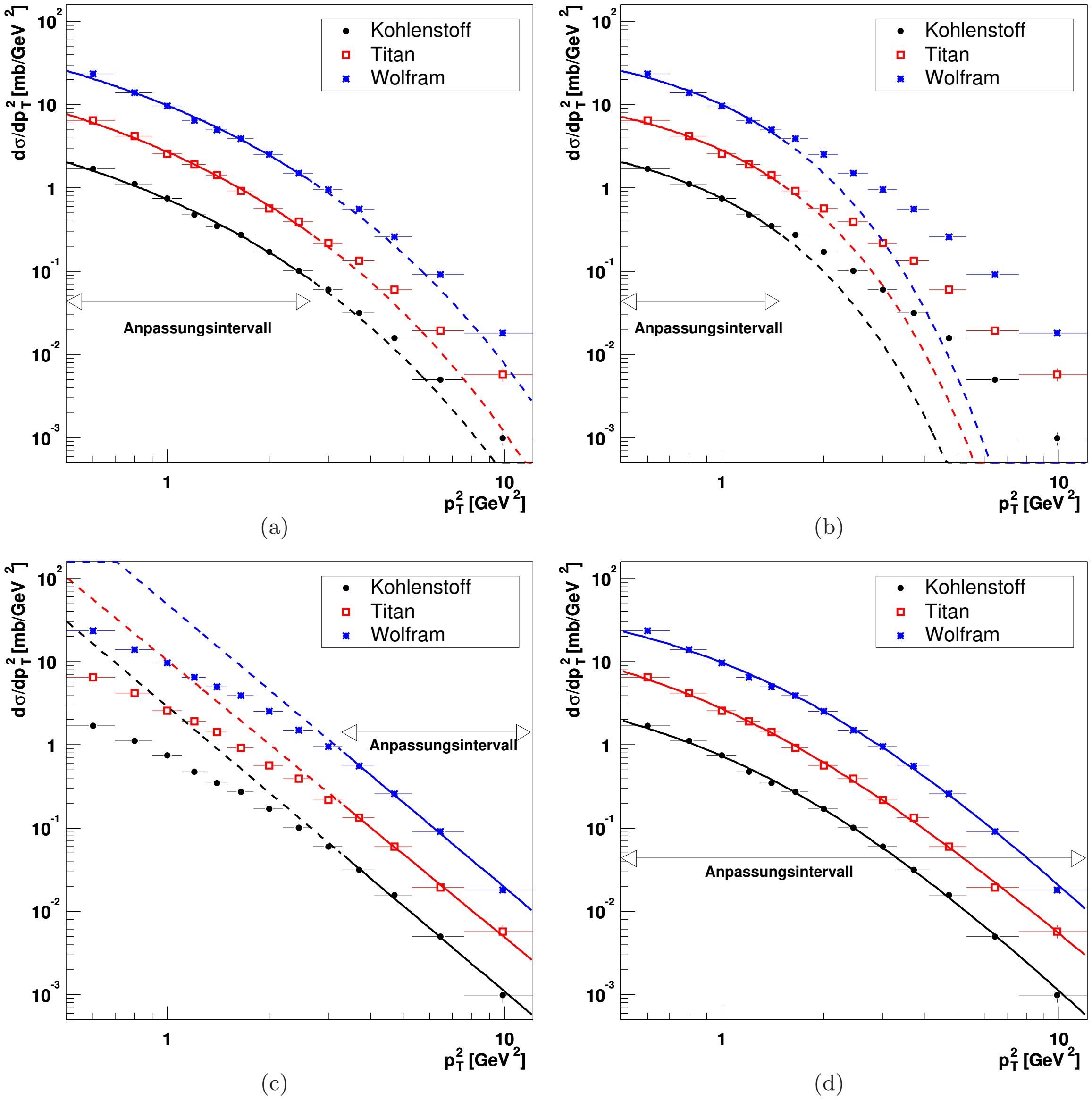


Abbildung 6.2: Anpassungsergebnisse der Funktionen a) $\frac{d\sigma}{dp_T^2} = h_0 e^{-ap_T}$, b) $\frac{d\sigma}{dp_T^2} = h_1 e^{-bp_T^2}$, c) $\frac{d\sigma}{dp_T^2} = h_2 p_T^{-n}$ und d) $\frac{d\sigma}{dp_T^2} = p_0 \left(1 + \frac{p_T^2}{\gamma^2}\right)^{-\beta}$ an die Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T^2$ der verschiedenen Targetmaterialien. Außerhalb der durch Pfeile markierten Anpassungsintervalle sind die Funktionen extrapoliert worden und nicht geeignet die Verteilungen zu beschreiben.

Parametrisierung	$\frac{d\sigma}{dp_T^2}$	freie Parameter	$\langle p_T \rangle$ (GeV)	Anpassungsintervall (GeV^2)
„weich-linear“	$= h_0 e^{-ap_T}$	h_0, a	$\frac{2}{a}$	[0.5;2.7]
„weich-quadratisch“	$= h_1 e^{-bp_T^2}$	h_1, b	$\sqrt{\frac{\pi}{4b}}$	[0.5;1.5]
„hart“	$= h_2 p_T^{-n}$	h_2, n	-	[3.3;12.1]
„gesamt“	$= h_3 \left(1 + \frac{p_T^2}{\gamma^2}\right)^{-\beta}$	h_3, β, γ	$\frac{(-2+2\beta)\gamma\sqrt{\pi}\Gamma\left(-\frac{3}{2}+\beta\right)}{4\Gamma(\beta)}$	[0.5;12.1]

Tabelle 6.1: Zur Beschreibung der transversalimpulsabhängigen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T^2$ im Rahmen dieser Arbeit verwendete Parametrisierungen. Die mittleren Transversalimpulse $\langle p_T \rangle$ sind nach Gleichung (6.5) berechnet. Das $\langle p_T \rangle$ der Parametrisierung „gesamt“ gilt für den Fall $\beta > \frac{3}{2}$. Entsprechend den Bezeichnungen und den angegebenen Anpassungsintervallen sind die beiden obersten Funktionen geeignet den Bereich kleiner Transversalimpulse zu beschrieben. Die dritte Funktion ist nur bei großen Transversalimpulsen zu verwenden und die vierte Funktion beschreibt die gesamte gemessene Transversalimpulsverteilung.

Target	h_0(mb/GeV^2)	a (GeV)	$\langle p_T \rangle$ (GeV)	χ^2/Freiheitsgrade
Kohlenstoff	24.87 ± 2.63	3.53 ± 0.09	0.57 ± 0.01	7.40/6
Titan	98.11 ± 13.73	3.59 ± 0.11	0.56 ± 0.02	5.22/6
Wolfram	267.02 ± 21.98	3.31 ± 0.07	0.60 ± 0.01	11.76/6

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Anpassung der Funktion $d\sigma/dp_t^2 = h_0 e^{-ap_T}$ („weich-linear“) im Intervall $[0.5\text{GeV}^2; 2.7\text{GeV}^2[$ an die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t^2$.

Die Extrapolationen dieser Parametrisierungen („weich-linear“, „weich-quadratisch“) in den Abbildungen 6.2a) und b) über die Anpassungsintervalle hinaus zeigen, daß die Parametrisierungen nicht in der Lage sind das Spektrum bei harten Stößen zu beschreiben. Es wird deutlich, daß harte Streuprozesse häufiger auftreten als dies durch das Verhalten bei weichen Stößen zu erwarten wäre. Die numerischen Ergebnisse der Anpassungen sind in den Tabellen 6.2 und 6.3 angegeben. Für die Steigung ergibt sich ein gewichteter, mittlerer Wert von $\langle a \rangle = 3.43 \pm 0.09$ bzw. $\langle b \rangle = 1.93 \pm 0.05$. Die Parameter der drei Datensätze sind im Rahmen der Unsicherheiten kompatibel. Der mittlere Transversalimpuls beträgt etwa 0.6 GeV, wobei sich für die einen größeren Bereich des Spektrums beschreibende Paramerisierung „weich-linear“ entsprechend die niedrigeren $\langle p_T \rangle$ ergeben.

Der Unterschied zwischen den Bereichen harter und weicher Streuung wird ebenfalls durch das Ergebnis der Parametrisierung („hart“) [Gei90]

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = h_2 p_T^{-n} \tag{6.8}$$

Target	h_1(mb/GeV^2)	b (GeV^2)	$\langle p_T \rangle$ (GeV)	χ^2/Freiheitsgrade
Kohlenstoff	5.62 ± 0.63	2.02 ± 0.11	0.62 ± 0.02	1.21/3
Titan	18.39 ± 2.83	1.87 ± 0.14	0.65 ± 0.02	2.80/3
Wolfram	65.88 ± 6.23	1.89 ± 0.09	0.64 ± 0.02	7.44/3

Tabelle 6.3: Ergebnisse der Anpassung der Funktion $d\sigma/dp_t^2 = h_1 e^{-bp_T^2}$ („weich-quadratisch“) im Intervall $[0.5\text{GeV}^2; 1.5\text{GeV}^2[$ an die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t^2$.

Tabelle 6.4: Ergebnisse der Anpassung $d\sigma/dp_t^2 = h_2 p_T^{-n}$ („hart“) im Intervall $3.3\,\mathrm{GeV}^2 \langle p_T^2 < 12.1\,\mathrm{GeV}^2$.

Target	$h_2(\mathrm{mb}/\mathrm{GeV}^2)$	n	χ^2/Freiheitsgrade
Kohlenstoff	2.87 ± 0.59	6.85 ± 0.27	3.08/2
Titan	10.27 ± 2.90	6.65 ± 0.36	0.77/2
Wolfram	48.57 ± 6.67	6.80 ± 0.17	3.67/2

Target	$h_3(\mathrm{mb}/\mathrm{GeV}^2)$	$\gamma(\mathrm{GeV}^2)$	β	$\langle p_T\rangle(\mathrm{GeV})$	χ^2/Freiheitsgrade
Kohlenstoff	7.29 ± 1.08	1.16 ± 0.08	4.12 ± 0.21	0.66 ± 0.06	10.36/10
Titan	34.93 ± 8.14	0.99 ± 0.10	3.63 ± 0.22	0.64 ± 0.07	7.55/10
Wolfram	72.15 ± 7.53	1.27 ± 0.07	4.14 ± 0.17	0.72 ± 0.05	25.79/10

Tabelle 6.5: Ergebnisse der Anpassung der Funktion $\frac{d\sigma}{dp_t^2} = h_0 \left(1 + \frac{p_T^2}{\gamma^2}\right)^{-\beta}$ („gesamt“) an die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T^2$ im gesamten Meßbereich $0.5\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_T^2 \leq 12.1\,\mathrm{GeV}^2$.

in Abbildung 6.2c) deutlich. Der Bereich harter Streuung oberhalb von $3.3\,\mathrm{GeV}^2$ kann durch diese Parametrisierung beschrieben werden. Für n ergibt sich im naiven Bild der Parton-Parton-Streuung der Wert $n = 4$ [Gei90, Mus88]. Experimentell bestimmte Werte für n liegen im Bereich $n \approx 6 \ldots 8$ [Gei94]. Dies wird verständlich wenn der Streuprozeß im Rahmen der QCD betrachtet wird. Bei Berücksichtigung der Abhängigkeit der Kopplungskonstante α_S, der Strukturfunktionen und der Fragentationsfunktion (vgl. Kapitel 2.2) vom Impulsübertrag der Streuung lassen sich die experimentellen Daten beschreiben. Es zeigt sich, daß n mit steigenden Transversalimpuls und steigender Stoßenergie sinkt und für große p_T der Wert $n = 4$ erreicht wird [Mus88, Fie78]. In Tabelle 6.4 sind die numerischen Anpassungeergebnisse dargestellt, für alle Datensätze ergibt sich eine mittlere Steigung von $\langle n\rangle = 6.79 \pm 0.04$.

Die letzte Parametrisierung („gesamt“) wird häufig bei der Analyse gebundener $c\bar{c}$-Zustande wie der J/ψ-Produktion[4] (siehe z.B. [Buc01]) verwendet:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = h_3 \left(1 + \frac{p_T^2}{\gamma^2}\right)^{-\beta} \tag{6.9}$$

Als einzige der vorgestellten Parametrisierungen ist sie in der Lage die Transversalimpulsverteilung im gesamten Meßbereich zu beschreiben. Die numerischen Werte der Anpassungsrechnungen sind in Tabelle 6.5 angegeben. Innerhalb von etwa 1.5 Standardabweichungen der angegeben Unsicherheiten sind die Parameter der Anpassungen miteinander kompatibel. Für die Steigungsparameter ergeben sich mittlere Werte von $\langle\beta\rangle = 4.00 \pm 0.16$ und $\langle\gamma\rangle = 1.17 \pm 0.08$.

Von den vier diskutierten Parametrisierungen sind drei (Gleichung (6.6), (6.7) und (6.9)) in der Lage die Transversalimpulsverteilungen im Bereich kleiner p_T^2 zu beschreiben. Die Anpassungsergebnisse dieser Parametrisierungen werden in Abschnitt 6.1.4 zur Extrapolation des Wirkungsquerschnitts auf den Transversalimpulsbereich $0\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_T^2 \leq 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ verwendet. Der Vergleich der hier gemessenen Transversalimpulsverteilungen mit den Resultaten anderer Experimente erfolgt in Kapitel 6.4.

6.1.2 Der rapiditätsabhängige Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Rapidität y wird mit den in Kapitel 5.2.3 bestimmten Rohverteilungen dN/dy und den Analyseeffizienzen $\epsilon_{\mathrm{Ana}}(y)$ aus Kapitel 5.4.2 bestimmt

[4] Für den dort verwendeten Fall $\beta = 6$ gilt: $\langle p_T\rangle = \frac{35\pi}{256} p_0$.

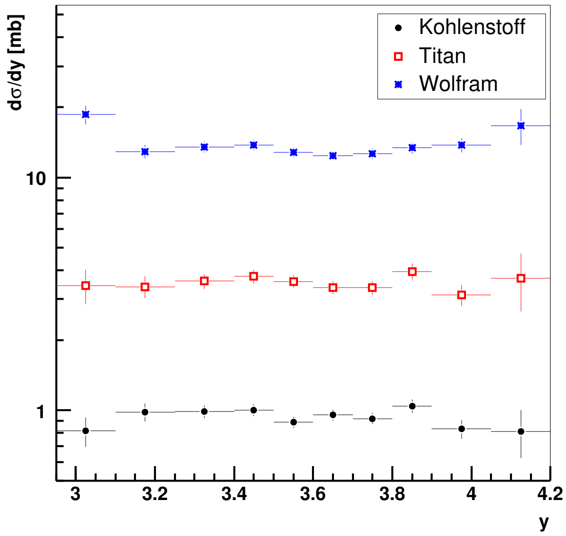


Abbildung 6.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dy$ aller verwendeten Datensätze. Dargestellt sind nur statistische Unsicherheiten.

zu:

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{dN}{dy}\frac{1}{\epsilon_{\text{Ana}}(y)\cdot BR\cdot\mathcal{L}}. \tag{6.10}$$

Analog zu den Ausführungen in Kapitel 6.1.1 ist dabei die Integration über das p_T^2-Meßintervall bereits berücksichtigt. Die berechneten Wirkungsquerschnitte sind den Tabellen B.4 bis B.6 im Anhang zu entnehmen und in Abbildung 6.3 für die verwendeten Datensätze dargestellt. Im Rahmen der Unsicherheiten sind die Verteilungen flach, dies ist konsistent mit den Messungen in [Ake82] und [Ale95].

Das vom flachen Verhalten der Verteilungen abweichenden Bin des Wolfram-Datensatzes im Rapiditätsintervall $2.95 \leq y < 3.10$ wurde durch Konsistenzüberprüfungen der Anpassungsrechnung an Daten und an die Simulation bestätigt. Eine mögliche Erklärung ist eine Fluktuation in Daten oder MC, die durch die kleinen Werte der Effizienz und der Anzahl rekonstruierter ϕ-Mesonen am Rand der Verteilung (vgl. Kapitel 5.4.2 und 5.2.3), verstärkt wird.

Auf Basis der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T^2$ und $d\sigma/dy$ erfolgt im nächsten Abschnitt die Bestimmung des integrierten Wirkungsquerschnitts der ϕ-Produktion.

6.1.3 Der integrierte Wirkungsquerschnitt

Der integrierte Wirkungsquerschnitt σ_{int} beschreibt die Produktion von ϕ-Mesonen im durch Gleichung (6.2) gegebenen Meßbereich. Bestimmt wird σ_{int} durch Integration eines differentiellen Wirkungsquerschnitts über den Meßbereich:

$$\sigma_{int,y} = \int_{y_{min}=2.95}^{y_{max}=4.20} \frac{d\sigma}{dy}dy \tag{6.11}$$

$$\sigma_{int,p_T^2} = \int_{p^2_{T,min}=0.5\,\text{GeV}^2}^{p^2_{T,max}=12.1\,\text{GeV}^2} \frac{d\sigma}{dp_T^2}dp_T^2. \tag{6.12}$$

Die beiden Werte $\sigma_{int,y}$ und σ_{int,p_T^2} sollten identisch sein, da entsprechend den Ausführungen zu Beginn von Abschnitt 6.1.1 in jedem der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte die Integration über den von der jeweils anderen Variable abhängigen Wirkungsquerschnitt bereits enthalten ist. Geringe Abweichungen sind durch die Anpassungsrechnungen möglich. Abweichungen der p_T^2- oder y-Verteilungen von simulierten Ereignissen und Daten würden zu Unterschieden führen, da bei der Effizienzbestimmung in Abhängigkeit von p_T^2 (bzw. y) intrinsisch über die jeweils andere Variable integriert wird. Dies wurde ausführlich in Kapitel 5.3.1 diskutiert. In Kapitel 5.3.2 wurden die p_T^2-Verteilungen simulierter Ereignisse an die Daten angepasst und die Übereinstimmung der Rapiditätsverteilungen aus Daten und gewichteten simulierten Ereignissen gezeigt, so daß kein signifikanter Unterschied der integrierten Wirkungsquerschnitte erwartet wird.

Im vorliegenden Fall werden die Integrationen der differentiellen Wirkungsquerschnitte auf Summationen, multipliziert mit der Intervallbreite Δ, zurückgeführt.

$$\sigma_{int,y} = \sum_{i=1}^{Bins} \frac{d\sigma_i}{dy} \Delta y \tag{6.13}$$

$$\sigma_{int,p_T^2} = \sum_{i=1}^{Bins} \frac{d\sigma_i}{dp_T^2} \Delta p_T^2 \tag{6.14}$$

Die resultierenden Werte für $\sigma_{int,y}$ und σ_{int,p_T^2} sind in Tabelle 6.6 angegeben. Die Unsicherheiten ergeben sich aus den statistischen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte nach Fehlerfortpflanzung der Gleichungen (6.13) und (6.14). Im folgenden wird $\sigma_{int,y}$ als Ergebnis des integrierten Wirkungsquerschnitts σ_{int} verwendet, die Abweichungen von σ_{int,p_T^2} werden in Kapitel 6.3 als systematische Unsicherheiten berücksichtigt. Für die Kohlenstoff- und Titan-Datensätze stimmen die Werte überein. Der Unterschied der beiden Werte des Wolfram-Datensatzes kann durch den Beitrag des in Kapitel 6.1.2 diskutierten Bins $2.95 \leq y < 3.10$ erklärt werden.

Es sei ausdrücklich erwähnt, daß σ_{int} nur auf der Messung der differentiellen Verteilungen und der Effizienzbestimmung basiert. Modellannahmen wie zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts im nächsten Abschnitt sind nicht notwendig.

6.1.4 Der totale Wirkungsquerschnitt

Im Gegensatz zum integrierten Wirkungsquerschnitt beschreibt der totale Wirkungsquerschnitt σ_{total} die Produktion der ϕ-Mesonen im gesamten Phasenraum. Da dieser für Messungen nur teilweise zugänglich ist, müssen Modellannahmen zur Extrapolation gemacht werden. Verwendet werden hierfür die p_T^2-Parametrisierungen sowie die simulierten Rapiditätsverteilungen.

Anhand von Abbildung 6.4 soll das Verfahren zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts beschrieben werden. Dargestellt ist schematisch der totale Phasenraum als Fläche in der $y - p_T^2$-Ebene. Der im vorherigen Abschnitt bestimmte Wirkungsquerschnitt σ_{int} entspricht dem in Abbildung 6.4 markierten Ausschnitt. Für den totalen Wirkungsquerschnitt muß zunächst der Beitrag σ_{ex,p_T^2} des Transversalimpulsbereichs $0\,\text{GeV}^2 \leq p_T^2 < 0.5\,\text{GeV}^2$ bestimmt werden. Die anschließende Extrapolation auf den gesamten Rapiditätsraum wird durch den Anteil $E_{ex,y}$ des zugänglichen am gesamten Rapiditätsintervall bestimmt. Damit ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_{total} = \left(\sigma_{int} + \sigma_{ex,p_T^2}\right) \cdot \frac{1}{E_{ex,y}}. \tag{6.15}$$

Auf die Gültigkeit des Faktorisierungsansatzes der Rapiditäts- und Transversalimpulsanteile des Wirkungsquerschnitt wurde in Kapitel 5.3.1 für simulierte Daten eingegangen. Zahlreiche Messun-

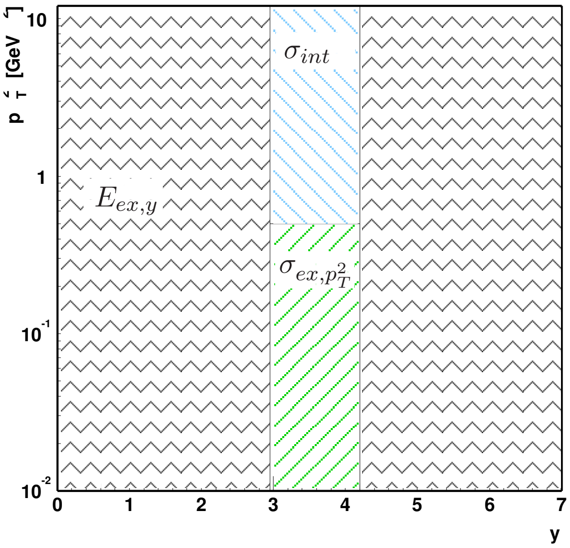


Abbildung 6.4: Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{total}. Der gesamte Phasenraum ist als Fläche in der $y - p_T^2$-Ebene angedeutet. Durch die Messung bestimmt werden kann σ_{int}. Die Extrapolation σ_{ex,p_T^2} auf den gesamten Transversalimpulsraum erfolgt mit Hilfe der Parametrisierungen der Transversalimpulsverteilungen, die auf den gesamten Rapiditätsraum mt Hilfe des aus MC-Rapiditätsverteilungen gewonnenen Faktors $E_{ex,y}$.

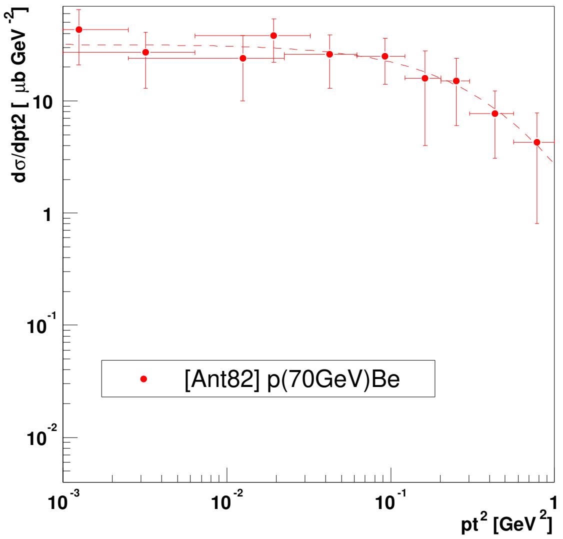


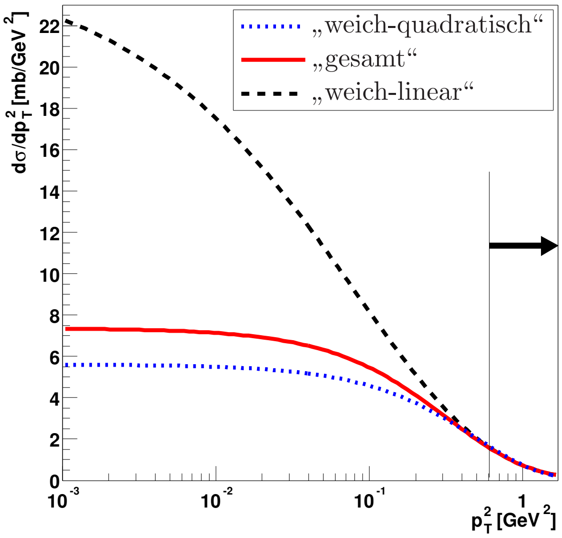
Abbildung 6.5: Anpassung der p_T^2-Parametrisierung „gesamt“ an die in [Ant82] publizierten Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T^2$. Die Qualität der Anpassung beträgt χ^2/Freiheitsgrade $= 0.97/7$.

gen wie z.B. [Bre95, Dri81] belegen dies ebenfalls. Im folgenden werden σ_{ex,p_T^2} und der Extrapolationsfaktor $E_{ex,y}$ bestimmt.

Die Beiträge des nicht zugänglichen Transversalimpulsintervalls zum totalen Wirkungsquerschnitt werden mit Hilfe der an die differentiellen Wirkungsquerschnitte angepaßten Parametrisierungen bestimmt. Die Funktionen (6.6), (6.7) und (6.9) wurden in Kapitel 6.1.1 zur Beschreibung der Transversalimpulsverteilungen bei kleinen p_T^2 eingesetzt. Die Anwendbarkeit der „weich-linearen“ und der „weich-quadratischen“ Parametrisierungen für kleine Transversalimpulse bis $p_T^2 = 0\,\mathrm{GeV}^2$ wurde in zahlreichen Experimenten bestätigt (siehe Tabelle 6.10). In Abbildung 6.5 ist das Ergebnisse der Anpassung von Gleichung (6.9) an die in [Ant82] veröffentlichten Werte für $d\sigma/dp_T^2$ dargestellt. Es zeigt sich, daß die Parametrisierung „gesamt“ ebenfalls geeignet ist, Transversalimpulsverteilungen bis zu $p_T^2 = 0\,\mathrm{GeV}^2$ zu beschreiben.

Unter der Annahme, daß die Extrapolationen die Wirkungsquerschnitte auch im Bereich bis

Abbildung 6.6: Verhalten der p_T^2-Parametrisierungen innerhalb des für Messungen nicht zugänglichen Bereichs kleiner Transversalimpulse. Oberhalb von $p_T^2 \approx 0.3\,\mathrm{GeV}^2$ zeigen alle drei Funktionen das gleiche Verhalten. Zu kleineren Transversalimpulsen hin weichen die Funktionswerte deutlich voneinander ab. Entsprechend variieren die durch Integration der Parametrisierungen gewonnenen σ_{ex,p_T^2} in Tabelle 6.6. Durch den Pfeil ist der Anfang des Meßbereichs von $0.5\,\mathrm{GeV}^2$ bis $1.7\,\mathrm{GeV}^2$ gekennzeichnet.



$p_T^2 = 0\,\mathrm{GeV}^2$ beschreiben, ergeben sich die Beiträge σ_{ex,p_T^2} im Intervall

$$\begin{array}{ccccc} 0\,\mathrm{GeV}^2 & \leq & p_T^2 & \leq & 0.5\,\mathrm{GeV}^2 \\ 2.95 & \leq & y & \leq & 4.20 \end{array} \tag{6.16}$$

zum totalen Wirkungsquerschnitt durch Integration der drei Parametrisierungen:

$$\sigma_{ex,p_T^2}^{\text{weich-linear}} = h_0 \int_{0\,\mathrm{GeV}^2}^{0.5\,\mathrm{GeV}^2} e^{-ap_T}\, dp_T^2 = -\frac{2e^{-ap_T} h_3(1+ap_T)}{a^2}\Bigg|_{0\,\mathrm{GeV}^2}^{0.5\,\mathrm{GeV}^2} \tag{6.17}$$

$$\sigma_{ex,p_T^2}^{\text{weich-quadratisch}} = h_1 \int_{0\,\mathrm{GeV}^2}^{0.5\,\mathrm{GeV}^2} e^{-bp_T^2}\, dp_T^2 = -\frac{h1}{b} e^{-bp_T^2}\Bigg|_{0\,\mathrm{GeV}^2}^{0.5\,\mathrm{GeV}^2} \tag{6.18}$$

$$\sigma_{ex,p_T^2}^{\text{gesamt}} = h_3 \int_{0\,\mathrm{GeV}^2}^{0.5\,\mathrm{GeV}^2} \left(1+\frac{p_T^2}{\gamma^2}\right)^{-\beta} dp_T^2 = -\frac{h_3\,\left(\gamma^2+p_T^2\right)}{(-1+\beta)\,\left(1+\frac{p_T^2}{\gamma^2}\right)^{\beta}}\Bigg|_{0\,\mathrm{GeV}^2}^{0.5\,\mathrm{GeV}^2} \tag{6.19}$$

Die mit den Anpassungsergebnissen der Parametrisierungen aus den Tabellen 6.2, 6.3 und 6.5 nach obigen Formeln berechnete Beiträge σ_{ex,p_T^2} sind in Tabelle 6.6 aufgeführt. Die angegebenen Unsicherheiten berechnen sich aus denen der Anpassungsparameter nach Fehlerfortpflanzung. Zur Veranschaulichung der Extrapolation sind die drei verwendeten Parametrisierungen in Abbildung 6.6 dargestellt. Unterhalb des durch den Pfeil markierten Anfang des Meßbereichs weichen die Funktionsverläufe deutlich voneinander ab. Dies spiegelt sich auch in den Größen der verschiedenen σ_{ex,p_T^2} wieder. Der auf der mittleren Parametrisierung („gesamt“) basierende totale Wirkungsquerschnitt wird später als Ergebnis verwendet, mit den Abweichungen der anderen Parametrisierungen als systematische Unsicherheiten.

Die Transversalimpulsquadrate sind beschränkt auf den Bereich $0 \leq p_T^2 < s/4$, wobei s das Quadrat der in Gleichung (2.5) angegebenen Schwerpunktsenergie ist. Der Beitrag des bisher nicht berücksichtigten Bereichs des Transversalimpulsspektrums $12.1\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_T^2 < s/4$ kann analog zu Gleichung (6.19) mit der Parametrisierung „gesamt“ durch Integration bestimmt werden. Für die drei Datensätze betragen diese Beiträge zwischen 0.12 % und 0.21 % des entsprechenden $\sigma_{ex,p_T^2}^{gesamt}$ und werden daher vernachlässigt. Die Parametrisierung (6.8) („hart“) liefert vergleichbare Ergebnisse.

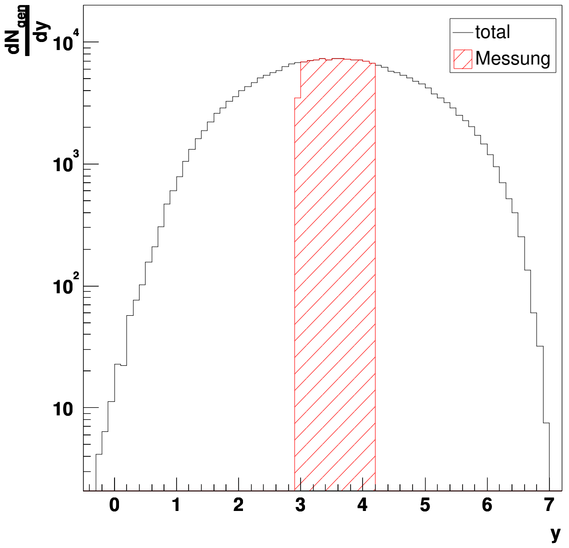


Abbildung 6.7: Rapiditätsverteilung simulierter ϕ-Mesonen. Dargestellt ist die generierte Verteilung im gesamten Rapiditätsintervall. Der für die Messung zugängliche Bereich $2.95 \leq y < 4.20$ ist markiert. Aus dem Verhältnis der beiden Flächen wird der für die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts benötigte Extrapolationsfaktor $E_{ex,y}$ bestimmt.

Zur Extrapolation des mit $\sigma_{ex,p_T^2} + \sigma_{int}$ nun im Intervall

$$\begin{array}{rcccl} 0\,\mathrm{GeV}^2 & \leq & p_T^2 & \leq & 12.1\,\mathrm{GeV}^2 \\ 2.95 & \leq & y & \leq & 4.20 \end{array} \tag{6.20}$$

bestimmten Wirkungsquerschnitts auf das ganze Rapiditätsintervall muß eine y-Verteilung angenommen werden. In diesem Fall wird die des FRITIOF MC-Generators verwendet. Die Breite des gesamten Rapiditätsintervalls beträgt nach [Col84] $Y \approx \log(s/m_\phi^2) = 7.42$. Abbildung 6.7 zeigt die Rapiditätsverteilung dN_{gen}/dy simulierter ϕ-Mesonen. Aufgrund der nicht eindeutig definierten Schwerpunktsenergie im Proton-Kern-System (siehe Kapitel 2.1) ist die untere Grenze für MC nicht exakt bei $y = 0$.

Der Anteil $E_{ex,y}$ des in Abbildung 6.7 markierten Meßbereich an der gesamten Verteilung kann als Verhältnis beider Flächen bestimmt werden:

$$E_{ex,y} = \frac{\int\limits_{2.95}^{4.20} \frac{dN_{gen}}{dy} dy}{\int\limits_{y_{min}^{gen}}^{y_{max}^{gen}} \frac{dN_{gen}}{dy} dy}, \tag{6.21}$$

mit den Grenzen y_{min}^{gen} und y_{max}^{gen} der simulierten Rapiditätsverteilung. Die resultierenden Anteile $E_{ex,y}$ der zugänglichen Bereiche betragen etwa 37 % der gesamten Rapiditätsverteilungen und sind in Tabelle 6.6 angegeben. Die nach der Binomialverteilung

$$\sigma_{E_{ex,y}} = \sqrt{\frac{E_{ex,y}(1 - E_{ex,y})}{N_{\mathrm{gen}}^{\mathrm{total}}}}, \tag{6.22}$$

bestimmten Unsicherheiten von $E_{ex,y}$ für $N_{\mathrm{gen}}^{\mathrm{total}}$ simulierte ϕ-Mesonen sind in der Größenordnung von 0.3 % und werden im folgenden vernachlässigt.

Nach Bestimmung der Komponenten σ_{int}, σ_{ex,p_T^2} und $E_{ex,y}$ des totalen Wirkungsquerschnitts kann dieser gemäß Gleichung (6.15) bestimmt werden. In Tabelle 6.6 sind die Werte der einzelnen

	Kohlenstoff	Titan	Wolfram
$\sigma_{int,y}$(mb)	1.15 ± 0.03	4.39 ± 0.17	17.84 ± 0.38
σ_{int,p_T^2}(mb)	1.17 ± 0.02	4.38 ± 0.14	16.32 ± 0.29
$\sigma_{ex,p_T^2}^{\text{weich-linear}}$(mb)	2.84 ± 0.31	10.96 ± 1.60	33.06 ± 2.84
$\sigma_{ex,p_T^2}^{\text{weich-quadratisch}}$(mb)	1.77 ± 0.20	5.97 ± 0.94	21.31 ± 2.05
$\sigma_{ex,p_T^2}^{\text{gesamt}}$(mb)	1.97 ± 0.33	8.61 ± 2.23	21.15 ± 2.45
$E_{ex,y}$	0.372	0.370	0.361
$\sigma_{total}^{\text{weich-linear}}(mb)$	10.71 ± 0.08	41.49 ± 0.45	140.99 ± 1.04
$\sigma_{total}^{\text{weich-quadratisch}}(mb)$	7.83 ± 0.08	27.99 ± 0.45	108.46 ± 1.04
$\sigma_{total}^{\text{gesamt}}(mb)$	8.37 ± 0.08	35.13 ± 0.45	108.01 ± 1.04

Tabelle 6.6: Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts. Angegeben sind die über den Meßbereich integrierten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{int,y}$ und σ_{int,p_T^2}, der Anteil $E_{ex,y}$ des zugänglichen am gesamten Rapiditätsintervall und die mit drei verschiedenen Parametrisierungen (siehe Tabelle 6.1) extrapolierten Wirkungsquerschnitte im Intervall $0\,\text{GeV}^2 \leq p_T^2 < 0.5\,\text{GeV}^2$. Für jede Parametrisierung ist der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{total} = \left(\sigma_{int,y} + \sigma_{ex,p_T^2}\right) \cdot 1/E_{ex,y}$ berechnet. Alle Unsicherheiten sind statistische.

Beiträge und der totalen Wirkungsquerschnitte für die drei p_T^2-Parametrisierungen angegeben. Die statistischen Unsicherheiten der totalen Wirkungsquerschnitte ergeben sich aus den Unsicherheiten von σ_{int} nach Fehlerfortpflanzung und sind deshalb für alle totalen Wirkungsquerschnitte eines Datensatzes gleich groß. Die relativen Unsicherheiten der extrapolierten Beiträge σ_{ex,p_T^2} sind, bedingt durch die Anpassung der Parametrisierungen, etwa einen Faktor 5 größer als die der integrierten Wirkungsquerschnitte. Deshalb werden diese Beiträge in Kapitel 6.3 zur systematischen Unsicherheit des totalen Wirkungsquerschnitts addiert und nicht als statistische Unsicherheit betrachtet.

Die in diesem Abschnitt bestimmten totalen Wirkungsquerschnitte basieren zum größten Teil auf Modellannahmen. Ein Vergleich der in Tabelle 6.6 angegebenen Werte von σ_{int} und σ_{total} zeigt, daß nur etwa 11 % bis 16 % des Wirkungsquerschnitts gemessen werden können, der Rest stammt zu etwa gleichen Teilen aus der Extrapolation des Transversalimpulses und der Rapidität. Für die Transversalimpulsverteilungen beträgt der gemessene Anteil $\sigma_{int,p_T^2}/(\sigma_{int,p_T^2} + \sigma_{ex,p_T^2})$ je nach Parametrisierung und Material zwischen 29 % und 44 %.

Um die mit der vorgestellten Methode bestimmten Wirkungsquerschnitte in Kapitel 6.4 mit den Resultaten anderer Experimente vergleichen zu können, müssen diese auf einen einheitlichen Referenzwert normiert werden. Im Falle von pA-Wechselwirkungen ist dies der Wirkungsquerschnitt σ_0 für Kerne mit $A = 1$. Dessen Bestimmung ist u.a. Gegenstand des nächsten Abschnitts.

6.2 Die Massenzahlabhängigkeit

Die Massenzahlabhängigkeit der in den vorherigen Abschnitten für verschiedenen Targetmaterialien gemessenen Wirkungsquerschnitte wird in diesem Abschnitt untersucht. Diese A-Abhängigkeit wird gemäß Kapitel 2.3 in allgemeiner Form beschrieben durch Gleichung (2.26):

$$\sigma_{pA} = \sigma_0 A^{\alpha}.$$

Im folgenden werden zunächst die integrierten Wirkungsquerschnitte untersucht, bevor auf die totalen Wirkungsquerschnitte eingegangen wird. Der Parameter α wird nur für σ_{int} betrachtet. Da

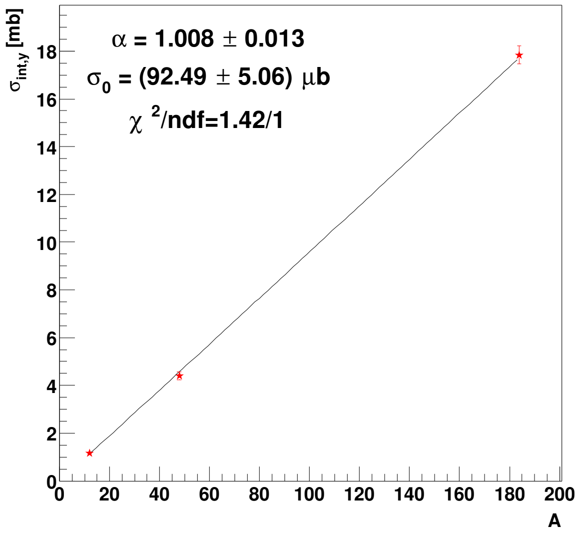


Abbildung 6.8: Die Massenzahlabhängigkeit der integrierten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{int,y}$. An die in Tabelle 6.6 angegebenen Wirkungsquerschnitte wurde die Funktion $\sigma_{pA} = \sigma_0 A^\alpha$ angepasst.

p_T^2-Parametrisierung	$\sigma_0^{\mathrm{total}}(\mu\mathrm{b})$
weich-linear	1038 ± 159
weich-quadratisch	700 ± 99
gesamt	838 ± 168

Tabelle 6.7: Ergebnisse der Anpassung von $\sigma_{\mathrm{total}} = \sigma_0^{\mathrm{total}} A^\alpha$ an die mit verschiedenen p_T^2-Parametrisierungen bestimmten totalen Wirkungsquerschnitte.

keine neuen Informationen gegenüber den integrierten Wirkungsquerschnitten in die Extrapolationen einfließen, sind keine signifikante Abweichungen der A-Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts zu erwarten. Nach den integrierten und totalen Wirkungsquerschnitte wird im Anschluß der Cronin-Effekt untersucht.

Die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{int,y}$ aus Tabelle 6.6 sind in Abbildung 6.8 gegen die Massenzahl der Kerne aufgetragen. Nach Anpassung von Gleichung (2.26) ergibt sich eine lineare Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Nukleonenanzahl

$$\alpha^{int} = 1.01 \pm 0.01 \tag{6.23}$$

und ein auf Kerne mit $A = 1$ bezogener Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_0^{int} = 92.5 \pm 5.1 \mu b. \tag{6.24}$$

Für die Anpassung von Gleichung (2.26) an die totalen Wirkungsquerschnitte müssen alle von der Massenzahl abhängigen Unsicherheiten berücksichtigt werden. In Tabelle 6.6 sind nur die aus σ_{int} stammenden Unsicherheiten für σ_{total} angegeben. Die für die Anpassungsrechnung verwendeten Unsicherheiten wurden nach Fehlerfortpflanzung aus den statistischen Unsicherheiten von $\sigma_{int,y}$ und σ_{ex,p_T^2} berechnet. Die resultierenden Werte für $\sigma_0^{\mathrm{total}}$ finden sich in Tabelle 6.7. Diese streuen stark für die verschiedenen Parametrisierungen. Im folgenden wird der mittlere Wert

$$\sigma_0^{\mathrm{total}} = (838 \pm 168)\,\mu\mathrm{b} \tag{6.25}$$

verwendet. Dieser basiert auf der Parametrisierung (6.9) („gesamt“), die geeignet ist, das gesamte gemessene Transversalimpulsspektrum zu beschreiben. Die Wirkungsquerschnitte der beiden anderen Parametrisierungen werden in Kapitel 6.3 zur Abschätzung der systematischen Unsicherheiten herangezogen.

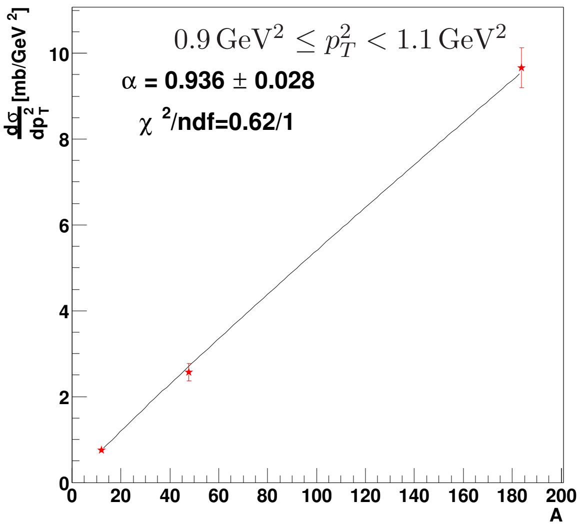


Abbildung 6.9: Exemplarische Bestimmung der A-Abhängigkeit der Transversalimpulse. Dargestellt sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T^2$ für das Intervall $0.9\,\mathrm{GeV}^2 \le p_T^2 < 1.1\,\mathrm{GeV}^2$ in Abhängigkeit von der Massenzahl A. An die Meßwerte angepaßt wurde $\sigma_{pA} = \sigma_0 A^\alpha$. Für die Untersuchung des Cronin-Effekts ist nur der Wert α von Interesse.

6.2.1 Der Cronin-Effekt

Die in Kapitel 2.3.1 als Cronin-Effekt beschriebene A-Abhängigkeit von Transversalimpulsverteilungen soll hier untersucht werden. Mit Gleichung (2.26) für die Massenzahlabhängigkeit von Wirkungsquerschnitten gilt für $d\sigma/dp_T^2$:

$$\frac{d\sigma_{pA}}{dp_T^2} = \frac{d\sigma_0}{dp_T^2} A^\alpha. \tag{6.26}$$

Für jedes p_T^2-Intervall wird Gleichung (6.26) an die differentiellen Kohlenstoff-, Titan- und Wolfram-Wirkungsquerschnitte aus den Tabellen B.1 bis B.3 in Anhang B angepasst. Exemplarisch ist dies für ein Intervall in Abbildung 6.9 dargestellt. Berücksichtigt werden nur materialabhängige Unsicherheiten, d.h. die statistischen Unsicherheiten der Daten und der Analyseeffizienz.

Die resultierenden Massenzahlabhängigkeiten α sind in Tabelle 6.8 angegeben und in Abbildung 6.10 als Funktion des Transversalimpulsquadrates dargestellt. Unterhalb von $p_T^2 = 2.7\,\mathrm{GeV}^2$ ist im Rahmen der Unsicherheiten eine geringe Abschwächung der ϕ-Produktion mit zunehmender Massenzahl zu beobachten. Oberhalb von $p_T^2 = 2.7\,\mathrm{GeV}^2$ steigt der Exponent α auf Werte größer 1 an, ein kohärentes Verhalten der Nukleonen bewirkt ein häufigeres Auftreten hoher Transversalimpulse als dies durch unabhängiges Verhalten der Nukleonen und Skalierung mit der Anzahl zu erreichen wäre. Zum Vergleich mit den hier bestimmten Meßwerten sind in der Abbildung die in [Klu77] bestimmten A-Abhängigkeiten der Produktion geladener Kaonen in $pBe(Ti, W)$-Reaktionen dargestellt. Kaonen wurden aufgrund der Zusammensetzung aus einem, nicht als Valenzquarks der kollidierenden Teilchen vorhandenen, $s(\bar{s})$-Quark ausgewählt. Das Verhalten ist im Rahmen der Unsicherheiten trotz unterschiedlicher Teilchenart und Kinematik des Prozesses vergleichbar.

6.3 Systematische Unsicherheiten

Die bisher angegebenen Unsicherheiten aller Resultate basieren auf den statistischen Unsicherheiten der Daten bzw. der Effizienzen. In diesem Abschnitt werden die systematischen Unsicherheiten der Resultate abgeschätzt. Folgende Beiträge werden berücksichtigt:

p_T^2-Intervall (GeV^2)	α
[0.5; 0.7[	0.97 ± 0.03
[0.7; 0.9[	0.93 ± 0.03
[0.9; 1.1[	0.94 ± 0.03
[1.1; 1.3[	0.96 ± 0.03
[1.3; 1.5[	0.98 ± 0.03
[1.5; 1.8[	0.98 ± 0.03
[1.8; 2.2[	1.00 ± 0.02
[2.2; 2.7[	0.99 ± 0.02
[2.7; 3.3[	1.03 ± 0.03
[3.3; 4.1[	1.05 ± 0.03
[4.1; 5.3[	1.03 ± 0.03
[5.3; 7.6[	1.07 ± 0.04
[7.6; 12.1[	1.05 ± 0.07

Tabelle 6.8: A-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T^2$. Der Exponent α wurde durch Anpassung der Funktion $\frac{d\sigma_{pA}}{dp_T^2} = \frac{d\sigma_0}{dp_T^2} A^\alpha$ an die Wirkungsquerschnitte der Kohlenstoff-, Titan- und Wolframdatensätze in den angegebenen Intervallen bestimmt.

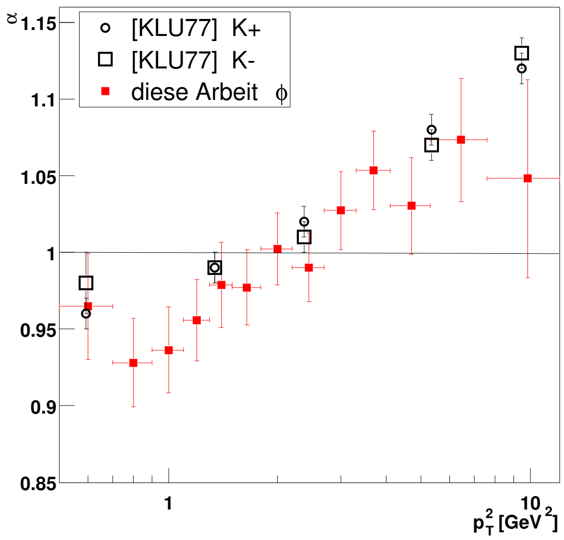


Abbildung 6.10: Massenzahlabhängigkeit des Transversalimpulses. Durch kohärentes Verhalten der Nukleonen wird oberhalb von 2 GeV^2 eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Massenzahl A des Kern von $\alpha > 1$ erreicht. Zum Vergleich sind die Werte für die Produktion geladener Kaonen in $pBe(Ti, W)$-Reaktionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 27.4$ GeV dargestellt [Klu77].

- Die durch die MC-Statistik bedingten Unsicherheiten der Analyseeffizienzen betragen je nach kinematischen Intervall zwischen $\pm 3\,\%$ und $\pm 13\,\%$ für den Kohlenstoff-Datensatz. Die Werte sind in den Tabellen in Anhang B angegeben.

- Da die Bestimmung der Unsicherheiten der Luminosität z.Z. noch nicht abgeschlossen ist, wird hier ein Wert von $\pm 3.5\,\%$ für alle Datensätze verwendet. Dies ist kompatibel mit den vorläufigen systematischen Unsicherheiten in [Aus02].

- Die relativen Unsicherheiten des in Gleichung (2.35) angegebenen Verzweigungsverhältnisses für den ϕ-Zerfalls in zwei geladene Kaonen betragen $^{+1.22}_{-1.42}\%$ [Hag02].

- Die in Kapitel 5.5.3 beschriebene Differenz zwischen der aus Daten und der aus MC bestimmten Effizienz der Teilchenidentifikation führt zu einer systematischen Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte von $+4\,\%$. Die Überschätzung der Effizienz in simulierten Ereignissen bewirkt eine Unterschätzung der ermittelten Wirkungsquerschnitte. Aus diesem Grund wird der systematische Einfluß asymmetrisch betrachtet.

- Um den Einfluß der in Kapitel 4.2 motivierten Impulsschnitte auf die Ergebnisse zu überprüfen, wurde der Mindestimpuls der Kaonkandidaten auf 11 GeV geändert. Mit den veränderten Schnitten wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte erneut bestimmt. Die Differenz zu den mit der Standardselektion (siehe Kapitel 4.2) bestimmten Wirkungsquerschnitten wird als systematische Unsicherheit berücksichtigt. Das Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte ist in den Abbildungen 6.11a) und b) dargestellt.

- Der Beitrag der Teilchenidentifikation zur systematischen Unsicherheit wurde durch Variation des Schnitts auf den Kaon-Likelihoodwert von 0.3 auf 0.5 untersucht. Mit dieser Änderung wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte erneut bestimmt. Auch die Differenz dieser Messung zur bisher präsentierten wird als Beitrag zur systematischen Unsicherheit betrachtet. Die Größe des Beitrags kann den Abbildungen 6.11a) und b) entnommen werden.

Aus obigen Komponenten werden im folgenden die systematischen Unsicherheiten der Resultate bestimmt. Positive und negative Beiträge werden dabei getrennt berücksichtigt. Zunächst wird auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte eingegangen. Daran anschließend werden die integrierten und die totalen Wirkungsquerschnitte betrachtet. Den Abschluß bildet die Abschätzung der systematischen Unsicherheiten der A-Abhängigkeiten.

Die systematischen Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte

Die systematischen Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte setzten sich aus drei Komponenten zusammen. Der Beitrag der MC-Statistik, sowie der systematischen Unsicherheiten der Luminosität, des Verzweigungsverhältnis und der Effizienz der Teilchenidentifikation werden gemäß der Fehlerfortpflanzung von Gleichung (6.4) bzw. (6.10) berechnet. Der zweite Beitrag ergibt sich aus den Differenzen der Wirkungsquerschnitte mit veränderten Impulsschnitten zu denen der Standardmethode. Der letzte Beitrag ergibt sich aus der Differenz der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Standardmethode zu denen mit veränderter RICH-Teilchenidentifikation. Durch quadratische Addition der Beiträge erhält man die in den Tabellen in Anhang B angegebenen Abschätzungen der systematischen Unsicherheiten jedes Bins.

Die Größen der letzten beiden Beiträge zeigen die Abbildungen 6.11a) und b). Dargestellt sind die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte der Standardmethode und der Methoden mit variierten Schnitten. Die eingezeichneten Unsicherheiten entsprechen denen der Standardmethode nach der Division. Für die meisten Intervalle sind die durch Variation der Spurselektion bestimmten Beiträge zur systematischen Unsicherheit vergleichbar mit den statistischen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte.

Die systematischen Unsicherheiten der integrierten Wirkungsquerschnitte

Für die in Kapitel 6.1.3 bestimmten integrierten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{int,y}$ berechnen sich die systematischen Unsicherheiten s_{int}^2 nach Fehlerfortpflanzung von Gleichung (6.13) bzw. (6.14) durch quadratische Addition der mit der Intervallbreite Δy gewichteten systematischen Unsicherheiten s_{σ_i} der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Einen weiteren Beitrag zur systematischen Unsicherheit liefert die Differenz des durch Integration über $d\sigma/dy$ bestimmte Wirkungsquerschnitt $\sigma_{int,y}$ zu dem durch Integration über $d\sigma/dp_T^2$ bestimmten σ_{int,p_T^2}. Quadratisch addiert ergeben beide Beiträge die gesamte systematische Unsicherheit des integrierten Wirkungsquerschnitts

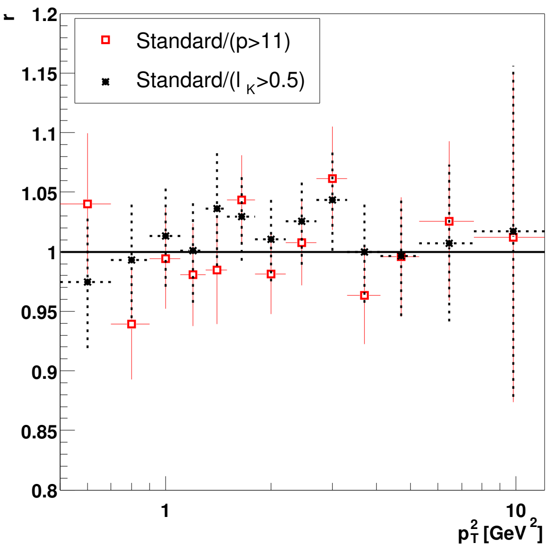
$$s_{int}^2 = \sum_i (\Delta y)^2 s_{\sigma_i}^2 + \left(\sigma_{int,y} - \sigma_{int,p_T^2}\right)^2 . \tag{6.27}$$

Damit ergibt sich für die integrierten Wirkungsquerschnitte:

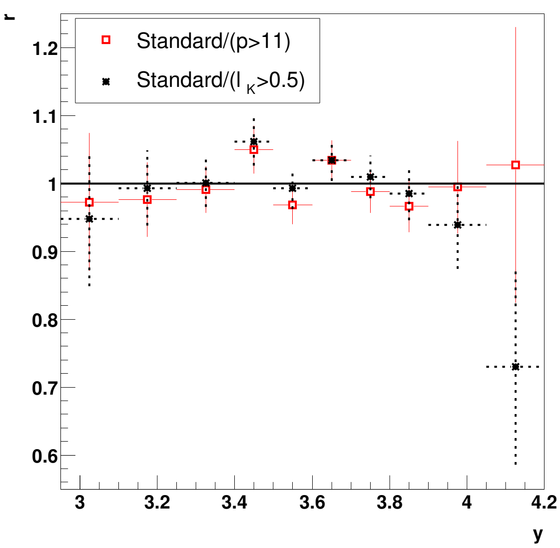
$$\sigma_{int,C} = (1.15 \pm 0.03(\mathrm{stat})^{+0.06}_{-0.06}(\mathrm{syst}))\mathrm{mb} \tag{6.28}$$

$$\sigma_{int,Ti} = (4.39 \pm 0.17(\mathrm{stat})^{+0.18}_{-0.17}(\mathrm{syst}))\mathrm{mb} \tag{6.29}$$

$$\sigma_{int,W} = (17.84 \pm 0.38(\mathrm{stat})^{+1.63}_{-1.61}(\mathrm{syst}))\mathrm{mb} \tag{6.30}$$



(a)



(b)

Abbildung 6.11: Abschätzung der systematischen Einflüsse einiger der Schnitte zur Spurselektion auf die bestimmten Wirkungsquerschnitte. Dargestellt sind die Verhältnisse der mit der Standardmethode und der mit den variierten Schnitten bestimmten Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von a) p_T^2 und b) y. Die Unsicherheiten entsprechen denen der Standardmethode nach Skalierung.

Die systematischen Unsicherheiten der totalen Wirkungsquerschnitte

Die systematischen Unsicherheiten der in Kapitel 6.1.4 bestimmten totalen Wirkungsquerschnitte σ_{total} berechnen sich nach Fehlerfortpflanzung der Gleichung (6.15)

$$\sigma_{total} = \left(\sigma_{int} + \sigma_{ex,p_T^2}\right) \cdot \frac{1}{E_{ex,y}}$$

zum einen aus den systematischen Unsicherheiten s_{int} der integrierten Wirkungsquerschnitte, zum anderen aus den statistischen Unsicherheiten s_{ex} der extrapolierten Wirkungsquerschnitte σ_{ex,p_T^2}:

$$s_{total}^2 = E_{ex,y}^{-2}\left(s_{int}^2 + s_{ex}^2\right). \tag{6.31}$$

Die totalen Wirkungsquerschnitte inklusive ihrer statistischen und systematischen Unsicherheiten sind in Tabelle 6.9 angegeben. Da die statistischen Unsicherheiten der σ_{ex,p_T^2} in Kapitel 6.1.4 nicht als Beitrag zur statistischen Unsicherheit des totalen Wirkungsquerschnitts behandelt wurden, sind alle statistischen Unsicherheiten der σ_{total} eines Datensatzes in Tabelle 6.9 gleich groß.

Die Extrapolation der gemessenen Wirkungsquerschnitte auf den gesamten Rapiditätsbereich basiert auf dem in FRITIOF implementierten Modell. Die Abschätzung systematischer Unsicherheiten von $E_{ex,y}$ kann durch den Vergleich mit anderen Modellen, wie z.B. dem Programm HIJING [Wan91], erfolgen, lag aber außerhalb des Rahmens dieser Arbeit.

Die systematischen Unsicherheiten der A-Abhängigkeit

In diesem Abschnitt werden zunächst die systematischen Unsicherheiten der A-Abhängigkeit der integrierten Wirkungsquerschnitte abgeschätzt, bevor auf die totalen Wirkungsquerschnitte eingegangen wird.

	Kohlenstoff $\pm$(stat)$^+_-$(syst) (mb)	Titan $\pm$(stat)$^+_-$(syst) (mb)	Wolfram $\pm$(stat)$^+_-$(syst) (mb)
$\sigma_{\mathrm{total}}^{\mathrm{weich\text{-}linear}}$	$10.71 \pm 0.08^{+0.86}_{-0.86}$	$41.49 \pm 0.45^{+4.35}_{-4.34}$	$140.99 \pm 1.04^{+9.06}_{-9.04}$
$\sigma_{\mathrm{total}}^{\mathrm{weich\text{-}quadratisch}}$	$7.83 \pm 0.08^{+0.57}_{-0.57}$	$27.99 \pm 0.45^{+2.58}_{-2.58}$	$108.46 \pm 1.04^{+7.26}_{-7.23}$
$\sigma_{\mathrm{total}}^{\mathrm{gesamt}}$	$8.37 \pm 0.08^{+0.89}_{-0.89}$	$35.13 \pm 0.45^{+6.06}_{-6.06}$	$108.01 \pm 1.04^{+8.16}_{-8.13}$

Tabelle 6.9: Mit drei verschiedenen p_T^2-Parametrisierungen bestimmte totale Wirkungsquerschnitte, inklusive statistischer und systematischer Unsicherheiten.

Die systematischen Unsicherheiten des Parameters α^{int} und des Wirkungsquerschnitts σ_0^{int} werden durch Variation der Wirkungsquerschnitte bei der Anpassung von Gleichung (2.26) ermittelt. Dafür werden die integrierten Wirkungsquerschnitte (Gleichung (6.28)-(6.30)) mit ihren statistischen Unsicherheiten verwendet. Die Zentralwerte der Wirkungsquerschnitte werden um ihre systematischen Unsicherheiten nach oben bzw. unten verschoben. Die maximale Differenz der Resultate aller 8 möglichen Kombinationen wird als systematische Unsicherheit verwendet. Mit diesem Verfahren ergibt sich für die integrierten Wirkungsquerschnitte der Parameter α^{int} zu

$$\alpha^{\mathrm{int}} = 1.01 \pm 0.01(\mathrm{stat})^{+0.06}_{-0.06}(\mathrm{syst}), \tag{6.32}$$

und der für Kerne mit $A = 1$ extrapolierte Wirkungsquerschnitt σ_0^{int} zu

$$\sigma_0^{\mathrm{int}} = (92.5 \pm 5.1(\mathrm{stat})^{+21.2}_{-17.5}(\mathrm{syst}))\mu\mathrm{b}. \tag{6.33}$$

Für den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_0^{\mathrm{total}}$ wurde in Gleichung (6.25) der mittlere der mit den drei Parametrisierungen bestimmten Wirkungsquerschnitte als Ergebnis angegeben. Als systematische Unsicherheiten werden die Differenzen zu den mit den beiden anderen Parametrisierungen bestimmten Werten verwendet. Damit ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_0^{\mathrm{total}} = (838 \pm 168(\mathrm{stat})^{+201}_{-137}(\mathrm{syst}))\mu\mathrm{b}. \tag{6.34}$$

Nach der Bestimmung der Unsicherheiten können die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse im nächsten Abschnitt mit den Resultaten anderer Experiment verglichen werden.

6.4 Vergleich der Ergebnisse

Die in den vorhergehenden Abschnitten bestimmten Ergebnisse dieser Arbeit werden nun mit Resultaten anderer Experimente verglichen. Zunächst werden die gemessenen Transversalimpulsverteilungen betrachtet. Als Vergleichsgröße kommt dabei der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ zum Einsatz. Daran anschließend erfolgt ein Vergleich des Parameters α^{int} der A-Abhängigkeit bevor der in dieser Arbeit gemessene totale Wirkungsquerschnitt σ_0^{total} mit anderen Messung verglichen wird. Für den modellunabhängigen, integrierten Wirkungsquerschnitt existieren leider keine Vergleichswerte. Beim Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit werden sowohl statistische als auch systematische Unsicherheiten berücksichtigt und gegebenenfalls quadratisch addiert verwendet.

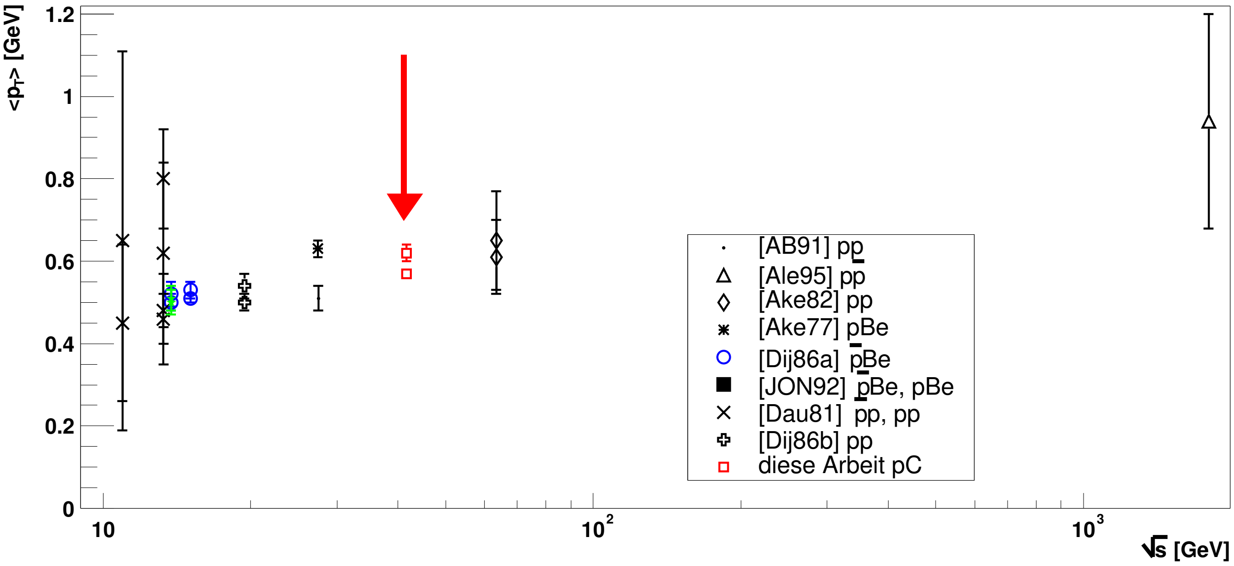


Abbildung 6.12: Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses $\langle p_T \rangle$ von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$. Die ϕ-Mesonen wurden in hadronischen Wechselwirkungen erzeugt, die entsprechenden Reaktionen sind in der Legende angegeben. Die der Abbildung zugrundeliegenden Daten können Tabelle 6.10 entnommen werden. Von den Ergebnissen dieser Arbeit sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nur die mit den Parametrisierungen (6.6) und (6.7) ermittelten Kohlenstoff-Werte dargestellt, diese stimmen im Rahmen der Unsicherheiten mit den Ergebnissen der anderen Datensätze überein. Da z.T. die Ergebnisse verschiedener Parametrisierung publiziert wurden, existieren bei manchen Schwerpunktsenergien mehrere Datenpunkte.

Vergleich der Transversalimpulsverteilungen

Für den Vergleich der Transversalimpulsverteilungen sind in Tabelle 6.10 die Resultate anderer, die ϕ-Produktion in Proton-Proton- und Proton-Kern-Wechselwirkungen untersuchender Experimente aufgezählt. Neben der Schwerpunktsenergie und den kinematischen Meßbereichen sind die mit den beiden am häufigsten verwendeten Parametrisierungen (6.6) („weich-linear“) und (6.7) („weich-quadratisch“) erzielten Ergebnisse sowie die daraus berechneten $\langle p_T \rangle$ angegeben. Die Messungen erstrecken sich über einen weiten Bereich im longitudinalen Phasenraum. Die Häufung der Messungen vor allem bei positiven x_F (siehe Gleichung (2.7)) ist durch die Auslegung der meisten der Experimente als reine fixed-Target Experimente mit entsprechend großer Akzeptanz im Vorwärtsbereich zu verstehen. Die vorliegende Messung deckt den bisher wenig untersuchten Zentralbereich $-0.1 \leq x_F < 0.05$ ab.

In Abbildung 6.12 sind die in dieser Arbeit mit obigen Parametrisierungen bestimmten mittleren Transversalimpulse und die Resultate anderer Experimente gegen die Schwerpunktenergie der Messung aufgetragen. Aufgrund unterschiedlicher untersuchter kinematischer Intervalle existieren große Unterschiede zwischen den Messungen bei einzelnen Schwerpunktenergien. Mit steigendem $\sqrt{s}$ zeigt sich allenfalls ein leichter Trend zu höheren mittleren Transversalimpulsen der ϕ-Mesonen. Da die in dieser Arbeit bestimmten $\langle p_T \rangle$ verschiedener Materialien und verschiedener Datensätze im Rahmen der Unsicherheiten weitgehend übereinstimmen, sind der Übersichtlichkeit halber nur die Kohlenstoff-Werte aus den Tabellen 6.2 und 6.3 dargestellt. Die Ergebnisse sind innerhalb der Unsicherheiten mit den anderen Meßwerten kompatibel.

					$d\sigma/dp_t^2 \propto e^{-ap_T}$			$d\sigma/dp_t^2 \propto e^{-bp_T^2}$		
Ref.	Reaktion	$\sqrt{s}$[a] (GeV)	Longitudinal-impuls	p_T^2-Intervall (GeV^2)	a (GeV)	$\langle p_T \rangle$[b] (GeV)	χ^2/NDF	b (GeV^2)	$\langle p_T \rangle$[b] (GeV)	χ^2/NDF
diese Arbeit	pC	41.6	$2.95 \le y \le 4.2$	$0.5 \le p_T^2 < 12.1$	3.53 ± 0.09	0.57 ± 0.01	7.40/6	2.02 ± 0.11	0.62 ± 0.02	1.21/3
diese Arbeit	pTi	41.6	$2.95 \le y \le 4.2$	$0.5 \le p_T^2 < 12.1$	3.59 ± 0.11	0.56 ± 0.02	5.22/6	1.87 ± 0.14	0.65 ± 0.02	2.80/3
diese Arbeit	pW	41.6	$2.95 \le y \le 4.2$	$0.5 \le p_T^2 < 12.1$	3.31 ± 0.07	0.60 ± 0.01	11.76/6	1.89 ± 0.09	0.64 ± 0.02	7.44/3
[AB91]	pp	27.50	$x_F \ge 0.0$	k.A.	-	-	-	2.98 ± 0.35	0.51 ± 0.03	3.72/7
[Ale95]	pp	1800	$\approx -0.36 \le \eta \le 1.0$[c]	$0.64 \le p_T^2 \le 36$	2.13 ± 0.59	0.94 ± 0.26	1.2	-	-	-
[Ake82]	pp	63.40	$\|y\| < 1$	$0 < p_T^2 \le 2.25$	3.1 ± 0.7	0.65 ± 0.15	0.8/2	2.1 ± 0.6	0.61 ± 0.09	0.4/2 [c]
[Ake77]	pBe	27.43	$-0.1 < x_F < -0.07$	$\approx 0.64 < p_T^2 < 12.25$[d]	3.18 ± 0.11	0.63 ± 0.02	k.A.	-	-	-
[Dij86a]	$\bar{p}Be$	13.76	$0.0 < x_F < 0.4$	$0 < p_T^2 < 0.5$	-	-	-	3.2 ± 0.2	0.50 ± 0.02	k.A.
	pBe	15.07			-	-	-	3.0 ± 0.1	0.51 ± 0.01	k.A.
	$\bar{p}Be$	13.76		$0.5 < p_T^2 < 1.0$	-	-	-	2.9 ± 0.3	0.52 ± 0.03	k.A.
	pBe	15.07			-	-	-	2.8 ± 0.2	0.53 ± 0.02	k.A.
[Jon92]	$\bar{p}Be$	13.76	$0.1 < x_F < 0.2$	$0 < p_T^2 < 1.0$	-	-	-	3.02 ± 0.31	0.51 ± 0.03	k.A.
	pBe	13.76	$0.14 < x_F < 0.22$	$0 < p_T^2 < 0.8$	-	-	-	3.18 ± 0.33	0.50 ± 0.03	k.A.
[Dau81b]	$\bar{p}p$	13.28	$0.1 < x_F < 0.2$	$0.0 < p_T^2 < 0.64$	3.25 ± 1.15	0.62 ± 0.22	k.A.	3.69 ± 1.78	0.46 ± 0.11	k.A.
	pp				2.49 ± 0.38	0.80 ± 0.12	k.A.	3.34 ± 0.57	0.48 ± 0.04	k.A.
	$\bar{p}p$	10.95	$0.15 < x_F < 0.25$	$0.0 < p_T^2 < 0.64$	3.09 ± 2.18	0.65 ± 0.46	k.A.	3.91 ± 3.39	0.45 ± 0.19	k.A.
[Dij86b]	pp	19.42	$0.02 < x_F < 0.41$	$0.0 < p_T^2 < 0.5$	-	-	-	3.2 ± 0.2	0.50 ± 0.02	k.A.
	pp		$0.02 < x_F < 0.41$	$0.5 < p_T^2 < 1.0$	-	-	-	2.7 ± 0.3	0.54 ± 0.03	k.A.

Tabelle 6.10: Übersicht existierender Messungen bezüglich der Transversalimpulsabhängigkeit der ϕ-Produktion in hadronischen Wechselwirkungen. Ebenfalls angegeben sind die im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmten Resultate.

[a] gemäß Gleichung (2.3) unter der Annahme der Wechselwirkung des Strahlteilchens mit einem ruhenden Proton des Kerns
[b] nach den in Tabelle 6.1 angegebenen Gleichungen
[c] angegebene Akzeptanz des Detektors
[d] aus Diagramm abgelesen

Referenz	Prozess	$\sqrt{s}$(GeV)	α	Kommentar
diese Arbeit	$pC(Ti, W)$	41.6	$1.01 \pm 0.01^{+0.06}_{-0.06}$	$2.95 \leq y < 4.20$
				$0.5\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_T^2 < 12.1\,\mathrm{GeV}^2$
[Jag03]	$pC(Al, Ti, W)$	41.6	0.78 ± 0.13	$2.9 \leq y \leq 4.3$
[Dau83]	$pHe(Be)$	13.76	0.96 ± 0.04	$0.075 < x_F < 0.225$
				$p_T^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$
[Bai84]	$pBe(Ta)$	15.07	0.86 ± 0.02	$0 < x_F < 0.3$
				$p_T^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$

Tabelle 6.11: A-Abhängigkeit der Produktion von ϕ-Mesonen. Die Messung [Jag03] wurde wie die vorliegenden Arbeit am HERA–B-Experiment durchgeführt und ist innerhalb von zwei Standardabweichungen mit dem hier ermittelten Resultat kompatibel. Verwendet wurden in [Jag03] Daten des Jahres 2000 aus der Aufbauphase des Detektors im Gegensatz zu den Daten des Jahres 2003 der vorliegenden Arbeit.

Vergleich der A-Abhängigkeit

In Kapitel 6.2 wurde für die Abhängigkeit der integrierten Wirkungsquerschnitte σ_{int} von der Massenzahl A ein linearer Zusammenhang ($\alpha = 1$) bestimmt. In Tabelle 6.11 ist dieses Ergebnis denen anderer Autoren gegenübergestellt. Die Ergebnisse unterscheiden sich in den untersuchten kinematischen Intervallen und sind daher nur bedingt vergleichbar. Die vorliegenden Messung fügt sich allerdings in den Trend des sinkenden Parameters α mit steigendem x_F [Ver91] ein.

Der ebenfalls beim HERA–B-Experiment, allerdings mit Daten des Jahres 2000, gemessene Wert von [Jag03] ist innerhalb von etwa zwei Standardabweichungen mit dem im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Ergebnis kompatibel. Zum damaligen Zeitpunkt befand sich der Detektor noch in der Aufbauphase und unterlag ständigen Veränderungen.

Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte

In Kapitel 6.1.4 wurde der totale Wirkungsquerschnitt der ϕ-Produktion bestimmt und in Kapitel 6.2 durch Extrapolation der A-Abhängigkeit σ_0^{total} berechnet. Zum Vergleich mit existierenden Messungen ist dieser in Tabelle 6.12 mit den Resultaten anderer Autoren angegeben. Im Falle von pA-Wechselwirkungen wurden die Wirkungsquerschnitte mit Hilfe von Gleichung (2.26) in den angegebenen Referenzen auf $A = 1$ extrapoliert.

In Abbildung 6.13 sind die Wirkungsquerschnitte gegen die quadrierte Schwerpunktenergie s aufgetragen. Der Trend steigender Wirkungsquerschnitte mit steigender Schwerpunktsenergie wird verdeutlich durch die in [Spe80] bestimmte Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

$$\sigma(pp \to \phi + X) = ((0.26 \pm 0.04)ln(s) - (90.81 \pm 0.12))mb. \tag{6.35}$$

Innerhalb der Unsicherheiten stimmt der im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Wirkungsquerschnitt mit bereits existierenden Ergebnissen und obiger Parametrisierung überein. Dies gilt auch für den in [Jag03] mit Daten des Jahres 2000 ebenfalls am HERA–B-Experiment bestimmten Wirkungsquerschnitt.

Referenz	Prozess	$\sqrt{s}$(GeV)	σ_{total} (μb)
diese Arbeit	$pC(Ti, W)$	41.6	$838 \pm 168^{+201}_{-137}$
[Jag03]	$pC(Al, Ti, W)$	41.6	1250 ± 680
[Ale95]	$\bar{p}p$	1800	7300 ± 2200
[Sam01]	pp	17.2	449 ± 44
[Kar91]	pBe	31.5	988.8 ± 69
[AB91]	pp	27.5	620 ± 60
[Dau81b]	pp	13.28	221 ± 22
[Dri81]	pp	52.5	1300 ± 350
[Blo75]	pp	6.84	158 ± 35
[Ant82]	pBe	11.54	700 ± 200
[And76]	pBe	16.83	660 ± 200

Tabelle 6.12: Übersicht von Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts der ϕ-Produktion. Die aus pA-Wechselwirkungen stammenden Resultate wurden mit Hilfe von Gleichung (2.26) für Kerne mit $A = 1$ extrapoliert. Einzelheiten finden sich in den angegebenen Referenzen. Der ebenfalls am HERA–B-Experiment bestimmte Wert von [Jag03] ist mit den Ergebnissen dieser Arbeit im Rahmen der Unsicherheiten verträglich.

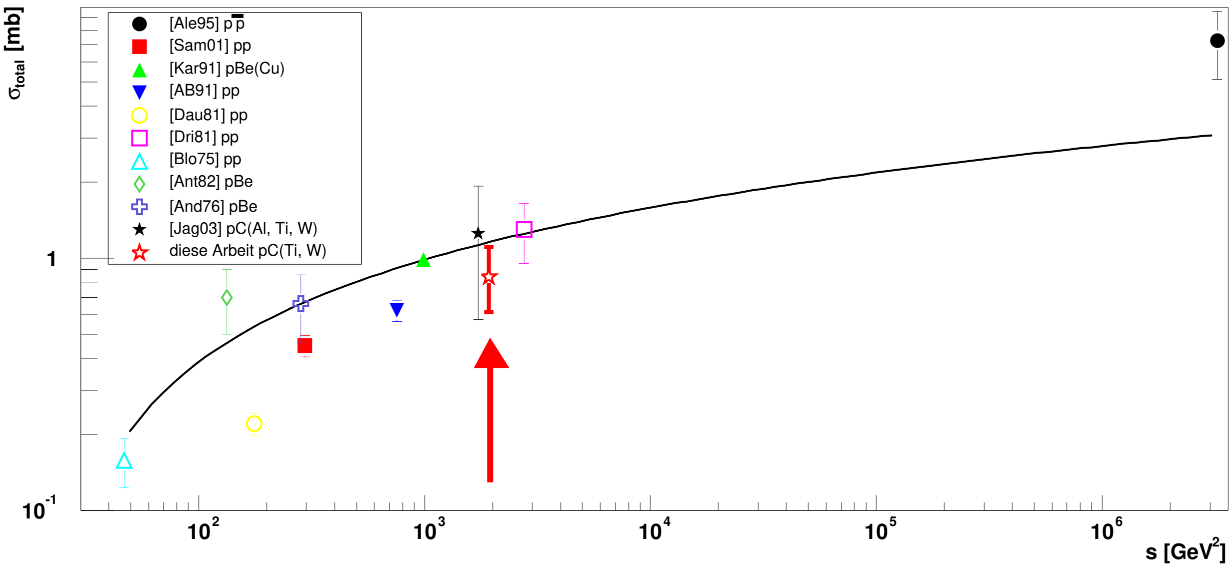


Abbildung 6.13: Abhängigkeit der ϕ-Produktion von der quadrierten Schwerpunktsenergie. Die durchgezogene Linie entspricht der Parametrisierung $\sigma(pp \to \phi + X) = ((0.26 \pm 0.04)\ln s - (90.81 \pm 0.12))mb$ aus [Spe80]. Angegeben sind sowohl aus Proton-Proton- als auch aus Proton-Kern-Wechselwirkungen bestimmte Wirkungsquerschnitte (siehe Tabelle 6.12), die entsprechenden Reaktionen sind in der Legende angegeben. Das Ergebnis dieser Arbeit ist durch den Pfeil gekennzeichnet und wurde zur besseren Unterscheidbarkeit von [Jag03] bei einer etwas höheren Energie dargestellt.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Produktion von ϕ-Mesonen in inelastischen Wechselwirkungen der 920 GeV Protonen des HERA-Speicherrings mit festen Targets untersucht. Mit dem HERA–B-Detektor wurden im Dezember 2002 mit dem Wechselwirkungstrigger etwa 130 Millionen Ereignisse aufgezeichnet. Diese basieren auf Wechselwirkungen von Protonen mit den Kohlenstoff-, Titan- und Wolframtargets und erlaubten damit die Messung der A-Abhängigkeit der ϕ-Produktion.

Die im Zerfallskanal $\phi \to K^+K^-$ untersuchten ϕ-Mesonen wurden, nach Selektion der Kaonspuren mit Hilfe des RICH-Detektors, rekonstruiert. Die Beschreibung der invarianten Massenspektren erfolgte durch Anpassung einer mit einer Gaußverteilung gefalteten relativistischen Breit-Wigner-Funktion und einer Untergrundparametrisierung. Durch Integration der Breit-Wigner-Funktion wurde die Anzahl von ϕ-Mesonen bestimmt. Mit dieser Methode wurden etwa 52000 ϕ-Mesonen in den verwendeten Datensätzen gefunden. Die Variation von Einzelheiten der Analysemethode zeigte keine signifikanten Einflüsse auf die Ergebnisse.

Einfach-differentielle Verteilungen der ϕ-Mesonen in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat p_T^2 und der Rapidität y wurden aus Daten und Ereignissen der Monte-Carlo Simulation gebildet und verglichen. Es zeigte sich eine deutlich steilere Transversalimpulsverteilung der simulierten Ereignisse. Deren Einfluss auf die Analyseeffizienzen wurde diskutiert und daraufhin durch Umgewichtung der simulierten Ereignisse die MC-Transversalimpulsverteilung an Daten angepasst. Aus den gewichteten MC-Ereignissen wurden die jeweiligen Analyseeffizienzen als Funktion von p_T^2 bzw. y bestimmt. Beschränkt durch die verfügbare Statistik, die Schnitte auf Spurparameter und die Akzeptanz des Detektors war das für die Messung zugängliche kinematische Intervall eingeschränkt auf den Bereich:

$$\begin{array}{ccccc} 0.5\,\mathrm{GeV}^2 & \leq & p_T^2 & \leq & 12.1\,\mathrm{GeV}^2 \\ 2.95 & \leq & y & \leq & 4.20. \end{array}$$

Die innerhalb dieses Meßbereichs ermittelten transversalimpulsabhängigen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T^2$ sind in den Tabellen B.1 bis B.3 im Anhang aufgeführt. Mit Hilfe von Parametrisierungen wurden diese untersucht; es zeigte sich eine deutlich höhere Produktion von ϕ-Mesonen hohen Transversalimpulses als dies die Extrapolation der Produktion bei kleinem p_T^2 erwarten ließ. Eine der Literatur entnommene Parametrisierung war geeignet, das gesamte Transversalimpulsspektrum zu beschreiben. Anhand der Parametrisierungen wurden die mittleren Transversalimpulse $\langle p_T \rangle$ bestimmt. In Abhängigkeit von der Parametrisierung und dem Targetmaterial liegen diese im Bereich von $(0.56 \pm 0.02) GeV$ bis $(0.72 \pm 0.05)\,\mathrm{GeV}$. Der Vergleich der mittleren Transversalimpulse mit den Resultaten anderer Experimente zeigte eine gute Übereinstimmung der von der Schwerpunktsenergie nahezu unabhängigen Werte.

Die berechneten Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dy$ in Abhängigkeit von der Rapidität zeigten im Rahmen der Unsicherheiten ein flaches Verhalten. Die numerischen Werte sind den Tabellen B.4 bis B.6 in Anhang B zu entnehmen.

Innerhalb des Meßbereichs wurden die integrierten Wirkungsquerschnitte σ_{int} der drei Targetmaterialien durch Integration der differentiellen Verteilungen bestimmt. Die Massenzahlabhängigkeit der σ_{int} wurde mit Hilfe des Zusammenhangs $\sigma_{pA}^{int} = \sigma_0^{int} A^{\alpha}$ untersucht. Es zeigte sich ein linearer Zusammenhang:

$$\alpha^{\text{int}} = 1.01 \pm 0.01(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst}).$$

Durch Extrapolation ergab sich der integrierte Wirkungsquerschnitt für Kerne mit $A = 1$ zu

$$\sigma_0^{\text{int}} = (92.5 \pm 5.1(\text{stat})^{+21.2}_{-17.5}(\text{syst})\mu b.$$

Mit Hilfe der p_T^2-Parametrisierungen und der MC-Rapiditätsverteilung wurden die gemessenen Wirkungsquerschnitte zu totalen Wirkungsquerschnitten im gesamten Phasenraum extrapoliert. Die Untersuchung der A-Abhängigkeit ergab den Wert

$$\sigma_0^{\text{total}} = (838 \pm 168(\text{stat})^{+201}_{-137}(\text{syst}))\mu\text{b}.$$

Der Vergleich mit den Messungen anderer Experimente zeigt eine gute Übereinstimmung des gemessenen Wertes mit der angenommenen logarithmischen Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitt von der quadrierten Schwerpunktsenergie.

Die A-Abhängigkeit der Transversalimpulse wurde untersucht. Der Cronin-Effekt, d.h. die Unterdrückung der Produktion ($\alpha < 1$) mit steigender Massenzahl A bei kleinen Transversalimpulsen und die verstärkte Produktion ($\alpha > 1$) bei großen Transversalimpulsen ($p_T^2 > 2.7\,\text{GeV}^2$) wurde erstmals für ϕ-Mesonen nachgewiesen.

In der vorliegenden Arbeit wurden umfangreiche Untersuchungen zur ϕ-Produktion in inelastischen pA-Wechselwirkungen durchgeführt. Die verstärkte Produktion von ϕ-Mesonen ist eine deutliche Signatur des Quark-Gluon-Plasmas (siehe Kapitel 2.5). Die vorliegende Messung in Proton-Kern-Wechselwirkungen stellt somit eine wichtige Referenz in einem neuen Energieintervall für die Suche nach dem Agregatzustand des Quark-Gluon-Plasmas dar.

Erstmals wurden bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 41.6\,\text{GeV}$ differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Transversalimpulsquadrat und der Rapidität für drei verschiedene Targets bestimmt. Totale Wirkungsquerschnitte und deren Materialabhängigkeit wurden bestimmt. Weiterhin wurde der Cronin-Effekt für ϕ-Mesonen nachgewiesen.

Anhang A

Verwendete Datensätze

In den folgenden Tabellen sind die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Datensätze aufgeführt. Angegeben sind die in Echtzeit mit den Szintillationszählern (vgl. Kapitel 3.3.1) bestimmten Wechselwirkungsraten, gemittelt über die gesamte Datennahmezeit des Datensatzes. Die Anzahl von Ereignissen entspricht allen aufgezeichneten. Die Werte der Luminositäten wurden nach der in Kapitel 3.6 beschriebenen Methode bestimmt [Aus02] und gelten für die vom Wechselwirkungstrigger aufgezeichneten Ereignisse. Die Tabellen sind nach den eingesetzten Targets unterteilt.

Run	Datum	Wechselwirkungs-rate [MHz]	Ereignisse	Luminosität [mb^{-1}]
20653	09.12.2002	1.36	1732592	7971.2
20663	12.12.2002	0.55	4003997	17065.4
20668	12.12.2002	0.56	2288926	9695.1
20669	12.12.2002	0.57	418950	1788.7
20670	12.12.2002	0.68	2580816	11264.2
20676	13.12.2002	0.82	675437	2973.9
20677	13.12.2002	0.90	4568646	20366.5
20678	13.12.2002	0.88	5121506	22801.7
20705	15.12.2002	0.79	1213497	5741.4
20706	15.12.2002	0.78	36267	164.8
20723	17.12.2002	0.92	2845949	12655.6
20724	17.12.2002	0.96	247948	1223.3
20725	17.12.2002	0.96	3147911	13742.4
20728	17.12.2002	0.78	451704	1885.5
20734	17.12.2002	0.78	7433569	32527.7
20740	18.12.2002	0.74	3786598	16460.5
20742	18.12.2002	0.73	2714468	11797.8
20743	18.12.2002	0.75	3641525	15852.9
20768	21.12.2002	0.89	2435408	10663.7
20769	21.12.2002	0.89	236485	1039.1
20770	21.12.2002	0.89	7865311	34472.1

Tabelle A.1: Datensätze des Kohlenstofftargets „unten 1“.

Run	Datum	Wechselwirkungs-rate [MHz]	Ereignisse	Luminosität $[mb^{-1}]$
20682	13.12.2002	0.96	5497520	8926.2
20693	15.12.2002	0.98	573379	905.8
20695	15.12.2002	0.99	4722483	7566.3
20771	21.12.2002	1.09	2707408	4417.8,
20772	21.12.2002	1.09	1677012	2718.4
20773	21.12.2002	1.10	5654007	9201.0

Tabelle A.2: Datensätze des Titantargets „unten 2“.

Run	Datum	Wechselwirkungs-rate [MHz]	Ereignisse	Luminosität $[mb^{-1}]$
20671	12.12.2002	0.93	2625666	1577.1
20675	12.12.2002	1.28	7730931	4763.0
20679	13.12.2002	1.27	8675028	5358.3
20680	13.12.2002	1.32	1374786	847.7
20735	18.12.2002	0.80	1043289	604.0
20738	18.12.2002	1.27	2080780	1280.5
20739	18.12.2002	1.20	7003330	4271.8
20744	18.12.2002	1.18	362345	218.3
20746	18.12.2002	1.23	5002784	3054.1
20747	19.12.2002	1.26	6219769	3834.
20749	19.12.2002	1.24	3897458	2391.0
20764	20.12.2002	0.86	4183931	2460.3
20766	20.12.2002	0.98	2309124	1393.0
20767	20.12.2002	1.16	136246	81.4

Tabelle A.3: Datensätze des Wolframtargets „innen 1“.

Anhang B

Tabellierte Wirkungsquerschnitte

In den folgenden Tabellen sind die numerischen Werte der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T^2$ und $d\sigma/dy$ aufgeführt. Angegeben sind

- Die Werte der auf die Binbreiten normierten Rohverteilungen (siehe Kapitel 5.2) dN/dp_T^2 und dN/dy und ihrer statistischen Unsicherheiten.
- Die Analyseeffizienzen ϵ_{Ana} als Funktion von p_T^2 bzw. y und ihrer statistischen Unsicherheiten (vgl. Kapitel 5.4).
- Die differentiellen Wirkungsquerschnitte (vgl. Kapitel 6.1) mit statistischen und systematischen Unsicherheiten (siehe Kapitel 6.3).

Die Tabellen sind nach den eingesetzten Targets unterteilt. Alle für die Berechnungen verwendeten Werte wurden für die Darstellung gerundet.

p_T^2-Bin (GeV^2)	$\frac{dN}{dp_T^2} \pm (stat)$ (1/GeV^2)	$\epsilon_{Ana} \pm (stat)$	$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \pm (stat)$ (mb/GeV^2)	+(syst) (mb/GeV^2)	-(syst) (mb/GeV^2)
0.5 - 0.7	5095 ± 290	0.024 ± 0.001	1.70 ± 0.10	0.14	0.13
0.7 - 0.9	6484 ± 320	0.047 ± 0.002	1.11 ± 0.05	0.10	0.09
0.9 - 1.1	6947 ± 295	0.074 ± 0.003	0.75 ± 0.03	0.05	0.04
1.1 - 1.3	6295 ± 276	0.107 ± 0.004	0.47 ± 0.02	0.03	0.03
1.3 - 1.5	5602 ± 260	0.131 ± 0.005	0.35 ± 0.02	0.03	0.02
1.5 - 1.8	5585 ± 201	0.165 ± 0.006	0.27 ± 0.01	0.02	0.02
1.8 - 2.2	4268 ± 148	0.203 ± 0.007	0.17 ± 0.01	0.01	0.01
2.2 - 2.7	3110 ± 109	0.246 ± 0.009	0.102 ± 0.004	0.007	0.006
2.7 - 3.3	2121 ± 86	0.286 ± 0.012	0.060 ± 0.002	0.006	0.005
3.3 - 4.1	1370 ± 59	0.354 ± 0.014	0.031 ± 0.001	0.002	0.002
4.1 - 5.3	684 ± 34	0.349 ± 0.018	0.016 ± 0.001	0.001	0.001
5.3 - 7.6	224 ± 15	0.360 ± 0.023	0.0050 ± 0.0003	0.0005	0.0004
7.6 - 12.1	34 ± 5	0.276 ± 0.032	0.0010 ± 0.0001	0.0001	0.0001

Tabelle B.1: Werte der Rohverteilungen, der Analyseeffizienzen und der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von p_T^2 für das Kohlenstofftarget „unten 1“.

p_T^2-Bin (GeV^2)	$\frac{dN}{dp_T^2} \pm (stat)$ (1/GeV^2)	$\epsilon_{Ana} \pm (stat)$	$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \pm (stat)$ (mb/GeV^2)	+(syst) (mb/GeV^2)	-(syst) (mb/GeV^2)
0.5 - 0.7	2597 ± 224	0.024 ± 0.001	6.44 ± 0.55	0.77	0.72
0.7 - 0.9	3038 ± 207	0.044 ± 0.002	4.18 ± 0.28	0.47	0.44
0.9 - 1.1	3014 ± 202	0.071 ± 0.003	2.57 ± 0.17	0.20	0.18
1.1 - 1.3	3272 ± 206	0.103 ± 0.004	1.91 ± 0.12	0.19	0.17
1.3 - 1.5	3105 ± 193	0.132 ± 0.006	1.42 ± 0.09	0.13	0.12
1.5 - 1.8	2466 ± 138	0.160 ± 0.005	0.93 ± 0.05	0.06	0.05
1.8 - 2.2	1948 ± 108	0.206 ± 0.007	0.57 ± 0.03	0.04	0.03
2.2 - 2.7	1671 ± 84	0.258 ± 0.009	0.39 ± 0.02	0.03	0.02
2.7 - 3.3	1141 ± 65	0.318 ± 0.012	0.22 ± 0.01	0.02	0.01
3.3 - 4.1	740 ± 45	0.334 ± 0.013	0.13 ± 0.01	0.01	0.01
4.1 - 5.3	337 ± 17	0.338 ± 0.018	0.060 ± 0.003	0.005	0.004
5.3 - 7.6	110 ± 10	0.340 ± 0.022	0.020 ± 0.002	0.002	0.002
7.6 - 12.1	24 ± 4	0.249 ± 0.027	0.006 ± 0.001	0.001	0.001

Tabelle B.2: Werte der Rohverteilungen, der Analyseeffizienzen und der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von p_T^2 für das Titantarget „unten 2“.

p_T^2-Bin (GeV^2)	$\frac{dN}{dp_T^2} \pm (stat)$ (1/GeV^2)	$\epsilon_{Ana} \pm (stat)$	$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \pm (stat)$ (mb/GeV^2)	+(syst) (mb/GeV^2)	-(syst) (mb/GeV^2)
0.5 - 0.7	8066 ± 412	0.022 ± 0.001	23.61 ± 1.21	1.93	1.70
0.7 - 0.9	9698 ± 410	0.044 ± 0.001	14.03 ± 0.59	0.88	0.69
0.9 - 1.1	10087 ± 401	0.066 ± 0.002	9.67 ± 0.38	0.77	0.67
1.1 - 1.3	9711 ± 370	0.095 ± 0.003	6.47 ± 0.25	0.42	0.33
1.3 - 1.5	9493 ± 347	0.119 ± 0.003	5.03 ± 0.18	0.33	0.26
1.5 - 1.8	9103 ± 281	0.148 ± 0.004	3.88 ± 0.12	0.33	0.29
1.8 - 2.2	7750 ± 212	0.192 ± 0.004	2.55 ± 0.07	0.15	0.11
2.2 - 2.7	5974 ± 166	0.250 ± 0.006	1.51 ± 0.04	0.11	0.10
2.7 - 3.3	4488 ± 124	0.295 ± 0.007	0.96 ± 0.03	0.06	0.05
3.3 - 4.1	2819 ± 85	0.323 ± 0.008	0.55 ± 0.02	0.03	0.03
4.1 - 5.3	1438 ± 51	0.353 ± 0.010	0.26 ± 0.01	0.02	0.02
5.3 - 7.6	494 ± 22	0.340 ± 0.012	0.092 ± 0.004	0.008	0.007
7.6 - 12.1	78 ± 6	0.275 ± 0.018	0.018 ± 0.001	0.002	0.002

Tabelle B.3: Werte der Rohverteilungen, der Analyseeffizienzen und der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von p_T^2 für das Wolframtarget „innen 1“.

y-Bin	$\frac{dN}{dy} \pm (stat)$	$\epsilon_{Ana} \pm (stat)$	$\frac{d\sigma}{dy} \pm (stat)$ (mb)	+(syst) (mb)	-(syst) (mb)
2.95 - 3.10	1341 ± 140	0.013 ± 0.001	0.82 ± 0.09	0.10	0.09
3.10 - 3.25	4147 ± 233	0.034 ± 0.002	0.98 ± 0.06	0.08	0.07
3.25 - 3.40	11114 ± 390	0.091 ± 0.003	0.99 ± 0.03	0.06	0.05
3.40 - 3.50	20065 ± 671	0.161 ± 0.006	1.00 ± 0.03	0.10	0.09
3.50 - 3.60	24902 ± 752	0.226 ± 0.006	0.89 ± 0.03	0.06	0.05
3.60 - 3.70	27210 ± 796	0.230 ± 0.006	0.95 ± 0.03	0.07	0.06
3.70 - 3.80	23248 ± 731	0.203 ± 0.006	0.92 ± 0.03	0.06	0.05
3.80 - 3.90	16488 ± 661	0.127 ± 0.005	1.04 ± 0.04	0.08	0.07
3.90 - 4.05	5793 ± 397	0.056 ± 0.003	0.83 ± 0.06	0.08	0.07
4.05 - 4.20	777 ± 154	0.008 ± 0.001	0.81 ± 0.16	0.32	0.32

Tabelle B.4: Werte der Rohverteilungen, der Analyseeffizienzen und der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von y für das Kohlenstofftarget „unten 1“.

y-Bin	$\frac{dN}{dy} \pm (stat)$	$\epsilon_{Ana} \pm (stat)$	$\frac{d\sigma}{dy} \pm (stat)$ (mb)	+(syst) (mb)	-(syst) (mb)
2.95 - 3.10	814 ± 115	0.014 ± 0.001	3.44 ± 0.49	0.67	0.66
3.10 - 3.25	2114 ± 174	0.038 ± 0.002	3.40 ± 0.28	0.49	0.48
3.25 - 3.40	5633 ± 293	0.095 ± 0.003	3.59 ± 0.19	0.24	0.19
3.40 - 3.50	10085 ± 487	0.162 ± 0.005	3.76 ± 0.18	0.34	0.31
3.50 - 3.60	13171 ± 555	0.222 ± 0.006	3.58 ± 0.15	0.26	0.22
3.60 - 3.70	12077 ± 545	0.216 ± 0.006	3.36 ± 0.15	0.21	0.17
3.70 - 3.80	10885 ± 523	0.195 ± 0.006	3.36 ± 0.16	0.22	0.18
3.80 - 3.90	8568 ± 494	0.131 ± 0.005	3.95 ± 0.23	0.29	0.24
3.90 - 4.05	2903 ± 250	0.056 ± 0.003	3.13 ± 0.27	0.24	0.20
4.05 - 4.20	499 ± 117	0.008 ± 0.001	3.68 ± 0.86	0.70	0.68

Tabelle B.5: Werte der Rohverteilungen, der Analyseeffizienzen und der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von y für das Titantarget „unten 2“.

y-Bin	$\frac{dN}{dy} \pm (stat)$	$\epsilon_{Ana} \pm (stat)$	$\frac{d\sigma}{dy} \pm (stat)$ (mb)	+(syst) (mb)	-(syst) (mb)
2.95 - 3.10	3684 ± 224	0.013 ± 0.001	18.60 ± 1.13	1.87	1.72
3.10 - 3.25	9752 ± 410	0.048 ± 0.001	12.93 ± 0.54	0.98	0.84
3.25 - 3.40	21428 ± 595	0.100 ± 0.002	13.51 ± 0.38	1.14	1.01
3.40 - 3.50	35566 ± 947	0.163 ± 0.003	13.80 ± 0.37	1.49	1.39
3.50 - 3.60	44487 ± 1050	0.220 ± 0.004	12.79 ± 0.30	0.77	0.58
3.60 - 3.70	45042 ± 1129	0.229 ± 0.004	12.42 ± 0.31	0.82	0.65
3.70 - 3.80	37526 ± 990	0.187 ± 0.004	12.66 ± 0.33	0.79	0.61
3.80 - 3.90	26568 ± 841	0.125 ± 0.003	13.42 ± 0.42	0.91	0.74
3.90 - 4.05	11337 ± 520	0.052 ± 0.002	13.80 ± 0.63	0.90	0.72
4.05 - 4.20	1731 ± 204	0.007 ± 0.001	16.73 ± 1.97	2.42	2.33

Tabelle B.6: Werte der Rohverteilungen, der Analyseeffizienzen und der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von y für das Wolframtarget „innen 1“.

Anhang C

Das Target-Datennahmesystem

Der Aufbau des Target-Datennahmesystems begann mit den ersten Testmessungen des Targets am HERA-Speicherring, als der HERA–B-Detektor sich noch in der Planungsphase befand. Aus diesem Grund ist es nicht in die in Kapitel 3.3.5 beschriebene Datennahme des HERA–B-Detektors eingebunden. Wichtige Beiträge zur Ergänzung des ursprünglichen Systems wurden im Rahmen dieser Arbeit geleistet. Stellvertretend soll auf die Spiegelung der Daten und die Weitergabe relevanter Informationen zur Überprüfung der Datenqualität eingegangen werden.

Abbildung C.1 zeigt schematisch den Fluß der Target-Daten und wird im folgenden diskutiert. Dabei wird besonders auf die Daten der Szintillationszähler eingegangen. Diese werden zur Bestimmung der Wechselwirkungsrate verwendet (siehe Kapitel 3.3.1) und sind somit essentiell für den Betrieb des Targets.

Die Signale der Sekundärelektronenvervielfacher der Szintillationszähler werden zunächst verstärkt und anschließend parallel verarbeitet. Die diskriminierten Signale werden gezählt und aus diesen Werten die Wechselwirkungsrate bestimmt. Das Programm „TARGET“ [vE04] liest die Zählermodule aus, steuert anhand der Rate die Targetbewegung und übermittelt die Zählerraten an einen Datenbank-Server. Weiterhin werden aus den Signalen der Szintillationszähler TDC[1]- und ADC[2]-Spektren [Bak00, Kle98] gebildet und zu Diagnosezwecken in einer Datenbank gespeichert. In einem weiteren Schritt werden die Analogsignale von einem schnellen FADC[3]-System [Sch98] bearbeitet. Dieses erlaubt alle 24 ns und damit 4 mal während der Zeit zwischen zwei Bunchen (vgl. Kapitel 3.2) die Digitalisierung der Signale. Durch Synchronisation mit dem Takt des HERA-Speicherrings können die Zählersignale bestimmten Bunchen zugeordnet werden. Auch die so ermittelten Spektren werden in eine Datenbank geschrieben. Weiterhin existiert eine Datenbank in der Informationen über den Zustand des HERA-Speicherrings und den der anderen Experimente gespeichert werden.

Abbildung C.1 umfaßt aus Gründen der Anschaulichkeit nicht alle zur Datennahme notwendigen Prozesse. Diese laufen auf verschiedenen Computern und speichern die Daten mithilfe von Datenbank-Servern. Über letztere findet auch die notwendige Interprozesskommunkation statt. Das für die Steuerung der Targets verantwortliche und somit für den Betrieb des HERA–B-Experiments essentielle Programm TARGET bezieht Informationen von mehreren Datenbank-Servern. Es ist zudem darauf angewiesen, Informationen über Zählraten und Targetbewegungen speichern zu können. Das anfänglich verwendete System einzelner Datenbank-Server reagierte empfindlich auf hohe Zah-

[1]engl. Time to Digital Converter
[2]engl. Analog to Digital Converter
[3]engl. Flash Analog to Digital Converter

len von Zugriffen. Dies limitierte sowohl die Möglichkeit, anderen Nutzern die Daten zur Verfügung zu stellen als auch den Einsatz von Programmen zur graphischen Darstellung der aufgezeichneten Informationen. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Programm („CREME“) entwickelt, daß die zur Weitergabe bestimmten Informationen aller Datenbanken in Form eines öffentlichen Datenbank-Servers zur Verfügung stellt und so die Zugriffe auf die zum Betrieb notwendigen Server reduziert. Neben den in Echtzeit aufgezeichneten Daten werden von CREME auch Alignierungs- und Kalibrationsdaten gespeichert. Weiterhin erfolgt auf Basis der Daten eine Echtzeitanalyse. Die ermittelten Werte können von auf die Datenbank-Server zugreifenden Displayprogrammen dargestellt werden und erlauben eine Beurteilung des Targetbetriebs in Echtzeit. Später wurden die Target-Prozesse auf die Verwendung offizieller HERA–B-Datenbanken umgestellt. Dies verringerte den notwendigen administrativen Aufwand erheblich, das Prinzip der Abschottung der internen Target-Datenbanken vor externen Prozessen blieb jedoch aus Stabilitätsgründen bestehen.

Um die Qualität der gesamten vom HERA–B-Experiment aufgezeichneten Daten beurteilen zu können, existiert ein System zur Sicherung der Datenqualität [Brä03]. An dieses werden von den einzelnen Detektorkomponenten zur Beurteilung der Daten relevante Informationen geschickt. Für das Targetsystem übernimmt diese Aufgabe das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Programm „target-DQ“. Dazu werden die Daten von dem öffentlichen Datenbank-Server angefragt und die zu verbreitenden Informationen bestimmt. Die wichtigsten Werte sind:

- Die Ratenstabilität, diese ist ein Maß für die Variation der Wechselwirkungsrate mit der Zeit. Große Fluktuationen beeinflussen die Detektoreffizienz und können im Extremfall zu Schäden an Detektorkomponenten wie den Spurkammern führen.

- Die Anzahl effektiver Bunche. Diese Größe gibt an, wie gleichmäßig die inelastischen Wechselwirkungen über die gefüllten Bunche verteilt sind. Auch hier gilt, daß durch ungleichmäßige Beiträge der einzelnen Bunche die Detektoreffizienz beeinflußt wird.

- Der Anteil des Coasting-Beam [Fun03] an der gesamten Wechselwirkungsrate. In [Ehr01] wurde ein nicht dem in Abbildung 3.2 dargestellten Füllschema der Protonen unterliegender Protonenstrom nachgewiesen. Da der HERA–B-Detektor auf alle 96 ns stattfindende Wechselwirkungen optimiert ist, beeinflussen Wechselwirkungen der Coasting-Beam-Protonen mit den Targets die Detektoreffizienz [Man99]. Der Anteil dieser Wechselwirkungen wird mit Hilfe der Szintillationszähler und des oben beschriebenen FADC-Systems bestimmt. Dazu werden außerhalb des zentralen 24 ns Zeitfensters stattfindende Wechselwirkungen dem Coasting-Beam zugeordnet, innerhalb des Zeitfensters stattfindende den Bunchprotonen.

Diese Größen werden in Form von sogenannten RHP[4]-Histogrammen verbreitet und können von Prozessen der HERA–B-Datenqualitätsicherung gelesen werden. Dort wird anhand von definierten Schnitten der Beitrag des Targets zur Qualität der gesamten Daten ausgewertet.

Die Funktionstüchtigkeit der Szintillationszähler sowie die der gesamten Elektronik wurde im Rahmen dieser Arbeit sichergestellt. Dies beinhaltete eine regelmäßige Kontrolle der TDC- und ADC-Spektren, die Anpassung der Hochspannungsversorgung und Austausch der Sekundärelektronenvervielfacher bei nachlassender Leistungsfähigkeit. Vier neue, sich vor allem durch eine größere Szintillatorfläche auszeichnende Zählerpaare [Bön02] wurden zur Kontrolle der Wechselwirkungsraten in Betrieb genommen. Weiterführende Beschreibungen der Elektronik finden sich in [Spr00, Bak00]. Weiterhin wurde das Datennahmesystem des Targets erweitert und ergänzt.

[4]engl. Remote Histogramming Package

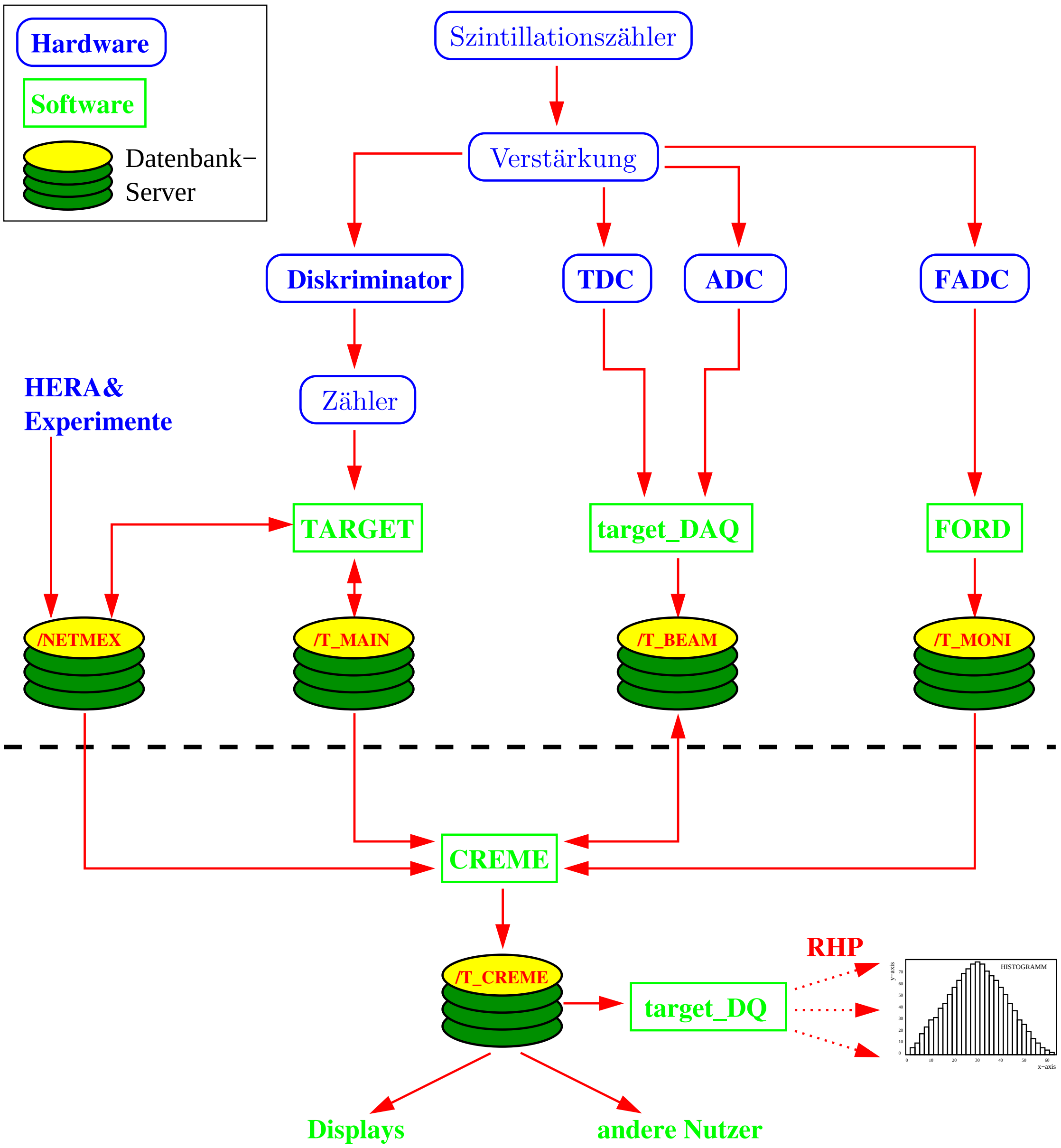


Abbildung C.1: Vereinfachte schematische Darstellung des Target-Datennahmesystems. Der Schwerpunkt liegt auf den Daten der während dieser Arbeit betreuten Szintillationszähler und der Elektronik, sowie den neu entwickelten Prozessen „CREME" und „target_DQ ". Der Datenfluß ist im Text erklärt.

Dies beinhaltete unter anderem die Bereitstellung aller für die Datenanalyse und die Echtzeitüberwachung relevanten Daten in Form eines öffentlichen Datenbank-Servers. Weiterhin wurden in Form einer Echtzeitanalyse zur Beurteilung des Betriebs relevante Parameter bestimmt und an das HERA–B-System zur Kontrolle der Datenqualität übermittelt. Die Qualitätskriterien der Targetdaten wurden definiert und in das Datenqualitätssystem implementiert.

Literaturverzeichnis

[AB91] M. Aguilar-Benitez et al. Inclusive particle production in 400 GeV/c pp-interactions. *Z. Phys. C*, 50:405, 1991.

[Abe02] K. Abe et al. An improved measurement of mixing-induced CP violation in the neutral B meson system. ((B)). *Phys. Rev.*, D66:071102, 2002.

[Abt97] I. Abt et al. The H1 detector at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, A386:310–347, 1997.

[Abt03a] I. Abt et al. Inclusive V0 production cross sections from 920-GeV fixed target proton nucleus collisions. *Eur. Phys. J.*, C29:181–190, 2003.

[Abt03b] I. Abt et al. Measurement of the b anti-b production cross section in 920-GeV fixed-target proton nucleus collisions. *Eur. Phys. J.*, C26:345–355, 2003.

[Acc03] A. Accardi. Cronin effect in proton-nucleus collisions: a survey of theoretical models. *Nucl. Phys. A525*, 2003.

[Ack98] K. Ackerstaff et al. HERMES spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth.*, A417:230–265, 1998.

[Adc02] K. Adcox et al. Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au + Au collisions at s**(1/2)(N N) = 130-GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 88, 2002.

[Air04] A. Airapetian et al. Evidence for a narrow —S— = 1 baryon state at a mass of 1528-MeV in quasi-real photoproduction. *Phys. Lett.*, B585:213, 2004.

[Ake77] C. W. Akerlof et al. Measurement of Phi Production in Proton - Nucleus Collisions at 400-GeV/c. *Phys. Rev. Lett.*, 39:861, 1977.

[Ake82] T. Akesson et al. Inclusive Vector - Meson Production in the Central Region of pp Collisions at s**(1/2) = 63-GeV. *Nucl. Phys.*, B203:27, 1982.

[Alb95] H. Albrecht. ARTE (Analysis and Reconstruction Tool). *HERA–B note 95-065*, 1995.

[Alb96] H. Albrecht et al. Physics with ARGUS. *Phys. Rept.*, 276:223–405, 1996.

[Ale92] A. N. Aleev et al. Associated production of ϕ-Mesons and strange particles and double ϕ-Meson production. *Czech. J. Phys.*, 42:159–167, 1992.

[Ale95] T. Alexopoulos et al. phi meson production from p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-TeV. *Z. Phys.*, C67:411–416, 1995.

[Ale99] T. Alexopoulos et al. A measurement of the b anti-b cross section in 800-GeV/c proton silicon interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 82:41–44, 1999.

[Alt03] C. Alt et al. Observation of an exotic S = -2, Q = -2 baryon resonance in proton proton collisions at the CERN SPS. *hep-ex/0310014*, 2003.

[Alv72] H. Alvensleben et al. Photoproduction and Forbidden Decays of Phi Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 28:66–69, 1972.

[And76] K. J. Anderson et al. Inclusive μ-Pair Production at 150 GeV by π^+ Mesons and Protons. *Phys. Rev. Lett.*, 37:799–802, 1976.

[And83] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand. Parton Fragmentation and String Dynamics. *Phys. Rept.*, 97:31, 1983.

[Ant82] Yu.M. Antipov et al. Φ Meson inclusive production by 70GeV/c protons. *Phys. Lett*, 110B:326, 1982.

[Ari04] I. Arino et al. The HERA-B ring imaging Cerenkov counter. *Nucl. Instrum. Meth.*, A516:445–461, 2004.

[Asr03] A. E. Asratyan, A. G. Dolgolenko, and M. A. Kubantsev. Evidence for formation of a narrow K0(S)p resonance with mass near 1533-MeV in neutrino interactions. *hep-ex/0309042*, 2003.

[Aus02] Vladimir Aushev. Luminosity determination, 2002. `http://www-hera-b.desy.de/subgroup/detector/target/LUMI/Lumi_08_12_2002.ps`.

[Bai84] R. Bailey et al. A-Dependenc Study of Inclusive Phi Production. *Z. Phys.*, C22:125, 1984.

[Bak00] G. Baki. *Untersuchungen der Wechselwirkungen einzelner Protonenbunche mit dem HERA-B Drahttarget*. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 2000.

[Bar03a] V. V. Barmin et al. Observation of a baryon resonance with positive strangeness in K+ collisions with Xe nuclei. *Phys. Atom. Nucl.*, 66:1715–1718, 2003.

[Bar03b] G. G. Barnaföldi et al. Nuclear Reaction Mechanisms and the Cronin Effect. *nucl-th/0307062 v1*, 2003.

[Bar03c] J. Barth et al. Evidence for the positive-strangeness pentaquark Theta+ in photoproduction with the SAPHIR detector at ELSA. *Phys. Lett.*, B572:127–132, 2003.

[Beh75] H. J. Behrend et al. Photoproduction of Phi Mesons at Small t Values. *Phys. Lett.*, B56:408, 1975.

[BK98] BABAR-Kollaboration. The BaBar physics book: Physics at an asymmetric B factory. *SLAC-R-0504, SLAC-R-504, SLAC-0504, SLAC-504*, 1998.

[Blo75] V. Blobel et al. Test of the Zweig Selection Rule in ϕ Production by pp Collisions. *Phys. Lett*, 59B:88, 1975.

[Bön02] M. Bönig. *Bau und Inbetriebnahme von Szintillationszählern zur Luminositätsbestimmung am HERA-B Experiment*. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 2002.

[Brä01] M. E. Bräuer. *Die Alignierung des HERA–B Vertexdetektors*. Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Oktober 2001.

[Brä03] M. E. Bräuer. Sicherung der Datenqualität am HERA-B Detektor, 2003. Vortrag auf der DPG Tagung Teilchenphysik, Aachen, 2003.

[Bre95] A. Breakstone et al. Inclusive charged particle cross sections in full phase space from proton proton interactions at ISR energies. *Z. Phys. C*, C69:55–65, 1995.

[Bru78] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul, and J. C. Lassalle. Geant: Simulation Program for Particle Physics Experiments. User Guide and Reference Manual. 1978. CERN-DD-78-2-REV.

[Bru02] M. Bruinsma. *Performance of the First Level Trigger of HERA–B and Nuclear Effects in J/ψ Production*. Doktorarbeit, Universität Utrecht, Mai 2002.

[Buc01] M. W. Buchler. *Measurement of J/ψ differential cross sections in 920 GeV/c proton-nucleus collisions using the muon channel*. Doktorarbeit, Wayne State University, Detroit, Michigan, 2001.

[Car03] J. Carvalho. Compilation of cross sections for proton nucleus interactions at the HERA energy. *Nucl. Phys.*, A725:269–275, 2003.

[Col84] P.D.B. Collins. *Hadron interactions*. Adam Hilger Ltd, 1984.

[Col93] The ZEUS Collaboration. The ZEUS detector, Status Report 1993. *DESY-PRC 93/05*, 1993.

[Col03] The ZEUS Collaboration. Observation of the strange sea in the proton via inclusive ϕ-meson production in neutral current deep inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett*, B553:141–158, 2003.

[Dam03] M. Dam et al. The Second Level Trigger Algorithm. *HERA-B note 03-021*, 2003.

[Dau81a] C. Daum et al. Evidence for the Associated Production of Strange Particles and Phi Mesons. *Phys. Lett.*, B98:313, 1981.

[Dau81b] C. Daum et al. Inclusive ϕ-Meson Production in 93 and 63 GeV Hadron Interactions. *Nucl. Phys.*, B186:205, 1981.

[Dau83] C. Daum et al. Inclusive ϕ-Meson Production in K^-,$\bar{p}$ and p Be Interactions at 100 GeV/c. *Z. Phys. C*, 18:1, 1983.

[DE01] I. Kisel D. Emeliyanov, I. Gorbounov. OTR/ITR-CATS: Tracking Based on Cellular Automaton and Kalman Filter. *HERA–B note 01-137*, 2001.

[d'E03] D. d'Enterria. Hard scattering cross sections at LHC in the Glauber approach: from pp to pA and AA collisions. *nucl-ex/0302016 v2*, 2003.

[Dij86a] H. Dijkstra et al. Hadronic Phi Production and the Lund Model for Low P(T) Interactions. *Z. Phys.*, C32:349, 1986.

[Dij86b] H. Dijkstra et al. High statistics inclusive ϕ-Meson production at SPS energies. *Z.Phys.*, C31:375, 1986.

[Dij86c] H. Dijkstra et al. Inclusive ϕ Meson production, the Parton Fusion Model and Strange Quark Structure Functions. *Z. Phys. C*, 31:391–399, 1986.

[Dri81] D. Drijard et al. Production of Vector and Tensor Mesons in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 52.5\,\mathrm{GeV}$. *Z. Phys. C*, C9:293–303, 1981.

[Ehr01] K. Ehret et al. Observation of coasting beam at the HERA proton-ring. *Nucl. Instrum. Meth.*, A456:206–216, 2001.

[Ehr02] K. Ehret et al. Status of Luminosity Determination at HERA-B. *HERA–Bnote 02-080*, 2002.

[Eme00] D. Emelianov et al. Primary Vertex Rconstruction by ROVER, 2000.

[FH84] A. D. Martin F. Halzen. *Quarks & Leptons*. Wiley, 1984.

[Fie78] R. D. Field. Can Existing High Transverse Momentum Hadron Experiments be Interpreted by Contemporary Quantum Chromodynamic Ideas? *Phys. Rev. Lett.*, 40:997, 1978.

[Fom99] B. Fominykh. MUREC-B, Juni 1999. HERA–*B* Software Meeting.

[Ful99] T. Fuljahn. *Aufbau und Charakterisierung des schnellen Kontrollsystems für das Experiment HERA-B*. Doktorarbeit, Universität Hamburg, Mai 1999. DESY-THESIS-1999-016.

[Fun03] M. Funcke. *Strahlphysikalische Aspekte des Targetbetriebs bei Hera-B*. Doktorarbeit, Universität Dortmund, 2003.

[Gal03] K. Gallmeister et al. Quenching of High p_T Hadron Spectra by Hadronic Interactions in Heavy Ion Collisions at RHIC. *Phys. Rev.*, C67:044905, 2003.

[Gei90] W.M. Geist et al. Hadronic production of particles at large transverse momentum: Its relevance to hadron structure, parton fragmentation and scattering. *Phys. Rep.*, 197:263–374, 1990.

[Gei91] W. M. Geist. Atomic mass dependence in soft and hard pA collisions. *Nucl. Phys. A525*, pages 149c–164c, 1991.

[Gei94] W.M. Geist. In *Proceedings 4th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, 1994, Bern*. 1994.

[Gol97] S.V. Golovkin et al. Study of the OZI selection rule in hadronic processes. *Z. Phys*, A359:435–444, 1997.

[Gra78] P. Granet et al. Inclusive Production Cross-Sections of Resonances in 32- GeV/c K+ p Interactions. *Nucl. Phys.*, B140:389, 1978.

[Gra01] W. Gradl. *Das Auslesesystem des Inneren Spurkammersystems des HERA–B Detektors und Drell-Yan Physik mit dem HERA–B Detektor*. Doktorarbeit, Rupertus Caroal Universität Heidelberg, Juli 2001.

[Gru93] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. BI Wissenschaftsverlag, 1993.

[Hag02] K. Hagiwara et al. Review of particle physics. *Phys. Rev.*, D66:010001, 2002.

[Har95] E. Hartouni et al. HERA-B: An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring. Design report. 1995. DESY-PRC-95-01.

[HBKng] HERA-B-Kollaboration. Luminosity measurement in HERA-B. *to be submitted to NIM*, in Vorbereitung.

[hK00] HERA–*B* Kollaboration. Update of status and plans for 2001/2. *DESY PRC00/04*, 2000.

[HK04] H1-Kollaboration. Evidence for a Narrow Anti-Charmed Baryon State. *hep-ex/0403017*, 2004.

[Hul02] W. D. Hulsbergen. *A Study of Track Reconstruction and Massive Dielectron Production in HERA–B* . Doktorarbeit, Universiteit van Amsterdam, Juli 2002.

[Hus02] U. Huseman. Introduction to Monte Carlo Production in HERA–B, Mai 2002. HERA–B Minimum Bias Working Group Meeting.

[Igo98] O. Igonkina. MARPLE -Version 1.03-. *HERA–B note 98-129*, 1998.

[IK99] S. Masiocchi I. Kisel. CATS - A Cellular Automaton for Tracking in Silicon for the HERA-B Vertex Detector. *HERA–B note 99-242*, 1999.

[Iss01] S. Issever. *Entwicklung des Target-Steuersystems für das HERA-B-Experiment und Untersuchung der Eigenschaften des Targetbetriebs am HERA-Speicherring*. Doktorarbeit, Universität Dortmund, November 2001. DESY-THESIS-2001-011.

[Iva99] J. Ivarsson et al. PYTHIA and FRITIOF: Event Generators for HERA–B. *HERA-B note 99-067*, 1999.

[Jac64] J. D. Jackson. Remarks on the phenomenological analysis of resonances. *Nuovo Cim.*, 34:1644–1666, 1964.

[Jag03] T. Jagla. *Die Rohdatenüberwachung des Siliziumvertexdetektors von HERA-B und die A-Abhängigkeit des phi-Produktionsquerschnitts in Proton-Kern-Kollisionen bei 920 GeV Protonenstrahlenergie*. Doktorarbeit, Ruprecht-Karl-Universität Heidelberg, Juli 2003.

[Jam75] F. James and M. Roos. 'Minuit' a System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations. *Comput. Phys. Commun.*, 10:343–367, 1975.

[Jan95] D. M. Jansen et al. Measurement of the bottom quark production cross-section in 800-GeV/c proton - gold collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:3118–3121, 1995.

[JL02] J. Rafelski J. Letessier. *Hadrons and Quark-Gluon Plasma*. Cambridge University Press, 2002.

[Jon92] R. Jongerius. *Single and double ϕ-Meson production in hadronic interactions at 100 & 175 GeV/c*. Doktorarbeit, Universiteit van Amsterdam, 1992.

[Kar91] S. Kartik. *Vector Meson production in Meson-Nucleus and Proton-Nucleus Collisions*. Doktorarbeit, Indiana University, Juni 1991.

[Kle98] J. Klenner. *Ratenmessungen am HERA-B Drahttarget mit Szintillationshodoskopen*. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1998.

[Klu77] L. Kluberg et al. Atomic Number Dependence of Large Transverse Momentum Hadron Production by Protons. *Phys. Rev. Lett.*, 38:670–673, 1977.

[Knö04] K.T. Knöpfle. Search for Θ^+ and Ξ^{--} Pentaquark States in p+A Collision at $\sqrt{s} = 41.6\,\mathrm{GeV}$. In *Proceedings Quark Matter 2004, to be published in J. Phys. G*. 2004.

[Koe74] M. Koebberling et al. Momentum distribution of bound state protons derived from quasifree electron scattering on c-12. *Nucl. Phys.*, A231:504–508, 1974.

[Kra02] C. Krauss. *Investigations on the Operational Behaviour of the GEM MSGC Inner Tracking System and Study on the Reconstruction of χ_c Events in the HERA–B Detector*. Doktorarbeit, Universität Heidelberg, Mai 2002.

[Kuh76] J. H. Kuhn. Nucleon Number Dependence of Large Transverse Momentum Reactions and Multiple Scattering. *Phys. Rev.*, D13:2948, 1976.

[Lam02] M. A. C. Lamont. *Neutral Strange Particle Production in Ultra-Relativistic Heavy Ion Collisions at $\sqrt{NN} = 130\,\mathrm{GeV}$*. Doktorarbeit, University of Birmingham, Januar 2002.

[Len01] V. Lendermann. *Measurement of the QED Compton Scattering Cross Section with the H1 Detector at HERA*. Doktorarbeit, Universität Dortmund, Dezember 2001.

[Lev02] P. Levai et al. Discovery of jet quenching at RHIC and the opacity of the produced gluon plasma. *Nucl. Phys.*, A698:631–634, 2002.

[Lin92] A. Lindner. *Messung der $K^*(892)$-, $\rho^0(770)$-, $\omega(783)$- und $f_0(975)$-Produktion in Ereignissen der e^+e^--Annihilation bei Energien im Bereich der Υ-Resonanzen* . Doktorarbeit, Universität Dortmund, 1992.

[Loh85] T. Lohse. *Produktion von Protonen und Antiprotonen in tief inelatischen hadronischen Wechselwirkungen*. Doktorarbeit, Universität Dortmund, 1985.

[Loh94] T. Lohse et al. An experiment to study CP-Violation in the B-System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring, HERA–*B* Proposal, 1994. DESY-PRC 94/02.

[Man95] R. Mankel. Application of the Kalman Filter Technique in the HERA–*B* Track Reconstruction. *HERA-B note 95-239*, 1995.

[Man97] R. Mankel. Ranger - A Pattern Recognition algorithm for the HERA-B Main Tracking System. Part I: The HERA-B pattern tracker. *HERA–B note 97-082*, 1997.

[Man98] R. Mankel. Ranger - Pattern Recognition algorithm for the HERA-B Main Tracking System. Part IV: The Object-Oriented Track Fit. *HERA-B note 98-079*, 1998.

[Man99] R. Mankel. How Deadly is a „Coasting Beam“ for the HERA-B Outer Tracker? *HERA–B note 99-007*, 1999.

[Mos99] G. B. R. Moshous. *Suche nach Charm-Mesonen bei HERA–B*. Doktorarbeit, Max-Planck-Institut für Physik, 1999.

[Mus88] G. Musiol et al. *Kern- und Elementarteilchenphysik*. VCH Verlagsgesellschaft, 1988.

[Nak03] T. Nakano et al. Evidence for a narrow $S = +1$ baryon resonance in photoproduction from the neutron. *Phys. Rev. Lett.*, 91:012002, 2003.

[Nö02] M. Nörenberg. *Tracking Efficiency of the HERA–B First Level Trigger in the Single Lepton Mode*. Doktorarbeit, Universität Hamburg, 2002.

[Now] S. Nowak. Existing Geometry Versions. `http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/geometry/welcome.html`.

[Oku63] S. Okubo. Phi meson and unitary symmetry model. *Phys. Lett.*, 5:165–168, 1963.

[Per98] R. Pernack. *Untersuchung von Gasmischungen mit Blick auf die im Spurkammersystem des HERA-B-Detektors erreichbare Effizienz und Auflösung*. Diplomarbeit, Universität Rostock, 1998.

[Per00a] D. H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Cambride University Press, 2000.

[Per00b] T. Perschke. *Inklusive Multiplizität geladener Teilchen beim HERA–B Fixed-Target Experiment*. Doktorarbeit, Ludwig-Maximilian-Universität München, November 2000.

[Pes01] R. Pestotnik. *Identification of Pions, Kaons and Protons in the HERA-B Spectrometer*. Doktorarbeit, University of Ljubljana, Faculty of mathematics and physics, 2001.

[Pi92] Hong Pi. An Event generator for interactions between hadrons and nuclei: FRITIOF version 7.0. *Comput. Phys. Commun.*, 71:173–192, 1992.

[Ple01] M. A. Pleier. Cloneremove V1.0. *HERA-B note 01-062*, 2001.

[Ple02] M. A. Pleier. *Measurement of inclusive $\lambda/\bar{\lambda}$ polarisation in proton nucleus collisions at 920 Gev proton beam energy*. Doktorarbeit, Ruperto-Carola Universität zu Heidelberg, Juli 2002.

[Pre93] W. H. Press et al. *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2nd edition edition, 1993.

[Rah02] Shahram Rahatlou. Measurement of the CP-violating asymmetry amplitude sin(2beta) with the BaBar detector. *hep-ex/0207088*, 2002.

[RC78] D. Sivers R. Cutler. Quantum-chromodynamic gluon contributions to large-p_T reactions. *Physical Review D*, 17:196–211, 1978.

[Ree01] K. Reeves. *Charmonium Studies with HERA-B*. Doktorarbeit, University of Texas at Austin, 2001.

[Rey81] E. Reya. Perturbative Quantum Chromodynamics. *Phys. Rept.*, 69:195, 1981.

[RJG70] G. Matthiae R. J. Glauber. High-Energy Scattering of Protons by Nuclei. *Nucl. Phys.*, B21:135–157, 1970.

[Sam01] T. Sammer. *Produktion von K^*- und ϕ-Mesonen in pp- und PbPb-Reaktionen am CERN-SPS*. Doktorarbeit, Technische Universität München, 2001.

[Sch98] S. Schaller. *Untersuchung der Beiträge einzelner Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate des HERA-B Experimentes*. Diplomarbeit, MPI Heidelberg, 1998.

[Sch00] Ullrich Schwanke. *Trigger and Reconstruction Farms in the HERA–B-Experiment and Alogrithms for a Third Level Trigger*. Doktorarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, Oktober 2000.

[Sch03] M. Schmelling. A Simple Model for Minimum Bias Physics. *HERA-B note 03-062*, 2003.

[Sho85] A. Shor. Phi Meson Production as a Probe of the Quark Gluon Plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 54:1122–1125, 1985.

[Sjo] Torbjorn Sjostrand. *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4, Physics and Manual*.

[Sjo94] Torbjorn Sjostrand. High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comput. Phys. Commun.*, 82:74–90, 1994.

[Som00a] A. Somov. 2000. `http://www-hera-b.desy.de/subgroup/physics/herab/luminosity/lumi_ia_new.ps`.

[Som00b] A. Somov. HERA–*B* Rate calibration and luminosity determination using ECAL Energy Sum. *HERA–Bnote 00-076*, 2000.

[Spe80] J. Spengler. *Produktion von Vektor- und Tensormesonen in Proton-Proton Wechselwirkungen bei* $\sqrt{s} = 52.5 GeV$. Doktorarbeit, Universität Dortmund, 1980.

[Spe02] J. Spengler. Schematic pictures of Hera-B detector in 2002, 2002. `http://www-hera-b.desy.de/subgroup/detector/`.

[Spe03] J. Spengler. Some remarks about Luminosity, Oktober 2003. HERA–*B* Minimum Bias Working Group Meeting.

[Spi02] A. Spiridonov. Momentum and Angular Resolutions in the HERA-B Detector. *HERA-B note 02-069*, 2002.

[Spr00] S. Spratte. *Bestimmung der Wechselwirkungsrate des HERA–B Targets und Untersuchung des Coasting Beam am HERA Protonen-Ring*. Doktorarbeit, Universität Dortmund, Juni 2000.

[Sta03] M. Starič. D^0 and D^+ Cross Sections with Repro4, Dezember 2003. HERA–*B* Minimum Bias Working Group Meeting.

[Sta04] M. Starič. persönliche Mitteilung, Januar 2004.

[Ste03] S. Stepanyan et al. Observation of an exotic S = +1 baryon in exclusive photoproduction from the deuteron. *Phys. Rev. Lett.*, 91:252001, 2003.

[Str98] U. Straumann et al. Operation of a large GEM-MSGC detector in a high intensity hadronic test beam using fully pipelined readout electronics. *HERA-B note 98-149*, 1998.

[Vas00] Yu. Vasilev et al. Multi-target operation at the HERA-B experiment. *AIP Conf. Proc.*, 512:359–361, 2000.

[vE04] C. van Eldik. $K^{*0}(892)$ *production in pA collisions*. Doktorarbeit, Universität Dortmund, 2004.

[Ver91] F. Verbeure. High Energy Hadron-Nucleus Interactions. In *Proceedings Relativistic Aspects of Nuclear Physics, 1991, Rio de Janeiro, Brazil*. 1991.

[Vil97] M. Villa. Progress report on the ECAL reconstruction software. *HERA–B note 97-135*, 1997.

[Vos94] G. A. Voss and B. H. Wiik. The Electron proton collider HERA. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 44:413–452, 1994.

[Wag00] G. Wagner. *Aufbau und Test der mit Digitalen-Signal-Prozessoren realisierten Komponenten des Datennahmesystems von HERA-B*. Doktorarbeit, Universität Hamburg, September 2000.

[Wan91] Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in p p, p A and A A collisions. *Phys. Rev.*, D44:3501–3516, 1991.

[Won94] Cheuk-Yin Wong. *Introduction to high-energy heavy-ion collisions*. World scientific, 1994.

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich die Gelegenheit nutzen, den Menschen zu danken, die die letzten Jahre zu einer ganz besonderen Zeit werden ließen.

Danken möchte ich meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. D. Wegener. Er ermöglichte mir, eine interessante Arbeit im faszinierenden Umfeld der Hochenergiephysik zu schreiben. Die gute Atmosphäre am Lehrstuhl EV ist zu einem großen Teil sein Verdienst. Von ihm habe ich viel gelernt, nicht nur über Physik.

Herrn Prof. Dr. Michael Schmelling danke ich für das Interesse an dieser Arbeit und die spontane Bereitschaft, die Aufgabe des Zweitgutachters zu übernehmen.

Den Mitgliedern der Targetgruppe gebührt besonderer Dank für die gute Zusammenarbeit. Klaus Ehret hat mich durch sein Prinzip der breiten Ausbildung viel lernen lassen und mich immer wieder mit seiner Gelassenheit beeindruckt. Selim demonstrierte mir eindrucksvoll, daß „Living on the edge“ eine Lebenseinstellung sein kann. Mein Debian-Fieber ist ihm zu verdanken. Mit Georg Baki und Marc-Oliver Bönig habe ich Tage und Nächte an der von Stefan Spratte geerbten Elektronik und den Szintillationszählern gebastelt, mit anderen Menschen wäre das weit weniger angenehm gewesen. Mit Vladimir Aushev, Yuri Vassiliev, Michael Funcke und Cristopher van Eldik haben wir 2002/2003 einen ziemlich guten, selbstorganisierten Targetbetrieb hingelegt.

Meinem Büronachbarn Christopher danke ich für die gute Zusammenarbeit der letzten Jahre, nicht nur in Fragen des Targets und der Datenanalyse. Wir haben das „Wohnzimmer“ erst zu dem gemacht was es heute ist. Und mit wem sonst hätte das „REALisieren“ auch nur halb soviel Spaß machen und zu einem Ritual werden können.

Den Mitgliedern des EV-Lehrstuhls gilt meine Dankbarkeit für die gute Zusammenarbeit und Kameradschaft. Vor allem Matthias Domke hat mir in Dortmund während vieler Praktika und Übungen Asyl in seinem Labor gewährt und die Arbeit durch seine nette Art oft aufgelockert. Und mit den Kollegen von H1 wurde die experimentübergreifende Organisation von Freizeitaktivitäten mehr als einmal demonstriert.

Eine experimentelle Arbeit auf dem Gebiet der Hochenergiephysik wird erst durch soviele Menschen möglich, daß ich mich nicht in der Lage sehe hier alle aufzuführen. Den Mitgliedern der HERA–*B*-Kollaboration sei an dieser Stelle gedankt. Ohne ihre kritischen Fragen, guten Ratschläge und den unermüdlichen Einsatz wäre diese Arbeit nie möglich gewesen. Stellvertretend für alle sei nur Joachim Spengler genannt. Auch wenn ich es nicht glauben wollte, Ratschläge wie „Bau mal den Fehler aus, dann geht das auch.“ bringen wirklich was.

Den Mitgliedern von OPERA, vor allem Raoul Zimmermann und Joachim Ebert, sei gedankt für die jeden Tag abwechslungsreiche Mittagszeit. Sie schaffte oft die notwendige Distanz von den aktuellen Analyseproblemen und einen neuen Blickwinkel. Und wo sonst hätte ich soviel über Autos und Heimwerken lernen können.

All die bei der Analyse der Daten gewonnen Erkenntnisse wären viel weniger wert wenn man sie nicht in lockerer Runde mit den Kollegen diskutieren könnte. Hierfür, vor allem aber für vollständig unphysikalische Themen, bot sich immer wieder das „Wohnzimmer“, der Vogel, an. Begonnen als unregelmäßige Zwei-Mann-Treffen mit Christopher ist daraus eine Institution geworden. Einen maßgeblichen Anteil daran hat natürlich Knut. Ihm und allen Teilnehmern unserer dienstäglichen Treffen gilt mein Dank für die vielen interessanten Abende.

Danken möchte ich meinen Korrekturlesern, die teilweise oder vollständig die Arbeit lesen durften bzw. mußten. Martin Bräuer, Hans-Christian Schultz-Coulon, Joachim Spengler und Klaus Wacker haben mit vielen guten Ratschlägen und großer Geduld zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Für die langjährige gute Freundschaft ganz außerhalb der Physik danke ich vor allem Bene, Carola, Olli und Tanja, Sascha, den Skihasen und Steven.

Ganz besonders großer Dank gebührt meiner Familie, ihnen ist diese Arbeit gewidmet. Worte sind zu wenig, um mich für all die Unterstützung und die gebotenen Möglichkeiten zu bedanken.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft und Techologie unter dem Förderkennzeichen 05HB1PEA/7 gefördert.