

INAUGURAL-DISSERTATION  
zur  
Erlangung der Doktorwürde  
der  
Naturwissenschaftlich-Mathematischen Gesamtfakultät  
der  
Ruprecht-Karls-Universität  
Heidelberg

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Uwe Dersch  
aus Tettwang

Tag der mündlichen Prüfung: 28.10.1998



**Messung totaler Wirkungsquerschnitte**  
**mit  $\Sigma^-$ ,  $p$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^+$**   
**bei 600 GeV/c Laborimpuls**

Gutachter: Prof. Dr. Bogdan Povh  
Prof. Dr. Hans Günter Dosch



## Kurzfassung

### Messung totaler Wirkungsquerschnitte mit $\Sigma^-$ , $p$ , $\pi^-$ und $\pi^+$ bei 600 GeV/c Laborimpuls

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Messung totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte von Protonen,  $\Sigma^-$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^+$  auf Kernen (und Nukleonen) bei einem Laborimpuls von 600 GeV/c. Dazu wurden am Hyperonenstrahlexperiment E781 am *Fermi National Accelerator Laboratory* Daten mit Targets aus Beryllium, Kohlenstoff, Kupfer und Polyäthylen aufgezeichnet. Totale Wirkungsquerschnitte werden mit einer Transmissionstechnik gemessen, die auf die Gegebenheiten des E781-Spektrometers angepaßt wurde. Mit den Meßergebnissen wird die  $A$ -Abhängigkeit von Hadron-Kern-Reaktionen gemessen, der Einfluß mesonischer und baryonischer Systeme auf totale Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte studiert und der Einfluß eines *strange*-Quarks auf totale Baryon-Kern-Wirkungsquerschnitte untersucht. Ferner werden die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  und  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  mit Daten des Polyäthylen- und des Kohlenstofftargets mittels einer Differenzmessung bestimmt. Mit Hilfe einer Modellrechnung kann der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  aus gemessenen Verhältnissen  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)/\sigma_{tot}(pA)$  ermittelt werden. Unter der Voraussetzung, daß Differenzen zwischen  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  und  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  vernachlässigbar klein sind, wird mit den Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  und  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  eine Abschätzung des effektiven Pomeron-*intercepts*  $\epsilon$  für  $\Sigma^- p$ -Reaktionen angegeben.

## Abstract

### Measurement of total cross sections using $\Sigma^-$ , $p$ , $\pi^-$ and $\pi^+$ at 600 GeV/c laboratory momentum

The objective of this thesis is the measurement of total hadronic cross sections of protons,  $\Sigma^-$ ,  $\pi^-$  and  $\pi^+$  on nuclei (and nucleons) at 600 GeV/c laboratory momentum. For this measurement data was recorded at the hyperon beam experiment E781 at the Fermilab National Accelerator Laboratory using beryllium, carbon, copper, and polyethylene targets. The Total cross sections are determined by a transmission technique, which was adapted to the specifications of the E781 spectrometer. The measured cross sections were taken to investigate the  $A$ -dependence of hadron nucleus reactions, to study the influence of mesonic and baryonic systems on the total hadron nucleus cross section, and to study the influence of a strange quark on total baryon nucleus cross sections. The cross sections  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  and  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  are determined by a difference measurement using the data taken with polyethylene and carbon data. The cross section  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  is derived from measured ratios of  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)/\sigma_{tot}(pA)$  with a model calculation. Assuming that differences in the cross sections  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  and  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  are negligible an estimate of the effective soft Pomeron intercept  $\epsilon$  for  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  is calculated.



**Für meine  
Mutter, Karlheinz Schachmann  
und im Andenken an meinen  
Vater**

**Der Meister sprach:  
"Wer etwas kennt,  
reicht nicht heran an jenen,  
der es liebt;  
und der es liebt,  
reicht nicht heran an jenen,  
den es freut."**

*Konfuzius, Lun Yü*

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Einführung in totale Wirkungsquerschnitte</b>	<b>2</b>
2.1	Energieabhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte . . . . .	2
2.1.1	Drei Regionen in der Energieabhängigkeit totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte	3
2.1.2	Totale hadronische Wirkungsquerschnitte bei Hadron-Kern-Reaktionen . . . . .	4
2.2	Größenbeziehungen zwischen totalen Wirkungsquerschnitten . . . . .	5
2.3	Theoretische Aussagen zum asymptotischen Verhalten totaler Wirkungsquerschnitte . . . . .	6
2.3.1	Die Froissart'sche Grenze . . . . .	6
2.3.2	Pomeranchuk-Theoreme . . . . .	6
2.4	Energieabhängigkeit totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte . . . . .	7
2.4.1	Etwas Reggetheorie . . . . .	7
2.4.2	Der Ansatz von Donnachie & Landshoff zur universellen Beschreibung der $s$ -Abhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte . . . . .	10
2.5	Beschreibung totaler Wirkungsquerschnitte mit einem geometrischen Modell . . . . .	11
2.6	Nichtperturbative Beschreibung totaler Wirkungsquerschnitte . . . . .	13
2.7	Effekte bei totalen Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitten . . . . .	15
2.7.1	Der Schatteneffekt . . . . .	15
2.8	Motivation für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte bei 600 GeV/c . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Vorstellung des Experiments E781</b>	<b>18</b>
3.1	Historischer Hintergrund . . . . .	18
3.2	Zielsetzungen der Kollaboration . . . . .	19
3.2.1	Charm-Physik und Physik mit schweren Quarks . . . . .	19
3.2.2	Suche nach exotischen Teilchen . . . . .	19
3.2.3	Polarisierbarkeit von Hadronen . . . . .	20
3.2.4	Polarisationsmessungen in der Hyperonenproduktion . . . . .	20
3.2.5	Messung von Ladungsradien . . . . .	20
3.2.6	Messung totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte auf Kernen und Nukleonen . . . . .	21
3.3	Die primäre Teilchenquelle . . . . .	21
3.4	Erzeugung des Hyperonenstrahls . . . . .	22
3.5	Der Aufbau des E781-Spektrometers . . . . .	24
3.5.1	Das Strahlspektrometer . . . . .	24
3.5.2	Das Vertexspektrometer . . . . .	27
3.5.3	Das M1-Spektrometer . . . . .	28
3.5.4	Das M2-Spektrometer . . . . .	30
3.5.5	Das M3-Spektrometer . . . . .	31
3.6	Der E781-Trigger . . . . .	32
3.6.1	Die Struktur des E781-Triggers . . . . .	32
3.6.2	Der Trigger für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte . . . . .	33
3.7	Die E781-DAQ . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Grundlagen für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte</b>	<b>36</b>
4.1	Absorption des Teilchenstrahls und totaler Wirkungsquerschnitt . . . . .	36
4.2	Das ideale Transmissionsexperiment . . . . .	37
4.3	Leertargetmessungen . . . . .	38
4.4	Partielle Wirkungsquerschnitte . . . . .	39

4.4.1	Definition partieller Wirkungsquerschnitte . . . . .	39
4.4.2	Partielle Wirkungsquerschnitte und ihr Zusammenhang mit $\sigma_{tot}$ . . . . .	39
4.4.3	Notwendige Korrekturen bei geladenen Strahlteilchen . . . . .	40
4.4.4	Extrapolationsverfahren . . . . .	42
4.5	Begrenzungen der Transmissionstechnik . . . . .	43
4.6	Bisherige Realisierung von Transmissionsexperimenten . . . . .	45
4.7	Umsetzung der Transmissionsmethode auf das E781-Experiment . . . . .	46
4.7.1	Die Idee der Normspuren . . . . .	46
4.7.2	Der Transmissionszähler . . . . .	47
4.7.3	Das Spektrometer zur Messung der totalen Wirkungsquerschnitte . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Die Datennahme und ihre Vorbereitung</b>	<b>50</b>
5.1	Die Targets . . . . .	50
5.1.1	Das Polyäthylentarget . . . . .	51
5.1.2	Das Kohlenstofftarget . . . . .	52
5.1.3	Das Berylliumtarget . . . . .	52
5.1.4	Das Kupfertarget . . . . .	52
5.2	Die Targethalterung . . . . .	53
5.3	Positionierung der Targets im Strahl . . . . .	53
5.4	Untersuchungen zu apparative Gegebenheiten . . . . .	54
5.4.1	Der <i>pile-up</i> -Effekt in den BSSDs . . . . .	54
5.4.2	Abhängigkeit der Normspurausbeute von der Triggerrate . . . . .	56
5.4.3	Ausschöpfung der DAQ . . . . .	58
5.4.4	Auswahl der Strahlbedingungen . . . . .	58
5.5	Durchführung der Datennahme . . . . .	59
5.5.1	Einstellung von Strahlintensität und Magneten . . . . .	59
5.5.2	Einstellung von DAQ und Trigger . . . . .	60
5.5.3	Kalibration des Siliziums . . . . .	61
5.6	Die aufgezeichneten Daten . . . . .	61
<b>6</b>	<b>Die Datenproduktion</b>	<b>63</b>
6.1	Zielsetzungen in der Datenproduktion . . . . .	63
6.2	Der Aufbau des Programms zur Datenproduktion . . . . .	64
6.2.1	Die Struktur des Programms xsecprog.exe . . . . .	64
6.2.2	Rekonstruktion der Normspuren . . . . .	65
6.2.3	Rekonstruktion des Vertexsegments . . . . .	68
6.2.4	Rekonstruktion der Spursegmente in M1 und M2 . . . . .	72
6.2.5	Datenausgabe . . . . .	75
6.2.6	Überwachung der Rekonstruktionsausbeuten . . . . .	75
6.2.7	Überwachung von Effizienzen . . . . .	76
6.2.8	Überwachung von Alignmentkonstanten . . . . .	76
6.3	Durchführung der Datenproduktion . . . . .	76
<b>7</b>	<b>Datenselektion und Stabilität der Meßbedingungen</b>	<b>78</b>
7.1	Datenauswahl . . . . .	78
7.2	Einteilung in Datensätze . . . . .	78
7.3	Auswertung der Rekonstruktionsausbeuten . . . . .	79
7.3.1	Sinnvolle Stabilitätsparameter . . . . .	79

7.4	Detektoreffizienzen . . . . .	86
7.5	Stabilität des Alignments . . . . .	87
<b>8</b>	<b>Impulskorrekturen</b>	<b>89</b>
8.1	Unterschiedliche Impulsmessung in Strahl- und M2-Spektrometer . . . . .	89
8.2	Die Impulskorrektur . . . . .	89
<b>9</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>93</b>
9.1	Übersicht über die Analyse . . . . .	93
9.2	Verfeinerung der Kriterien für Normspuren und Einteilung in BTRD-Klassen . . . . .	94
9.2.1	Schnitte zur Unterdrückung von Wechselwirkungen und Hyperonenzerfällen . . . . .	94
9.2.2	Schnitt auf den Spurphasenraum wegen BTRD-Ineffizienz . . . . .	96
9.2.3	Einteilung in BTRD-Klassen . . . . .	98
9.3	Zählung transmittierter Teilchen . . . . .	98
9.3.1	Teilchenidentifikation hinter dem Target . . . . .	99
9.3.2	Drei Methoden zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte . . . . .	103
9.4	Transmissionsverhältnisse und partielle Wirkungsquerschnitte . . . . .	104
9.4.1	Ein Blick auf Transmissionsverhältnisse bei $ t'  < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$ . . . . .	104
9.4.2	Spektren unkorrigierter partieller Wirkungsquerschnitte . . . . .	107
9.4.3	Ist die Messung sensitiv auf kohärent elastische Streuung am Kern ? . . . . .	108
9.5	Korrektur auf einfache Coulombstreuung und Coulomb-hadronische-Interferenz . . . . .	110
9.5.1	Auswertung des Coulombterms . . . . .	110
9.5.2	Auswertung des Interferenzterms . . . . .	111
9.5.3	Auswirkung der C- und CH-Korrektur auf partielle Wirkungsquerschnitte . . . . .	112
9.6	Extrapolation korrigierter partieller Wirkungsquerschnitte . . . . .	113
9.6.1	Das Extrapolationsverfahren . . . . .	113
9.6.2	Auswahl von $t_{min}$ . . . . .	114
9.6.3	Beispiel für eine Extrapolationsfunktion . . . . .	116
9.6.4	Fehler der Extrapolation . . . . .	117
9.7	Die Ratenkorrektur . . . . .	117
9.7.1	Manifestation und Auswirkung des Rateneffekts . . . . .	118
9.7.2	Beschreibung und Korrektur der Ratenabhängigkeit . . . . .	118
9.7.3	Auswirkung der Ratenkorrektur . . . . .	119
9.7.4	Fehler der Ratenkorrektur . . . . .	119
9.8	Kontaminationskorrekturen . . . . .	120
9.8.1	Auswirkung von Fremtteilchen auf den Wirkungsquerschnitt . . . . .	121
9.8.2	Erster Schritt: Bestimmung der Fremtteilchenkontamination mit Hilfe des BTRD-Spektrums . . . . .	123
9.8.3	Zweiter Schritt: Abschätzung der Fremtteilchenkontamination in der Baryonen- und Mesonenkomponente . . . . .	125
9.9	Weitere Quellen systematischer Fehler . . . . .	128
9.9.1	Variation totaler Wirkungsquerschnitte mit der BTRD-Klasse . . . . .	128
9.9.2	<i>Spill</i> zu <i>Spill</i> Fluktuationen der Transmissionsverhältnisse . . . . .	129
9.9.3	Änderungen im Spektrum partieller Wirkungsquerschnitte für $\Sigma^-$ durch Zerfälle . . . . .	130
9.9.4	Ungenauigkeit der Targetdichte . . . . .	132
9.10	Ergebnisse . . . . .	132
9.10.1	Ergebnisse einzelner Datensätze . . . . .	132
9.10.2	Mittelung der Einzelmessungen . . . . .	133

9.10.3	Auswahl einer Methode und Formulierung der Endergebnisse . . . . .	136
9.10.4	Die Endergebnisse . . . . .	138
<b>10</b>	<b>Diskussion der Meßergebnisse</b>	<b>140</b>
10.1	Vergleich der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{tot}(nA)$ und $\sigma_{tot}(pA)$ . . . . .	140
10.2	Vergleich der Wirkungsquerschnitte von Teilchen und Antiteilchen . . . . .	141
10.3	$A$ -Abhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte . . . . .	141
10.4	Verhältnisse totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte . . . . .	145
10.5	Bestimmung von $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$ und $\sigma_{tot}(\pi^- p)$ mit einer Differenzmessung . . . . .	146
10.6	Modellbeschreibung totaler Wirkungsquerschnitte von Nukleon-Kern-Reaktionen . . . . .	148
10.6.1	Motivation . . . . .	148
10.6.2	Anwendung des Glaubermodells . . . . .	148
10.6.3	Berücksichtigung der <i>inelastic-screening</i> -Korrektur . . . . .	150
10.7	Bestimmung von $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$ aus Verhältnissen totaler Wirkungsquerschnitte . . . . .	154
10.8	Abschätzung des effektiven Pomeron- <i>intercepts</i> für $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$ . . . . .	156
<b>11</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>158</b>
<b>12</b>	<b>Eigene Beiträge</b>	<b>173</b>
<b>13</b>	<b>Danksagung</b>	<b>174</b>
<b>A</b>	<b>Aufgezeichnete Daten zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte</b>	<b>177</b>
<b>B</b>	<b>Zusammenstellung sämtlicher Einzelergebnisse</b>	<b>178</b>
<b>C</b>	<b>Rechnungen zum Glauber-Modell</b>	<b>184</b>

# 1 Einleitung

Ein totaler hadronischer Wirkungsquerschnitt gibt eine effektive Fläche an, auf der zwei Teilchen miteinander in hadronische Wechselwirkung treten können. Dieser ist die Summe aller Teilwirkungsquerschnitte hadronischer Prozesse, die zwischen den betrachteten Teilchen möglich sind. Wegen der direkten Beziehung zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt und dem Imaginärteil der elastischen Streuamplitude in Vorwärtsrichtung (optisches Theorem) sind totale Wirkungsquerschnitte ein wesentlicher Bestandteil zur Beschreibung hadronischer Streuprozesse. Die Messung totaler Wirkungsquerschnitte gehört deswegen zu den fundamentalen Experimenten der Hochenergiephysik. Sie ermöglichen einen ersten Einblick in die hadronische Wechselwirkung und liefern eine obere Grenze für alle Teilprozesse dieser Wechselwirkung.

Messungen totaler Wirkungsquerschnitte in Hadron-Hadron-Reaktionen bei Schwerpunktsenergien oberhalb von 20 GeV zeigen eine Abhängigkeit vom *flavour* der beteiligten Konstituentenquarks. Außerdem wachsen totale Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Schwerpunktsenergie an. Diese Eigenschaften werden im Rahmen verschiedener theoretischer Modelle diskutiert.

In dieser Arbeit werden totale Wirkungsquerschnitte von Protonen,  $\Sigma^-$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^+$  mit den Targets Beryllium, Kohlenstoff, Polyäthylen und Kupfer bei einem Laborimpuls von 600 GeV/c gemessen. Bei diesem Laborimpuls wurden bisher keine Messungen für die betrachteten Wirkungsquerschnitte durchgeführt. Mit den Messungen läßt sich einerseits die Abhängigkeit totaler Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte von der Kernmassenzahl  $A$  und andererseits auch der Einfluß mesonischer und baryonischer Systeme bei hadronischer Wechselwirkung mit Kernen untersuchen. Von besonderem Interesse sind Messungen, die mit  $\Sigma^-$ -Teilchen erhalten werden. Damit kann zum ersten Mal der Einfluß von Baryonen mit *Strangeness* auf totale Wirkungsquerschnitte in Hadron-Kern-Reaktionen studiert und direkt mit Ergebnissen von Protonen und Pionen verglichen werden.

Bei der Messung steht kein Target aus flüssigem Wasserstoff zur Verfügung. Um dennoch Aussagen über die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  und  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  treffen zu können, werden Messungen mit einem Polyäthylentarget und einem Kohlenstofftarget vorgenommen. Daraus können  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  und  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  durch Differenzmessung bestimmt werden.

Alternativ können mit einer Rechnung im Glaubermodell Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte aus Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitten berechnet werden. Mit solchen Rechnungen läßt sich der  $\Sigma^-$ -Nukleon-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  aus den gemessenen Verhältnissen  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)/\sigma_{tot}(pA)$  bestimmen. Ergebnisse, die dabei für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  erhalten werden, haben einen kleineren Fehler als  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  aus der Differenzmessung. Unter der Annahme, daß eine Äquivalenz zwischen  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  und  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  besteht, werden die  $\Sigma^-$ -Nukleon-Wirkungsquerschnitte für eine Abschätzung des effektiven Pomeron-*intercepts*  $\epsilon$  zur Beschreibung des Anstiegs von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  bei zunehmender Schwerpunktsenergie benutzt.

Die Datennahme für diese Messungen erfolgte in speziellen Strahlperioden im Juli 1997 am *fixed-target*-Experiment E781 des *Fermi National Accelerator Laboratory*. Dazu stand ein Hyperonenstrahl hoher Qualität zur Verfügung. Totale Wirkungsquerschnitte werden aus den Daten mit einer Transmissionstechnik bestimmt. Die Methode nutzt Teilchenidentifikation durch Übergangsstrahlung und profitiert von einer Winkelauflösung von rund 25  $\mu$ rad, die durch ein System hochauflösender Siliziummikrostreifendetektoren geliefert wird.

## 2 Einführung in totale Wirkungsquerschnitte

Die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten einer speziellen Reaktion  $i$  zwischen einem Projektil- und einem Targetteilchen wird durch die Angabe einer Querschnittsfläche, einem Teilwirkungsquerschnitt  $\sigma_i$ , ausgedrückt. Unter einem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  versteht man die Summe der Teilwirkungsquerschnitte

$$\sigma_{tot} = \sum_i \sigma_i \quad (1)$$

aller elastischen und inelastischen Reaktionen, die zwischen den betrachteten Teilchen auftreten können. Ein totaler Wirkungsquerschnitt gibt somit eine effektive Querschnittsfläche an, auf der zwei Teilchen miteinander in Wechselwirkung treten können.

Bei einem Teilchenstrahl, der auf ein Target trifft, werden durch die Wechselwirkung mit dem Target Strahlteilchen gestreut oder absorbiert. Da der totale Wirkungsquerschnitt ein Maß der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zwischen Target und Strahlteilchen ist, kann er durch Auszählen einlaufender Teilchen und auslaufender Teilchen, die keine Wechselwirkung im Target erfahren haben, gemessen werden. Ein solches sogenanntes Transmissionsverfahren wird bei der Messung totaler Wirkungsquerschnitte im Rahmen dieser Arbeit angewendet. Das Verfahren erscheint auf den ersten Blick einfach, gestaltet sich jedoch in der Praxis komplizierter, was mit der experimentellen Problematik der Unterscheidbarkeit von Teilchen, die eine Wechselwirkung im Target erfahren bzw. nicht erfahren haben, verbunden ist. Deshalb ist der Beschreibung des Meßverfahrens ein eigenes Kapitel gewidmet (Kapitel 4).

Faßt man Teilchen als schwarze, total absorbierende Scheiben auf, dann ist der Wirkungsquerschnitt mit dem Radius  $R$  des Teilchens durch  $\sigma_{tot} = 2\pi R^2$  verbunden. Mit dieser einfachen geometrischen Vorstellung erhält man eine intuitive Aussage über die effektive "Größe" eines Teilchens. Ein interessanter Teilaspekt der Untersuchung totaler Wirkungsquerschnitte liegt deshalb im Studium genauerer Zusammenhänge zwischen der Ausdehnung eines Teilchens und totalen Wirkungsquerschnitten. Die Ausdehnung von Teilchen kann z.B. durch elektromagnetische Radien gemessen werden. Mit solchen Messungen beschäftigten sich die Arbeiten meiner Kollegen [Eschrich98], [Vorwalter98]. Meine Arbeit befaßt sich mit der Messung totaler Wirkungsquerschnitte in Hadron-Hadron- und Hadron-Kern-Reaktionen bei einem Laborimpuls von rund 600 GeV/c, wodurch Relationsfragen zwischen elektromagnetischen Radien und totalen Wirkungsquerschnitten langfristig nachgegangen werden kann.

Dieses Kapitel gibt zunächst eine Einführung in die Thematik totaler Wirkungsquerschnitte. Es werden Eigenschaften totaler Wirkungsquerschnitte bei hoher Energie sowie theoretische Ansätze zu deren Beschreibung behandelt. Abschließend werden Gründe dargelegt, die eine Messung totaler Wirkungsquerschnitte speziell für  $\Sigma^-$ -Teilchen bei 600 GeV Strahlenergie angeregt haben.

### 2.1 Energieabhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte

Bis zum heutigen Zeitpunkt wurden Messungen totaler Wirkungsquerschnitte vor allem in den Reaktionen  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $np$ ,  $pd$ ,  $nd$ ,  $\pi^\pm p$ ,  $K^\pm p$ ,  $\gamma p$ ,  $\nu N$ ,  $\bar{\nu} N$  und  $nA$  in größerem Umfang und vor allem über einen weiten Energiebereich durchgeführt. Die Problematik, totale Wirkungsquerschnitte auch für weitere Teilchen zu messen, besteht im allgemeinen darin, daß diese kurzlebiger sind, wodurch Teilchenstrahlen mit vernachlässigbarer Fremdteilchenkontamination schwer realisierbar werden.

Bei hohen Energien, so die allgemeine Meinung, sind Spin-Effekte vernachlässigbar und totale Wirkungsquerschnitte hängen nur noch von einer kinematischen Variablen, der Schwerpunktsenergie von Target- und Projektilteilchen, ab. Wie verhalten sich nun totale hadronische Wirkungsquerschnitte mit zunehmender

Schwerpunktsenergie ? Bisherige Messungen (siehe z.B. [Giacomelli76]) haben hier zu folgendem Bild der Energieabhängigkeit geführt:

### 2.1.1 Drei Regionen in der Energieabhängigkeit totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte

Bei Betrachtung der Energieabhängigkeit totaler Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitte kann man drei energetische Regionen unterscheiden:

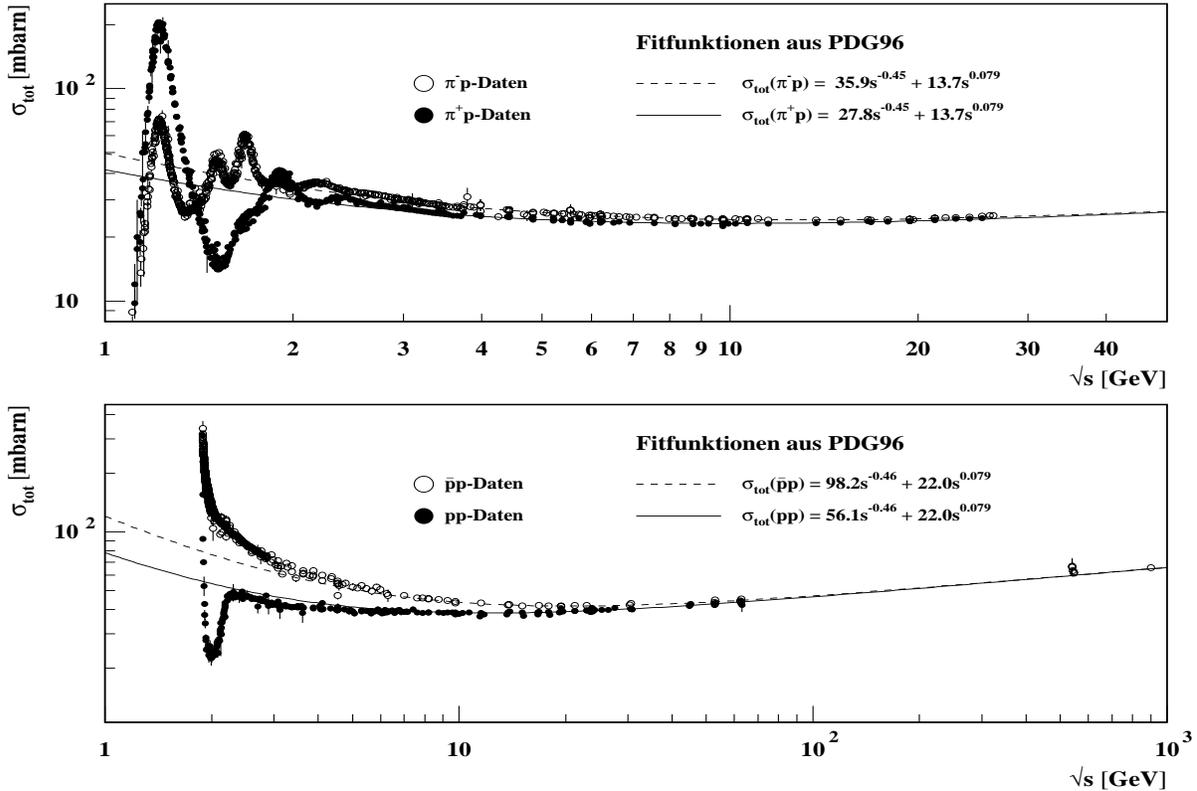


Abbildung 1: Verhalten totaler Wirkungsquerschnitte von  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $\pi^+ p$  und  $\pi^- p$  bei hohen Energien (aus [PDG96]). Überlagert sind Regge-Fits mit Funktion (27) zur Beschreibung der  $s$ -Abhängigkeit

#### 1. Die Resonanzregion

Für Schwerpunktsenergien kleiner als 5 GeV, trifft man im allgemeinen auf ein Spektrum von Resonanzen. Besonders deutlich zeigt sich dies bei  $\pi^\pm p$ - und  $K^\pm p$ -Wirkungsquerschnitten (siehe Abbildung 1 oben). Maxima in den totalen Wirkungsquerschnitten können durch Anregung von Resonanzen mit bestimmtem Isospin erklärt werden [Galbraith69]. Bei der hadronischen Wechselwirkung von  $\pi^+$  mit Protonen wird z.B. die bekannte Fermi-Resonanz  $\Delta^{++}(1232)$  mit Isospin 3/2 im  $s$ -Kanal angeregt. Diese sieht man in Abbildung 1 bei  $\sqrt{s} \approx 1.2$  GeV. Im  $\pi^- p$ -Wirkungsquerschnitt treten mehr Resonanzen als im  $\pi^+ p$ -Wirkungsquerschnitt auf, da hier sowohl Isospin 3/2, als auch Isospin 1/2 Resonanzen angeregt werden (z.B.  $\pi^- + p \rightarrow \Delta^0(1232)$ ).

Bei den Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten (siehe Abbildung 1 unten) beobachtet man hingegen keine ausgeprägte Resonanzstruktur. In diesem Fall erklären sich Variationen im totalen Wirkungsquerschnitt durch Öffnung zusätzlicher inelastischer Reaktionskanäle mit wachsender Schwerpunktsenergie. Beim  $pp$ -Wirkungsquerschnitt sieht man dazu im Bereich  $\sqrt{s} \approx 2$  GeV einen schwellenartigen Anstieg. Dieser zeigt den Bereich an, ab dem die Produktion von Pionen einsetzt (z.B.

$p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ ). Der  $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitt wird hingegen durch Annihilationsprozesse dominiert (z.B.  $p + \bar{p} \rightarrow$  Pionen).

## 2. Die Kontinuumregion

Bei Schwerpunktsenergien im Bereich  $5 \text{ GeV} < \sqrt{s} \lesssim 20 \text{ GeV}$  beobachtet man einen sanften Abfall mit wachsender Energie. In diesem Bereich sind sehr viele inelastische Kanäle offen, so daß sich einzelne Resonanzen von allen anderen Reaktionskanälen nicht mehr abheben.

## 3. Die asymptotische Region

Oberhalb einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \approx 20 \text{ GeV}$  liegen hauptsächlich Meßergebnisse für  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $\pi^\pm p$  und  $K^\pm p$  vor. Die Datenpunkte durchlaufen ein Minimum und steigen mit zunehmender Schwerpunktsenergie wieder langsam an. Im Bereich des Minimums liegt der  $pp$ -Wirkungsquerschnitt bei 38 mbarn. Die Meson-Baryon-Wirkungsquerschnitte für  $\pi p$  und  $K p$  liegen hier bei 24 mbarn bzw. bei 20 mbarn. Heute ist der Anstieg totaler Wirkungsquerschnitte mit wachsender Schwerpunktsenergie wohlbekannt, zum Zeitpunkt seiner Entdeckung war er aber überraschend:

Noch vor dem Bau des ISR<sup>1</sup> glaubte man, wenn dem auch Messungen des  $pp$ -Wirkungsquerschnitts bei kosmischen Energien bereits widersprachen [Yodh70], daß totale Wirkungsquerschnitte im Limes hoher Schwerpunktsenergie einen konstanten Wert annehmen. Mit dem Betrieb des ISR und Messungen des  $Kp$ -Wirkungsquerschnittes bei Serpukhov Anfang der 70-er Jahre stellte man fest, daß  $pp$ - und  $Kp$ -Wirkungsquerschnitte oberhalb einer Schwerpunktsenergie von rund 20 GeV ansteigen [Amaldi73], [Amaldi73b], [Amendolia73], [Amendolia73b], [Amaldi78], [Gorin72]. Dieser Effekt war überraschend und regte weitere Messungen totaler Wirkungsquerschnitte bei noch höheren Energien sowie theoretische Erklärungsversuche dieses Phänomens an.

### 2.1.2 Totale hadronische Wirkungsquerschnitte bei Hadron-Kern-Reaktionen

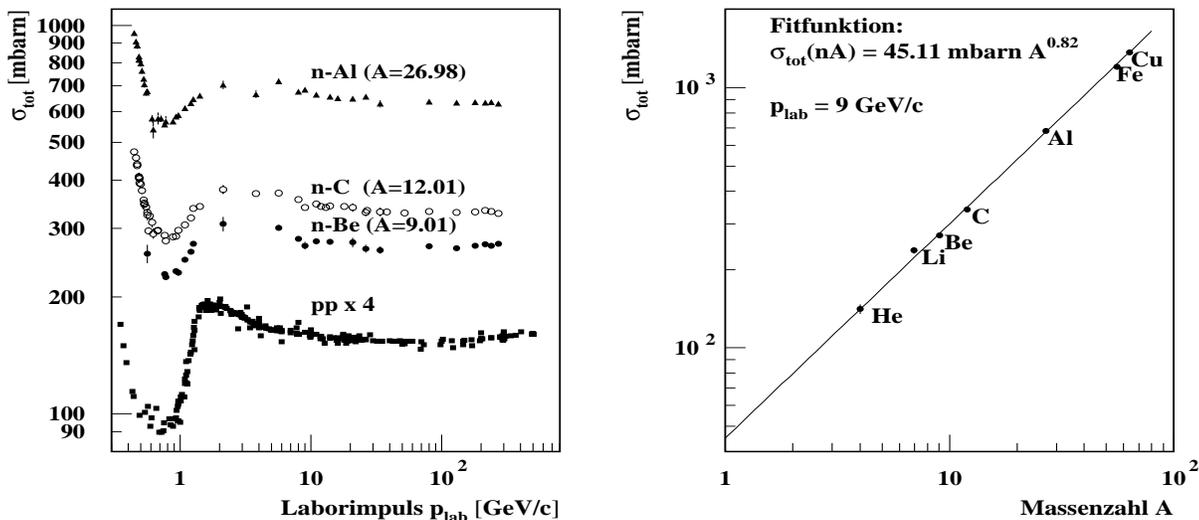


Abbildung 2: Abhängigkeit einiger  $nA$ -Wirkungsquerschnitte vom Laborimpuls  $p_{\text{lab}}$  (linkes Diagramm) und von der Massenzahl  $A$  bei festem Laborimpuls (rechtes Diagramm) (Daten aus [Murthy75] und [Landolt2])

Totale Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte sind nur für Neutronen über einen weiten Energiebereich und für viele Kerne gemessen worden. Abbildung 2 zeigt eine Zusammenstellung von Meßergebnissen totaler

<sup>1</sup>ISR: Intersecting Storage Ring

$nA$ -Wirkungsquerschnitte für verschiedene Kerne im Vergleich mit  $pp$ -Daten. Die Graphen zeigen, daß sich die Form der Energieabhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte bei Kernen ähnlich zum  $pp$ -Wirkungsquerschnitt verhält. Allerdings nehmen  $nA$ -Wirkungsquerschnitte mit der Massenzahl  $A$  zu, da dem Projektilneutron in diesem Fall mehr Nukleonen-Reaktionspartner zur Verfügung stehen. Die effektive Wechselwirkungsfläche ist im Vergleich zu Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten vergrößert. Bei Kernen beobachtet man eine Zunahme der Wirkungsquerschnitte mit der Massenzahl  $A$ , die sich mit mäßigem Konfidenzniveau durch eine Proportionalität zu  $A^\alpha$  beschreiben läßt (vgl. [Murthy75]). Im rechten Diagramm von Abbildung 2 sind  $nA$ -Wirkungsquerschnitte bei 9 GeV/c Laborimpuls dargestellt, die durch die Funktion:

$$\sigma_{tot} = \sigma_o A^\alpha \quad (2)$$

mit einem  $\chi^2$ -Fit beschrieben wurden. Dabei gefundene Parameter  $\sigma_o$  und  $\alpha$  sind im Diagramm angegeben.

### Bemerkung:

Vom experimentellen Standpunkt ergibt sich die Frage, ob alle totale hadronische Wirkungsquerschnitte ein asymptotisches Verhalten zeigen, wie man es bisher eigentlich nur bei  $pp$ - und  $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitten gut beobachtet hat. Es ist deswegen von Interesse, totale Wirkungsquerschnitte möglichst vieler Teilchen über einen weiten Energiebereich zu messen. Da Messungen bei immer höheren Energien vom Bau entsprechender Beschleuniger und Entwicklungen in der Kosmophysik anhängen, ziehen sich diese Messungen über Generationen. Bisher wurden stets Messungen totaler Wirkungsquerschnitte durchgeführt, wenn ein Beschleuniger einen neuen Energiebereich erschlossen hatte oder wenn gute Teilchenstrahlen instabiler Teilchen realisierbar wurden. Damit selbst kleinste Änderungen in totalen Wirkungsquerschnitten bei kleinen Variationen in der Schwerpunktsenergie sichtbar werden, ist eine hohe Präzision der Meßtechnik erforderlich.  $pp$ -Wirkungsquerschnitte können heute mit einer Genauigkeit von  $\leq 0.5\%$  Fehler gemessen werden.

## 2.2 Größenbeziehungen zwischen totalen Wirkungsquerschnitten

In der asymptotischen Region fallen deutliche Größenunterschiede zwischen  $pp$ -,  $\pi p$ - und  $Kp$ -Wirkungsquerschnitten auf. Insbesondere beobachtet man eine Hierarchie:

$$\sigma_{tot}(pp) > \sigma_{tot}(\pi p) > \sigma_{tot}(Kp). \quad (3)$$

Dieses Verhalten wird mit dem AQM<sup>2</sup> [Levin65] wie folgt interpretiert:

Im AQM wird der Aufbau hadronischer Materie aus Quarks benutzt und angenommen, daß Streuprozesse von Projektil- und Targetquarks unabhängig sind. Der totale Wirkungsquerschnitt kann dann als Summe effektiver Wirkungsquerschnitte eines Projektil-Quarks mit allen Target-Quarks verstanden werden. Im Rahmen dieses Modells ergibt sich damit z.B. die Vorhersage:

$$\sigma_{tot}(\pi N) = \frac{2}{3} \sigma_{tot}(NN). \quad (4)$$

Der Faktor  $2/3$  ist dabei die Konsequenz, daß Pionen 2-Quark- und Protonen 3-Quarksysteme sind. Messungen weichen von dieser Vorhersage jedoch um rund 10% ab (vgl. [Lipkin94]).

Mit dem AQM lassen sich auch Folgerungen für den Einfluß von  $s$ -Quarks auf totale Wirkungsquerschnitte durch Vergleich totaler Wirkungsquerschnitte von Teilchen mit und ohne *Strangeness* ziehen. Betrachtet man dazu das Verhältnis  $\sigma_{tot}(Kp)/\sigma_{tot}(\pi p)$  bei hohen Energien, so stellt man fest, daß es kleiner als eins ist. Mit dem AQM folgert man daraus, daß ein  $s$ -Quark einen kleineren effektiven Wirkungsquerschnitt als ein  $u$ - oder ein  $d$ -Quark besitzt.

---

<sup>2</sup>AQM: Additive Quark Model

Durch die Zuordnung effektiver Quarkwirkungsquerschnitte können mit dem AQM Wirkungsquerschnitte von *strange*-Teilchen mit nicht *strange*-Teilchen in Beziehung gesetzt werden. Dabei werden u.a. folgende Beziehungen erhalten:

$$\sigma_{tot}(\pi^-p) - \sigma_{tot}(K^-p) = \frac{2}{3} [\sigma_{tot}(pp) - \sigma_{tot}(\Sigma p)] \quad (5)$$

$$= \frac{2}{3} [\sigma_{tot}(\Sigma p) - \sigma_{tot}(\Xi p)] \quad (6)$$

$$= \frac{2}{3} [\sigma_{tot}(\Xi p) - \sigma_{tot}(\Omega p)]. \quad (7)$$

Aus diesen folgert man, daß das Ersetzen eines *u*- oder *d*-Quarks durch ein *s*-Quark sich in einer Reduktion  $\Delta$  des totalen Wirkungsquerschnitts äußert, so daß:

$$\sigma_{tot}(pp) \approx \sigma_{tot}(\Sigma p) + \Delta \approx \sigma_{tot}(\Xi p) + 2\Delta. \quad (8)$$

Eine solche Beziehung wurde von [Biagi81] qualitativ bestätigt. Größenunterschiede und Beziehungen zwischen totalen Wirkungsquerschnitten können auch durch unterschiedliche transversale Ausdehnungen (unterschiedliche Radien) der beteiligten Hadronen erklärt werden. Eine Beschreibung totaler Wirkungsquerschnitte durch Einführung effektiver Radien wird z.B. im geometrischen Modell vorgenommen (siehe Kapitel 2.5).

## 2.3 Theoretische Aussagen zum asymptotischen Verhalten totaler Wirkungsquerschnitte

Mit allgemeinen Annahmen können bereits theoretische Aussagen über das asymptotische Verhalten totaler Wirkungsquerschnitte getroffen werden. Spezielle Annahmen, die zur Formulierung der Theoreme geführt haben, können in den angegebenen Referenzen und darin enthaltenen Referenzen nachgelesen werden.

### 2.3.1 Die Froissart'sche Grenze

Wie bereits beschrieben, wachsen totale Hadron-Hadron-Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  an. Für den maximalen Anstieg totaler Wirkungsquerschnitte konnte von M. Froissart folgender Grenzwertsatz abgeleitet werden, der unter dem Namen "Froissart bound" bekannt ist (vgl. [Froissart61]):

$$\sigma_{tot}(s) \leq \frac{\pi}{m_\pi^2} \left[ \log\left(\frac{s}{s_0}\right) \right]^2. \quad (9)$$

In dieser Relation ist  $s_0$  ein Skalenfaktor, der von der Theorie nicht vorhergesagt wird, und  $m_\pi$  die Pionmasse. Es ist nicht bekannt, ab welcher Schwerpunktsenergie dieses asymptotische Verhalten einsetzen soll.

### 2.3.2 Pomerantchuk-Theoreme

Als noch erwartet wurde, daß totale Wirkungsquerschnitte im Limes hoher Energie konstant werden, lautete eine Formulierung des Pomerantchuk-Theorems (vgl. [Pomerantchuk56], [Block85]):

Im hochenergetischen Limes nehmen totale Wirkungsquerschnitte von Teilchen  $a$  und Antiteilchen  $\bar{a}$ , die auf gleichem Target  $b$  gemessen werden, gleiche Werte an, so daß gilt:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} [\sigma_{tot}(ab) - \sigma_{tot}(\bar{a}b)] = 0. \quad (10)$$

Dieses Theorem läßt sich unter der Annahme beweisen, daß die Streuamplitude des Teilchens  $f$  und des Antiteilchens  $\bar{f}$  ein asymptotisches Verhalten der Form

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{f - \bar{f}}{s \log \frac{s}{s_0}} = 0 \quad (11)$$

aufweisen (vgl. [Eden66]).

Heute ist mit anderen Annahmen auch folgende modernere Version des Pomerantchuk-Theorems bekannt (vgl. [Martin82]):

Falls einer der Wirkungsquerschnitte (Teilchen-Teilchen oder Teilchen-Antiteilchen) im Limes hoher Energie unendlich groß wird, strebt das Verhältnis dieser Wirkungsquerschnitte gegen eins:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\sigma_{tot}(ab)}{\sigma_{tot}(\bar{a}b)} = 1 . \quad (12)$$

Messungen totaler Wirkungsquerschnitte von Teilchen und Antiteilchen zeigen an, daß deren Verhältnisse mit zunehmender Schwerpunktsenergie gegen eins streben. Zusätzlich zeigen aber auch die Differenzen der totalen Wirkungsquerschnitte einen deutlichen Trend gegen Null (vgl. [Giacomelli76]).

## 2.4 Energieabhängigkeit totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte

### 2.4.1 Etwas Reggetheorie

Aus der Regge-Theorie erhält man eine Beschreibung des asymptotischen Verhaltens der Streuamplitude  $f(s, t)$  bei hoher Energie, mit welcher man über das optische Theorem auf das asymptotische Verhalten totaler Wirkungsquerschnitte schließen kann. Um den Hintergrund der Regge-Streuamplitude zu verstehen, wird die mathematische Herleitung kurz skizziert. Genaue Rechnungen finden sich in: [Collins], [Nathan] und [Forshaw].

**Partialwellenentwicklung** Bei der quantenmechanischen Behandlung von Streuproblemen betrachtet man ein Teilchen, welches mit einem (Zentral-) Potential in Wechselwirkung tritt. Das einlaufende Teilchen wird durch ein Paket ebener Wellen repräsentiert. Wegen dieser Superposition ist es von Interesse zu untersuchen, welche Änderungen ebene Wellen durch das Potential erfahren. Da durch elastische Wechselwirkung mit dem Potential Teilchen (um einen Winkel  $\theta$ ) gestreut werden, enthält die Wellenfunktion  $\Psi(\vec{r})_f$ , die den auslaufenden Zustand der ebenen Welle beschreibt, sowohl eine ungestreute als auch eine gestreute Welle

$$\Psi(\vec{r})_f \rightarrow \underbrace{e^{i\vec{k}' \cdot \vec{r}}}_{\text{ungestreute Welle}} + \underbrace{f(k, \theta) \frac{e^{ikr}}{r}}_{\text{Streuwellen}} ; |\vec{k}| = |\vec{k}'| ; \cos(\theta) = \frac{\vec{k} \cdot \vec{k}'}{|\vec{k}| |\vec{k}'|} . \quad (13)$$

Bei dieser Darstellung der Wellenfunktion des Streuzustandes handelt es sich um eine asymptotische Form, d.h. eine Darstellung, die in großer Distanz vom Wechselwirkungszentrum im Vergleich zur Reichweite des Potentials gültig ist.  $f(k, \theta)$  ist die elastische Streuamplitude. Sie steht mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\theta$  über

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = |f(k, \theta)|^2 \quad (14)$$

in Beziehung. Dabei ist  $\vec{k}$  ( $\vec{k}'$ ) der Wellenvektor, der den Impuls der einlaufenden (auslaufenden) ebenen Welle festlegt.

Die Verbindung zwischen Streuamplitude und totalem Wirkungsquerschnitt wird durch das optische Theorem hergestellt:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k} \text{Im} [f(k, 0)] . \quad (15)$$

Bei der Behandlung von Streuproblemen entwickelt man die Streuamplitude nach Legendrepolyomen  $P_l(\cos(\theta))$  der Ordnung  $l$ , wodurch eine Partialwellenentwicklung

$$f(k, \theta) = \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) a_l(k) P_l(\cos(\theta)) \quad (16)$$

der Streuamplitude erhalten wird. Beim Lösen der Schrödingergleichung mit diesem Ansatz werden die Partialwellenamplituden  $a_l(k)$  für jeden Drehimpuls  $l$  bestimmt.

Bei einer relativistischen Behandlung des Streuproblems zweier Teilchen  $A + B \rightarrow A' + B'$  wird die Streuamplitude als Funktion von Lorentz-Invarianten geschrieben. Man verwendet dazu die Mandelstam-Variablen  $s$  und  $t$ :

$$s = (p_A + p_B)^2 \quad ; \quad t = (p_A - p_{A'})^2, \quad (17)$$

wobei  $p_A$  ( $p_{A'}$ ) der Viererimpuls des einlaufenden (auslaufenden) Projektilteilchens und  $p_B$  ( $p_{B'}$ ) der Viererimpuls des einlaufenden (auslaufenden) Targetteilchens ist.  $s$  ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie und  $t$  das Quadrat des Viererimpulsübertrages. Im Grenzfall hoher Energie können die Massen von Projektil- und Targetteilchen vernachlässigt werden. Die relativistische Formulierung der Partialwellenentwicklung und des optischen Theorems ist dann gegeben durch:

$$f(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) a_l(t) P_l\left(1 + \frac{2s}{t}\right) \quad \sigma_{tot} = \frac{1}{s} \text{Im} [f(s, 0)]. \quad (18)$$

**Die Regge-Streuamplitude** In der Regge-Theorie werden Resonanzen auf Pole der Streuamplituden  $a_l(t)$  in der komplexen Drehimpulsebene zurückgeführt. Komplexe Drehimpulse  $\lambda$  ( $l \rightarrow \lambda$ ) wurden von T. Regge [Regge59] eingeführt. Mit ihnen kann durch funktionentheoretische Mittel die Summation in (18) durch eine Integration ersetzt werden. Bei der analytischen Fortsetzung der Partialwellenamplituden zeigt sich (vgl. [Nathan], [Forshaw]), daß dies nur für gerade  $a_l^+(t)$  und ungerade  $a_l^-(t)$  Amplituden eindeutig möglich ist. Mit der Sommerfeld-Watson-Transformation läßt sich die Summation über ganzzahlige Drehimpulse  $l$  durch ein Konturintegral in der komplexen  $\lambda$ -Ebene ersetzen:

$$f(s, t) = \frac{1}{2i} \oint_C \sum_{\tau=\pm 1} (1 + \tau e^{-i\pi\lambda}) \frac{(2\lambda+1) a^\tau(\lambda, t) P(\lambda, 1 + \frac{2s}{t})}{\sin(\pi\lambda)} d\lambda. \quad (19)$$

Die Kontur  $C$  schließt alle Pole von  $1/\sin(\pi\lambda)$  ein und umfährt alle Pole von  $a(\lambda, t)$ . Eine Auswertung der Integration führt unter Verwendung der asymptotischen Form der Legendrepolynome auf die Regge-Streuamplitude:

$$f_R(s, t) = \sum_{\tau=\pm 1} \sum_R \frac{(2\alpha_R(t) + 1) \text{Res}_R(t)}{\sin(\pi\alpha_R(t))} (1 + \tau e^{-i\pi\alpha_R(t)}) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_R(t)}. \quad (20)$$

Summiert wird über alle Pole  $R$  der Amplitudenfunktionen  $a^\tau(\lambda, t)$ , die beim Drehimpuls  $\alpha_R(t)$  auftreten. Diese Pole heißen Regge-Pole mit Signatur  $\tau$ . Ihre Residuen sind mit  $\text{Res}_R(t)$  bezeichnet.

**Regge-Trajektorien** Um Beziehung (20) zu nutzen, muß die Funktion  $\alpha_R(t)$  bekannt sein. Nun beobachtet man in Hadron-Nukleon-Reaktionen ( $t > 0$ ) sogenannte Mesonen- bzw. Nukleonresonanzen. Mit der *Crossing*-Symmetrie erwartet man deshalb für  $t > 0$  Pole in der Streuamplitude, die gerade bei denjenigen Zahlenwerten für  $t$  auftreten, die mit dem Massenquadrat  $m_R^2$  solcher Resonanzen übereinstimmen ( $t = m_R^2$ ).

Trägt man den Spin von Mesonen (oder Nukleonresonanzen) gleichen Isospins in einem Chew-Frautschi-Diagramm gegen das Quadrat ihrer Massen (hier  $t$ ) auf, so sind diese auf Linien angeordnet (vgl. Abbildung 3). Man folgert daraus, daß die Regge-Trajektorien  $\alpha_R(t)$  durch Geraden beschrieben sind und parameterisiert sie mit

$$\alpha_R(t) = \underbrace{\alpha_R(0)}_{\text{intercept-Parameter}} + \alpha' t. \quad (21)$$

Mit einer Regge-Trajektorie ist ein Satz von Polen ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $f_2$ ,  $a_2$  ...) verbunden, die man als Reggeonen (engl.: *Reggeons*) bezeichnet.

Betrachtet man Streuprozesse ( $t < 0$ ), so wird das asymptotische Verhalten der Streuamplitude (20) durch Regge-Trajektorien beeinflusst. Man spricht bei der Beschreibung der Streuung vom Austausch von Reggeonen, wobei ein einzelnes Reggeon  $R_i$  einen effektiven Beitrag der Form:

$$f_{R_i}(s, t) = \gamma(t)_{R_i} \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_{R_i}(t)} \quad (22)$$

zur Streuamplitude liefert. Die Funktion  $\gamma(t)_{R_i}$  enthält dabei die Signatur des Reggeons.

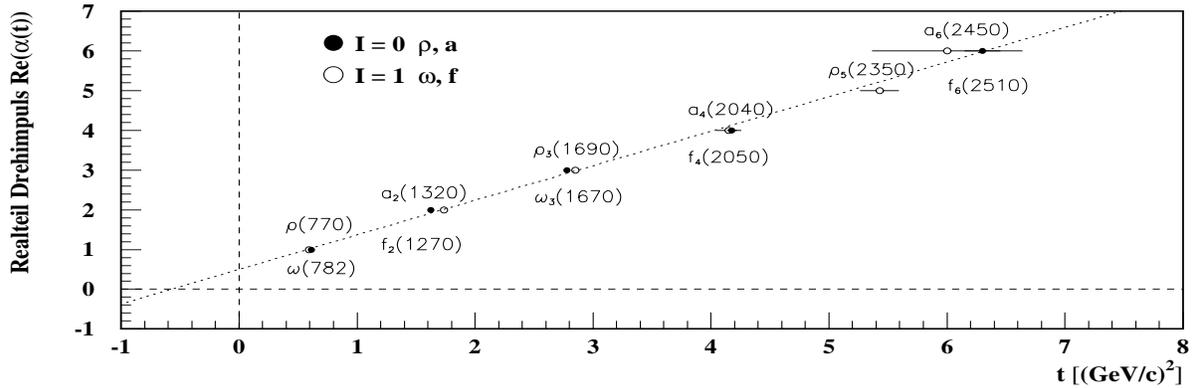


Abbildung 3: Chew-Frautschi-Diagramm

Da es auch höher angeregte Mesonen- und Nukleonresonanzen gibt, die nicht in Abbildung (3) eingezeichnet sind, gibt es stets mehrere Regge-Trajektorien. Bei hoher Schwerpunktsenergie ist jedoch stets, wegen der Energieabhängigkeit in (20), die Trajektorie mit größtem *intercept*-Parameter  $\alpha_R(0)$  dominant. Dies ist die in Abbildung 3 eingezeichnete Trajektorie. Als Konsequenz erwartet man bei hoher Energie eine  $s$ -Abhängigkeit der Streuamplitude der Form:

$$f_R(s, t) \sim s^{\alpha_R(t)}. \quad (23)$$

**Die Pomeranchuk-Trajektorie** Bei den Regge-Trajektorien liegt der größte *intercept*-Parameter bei  $\alpha_R(0) \approx 0.5$ . Anhand des optischen Theorems folgert man aus der Regge-Streuamplitude, daß die Abhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte von  $s$  durch

$$\sigma_{tot}(s) \sim s^{\alpha_R(0)-1} \approx \frac{1}{\sqrt{s}} \quad (24)$$

gegeben ist. Durch den Beitrag der Reggeonen erwartet man deshalb einen Abfall des totalen Wirkungsquerschnitts mit zunehmender Schwerpunktsenergie. In der asymptotischen Region (vgl. Abbildung 1) steigen jedoch totale Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Schwerpunktsenergie an. Man kann dies so auffassen,

daß man mit den Regge-Trajektorien alleine nicht sämtliche Pole der Streuamplitude berücksichtigt hat. Um dies zu beheben führt man eine weitere Trajektorie, die sogenannte Pomeranchuk-Trajektorie  $\alpha_P(t)$  mit einem entsprechendem *intercept*-Parameter  $\alpha_P(0)$  ein. Analog zu den Regge-Teilchen, assoziiert man mit dieser Trajektorie einen Pol der Streuamplitude, den sogenannten Pomeron-Pol. Im Gegensatz zu den Regge-Teilchen ist die Natur des Pomerons, das die Quantenzahlen des Vakuums ( $Q=I=B=S=0$ ) trägt, unklar. Vermutet wird, daß z.B. *Glueballs* für das Pomeron verantwortlich sind.

Mit der Einführung des Pomerons ( $\alpha_P(0) = 1$ ) in den 60-er Jahren erwartete man, daß sich totale Wirkungsquerschnitte asymptotisch konstant verhalten. Messungen zeigen jedoch, daß totale Wirkungsquerschnitte ab ISR-Energie ( $\sqrt{s} \approx 20$  GeV) wieder ansteigen, woraus  $\alpha_P(0) > 1$  folgt. Nun besagt der Satz von Froissart, als Folgerung von Unitaritätsargumenten, daß Wirkungsquerschnitte asymptotisch nicht schneller als  $\ln^2(s)$  anwachsen dürfen. Wenn  $\alpha_P(0) > 1$  ist, so überschreitet der Term

$$s^{\alpha_P(0)-1}, \quad (25)$$

der den Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt durch Austausch eines Pomeron-Objekts beschreibt, die Froissart-Grenze. Die Unitarität, bzw. Einklang mit der Froissart-Grenze, kann jedoch durch Berücksichtigung der Terme, bei denen mehrere Pomeron-Objekte ausgetauscht werden (*unitarity corrections*), wiederhergestellt werden (siehe [Dubovikov77]).

#### 2.4.2 Der Ansatz von Donnachie & Landshoff zur universellen Beschreibung der $s$ -Abhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte

Mit Hilfe der Regge-Streuamplitude und des optischen Theores kann man die  $s$ -Abhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte durch

$$\sigma_{tot} = \underbrace{C_+ s^{\alpha_R(0)}}_{f-, a\text{-Austausch}} + \underbrace{C_- s^{\alpha_R(0)}}_{\omega-, \rho\text{-Austausch}} + C_P s^{\alpha_P(0)} \quad (26)$$

ausdrücken. Dabei wird in den Parametern  $C_-$  bzw.  $C_+$  die effektive Kopplung von Reggeonen negativer bzw. positiver Signatur und in  $C_P$  die effektive Kopplung des Pomerons an Hadronen berücksichtigt. Wegen der Signatureigenschaften von  $\omega$ - und  $\rho$ -Reggeonen ändert  $C_-$  sein Vorzeichen beim Übergang von Teilchen zu Antiteilchen.

Donnachie und Landshoff (vgl. [Donnachie92] und [PDG96]) haben die  $s$ -Abhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte für verschiedene Reaktionen durch den Ansatz (26) beschrieben. Im  $\chi^2$ -Fit werden dabei Wirkungsquerschnitte von Teilchen und Antiteilchen berücksichtigt. Ergebnisse für eine spezielle Reaktion sind durch

$$\sigma_{tot} = \underbrace{Y s^{-\eta}}_{\text{Reggeon-Term}} + \underbrace{X s^\epsilon}_{\text{Pomeron-Term}} \quad (27)$$

parameterisiert (siehe z.B. Abbildung 1). Die Fitparameter  $X$ ,  $Y$ ,  $\eta$  und  $\epsilon$  sind in [PDG96] für verschiedene Reaktionen angegeben.

In (27) entspricht  $\eta$  ( $\approx \alpha_R(0) - 1$ ) einem effektiven Reggeon-*intercept* und  $\epsilon$  einem effektiven Pomeron-Beitrag. Letzterer kann als  $\alpha_P(0) - 1$  interpretiert werden, wenn der Austausch eines Pomerons in der Reaktion dominiert. Ist dies der Fall, so erwartet man für alle hadronischen Wirkungsquerschnitte gleiche  $\epsilon$ -Werte, da  $\alpha_P(0)$  in der Regge-Theorie als universelle Konstante betrachtet wird. Die Fitresultate mit Ansatz (27) in [PDG96] zeigen, daß die Parameter  $\eta$  und  $\epsilon$  in der Tat für verschiedene Reaktionen sehr ähnlich sind (vgl. Abbildung 4). Mit den gemessenen Reaktionen ergeben sich die Mittelwerte  $\eta = 0.4678 \pm 0.0059$  und  $\epsilon = 0.0790 \pm 0.0011$  (nach [PDG96]).

Zahlenwerte und Fehler für  $\epsilon$  wurden in [Cudell96] einer genaueren Fehlerbetrachtung, mit Berücksichtigung des Konfidenzniveaus der Fits, unterzogen. Diese Gruppe folgert, daß der effektive Pomeron-*intercept*

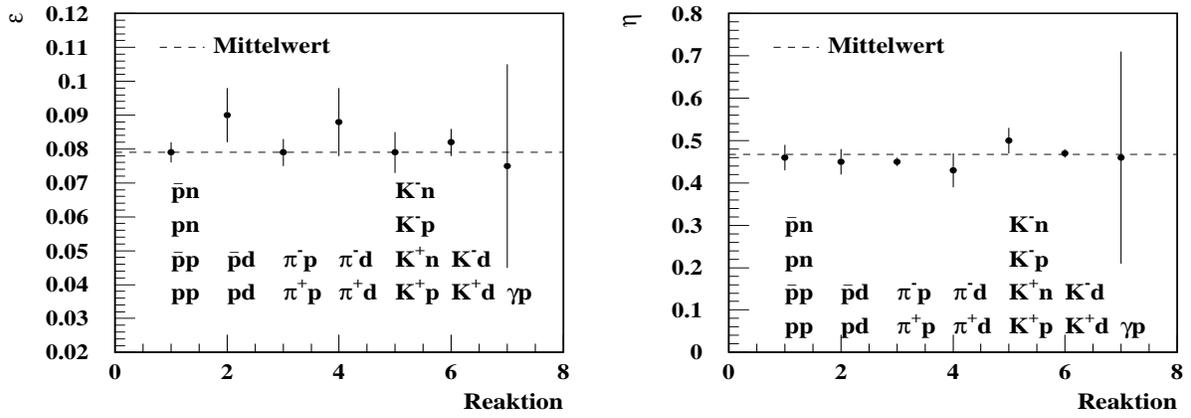


Abbildung 4: Die Parameter  $\epsilon$  und  $\eta$  im Regge-Fit mit (27) an verschiedene totale Wirkungsquerschnitte (Daten aus [PDG96])

aus  $pp$ - und  $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitten mit höherem Konfidenzniveau größer als der in [PDG96] angegebene Wert ist ( $pp$ : [PDG96]  $\epsilon = 0.079 \pm 0.003$ , [Cudell96]  $\epsilon = 0.096^{+0.012}_{-0.009}$ ).

## 2.5 Beschreibung totaler Wirkungsquerschnitte mit einem geometrischen Modell

Im Ansatz (26) von Donnachie & Landshoff wurde die  $s$ -Abhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte durch Pole der Streuamplitude beschrieben. Dieser Ansatz ist mehr funktionentheoretischer Natur, da hier versucht wird analytische Eigenschaften der Streuamplitude durch Auffinden sämtlicher Pole festzulegen. Das Modell gibt hingegen weniger eine Vorstellung der physikalischen Ursachen wodurch Unterschiede in den Parametern  $X$  und  $Y$  bei verschiedenen Reaktionen und der Anstieg totaler Wirkungsquerschnitte bei hoher Schwerpunktsenergie hervorgerufen werden.

Ein alternatives Modell zur Beschreibung totaler Wirkungsquerschnitte, das eine anschauliche physikalische Interpretation ermöglicht, ist das geometrische Modell. Dieses ist in [Povh87], [Hüfner88], [Povh91] und [Povh98] beschrieben:

Motiviert durch den differentiellen elastischen Hadron-Hadron-Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma(h_1 h_2)}{dt} \sim |F_{h_1}(t)|^2 |F_{h_2}(t)|^2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_P(t)-2}, \quad (28)$$

wobei  $F_{h_1}(t)$  und  $F_{h_2}(t)$  Dirac-Formfaktoren der Hadronen sind, kann eine Beziehung zwischen (elektromagnetischen) Radien und hadronischen Steigungsparametern  $B_{h_1 h_2}$

$$B_{h_1 h_2} := \frac{d}{dt} \log \left\{ \frac{d\sigma(h_1 h_2)}{dt} \right\} = R_{h_1}^2(s) + R_{h_2}^2(s) \quad (29)$$

hergestellt werden. Dies führt zur Definition energieabhängiger effektiver Radien  $R(s)$ :

$$R(s)^2 = R(s_0)^2 \left(1 + \epsilon \log\left[\frac{s}{s_0}\right]\right), \quad (30)$$

wobei  $\epsilon$  der effektive Pomeron-Beitrag wie im DL<sup>3</sup>-Ansatz (27) ist. Dies kann man anhand der ersten zwei

<sup>3</sup>DL: Donnachie & Landshoff

Terme der Taylor-Entwicklung des Pomeron-Terms:

$$X \left( \frac{s}{s_0} \right)^\epsilon \approx X \left[ 1 + \frac{\left( \epsilon \log \left( \frac{s}{s_0} \right) \right)}{1!} + \frac{\left( \epsilon \log \left( \frac{s}{s_0} \right) \right)^2}{2!} + \dots \right] \quad (31)$$

sehen.

Elastische Streuung von Hadronen kann durch die Eikonalstreuamplitude

$$f(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}} (1 - e^{-\chi(\vec{b}, s_1, s_2)}) d^2b \quad (32)$$

beschrieben werden (siehe auch Anhang C). Mit dem optischen Theorem erwartet man damit für den Zusammenhang zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt und den Radien in erster Ordnung:

$$\sigma_{tot}(s) \sim R_1^2(s) R_2^2(s). \quad (33)$$

Im geometrischen Modell werden Unterschiede in totalen Wirkungsquerschnitten bei verschiedenen Reaktionen durch unterschiedliche Ausdehnungen der beteiligten Reaktionspartner erklärt. Damit gehen Unterschiede zwischen Baryon-Baryon-Wirkungsquerschnitten und Meson-Baryon-Wirkungsquerschnitten auf unterschiedliche Ausdehnungen von 3-Quark- und 2-Quark-Systemen zurück. Da  $Kp$ -Wirkungsquerschnitte kleiner als  $\pi p$ -Wirkungsquerschnitte sind folgt auch, daß Kaonen durch das  $s$ -Quark einen kleineren Radius haben. Ferner wird die Zunahme totaler Wirkungsquerschnitte mit  $s$  durch ein logarithmisches Anwachsen des effektiven Radius interpretiert. Dies läßt sich wie folgt anschaulich verstehen (vgl. Abbildung 5):

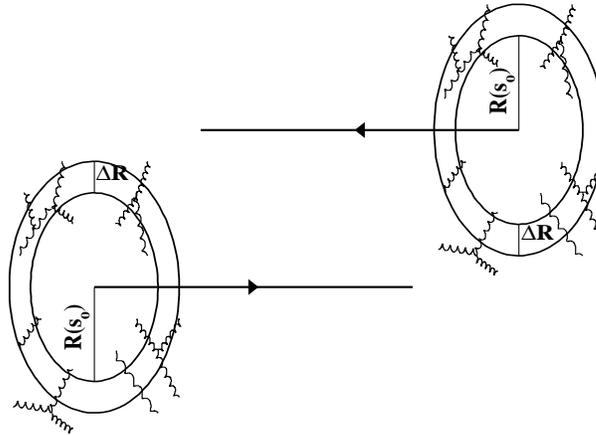


Abbildung 5: Wechselwirkung zweier Hadronen im geometrischen Modell

Im Partonenmodell sind Hadronen aus Quarks und Gluonen aufgebaut. Man kann sich die effektive Ausdehnung des Hadrons aus zwei Anteilen zusammengesetzt denken:

1. einem nicht energieabhängigen hadronischen "Kern-Radius"  $R(s_0)$ . Dieser wird z.B. im Rahmen eines nicht relativistischen Quark-Modells berechnet, wobei die *flavour*-Abhängigkeit der Radien durch Anbringen einer Korrektur besser berücksichtigt werden kann (vgl. [Povh91]). Zur Korrektur wird jedem Valenzquark  $q$  mit Masse  $m_q$  ein Radius gemäß

$$\langle r_q^2 \rangle = \frac{\xi}{m_q^2} \quad (34)$$

zugeteilt, der zum Radius  $R(s_o)$  beiträgt. Die Korrektur der Radien hat dann die Form:

$$\Delta_{hadr} = \frac{1}{n} \sum_{q=1}^n \frac{\xi}{m_q^2} \quad n: \text{Anzahl der Valenzquarks.} \quad (35)$$

Dieser Korrektur entnimmt man, daß ein schweres Quark im Hadron einen kleineren hadronischen Radius bewirkt.

2. einem energieabhängigen Anteil  $\Delta R$  des Radius, der durch eine Gluonenwolke um obigen "Kern" verursacht wird. Ein Gluon  $i$  trägt dabei einen Bruchteil  $x_i$  des Longitudinalimpulses des Hadrons, wobei sich harte Gluonen infolge Gluonenteilung nahe an der Oberfläche des "Kerns" befinden. Zu einer inelastischen Reaktion zwischen zwei Gluonen kann es nur kommen, wenn diese eine Mindestenergie tragen, so daß eine Schwellenbedingung der Art  $s x_1 x_2 > M_o^2$  erfüllt ist. Mit zunehmender Schwerpunktsenergie  $s$  können damit auch Gluonen, die weiter vom "Kern" entfernt sind (kleines  $x$ ), zur inelastischen Wechselwirkung zwischen den Reaktionspartnern beitragen. Dies äußert sich in einem Anstieg des effektiven Radius  $R(s)$  und damit verbunden in einem Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts.

## 2.6 Nichtperturbative Beschreibung totaler Wirkungsquerschnitte

In der Hochenergiephysik unterscheidet man bei Hadron-Hadron-Wechselwirkungen, je nach dem, ob große oder kleine Viererimpulsüberträge an der Reaktion beteiligt sind, harte und weiche Prozesse. Harte Prozesse lassen sich im Rahmen der QCD<sup>4</sup> mit Hilfe von Störungsrechnungen (perturbativ) berechnen. Totale Wirkungsquerschnitte werden hingegen den weichen Prozessen zugeordnet und erfordern somit eine Beschreibung durch Methoden der nichtperturbativen QCD.

Eine Anwendung der Methoden nichtperturbativer QCD zur Beschreibung von Quark-Quark-Streuprozessen bei hoher Energie und kleinem Viererimpulsübertrag findet man in [Nachtmann90] und [Nachtmann96]. Dort wird ein Zusammenhang zwischen nichtperturbativen Phänomenen der QCD und der komplexen Struktur des QCD-Vakuums hergestellt:

Rechnungen zeigen, daß die Energiedichte des QCD-Vakuums, repräsentiert durch Gluonfelder, ein negatives Minimum bei endlicher Feldstärke besitzt. Als Folge erwartet man, daß vergleichbar zum Ferromagnetismus, spontan chromomagnetische Felder innerhalb begrenzter Bezirke (ähnlich den Weißschen Bezirken beim Ferromagnetismus) ausgebildet werden. Sowohl die Ausrichtung der Felder, als auch deren räumliche Begrenzung und Stärke sind Fluktuationen unterworfen. Die Ausdehnung eines Feldbereichs wird durch eine Korrelationslänge  $a_{corr}$  beschrieben. Diese Struktur des QCD-Vakuums ist sozusagen die "Bühne", auf der Quark-Quark-Streuprozesse betrachtet werden können.

Da im Partonen-Modell Hadronen aus Quarks und Gluonen aufgebaut sind, liegt es nahe zunächst Parton-Parton-Streuung zu betrachten. Dies ist in [Nachtmann90] ausgeführt, wo für das  $S$ -Matrixelement der Quark-Quark-Streuung ( $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$  vgl. Abbildung 6) ein Ausdruck:

$$S_{fi} \sim \langle \mathcal{M}_{3,1}(\mathbf{A}), \mathcal{M}_{4,2}(\mathbf{A}) \rangle_{\mathbf{A}} \quad (36)$$

abgeleitet wird. In (36) sind die Terme  $\mathcal{M}_{ij}$  als Streuamplituden eines Quarks mit einem gegebenen äußeren Gluon-Potential  $\mathbf{A}$  zu verstehen. Die Klammer  $\langle \rangle_{\mathbf{A}}$  gibt an, daß hier über sämtliche Gluonpotentiale integriert (gemittelt) wird. Variiert das Gluon-Potential im Vergleich zur Wellenlänge des einlaufenden Quarks nur langsam, so kann eine Eikonalexpression für die Berechnung der  $\mathcal{M}_{ij}$  benutzt werden. Das

---

<sup>4</sup>QCD: Quantum Chromo Dynamic

Übergangsmatrixelement  $T_{fi}(s, t, \mathbf{A})$  der Quark-Quark-Streuung nimmt damit die Form

$$T_{fi}(s, t, \mathbf{A}) \sim \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} \langle [V_{\Gamma_1}(-\frac{\vec{b}}{2}) - 1]_{a_3 a_1} [V_{\Gamma_2}(+\frac{\vec{b}}{2}) - 1]_{a_4 a_2} \rangle_{\mathbf{A}} d^2\vec{b} \quad (37)$$

an. In diesem Ausdruck ist  $V$

$$V_{\Gamma} \sim e^{-ig \int_{\Gamma} A_{\mu}(z) dz^{\mu}} \quad (38)$$

eine sogenannte (nicht abelsche) Eikonalphase, die ein Quark entlang seiner Trajektorie  $\Gamma_i$  durch das Gluon-Potential  $\mathbf{A}$  "aufammelt". Ferner ist in Beziehung (37)  $\vec{q}$  der Impulsübertrag,  $\vec{b}$  der Stoßparameter und  $a_i$  ein Farbindex. Ausdruck (37) läßt sich vereinfacht so interpretieren, daß die Trajektorien der Quarks von einer Röhre mit Radius  $a_{corr}$  umgeben sind, innerhalb derer das Quark mit dem Gluon-Potential in Wechselwirkung tritt (vgl. Abbildung 6). Eine Wechselwirkung zwischen den Quarks findet dann im Überlappbereich solcher Röhren statt.

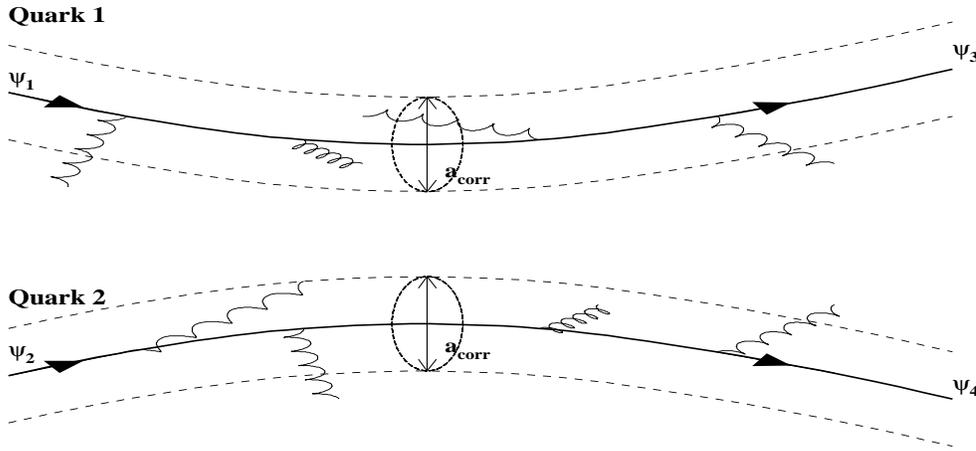


Abbildung 6: Quark-Quark-Streuung

Der Formalismus zur Quark-Quark-Streuung kann auf Hadron-Hadron-Streuung erweitert werden. Dazu werden z.B. in [Dosch94] farbneutrale, eichinvariante (Quark-Antiquark)-Zustände benutzt. Ein einfacher Fall ist die Meson-Meson-Streuung. Betrachtet man Trajektorien der Valenzquarks eines Mesons im Minkowski-Raum, so wird eine Quark-Weltlinie von einer entgegengesetzt orientierten Antiquark-Weltlinie in einem Abstand begleitet, der im wesentlichen durch die transversale Ausdehnung des Mesons  $|\vec{R}_i|$  gegeben ist. Zur Berechnung der Meson-Meson-Streuamplitude werden statt einzelner Quark-Eikonalphasen, sogenannte Wegner-Wilson-Loops  $W$ :

$$W_i(-\frac{\vec{b}}{2}, \vec{R}_i) \sim e^{-ig \oint_{\partial S} A_{\mu}(z) dz^{\mu}} \quad (39)$$

ausgewertet, mit denen sich u.a. auch das *confinement* von  $q\bar{q}$ -Paaren beschreiben läßt (vgl. [Dosch95]). Die Integration in (39) erfolgt über eine geschlossene rechteckige Kontur  $\partial S$  im Minkowski-Raum, deren Seiten durch die Pfade  $\Gamma_i$  des Quark-Antiquark-Paares und der transversalen Ausdehnung des Mesons  $\vec{R}_i$  gegeben sind. Mit den Wegner-Wilson-Loops erhält man für die T-Matrix der Meson-Meson-Streuung einen Ausdruck der Form:

$$T(s, \vec{R}_1, \vec{R}_2, \vec{b}) \sim s \left\langle Tr \left[ W_1(-\frac{\vec{b}}{2}, \vec{R}_1) - 1 \right] Tr \left[ W_2(+\frac{\vec{b}}{2}, \vec{R}_2) - 1 \right] \right\rangle_{\mathbf{A}} \quad (40)$$

Der "Loop-Loop-Formalismus" kann auch auf Hadron-Baryon-Streuprozesse mit Hilfe von Diquark-Modellen übertragen werden. Zur Auswertung der Klammer  $\langle \rangle_A$  kann das MSV<sup>5</sup> (siehe [Dosch94]) benutzt werden.

Mit dem MSV erhält man eine Beschreibung totaler Wirkungsquerschnitte und hadronischer Steigungen  $B$ , die von der Korrelationslänge  $a_{corr}$ , dem Gluonkondensat  $\langle g^2 FF \rangle^2$ , und der transversalen Ausdehnung der Hadronen  $R_i$  abhängt. Als Parameterisierung für  $\sigma_{tot}$  und  $B$  wird dabei erhalten (vgl. [Dosch94], [Dosch93]):

$$\sigma_{tot} = \alpha \left( \frac{R_1 R_2}{a_{corr}^2} \right)^{\frac{\beta}{2}} \kappa \langle g^2 FF \rangle^2 a_{corr}^{10} \quad (41)$$

$$B = 1.558 a_{corr}^2 + \frac{\gamma}{2} [R_1^2 + R_2^2] \quad (42)$$

Die Parameter  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  hängen davon ab, ob eine baryonische oder mesonische Konfiguration in der Wechselwirkung vorliegt. Für entsprechende Reaktionen sind diese in [Dosch94] angegeben. Der Parameter  $\kappa$  beschreibt den nicht Abelschen Charakter des MSV.

Durch Berücksichtigung der transversalen Ausdehnung der Hadronen, werden auch in diesen Rechnungen Unterschiede in totalen Wirkungsquerschnitten auf Unterschiede in (elektromagnetischen) Radien beteiligter Hadronen zurückgeführt.

## 2.7 Effekte bei totalen Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitten

### 2.7.1 Der Schatteneffekt

Messungen totaler Wirkungsquerschnitte von Neutronen und Protonen auf Kernen der Massenzahl  $A > 1$  zeigen, daß diese nicht als Summe von  $A$  Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{tot}(hN)$  zu verstehen sind. Stattdessen beobachtet man die Relation:

$$\sigma_{tot}(hA) < \sum_{i=1}^A \sigma_{tot}(hN) . \quad (43)$$

Den Unterschied im effektiven Wirkungsquerschnitt freier und gebundener Nukleonen führt man auf einen Schatteneffekt (*engl.: shadowing*) zurück:

Wegen der dichten Packung der Nukleonen im Kern kann sich ein Nukleon auch im Schattenbereich eines weiteren Nukleons aufhalten, wodurch das Projektilteilchen anschaulich eine kleinere effektive Wechselwirkungsfläche pro Nukleon als bei freien Nukleonen sieht. Anders ausgedrückt sind bei Kernen Mehrfachstreuprozesse unter den Nukleonen nicht vernachlässigbar.

Das Glaubermodell (siehe Anhang C) stellt eine Beziehung zwischen totalen Wirkungsquerschnitten für Kerne und elementaren HN<sup>6</sup>-Wirkungsquerschnitten her, wobei nur elastische Streuprozesse berücksichtigt werden. Rechnungen führen auf den Zusammenhang:

$$\sigma_{tot}(hA) = 4\pi Re \left\{ \int 1 - \left[ 1 - \frac{(1 - i\rho')}{4\pi} \sigma_{tot}(hN) T(b) \right]^A b db \right\} \quad \text{mit} \quad (44)$$

$$T(b) = \int_0^\infty J_0(qb) e^{-B\frac{q^2}{2}} S(q) q dq \quad \text{und} \quad (45)$$

$$S(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr . \quad (46)$$

<sup>5</sup>MSV: Model of Stochastic Vacuum

<sup>6</sup>HN: Hadron Nukleon

Dabei ist  $\rho'$  das Verhältnis aus Real- zu Imaginärteil der Streuamplitude in Vorwärtsrichtung,  $\sigma_{tot}(hN)$  der totale HN-Wirkungsquerschnitt,  $\rho(r)$  die radiale Dichtefunktion eines Nukleons im Kern und  $J_0$  die Besselfunktion 0-ter Ordnung. Für eine genauere Berechnung totaler Wirkungsquerschnitte von Kernen reicht dieses Modell jedoch nicht aus. Es müssen auch inelastische Reaktionen zwischen den Nukleonen berücksichtigt werden. Dies führt zu einer sogenannten *inelastic-screening*-Korrektur, auf die in Kapitel 10 noch näher eingegangen wird.

## 2.8 Motivation für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte bei 600 GeV/c

Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Messung totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte in  $\Sigma^- N$ - und  $\Sigma^- A$ -Reaktionen bei 600 GeV/c Strahlimpuls. Durch diese Messungen kann der Einfluß eines  $s$ -Quarks auf totale Wirkungsquerschnitte in der asymptotischen Region untersucht werden. Damit ein Vergleich zu Wirkungsquerschnitten anderer Teilchen bei gleichem Strahlimpuls möglich ist, werden auch totale Wirkungsquerschnitte von Pionen und Protonen gemessen. Bei der Betrachtung totaler Wirkungsquerschnitte von  $\Sigma^-$ -Hyperonen sind folgende Fragestellungen von Interesse:

### Untersuchung der $A$ -Abhängigkeit von $\sigma_{tot}(\Sigma A)$

Totale Wirkungsquerschnitte von Neutronen auf Kernen lassen sich durch (2) parameterisieren. Mit der Messung von  $\sigma_{tot}(\Sigma A)$ ,  $\sigma_{tot}(\pi A)$  und  $\sigma_{tot}(pA)$  kann zum ersten Mal die  $A$ -Abhängigkeit für  $\Sigma^-$ -Teilchen untersucht und zugleich ein Größenvergleich mit Protonen- und Pionendaten angestellt werden.

### Test des geometrischen Modells

Das geometrische Modell (siehe [Povh91]) macht für die Differenzen von Ladungsradien  $\langle r^2 \rangle_{em}$  und hadronischen Radien  $\langle r^2 \rangle_{hadr}$  folgende Vorhersagen:

$$\langle r_p^2 \rangle_{em} - \langle r_{\Sigma^-}^2 \rangle_{em} = \frac{1}{3} \left( \frac{1}{m_u^2} - \frac{1}{m_s^2} \right) \quad ; \quad \langle r_p^2 \rangle_{hadr} - \langle r_{\Sigma^-}^2 \rangle_{hadr} = \frac{1}{3} \left( \frac{1}{m_u^2} - \frac{1}{m_s^2} \right)$$

Der größte Teil unserer Gruppe beschäftigt sich mit der Messung von Ladungsradien. Insbesondere liegen erste Ergebnisse für den Ladungsradius des  $\Sigma^-$  [Eschrich98] vor. Mit der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  könnte geprüft werden, ob eine Beziehung der Art

$$\frac{\langle r_p^2 \rangle_{em}}{\langle r_{\Sigma^-}^2 \rangle_{em}} \stackrel{?}{=} \frac{\sigma_{tot}(pp)}{\sigma_{tot}(\Sigma^- p)} \quad (47)$$

besteht.

### Untersuchung der $s$ -Abhängigkeit von $\sigma_{tot}(\Sigma p)$

Bei dieser Untersuchung geht es um einen Test der Universalität des Parameters  $\epsilon$  im Ansatz (27). Bisher wurde  $\epsilon$  nur für Wirkungsquerschnitte von Reaktionen bestimmt, die in Abbildung 4 angegeben sind. Mit einer Bestimmung von  $\epsilon$  anhand von  $\Sigma^- p$ -Daten könnte zum ersten Mal die Universalität dieses Parameters für Baryonen mit *Strangeness* überprüft werden. Dazu sind allerdings Messungen von  $\sigma_{tot}(\Sigma p)$  über einen weiten Energiebereich erforderlich. Sowohl der Bereich, der durch Reggeon-Austausch als auch der Bereich der durch Pomeron-Austausch dominiert ist, sollte durch Datenpunkte abgedeckt sein.

Erste Messungen zu  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  wurden bereits von CERN<sup>7</sup>-Experimenten ([Badier72], [Biagi81]) unternommen. Damit stehen insgesamt sechs Datenpunkte im Bereich  $6.2 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 16.2 \text{ GeV}$  zur Verfügung. Sie sind in Abbildung 7 dargestellt und geben bereits Anzeichen für ein Anwachsen von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$ .

An die Datenpunkte wurde die Funktion (27) mit festgehaltenem  $\eta$  und drei verschiedenen  $\epsilon$ -Parametern

<sup>7</sup>CERN: Centre européen pour la recherche nucléaire

angepaßt. Die Graphen zeigen, daß zur Unterscheidung der  $\epsilon$ -Parameter Datenpunkte bei möglichst hoher Energie geeignet sind. Um mit einem weiteren Datenpunkt bei z.B. 600 GeV/c Strahlimpuls ( $\sqrt{s} = 33.6$  GeV) eine absolute Differenz in  $\epsilon$  von 0.02 unterscheiden zu können, wird eine Genauigkeit von rund 1% für die Messung von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  benötigt.

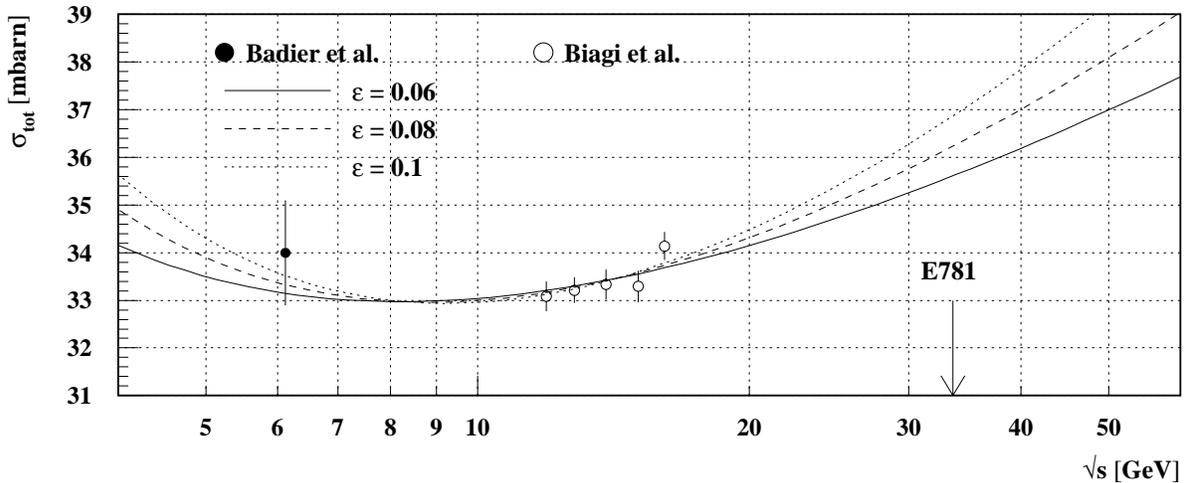


Abbildung 7: Daten zu  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  und Regge-Fits für verschiedene  $\epsilon$ -Parameter

### Wo und wie findet die Messung statt

Die Messung der  $\Sigma^-$ -Wirkungsquerschnitte erfordert einen Hyperonenstrahl mit hohem Strahlimpuls. Das Experiment E781 am Fermilab ist zur Zeit das einzige Hyperonenstrahlexperiment, das sogar über einen Strahlimpuls von  $p_{lab} \approx 600$  GeV/c verfügt. Diesem Laborimpuls entspricht eine Schwerpunktsenergie von rund 33.6 GeV, bei der bisher nicht einmal Meßergebnisse von  $\sigma_{tot}(\pi p)$  oder  $\sigma_{tot}(K p)$  vorliegen. Der Anstieg von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  sollte bei 600 GeV zudem deutlicher sichtbar sein, als noch von [Biagi81] beobachtet. Allerdings ist E781 nicht für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte konzipiert worden (siehe Kapitel 3). Ein Problem für die Messung von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  ist, daß hierzu kein Target aus flüssigem Wasserstoff zur Verfügung steht. Diese Messung kann somit nur indirekt vorgenommen werden. Dazu sind zwei Methoden vorgesehen:

Einerseits kann eine Messung von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- CH_2)$  und  $\sigma_{tot}(\Sigma^- C)$  vorgenommen werden, womit dann  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  aus:

$$\sigma_{tot}(\Sigma^- p) = \frac{1}{2} [\sigma_{tot}(\Sigma^- CH_2) - \sigma_{tot}(\Sigma^- C)] \quad (48)$$

erhalten wird.

Andererseits kann man das Verhältnis von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)/\sigma_{tot}(pA)$  für verschiedene Targets messen und mit Hilfe einer Modellrechnung, unter Kenntnis von  $\sigma_{tot}(pp)$ , auf  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  zurückschließen. Letztere Methode hat den Vorteil kleinerer Anfälligkeit gegenüber systematischen Fehlern. Allerdings ist man bei dieser Modell gebunden, und man benötigt die Annahme, daß Differenzen zwischen  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  und  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  vernachlässigbar klein sind.

### 3 Vorstellung des Experiments E781

In diesem Kapitel werden physikalische Aspekte dargelegt, die zum Aufbau des E781-Experiments beigetragen haben. Es werden physikalische Zielsetzungen der Kollaboration angesprochen und der Aufbau von Spektrometer, Trigger und DAQ<sup>8</sup> beschrieben.

#### 3.1 Historischer Hintergrund

Als im November 1974 das *charm*-Quark entdeckt wurde ([Aubert74] und [Augustin74]), mußte das bisherige Bild vom Aufbau der Materie erweitert werden. Damals waren nur die drei Quarks  $u$ ,  $d$  und  $s$  bekannt, mit denen man eine gute Beschreibung des zu diesem Zeitpunkt bekannten Hadronenspektrums durch die  $SU(3)_{flavour}$ -Symmetriegruppe erhielt. Die Entdeckung des *charm*-Quarks als neuen "Baustein der Materie" war so spektakulär, daß dieser Augenblick seitdem als "Novemberrevolution" in der Physik bezeichnet wird.

Das Hinzukommen eines neuen Quarks bedeutete eine Erweiterung der *flavour*-Symmetriegruppe von  $SU(3)$  zu  $SU(4)$ . Man erwartete damit die Existenz weiterer Baryonen und Mesonen, bei denen mindestens ein Valenzquark durch ein *charm*-Quark repräsentiert wird. Bis heute wurden vor allem *charm*-Mesonen nachgewiesen und auch genauer untersucht, da diese sich leichter erzeugen und rekonstruieren lassen.

Obwohl es bisher bereits eine Reihe von *fixed-target*-Experimenten (z.B. WA62 und WA89) gab, die sich vor allem mit der Spektroskopie von *charm*-Baryonen beschäftigten, sind doch bis heute nur wenige *charm*-Baryonen tatsächlich nachgewiesen oder deren physikalische Eigenschaften wie Lebensdauer, Masse und Verzweigungsverhältnisse ausreichend genau vermessen worden. Ursache hierfür sind zum einen kleine Produktionswirkungsquerschnitte für *charm*-Baryonen, die in der Größenordnung von  $1 \mu\text{barn}$  liegen. Zum anderen werden durch die große Masse dieser Teilchen sehr viele Zerfallskanäle geöffnet, die wiederum nur kleine Verzweigungsverhältnisse haben. Es gibt deshalb im allgemeinen keinen "goldenen" Zerfallsmodus, über den *charm*-Baryonen mit großer Akzeptanz nachweisbar sind. Hinzu kommt die Schwierigkeit, das Signal für einen *charm*-Baryon-Zerfall vom Untergrund zu trennen.

Das Experiment E781 am FNAL<sup>9</sup> bei Chicago, auch SELEX<sup>10</sup> genannt, bildet eine Fortsetzung bisheriger *fixed-target*-Experimente zur *charm*-Spektroskopie. Der Schwerpunkt des Experiments liegt auf der Spektroskopie von *charm-strange*-Baryonen ( $cs$ -Baryonen), d.h. Baryonen, die mindestens ein *charm*- und ein *strange*-Valenzquark enthalten. Um eine *charm*-Analyse mit hoher Statistik betreiben zu können, erzeugt SELEX seine  $cs$ -Baryonen mit Hilfe eines Hyperonenstrahls hoher Intensität. Dieser enthält vor allem  $\Sigma^-$ -Teilchen<sup>11</sup>.

Durch das Einbringen von  $\Sigma^-$ -Teilchen wird bereits ein  $s$ -Valenzquark im Anfangszustand bereitgestellt. Man hofft dadurch eine erhöhte Produktion an  $cs$ -Baryonen im Vergleich zu einem Protonenstrahl zu erhalten.

Mit dem SELEX-Experiment liegt ein Spektrometer großer Akzeptanz vor ( $0.1 < x_F^{12} < 1.0$ ), das mit einem *online*-Datenfilter ausgestattet ist. Beides soll der *charm*-Rekonstruktion zugute kommen.

Das SELEX-Experiment wurde bereits im Jahr 1987 vorgeschlagen [H-note 781], hatte im Jahr 1991 eine Teststrahlzeit für die wichtigsten Detektoren und erhielt während der *fixed-target*-Periode 1996/97 am TEVATRON seine erste Strahlzeit. Die Datennahme von SELEX begann am 1. Februar 1997 und endete im September 1997. Während dieser Zeit wurden ca.  $1.8 \cdot 10^9$  Wechselwirkungsereignisse aufgezeichnet.

Die SELEX-Kollaboration ist international und hat rund 120 Mitglieder. Im folgenden werden die physika-

<sup>8</sup>DAQ: *Data Acquisition*

<sup>9</sup>FNAL: *Fermi National Accelerator Laboratory*

<sup>10</sup>SELEX: *Segmented Large XF*

<sup>11</sup>Es handelt sich um das  $\Sigma^-$  mit Valenzquarkinhalt  $dds$  und Quantenzahlen  $I(J^P) = 1(\frac{1}{2}^+)$

<sup>12</sup> $x_F$ : Feynmanvariable  $x_F := p_{\parallel}/p_{max} \cdot p_{\parallel}$  ist der longitudinale Impuls und  $p_{max}$  der Maximalimpuls

lischen Interessen der Kollaboration dargelegt, um einen Eindruck von der Vielfältigkeit dieses Experiments zu bekommen.

## 3.2 Zielsetzungen der Kollaboration

### 3.2.1 Charm-Physik und Physik mit schweren Quarks

Hauptziel des Experiments ist die Untersuchung von  $cs$ -Baryonen. Im Einzelnen sind hier folgende Fragestellungen von Interesse:

**Spektroskopie von  $cs$ -Baryonen** Dazu gehört der Nachweis von  $cs$ -Baryonen im Grundzustand und angeregter Zustände, verbunden mit der Angabe ihrer Massen, Lebensdauern und Zerfallskanäle.

**Untersuchung von Zerfallsmechanismen der  $cs$ -Baryonen** Aus theoretischen Modellen erwartet man den Einfluß verschiedener Effekte auf den Zerfall von  $cs$ -Baryonen. Man hofft, Informationen über die entscheidenden Mechanismen zu erhalten, indem man insbesondere möglichst genaue Lebensdauermessungen von  $\Lambda_c^+$ ,  $\Sigma_c^{++}$ ,  $\Sigma_c^+$ ,  $\Sigma_c^0$ ,  $\Xi_c^+$  und  $\Omega_c^0$  durchführt.

**Untersuchung von Produktionsmechanismen** Hierzu gehört die Untersuchung von Produktionswirkungsquerschnitten für  $cs$ -Baryonen in Abhängigkeit von der Kernmassenzahl  $A$ . Deshalb werden im Experiment Targets verschiedener Materialien (C, Si, Cu) eingesetzt.

Bei Untersuchungen zur Produktion von Hyperonen hat man festgestellt, daß diese gegenüber Mesonen in Vorwärtsrichtung erhöht ist. Dies bezeichnet man als *leading-particle*-Effekt (vgl. [Lach79], [Luk89]). Bei E781 werden *charm*-Daten für die Strahlteilchen  $\Sigma^-$ ,  $\pi^-$  und Protonen aufgezeichnet, mit denen man prüfen kann, ob auch in der Produktion von *charm*-Teilchen ein solcher Effekt vorhanden ist.

**Messung von Verzweigungsverhältnissen** Bei dieser Analyse werden  $cs$ -Baryonen in verschiedenen Zerfallskanälen rekonstruiert, wobei auch nach bisher unbekanntem Zerfallskanälen gesucht wird. Verzweigungsverhältnisse geben die relative Stärke von Zerfallskanälen an. Bei der *charm*-Analyse ist man besonders am Verzweigungsverhältnis semileptonischer zu hadronischer Zerfälle interessiert.

**Doppel-charm-Baryonen** Produktionswirkungsquerschnitte von *charm*-Baryonen mit zwei *charm*-Valenzquarks sind etwa drei Größenordnungen kleiner als für  $cs$ -Baryonen. Da bei E781 eine sehr große Anzahl von *charm*-Ereignissen aufgezeichnet wurde, hofft man zum ersten Mal, auch Hinweise auf  $\Xi_{cc}^+$ ,  $\Xi_{cc}^{++}$  oder  $\Omega_{cc}^+$  zu erhalten (vgl. [H-note 718]).

**Suche nach beauty-Baryonen** Über die reine *charm*-Physik hinaus will man auch Mesonen und Baryonen, die ein  $b$ -Quark enthalten, nachweisen.

### 3.2.2 Suche nach exotischen Teilchen

Die meisten bekannten Teilchen, die an der starken Wechselwirkung teil nehmen, lassen sich in die bekannten Kategorien Baryonen ( $qqq$ ) und Mesonen ( $\bar{q}q$ ) einordnen. Die QCD verbietet allerdings nicht explizit die Existenz von Teilchen, die aus mehr als drei Valenzquarks (bzw. Antiquarks) oder sogar aus Mischungen von Quarks, Antiquarks und Gluonen (z.B.  $qqqg$  Hybrid) aufgebaut sind. Solche Teilchen werden als exotische Teilchen bezeichnet. Bei E781 wird die Existenz spezieller exotischer Teilchen untersucht:

**Das U(3100)** Das U(3100) ist ein 4-Quark-Zustand ( $\bar{q}qqq$ ), der in den Ladungszuständen  $U^+$ ,  $U^0$ ,  $U^-$  und  $U^{--}$  vorkommen soll. Hinweise auf die Existenz dieser Zustände wurden von den Experimenten WA62 (vgl. [Siebert], [Bourquin86]) und BIS-2 gefunden, die allerdings durch die Experimente E771 und WA89 bislang nicht bestätigt wurden (vgl. [Boehnlein91], [Alexejev86]). Die Existenz des U bleibt umstritten.

**Das Pentaquark P** Das Pentaquark P ist ein 5-Quark-Zustand ( $qqqs\bar{c}$ ), von dem bisher jeder Hinweis fehlt. Zur Untersuchung seiner Existenz kann der erwartete Zerfallskanal  $P \rightarrow p + K^+ + K^- + \pi + \pi$  benutzt werden [H-note 708].

**Kryptoexotische strange-Baryonen mit zusätzlicher versteckter Strangeness** Ein Beispiel für ein solches exotisches Teilchen ist der Zustand  $Y_\Phi$  ( $dds\bar{s}$ ), den man sich als gebundenes System eines  $\Phi$  ( $s\bar{s}$ ) mit einem  $\Sigma^-$  ( $dds$ ) vorstellen kann.

Man erwartet, daß exotische Hadronen dieses Typs bei einer diffraktiven Wechselwirkung zwischen  $\Sigma^-$  mit Targetkernen kohärent produziert werden (z.B.  $\Sigma^- + N \rightarrow Y_\Phi + N$ ). Der Nachweis soll über das Auffinden einer anomal schmalen Resonanz mit anomal kleinem Verzweigungsverhältnis z.B. im Zerfall  $Y_\Phi \rightarrow \Xi^- + K_S^0$  erfolgen (vgl. [H-note 715]).

**Produktion exotischer Mesonen** Zur Suche nach exotischen Mesonen betrachtet man Reaktionen zur Primakoff-Produktion (z.B.  $\pi^- + \gamma_{virt} \rightarrow \pi^- + Y$ ) und diffraktiver Produktion (z.B.  $\pi^- + \text{Pomeron} \rightarrow \pi^- + Y$ ) von Mesonen. Die Massenspektren der Endzustände Y werden auf bekannte Resonanzen (z.B. das  $a_2$  Meson) und auf Resonanzen exotischer Mesonen untersucht. Solche Reaktionen werden für die Strahlteilchen  $\pi^-$  und  $\Sigma^-$  untersucht (vgl. [H-note 671]).

### 3.2.3 Polarisierbarkeit von Hadronen

Bei der Compton-Streuung eines Strahlteilchens im starken elektrischen Feld eines Targetkerns wird im einlaufenden Hadron ein Dipolmoment induziert, was zu einer Abweichung des gemessenen Streuspektrums vom reinen Compton-Streuspektrum führt. Die Polarisierbarkeit des Strahlteilchens kann aus dieser Abweichung entnommen werden. Bei E781 werden Messungen zur Polarisierbarkeit mit  $\Sigma^-$  und  $\pi^-$  vorgenommen. Im Falle des  $\pi^-$  können Meßergebnisse mit Rechenergebnissen verglichen werden (vgl. [H-note 706]).

### 3.2.4 Polarisationsmessungen in der Hyperonenproduktion

Die mit Hilfe eines Protonenstrahls erzeugten Hyperonen sind polarisiert. Für das Hyperon  $\Sigma^+$  besteht die Möglichkeit, diese Produktionspolarisation als Funktion von  $x_F$  und  $p_T$  mit guter Genauigkeit zu untersuchen. Zudem läßt sich diese Polarisation in Abhängigkeit der Materialien des Produktionstargets (Be und Cu) untersuchen.

### 3.2.5 Messung von Ladungsradien

Ziel ist es, die Ladungsradien der Hyperonen  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^-$  und  $\Sigma^+$  über elastische Hyperon-Elektron-Streuung zu bestimmen. Durch diese Messungen kann der Einfluß eines  $s$ -Quarks auf den Ladungsradius untersucht werden. Insbesondere geht es hierbei auch um einen Test der erwarteten Relation:  $\langle r_{\Sigma^+}^2 \rangle > \langle r_p^2 \rangle > \langle r_{\Sigma^-}^2 \rangle$ . Normalerweise verwendet man zur Messung von Ladungsradien von z.B. Kernen einen Elektronenstrahl, der auf ein entsprechendes Target trifft. Elastisch gestreute Elektronen werden dann unter verschiedenen Streuwinkeln und bei verschiedenen Strahlenergien nachgewiesen (siehe [Hofstadter]). Wegen der kurzen Lebensdauer der Hyperonen ist dies jedoch nicht möglich. Daher wird das Streuexperiment in inverser

Kinematik durchgeführt, d.h. man streut Hyperonen an Elektronen im Target (vgl. [H-note 574]). Diese Methode wurde mit  $\Sigma^-$ -Teilchen bereits am Experiment WA89 (vgl. [Heidrich96]) eingesetzt. Um Ergebnisse dieser Methode mit Ergebnissen vorhandener Messungen vergleichen zu können, werden auch die Ladungsradien des  $\pi^-$  und des Protons bestimmt.

### 3.2.6 Messung totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte auf Kernen und Nukleonen

Die Messung totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte ist Thema dieser Arbeit. Auf dem Meßprogramm steht die Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte von 600 GeV/c  $\Sigma^-$ ,  $\pi^-$  und Protonen auf verschiedenen Targets (Be, C, CH<sub>2</sub> und Cu). Physikalische Gründe für diese Messung wurden bereits in Kapitel 2 aufgeführt. Die Beschreibung der Messung sowie der erhaltenen Ergebnisse ist den weiteren Kapiteln dieser Arbeit vorbehalten.

## 3.3 Die primäre Teilchenquelle

Die Grundlage des E781-Experiments, wie fast aller Experimente am FNAL, ist ein hochenergetischer Protonenstrahl, der von einem Ringbeschleuniger, dem sog. TEVATRON, geliefert wird. Zur Erzeugung des Protonenstrahls werden Wasserstoffatome ionisiert und in einem *Cockroft-Walton*-Beschleuniger auf eine Energie von 750 keV beschleunigt. Ein nachgeschalteter Linearbeschleuniger (LINAC) erhöht die Energie der Protonen auf 400 MeV und speist sie in einen Booster ein. Letzterer ist ein Synchrotronbeschleuniger, in dem eine weitere Energieerhöhung auf 8 GeV erfolgt. Protonen aus dem Booster werden in den Hauptring extrahiert. Dieser ist ebenfalls ein Synchrotronbeschleuniger, der allerdings einen Umfang von rund 6 km hat. Teilchen werden im Hauptring von ca. 1000 konventionellen Magneten auf ihrer Bahn gehalten und mittels Hochfrequenzresonatoren auf eine Energie von 150 GeV gebracht. Nach dieser Beschleunigungsstufe gelangen die Protonen in ein weiteres Synchrotron, das direkt unterhalb der Magnete des Hauptrings aufgebaut ist. Es besteht aus rund 1000 supraleitenden Magneten, die mit flüssigem Helium gekühlt werden. Dieser Ring ist das eigentliche TEVATRON, weil in ihm Protonen (bzw. Antiprotonen) bis zu einer Energie 1 TeV beschleunigt werden können.

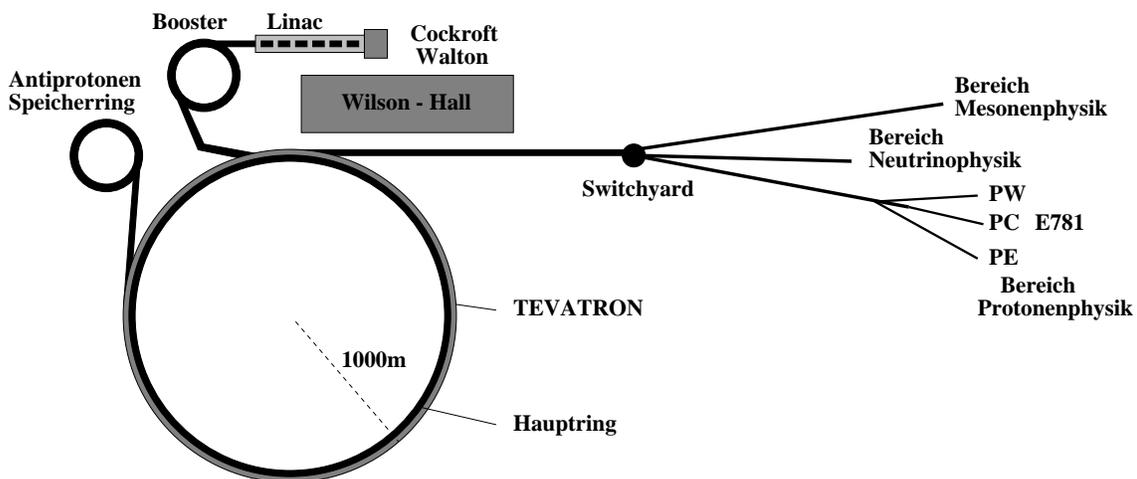


Abbildung 8: Die Beschleunigeranlage am FNAL

Das TEVATRON konnte bisher nur in einem *collider*-Modus oder in einem *fixed-target*-Modus betrieben werden, was sich mit der Inbetriebnahme des *main-injector*-Rings ändern wird. Während der *fixed-target*-Periode 96/97 arbeitete das TEVATRON in einem 60 s Zyklus. Erzeugung bis Endbeschleunigung der

Protonen nehmen rund 40 s (*Offspill*-Dauer) in Anspruch. Die Teilchenextraktionsphase ist 20 s lang (*Spill*-Dauer). Damit hat das TEVATRON einen *duty cycle*<sup>13</sup> von 33%, wodurch Experimente, die auf hohe Luminosität angewiesen sind, profitieren.

Im *fixed-target*-Modus erreicht der primäre Protonenstrahl des TEVATRONs eine maximale Energie von 800 GeV, wobei pro *Spill* durchschnittlich  $2.5 \cdot 10^{13}$  Protonen beschleunigt werden. Nach der Extraktion aus dem TEVATRON wird der Strahl einem Verteiler (engl.: *Switchyard*) zugeführt und auf die drei großen *fixed-target*-Experimentbereiche für Mesonen-, Neutrino- und Protonenphysik aufgeteilt (siehe Abbildung 8).

Das E781-Experiment ist im Bereich der Protonenphysik PC<sup>14</sup> aufgebaut und teilt sich den Protonenstrahl mit zwei weiteren Experimenten. SELEX wurde eine Intensität von rund  $2.0 \cdot 10^{12}$  Protonen/*Spill* zugeteilt. E781 verwendet den Protonenstrahl allerdings nicht direkt im Experiment, sondern zur Erzeugung eines sekundären Teilchenstrahls, dem Hyperonenstrahl.

### 3.4 Erzeugung des Hyperonenstrahls

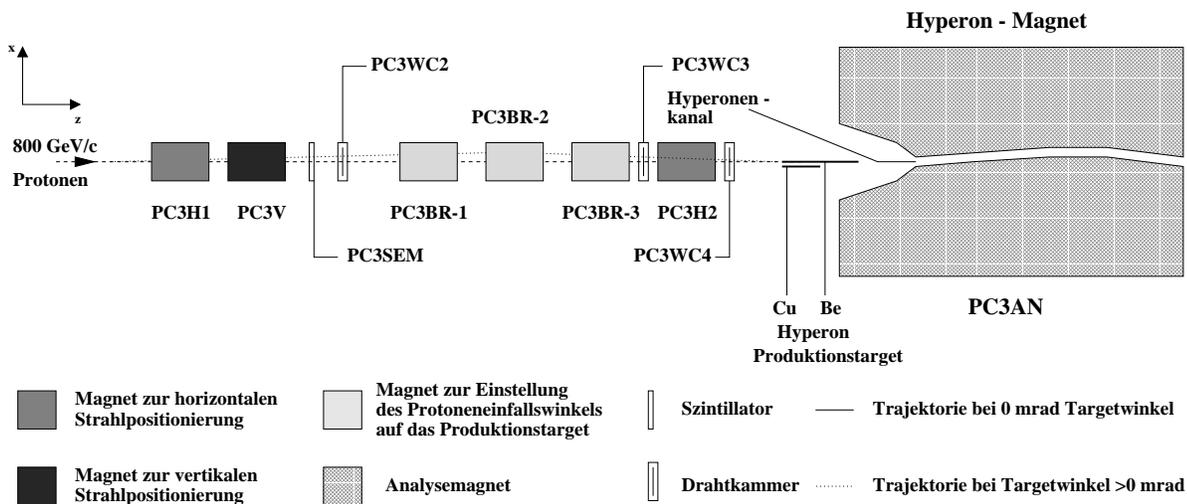


Abbildung 9: Der Strahlkanal um das Produktionstarget

Dem Experiment E781 zugeteilte Protonen werden mit Quadrupolmagneten fokussiert und durchlaufen dann eine Magnetanordnung, wie sie in Bild 9 dargestellt ist. Mit Hilfe der Magnete PC3H1<sup>15</sup>, PC3H2 und PC3V<sup>16</sup> wird der Protonenstrahl auf das Hyperonen-Produktionstarget gelenkt, der an dieser Position einen Durchmesser bis zu 1 mm hat. Mit Hilfe der PC3BR-Magnete kann man den Einfallswinkel des Protonenstrahls auf das Produktionstarget verändern. Zur Überwachung der Strahlposition während des Experimentbetriebes dienen die Drahtkammern PC3WC2, PC3WC3 und PC3WC4, die jeweils eine Projektion des Strahlprofils messen.

Als Produktionstarget stehen ein Berylliumtarget (Maße: 1.02 mm × 2.03 mm × 406.91 mm) und ein Kupfertarget (Maße: 1.02 mm × 2.03 mm × 150.55 mm) zur Verfügung. Die stangenförmigen Targets sind auf einem Tisch mit Schrittmotorsteuerung montiert. Zur Optimierung der Targetposition sowie der Ströme in den Strahlpositionierungsmagneten, dient der Detektor PC3SEM, mit dem der Protonenfluß

<sup>13</sup> *duty cycle*: Verhältnis aus verfügbarer Strahlzeit zur Gesamtzeit des Beschleunigerzyklus

<sup>14</sup>PC: Proton Center

<sup>15</sup>PC3H: Proton Center 3 Horizontal

<sup>16</sup>PC3V: Proton Center 3 Vertical

gemessen wird. Zur Anpassung wird das Verhältnis aus der Anzahl der in das Spektrometer einlaufenden Sekundärteilchen zur Anzahl der primären Protonen, gemessen mit PC3SEM, maximiert.

Teilchen - sorte	Anteil im Strahl [%]	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]	Lebens- dauer $\tau$ [s]	Haupt- zerfalls- kanäle	$\gamma$	mittlere Flugstrecke $\gamma c \tau$ [m]
<b>negative Strahlbedingungen</b>						
$\pi^-$	$\approx 53$	139.57	$2.6630 \cdot 10^{-8}$	$\mu^- + \nu_{\bar{\mu}}$ 99.99%	4300	34353
$K^-$	$\approx 1.6$	493.77	$1.2371 \cdot 10^{-8}$	$\mu^- + \nu_{\bar{\mu}}$ 63.51% $\pi^- + \pi^0$ 21.16%	1215	1833
$\Sigma^-$	$\approx 43$	1197.45	$1.479 \cdot 10^{-10}$	$n + \pi^-$ 99.848%	501	22.2
$\Xi^-$	$\approx 1.6$	1321.34	$1.639 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda + \pi^-$ 99.887%	454	22.3
$\Omega^-$	$\approx 0.04$	1672.43	$0.822 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda + K^-$ 67.8% $\Xi^0 + \pi^-$ 23.6%	359	8.85
$\bar{p}$	$\approx 0.04$	938.27			639	
<b>positive Strahlbedingungen</b>						
$\pi^+$	$\approx 2.8$	139.57	$2.6630 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_{\mu}$ 99.9%	4300	34353
$K^+$	$\approx 0.8$	493.77	$1.2371 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_{\mu}$ 63.51% $\pi^+ + \pi^0$ 21.16%	1215	1833
$\Sigma^+$	$\approx 2.8$	1189.37	$0.799 \cdot 10^{-10}$	$p + \pi^0$ 51.57% $n + \pi^+$ 48.30%	504	12.08
$p$	$\approx 94$	938.27	$\infty$		639	$\infty$

Tabelle 1: Strahlzusammensetzung in 10 m Entfernung vom Produktionstarget bei 600 GeV Strahlenergie,  $p_T = 1.25$  GeV/c (2 mrad Protoneneinfallswinkel) und  $x_F = 0.75$ , für positive und negative Strahlbedingungen (nach einer Studie von E761 [E761]).

Bei der Wechselwirkung der Protonen im Target entsteht ein ganzes Spektrum von Sekundärteilchen ( $\Sigma^-$ ,  $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Omega^-$ ,  $\bar{p}$ ,  $p$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\pi^+$  ...). Die Produktion von Hyperonen ist jedoch in Vorwärtsrichtung (hohes  $x_F$ ) gegenüber der Produktion von Mesonen begünstigt. Dieser *leading-particle*-Effekt (vgl. [Lach79]) ist ein Charakteristikum der Hyperonenproduktion. Als günstige Auswirkung dieses Effekts findet man bei hohen Impulsen unter den erzeugten negativ geladenen Teilchen überwiegend  $\Sigma^-$ -Teilchen. Der dominierende Untergrund sind Pionen.

Tabelle 1 zeigt die erwartete Strahlzusammensetzung 10 m nach dem Produktionstarget. Die Zahlen wurden aus einer Studie des Experiments E761, einem *fixed-target*-Experiment, das vor E781 diese Strahlzone benutzt hat, abgelesen. Meßergebnisse von E781 über die Strahlzusammensetzung stehen bisher nicht zur Verfügung.

Der Bau von Hyperonenstrahlkanälen ist schwierig, da der Kanal einerseits durch die Hyperonenlebensdauer so kurz wie möglich gehalten werden soll, andererseits der verbleibende Protonenstrahl aber strahlungssicher abgefangen werden muß, wodurch entsprechend viel Abschirmungsmaterial notwendig ist. Als Auswirkung der Energieabhängigkeit beider Kriterien sind große  $\Sigma^-/\pi^-$ -Verhältnisse nur bei hoher Energie erreichbar. Beim SELEX-Hyperonenstrahl erwartet man bei 600 GeV Strahlenergie ein Verhältnis  $\Sigma^-/\pi^-$  von rund 1. Ferner wird ein sehr kleiner Anteil anderer Teilchensorten als  $\Sigma^-$  und  $\pi^-$  erwartet. Dies ist, wie in Kapitel 4.7 erläutert wird, eine Grundlage für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte von  $\Sigma^-$  und  $\pi^-$ .

Über die Einstellung der Magnetstromstärke und deren Polarität lassen sich mit dem Hyperonmagneten Im-

pulsfenster mit gewünschtem Schwerpunkt öffnen. Selektierte Teilchen durchlaufen den Hyperonenkanal und gelangen ins E781-Spektrometer. Ausgefilterte Teilchen prallen entweder gegen die Wände des Hyperonenkanals, wo sie absorbiert werden oder bleiben im massiven Eisenkern des Hyperonmagneten stecken. Bei letzterem Vorgang wird ein breit verteilter Untergrund von Myonen erzeugt, der zum Teil auch in das Spektrometer eindringt.

Der Hyperonmagnet (PC3AN) ist ein konventioneller Magnet, der ca. 400 t schwer und 7.2 m lang ist. Der Hyperonenkanal hat einen rechteckigen Querschnitt mit einer Austrittsöffnung von  $4.64 \text{ mm} \times 8.64 \text{ mm}$ , der zur besseren Protonenabsorption mit Wolfram ausgekleidet ist. Im Standardbetrieb werden mit dem Hyperonmagnet negativ geladene Teilchen aus dem Spektrum der Sekundärteilchen selektiert. Das Impulsfenster beträgt dann  $600 \pm 30 \text{ GeV}/c$ , wozu eine Magnetstromstärke von 3300 A erforderlich ist. Nach Austritt aus dem Hyperonenkanal hat der Strahl einen Durchmesser von rund 1.2 cm, die Strahldivergenz beträgt  $\pm 1.5 \text{ mrad}$ .

### 3.5 Der Aufbau des E781-Spektrometers

Die SELEX-Kollaboration verfügt über ein vierstufiges Spektrometer mit einer Gesamtlänge von rund 50 m. Drei dieser Spektrometerstufen sind mit einem Analyse magneten versehen. Abbildung 11 zeigt eine Gesamtübersicht des E781-Spektrometers. Im folgenden wird die Funktionalität und der Aufbau einzelner Spektrometerabschnitte beschrieben.

#### 3.5.1 Das Strahlspektrometer

Das Strahlspektrometer beginnt mit dem bereits beschriebenen Hyperonmagneten, mit dem der Strahlimpuls gemessen wird. Im Strahlspektrometer werden einlaufende Strahlteilchen identifiziert und Trajektorien der Strahlteilchen gemessen.

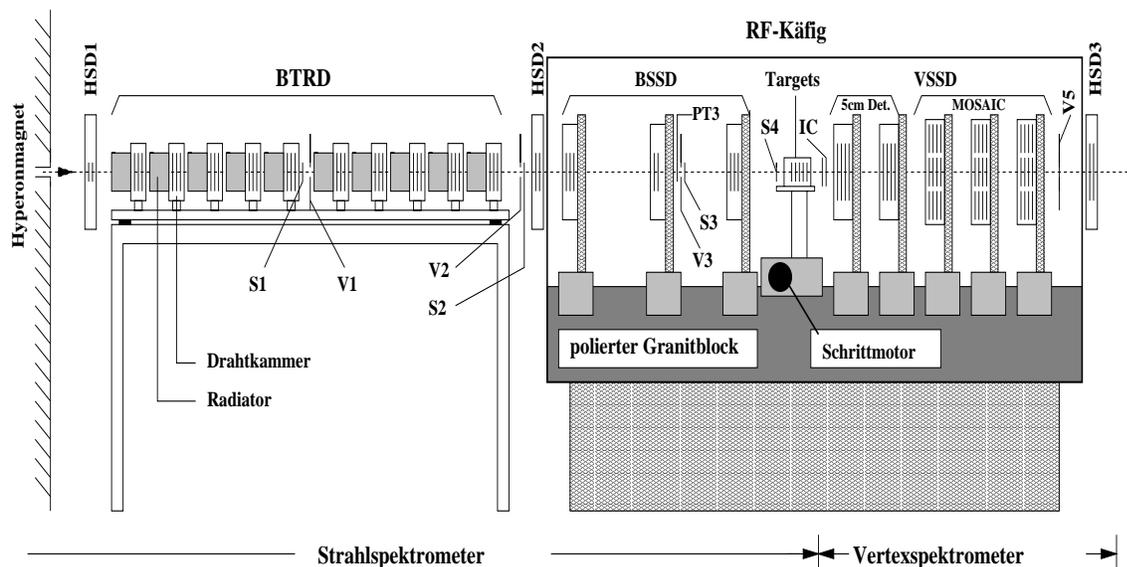


Abbildung 10: Aufbau des Strahlspektrometers und des Vertexspektrometers

Zur präzisen Messung der Teilchentrajektorien dienen 12 hochauflösende Siliziummikrostreifendetektoren mit einer Gesamtzahl von rund 9000 Detektorkanälen. Im Strahlspektrometer gibt es zwei verschiedene

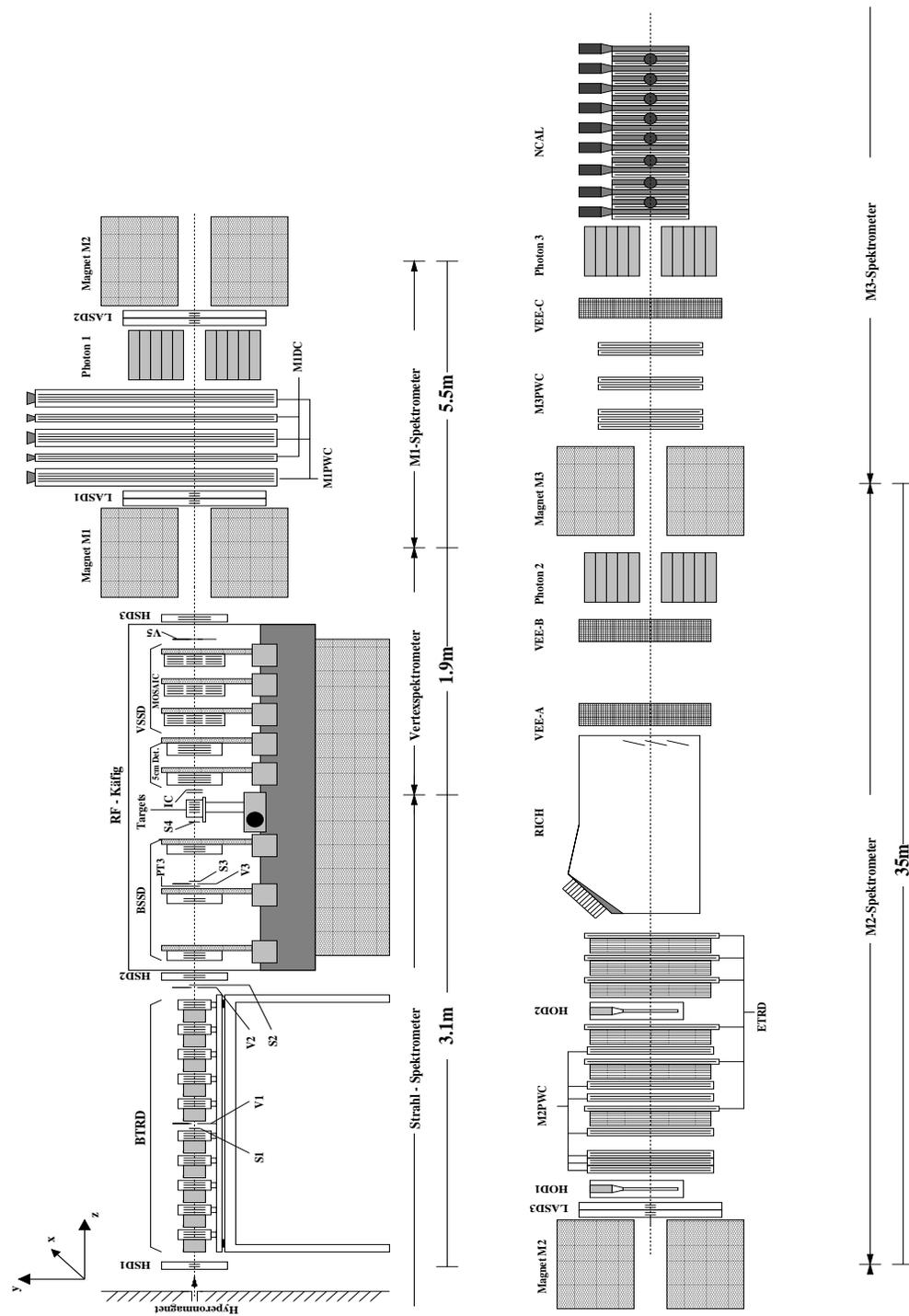


Abbildung 11: Aufbau des Experiments E781 in der Strahlzeit 1996 - 1997

Typen von Siliziummikrostreifendetektoren. Diese werden mit HSD<sup>17</sup> und BSSD<sup>18</sup> bezeichnet und unterscheiden sich im wesentlichen durch die Ausleseelektronik. Zu Anfang des Strahlspektrometers befinden sich zwei HSD-Siliziumstationen (HSD1 und HSD2), die jeweils zwei Siliziumebenen zur x- und y-Spurprojektionsmessung enthalten (das SELEX Koordinatensystem ist in Abbildung 11 eingezeichnet). Der Streifenabstand der Detektoren beträgt  $50 \mu\text{m}$ . Die Siliziumebenen in Station HSD1 haben eine aktive Fläche von  $1.28 \times 1.28 \text{ cm}^2$ , die in Station HSD2  $1.6 \times 1.6 \text{ cm}^2$ .

Die HSD-Detektoren sind Teilstück eines schnellen Triggers für Primakoff-Physik, dem sogenannten HST<sup>19</sup>. Mit diesem können Streueignisse mit Streuwinkeln größer als  $150 \mu\text{rad}$  über eine Prozessorentscheidung ausgefiltert werden. Die in diesem Spektrometerteil befindlichen HSD-Detektoren werden zur Festlegung der Teilchentrajektorie vor dem Primakoff-Target Pt3 (siehe Bild 10) benutzt. Die Trefferinformation wird über ein speziell für dieses Experiment gebautes FERS<sup>20</sup>-Auslesesystem einem Prozessor zugeführt, steht aber auch im E781-Datenstrom zur Verfügung [Atamantchuk97]. Die HSD-Detektoren, als schnellste Siliziumdetektoren des Experiments, haben eine maximale Integrationszeit von 100 ns.

Die BSSDs sind im RF-Käfig auf einem polierten Granitblock installiert. Es gibt drei BSSD-Stationen. Die erste und letzte enthalten jeweils 3 Siliziumebenen, die die Projektionen x, y und u vermessen. Station 2 enthält zwei Ebenen, die in x- und y-Richtung messen. BSSDs haben einen Streifenabstand von  $20 \mu\text{m}$ , eine aktive Fläche von  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  und werden im Gegensatz zu den HSDs von SVX<sup>21</sup>-Chips ausgelesen, die über einen *Sequencer* gesteuert werden.

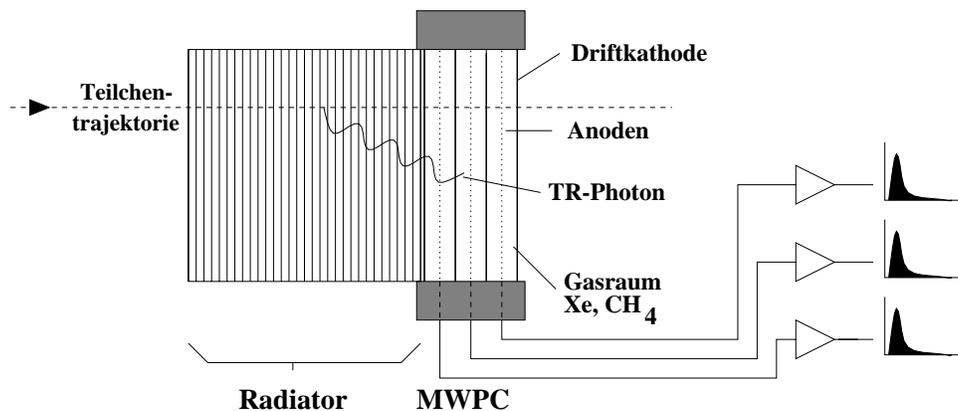


Abbildung 12: Schematischer Aufbau eines TRD-Moduls

Zur Teilchenidentifikation befindet sich im Strahlspektrometer ein Übergangsstrahlungsdetektor (BTRD<sup>22</sup>). Der BTRD besteht aus 10 TRD-Modulen. Jedes Modul besitzt einen Radiator, dem drei Proportionalkammern nachgeschaltet sind (siehe Abbildung 12). Der Radiator ist aus einem Folienstapel von 200 Polypropylenfolien a  $17 \mu\text{m}$  Dicke aufgebaut, die durch einen  $500 \mu\text{m}$  breiten Luftspalt voneinander getrennt sind. Wenn ein geladenes Teilchen, dieses Medium wechselnder Dielektrizitätseigenschaften durchdringt, wird Übergangsstrahlung erzeugt. Das Frequenzspektrum dieser Strahlung liegt im Röntgenbereich. Übergangsstrahlungsphotonen (TR-Photonen), die den Radiator verlassen, werden im Gas der Drahtkammern absorbiert (Photoeffekt) und somit nachgewiesen. Um einerseits eine hohe Absorption von Übergangsstrahlungsphotonen zu erreichen und andererseits ein akzeptabel schnelles Signal zu bekommen, werden die

<sup>17</sup>HSD: *Hardware Scatter Detector*

<sup>18</sup>BSSD: *Beam Singlesided Silicon Detector*

<sup>19</sup>HST: *Hardware Scatter Trigger*

<sup>20</sup>FERS: *Fast Encoding Readout System*

<sup>21</sup>SVX: *Silicon Vertex*

<sup>22</sup>BTRD: *Beam Transition Radiation Detector*

Drahtkammern mit einer Gasmischung von 70% Xe : 30% CH<sub>4</sub> betrieben (vgl. [H-note 746]). Die Energie der erzeugten Übergangsstrahlung ist proportional zum Lorentzfaktor  $\gamma$  des geladenen Teilchens. Ein Teil der Übergangsstrahlung wird bereits im Radiatormaterial wieder absorbiert. Deswegen gibt es eine  $\gamma$ -Schwelle, ab der Übergangsstrahlung merklich aus dem Radiator tritt. Ein TRD kann wegen dieser Eigenschaften der Übergangsstrahlung nur Teilchen mit hohem  $\gamma$  direkt identifizieren (siehe auch [Dersch95]).  $\gamma$ -Faktoren der 600 GeV/c Strahlteilchen sind in Tabelle 1 angegeben. Der BTRD kann bei festem Impuls demzufolge nur zwischen schweren Teilchen (Baryonen) und leichten Teilchen (Mesonen) unterscheiden. Die Information des E781-BTRD besteht in der Anzahl der Drahtkammern, bei denen eine Ladungsdeposition oberhalb einer fest eingestellten Schwelle nachgewiesen wurde. Jeweils ein Beispiel für ein BTRD-Spektrum bei negativer und positiver Strahlbedingung ist in Abbildung 13 aufgeführt. Die Spektren weisen im Idealfall zwei Maxima auf: eines bei niedrigerer Kammerzahl für Hyperonen (Protonen) und ein weiteres bei hoher Kammerzahl für Mesonen.

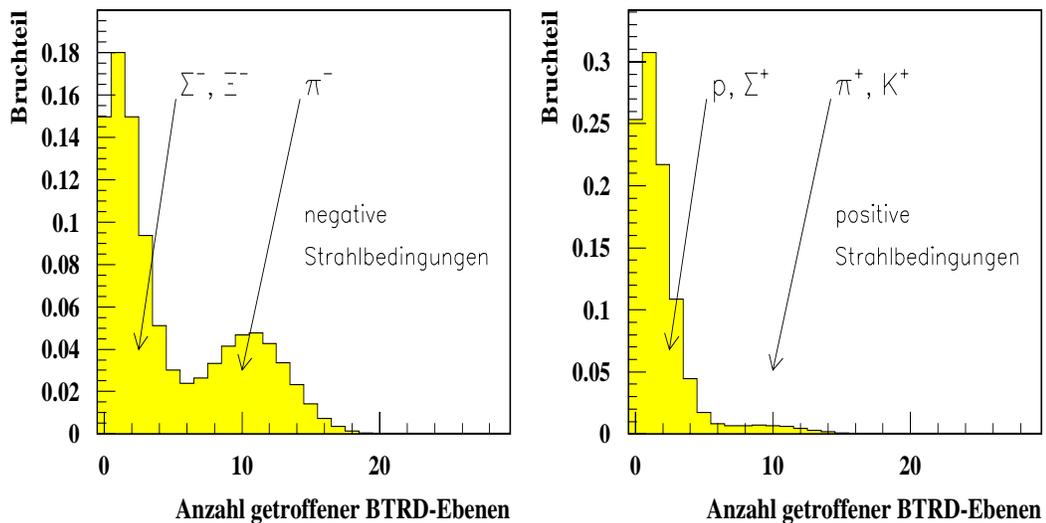


Abbildung 13: BTRD-Spektren bei negativen und bei positiven Strahlbedingungen

Zur Definition des Teilchenstrahls auf dem Triggerniveau befinden sich im Strahlspektrometer Szintillationszähler (S1, S2, S3, S4, V1, V2, V3). Die V-Zähler sind Veto-Zähler, die zur Unterdrückung des Strahlhalos dienen. Durch die kleinste, rechteckige Aussparung im Veto-Zähler V2 von  $0.6 \times 0.6 \text{ cm}^2$  wird die maximale Akzeptanz für den Teilchenstrahl festgelegt. Der Zähler Pt3 ist zugleich auch Target für Primakoff-Physik. Er besteht aus einem 0.99 mm dicken Bleiplättchen, das zwischen zwei 0.8 mm dicke Szintillatorplatten eingebettet ist.

Das Strahlspektrometer wird von den Experimentargets abgeschlossen. Diese sind auf einer Plattform aufgesteckt, die mit einer Schrittmotorsteuerung bewegt wird. Bei der *charm*-Datennahme befindet sich ein segmentiertes Target im Strahl. Es besteht aus einer Anordnung von zwei Kupfer- und drei Kohlenstoffplättchen, die insgesamt eine nukleare Wechselwirkungslänge von rund 5% haben. Für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte wurden diese Targets durch andere, in Kapitel 5.1 beschriebene Targets ersetzt.

### 3.5.2 Das Vertexspektrometer

Im Target produzierte *cs*-Baryonen zerfallen innerhalb einer mittleren Flugstrecke von rund 1 mm. Die räumliche Trennung von Produktions- und Zerfallsvertex wird zur Signatur von *charm*-Zerfällen benötigt. Damit diese Positionen unterscheidbar sind, wird eine hohe Anforderung an das Ortsauflösungsvermögen

des Vertexspektrometers gestellt. Aus diesem Grund befinden sich im Vertexspektrometer 22 hochauflösende Siliziumstreifendetektoren mit einer Gesamtzahl von rund 48000 Kanälen. Direkt nach dem Target sind 5 VSSD<sup>23</sup>-Stationen angeordnet. In den zwei ersten Stationen befinden sich jeweils vier sogenannte 5 cm-Siliziumdetektoren mit 20  $\mu\text{m}$  Streifenabstand und einer Akzeptanz von  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ . In drei weiteren VSSD-Stationen befinden sich jeweils vier MOSAIC-Detektoren (vgl. [H-note 756] und [Mathew97]). Dies sind Siliziumdetektoren mit einer aktiven Fläche von  $9.6 \times 8.3 \text{ cm}^2$ . Solch große Flächen übersteigen den 6-inch-Standard der Halbleiterindustrie. Es wurden hier drei Siliziumstreifenähler, wie bei einem Mosaik, zu einem großflächigen Zähler zusammengefügt. Alle VSSDs werden von SVX-Chips ausgelesen. Sie messen die Spurprojektionen  $x$ ,  $y$ ,  $u$  und  $v$ .

Das Vertexspektrometer wird von der HSD-Station 3 abgeschlossen. Diese Station liefert die Position des auslaufenden, gestreuten Teilchens für den Primakoff-TrIGGER. Um die Akzeptanz zu erhöhen, beinhaltet diese Station zwei HSD-Ebenen mit einer, im Vergleich zu HSD1 und HSD2 größeren aktiven Fläche von  $1.92 \times 1.92 \text{ cm}^2$ . Diese messen in  $x$ - und  $y$ -Richtung.

Um die Spurmultiplicität einer Wechselwirkung im Target zu bestimmen, hat unsere Gruppe einen Wechselwirkungszähler IC<sup>24</sup> direkt hinter dem Target installiert (siehe: [Meier95], [Krüger96] und [Eschrich98]). Er besteht aus zwei 1 mm dicken Szintillatoren, die von schnellen Photomultipliern ausgelesen werden. Das Impulshöhenspektrum gibt Aufschluß über die Multiplicität der Wechselwirkung. Es wird mit einem CAMAC 8-fach Diskriminator in Multiplicitätsklassen unterteilt, was eine Multiplicitätsauswahl auf Triggerniveau ermöglicht.

Hinter der letzten MOSAIC-Ebene ist der Vetoähler V5 angebracht. Dieser hat als einziger Vetoähler keine Aussparung. Er dient zum Löschen der Siliziumdetektoren (*silicon-clear*) nach Auftreten einer sehr hohen Teilchenmultiplicität und zur Unterstützung des *charm*-Triggers.

### 3.5.3 Das M1-Spektrometer

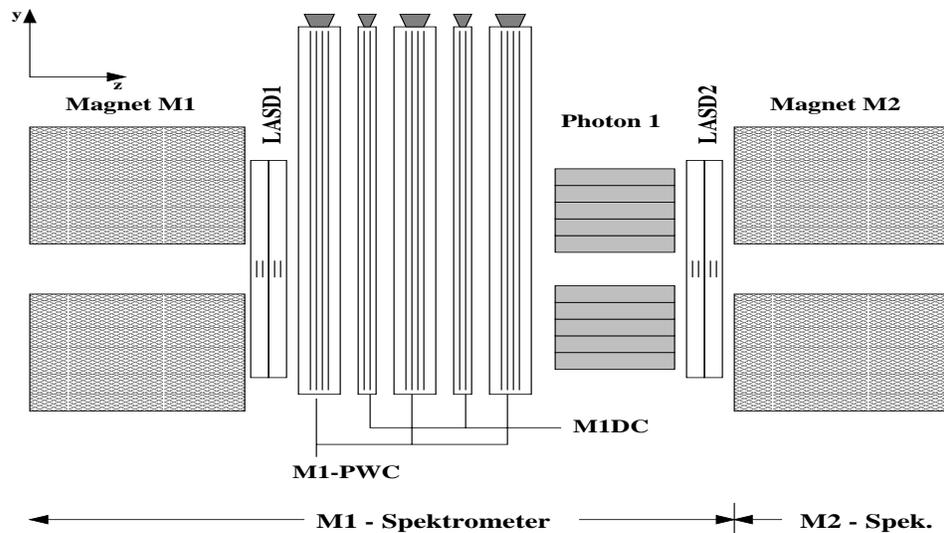


Abbildung 14: Aufbau des M1-Spektrometers

Das M1-Spektrometer (kurz M1) wurde zur Rekonstruktion "langsamer" Teilchen ausgelegt. Hier werden niederenergetische  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^0$  aus hadronischen Zerfällen angeregter Baryonen und Mesonen nachgewiesen. Das Spektrometer beginnt mit dem Analyse magneten M1, der im Standard *charm*-Betrieb mit

<sup>23</sup>VSSD: *Vertex Singlesided Silicon Detectors*

<sup>24</sup>IC: *Interaction Counter*

einem  $p_T$ -kick von 0.73 GeV/c betrieben wird. Bei diesem Ablenkungsvermögen werden Teilchen, deren Impuls kleiner als 2.5 GeV/c ist, aus der Akzeptanz des M1-Spektrometers herausgestreut.

Zur Spurrekonstruktion dienen drei M1-MWPC<sup>25</sup>-Stationen und drei M1-DC<sup>26</sup>-Stationen. Eine MWPC-Station umfaßt vier Drahtkammern. Eine Kammer enthält wiederum 640 Auslesedrähte, die in 3 mm Abständen angeordnet sind. Die MWPCs haben eine aktive Fläche von  $2 \times 2 \text{ m}^2$  und werden von einem RMH<sup>27</sup>-System ausgelesen (siehe [H-note 757]). Die DC-Stationen enthalten jeweils zwei großflächige Driftkammern. Zur Verbesserung der Impulsauflösung, wurden alle DC-Ebenen so angeordnet, daß sie Trefferpositionen in x-Richtung messen.

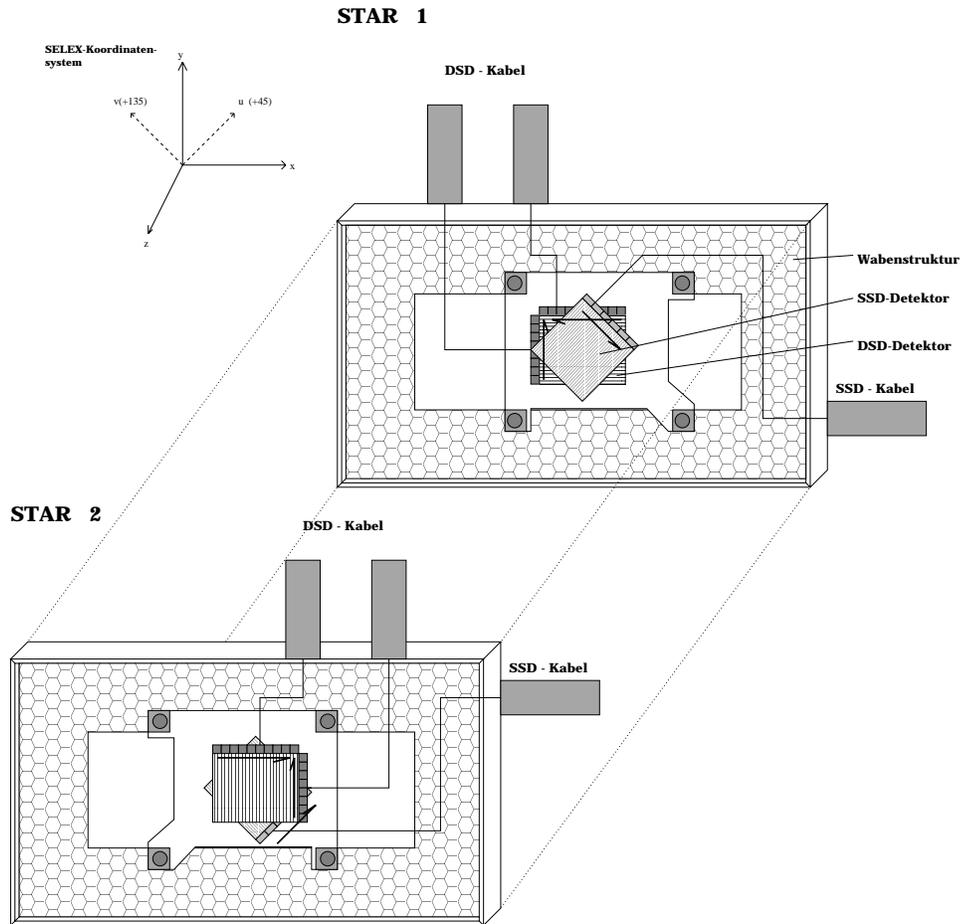


Abbildung 15: Aufbau einer LASD-Station

Um in diesem Spektrometer für hochenergetische Teilchen eine bessere Spur- und Impulsauflösung zu erreichen, hat unsere Gruppe an den Begrenzungen der Magnete M1 und M2 spezielle Siliziumdetektoren, die sogenannten LASDs<sup>28</sup> angebracht (vgl. [H-note 661], [H-note 804]). Eine LASD-Station besteht aus zwei sogenannten Stars (siehe Abbildung 15). Ein solcher Stern beinhaltet jeweils einen SSD<sup>29</sup>- und einen DSD<sup>30</sup>-Detektor, die von einer Wabenstruktur im zentralen Strahlbereich gehalten werden. SSD-Detektoren

<sup>25</sup>MWPC: Multi Wire Proportional Chamber

<sup>26</sup>DC : Drift Chamber

<sup>27</sup>RMH: Receiver Memory Hybrid

<sup>28</sup>LASD: Large Area Silicon Detectors

<sup>29</sup>SSD: Single Sided Detector

<sup>30</sup>DSD: Double Sided Detector

sind  $300 \mu\text{m}$  dick und haben eine aktive Fläche von  $63.5 \times 63.5 \text{ mm}^2$ , die von 1024 Streifen in einem Abstand von  $50 \mu\text{m}$  ausgelesen wird. Eine Besonderheit der LASD-Stationen sind die darin enthaltenen DSD-Detektoren. Diese sind die ersten doppelseitigen Siliziummikrostreifendetektoren, die mit einer Nullunterdrückung ausgelesen werden (siehe [Masciocchi96], [Durucan96], [Simon96], [Vorwalter98]). Das Siliziumbasismaterial dieser Detektoren ist auf Vorder- und Rückseite durch entsprechende Dotierung mit Streifen zur Auslese versehen. Die Streifenmuster beider Seiten sind dabei senkrecht zueinander orientiert. Mit dieser Technologie kann bei gleicher Basismaterialdicke, wie bei den SSD-Detektoren ( $300 \mu\text{m}$ ), in zwei Projektionen statt nur einer gemessen werden. Die DSD-Detektoren haben eine aktive Fläche von  $52.6 \times 65.4 \text{ mm}^2$ , die auf der einen Seite von 1024 und auf der anderen Seite von 1280 Streifen, in einem Abstand von  $50 \mu\text{m}$  ausgelesen werden.

Für den Nachweis von  $\pi^0$  und  $\gamma$  dient das elektromagnetische Kalorimeter PHOTON1. Es besteht aus einer Matrix von 630 Bleiglasblöcken mit einer Aussparung in der Strahlregion (siehe [H-note 748]). Die abgedeckte Fläche beträgt  $136 \times 110.5 \text{ cm}^2$ .

### 3.5.4 Das M2-Spektrometer

Das M2-Spektrometer dient zur Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation "schneller" Teilchen. Der Magnet M2 wird mit einem  $p_T$ -kick von  $0.84 \text{ GeV}/c$  betrieben, wodurch nur Teilchen mit einem Impuls oberhalb von  $15 \text{ GeV}/c$  noch innerhalb der Akzeptanz des Spektrometers liegen.

Zur Spurrekonstruktion befinden sich im vorderen Teil des Spektrometers sieben MWPC-Stationen. Jede Station enthält zwei Drahtkammern. Die aktive Fläche der ersten MWPC-Station beträgt  $60 \times 60 \text{ cm}^2$ , die der restlichen  $100 \times 60 \text{ cm}^2$ . Zur besseren Spur- und Impulsauflösung hochenergetischer Teilchen wurde auch hier eine LASD-Station am Magnetfenster angebracht. Im hinteren Teil des Spektrometers sind zwei großflächige Driftkammern (VEE-A<sup>31</sup> und VEE-B) angebracht. Sie dienen hauptsächlich zur Rekonstruktion von  $\Lambda$ -Teilchen.

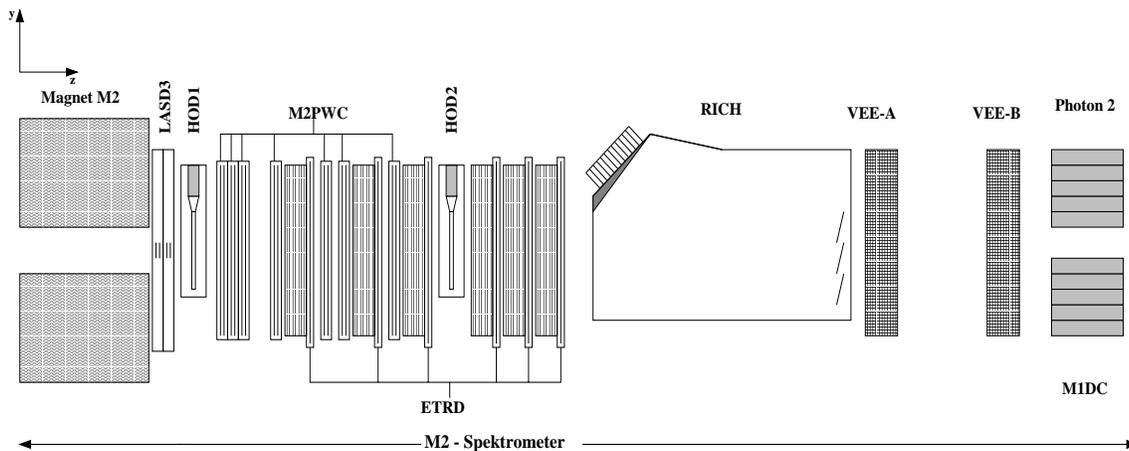


Abbildung 16: Aufbau des M2-Spektrometers

Zur Teilchenidentifikation von Elektronen und Pionen ist ein ETRD<sup>32</sup> vorhanden, der aus sechs Drahtkammermodulen mit vorgeschaltetem Radiator aufgebaut ist. Das Funktionsprinzip des ETRD ist das gleiche wie beim BTRD. Der ETRD arbeitet jedoch nach der sogenannten *cluster-counting*-Methode (siehe

<sup>31</sup>Der Name VEE kommt vom englischen V. Ein Lamdazerfall hat eine V - Topologie wegen  $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$

<sup>32</sup>ETRD: *Electron discriminating Transition Radiation Detector*

[Fabjan81]). Er liefert als Information die Anzahl der Ladungscluster, die während einer festen Integrationszeit, einen eingestellten Schwellenwert überschritten haben. Die aktive Fläche des ETRD beträgt  $100 \times 60 \text{ cm}^2$ .

Für die *charm*-Physik ist eine Teilchenidentifikation von Pionen, Kaonen und Protonen über einen weiten Impulsbereich notwendig. Um dies zu ermöglichen, wurde speziell für E781 ein RICH<sup>33</sup>-Detektor gebaut. Er besteht aus einem 10 m langen zylindrischen Tank von 2.4 m Durchmesser, der mit Neon gefüllt ist. Das Gasvolumen dient als Radiator für Čerenkovstrahlung. Geladene Teilchen, die in dieses Medium eindringen, emittieren Čerenkovlicht. Der Öffnungswinkel  $\theta$  des Lichtkegels steht mit der Teilchengeschwindigkeit  $v$  und dem Brechungsindex  $n$  über:

$$\cos(\theta) = \frac{c}{n v} \quad (49)$$

in Beziehung. Čerenkovphotonen werden von 16 hexagonförmigen Spiegeln am Tankende auf eine Matrix aus 2848 Photomultipliern zurückgeworfen. Diese Matrix mißt den Kegelschnitt (Kreis), den sie durch den Čerenkovlichtkegel legt. Kennt man den Impuls des Teilchens, so kann durch die Messung des Ringradius auf dessen Geschwindigkeit und damit auf die Masse des Teilchens geschlossen werden. Ein Ring wird im Mittel mit 14 Photonen rekonstruiert (vgl. [Engelfried97]). Pionen, Kaonen und Protonen können mit diesem Detektor für Impulse bis zu 200 GeV/c identifiziert werden. Bei höheren Impulsen können die Ringradien von  $p$ ,  $\pi^\pm$  und  $K^\pm$  nicht mehr voneinander unterschieden werden, die Teilchenidentifikation geht verloren.

Für den Nachweis von  $\pi^0$  und  $\gamma$  ist am Ende des Spektrometers ein BleiglasKalorimeter PHOTON2 mit ähnlicher Geometrie wie PHOTON1 aufgebaut.

Um auf dem Triggerniveau Teilchen mit bestimmter Ladung und Impuls zu selektieren, sind im M2-Spektrometer zwei Hodoskope HOD1 und HOD2 installiert. Sie bestehen aus je zwei Ebenen feingranularer, szintillierender Fasern, die in x-Richtung angeordnet sind.

### 3.5.5 Das M3-Spektrometer

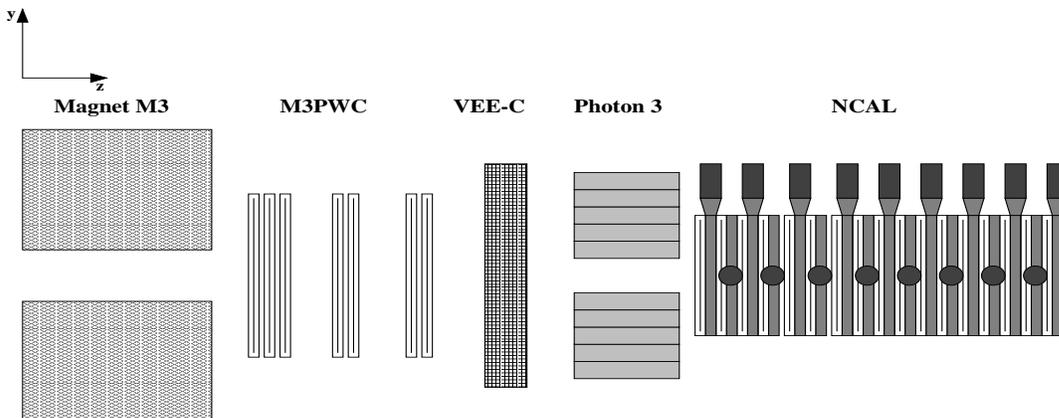


Abbildung 17: Aufbau des M3-Spektrometers

Das M3-Spektrometer bildet den Abschluß des E781-Spektrometers. In ihm werden vor allem Energien von Neutronen und Protonen gemessen. Zur Unterstützung des M2-Spektrometers bei der Rekonstruktion von Hyperonzerfällen ist ein weiterer Magnet M3 mit einem  $p_T$ -kick von 0.42 GeV/c angebracht, dem sieben

<sup>33</sup>RICH: *Ring Imaging Čerenkov counter*

Proportionalkammern und zur Verbesserung der Impulsauflösung noch eine großflächige Driftkammerstation (VEE-C) nachgeschaltet ist.

Zum Nachweis der Photonen, die den Primakoff-Streuprozess begleiten, ist ein weiteres Bleiglaskalorimeter (PHOTON3) installiert. Die Energie der Hadronen, insbesondere von Neutronen, die ihren Ursprung in Hyperonenzerfällen haben, wird mit einem hadronischen Kalorimeter NCAL<sup>34</sup> gemessen, das am Ende des Experiments aufgebaut ist. Das NCAL besteht aus einer Sandwich-Anordnung von 16 Drahtkammern, Stahlplatten und Szintillatoren. Die Drahtkammern dienen zur Messung der transversalen Schauerdehnung.

### 3.6 Der E781-Trigger

Im Rahmen dieser Arbeit ist lediglich ein Grundverständnis der Struktur des E781-Triggers und des Triggers, der bei der Datennahme für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte verwendet wurde, erforderlich. Aus diesem Grunde wurde von einer Beschreibung der Triggerbedingungen anderer physikalischer Interessen abgesehen. Entsprechende Informationen können in [H-note 676], [H-note 784] und [H-note 803] nachgelesen werden.

#### 3.6.1 Die Struktur des E781-Triggers

Der SELEX-Trigger ist ein vierstufiger Trigger. Entsprechend ihrer hierarchischen Ordnung werden die Triggerniveaus mit T0, T1, T2 und T3 bezeichnet. Die ersten drei Triggerniveaus, T0, T1 und T2, sind reine Hardwaretrigger. Das vierte Niveau (T3) ist eine Besonderheit des SELEX-Experiments. Es besteht aus einem Softwaretrigger also einem Programm, das die von der letzten Triggerstufe akzeptierten Rohdaten nach bestimmten Kriterien filtert. Eine Übersicht über die Hierarchie der Triggerstufen und der an sie angebotenen Detektoren ist in Bild 18 dargestellt.

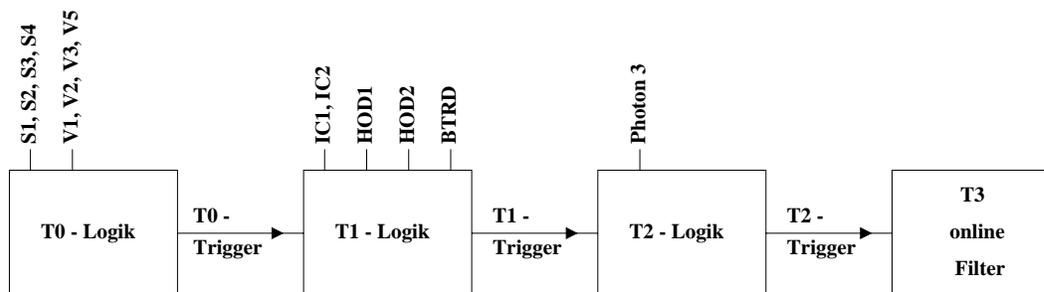


Abbildung 18: Das Triggerschema und die angeschlossenen Detektoren

Zur besseren Flexibilität wurden beim Aufbau der Hardwaretriggerstufen bevorzugt programmierbare CAMAC-Module verwendet. In einer Hardwaretriggerstufe werden mit den Signalen der angeschlossenen Detektoren logische Verknüpfungen gebildet, d.h. Triggerkandidaten erstellt. Von diesen Kandidaten erzeugt letztlich nur einer den Triggerpuls der Stufe, der dann die nächste Triggerstufe aktiviert. Ein Triggerkandidat ist ein Signaturkriterium einer Ereignistopologie. Durch Programmieren entsprechender Signaturen in die Triggerlogik können für die unterschiedlichsten physikalischen Reaktionen geeignete Triggerkandidaten erstellt werden. Die Raten der Triggerkandidaten können über programmierbare Frequenzteiler optimal angepaßt werden.

Die Kommunikation der hierarchisch angeordneten Triggerstufen verläuft nach folgendem Schema:

<sup>34</sup>NCAL: *Neutron CALorimeter*

Wenn eine Triggerstufe  $T_i$  eine positive Triggerentscheidung getroffen hat, gibt sie diese an die darunterliegende Triggerstufe  $T_{i+1}$  weiter. Gleichzeitig wird die Annahme weiterer Eingangsinformationen für Triggerstufe  $T_i$  blockiert, bis nach Abschluß aller Operationen auf dem höchsten angesprochenen Triggerniveau alle Triggerstufen wieder freigegeben werden.

Ein hierarchischer Aufbau des Triggers ist notwendig, da sämtliche Detektorinformationen nicht gleichzeitig zur Verfügung stehen. Ursachen sind unterschiedliche Signalgeschwindigkeiten der Detektoren und Kabelllaufzeiten. Es ist somit günstiger, zunächst mit den schnelleren Detektoren eine Vorentscheidung zu treffen, bevor ein langsames Signal abgefragt wird. Dadurch wird die Totzeit des Triggers vermindert.

Da mit wachsender Nummer der Triggerstufe stets neue Bedingungen hinzukommen, sinkt die Triggerrate von Stufe zu Stufe ab. Auf der T0-Triggerstufe wird nur der einlaufende Strahl definiert, deshalb tritt hier die größte Triggerrate auf (bis zu 1 MHz). Erst auf dem T1-Niveau ist die Abfrage von Spurmultiplicitäten direkt nach dem Target durch den Wechselwirkungszähler und im M2-Spektrometer durch die M2-Hodoskope möglich. Durch diese Informationen wird die T1- und T2-Rate erheblich reduziert (rund 1 .. 3 kHz). Da man beim Bau des BTRD darauf geachtet hatte, eine möglichst schnelle Hyperon-Meson-Entscheidung zu erhalten, ist es möglich, diese Information bereits auf dem T1-Niveau abzufragen. An die T2-Triggerstufe ist nur das Bleiglaskalorimeter PHOTON3 angebunden, in dem man eine minimale Energiedeposition für eine Triggerentscheidung verlangen kann.

Nach einem T2-Puls werden alle Detektoren des Experiments, bzw. deren zwischengespeicherte Daten, ausgelesen und ihre Informationen an die DAQ weitergeleitet. Durch alle im Trigger programmierten Signaturkriterien muß eine ausreichend große Reduktion der Triggerrate von T0 nach T3 stattfinden, damit die Kapazität der DAQ nicht überschritten wird (siehe auch Kapitel 3.7). Gleichzeitig soll das gewünschte physikalische Signal effizient gefiltert werden.

Die Software-Triggerstufe T3 befindet sich abseits vom Spektrometer, da sie mit der DAQ direkt verbunden ist. Auf dieser Stufe findet eine Rohdatenvoranalyse mit Hilfe von Spurrekonstruktionsprogrammen statt. Daten, die durch eine positive Entscheidung der Triggerstufe T2 ausgelesen wurden, werden hier mit 15 Prozessoren auf Analysierbarkeit und möglichen *charm*-Gehalt geprüft. Die Datenreduktion durch diesen online-Filter, bzw. das T2:T3-Verhältnis, betrug im Schnitt 4:1 bis 12:1.

### 3.6.2 Der Trigger für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte

Zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte wurde ein Strahltrigger (*minium-bias*-Trigger) verwendet. Das bedeutet, daß nur durch eine Entscheidung von Szintillatoren, die vor dem Target angeordnet sind, eine Auslese des Spektrometers ausgelöst wird. Ein solcher Trigger gehört zur Standardausrüstung eines jeden Hochenergiephysikexperiments, da mit einem solchen Trigger im allgemeinen zahlreiche Detektorkalibrationen vorgenommen werden.

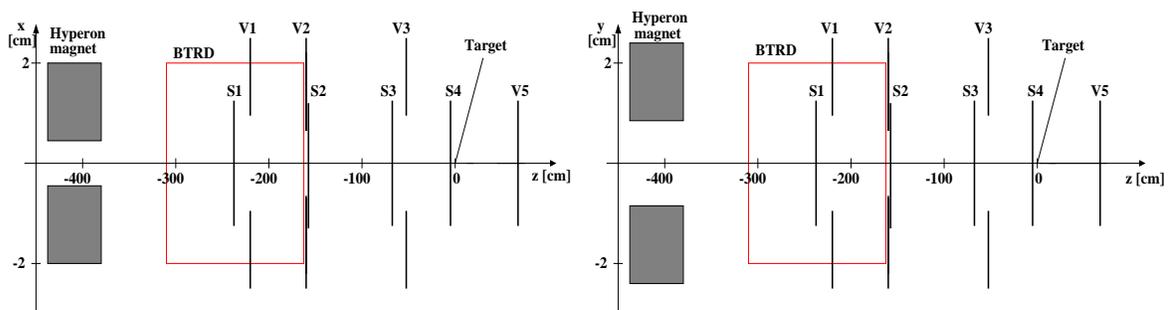


Abbildung 19: Position und Geometrie der Trigger Szintillatoren in x- und y-Projektion

Der *minium-bias*-Trigger ist bei E781 kein "parasitärer" Triggerkandidat. Wenn dieser Trigger geladen wird, dann sind alle anderen Trigger abgeschaltet. Der E781-Strahltrigger ist folgendermaßen auf den einzelnen Stufen implementiert:

Auf dem T0-Niveau wird der T0-Triggerpuls durch die Koinzidenz

$$T0 := S_1 \wedge S_2 \wedge S_3 \wedge \neg V1 \wedge \neg V2 \wedge \neg V3 \quad (50)$$

definiert. Positionen und Geometrien der Szintillatoren sind in Abbildung 19 wiedergegeben. Durch die Geometrie der Vetodetektoren V1, V2 und V3 wird ein röhrenförmiger Akzeptanzbereich des T0-Triggers festgelegt. Dieser ist so ausgerichtet, daß er vom Target vollständig durchdrungen wird. Die Querschnittsfläche der Akzeptanzröhre ist ein  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  großes Quadrat, das durch die Geometrie der Aussparung im V2-Zähler definiert ist. Durch obige T0-Definition folgt, daß ein T0-Puls nicht mehr als das Einlaufen eines Teilchens innerhalb eines definierten Raumbereichs auf das Target anzeigt.

Beim Strahltrigger werden auf der T1- und T2-Triggerstufe keine weiteren Detektorbedingungen hinzugefügt. Der T0-Puls wird entweder direkt oder über einen Frequenzteiler von einer Triggerstufe zur nächsten weitergegeben. Mit den Frequenzteilern läßt sich das Verhältnis der Raten T0:T1 und T1:T2 verstellen, um die T2-Rate an die Kapazität der DAQ anzupassen. Auf der T3-Triggerstufe findet bei Verwendung des Strahltriggers keine Datenfilterung statt. Daten werden am Filter vorbei auf Festplatten verteilt.

### 3.7 Die E781-DAQ

Wie bereits ausgeführt, werden nach einer T2-Entscheidung die Detektorinformationen ausgelesen. Jedes Detektorsystem ist mit einem eigenen unabhängigen Datenstrom (siehe Tabelle 2) versehen, über den die Informationen vom Experiment an einen Zentralrechner übertragen werden.

Datenstrom - bezeichnung	Angeschlossene Detektoren
FSDA1, FSDA2	BSSDs, VSSDs, LASDs
ADC1, ADC2	Photon1, Photon2, Photon3
TDC1, TDC2	VEE-A, VEE-B, VEE-C, M1DC
CROS	RICH, HSD1, HSD2, HSD3, M2PWC, ETRD, BTRD
RMH1, RMH2	M1PWC, M3PWC
SCC1, SCC2	CAMAC

Tabelle 2: Zusammenstellung einzelner Datenströme und damit verbundener Detektoren

Ausgelesene Daten werden über optische Fasern zunächst in VME DPM<sup>35</sup>-Module verschoben und dort zwischengespeichert. Die Speichermodule sind mit einem SGI Challenge L-Rechner verbunden, der 15 Prozessoren a 1300 MIPS<sup>36</sup> enthält. Der Computer ist in zwei Maschinen, fn781a und fn781f, unterteilt, wobei die f-Maschine 11 Prozessoren, die a-Maschine vier Prozessoren umfaßt. Auf den Prozessoren laufen Filterprogramme (die T3 Trigger Stufe), mit denen eine Selektion der Rohdaten vorgenommen wird. Die Zuteilung der Daten auf die einzelnen Prozessoren wird durch ein DART<sup>37</sup>-Programm gesteuert. Gefilterte Daten werden entsprechend ihres Triggertyps auf die Datenströme *charm*, *prim* oder *calib* verteilt.

<sup>35</sup>DPM: *Dual Ported Memory*

<sup>36</sup>MIPS: *Mega Instructions per Second*

<sup>37</sup>DART: *Data aquisition systems for fixed target experiments*

Alle Daten von nicht *charm*-Triggern werden in den *prim*-Datenstrom geschrieben. Der *calib*-Datenstrom enthält Kalibrationsdaten, die mit kleiner Rate zur Stabilitätskontrolle des Spektrometers mitgeschrieben werden.

Von fn781f gefilterte Daten enden direkt auf einer der Festplatten Spool 21 oder Spool 11 (siehe Abbildung 20) und werden von dort auf 8 mm Band geschrieben. Eine solche Zwischenspeicherung ist notwendig, da die Schreibgeschwindigkeit der Bandlaufwerke nicht ausreicht, um die während der 20 s langen *Spill*-Zeit ankommende Datenmenge direkt aufzuzeichnen. Daten, die von fn781a gefiltert wurden, müssen zunächst auf einer Festplatte SPOOLA zwischengespeichert werden, von wo sie über die fn781a Maschine auf die Festplatten SPOOL21 und SPOOL11 kopiert werden.

Rohdaten der einzelnen Datenströme werden in 200 MByte große Files verpackt und in der Reihenfolge ihrer Erzeugung entweder auf ein dem Datenstrom zugehörigen Band aufgezeichnet oder solange auf einer Festplatte zwischengelagert, bis ein Bandlaufwerk für diesen Datenstrom eingerichtet wird. Insgesamt stehen der DAQ vier 8 mm Bandlaufwerke zur Verfügung. Das Datenschieben ist nicht an den Zyklus des TEVATRONS gebunden, sondern es werden immer Daten geschrieben, "solange der Vorrat reicht".

Das Umkopieren von fn781a-Daten zu fn781f, vor allem aber die Schreibgeschwindigkeit der 8 mm Bandlaufwerke, legt E781 eine Begrenzung in der Datennahme auf:

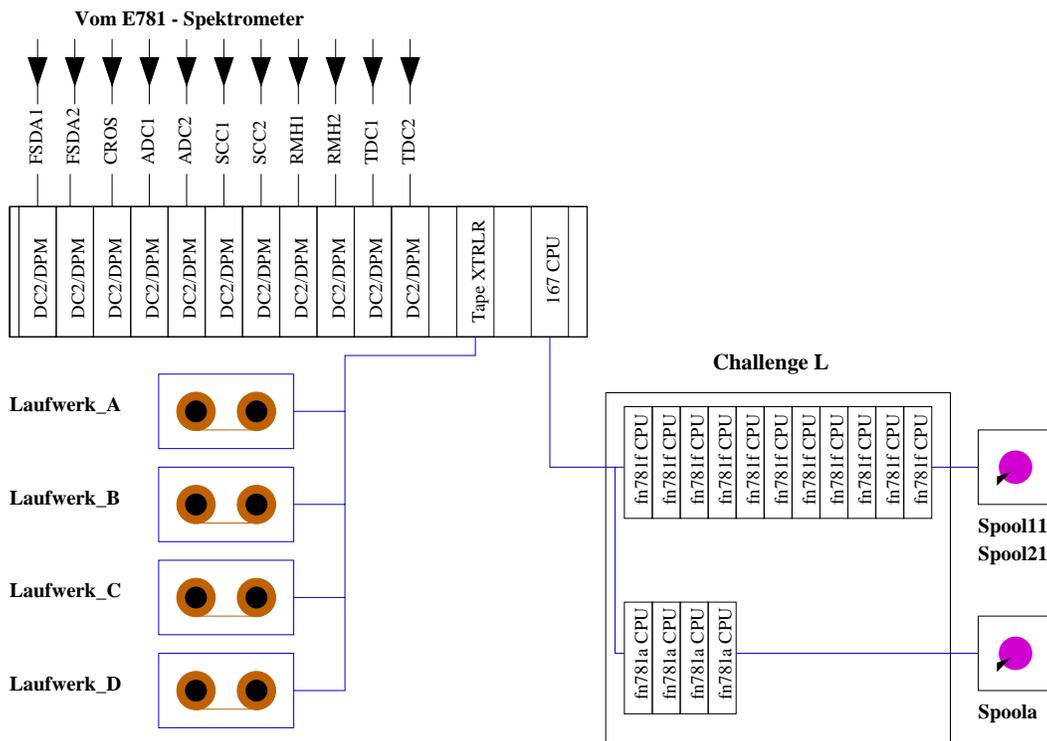


Abbildung 20: Die Struktur der E781-DAQ

Ein einzelnes Laufwerk kann nur  $3 \cdot 10^4$  kByte/min schreiben. Das ergibt bei vier Laufwerken eine totale Schreibgeschwindigkeit von  $1.2 \cdot 10^5$  kByte/min. Die mittlere Ereignisgröße eines *charm*-Ereignisses beträgt rund 5 kByte. Damit dürfen über einen längeren Zeitraum nicht mehr als 24000 Ereignisse pro *Spill* geschrieben werden, da sonst die Kapazität der Festplatten überschritten wird und die DAQ die Datenaufnahme verweigert. Dies erfordert, daß die Datenreduktion der einzelnen Triggerstufen sowie des *online*-Filters optimal angepaßt sind.

## 4 Grundlagen für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte

In diesem Kapitel wird zunächst ein idealisiertes Experiment zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte beschrieben. Ein Vergleich des idealen Experiments mit Gegebenheiten, die in der Praxis auftreten, führt zur Formulierung experimenteller Probleme. Anhand einer mathematischen Betrachtung der Transmissionsmessung wird erläutert, wie man diese Probleme weitgehend lösen kann. Nach Hinweisen auf die Begrenzungen der Transmissionstechnik wird die klassische Meßanordnung für ein Transmissionsexperiment vorgestellt. Abschließend wird das Verfahren beschrieben, mit dem totale hadronische Wirkungsquerschnitte am Experiment E781 gemessen werden.

### 4.1 Absorption des Teilchenstrahls und totaler Wirkungsquerschnitt

Wie in Kapitel 2 bereits erwähnt, führt die Wechselwirkung der Strahlteilchen mit dem Target zu einer Abschwächung des Teilchenstrahls. Man betrachte dazu eine Anzahl von Strahlteilchen  $F_o$ , die auf ein Target infinitesimal kleiner Dicke  $dz$  treffen. Die Strahlteilchen können mit dem Targetmaterial in Wechselwirkung treten, wodurch neue Teilchen produziert werden können oder eine Streuung des Strahlteilchens stattfindet. Mißt man hinter dem Target die Anzahl der Strahlteilchen, die **nicht** mit dem Targetmaterial in Wechselwirkung getreten sind, so beobachtet man, daß diese Anzahl um einen Betrag  $dF_o$  kleiner ist als die Anzahl der eingelaufenen Teilchen. Die Beziehung zwischen  $F_o$  und  $dF_o$  wird durch:

$$dF_o = -F_o \sigma_{tot} \rho_{tgt} dz \quad \text{mit} \quad \rho_{tgt} = \rho_{tgt}^* \frac{N_A}{A} \quad (51)$$

ausgedrückt.  $\rho_{tgt}$  ist die Anzahl der Streuzentren pro  $\text{cm}^3$  im Targetmaterial. Diese kann über die Dichte  $\rho_{tgt}^*$  des Materials, der Massenzahl  $A$  und der Avogadrokonstante  $N_A$  berechnet werden. Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  ist zunächst nur eine Proportionalitätskonstante, die ein Maß für die Wahrscheinlichkeit ist, daß ein Strahlteilchen mit einem Streuzentrum des Targets in Wechselwirkung tritt.

Targets sind normalerweise nicht infinitesimal dünn, sondern haben eine makroskopische Ausdehnung  $L_{tgt}$ . Man muß dann die Targetdicke, die vom Strahl durchdrungen wird, in infinitesimal kleine Abschnitte zerlegen und den Reduktionseffekt der Strahlteilchen, der durch (51) beschrieben ist, von jedem Teilstück summieren. Nach Ausführung der Integration:

$$\int_{F_o}^{F_{tr}} \frac{1}{F_o} dF_o = - \int_0^{L_{tgt}} \sigma_{tot} \rho_{tgt} dz \quad (52)$$

erhält man die Beziehung:

$$\frac{F_{tr}}{F_o} = e^{-\sigma_{tot} \rho_{tgt} L_{tgt}} \quad \text{bzw.} \quad \sigma_{tot} = \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left( \frac{F_o}{F_{tr}} \right). \quad (53)$$

Hierbei ist  $F_{tr}$  die Anzahl der Teilchen, die das Target der Dicke  $L_{tgt}$  durchdrungen haben, ohne dabei mit dem Targetmaterial in Wechselwirkung zu treten.  $F_{tr}$  heißt Anzahl der transmittierten Teilchen. Das Verhältnis  $T := F_{tr}/F_o$  wird als Transmissionsverhältnis bezeichnet.

Die Beziehungen (51) und (53) werden für die unterschiedlichsten Wechselwirkungsmechanismen, die zwischen Strahlteilchen und Target auftreten, verwendet. Das kann zu Konfusion im Verständnis von  $\sigma_{tot}$  führen, wenn die Wechselwirkungsart (elastisch, inelastisch, absorptiv, etc.) nicht spezifiziert wird. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Messung hadronischer totaler Wirkungsquerschnitte auf Nukleonen und Kernen. Man müßte nun die Größe  $\sigma_{tot}$  stets mit einem Index, wie z.B.  $\sigma_{tot}^{had}$ , versehen, um diesen Bezug hervorzuheben. Da dies in der Fachliteratur nicht üblich ist, wird auch in dieser Arbeit unter dem totalen Wirkungsquerschnitt mit Bezeichnung  $\sigma_{tot}$ , wenn nicht anders vermerkt, stets der totale hadronische Wirkungsquerschnitt verstanden.

## 4.2 Das ideale Transmissionsexperiment

Gleichung (53) liefert bereits eine Meßvorschrift zur Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte in *fixed-target*-Experimenten. Man muß dazu die Anzahl der einlaufenden Strahlteilchen und die Anzahl der auslaufenden Strahlteilchen bestimmen, die keine Wechselwirkung im Target erfahren haben. Eine direkte Anwendung von (53) stößt in der Praxis jedoch auf Probleme. Zur Verdeutlichung betrachte man hierzu ein idealisiertes Experiment zur Messung des Transmissionsverhältnisses  $T$ , ein sogenanntes Transmissionsexperiment, wie es in Bild 21 dargestellt ist:

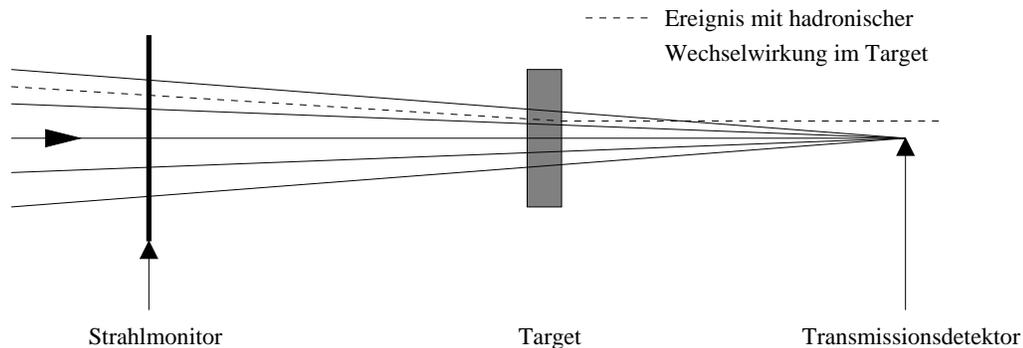


Abbildung 21: Schema eines idealisierten Transmissionsexperiments

Ein Teilchenstrahl stabiler Teilchen, durchdringt ein Target der Länge  $L_{tgt}$  und wird auf einen Transmissionsdetektor infinitesimal kleiner Ausdehnung fokussiert. Die Teilchen seien ungeladen und treten mit dem Target nur in hadronische Wechselwirkung. Eine Wechselwirkung soll sich mindestens in einer kleinen Streuung äußern, so daß das Teilchen den Transmissionsdetektor nicht mehr trifft. Zur Zählung einlaufender Teilchen  $F_0$  dient ein Strahlmonitor, der mit 100% Effizienz arbeitet. Letztere Eigenschaft soll auch auf den Transmissionszähler zutreffen, der sämtliche Ereignisse zählt, bei denen keine Wechselwirkung im Target vorlag. Unter diesen Bedingungen kann man das Transmissionsverhältnis  $T$  direkt messen und daraus, bei bekannten Targetparametern, den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt bestimmen.

Allerdings treten bei einer Messung in der Praxis im allgemeinen folgende Unterschiede zum idealen Transmissionsexperiment auf:

- Teilchendetektoren haben eine endliche Ausdehnung. Dadurch werden Teilchen nachgewiesen, die in den vom Detektor abgedeckten Raumwinkel  $\Omega$  fallen.
- Detektoren sind nie ideal. Sie haben Effizienzen kleiner als 100%. Zudem kann die Ermittlung genauer Detektoreffizienzen problematisch sein.
- Die Strahlteilchen können auch geladen sein und unterliegen dann zusätzlich der langreichweitigen Coulombwechselwirkung. Es ergibt sich dann die Frage, wie der hadronische Anteil vom elektromagnetischen Anteil zu trennen ist.
- Es finden nicht nur Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit den Targetkernen, sondern auch mit den Detektormaterialien des Strahl- und des Transmissionszählers statt.
- Wenn die Teilchen nicht stabil sind, wird ein Teil von ihnen nach oder während der Zählung durch den Strahlmonitor zerfallen.

Diese Gegebenheiten werden nun schrittweise berücksichtigt, um die Methodik zu entwickeln, mit der totale hadronische Wirkungsquerschnitte in der Praxis bestimmt werden.

### 4.3 Leertargetmessungen

Durch die Effizienzen der Detektoren sind die experimentell gezählten Strahlteilchen vor und nach dem Target ( $F_o^{exp}, F_{tr}^{exp}$ ) mit den tatsächlichen Zahlen ( $F_o, F_{tr}$ ) verbunden über:

$$F_o^{exp} = \epsilon_o^{in} F_o \quad (54)$$

$$F_{tr}^{exp} = \epsilon_{tr}^{in} F_{tr}. \quad (55)$$

Hierbei ist  $\epsilon_o^{in}$  die Effizienz des Strahlmonitors und  $\epsilon_{tr}^{in}$  die Effizienz des Transmissionsdetektors. Der Index *in* deutet darauf hin, daß dies Detektoreffizienzen sind, wenn sich das Target im Strahl befindet.

Finden Wechselwirkungen der Strahlteilchen nicht nur mit dem Targetmaterial, sondern auch mit anderen Materialien statt, die das Target umgeben, dann gilt für das Volltargettransmissionsverhältnis  $T_F$  ( $F$ : *full*):

$$T_F := \frac{F_{tr}}{F_o} = e^{-(\sigma_{tot} \rho_{tgt} L_{tgt} + X_{mat})}. \quad (56)$$

Die Strahlabsorption in Materialien um das Target wird durch den im allgemeinen unbekanntem Parameter  $X_{mat}$  berücksichtigt.

Es geht nun darum, die Messung so durchzuführen, daß man möglichst unabhängig von der Kenntnis absoluter Detektoreffizienzen und Materialeffekte wird. Führt man eine zweite Transmissionsmessung durch, bei der das Target aus dem Strahl entfernt wurde, dann läßt sich auch für die Zählraten ( $E_o, E_{tr}$ ) dieser Leertargetmessung ein entsprechender Satz von Gleichungen schreiben:

$$E_o^{exp} = \epsilon_o^{out} E_o \quad (57)$$

$$E_{tr}^{exp} = \epsilon_{tr}^{out} E_{tr} \quad (58)$$

$$T_E := \frac{E_{tr}}{E_o} = e^{-X_{mat}}. \quad (59)$$

Der Index *out* und die Bezeichnung  $E$  ( $E$ : *empty*) geben an, daß es sich um Größen handelt, die ohne Target gemessen wurden. Durch Entfernen des Targets wird jetzt nur die Untergrundabsorption  $X_{mat}$  bestimmt, der totale Wirkungsquerschnitt für das Target taucht deshalb in Gleichung (59) nicht mehr auf.

Verbindet man die Gleichungen (54) bis (59) und löst nach  $\sigma_{tot}$  auf, dann erhält man:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left( \frac{F_o^{exp} E_{tr}^{exp} \epsilon_{tr}^{in} \epsilon_o^{out}}{F_{tr}^{exp} E_o^{exp} \underbrace{\epsilon_o^{in} \epsilon_{tr}^{out}}_{\kappa}} \right). \quad (60)$$

Materialeffekte fallen durch die Leertargetmessung heraus. Zudem sieht man, daß man die absoluten Effizienzen der Detektoren gar nicht zu kennen braucht, wenn man nur dafür sorgt, daß die Effizienzen bei Voll- und Leertargetmessung gleich bleiben. Unter diesem **Stabilitätskriterium** kürzen sich sämtliche Effizienzen in Formel (60),  $\kappa$  wird eins, und man erhält:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left( \frac{F_o^{exp} E_{tr}^{exp}}{F_{tr}^{exp} E_o^{exp}} \right). \quad (61)$$

Der statistische Fehler in  $\sigma_{tot}$  ist dabei unter Berücksichtigung der Korrelationen gegeben durch:

$$\delta\sigma_{tot} = \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \sqrt{\frac{1}{F_{tr}^{exp}} - \frac{1}{F_o^{exp}} + \frac{1}{E_{tr}^{exp}} - \frac{1}{E_o^{exp}}}. \quad (62)$$

## 4.4 Partielle Wirkungsquerschnitte

Durch die endliche Ausdehnung des Transmissionsdetektors werden Teilchen gezählt, die innerhalb des vom Transmissionsdetektor abgedeckten Raumwinkels  $\Omega$  fallen. Dadurch ist es nur möglich, solche Wirkungsquerschnitte direkt zu messen, die auf die Zählung von Teilchen innerhalb eines bestimmten Raumwinkels zurückgehen.

### 4.4.1 Definition partieller Wirkungsquerschnitte

Bezeichnet man die Anzahl der nachgewiesenen Strahlteilchen mit  $F_o^{exp}$ ,  $F_{tr}^{exp}(< \Omega)$ ,  $E_o^{exp}$  und  $E_{tr}^{exp}(< \Omega)$ , so läßt sich ein im Experiment direkt meßbarer "Hilfswirkungsquerschnitt"  $\sigma_{part}^{exp}(< \Omega)$  in Anlehnung an Formel (61) definieren:

$$\sigma_{part}^{exp}(< \Omega) := \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left( \frac{F_o^{exp}}{F_{tr}^{exp}(< \Omega)} \frac{E_{tr}^{exp}(< \Omega)}{E_o^{exp}} \right). \quad (63)$$

Diese Größe wird als partieller Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Sie gibt den totalen Wirkungsquerschnitt an, wobei lediglich über den Raumwinkelbereich von  $\Omega$  bis  $4\pi$  integriert wurde, und berücksichtigt bereits Effizienz- und Materialeffekte.

Für den Fall, daß die Coulomb-Wechselwirkung nicht vorhanden ist und das zuvor beschriebene Stabilitätskriterium erfüllt ist, sieht man, daß diese Größe für  $\Omega \rightarrow 0$  in den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt übergeht, denn in diesem Fall geht  $F_{tr}(< \Omega)$  in die Anzahl der Teilchen  $F_{tr}$  von (53) über, die keine Wechselwirkung im Target erfahren haben. Es liegt deshalb nahe, einen Satz von Transmissionsdetektoren zu verwenden, die unterschiedliche Raumwinkel abdecken. Damit erhält man wiederum einen Satz partieller Wirkungsquerschnitte, aus denen man den totalen Wirkungsquerschnitt durch Extrapolation  $\Omega \rightarrow 0$  bestimmen kann.

### 4.4.2 Partielle Wirkungsquerschnitte und ihr Zusammenhang mit $\sigma_{tot}$

Zur Aufstellung eines geeigneten Extrapolationsverfahrens und zur Berücksichtigung elektromagnetischer Effekte, ist es sinnvoll, zunächst eine Relation herzuleiten, mit der ein partieller Wirkungsquerschnitt mit dem totalen Wirkungsquerschnitt in Beziehung steht. Dies geschieht in Anlehnung an [Kaufmann89]. Man betrachte zunächst den Fall, daß das Strahlteilchen nur an der hadronischen Wechselwirkung teilnimmt und setze voraus, daß das in Kapitel 4.3 beschriebene Stabilitätskriterium erfüllt ist. Die eingeführten partiellen Wirkungsquerschnitte berücksichtigen bereits Material- und Detektoreffekte und müssen daher nun nicht betrachtet werden.

Für ein dünnes Target, d.h.  $\sigma_{tot}\rho_{tgt}L_{tgt} < 1$ , läßt sich die Exponentialfunktion in Formel (53) durch den Term erster Ordnung der Taylorreihe approximieren (bei den verwendeten Targets beträgt der Term  $\sigma_{tot}\rho_{tgt}L_{tgt}$  maximal 0.12). Man erhält nach geeigneter Umstellung der Terme:

$$F_o - F_{tr} = F_o \sigma_{tot} \rho_{tgt} L_{tgt}. \quad (64)$$

Hierbei ist  $F_{tr}$  die Anzahl der Teilchen, die keine Wechselwirkung eingegangen sind. In dieser Approximation erhält man für den totalen und den partiellen Wirkungsquerschnitt die Ausdrücke:

$$\sigma_{tot} = \frac{F_o - F_{tr}}{F_o \rho_{tgt} L_{tgt}} \quad \text{bzw.} \quad \sigma_{part}(< \Omega) = \frac{F_o - F_{tr}(< \Omega)}{F_o \rho_{tgt} L_{tgt}}. \quad (65)$$

Die Anzahl der Teilchen  $F_{tr}(< \Omega)$  bzw.  $E_{tr}(< \Omega)$ , die ein Transmissionsdetektor nachweist, enthalten:

- Teilchen, die keine Wechselwirkung erfahren haben und demzufolge auch keiner Streuung unterliegen  $F_{tr}$ .

- Teilchen die elastisch gestreut wurden, wobei der Streuwinkel allerdings so klein ist, daß sie immer noch innerhalb der Akzeptanz des Detektors liegen.
- Teilchen, die inelastisch gestreut wurden, aber dennoch vom Transmissionsdetektor nachgewiesen wurden.
- Reaktionsprodukte, die bei einer Wechselwirkung des Strahlteilchens im Target entstanden und in der Akzeptanz des Transmissionsdetektors liegen.

Mit Hilfe der differentiellen Wirkungsquerschnitte  $(d\sigma/d\Omega)_{el}^{hadr}$  für hadronisch elastische Streuung und  $(d\sigma/d\Omega)_{inel}^{hadr}$  für hadronisch inelastische Streuung kann man die Beiträge für  $F_{tr}(< \Omega)$  durch die Beziehung:

$$F_{tr}(< \Omega) = F_{tr} + F_o \rho_{tgt} L_{tgt} \int_0^\Omega \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{el}^{hadr} d\Omega + F_o \rho_{tgt} L_{tgt} \int_0^\Omega \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{inel}^{hadr} d\Omega \quad (66)$$

ausdrücken. Nach Subtraktion von  $F_o$  auf beiden Seiten der Gleichung ergibt sich unter Berücksichtigung von (65) der Zusammenhang:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{part}(< \Omega) + \int_0^\Omega \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{el}^{hadr} d\Omega + \int_0^\Omega \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{inel}^{hadr} d\Omega. \quad (67)$$

Will man die Akzeptanz der Transmissionsdetektoren berücksichtigen, so müssen noch die Akzeptanzfunktionen  $\epsilon_{el}(\Omega)$  und  $\epsilon_{inel}(\Omega)$  mit einbezogen werden, die eine Wahrscheinlichkeit dafür angeben, daß ein elastisches bzw. inelastisches Streueignis, das in den Bereich  $\Omega < \Omega' < \Omega + d\Omega$  fällt, dort auch nachgewiesen wird. Man erhält dann:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{part}(< \Omega) + \int_0^\Omega \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{el}^{hadr} \epsilon_{el}(\Omega) d\Omega + \int_0^\Omega \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{inel}^{hadr} \epsilon_{inel}(\Omega) d\Omega. \quad (68)$$

Diese Formel findet direkte Anwendung in Experimenten, die sich mit der Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte von Neutronen auf Nukleonen oder Kernen beschäftigen (vgl. [Murthy75]). Für  $\sigma_{part}(< \Omega)$ , das in dieser Formel auftaucht, wird dabei die experimentelle Größe  $\sigma_{part}^{exp}(< \Omega)$  eingesetzt.

#### 4.4.3 Notwendige Korrekturen bei geladenen Strahlteilchen

Geladene Strahlteilchen erfahren infolge des langreichweitigen Einflusses der Coulomb-Wechselwirkung stets eine Kleinwinkelstreuung. Durch diesen Effekt weist man innerhalb eines festen Raumwinkels  $\Omega$  eine kleinere Zahl von Teilchen nach, als bei rein hadronischer Wechselwirkung erwartet. Die experimentell gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte fallen deswegen zu groß aus. Bei dünnen Targets wird der Einfluß von Vielfachstreuung im allgemeinen vernachlässigt, deswegen werden für die Ableitung einer Korrekturformel nur Terme einfacher Coulombstreuung berücksichtigt.

Unter Anwesenheit von hadronischer und elektromagnetischer Wechselwirkung ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung gegeben durch:

$$\left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{el} = \pi |f_C(t) + f_H(t)|^2 \quad (69)$$

$$\frac{1}{\pi} \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{el} = \underbrace{|f_C(t)|^2}_{\text{Coulomb-Term}} + \underbrace{2Re[f_C(t)f_H^*(t)]}_{\text{Coulomb-hadronischer-Interferenzterm}} + \underbrace{|f_H(t)|^2}_{\text{hadronischer-Term}} \quad (70)$$

Hierbei sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte in der Mandelstam Variablen  $t$  ausgedrückt, die für kleine Streuwinkel  $\theta$  und große Strahlimpulse durch:

$$t \approx -|\vec{p}_{in}||\vec{p}_{out}|\theta^2 \approx -|\vec{p}_{in}|^2\theta^2 \quad (71)$$

sehr gut genähert ist.  $\vec{p}_{in}$  ( $\vec{p}_{out}$ ) ist dabei der Impuls des einlaufenden (auslaufenden) Teilchens.

$f_C$  ist die Coulomb-Streuamplitude und  $f_H$  die hadronische Amplitude. Diese können berechnet werden mit:

$$f_C(t) = 2\alpha_e Z_1 Z_2 \frac{G_1(t)G_2(t)}{t} e^{i\alpha_e \Phi} \quad (72)$$

$$\Phi = Z_1 Z_2 \log \left[ \frac{1}{|t|B} \right] - C \quad \text{mit } C \approx 0.577216... \quad (73)$$

$$f_H(t) = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi} (\rho' + i) e^{+\frac{1}{2}Bt} \quad (74)$$

(vgl. [Locher67], [West68], [Amaldi73], [Fajardo81]).  $\alpha_e$  ist die Feinstrukturkonstante,  $G_i(t)$  der elektromagnetische Formfaktor von Teilchen  $i$  und  $Z_i$  dessen Ladung. Die Konstante  $C$  ist die Eulersche Konstante,  $\rho'$  das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Streuamplitude in Vorwärtsrichtung.  $B$  ist die hadronische Steigung der elastisch hadronischen Streuung,  $\sigma_{tot}$  der totale hadronische Wirkungsquerschnitt der betrachteten Reaktion und  $\Phi$  die sogenannte Bethe-Phase (vgl. [West68]).

Anhand der  $t$ -Abhängigkeit sieht man, daß eine Streuung durch den Coulomb- oder den Coulomb-hadronischen-Interferenzeffekt bei kleinem  $|t|$ , d.h. kleinen Streuwinkeln, sehr stark wird. Bei Verwendung geladener Strahlteilchen werden folglich systematische Fehler bei der Bestimmung der hadronischen partiellen Wirkungsquerschnitte durch einfache Coulomb-Streuung und die Coulomb-hadronische-Interferenz erwartet. Eine Korrektur der partiellen Wirkungsquerschnitte kann aus folgender Überlegung abgeleitet werden:

Experimentell wird die Anzahl der Teilchen  $F_{tr}^{exp}(< \Omega)$  innerhalb des Raumwinkels  $\Omega$  gemessen. Für die Messung eines totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts wird jedoch die Anzahl der Teilchen  $F_{tr}^{hadr}(< \Omega)$  benötigt, die nur aufgrund hadronischer Wechselwirkung in diesen Raumwinkel gestreut wurden. Erfolgt durch Coulomb-Streuung oder CH<sup>38</sup>-Interferenz eine Streuung um  $\Omega' < \Omega$ , dann wird die Anzahl der Teilchen, die keine hadronische Wechselwirkung eingingen, immer noch richtig bestimmt. Es ist keine Korrektur notwendig. Erfolgt die Streuung jedoch um  $\Omega' > \Omega$ , dann werden zuwenig Teilchen gezählt. Die Anzahl der Teilchen  $F_{loss}$ , die durch nicht rein hadronische Effekte verlorengeht, ist gegeben durch:

$$F_{loss} = \rho_{tgt} L_{tgt} \int_{\Omega}^{4\pi} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_C d\Omega + \rho_{tgt} L_{tgt} \int_{\Omega}^{4\pi} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CH} d\Omega. \quad (75)$$

Korrigiert man  $F_{tr}^{exp}(< \Omega)$  auf die Teilchenzahl  $F_{loss}$ , dann erhält man für die Anzahl der innerhalb von  $\Omega$  hadronisch gestreuten Teilchen  $F_{tr}^{hadr}(< \Omega)$ :

$$F_{tr}^{hadr}(< \Omega) = F_{tr}^{exp}(< \Omega) + \rho_{tgt} L_{tgt} \int_{\Omega}^{4\pi} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_C d\Omega + \rho_{tgt} L_{tgt} \int_{\Omega}^{4\pi} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CH} d\Omega. \quad (76)$$

Der Zusammenhang zwischen den experimentell gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitten und dem totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt ergibt sich somit unter Berücksichtigung der Akzeptanz- bzw. Effizienzfunktionen des Transmissionsdetektors  $\epsilon_{el}$ ,  $\epsilon_{inel}$  (vgl. [Kaufmann89], [Krauss92]) zu:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} = \sigma_{part}^{exp}(< \Omega) & - \underbrace{\int_{\Omega}^{4\pi} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_C \epsilon_{el}(\Omega) d\Omega - \int_{\Omega}^{4\pi} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CH} \epsilon_{el}(\Omega) d\Omega}_{\text{Korrektur auf C- und CH-Effekt}} \\ & + \underbrace{\int_0^{\Omega} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{el}^{hadr} \epsilon_{el}(\Omega) d\Omega}_{\text{elastischer Term}} + \underbrace{\int_0^{\Omega} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{inel}^{hadr} \epsilon_{inel}(\Omega) d\Omega}_{\text{inelastischer Term}}. \end{aligned} \quad (77)$$

<sup>38</sup>CH: Coulomb-hadronisch

Dies ist die zentrale Formel bei der Messung totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte mit geladenen Strahlteilchen. Es sei darauf hingewiesen, daß der inelastische Term vernachlässigbar klein gehalten werden kann, wenn das Experiment entsprechend gut inelastische Ereignisse diskriminieren kann, so daß  $\epsilon_{inel}(\Omega) \approx 0$  gilt.

#### 4.4.4 Extrapolationsverfahren

Bis jetzt sieht es noch so aus, als ob man die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $(d\sigma/d\Omega)_{el}^{hadr}$  und  $(d\sigma/d\Omega)_{inel}^{hadr}$  für eine Messung totaler Wirkungsquerschnitte kennen muß. Dies ist natürlich nicht der Fall, sondern man nutzt lediglich das Verhalten des differentiellen (elastischen) Wirkungsquerschnitts bei der Durchführung der Extrapolation aus.

Bei der Beschreibung der Extrapolationsmethode und weiterer Effekte soll nun auf die Darstellung der Formeln mit  $\Omega$  verzichtet und dafür der Mandelstamvariablen  $t$  Vorzug gegeben werden, da  $t$  in der anschließenden Datenanalyse auch benutzt wird.

Mit der Mandelstam Variablen  $t$  schreibt sich Formel (77) als:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} = & \sigma_{part}^{exp}(|t'| < |t|) - \underbrace{\int_{-\infty}^t \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_C \epsilon_{el}(t') dt' - \int_{-\infty}^t \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{CH} \epsilon_{el}(t') dt'}_{\text{Korrektur auf C- und CH-Effekt}} \\ & + \underbrace{\int_0^t \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{el}^{hadr} \epsilon_{el}(t') dt'}_{\text{elastischer Term}} + \underbrace{\int_0^t \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{inel}^{hadr} \epsilon_{inel}(t') dt'}_{\text{inelastischer Term}}. \end{aligned} \quad (78)$$

Die Extrapolation zu  $|t| \rightarrow 0$  wird auf partielle Wirkungsquerschnitte angewendet, die zuvor auf C- und CN-Effekte korrigiert wurden. Die Korrektur experimentell gemessener partieller Wirkungsquerschnitte erfolgt durch:

$$\sigma_{part}^{korr}(< |t|) = \sigma_{part}^{exp}(< |t|) - \int_{-\infty}^t \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_C \epsilon_{el}(t') dt' - \int_{-\infty}^t \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{CH} \epsilon_{el}(t') dt'. \quad (79)$$

Formel (77) weist darauf hin, daß die korrigierten partiellen Wirkungsquerschnitte für  $|t| \rightarrow 0$  ansteigen müssen, wobei dieser Anstieg, unter Vernachlässigung des inelastischen Integralterms, durch das Verhalten des elastischen Integralterms bestimmt wird, für den man

$$\int_0^t \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{el}^{hadr} dt' = \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi B} \sqrt{1 + \rho^2} [1 - e^{Bt}] \quad (80)$$

erhält. Dies kann zur Ableitung einer physikalisch motivierten Extrapolationsfunktion ausgenutzt werden. Dazu wählt man statt der genauen Form des Integrals (80) die Parameterisierung:

$$\int_0^t \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{el}^{hadr} dt' \approx \alpha_1 [1 - e^{\alpha_2 t}] \quad (81)$$

(vgl. [Schiz79]), oder man entwickelt, da  $|t| \ll 1$ , die Exponentialfunktion in eine Taylorreihe, wodurch man eine Parameterisierung der Form

$$\int_0^t \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{el}^{hadr} dt' \approx \sum_{i=1}^N \alpha_i t^i \quad (82)$$

erhält. Eine solche Entwicklung wurde z.B. von der WA42-Kollaboration für  $N = 2$  u. 3 verwendet (vgl. [Biagi81]). Die Parameter  $\alpha_i$  bzw.  $\beta_i$  werden durch einen  $\chi^2$ -Fit an die  $N_o - k$  Differenzen t-benachbarter, korrigierter partieller Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_{part}^{korr}(< |t_{i+1}|) - \sigma_{part}^{korr}(< |t_i|) = \alpha_1 (e^{\alpha_2 t_i} - e^{\alpha_2 t_{i+1}}) \quad \text{bzw.} \quad (83)$$

$$\sigma_{part}^{korr}(< |t_{i+1}|) - \sigma_{part}^{korr}(< |t_i|) = \sum_{j=1}^N \beta_j (t_i^j - t_{i+1}^j) \quad i = k, \dots, N_o \quad (84)$$

bestimmt. Die  $N_o - k$  partiellen Wirkungsquerschnitte werden dabei einem bestimmten  $t$ -Bereich ( $t_{min}$ , ... ,  $t_{end}$ ) entnommen. Man beachte, daß die Fehler benachbarter partieller Wirkungsquerschnitte stark korreliert sind. Durch die Differenzenmethode werden Korrelationseffekte minimiert.

Über die Auswahl<sup>39</sup> eines kleinsten, geeigneten  $|t|$ -Stützpunktes  $t_{min}$  kann der totale Wirkungsquerschnitt über

$$\sigma_{tot} = \sigma_{part}^{korr}(< |t_{min}|) + \alpha_1 [1 - e^{\alpha_2 t_{min}}] \quad \text{bzw.} \quad (85)$$

$$\sigma_{tot} = \sigma_{part}^{korr}(< |t_{min}|) + \sum_{j=1}^N \beta_j t_{min}^j \quad (86)$$

bestimmt werden.

Es ergibt sich prinzipiell die Frage, ob durch die Extrapolation auch das gewünschte Ergebnis bestimmt wird (siehe dazu im nächsten Kapitel).

#### 4.5 Begrenzungen der Transmissionstechnik

Um bereits ohne Analyse eine Vorstellung vom qualitativen Verlauf partieller Wirkungsquerschnitte als Funktion von  $t$  zu bekommen, ist in Bild 22 der qualitative Verlauf korrigierter und unkorrigierter partieller Wirkungsquerschnitte angegeben.

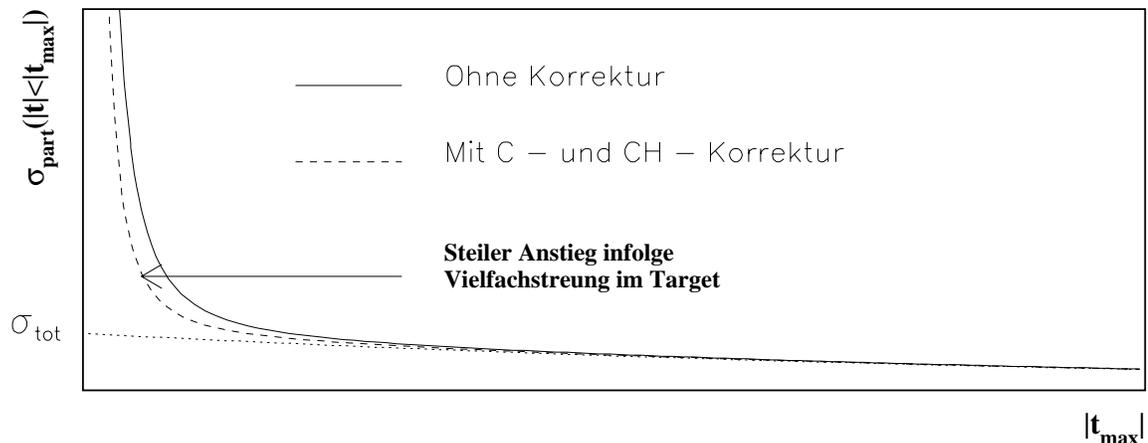


Abbildung 22: Qualitativer Verlauf partieller Wirkungsquerschnitte und Wirkung von Korrekturen

##### Auswirkung von Vielfachstreuung

In Bild 22 sieht man bei kleinem  $|t|$  einen auffällig starken Anstieg der partiellen Wirkungsquerschnitte, der durch Vielfachstreuung im Target hervorgerufen wird:

<sup>39</sup>Bei dieser Auswahl ist auf die  $t$ -Auflösung der Apparatur zu achten

Bei einer Volltargetmessung ist im Vergleich zur Leertargetmessung die Streuwinkelverteilung durch Vielfachstreuung im Target verbreitert. Sieht man von der Absorption im Target ab, so hat dies zur Folge, daß in der Volltargetmessung bei kleinem  $|t|$  weniger Ereignisse in einem Bereich  $|t'| - \Delta/2 < t < |t'| + \Delta/2$  vorhanden sind, als bei der Leertargetmessung. Dies äußert sich in einem steilen Anstieg der partiellen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{part}(< |t|)$  bei kleinem  $t$ . Hinzu kommt, daß die Verbreiterung der Streuwinkelverteilung mit der Winkelauflösungsfunktion des Apparats gefaltet wird. Die Berücksichtigung solcher Effekte ist deswegen sehr kompliziert und würde eine gute Monte-Carlo-Simulation für die Winkelauflösung sowie entsprechende Entfaltungstechniken verlangen. Im allgemeinen vermeidet man dies, indem man die Messung in einem Bereich ausführt, in dem diese Effekte vernachlässigbar klein sind<sup>40</sup>. Dazu wird  $t_{min}$  entsprechend gewählt.

### Ist die Auflösung ausreichend ?

Wenn die Auflösung des Transmissionsdetektors nicht ausreichend ist, kann bei der Extrapolation ein zu kleiner hadronischer Wirkungsquerschnitt gemessen oder die Messung totaler Wirkungsquerschnitte unmöglich werden. Um dies zu verstehen, muß man beachten, daß bei einer Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte die Summe aus dem total elastischen und dem total inelastischen Wirkungsquerschnitt zu bilden ist. Damit der totale elastische Wirkungsquerschnitt vollständig berücksichtigt wird, muß mit dem Extrapolationsverfahren über sämtliche elastische Streueignisse integriert werden. Die elastische hadronische Streuung an Kernen wird durch folgende zwei Beiträge beschrieben:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{el}^{hadr} = \underbrace{\frac{\sigma_{tot}^2(XA)}{16\pi} \sqrt{1 + \rho^2} e^{B_{Kern}t}}_{\text{kohärente Streuung am Kern}} + \underbrace{N(A) \frac{\sigma_{tot}^2(XN)}{16\pi} e^{B_N t}}_{\text{quasielastische Streuung}}. \quad (87)$$

In diesem Ausdruck ist  $\sigma_{tot}(XA)$  der totale Wirkungsquerschnitt des Strahlteilchens  $X$  mit dem Kern und  $B_{Kern}$  der hadronische Steigungsparameter des Kernformfaktors.  $\sigma_{tot}(XN)$  ist der X-Nukleon-Wirkungsquerschnitt und  $B_N$  die hadronische Steigung bei der quasielastischen Streuung von  $X$  an Nukleonen des Kerns.

### Kohärente elastische Streuung am Kern

Zur Ablösung eines Nukleons  $N$  vom Kern muß auf das Nukleon eine Energie von rund 8 MeV übertragen werden. Dies ist erst ab einem Viererimpulsübertrag  $|t| \approx 0.015 \text{ GeV}^2/c^2$  der Fall. Für kleinere Viererimpulsüberträge bleibt der Kern erhalten, und die hadronische Streuung erfolgt am ganzen Kern. Man spricht dann von kohärenter elastischer Streuung. Diese Streuung wird durch den ersten Term in Gleichung (87) beschrieben.

### Inkohärente elastische Streuung am Kern

Wenn der Viererimpulsübertrag des Strahlteilchens auf ein Kernnukleon  $N$  größer als  $|t| \approx 0.015 \text{ GeV}^2/c^2$  ist, so der Kern aufbrechen. Die hadronische Streuung erfolgt dann auch an einzelnen Nukleonen im Kern. Diese Streuung bezeichnet man als quasielastische oder inkohärente elastische Streuung am Kern. Sie wird durch den letzten Term in Gleichung (87) beschrieben und dominiert für  $|t|$ , die größer als

$$t_{lim} = \frac{1}{B_{Kern} - B_N} \log \left[ \frac{\sigma_{Kern}^2 \sqrt{1 + \rho'^2}}{\sigma_N^2 N(A)} \right] \quad (88)$$

(Be:  $|t_{lim}| \approx 0.09 \text{ GeV}^2/c^2$ ) sind. Der Parameter  $N(A)$  gibt an, wieviele Nukleonen effektiv an der quasielastischen Streuung teil nehmen. Man benutzt Parameterisierungen in der Massenzahl  $A$  (vgl. [Bellettini66]).

<sup>40</sup>Zitat aus [Biagi81]: "We have chosen not to apply large multiple - scattering corrections, but rather to start the extrapolation from  $t$  values where the effects are negligible"

Da Kerne und Nukleonen unterschiedliche hadronische Radien  $R$  haben und  $B \sim R^2$  ist, liegt die Steigung  $B_N$  bei 8 - 12  $\text{GeV}^2/c^2$ , wohingegen  $B_{Kern}$  etwa eine Größenordnung größer ist (siehe z.B. [Belletini66]). Wenn nun die  $t$ -Auflösung des Spektrometers schlechter als  $0.015 \text{ GeV}^2/c^2$  ist, wird das Extrapolationsverfahren durch eine kleinere Steigung als  $B_{Kern}$  geleitet. Als Konsequenz wird nicht vollständig über die elastische Streuung am Kern integriert, und man erhält einen zu kleinen hadronischen Wirkungsquerschnitt. Durch die Mindestanforderung an das  $t$ -Auflösungsvermögen wird es mit zunehmender Energie immer schwieriger, totale Wirkungsquerschnitte für Kerne zu bestimmen, da dazu eine immer bessere Winkelauflösung erforderlich ist. Dies ist ein Grund, warum statt totalen Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitten, für geladene Teilchen zumeist nur Absorptionswirkungsquerschnitte  $\sigma_{abs}$

$$\sigma_{abs} = \sigma_{tot} - \sigma_{el} \quad (89)$$

gemessen wurden (vgl. [Carroll79], [Denisov73], [Allaby71]), die den totalen Wirkungsquerschnitt ohne Berücksichtigung elastischer Streuung angeben.

#### 4.6 Bisherige Realisierung von Transmissionsexperimenten

In Bild 23 ist ein "klassisches" Transmissionsexperiment dargestellt, wie es in vielen Experimenten der 60er bis 90er Jahre eingesetzt wurde. Beispiele finden sich in den Referenzen [Amaldi64], [Allaby71], [Badier72], [Carroll74], [Murthy75], [Biagi81] und [Krauss92]. Alle Experimente dieser Art zeichnen sich durch die Komponenten Strahlmonitor, Target und Transmissionsdetektor aus:

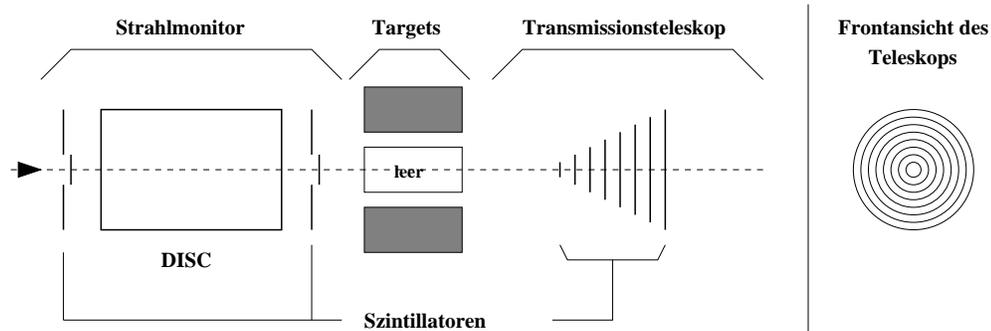


Abbildung 23: Das "klassische" Transmissionsexperiment

**Strahlmonitor** Als Strahlmonitor benutzte man Szintillationszähler, die eventuell noch durch Drahtkammern unterstützt wurden. Ferner ist der Gebrauch eines Schwellen-Cherenkov-Zählers oder eines DISC<sup>41</sup>-Zählers sehr üblich gewesen, da man mit solchen Detektoren eine gute Teilchenidentifikation von  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  und Protonen erreichen kann (siehe z.B. [Allaby71], [Carroll74], [Krauss92]). DISCs haben sich darüber hinaus auch für die Identifikation von Hyperonen ( $\Sigma^-$ ,  $\Xi^-$ ) bewährt (siehe [Badier72], [Biagi81] und [Biagi83]).

**Targets** Die meisten Experimente waren mit einem Target aus flüssigem Wasserstoff und einem entsprechenden Leerbehälter ausgestattet. Feste Targets hat man in einer trommelförmigen Halterung, einem Revolvertarget, untergebracht. Im Schnitt wurden die Targets einmal pro *Spill* gewechselt, um Fluktuationen in der Verhaltensweise der Apparatur zwischen Leer- und Volltargetmessung möglichst gut zu kompensieren (Stabilitätskriterium).

<sup>41</sup>DISC: *Disc Čerenkov counter*

**Transmissionszähler** Als Transmissionsdetektor wurde zumeist eine Anordnung zylindrischer Szintillationszähler mit zunehmenden Durchmessern verwendet. Die Anzahl der in ein Raumwinkelintervall gestreuten Teilchen wurde durch Auszählen von Koinzidenzen benachbarter Szintillatorscheiben bestimmt. In manchen Experimenten kam unmittelbar nach dem Target ein weiterer DISC-Zähler für eine zusätzliche Teilchenidentifikation zum Einsatz. Am Ende von Neutronenexperimenten wurde ein Kalorimeter aufgebaut. Damit konnten Messungen in verschiedenen Energiebereichen, des im allgemeinen schlecht definierten Impulses von Neutronenstrahlen, vorgenommen werden.

Transmissionsexperimente wurden üblicherweise speziell für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte gebaut und wurden von Strahlzeit zu Strahlzeit weiter verbessert.

## 4.7 Umsetzung der Transmissionsmethode auf das E781-Experiment

Mit SELEX liegt ein Experiment der 90er Jahre vor, das nicht für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte konstruiert wurde, aber mit moderner Detektortechnologie ausgestattet ist. Da der Aufbau des E781-Spektrometers doch erheblich vom Aufbau eines klassischen Transmissionsexperiments abweicht, ergibt sich die Frage, wie die Transmissionstechnik auf das SELEX-Spektrometer übertragbar ist. In diesem Abschnitt wird deswegen auf die wesentlichen Probleme und Überlegungen zur Realisierung der Messung totaler Wirkungsquerschnitte bei E781 eingegangen. Dem Leser soll an dieser Stelle das Grundkonzept des Verfahrens vermittelt werden, ohne bereits zu sehr ins Detail zu gehen. Dadurch wird ein "roter Faden" gespannt, der Lesen und Verständnis folgender Kapitel erleichtern soll.

### 4.7.1 Die Idee der Normspuren

Zunächst benötigt man einen Strahlmonitor, mit dem die einlaufenden Teilchen gezählt werden. Gleichzeitig soll auch die Teilchenidentität, unter Ausschöpfung der experimentellen Gegebenheiten, festgestellt werden. Einlaufende Strahlteilchen können bei E781 prinzipiell über T0-Trigger-Pulse gezählt werden. Allerdings ist diese Art der Zählung ungeeignet, denn:

- Einlaufende Teilchen können bereits vor dem Target zerfallen sein, so daß auch Tochterteilchen mitgezählt werden, die die Messung verfälschen.
- Es können Wechselwirkungen der Strahlteilchen im Material vor dem Target stattgefunden haben, wodurch unerwünschte Sekundärteilchen mitgezählt werden.
- Für die Berechnung von  $t$  ist die Rekonstruktion der Spur des einlaufenden Teilchens im Strahlspektrometer eine Grundvoraussetzung. Zu einem T0-Puls wird aber nicht immer eine einzelne Spur rekonstruiert. Bedingt durch die Integrationszeit der Siliziumdetektoren kann ein *pile-up*-Effekt einsetzen, wodurch Mehrspurereignisse auftreten. Solche Ereignisse können zusätzlich durch Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit dem Detektormaterial hervorgerufen werden. Im Fall eines Mehrspurereignisses kann keine eindeutige Zuordnung von BTRD-Signal und Spur erfolgen. Wegen Ineffizienzen von Detektoren und Synchronisationsproblemen im Trigger (vgl. Kapitel 5.4), kann es auch vorkommen, daß zu einem T0-Puls keine Spur rekonstruiert wird.
- Einlaufende Strahlteilchen können sich in einem Bereich des Phasenraums befinden, in dem der BTRD Baryonen und Mesonen nicht unterscheiden kann.
- Die exakte Kenntnis der T0-Rate ist für E781 nicht unbedingt wichtig, weshalb die ausgelesene Anzahl der T0-Pulse/*Spill* (z.B. durch *scaler overflows* und zeitlichen Synchronisationsproblemen der Pulszähler) fehlerbehaftet sein kann.

Aus diesen Gründen wird von einer direkten Verwendung der T0-Information abgesehen und eine Methode gewählt, bei der Informationen der Spurrekonstruktion genutzt werden:

Daten zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte werden mit einem *minimum-bias*-Trigger aufgezeichnet. Damit stehen Ereignisse zur Verfügung, bei denen lediglich bekannt ist, daß ein oder mehrere Teilchen auf das Target eingelaufen sind. Es geht nun darum, aus diesen Ereignissen jene zu filtern, bei denen das Einlaufen eines einzelnen, nicht zerfallenen Strahlteilchens mit Herkunft vom Produktionstarget sichergestellt werden kann. Solche Ereignisse sind dann auch mit einer eindeutigen BTRD-Kennung zur Teilchenidentifikation versehen.

Durch Verwendung einer Spurrekonstruktion und Einführung bestimmter Kriterien an die Spurparameter, wird die Zählung einlaufender Teilchen, durch die Zählung von Spuren im Strahlspektrometer, sogenannter Normspuren, realisiert. Mit entsprechenden Definitionskriterien für Normspuren werden oben genannte störende Effekte unterdrückt. Jede Normspur ist mit einer BTRD-Kennung versehen, mit der man einen entsprechenden Hyperonen-, Protonen- oder Pionendatensatz durch Selektieren nach bestimmten BTRD-Kennungen erstellen kann. In die Anzahl der einlaufenden Teilchen, die zuvor mit  $E_o^{exp}$  und  $F_o^{exp}$  bezeichnet wurden, geht die Anzahl der Normspuren mit einer entsprechenden BTRD-Kennung ein.

Damit die *minimum-bias*-Bedingung, die bereits vom Trigger dem Datensatz auferlegt wurde, beibehalten bleibt, wird die Information der Spektrometer hinter dem Target nur dann abgefragt, wenn im Ereignis eine Normspur vorliegt. Den Effekt dieser Vorgehensweise kann man sich so vorstellen, daß der aufgezeichnete Datensatz in Datensätze aufgeteilt wird, die man erhalten hätte, wenn man einen Strahl einer Teilchensorte und ein Spektrometer ohne *pile-up*-Effekt und ohne Ineffizienz benutzt hätte. Per Software wird also nochmals eine "Datennahme" mit verbesserten Bedingungen durchgeführt.

Kann man die gewünschten Strahlteilchen zählen, so hat man dennoch ein Problem mit ihrer Identifikation, da der BTRD nur Baryonen und Mesonen unterscheiden kann. Aus diesem Grunde ist die Zusammensetzung des Hyperonenstrahls aus  $\Sigma^-$  und  $\pi^-$  (bzw. Protonen und  $\pi^+$ ) von besonderer Bedeutung. Ein Anteil weiterer Mesonen (z.B. Kaonen) oder Baryonen ( $\Xi^-$ ) kontaminiert  $\Sigma^-$ - bzw.  $\pi^-$ -Datensätze, was zu einem systematischen Fehler im totalen Wirkungsquerschnitt führt. Solche Fremtteilchenkontaminationen müssen durch Messung oder Schätzung, bestimmt und ihr Einfluß auf den totalen Wirkungsquerschnitt berücksichtigt werden.

#### 4.7.2 Der Transmissionszähler

SELEX hat kein Szintillatorteleskop, mit dem man die Anzahl der transmittierten Teilchen messen könnte. Stattdessen stehen ein hochauflösendes Vertexspektrometer und die Magnetspektrometer M1 bis M3 zur Verfügung. Aus (53) folgt, daß man zur Bestimmung von  $\sigma_{tot}$  die Anzahl transmittierter Spuren in Vorwärtsrichtung, für eine Gesamtheit einlaufender Spuren, hier Normspuren, bestimmen muß. Zur Messung der Transmission wird deshalb versucht, für jede Normspur (in Vorwärtsrichtung) eine zugehörige Spur in den Spektromerteilchen hinter dem Target zu rekonstruieren, dieser nach Möglichkeit eine weitere Teilchenidentität zuzuordnen und den Streuwinkel im Target zu berechnen. Dazu wird zuerst im Vertexspektrometer eine Spur rekonstruiert, die der Normspur zugeordnet ist. Anschließend wird versucht, die Trajektorie dieser Vertexspur durch die Spektrometer M1 und M2 zu verfolgen, wobei die entsprechenden Spursegmente dieser Spektrometer an die Vertexspur angehängt und mit der ETRD-Information versehen werden. Durch diese Prozedur werden Ereignisse der Topologie  $S + A \rightarrow S + A + X$  selektiert. Es handelt sich um eine inklusive Messung, die natürlich die Anzahl der Teilchen, die keine Wechselwirkung im Target erfahren hat, als Teilmenge enthält ( $X = 0$ ) und in der Analyse durch Extrapolation  $|t| \rightarrow 0$  extrahiert wird. Man beachte, daß die meisten Transmissionsexperimente ebenfalls inklusiv gemessen haben. Im allgemeinen konnte die Emission eines niederenergetischen Teilchens nicht berücksichtigt werden, sofern es außerhalb der Akzeptanz des Transmissionsteleskops lag.

Der Streuwinkel  $\theta$  im Target wird aus den Spurparametern von Normspur und Vertexspur berechnet. Die Winkelauflösung beträgt hierbei rund  $25 \mu\text{rad}$ . Der Grenzwinkel, ab dem mit einem Einsetzen der quasi-elastischen Streuung zu rechnen ist, beträgt bei  $600 \text{ GeV}/c$  Strahlimpuls etwa  $200 \mu\text{rad}$  und ist noch groß gegenüber der Winkelauflösung. Jedem Ereignis, in dem eine Normspur und eine Vertexspur vorliegt, wird analog zur Strategie von WA42 (siehe [Biagi81]) und anderer Streuexperimente, ein Viererimpulsübertrag  $t$  über Streuwinkel und Impuls des Strahlteilchens nach (71) zugeordnet. Dies geschieht unter der Annahme einer elastischen Streuung und ist aus zwei Gründen sinnvoll:

Zum einen werden später Korrekturen, die Funktionen von  $t$  sind, angebracht. Zum anderen ist die Impulsauflösung des E781-Spektrometers zu schlecht, um  $t$  direkt aus  $(p_{in} - p_{out})^2$  zu messen. Formel (71) erlaubt die genaueste Bestimmung von  $t$ .

Die Anzahl transmittierter Teilchen ( $F_{tr}^{exp}(|t'| < |t|)$  und  $E_{tr}^{exp}(|t'| < |t|)$ ) wird durch die Anzahl der im "Transmissionsspektrometer" rekonstruierten Spuren mit  $|t'| < |t|$  bestimmt. Es wird dabei maximal eine Spur pro Normspur berücksichtigt. Zusätzlich kann man auch noch Forderungen an die Teilchenidentität oder die Qualität des Ereignisses stellen.

**Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation** Für eine eindeutige Teilchenidentifikation der  $600 \text{ GeV}$  Strahlteilchen stehen im E781-Spektrometer keine geeigneten Detektoren zur Verfügung. Der RICH kann nicht benutzt werden, da seine Teilchenidentifikationsmöglichkeit auf Impulse kleiner als  $200 \text{ GeV}$  beschränkt ist. Die Kalorimeter können zwischen Hyperonen (Protonen) und Mesonen nicht unterscheiden. Für eine Teilchenidentifikation können somit nur die Übergangsstrahlungsdetektoren BTRD und ETRD benutzt werden. Ferner kann eine Identifikation instabiler Teilchen durch Zerfall erfolgen. Es ergeben sich damit folgende Identifikationsmethoden für die Transmissionsmessung:

1. **Identifikation nur mit dem BTRD** Im einfachsten Fall begnügt man sich mit der Teilchenidentifikation, die man mit dem BTRD erreichen kann.
2. **Identifikation mit BTRD und ETRD** Will man die Teilchenidentifikation, die mit dem BTRD erreicht wird verbessern, so kann man den Anteil fehlidentifizierter Teilchen durch Hinzunahme der ETRD-Information weiter herabsetzen. Der ETRD verhält sich bei hohen Impulsen für die Identifikation von  $\Sigma^-$  (Protonen) und  $\pi^-$  ( $\pi^+$ ) ähnlich wie der BTRD. Durch den M2-Magneten erhält man die Möglichkeit, einen Teilchenimpuls in diesem Spektrometer zu verlangen, der mit dem im Strahlspektrometer gemessenen Impuls innerhalb der Impulsauflösung verträglich ist. Man verlangt somit, daß es sich bei dem Teilchen in M2 um ein hochenergetisches Teilchen handelt, das insbesondere noch nicht zerfallen ist. In diesem Fall kann die Doppel-Peak-Struktur des ETRD analog zum BTRD interpretiert werden.
3. **Rekonstruktion von Zerfällen** Die Identität von  $\Sigma^-$  und  $\Xi^-$  kann über die Rekonstruktion der Zerfälle  $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$  (Br: 99.848%) bzw.  $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$  (Br: 99.887%) ermittelt werden. Sehr vorteilhaft ist dabei, daß es für diese Hyperonen "goldene Zerfallskanäle" mit fast 100% Verzweigungsverhältnis gibt. Nachteilig ist hingegen, daß nur wenig Akzeptanz (maximal 9%) für die Rekonstruktion dieser Zerfälle zur Verfügung steht, was mit erheblichen Verlusten für die Zählung verbunden ist.

In der Analyse werden alle drei aufgeführten Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation in Betracht gezogen und verglichen. Letztlich wird eine Möglichkeit zur Messung verwendet, mit der genaueste Angaben gemacht werden können.

### 4.7.3 Das Spektrometer zur Messung der totalen Wirkungsquerschnitte

Zum Zeitpunkt, als die Produktion der Rohdaten begonnen wurde, konnte ein Teil der Spurdetektoren für die Analyse nicht benutzt werden, da eine entsprechende Rekonstruktionssoftware bzw. Kalibration noch nicht zur Verfügung stand. Dies betraf die hochauflösenden VEE-Driftkammern im M2- und M3-Spektrometer sowie die M1-DC-Kammern. Da zudem die M3-MWPC-Kammern nur kleine Effizienz haben, wurde von der Verwendung jeglicher Detektoren hinter dem ETRD abgesehen. Die Einbindung fehlender Spurdetektoren bleibt einer neuen Datenproduktion mit vollständig kalibriertem Spektrometer vorbehalten.

Zu den Detektoren, die in der Analyse verwendet werden, gehören sämtliche Siliziumdetektoren, die M1- und M2-Drahtkammern, der BTRD und der ETRD. In Abbildung 24 sind alle Detektoren, die zur Messung der totalen Wirkungsquerschnitte verwendet wurden, dargestellt. Diese Detektoren bilden sozusagen das Spektrometer zur Messung der totalen Wirkungsquerschnitte.

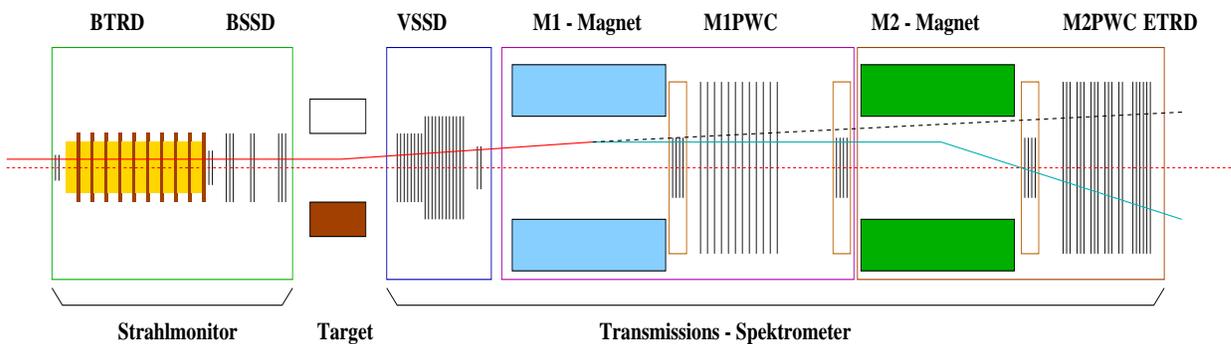


Abbildung 24: Das Spektrometer zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte

Um die Möglichkeit zu haben,  $\Sigma^-$ -Zerfälle mit hoher Winkelauflösung zu rekonstruieren, wurde während der Datennahme für diese Messung der M1-Magnet abgeschaltet. Das Innere des Magneten liefert somit eine 2.4 m lange Zone, in der Hyperonenzerfälle rekonstruiert werden. Die Topologie eines solchen Hyperonenzerfalls ist in Bild 24 eingezeichnet. Der M2-Magnet wurde wie bei der *charm*-Datennahme betrieben, wobei darauf geachtet wurde, daß durch den abgeschalteten M1-Magneten, der Teilchenstrahl immer noch innerhalb der Akzeptanz der LASD-Detektoren lag.

## 5 Die Datennahme und ihre Vorbereitung

Die Datennahme für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte erforderte andere Targets, niedrigere Strahlintensität und ausschließliche Verwendung des *minimum-bias*-Triggers. Aus diesen Gründen konnten Daten für diese Messung nicht parallel zur *charm*-Datennahme aufgezeichnet werden. Die Messungen mußten in speziell dazu vorgesehenen Strahlperioden durchgeführt werden, in der die notwendigen Änderungen vorgenommen werden konnten. In diesem Kapitel werden die verwendeten Targets vorgestellt und die wichtigsten apparativen Voruntersuchungen zur Messung dargelegt. Am Ende des Kapitels befindet sich eine Beschreibung der Datennahme.

### 5.1 Die Targets

Zur Messung der totalen Wirkungsquerschnitte wurden spezielle Targets mit eigener Halterung gebaut. Richtlinien für mechanische und physikalische Eigenschaften der Targets waren folgende:

- Die Targets müssen zwischen dem S4- und dem Wechselwirkungszähler eingebaut werden. Wegen dieser Platzbegrenzung durfte die Targetdicke 7 cm nicht übersteigen.
- Um den Einfluß von Vielfachstreuung klein zu halten, sollte die Targetdicke so klein sein, daß die zu erwartende Verbreiterung der Streuwinkelverteilung durch Vielfachstreuung unterhalb der in [H-note 760] abgeschätzten Winkelauflösung von rund 20  $\mu\text{rad}$  liegt.
- Der Hyperonenstrahl hat an der Position der Targets einen Durchmesser von ca. 1.2 cm. Diese Fläche muß vom Target voll abgedeckt werden.
- Da kein Target aus flüssigem Wasserstoff zur Verfügung steht, mußten ein Kohlenstoff- und ein Polyäthylentarget bereitgestellt werden. Diese waren ursprünglich sowohl für die Messung von Ladungsradien, als auch für die Messung von  $\sigma_{tot}(\Sigma^-p)$  vorgesehen (vgl. [Dersch96]). Wegen der Messung der Ladungsradien sollte die Strahlungslänge beider Targets etwa gleich groß sein und ein 8%-Limit nicht übersteigen, damit Korrekturen auf Bremsstrahlungsverluste klein und bei beiden Targets etwa gleich groß sind. Für die Messung von  $\sigma_{tot}(\Sigma^-p)$  war eine Genauigkeit von 1% erwünscht. Dies verlangte eine sehr hohe Anforderung an die Reinheit des Materials, die Genauigkeit der Targetmaße wie auch der Targetdichte. Fehler in den mechanischen Eigenschaften sollten um 0.1% gehalten werden.

Tabelle 3 enthält eine Übersicht der mechanischen und physikalischen Eigenschaften sämtlicher Targets, die bei den Messungen benutzt wurden.  $X_{int}$  ist die nukleare Wechselwirkungslänge und  $X_{coll}$  die nukleare Kollisionslänge. Diese Größen sind definiert durch:

$$X_{coll} = \frac{A}{N_A \rho_{tgt}^* \sigma_{tot}} \quad X_{int} = \frac{A}{N_A \rho_{tgt}^* \sigma_{inel}} \quad (90)$$

$N_A$  ist die Avogadro-Konstante,  $\sigma_{tot}$  der totale Wirkungsquerschnitt und  $\sigma_{inel}$  der totale inelastische Wirkungsquerschnitt.  $X_{rad}$  ist die Strahlungslänge,  $\rho_{tgt}^*$  die Dichte in  $\text{g/cm}^3$  und  $\sigma_\theta$ , die nach der Molière Formel [PDG96]

$$\sigma_\theta = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} Z \sqrt{\frac{L_{tgt}}{X_{rad}}} \left[ 1 + 0.038 \log \left( \frac{L_{tgt}}{X_{rad}} \right) \right] \quad (91)$$

erwartete Verbreiterung der Winkelverteilung durch Vielfachstreuung von Teilchen mit einem Impuls  $p = 600 \text{ GeV}/c$  und Ladung  $Z$  im Target der Dicke  $L_{tgt}$ .

**Anmerkungen:**

Bei Angaben zu  $\sigma_{inel}$  und  $\sigma_{tot}$  wird in [PDG96] Energieunabhängigkeit dieser Größen angenommen. Zudem beziehen sich diese Angaben auf Protonen.  $X_{int}$  und  $X_{coll}$  sind deswegen nur als Richtwerte zu verstehen.

Normalerweise werden in Transmissionsexperimenten Targets mit einer Kollisionslänge von 20 - 30% eingesetzt. Bei dieser Messung läßt sich dies wegen der Längenbeschränkung und vor allem zur Erhaltung der  $t$ -Auflösung, nicht durchführen. Die Targets sind durchweg dünne Targets im Sinne von  $\rho_{tgt}L_{tgt}\sigma_{tot} < 1$ . Die Targetdicke konnte nachträglich nicht optimiert werden, da die Strahlzeit für diese Messung begrenzt war.

Targetmaterial	Targetdicke	transversale		$\rho_{tgt}^*$ [ $\frac{g}{cm^3}$ ]	$\sigma_\theta$ [ $\mu rad$ ]	$X_{int}$ [%]	$X_{coll}$ [%]	$X_{rad}$ [%]
	$L_{tgt}$ [mm] z-Richtung	Ausdehnung x [mm] y [mm]						
Beryllium	50.92	30.7	51.2	$1.848 \pm 0.002$	8.3	12.5	16.86	14.4
Kohlenstoff	15.459	30.0	30.0	$2.199 \pm 0.003$	6.0	3.8	5.40	7.7
Polyäthylen	40.858	30.0	25.0	$0.9291 \pm 0.0008$	6.3	4.8	6.66	8.5
Kupfer	1.00	30.0	30.0	8.96	5.7	0.66	1.05	7.0

Tabelle 3: Mechanische und physikalische Eigenschaften der Targets

**5.1.1 Das Polyäthylentarget**

Polyäthylen besteht aus langkettigen Molekülen der Substruktur  $CH_2$ . Infolge ihrer Länge wird in einem Polyäthylenmolekül der Beitrag von Methylgruppen ( $CH_3$ ) vernachlässigbar, wodurch ein C:H - Verhältnis von 1:2 erreicht wird. Reines Polyäthylen ist in Form dünner Platten oder Granulaten erhältlich. Letzteres wurde ausgewählt, um Targetrohformen auszugießen.

Von der Firma HOECHST wurden die Polyäthylengranulate PE130 und PE520 bezogen. Zum Gießen eines Blocks wurden 400 ml Granulat bei einer Temperatur von 110 - 127 Grad geschmolzen. Die flüssige, wässrig transparente Phase wurde unter Vakuum über mehrere Stunden langsam abgekühlt, um Luftblasen und Spannungen im Material bei der Erstarrung möglichst zu vermeiden. Bei allen Versuchen die mit PE130, einem hochkristallinen Polyäthylen, unternommen wurden zersprang der Block bei der Abkühlung oder war innen hohl. Dies wurde durch zu hohe Spannungen im Material verursacht, die sich bei der Erstarrung einstellten.

Beste Ergebnisse wurden hingegen mit dem niedrigkristallinen Polyäthylen PE520 erhalten. Dieses wachsartige Material erstarrt ohne Lufteinschlüsse und ohne große Spannungen zu einem homogenen Block. Mit diesem Material wurden mehrere Polyäthylenblöcke hergestellt, aus denen Targetrohformen herausgefräst wurden. Mit einem speziellen Diamantkopf wurde eine Feinbearbeitung der Targetkopfflächen vorgenommen.

Die Targetdicke des Polyäthylentargets wurde mit Mikrometerwerkzeugen vermessen. Zur Bestimmung der Dichte wurde ein Pyknometerverfahren benutzt, wozu wegen der Größe des  $CH_2$ -Targets ein entsprechend großes Pyknometer angefertigt wurde.

### 5.1.2 Das Kohlenstofftarget

Auch beim Kohlenstofftarget wurde ein Material hoher Reinheit ausgesucht. Handelsübliche Graphite haben einen Aschengehalt von 0.1% - 3% und eine offene Porosität im Bereich von 5% - 20%. Die mittlere Dichte dieser Materialien schwankt je nach Porosität um 1.7 - 1.9 g/cm<sup>3</sup>. Durch die offene Porosität kann es problematisch werden, die Dichte des Materials mit einem Pyknometer besser als 1% genau zu bestimmen. Folglich wurde ein Kohlenstoffmaterial ohne offene Porosität und mit niedrigerem Aschengehalt gesucht. Von der Firma LE CARBONE LORRAINE wurde ein pyrolytischer Graphit bezogen. Dieses Material ist einem Graphiteinkristall bereits sehr ähnlich und wird durch Abscheidung von Kohlenstoffmonolagen auf einer 800 - 2500 Grad heißen Oberfläche in einer methanhaltigen Atmosphäre gewonnen. Verunreinigungen des Materials werden vom Hersteller kleiner als 0.01% angegeben. Bedingt durch den Herstellungsprozeß ist pyrolytischer Graphit anisotrop und hat eine Dichte von rund 2.2 g/cm<sup>3</sup>. Vorteile dieses Materials sind hohe Reinheit, keine offene Porosität und größere Härte als handelsüblicher Graphit. Nachteilig am pyrolytischen Graphit ist, daß er nur in Plattenform mit einer maximalen Stärke von 8 mm lieferbar ist.

Aus einer Pyrokohlenstoffplatte wurden acht 30 mm × 30 mm × 8 mm große Quader ausgeschnitten. Um die Oberflächenrauigkeit zu beseitigen, wurden diese auf eine rotierende Scheibe gespannt und mit Diamantpulver geschliffen, wodurch die mittlere Plattenstärke auf 5 mm reduziert wurde. Bedingt durch das Rotationsverfahren, waren die Flächen einzelner Quader nicht planparallel. Deswegen wurden alle Plättchen mit Mikrometeruhr und Eichmaßen vermessen und mit einem Programm jene Plattenkombinationen und relativen Orientierungen berechnet, die die beste Planparallelität für einen Stapel aus 3 Platten erwarten lassen. Die 10 besten berechneten Kombinationen wurden nachgemessen und die beste für die Zusammensetzung des Targets festgehalten. Durch diese Optimierung wurde eine Genauigkeit der Targetdicke von rund 1 µm auf der zentralen Targetfläche erreicht. Die Dichte wurde bei diesen Targets mit einer Auftriebsmethode gemessen.

### 5.1.3 Das Berylliumtarget

Das Beryllium Target war nur für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte vorgesehen, so daß hier eine größere Dicke ausgewählt werden konnte. Das Berylliumtarget wurde als Leihgabe vom *Fermilab Operation Center* erhalten. Die Dichte dieses Targets konnte nicht gemessen werden, weshalb Dichteangaben für metallisches Beryllium aus [PDG96] und [Kohlrausch] benutzt wurden.

### 5.1.4 Das Kupfertarget

Als Kupfertarget diente ein quadratisches, 1 mm starkes Plättchen, das aus einer herkömmlichen Kupferplatte ausgeschnitten war. Die Dichte von Kupfer wurde aus [PDG96] übernommen.

## 5.2 Die Targethalterung

Die Targets sitzen auf einer Vorrichtung, die mit einem Schrittmotor bewegt wird. *Charm*-Targets sind auf einer Platte montiert, die auf diese Vorrichtung aufgesteckt wird. Für die Targets zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte wurde eine neue Platte mit einer Spannvorrichtung angefertigt. Maße von Grundplatte und Spannvorrichtung sind in Abbildung 25 angegeben.

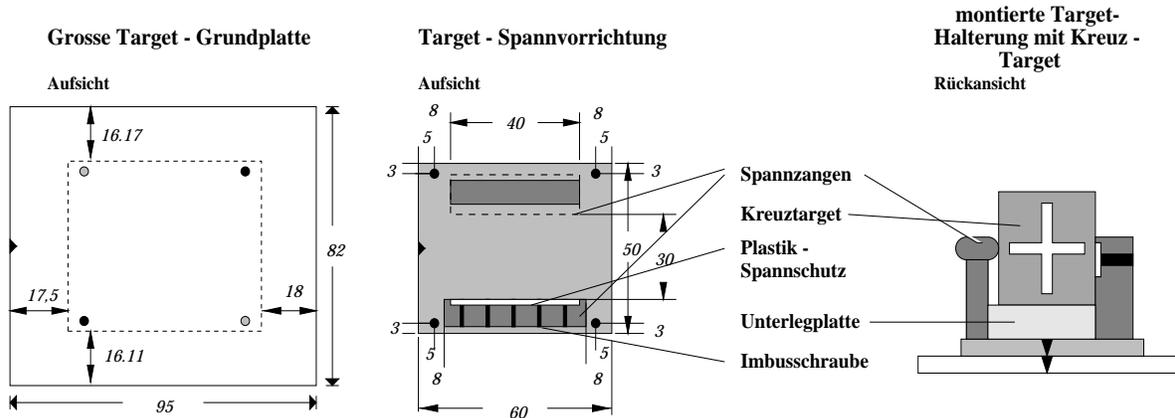


Abbildung 25: Maße der Targethalterung

## 5.3 Positionierung der Targets im Strahl

Die Position der Targets wurde in Test-RUNs so eingestellt, daß der Nullpunkt des SELEX-Koordinatensystems mit der Mitte der Targets zusammenfällt, da in der Mitte der Targets die beste Planparallelität gegeben ist. Bei dieser Einstellung durchläuft das Zentrum des Hyperonenstrahls das Zentrum des Targets, sofern der Protoneneinfallswinkel  $\theta_p$  auf 0 mrad eingestellt ist. Bei Einfallswinkeln im Bereich  $0 < |\theta_p| < 4$  mrad, liegt das Zentrum des Protonenstrahls leicht vom Nullpunkt des SELEX-Koordinatensystems versetzt. Wegen der großen transversalen Ausdehnung der Targets von  $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$  deckt die Targetfläche den Teil des Hyperonenstrahls, der innerhalb der Akzeptanz des Strahltriggers liegt, stets vollständig ab.

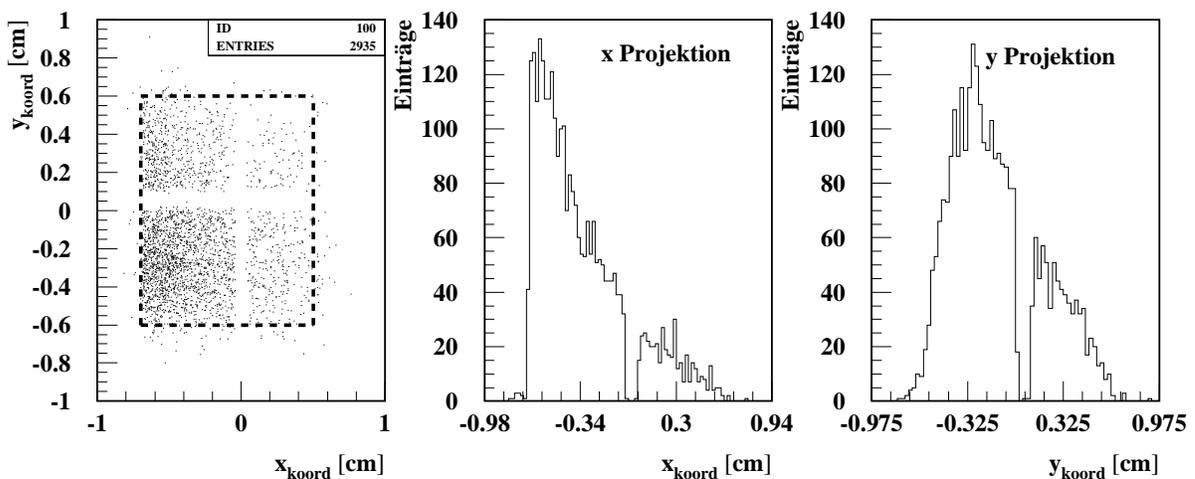


Abbildung 26: Überprüfung der Targetposition durch rekonstruierte Wechselwirkungspunkte im Kreuztarget

Zur Kontrolle der transversalen Position der Targets wurde ein Aluminiumtarget mit einem eingefrästen Kreuz von 1 mm Balkenstärke verwendet. Die Verteilung rekonstruierter Wechselwirkungen in diesem Target zeigt die Position des Kreuzes im SELEX-Koordinatensystem (siehe Abbildung 26). Das Kreuz, und damit alle Targets, waren gut zentriert. In Abbildung 26 ist das Strahlzentrum stark von  $(x,y) = (0,0)$  versetzt. Dies war bei diesem Test-Run Folge einer ungewöhnlichen Einstellung des Protoneneinfallswinkels. In der Verteilung sieht man deutlich den quadratischen Akzeptanzbereich des Strahltriggers, der durch die gestrichelte Linie hervorgehoben ist. Das  $0.6 \text{ cm} \times 0.6 \text{ cm}$  große Quadrat ist die Projektion der quadratischen Aussparung im V2-Vetozähler auf die Targetfläche.

#### **Anmerkung:**

Für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte wäre ein Stelltisch, mit dem mehr als 2 Positionen angefahren werden können, vorteilhafter gewesen. In diesem Fall wären alle Targets stets im RF-Käfig verblieben. Somit mußte zu jedem Targetwechsel das Spektrometer betreten werden. Dazu wurde der Protonenstrahl vom Experiment weggelenkt, der RF-Käfig zum Targetwechsel geöffnet und anschließend der Protonenstrahl wieder eingerichtet. Zum Auswechseln der Targets wurden somit rund 30 Minuten für den Targetwechsel und weitere 30 Minuten bis zur Wiederaufnahme der Datennahme benötigt.

## **5.4 Untersuchungen zu apparative Gegebenheiten**

Vor der Datennahme wurden Untersuchungen apparativer Eigenschaften angestellt, die sich auf folgende Punkte konzentrierten:

- Wie groß ist der *pile-up*-Effekt in den BSSD-Detektoren.
- Welche experimentellen Bedingungen versprechen eine größte Ausbeute an Normspuren in den aufgezeichneten Daten.
- Da mit einer kurzen effektiven Strahlzeit für diese Messung zu rechnen war, ergab sich die Frage wie man in kürzester Zeit möglichst viele verwertbare Daten aufzeichnen kann.

Die hier beschriebenen Untersuchungen wurden vorwiegend mit Daten unternommen, die am 22. März 97 für Tests zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte mit einem Strahltrigger aufgezeichnet waren.

### **5.4.1 Der *pile-up*-Effekt in den BSSDs**

Von einem *pile-up*-Effekt spricht man, wenn innerhalb der Integrationszeit  $\Delta T_{int}$  eines Detektors mehr als ein Ereignis nachgewiesen wird. Betrachtungen dieses Effekts sind notwendig, da im Falle eines *pile-up*-Ereignisses in den BSSDs ohne weiteres keine eindeutige Zuordnung von BTRD-Information und BSSD-Spur möglich ist. Solche Ereignisse müßten von der Analyse ausgeschlossen werden.

#### **Manifestation des *pile-up*-Effekts**

Um den *pile-up*-Effekt in den BSSDs zu verdeutlichen, ist in Abbildung 27 die Clustermultiplizitätsverteilung und die rekonstruierte Spurmultiplicitätsverteilung in den BSSDs bei drei verschiedenen T0-Raten abgetragen. Ein Cluster ist eine Gruppe angesprochener, benachbarter Streifen. Unter der Clustermultiplizität ist hier die Summe aller Cluster, die pro Ereignis in den 8 BSSD-Detektoren gefunden werden, zu verstehen.

Mit steigender Rate beobachtet man eine stärkere Ausprägung des Ausläufers in der Spurmultiplicitätsverteilung. Bei  $1.9 \cdot 10^6$  T0/Spill werden z.B. pro ausgelesenem Ereignis am häufigsten 2 Spuren in den BSSDs rekonstruiert. Spur- und Clustermultiplizität sind natürlich nicht unabhängig, da Spuren Treffer in den Detektoren als Voraussetzung haben. Die Zunahme der Spurmultiplicität geht mit einer Zunahme der

Clustermultiplizität einher. Einem rauschfreien, 100% effizienten Verhalten der BSSDs würde einer Spurmultiplicität von 1, 2, 3,... exakt eine Clustermultiplicität von 8, 16, 24,... entsprechen. Deswegen sieht man in Abbildung 27 das Auftreten zusätzlicher Clustermultiplicitätsmaxima mit zunehmender Rate. Zudem sind die Maxima unterschiedlich scharf, da das Detektorrauschen ebenfalls von der Rate abhängt.

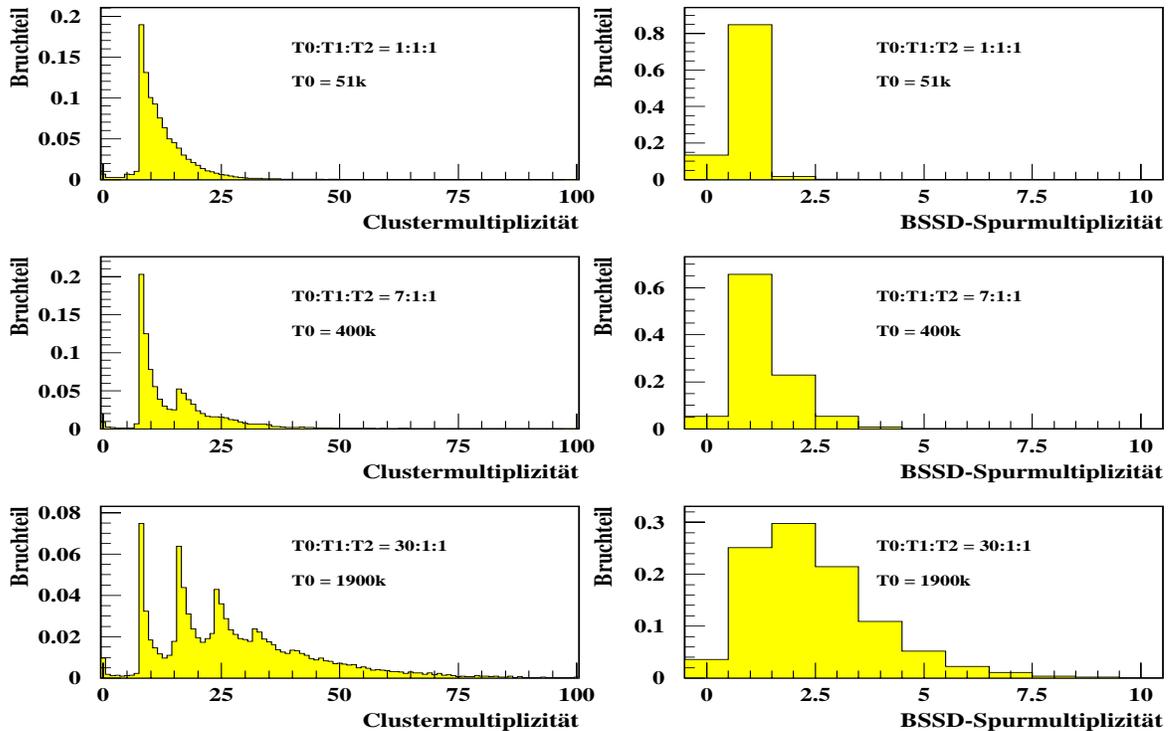


Abbildung 27: Cluster- und Spurmultiplicität in den BSSDs bei verschiedenen  $T_0$ -Raten

### Ein Erklärungsversuch:

Mit einem stark vereinfachten Modell kann die Wahrscheinlichkeit  $p_{pile}$ , daß innerhalb der Integrationszeit  $\Delta T_{int}$  ein zweites Teilchen nachgewiesen wird, mit

$$p_{pile} \approx \frac{\Delta T_{int} T_0}{20s} \quad (92)$$

abgeschätzt werden. Hierbei ist  $T_0$ , die Anzahl der  $T_0$ -Pulse pro *Spill*. Auswertung von (92) für die drei betrachteten Raten aus Abbildung 27, unter Berücksichtigung einer SVX-Integrationszeit  $\Delta T_{int}$  von 2 - 5  $\mu s$ , ergibt:

T0-Rate $T_0/Spill$	berechneter Bruchteil $p_{pile}$	beobachteter Bruchteil $p_{pile}$ (Bin >1)
$5.1 \cdot 10^4$	0.0051 - 0.013	$\approx 0.01$
$4.0 \cdot 10^5$	0.04 - 0.1	$\approx 0.3$
$1.9 \cdot 10^6$	0.19 - 0.48	$\approx 0.7$

Außer bei der kleinsten Rate fallen die beobachteten Werte für  $p_{pile}$  wesentlich größer als die berechneten aus. Der Ansatz (92) ist zu einfach, da die Integrationszeit der Siliziumdetektoren nicht durch ein festes

Zeitintervall definiert ist und zudem Totzeiten im Trigger vernachlässigt wurden. Bei der Steuerung der SVX-Chips wird so lange integriert, bis ein T2- oder ein *silicon-reset*-Puls eintrifft. Bei kleiner Rate wird die Unterbrechung der Integration durch einen  $10 \mu\text{s}$  Pulser dominiert, bei hoher Rate liegt ein Wechselspiel zwischen Pulser, Teilchenrate und Trigger-Totzeiteffekten vor, die zu einer Verlängerung der mittleren Integrationszeit beitragen können.

### Konsequenzen für die Messung:

Um eine eindeutige Zuordnung von BTRD-Information und BSSDs-Spur zu erreichen, müßte man sämtliche Ereignisse mit einer Spurmultiplicität verschieden von 1 verwerfen. Bei einer Rate von  $1.9 \cdot 10^6 \text{ T0/Spill}$  liest man in Abbildung 27 ab, daß unter diesen Bedingungen ca. 75% aller aufgezeichneten Daten zu verwerfen wären. Bei einer Rate von  $5.1 \cdot 10^4 \text{ T0/Spill}$  würden hingegen nur 18% Verlust entstehen.

Verluste können minimiert werden, wenn Detektoren mit kürzerer Integrationszeit zur zeitlichen Separation der Ereignisse hinzugenommen werden. Dafür eignen sich die HSD-Detektoren, die eine maximale Integrationszeit von 100 ns haben.

### 5.4.2 Abhängigkeit der Normspurausbeute von der Triggerrate

Um einlaufende Strahlteilchen bestimmter BTRD-Kennung verlässlicher zu zählen, wurde in Kapitel 4.7 das Konzept der Normspuren eingeführt. Nach obiger Untersuchung ist es sinnvoll, von der schnellen Information der HSD-Detektoren zu profitieren und sie zur Minimierung von *pile-up*-Verlusten in die Definition der Normspuren einzubinden.

Bei der Datennahme möchte man eine möglichst hohe Ausbeute an Ereignissen mit Normspuren erzielen. Dazu wurde untersucht, wie stark diese Ausbeute von der Rate abhängt. Bei dieser Untersuchung war das Vorhandensein einer Normspur durch folgende Kriterien festgelegt:

1. Ein Spursegment im Strahlspektrometer, das unter Verwendung aller 8 BSSD-Ebenen rekonstruiert wurde mit  $\chi_{fit}^2 < 4$ .
2. Das Spursegment muß mindestens einen Treffer einer HSD-Ebene von Station HSD1 oder HSD2 entlang seiner Rückwärtsextrapolation aufweisen, der um weniger als  $100 \mu\text{m}$  von dieser Trajektorie abweicht (*HSD-tag*).
3. Keine weitere Spur im gleichen Ereignis, die ebenfalls Bedingung 1 und 2 erfüllt. Dadurch werden Doppelspurereignisse im gleichen Zeitfenster unterdrückt.
4. Ein Strahlimpuls zwischen  $600 \text{ GeV}/c$  und  $800 \text{ GeV}/c$  (Schnitt auf nicht kalibrierten Strahlimpuls).
5. Die Spur muß innerhalb der geometrischen Akzeptanz des T0-Triggers liegen.

In den Daten variierte die T0-Rate zwischen  $1.0 \cdot 10^3 \text{ T0/Spill}$  und  $6.0 \cdot 10^6 \text{ T0/Spill}$ , so daß die Abhängigkeit der Normspurausbeute von der Rate über einen weiten Bereich gemessen wurde.

Diagramm A aus Abbildung 28 zeigt den Bruchteil  $f_{norm}$  rekonstruierter Normspuren pro Ereignis gegenüber der T0-Rate. Man sieht einen deutlichen Trend zunehmender Normspurausbeute bei abnehmender Strahlintensität, deren Hauptursachen in den Diagrammen B bis D aufgeschlüsselt sind:

Diagramm B zeigt den Bruchteil  $f_{no \text{ BSSD}}$  der Ereignisse, in denen kein Spursegment mit 8 BSSD Treffern gefunden wurde. Alle Siliziumdetektoren, waren für die Bedingungen der *charm*-Datennahme, d.h. für eine T0-Rate um  $10^7 \text{ T0/Spill}$  kalibriert. Für das BSSD-Detektorsystem wurde eine Rekonstruktionseffizienz von rund 96% für Spuren mit 8 BSSD-Treffern angegeben. Die Ineffizienzen in Diagramm B zeigen jedoch

eine kleinere Effizienz der BSSDs in diesen Daten. Bei hohen Raten wird die Ineffizienz der BSSDs in  $f_{no\ BSSD}$  durch den *pile-up*-Effekt verfälscht.

Diagramm C gibt den Bruchteil  $f_{no\ HSD}$  der Ereignisse an, in denen zu keiner der Spuren, die Bedingung 1 erfüllt haben, ein HSD-Treffer zugeordnet werden konnte. Hier gehen BSSD-Spuren ein, die aufgrund der Ineffizienz des HSD-Systems keinen HSD-tag erhalten haben sowie Spuren, die reine *pile-up*-Spuren sind. Der erste Beitrag wird als vernachlässigbar klein erwartet, da die Wahrscheinlichkeit dafür, daß keiner der HSD-Detektoren ein Signal liefert klein ist ( $< 1\%$ ). Bei einer Zunahme der BSSD-Effizienz mit der Rate würde man ein Absinken von  $f_{no\ HSD}$  erwarten. Dies wird jedoch nicht beobachtet. Addiert man die Beiträge  $f_{no\ BSSD}$  und  $f_{no\ HSD}$ , so verhält sich die berechnete Summe von  $\approx 30\%$  fast konstant mit der T0-Rate. Folglich wurde in rund 30% aller Ereignisse keine BSSD-Spur mit 8 Treffern innerhalb des 100 ns Zeitfensters der HSDs rekonstruiert. Die Ursache dieser Ineffizienzen ist bislang nicht verstanden, könnte jedoch durch ein Synchronisationsproblem von Trigger oder Siliziumauslese hervorgerufen sein. Eine genauere Betrachtung dieser Ereignisse (mit dem Programm SEED<sup>42</sup>) zeigt, daß im allgemeinen zu wenig Treffer zur Rekonstruktion der gewünschten, allerdings genügend Treffer zur Rekonstruktion der *pile-up*-Spur vorhanden waren.

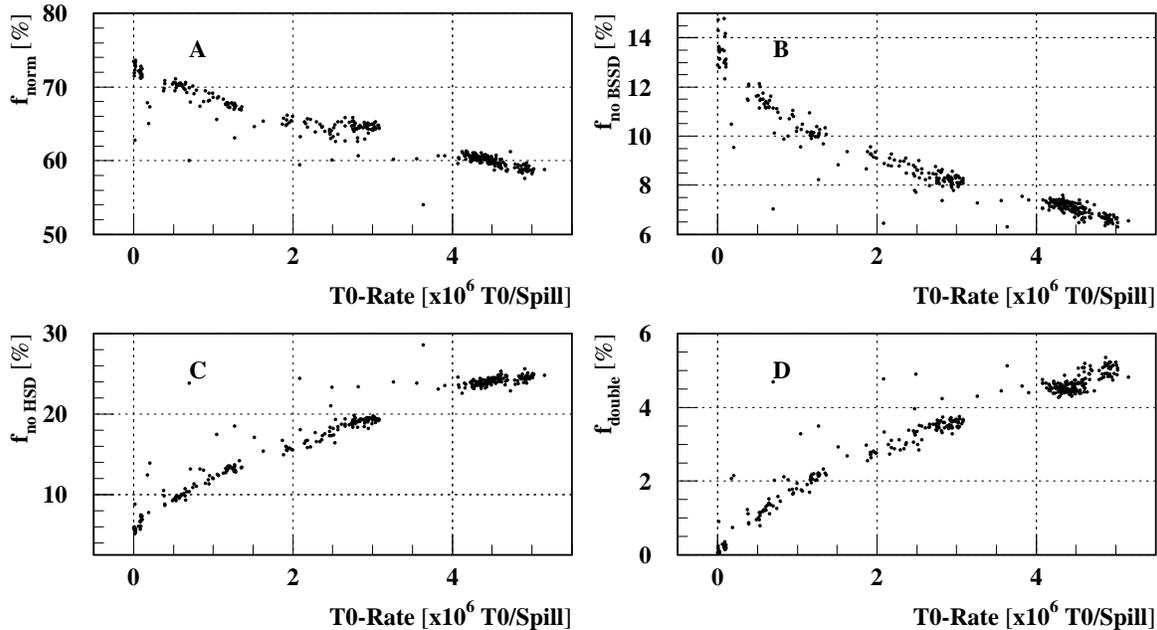


Abbildung 28: Untersuchungen zur Normspurausbeute als Funktion der T0-Rate

Diagramm D zeigt den Bruchteil der Ereignisse  $f_{double}$ , die verworfen wurden, da ein Doppelspurereignis im Zeitfenster von 100 ns vorlag (Bedingung 3 nicht erfüllt).

### Konsequenzen für die Messung:

Mit der Verwendung der HSD-Detektoren erwartet man einen kleinen Einfluß des *pile-up*-Effekts selbst bei großen Raten. Bei  $1.9 \cdot 10^6$  T0/Spill schätzt man  $p_{pile}$  mit (92) zu  $\approx 0.01$  im Gegensatz zu 0.19 - 0.48 bei ausschließlicher Verwendung der BSSDs. Zudem zeigt das Ratenverhalten der Normspurausbeute keine wesentlichen Gewinne bei kleinen Raten an. Man könnte deswegen eine Datennahme auch bei Raten um  $10^6$  T0/Spill betreiben, was insbesondere den Vorteil hätte, daß die Siliziumdetektoren für hohe Raten bereits kalibriert sind. Die bessere Kalibration der Siliziumdetektoren bei hohen Energien zeigt sich z.B.

<sup>42</sup>SEED: Single Event Display

anhand der schmalen Clustermultiplizitätsmaxima in Abbildung 27.

### 5.4.3 Ausschöpfung der DAQ

Zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte wurden nur 2 Tage effektive Strahlzeit bereitgestellt. Deswegen mußte versucht werden innerhalb kürzester Zeit möglichst viele verwertbare Ereignisse auf Band zu fixieren. Die maximale Zahl der Ereignisse, die pro Beschleunigerzyklus auf Band geschrieben werden kann ist jedoch durch die Schreibgeschwindigkeit der Bandlaufwerke (maximal  $1.2 \cdot 10^5$  kByte/min) begrenzt. Um in einer kurzen Strahlzeit möglichst viele *minimum-bias*-Daten aufzuzeichnen, sind deshalb kleine Ereignisgrößen vorteilhaft. Die Ereignisgröße wächst bei zunehmender Rate durch den *pile-up*-Effekt an. Unter Verwendung des vollständigen E781-Spektrometers ist in Diagramm 29 die gemessene Abhängigkeit der Ereignisgröße von der T0-Rate angegeben.

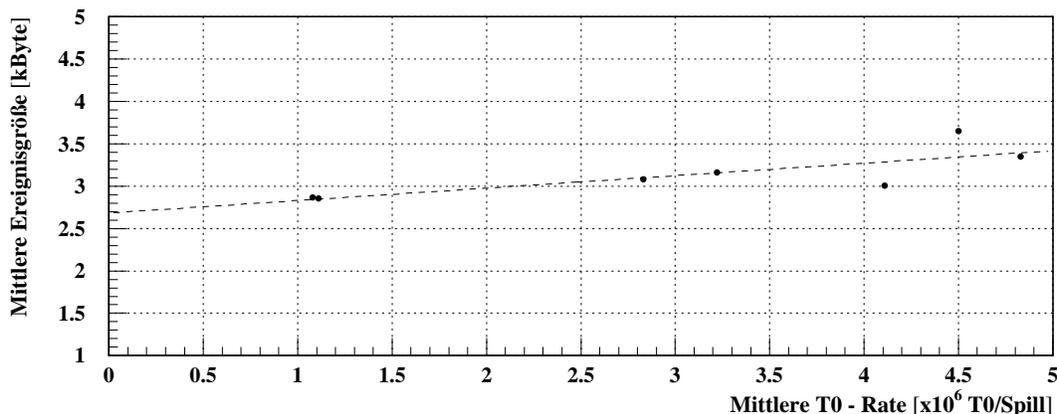


Abbildung 29: Abhängigkeit der mittleren Ereignisgröße von der T0-Triggerrate

Extrapoliert man auf  $10^4$  T0/Spill, so folgt, daß man als kleinste Ereignisgröße etwa 2.7 kByte/Ereignis erreichen kann. Daraus folgt, daß unter diesen Bedingungen die DAQ maximal  $4.4 \cdot 10^4$  T2-Pulse/Spill verarbeiten kann. Bei Raten um  $5 \cdot 10^6$  T0/Spill läge die Kapazitätsgrenze bei  $3.5 \cdot 10^4$  T2-Pulse/Spill. Eine weitere Verkleinerung der Ereignisgröße kann nur durch "Abhängen" einzelner Detektorsysteme von der DAQ erreicht werden, die für die Messung nicht benötigt werden.

### 5.4.4 Auswahl der Strahlbedingungen

Die Voruntersuchungen zeigen, daß durch die Verwendung der HSD-Detektoren *pile-up*-Ereignisse bei hohen Raten stark unterdrückt werden können. Außerdem besteht eine Begrenzung in der Zahl der Ereignisse, die pro Minute geschrieben werden können. Die Ratenabhängigkeit von Normspurausbeute und mittlerer Ereignisgröße, stellt nur kleine Gewinne in der Anzahl der pro Minute geschriebenen und verwertbaren Ereignisse in Aussicht, wenn kleinste Raten benutzt werden. Es wurde letztlich entschieden diese Gewinne zu nutzen und dazu die Intensität des Teilchenstrahls so nieder wie möglich zu halten, da mit diesen Bedingungen auch folgende Gewinne in der Datenqualität verbunden sind:

- Bei hohen Raten wird durch große Treffermultiplizitäten in den Siliziumdetektoren viel CPU-Zeit verwendet, nur um Spuren zu rekonstruieren, die man gar nicht benutzen kann. Bei der Analyse der Testdaten, die bei hoher T0-Rate aufgezeichnet waren, war dies bereits hinderlich.
- Ereignisse bei Raten um  $5 \cdot 10^4$  T0/Spill zeigen weniger Rauschen in den VSSDs. Insbesondere werden auch alle Treffer dieser Ebenen ausgelesen. Bei hohen Raten ist dies nicht immer der Fall, da in der

Steuerung der SVX-Chips die Anzahl der ausgelesenen Treffer pro Detektorebene auf maximal 50 begrenzt ist. Bei Ereignissen, in denen diese Grenze überschritten wird, treten Hardware-Ineffizienzen im Zentralen Bereich der Detektoren auf. Genau dem Bereich in dem die gewünschten Ereignisse liegen.

- Bei kleiner Rate treten keine Fehler im RMH-System zur Auslese der M1-MWPC-Kammern auf, wodurch stets die volle Trefferinformation zur Verfügung steht.
- Durch niedrigere Trefferzahlen in den Spurdetektoren kann eine Spurrekonstruktion mit weniger Ambiguität und insbesondere ohne Schnitte auf die Treffermultiplizität erfolgen.

## 5.5 Durchführung der Datennahme

Die beantragte Datennahme für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte mit negativen Strahlbedingungen (negativ geladene Teilchen) fand am 21.7.97 - 31.7.97 statt. Hinzu kamen noch Datennahmen mit positivem Strahl am 3.7.97, 11.7.97 und 10.8.97. Weil die experimentellen Bedingungen auch für die Messung von Hyperonenpolarisationen geeignet waren, wurde ein Kompromiß eingegangen mit dem Ziel, daß die aufgezeichneten Daten für beide physikalische Ziele verwendbar sind. Dies hatte als weniger vorteilhafte Konsequenz für diese Arbeit, daß der Einfallswinkel des 800 GeV Protonenstrahls auf das Produktionstarget oft geändert wurde, wodurch Datensätze unterschiedlichster Strahlbedingungen aufgezeichnet wurden. Im einzelnen wurden bei der Datenahme folgende Einstellungen vorgenommen:

### 5.5.1 Einstellung von Strahlintensität und Magneten

Die einfachste Möglichkeit, die Hyperonenstrahlintensität abzusenken, wäre eine Absenkung der Protonenintensität auf das Produktionstarget gewesen. Unter 0 mrad Protoneneinfallswinkel hätte man für  $6 \cdot 10^4$  Teilchen/*Spill* im Spektrometer eine Protonenintensität von ca.  $6 \cdot 10^9$  Protonen/*Spill* benötigt. Aus technischen Gründen war es jedoch nicht möglich, Protonenintensitäten unterhalb von  $4 \cdot 10^{10}$  Protonen/*Spill* zu erhalten. Aus diesem Grunde wurde eine Senkung der Hyperonenstrahlintensität durch Senken der Protonenstrahlintensität und durch Ändern des Protoneneinfallswinkels auf das Produktionstarget durchgeführt. Letzteres war für die Messung der Hyperonenpolarisation ebenfalls erforderlich. Die Strahlintensität wurde so gewählt, daß etwa gleich viele Teilchen pro *Spill* in das Spektrometer einlaufen, wie Ereignisse von der DAQ pro Minute auf Band geschrieben werden können.

Ändern des Einfallswinkels erforderte Rekonfigurieren der Magnetströme in der Strahlzone. Der Einfallswinkel des Protonenstrahls (vgl. mit Kapitel 3.4) wurde durch entsprechende Wahl der Ströme in den drei PC3BR-Magneten eingestellt. Danach mußte die Position des Protonenstrahls auf das Produktionstarget durch Anpassen der Magnetströme von PC3H2 und PC3V neu optimiert werden. Dazu wurde stets zuerst bei fester Stromstärke in PC3H2 und PC3H1 die Stromstärke in PC3V durchgeföhren und gleichzeitig das Verhältnis aus T0-Rate zur Protonenintensität (PC3SEM-Zähler) berechnet. Die optimale Stromstärke, d.h. die optimale vertikale Strahlposition, wird im Maximum dieses Verhältnisses angenommen. Nach Einrichten der optimierten Stromstärke für PC3V wurde mit der gleichen Prozedur die Stromstärke, d.h. die horizontale Strahlposition, für PC3H1 eingestellt. In Abbildung 30 sind Beispiele solcher Optimierungskurven angegeben.

Nach Einstellung eines Einfallswinkels von  $\pm 2$  mrad konnte die Datennahme bei einer mittleren Protonenintensität von  $5 \cdot 10^{10}$  Protonen/*Spill* durchgeführt werden, wobei eine Triggerrate von  $5 \cdot 10^4$  -  $6 \cdot 10^4$  T0/*Spill* im Spektrometer beobachtet wurde. Der Einfallswinkel wurde nach Abschluß der Messungen auf einem Target geändert und die Position des Protonenstrahls neu optimiert.

Um eine längere, feldfreie Zone zu erhalten, in der Hyperonenzerfälle nach dem Target rekonstruierbar sind,

wurde der Magnet M1 abgeschaltet. Der Magnet M2 wurde wie bei der *charm*-Datennahme mit einem  $p_T$ -kick von 0.84 GeV/c betrieben. Trotz geänderter Bedingungen war der ungestreute 600 GeV-Strahl immer in der Akzeptanz von LASD-Station 1 und 2 und noch zum größten Teil ( $\approx 99\%$ ) in der Akzeptanz von LASD-Station 3 enthalten.

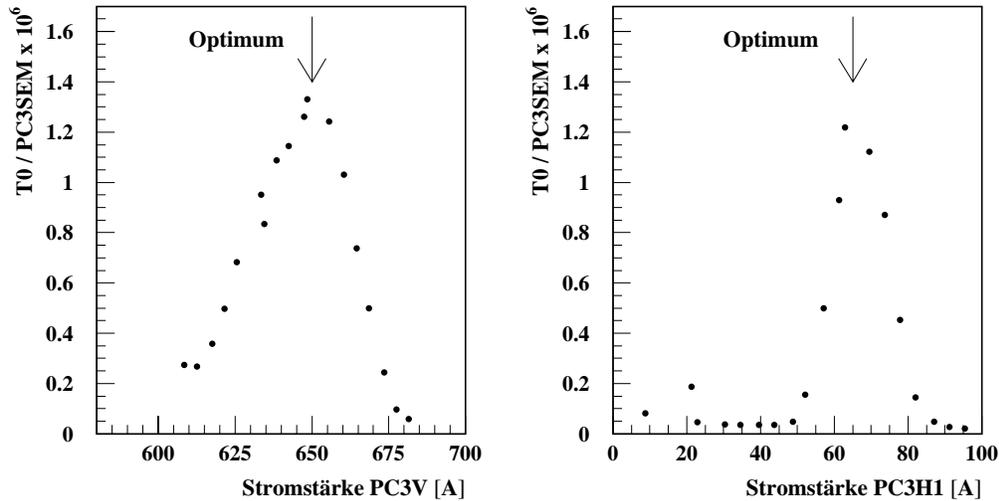


Abbildung 30: Optimierung der Protonenstrahlposition auf das Hyperonenproduktionstarget durch Variation der Magnetströme in PC3V und PC3H1

### 5.5.2 Einstellung von DAQ und Trigger

Für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte ist die Information vieler Detektoren des Experiments nicht erforderlich, deswegen sollten diese Detektoren aus dem Datenstrom der DAQ entfernt werden, um eine weitere Reduktion der Ereignisgröße zu erreichen. Aus technischen Gründen konnten allerdings nur Teile der Bleiglaskalorimeter abgetrennt werden.

Zur Maximierung der Schreibkapazität der DAQ waren ständig 4 Bandlaufwerke in Betrieb. Da Daten der fn781a-Maschine von Spoola auf Spool 11 kopiert werden müssen, war die Kapazität der DAQ sowohl durch die Schreibgeschwindigkeit der Bandlaufwerke als auch durch die Geschwindigkeit der Kopierprozesse begrenzt. Eine Datenakkumulation auf Spool a würde langfristig diese Festplatte auffüllen und zum Abbruch der Datennahme führen. Um dies zu verhindern und gleichzeitig die T2-Rate möglichst hoch zu halten, wurde die Verteilung der Rohdaten auf die Maschinen fn781f und fn781a auf ein Verhältnis von 90% : 10% eingestellt.

Damit zahlreiche Strahlausfälle des TEVATRONs für eine weitere Kapazitätserhöhung ausgenutzt werden können, wurde ein Teil der Rohdaten auf eine Pufferfestplatte (SPOOL21) geschrieben, von wo sie nicht automatisch auf Band kopiert wurden. In Zeiten ohne Strahl konnten diese Daten dann "von Hand" auf Band kopiert werden. Nachteilige Auswirkung dieser DAQ-Konfiguration war, daß Daten für einen RUN auf bis zu 7 Bänder verteilt wurden.

Das Triggerteilungsverhältnis wurde auf  $T0:T1:T2 = 1:1:1$  eingestellt und während der Datennahme bei negativen Strahlbedingungen nicht mehr geändert. Bei positiven Strahlbedingungen war das nicht immer möglich.

Durch die Festeinstellung des Triggers konnte eine Anpassung der T2-Rate auf die Kapazität der DAQ nicht mehr vorgenommen werden. Stieg diese infolge einer höheren Protonenintensität im TEVATRON an, so setzte eine Datenakkumulation auf den Festplatten ein. Um einen "Absturz" der DAQ zu verhindern, mußte

deswegen der vorhandene Plattenplatz überwacht werden und im Extremfall beim MCR<sup>43</sup> eine entsprechend geänderte Protonenintensität angefordert werden. Auf diese Weise wurde während der gesamten Strahlzeit die DAQ an der Grenze ihrer Kapazität betrieben.

Mit den vorgenommenen Einstellungen von DAQ, Trigger und Strahlintensität wurde die Ereignisgröße für Leertargetmessungen letztlich auf rund 2.1 kByte/Ereignis abgesenkt. Dadurch konnten im Mittel  $5 \cdot 10^4$  -  $6 \cdot 10^4$ , gegen Ende der Strahlzeit sogar bis zu  $8 \cdot 10^4$  *minimum-bias*-Ereignisse pro Minute aufgenommen werden.

### 5.5.3 Kalibration des Siliziums

Um den geänderten Intensitätsbedingungen Rechnung zu tragen wurden zu Beginn der Datennahme einige Schwellen der LASDs und BSSDs nachgeregelt. Eine sorgfältige Schwellenoptimierung nimmt normaler-

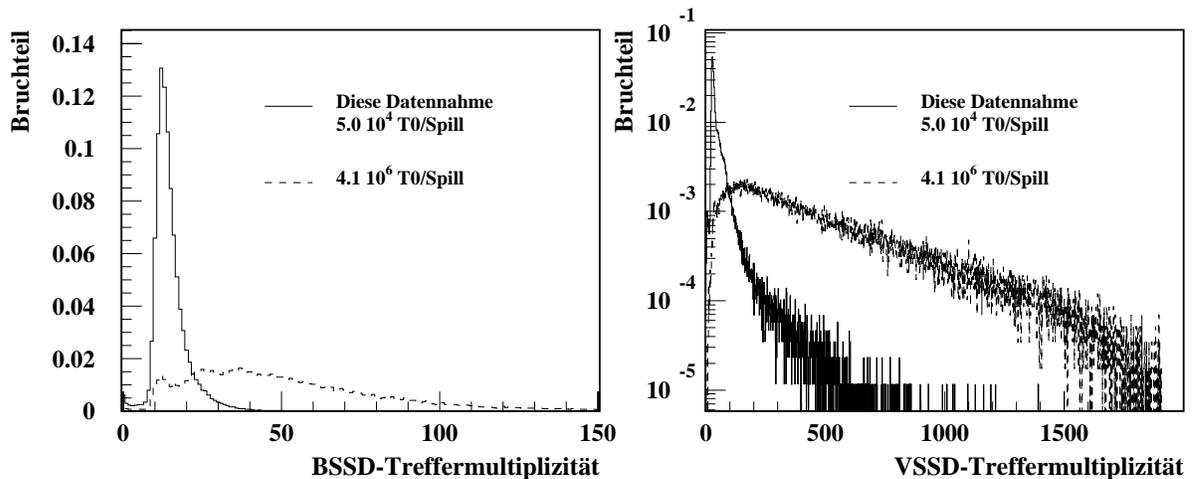


Abbildung 31: Vergleich der totalen Treffermultiplizitäten in den BSSDs und VSSDs bei der Datennahme für die Messung der totalen Wirkungsquerschnitte und den Verhältnissen in den Testdaten vom 22. März (RUN 7737 und RUN 10454)

weise viele Stunden in Anspruch und wurde wegen zeitlicher Beschränkung nicht durchgeführt. Stattdessen wurden entsprechend skalierte SVX-Schwellen zur Kalibration der BSSDs und LASDs für kleine Raten geladen und danach Schwellen derjenigen Detektoren "von Hand" nachgeregelt, die trotzdem noch offensichtliche Kalibrationsprobleme anhand ihrer Strahlprofile zeigten.

Durch die niedere Rate betrug der mittlere zeitliche Abstand zwischen den Strahlteilchen rund  $300 \mu\text{s}$ . Die Siliziumdetektoren erhielten dadurch 20 - 30 *Reset*-Pulse vom Silizium-*Reset*-Generator geliefert bevor eine Auslese stattfand. Durch die kleine T0-Rate und diese *Reset*-Bedingung war die mittlere totale Treffermultiplizität in den SVX-gesteuerten Siliziumdetektoren sehr klein. In Abbildung 31 ist die totale Treffermultiplizität in den BSSDs und VSSDs angegeben, die bei einer T0-Rate von  $5 \cdot 10^4$  T0/Spill in der Datennahme beobachtet wurde. Zum Vergleich ist die totale Treffermultiplizität eingezeichnet, die in Testdaten bei einer T0-Rate von  $4.1 \cdot 10^6$  T0/Spill beobachtet wurde.

## 5.6 Die aufgezeichneten Daten

Vor Start einer Messung wurde stets zuerst das Target im RF-Käfig eingebaut und anschließend ein Alignment RUN gestartet, damit eventuelle Verschiebungen der Detektoren beim Hantieren im RF-Käfig berücksichtigt werden können. Sofern die Strahlbedingungen es zuließen wurde nach stets  $10^6$  Ereignissen die

<sup>43</sup>MCR: *Main Control Room*

Targetposition vom Kontrollraum aus gewechselt. Es wurden etwa gleich viele Ereignisse mit Voll-, wie mit Leertarget aufgezeichnet. Unter guten Strahlbedingungen dauerte dies 30 min unter schlechten bis zu 60 min. Es wäre vorteilhafter gewesen, die Targetposition einmal pro *Spill* zu wechseln, um kleine Fluktuationen im Experiment besser ausgleichen zu können, wie das normalerweise bei Messungen totaler Wirkungsquerschnitte üblich ist. Dies wurde jedoch nicht realisiert.

Die Strahlbedingungen waren während der Datennahme nicht optimal. Das TEVATRON arbeitete instabil, da ein TEVATRON-Magnet ein Vakuumleck hatte und schließlich ausgetauscht wurde. Es gab deshalb nie länger als 6 Stunden kontinuierlich Strahl. 2 Tage effektive Strahlzeit bedeuteten dadurch letztlich 11 Tage warten auf Strahl.

Während der längeren Strahlpause zum Auswechseln des TEVATRON-Magneten wurden in der E781-Strahlzone die PC3BR-Magnete um 90 Grad rotiert. Diese Änderung fand hinsichtlich einer 2 wöchigen *charm*-Datennahme mit positivem Strahl statt. Nach der Rotation der Magnete stellte sich heraus, daß ein Großteil der Strahlteilchen bei Protoneneinfallswinkeln von 2 mrad außerhalb der Akzeptanz des Strahlsiliziums lagen. Zusätzlich wurde beobachtet, daß die Information des BTRD mit dem Phasenraum stark korreliert war, was einen erheblichen Datenverlust für die Messung bedeutet hätte (mehr dazu in Kapitel 9). Um die Datennahme dennoch fortsetzen zu können, wurde die Position des BTRD im Strahl verbessert und ein Targetwinkel von -1 mrad vertikal eingestellt.

Insgesamt wurden  $9.8 \cdot 10^7$  Ereignisse mit negativem Strahl und  $3.0 \cdot 10^7$  Ereignisse mit positivem Strahl aufgezeichnet. Eine Zusammenstellung der Datensätze und ihrer Bedingungen ist in Tabelle A in Anhang A aufgeführt. Die Rohdaten sind auf 89 Bänder verteilt. Originalbänder wurden nach Abschluß der Datennahme am *Feynman Computer Center* kopiert und nach Heidelberg verschickt.

---

## 6 Die Datenproduktion

In diesem Kapitel wird das Programm zur Produktion der Rohdaten vorgestellt. Es werden dessen Struktur, wie auch Eigenschaften und Zweck der wichtigsten Routinen für Spurrekonstruktion und Datenüberwachung beschrieben. Abschließend wird auf die Durchführung der Datenproduktion eingegangen.

### 6.1 Zielsetzungen in der Datenproduktion

Mit der Datenproduktion wird der erste Schritt zur Datenanalyse angegangen. Dabei werden folgende Richtlinien verfolgt:

#### 1. Filtern nach Normspuren

Aus dem Datensatz sollen die Ereignisse, die für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte verwendbar sind extrahiert werden. Dies wird durch Filtern nach Ereignissen, in denen eine Normspur vorhanden ist, realisiert. Es wird jedoch noch keine Selektion nach BTRD-Kennung vorgenommen und es werden keine harten Definitionskriterien für Normspuren und assoziierter Spuren angesetzt. Verfeinerte Definitionskriterien der Normspuren bleiben der Analyse vorbehalten.

#### 2. Sortieren der Daten

Daten eines RUNs können auf bis zu sieben Rohdatenkassetten verteilt sein. Bei der Datenproduktion werden die Rohdatenfiles durch Sortieren in die richtige zeitliche Abfolge gebracht und in dieser Reihenfolge verarbeitet.

#### 3. Datenkomprimierung

Aus dem rund 335 GByte großen Rohdatenpaket sollen komprimierte Datenpakete erstellt werden, die eine möglichst vollständige Beschreibung der selektierten Ereignisse enthalten. Zur Ereignisbeschreibung gehören sämtliche Parameter der Normspur und assoziierter Spuren, Teilchenimpulse in Strahl- und M2-Spektrometer, der Streuwinkel im Target und Informationen von BTRD und ETRD. Damit ist bei der weiteren Datenanalyse keine zeitaufwendige Spurrekonstruktion mehr erforderlich.

#### 4. Hohe Rekonstruktionseffizienz

Bei der Datenproduktion wird darauf geachtet, daß Ereignisse, die für die Messung wichtig sind, mit möglichst hoher Effizienz rekonstruiert werden. Damit wird auf eine Minimierung statistischer Fehler im Vorfeld geachtet. Gleichzeitig ist die Beanspruchung von wenig CPU<sup>44</sup>-Zeit bei der Rekonstruktion wünschenswert.

#### 5. minimum-bias-Bedingung

Die Rohdaten sind mit einem *minimum-bias*-Trigger aufgezeichnet. Damit eine konsistente Normierung mit den produzierten Daten realisiert werden kann, wird darauf geachtet, daß auch bei der Datenproduktion die *minimum-bias*-Bedingung aufrechterhalten wird. D.h. die Rekonstruktion der Normspuren darf auch in der Software nicht durch Informationen von Detektoren, die hinter dem Target stehen beeinflußt werden.

#### 6. Einteilung in Ereignisklassen

Da im allgemeinen nicht zu jeder Normspur in allen weiteren Spektrometerteilen eine zugehörige Spur gefunden wird, die Existenz eines VX-Segments zur Berechnung des Streuwinkels im Target jedoch zwingend notwendig ist, werden gefilterte Ereignisse in Klassen eingeteilt (siehe Tabelle 4).

---

<sup>44</sup>CPU: *Central Processing Unit*

## 7. Datenüberwachung

Gleichzeitig mit der Datenproduktion wird eine Buchführung rekonstruierter und verworfener Ereignisse sowie eine Überwachung von Detektoreffizienzen und Alignmentkonstanten durchgeführt. Damit können später Daten anhand von Stabilitätskriterien ausgewählt werden.

Ereignisklasse	Beschreibung
1	Der Normspur konnte kein Segment in den Spektrometern VX, M1 und M2 zugeordnet werden.
2	Der Normspur konnte nur ein VX-Segment zugeordnet werden.
3	Der Normspur konnte nur ein VX-Segment und ein M1-Segment zugeordnet werden.
4	Der Normspur konnte nur ein VX-Segment und ein M2-Segment zugeordnet werden.
5	Der Normspur konnten Segmente in allen Spektrometern VX, M1 und M2 zugeordnet werden.

Tabelle 4: Klassifizierung der Ereignisse

## 6.2 Der Aufbau des Programms zur Datenproduktion

Die SELEX-Kollaboration stellt zur Ereignisrekonstruktion eine umfangreiche Programmbibliothek zur Verfügung, die zur Analysesoftware SOAP<sup>45</sup> des Experiments gehört. Ursprung dieser Bibliothek ist die Entwicklung eines Programms zur *online*-Rekonstruktion von *charm*-Zerfällen. Diese Bibliothek wurde als Basis für die Entwicklung eines effizienten Programms (*xsecprog.exe*), zur Produktion der Rohdaten für totale Wirkungsquerschnitte, benutzt. Dazu wurden spezielle Programmpakete zu Spurrekonstruktion, Normierung und Datenüberwachung erstellt und in das Grundgerüst von SOAP eingebunden.

Ein besonderes Kennzeichen des Produktionsprogramms ist, daß keine Vorselektion der Ereignisse durch Schnitte auf die Treffermultiplizität von Detektoren hinter dem Target stattfindet. Solche Schnitte sind z.B. im *online*-Filter verankert und werden bei fast allen anderen physikalischen Messungen angewendet, um z.B. CPU-Zeit einzusparen. Schnitte auf Detektorinformationen hinter dem Target würden die *minimum-bias*-Bedingung der Messung verletzen und die Normierung in Frage stellen. Deshalb wurden solche Schnitte nicht angewendet. Ein weiteres Merkmal des Programms ist, daß es für die Rekonstruktion hochenergetischer Einzelspuren optimiert ist.

In den folgenden Kapiteln werden Aufbau und Eigenschaften des Produktionsprogramms besprochen. Das Programm konnte zum Zeitpunkt der Datenproduktion nicht mit Hilfe von Simulationstechniken eingestellt werden. Parameter der Spurrekonstruktionsroutinen wurden deshalb anhand gemessener Ausbeuten und unter Zuhilfenahme von SEED<sup>46</sup> mit Daten vom Experiment angepaßt. Nachdem eine Simulation von Einzelspuren in eine *Embedding*-Simulationssoftware eingebunden war, konnte nachträglich die Streuwinkelauflösung gemessen werden.

### 6.2.1 Die Struktur des Programms *xsecprog.exe*

Abbildung 32 zeigt ein Blockdiagramm des Produktionsprogramms *xsecprog.exe*. Als erstes wird die Normierungsroutine **normbeam** aufgerufen, die im Ereignis nach einer Normspur sucht. Ist die Suche erfolgreich, so wird ein *Software*-Trigger-Bit gesetzt, wodurch die Routine **normvx** zur Rekonstruktion

<sup>45</sup>SOAP: *SELEX Offline Analysis Program*

<sup>46</sup>SEED: *Single Event Display*

eines der Normspur assoziierten Vertexsegments aktiv wird. Gelingt es ein solches Vertexsegment zu rekonstruieren, so kommen auch die Pakete **tracking\_segment** und **recovery** zur Rekonstruktion der zugehörigen M1- und M2-Segmente zum Einsatz. Mit Hilfe einer **linker**-Routine wird schließlich versucht, eine möglichst lange die Spektrometer VX, M1 und M2 durchdringende, Spur zu finden.

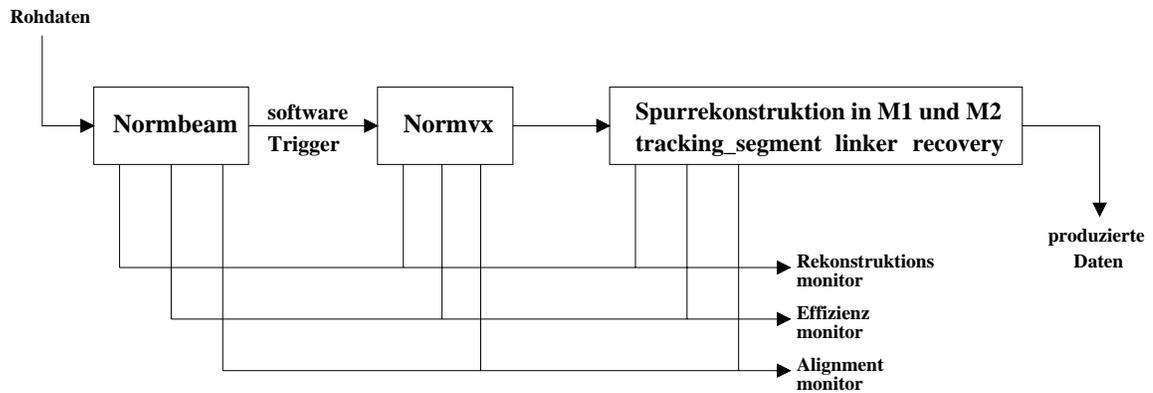


Abbildung 32: Struktur des Rohdatenproduktionsprogramms xsecprog.exe

Bei der Datenausgabe werden rekonstruierte Ereignisse in Klassen eingeteilt (siehe Tabelle 4). Die Datenausgabe erfolgt formatiert und enthält die wichtigsten Ereignisparameter aller betroffenen Spektromerteile. Parallel zum Programmablauf findet eine Überwachung der Rekonstruktionsausbeuten, Detektoreffizienzen und Alignmentkonstanten statt.

## 6.2.2 Rekonstruktion der Normspuren

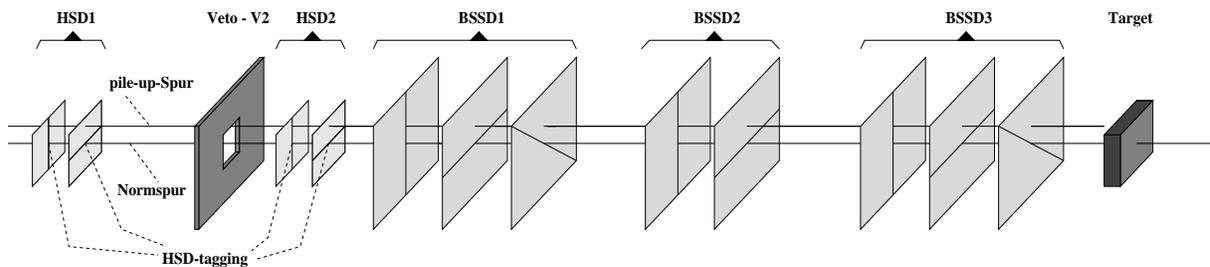


Abbildung 33: Spurrekonstruktion im Strahlspektrometer

Zur Rekonstruktion der Normspur wird das Paket **normbeam** benutzt. In diesem werden Ereignisse auf das Vorhandensein einer Normspur geprüft. Dazu werden zunächst alle Spursegmente in den BSSDs rekonstruiert und eine Extrapolation auf die 4 HSD Ebenen des Strahlspektrometers vorgenommen. Ein HSD-Treffer, der nahe genug an einer Extrapolationstrajektorie liegt, wird dem betreffenden BSSD-Spursegment zugeordnet. Das Spursegment bekommt somit einen sogenannten *HSD-tag* (vgl. Abbildung 33). Für alle BSSD-Spuren, die einen *HSD-tag* aufweisen, wird ein *Refit* der Spurparameter vorgenommen, der die gefundenen HSD-Treffer einschließt. Jedem Spursegment wird anschließend der zugehörige Strahlimpuls  $p_{beam}$  zugeordnet.

Eine Normspur liegt vor, wenn alle Bedingungen folgender Liste erfüllt sind, die nacheinander in normbeam abgefragt werden:

1. Das Ereignis muß zu einem Zeitpunkt im *Spill* genommen worden sein, der 7.9 s nach dem T4-Signal liegt.
2. Im Ereignis dürfen nicht mehr als insgesamt 150 Treffer in den 8 BSSD-Ebenen vorhanden sein.
3. Es muß ein Spursegment unter ausschließlicher Verwendung der 8 BSSD-Ebenen zur Rekonstruktion vorliegen, das eine Mindestzahl von 6 BSSD-Treffern und ein  $\chi_{fit}^2 < 4$  aufweist.
4. Entlang der Rückwärtsextrapolation einer solchen Spur muß mindestens ein HSD-Treffer gefunden werden, der einen Abstand kleiner als 90  $\mu\text{m}$  zu dieser Trajektorie hat (HSD-tag).
5. Es darf in einem Ereignis nur ein BSSD-Spursegment vorgefunden werden, das die Bedingungen 1 - 4 erfüllt. (Rückweisung von Mehrspureignissen).
6. Der *Refit* der Spurparameter muß erfolgreich gewesen sein.
7. Auf der Position des Targets bei  $z = 0$ , müssen die x- und y-Achsenabschnittsparameter  $b_x$  und  $b_y$  der Spur in den Akzeptanzbereich  $|b_x| < 0.8 \text{ cm}$  bzw.  $|b_y| < 0.8 \text{ cm}$  fallen (Schnitt auf geometrische Akzeptanz von Trigger und Target).
8. Die Zuordnung des Strahlimpulses muß erfolgreich gewesen sein.
9. Der Strahlimpuls muß in einem Akzeptanzfenster von rund  $\pm 100 \text{ GeV/c}$  um den Schwerpunkt der Strahlimpulsverteilung liegen.

**Bedingung 1** wurde eingeführt, da bei Einsetzen des *Spills* im allgemeinen eine stark schwankende Teilchenintensität und ein Relaxationseffekt in den doppelseitigen LASD-Detektoren zu beobachten ist. Beim Relaxationseffekt handelt es sich um folgendes Phänomen:

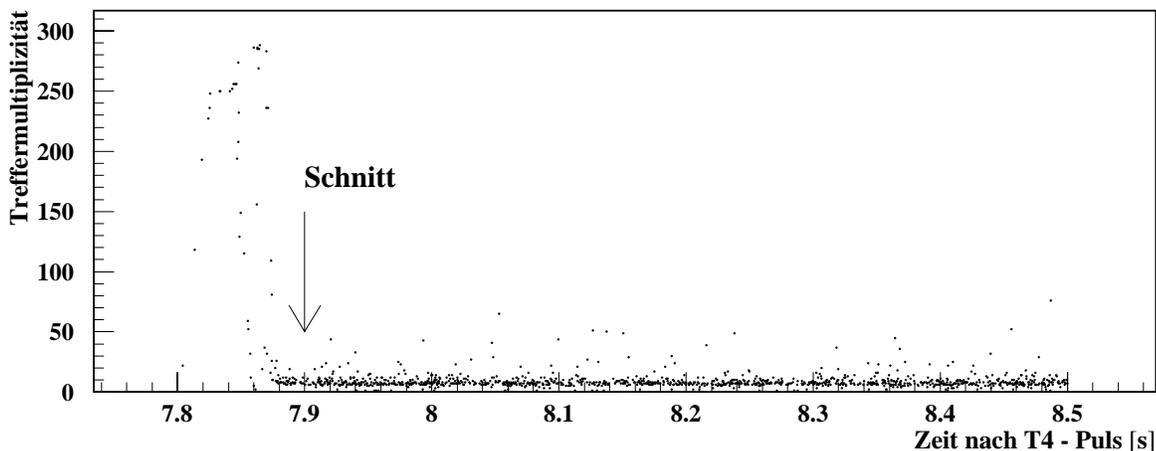


Abbildung 34: Der Relaxationseffekt in den LASD-DSD-Detektoren. Abgetragen ist die totale Treffermultiplicität aller x-LASD-Ebenen gegenüber ihrer zeitlichen Position im *Spill*

Beim Einsetzen des *Spills* ändern sich durch den erhöhten Stromverbrauch die Potentialverhältnisse auf der Ausleseelektronik. Die *Bias*-Kondensatoren benötigen etwas Zeit, um sich entsprechend umzuladen.

Dadurch werden die eingestellten SVX-Schwellen gestört. Folge ist, daß erst allmählich (innerhalb von  $\approx 0.8$  sec) die korrekte Nullunterdrückung angenommen wird. Während der Relaxationszeit macht sich der Umladungsvorgang der *Bias*-Kondensatoren in einer stark erhöhten, absinkenden Treffermultiplizität bemerkbar. Zur Demonstration dieses Effektes ist in Abbildung 34 die totale Treffermultiplizität aller x-LASD-DSD-Detektoren (alle p-Seiten) gegenüber der Zeit innerhalb des *Spills* abgetragen. Der Nullpunkt der Zeitskala ist durch den sog. T4-Puls gegeben, der vor Einsetzen des *Spill-Gates* generiert wird. Im Diagramm erkennt man zu *Spill*-Anfang, als Manifestation des Relaxationseffektes, eine stark erhöhte, fluktuierende Treffermultiplizität. Diese Ereignisse werden durch Bedingung 1 verworfen.

**Bedingung 2** dient dazu Ereignisse mit einer erhöhten totalen Treffermultiplizität in den BSSDs zu verwerfen. Dies ist eine Hilfsmaßnahme, die der Geschwindigkeit des Produktionsprogramms zugute kommt, da es vorkommen konnte, daß eine der BSSD-Ebenen einen zu hohen Rauschanteil hat.

**Bedingungen 3 - 5** fordern, daß der Nachweis der Teilchenspur auch innerhalb des 100 ns Zeitfensters der HSD-Detektoren erfolgreich war. Damit wird die Wahrscheinlichkeit reduziert, daß fälschlicherweise eine *pile-up*-Spur in den BSSD-Detektoren verfolgt wird. Ferner werden Ereignisse mit mehr als einer Spur innerhalb des 100 ns Fensters verworfen. Man beachte, daß bei der Strahlintensität während der Datennahme die Wahrscheinlichkeit für eine *pile-up*-Spur in den BSSDs noch bei 0.6% liegt (vorausgesetzte Integrationszeit 2 - 5  $\mu$ s), in den HSD-Detektoren jedoch nur  $\approx 0.03\%$  betragen kann. Durch Verwendung der HSD-Detektoren und Bedingung 5 kann der Anteil an Fehlzuweisungen der BTRD-Kennung zu einer Normspur somit vernachlässigt werden.

**Bedingungen 6 - 9** stellen sicher, daß das Strahlteilchen den Akzeptanzbereich des Targets getroffen hat, einen vernünftigen Strahlimpuls trägt und sinnvolle Spurparameter besitzt.

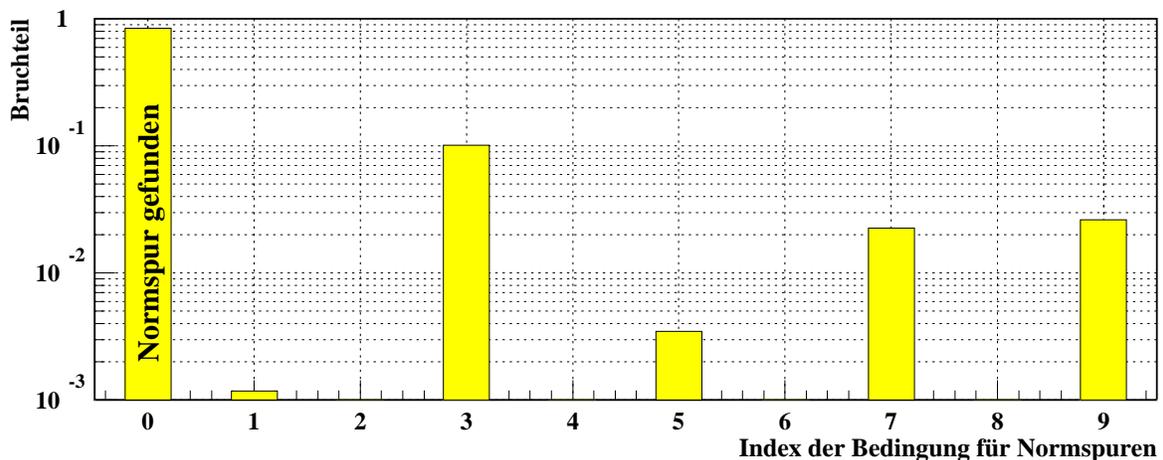


Abbildung 35: Aufschlüsselung von Verlusten bei der Rekonstruktion von Normspuren am Beispiel von RUN 10485

### Verluste

Durch die aufgestellten Bedingungen wurden 14% - 20% der Ereignisse verworfen. Eine Aufschlüsselung der einzelnen Verluste ist in Diagramm 35 angegeben. Im 0-Bin ist der Bruchteil der Ereignisse eingetragen, bei denen eine Normspur gefunden wurde. In den restlichen Bins befindet sich der Anteil der Ereignisse, die durch eine spezielle Bedingung verworfen wurden. Der Bin-Index gibt die Nummer der Bedingung an. Der größte Verlust, rund 10% der Ereignisse, entsteht dadurch, daß kein Spursegment in den BSSDs rekon-

struiert wurde. Die Hauptursache dieses Verlusts ist, daß nicht genügend BSSD-Treffer vorhanden sind um eine Spur zu bilden. Dieser Effekt wurde bereits in Kapitel 5.4 angesprochen. Man beachte jedoch, daß bei diesem Datensatz, Trigger- und Datennahmebedingungen im Gegensatz zu den Testdaten geändert sind, wodurch sich etwas kleinere Verluste einstellen.

Weitere Verluste von rund 3% bzw. 5% entstehen durch die Akzeptanzschnitte für das Target und für den Strahimpuls. Die restlichen Verlustquellen tragen zusammen weniger als 1% bei. Durch die niedrigere Intensität in der Datennahme ist der Verlust durch Bedingung 4 und 5 zusammen kleiner als 0.4%, wohingegen in den Testdaten dieser Verlust noch ca. 12% betrug (bei  $10^6$  T0/Spill).

### Qualitätseigenschaften der Normspuren

Qualitätseigenschaften erhaltener Normspuren sind in Diagramm 36 abgetragen. Diagramm A gibt die totale Trefferzahl auf der Normspur an (es gibt 8 BSSD und 4 HSD Ebenen). Diagramm B zeigt das Spektrum der HSD-tags und Diagramm C das  $\chi^2/\text{ndof}$ -Spektrum der Normspuren, das nach dem HSD-Refit erhalten wird.

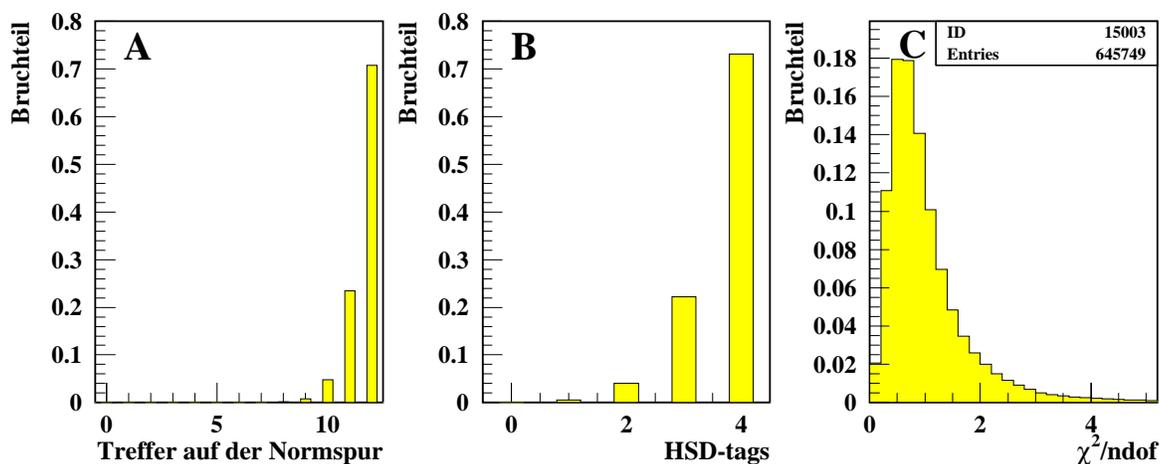


Abbildung 36: Qualitätseigenschaften der Normspuren am Beispiel von RUN 10485

### 6.2.3 Rekonstruktion des Vertexsegments

Wird in einem Ereignis eine Normspur gefunden, dann wird durch den "Softwaretrigger" die Routine **normvx** zur Rekonstruktion eines Vertexsegments aktiv. Um möglichst schnell eine Spur zu rekonstruieren, nutzt diese Routine folgende Eigenschaften der Vertex-HSD-Ebenen aus:

Pro HSD-Ebene werden von FERS maximal die Positionen zweier Streifen übergeben. Es sind dies stets die Streifen mit höchster und kleinster Kanalzahl, d.h. diejenigen Treffer, die der Begrenzung der aktiven Fläche des Detektors am nächsten liegen.

#### Prinzip des Algorithmus

Mit den x- und y-Koordinaten der Vertex-HSD-Treffer (HSD-Station 3) und einem Festpunkt im Target, der von der Extrapolation der Normspur getroffen wird, können Hypothesen für die Parameter der Vertexspur aufgestellt und geprüft werden (siehe Abbildung 37). Bei einem solchen Test werden im Korridor einer Spurlhypothese sämtliche Treffer der VSSD-Detektoren aufgesammelt. Liegen innerhalb des Korridors mehr als 14 Treffer (es gibt maximal 20 VSSD-Ebenen), dann wird ein Fit aller Treffer zu einer Vertexspur

<sup>47</sup> ndof: *number of degrees of freedom*

durchgeführt. In diesem Fall war der Hypothesentest erfolgreich, der Algorithmus hat einen Spurkandidaten gefunden.

Um das Verfahren zu optimieren, werden pro (x,y)-Trefferpaar der HSD-Ebenen für jeweils 5 Festpunkte, die über den vom Target abgedeckten z-Bereich verteilt liegen, Spurhypothesen erstellt und geprüft. Von den gefundenen Spurkandidaten wird nur derjenige mit kleinstem  $\chi^2/\text{ndof}$  als Normspur assoziierte Vertexspur übernommen. Da die HSD-Ebenen kleine Trefferzahlen haben, ist dieser Algorithmus schnell.

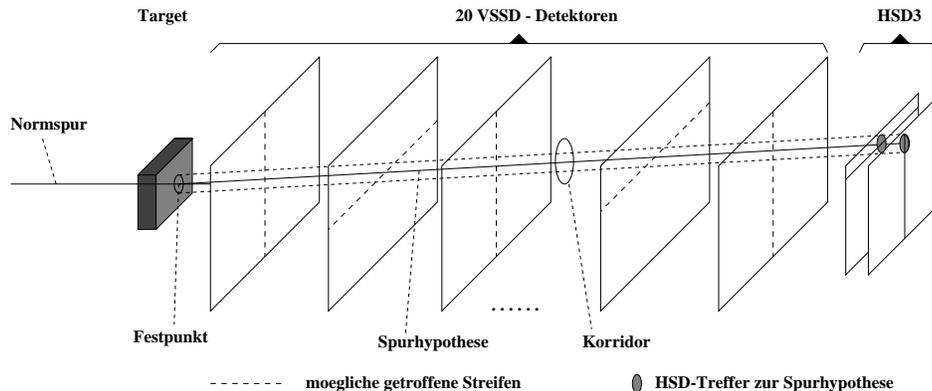


Abbildung 37: Spurrekonstruktion im Vertexspektrometer

Wird mit allen (x,y)-Kombinationen der HSD-Treffer keine Vertexspur gefunden, dann werden auch noch die x- und y-Koordinaten von Treffern auf VSSD-Detektoren zur Erstellung von Spurhypothesen benutzt. Dadurch wird das Programm sehr effizient. Je nach x- und y-Detektorebene zur Erstellung der Spurhypothese werden verschiedene Suchstrategien unterschieden. Insgesamt sind 8 Strategien in normvx implementiert. Die Strategien werden in der Reihenfolge abnehmender Geschwindigkeit nacheinander abgearbeitet, bis eine Vertexspur gefunden wird, oder die letzte Strategie erfolglos abgearbeitet ist.

### Effizienz der Vertexspurrekonstruktion

In Abbildung 38 ist die Beteiligung der einzelnen Strategien an der Rekonstruktion einer Vertexspur abgetragen, wie sie bei der Datenproduktion beobachtet wurde. Normiert wurde auf die Anzahl der Normspuren. Im 0-Bin ist der Bruchteil der Ereignisse eingetragen, bei denen keine Vertexspur gefunden wurde. Der Bin-Index gibt die Nummer der Suchstrategie an.

Bereits nur durch die Verwendung der 2 Vertex-HSD-Ebenen (Strategie 1) wird zu rund 80% der Normspuren eine Vertexspur gefunden. Diese Zahl kann mit Hilfe der Effizienzen, der zwei HSD Detektoren verstanden werden, die zu 88.7% (x-HSD) und 90.7% (y-HSD) bestimmt wurden. Für Strategie 1 werden Treffer auf beiden Ebenen vorausgesetzt. Das Produkt der HSD-Effizienzen ergibt dafür 80.4%.

Durch Verwendung einer HSD-Ebene und einer MOSAIC-Ebene (Strategie 2 und 3) steigt die Rekonstruktionseffizienz um ca. 16%. Der restliche Anteil wird von Strategien übernommen, die nur MOSAIC und 5cm-Detektoren benutzten (Strategie 4 und 5). Strategie 6 und 7, die Treffer der ersten LASD-Station benutzen, kamen nicht zum Einsatz. Bei Strategie 8 wird ein Suchkorridor um die Normspur geöffnet, die in die VSSDs extrapoliert wurde. Dies dient als Kontrolle und zur Behebung eventueller Ineffizienzen in Vorwärtsrichtung, wenn keine Spur durch alle vorigen Strategien gefunden wurde. Abbildung 38 zeigt, daß praktisch keine Spur durch diese Strategie rekonstruiert werden muß. Insgesamt wurde bei der Datenproduktion zu 97% - 99% der Normspuren eine assoziierte Vertexspur rekonstruiert.

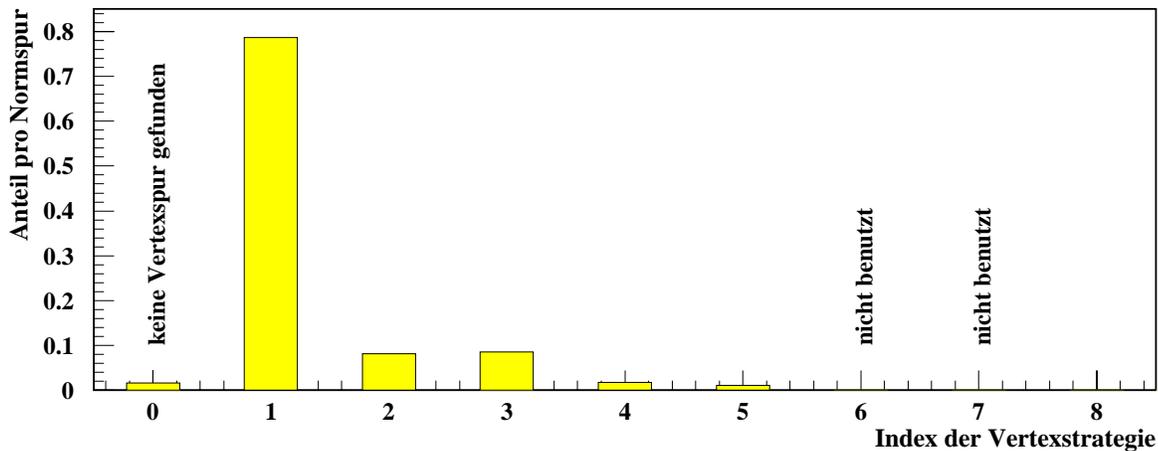


Abbildung 38: Übersicht der Anteile einzelner Vertexstrategien an der Rekonstruktion von Vertexspuren am Beispiel von RUN 10485

### Qualitätseigenschaften der Vertexspuren

Qualitätseigenschaften der Vertexspuren sind in Abbildung 39 dargestellt. Diagramm A enthält die Anzahl der Treffer, die zur Rekonstruktion der Spur verwendet wurden (Es gibt maximal 22 Vertexdetektoren). Diagramm B zeigt die  $\chi^2/\text{ndof}$ -Verteilung der Vertexspuren.

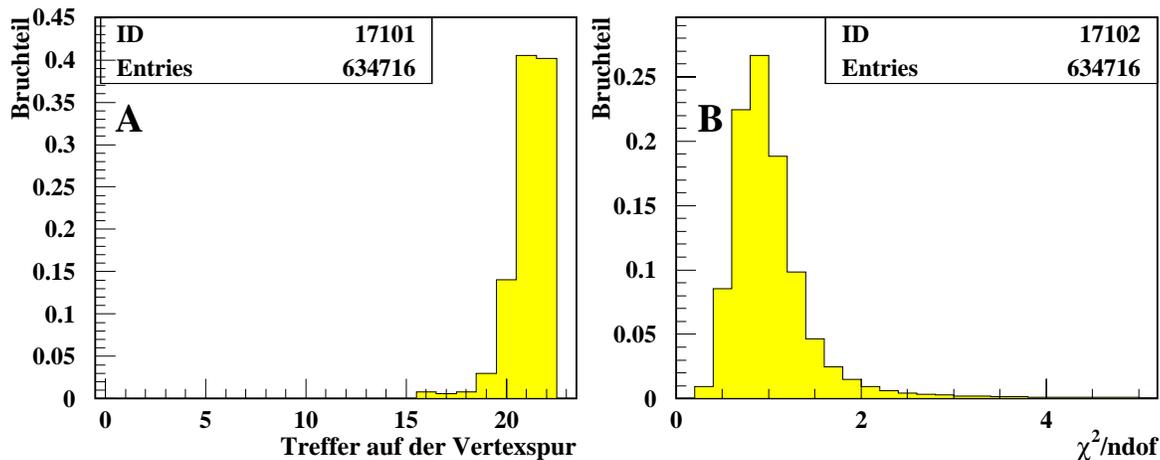


Abbildung 39: Qualitätseigenschaften der rekonstruierten Vertexspuren (RUN 10485)

Durch die bevorzugte Verwendung der HSD-Ebenen wird nicht nur eine schnelle Spurrekonstruktion erreicht, sondern auch automatisch eine Spur rekonstruiert, die zeitgleich mit der Normspur innerhalb von 100 ns ist. Durch die zuvor beschriebene Eigenschaft der HSD-Detektoren wird ferner erreicht, daß Ereignissen, die mit einer Teilchenproduktion einhergehen, ein großer Streuwinkel zugeordnet wird. Dies geschieht, da langsamere Teilchen aus einer Reaktion eher die Randbereiche der HSD-Detektoren treffen und stets der erste getroffene Streifen vom Rand der Detektorfläche von FERS übergeben wird.

Zur Demonstration dieses Effekts ist in Abbildung 40 der Streuwinkel im Target gegenüber der z-Position, an der die Streuung rekonstruiert wurde, abgetragen. Das linke Diagramm enthält noch das vollständige Streuspektrum. Im rechten Diagramm sind von den Ereignissen des linken Diagramms diejenigen mit Multiplizität  $> 1$  selektiert. Man sieht, daß diese Ereignisse bevorzugt große Streuwinkel aufweisen und daß sie

insbesondere an z-Positionen auftreten, an denen sich Material (S4-Zähler, Target, Wechselwirkungszähler IC) im Strahlengang befindet. Dieses Verhalten hat günstige Konsequenzen für die Extrapolation partieller Wirkungsquerschnitte, denn durch die Verwendung der HSD-Detektoren werden Ereignisse mit Reaktionsprodukten bei der Extrapolation  $|t| \rightarrow 0$  diskriminiert und in die Absorption des Targets eingerechnet.

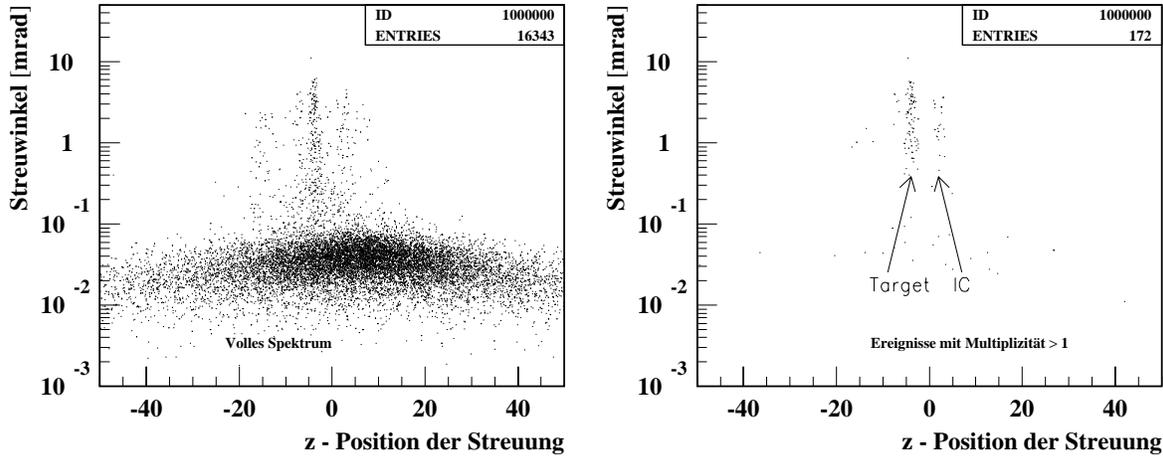


Abbildung 40: Streuwinkel zwischen der Normspur und der Vertexspur gegenüber der z-Position des Streueignis (RUN 10485). Erklärung siehe Text.

### Messung der Winkelauflösung

Zur Untersuchung der Eigenschaften von normvx wurde eine Monte Carlo-Simulation (MC) vorgenommen, bei der Einzelspuren für Pionen mit einem Streuwinkel im Bereich 0 - 0.35 mrad generiert wurden. Die z-Positionen der Streuung war über den Bereich des Berylliumtargets homogen verteilt. Zur Bestimmung der Winkelauflösung von Strahl- und Vertexspektrometer wurde das Differenzenspektrum aus generierten und rekonstruierten Streuwinkeln  $\Delta\theta$  bestimmt und durch eine Gaußkurve beschrieben. Ein Differenzenspektrum ist in Diagramm A von Abbildung 41 dargestellt. Die Fitwerte geben eine Winkelauflösung von rund  $19 \mu\text{rad}$  an.

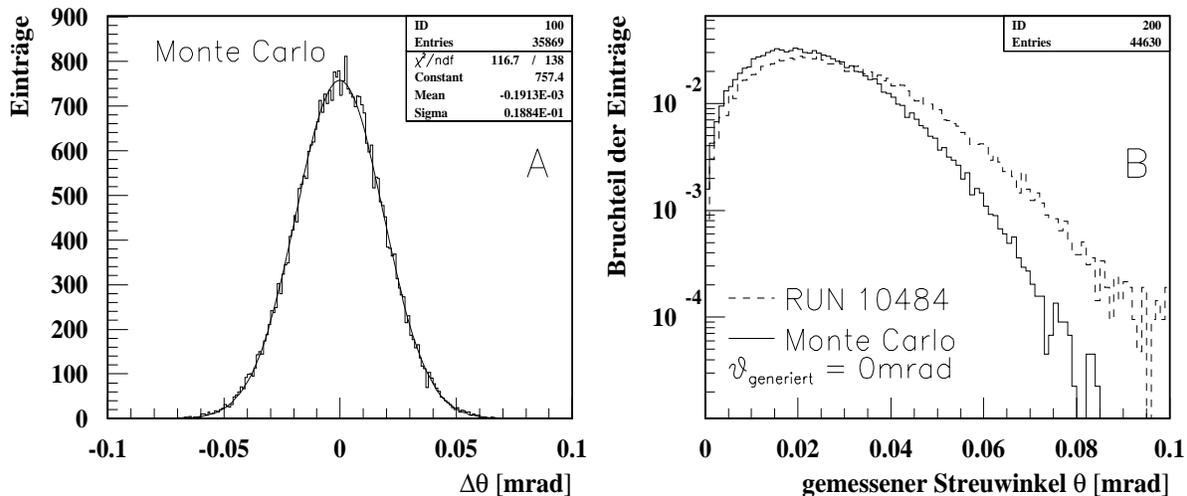


Abbildung 41: A: Monte Carlo Simulation der Winkelauflösung von Strahl- und Vertexspektrometer B: rekonstruierte Streuwinkelverteilung generierter Ereignisse unter 0 mrad Streuwinkel

Infolge nicht verschwindend kleiner Winkelauflösung wird ein tatsächlicher Streuwinkel  $\Theta$  von 0 mrad von der Meßanordnung auf größere Winkel abgebildet. Um dies zu sehen wurden 0 mrad Pion-Streueereignisse erzeugt und das Spektrum rekonstruierter Streuwinkel in Diagramm B dargestellt. Durch die Auflösung des Spektrometers wird der Strahl transversal zur Strahlrichtung aufgefächert. In den Streuwinkelverteilungen von Diagramm B sieht man allerdings keine gaußsche Verteilung, da hier über den Polarwinkel integriert ist. Infolge des linear ansteigenden Phasenraums sieht man weiterhin keine von 0 mrad abfallende, sondern eine zunächst ansteigende Verteilung.

Diagramm B ist ein Streuwinkelspektrum überlagert, wie man es in den Leertargetdaten (RUN 10484) für Pionen, vorfindet. Der Vergleich zwischen MC- und Experimentdaten zeigt, daß die Winkelauflösung vom Monte Carlo zu gut angegeben wird. Da das Maximum der Winkelverteilungen in den MC-Daten in etwa mit der gemessenen Winkelauflösung zusammenfällt, kann aus der Winkelverteilung der Experimentdaten eine ehrlichere Winkelauflösung von rund  $25 \mu\text{rad}$  abgeschätzt werden. Ursache der Diskrepanz von MC und Daten können folgende Faktoren sein:

- Keine Berücksichtigung von Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit Detektormaterial in der Simulation (kein GEANT Monte Carlo!).
- Im Monte Carlo werden Detektoren exakt positioniert angenommen.

#### 6.2.4 Rekonstruktion der Spursegmente in M1 und M2

Mit einem Standardalgorithmus von SOAP `tracking_segment` werden in den M1-LASDs, M2-LASDs und den M2-PWCs Spursegmente rekonstruiert. Anschließend wird versucht, dem Vertexsegment M1- und M2-Segmente zuzuordnen. Dies geschieht in einer `linker`-Routine. Eine Spur wird einer anderen Spur zugeordnet, wenn deren Trajektorien einen minimalen Abstand im Raum  $r_{dist}$  einnehmen, der unterhalb einer eingestellten Grenze liegt. Erfüllen mehrere Spuren diese Bedingung, so wird diejenige Spur angebonden, für die der Abstand  $r_{dist}$  minimal ist.

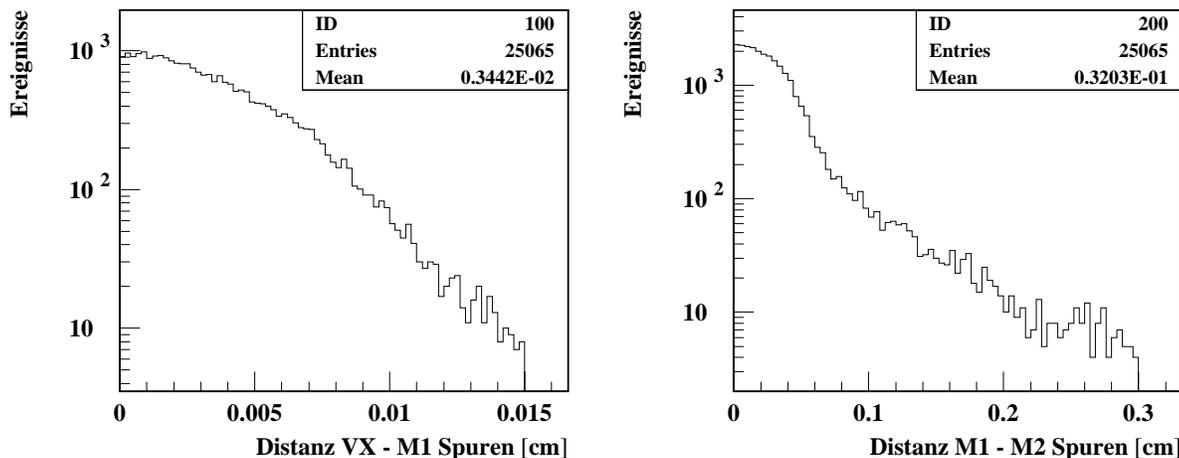


Abbildung 42: Verteilung der minimalen Spurbstände  $r_{dist}$  für Vertex- und M1-Spuren sowie für M1- und M2-Spuren (RUN 10485)

Für die Verbindung einer M1-Spur mit einer Vertexspur wurde ein Schnitt auf  $r_{dist}$  von  $150 \mu\text{m}$ , für die Verbindung einer M1- mit einer M2-Spur ein Schnitt von 3 mm eingesetzt. Beobachtete Distanzzpektren sind in Abbildung 42 angegeben. Der Distanzschnitt für M2 ist offener gehalten, da der Einfluß eines Magnetfelds und eine schlechtere Ortsauflösung des M2-Spektrometers berücksichtigt werden muß.

Bei der Spuruordnung erhält man nicht immer eine durchgehende Spur mit VX-, M1- und M2-Segment. Die Spuranbindung kann fehl gehen, weil entweder ein Segment nicht rekonstruiert wurde, oder es durch den Schnitt nicht zu einer Anbindung kam. Tabelle 5 enthält hierfür alle möglichen Fälle und deren Nomenklatur. Benutzt man lediglich den Standard-Segmentalgorithmus (tracking\_segment) im M1- und M2-Spektrometer, unter anschließendem Aufruf des linkers, dann erhält man ein Spektrum für die relative Häufigkeit der einzelnen Fälle von Tabelle 5, wie es in Abbildung 43 durch die gestrichelte Kurve dargestellt ist.

Fall - nomen- klatur	Verbundene Segmente	Nicht zugeordnete Segmente	
		Kein Segment vorhanden	Schnitt überschritten
0	VX M1 M2		
1	VX M1	M2	
2	VX M1		M2
3	VX M2	M1	
4	VX M2		M1
5	VX	M1 M2	
6	VX	M1	M2
7	VX	M2	M1
8	VX		M1 M2

Tabelle 5: Fälle, die bei der Spuruordnung eintreten können

Man sieht, daß in ca. 20% der Ereignisse kein M2-Segment und in ca. 2% kein M1-Segment vom Standardalgorithmus rekonstruiert wurde. Dieses Verhalten ist typisch für die Strahltrigger-Daten. Segmentverluste im M2-Spektrometer betragen je nach Einfallswinkel des Protonenstrahls zwischen 10% - 25%. Betrachtet man Ereignisse, in denen kein M2-Segment rekonstruiert wurde mit SEED, so sieht man dennoch Treffer in den M2-Spurdetektoren, die auf eine Teilchentrajektorie hinweisen.

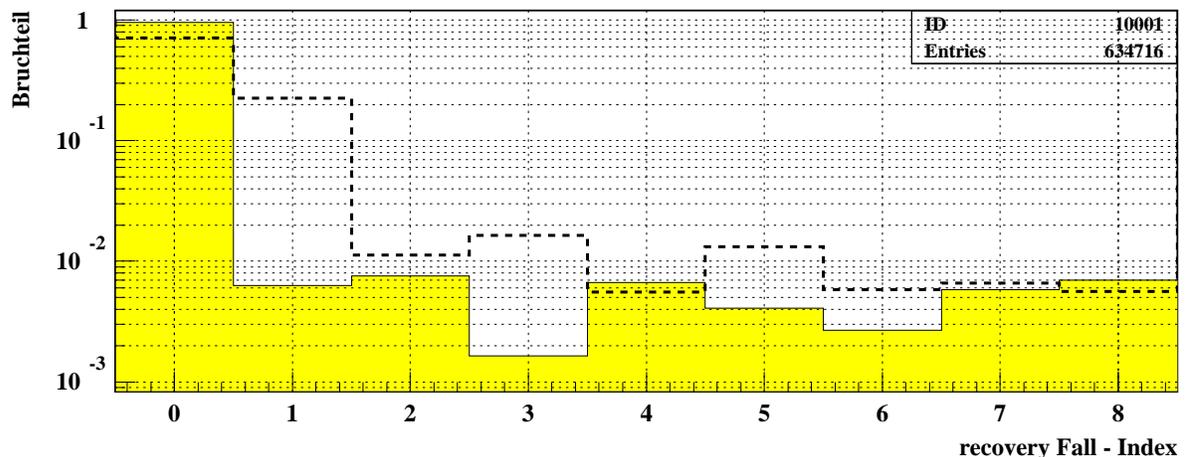


Abbildung 43: Aufschlüsselung von Ineffizienzen bei der Spuranbindung vor (gestrichelt) und nach (schattiert) Aufruf von recovery

### Behebung von Rekonstruktionsineffizienzen in M1 und M2 durch recovery

Um Spurrekonstruktionsineffizienzen im M1- und M2-Spektrometer zu beheben wurde eine **recovery**-Routine erstellt. Diese nutzt Informationen vorhandener Segmente aus, um gezielt nach Treffern fehlender Segmente im Spektrometer zu suchen. Die Treffer werden gesammelt und daraus wenn möglich die fehlende Spur rekonstruiert.

Fehlt nur das M2-Segment, so wird zunächst der Teilchenimpuls abgeschätzt. Dazu können M1-Spuren ohne Berücksichtigung des Magnetfeldes in das M2-Spektrometer extrapoliert und nächstgelegene Treffer der M2-x-Ebenen aufgesammelt werden. (x ist die Ablenkungsrichtung aller Magnete). Mit den gefundenen Treffern und den M1-Spurparametern läßt sich der Impuls abschätzen und somit ein M2-Korridor berechnen, in dem man die Teilchentrajektorie erwartet. Danach werden alle Treffer innerhalb des Korridors der M2-LASDs und M2-PWCs aufgesammelt und in einem Spurfitt verwendet.

Fehlt nur das M1-Segment, so kann der Teilchenimpuls aus VX- und M2-Spurparametern zusammen mit dem  $p_T$ -kick des M2-Magneten berechnet werden. Dann wird analog zu obigem Fall ein Korridor im M1-Spektrometer geöffnet, in dem Treffer von M1-LASDs und M1-PWCs aufgesammelt werden.

Nach Aufruf von recovery wird nochmals versucht Spursegmente zu verbinden, dabei ergibt sich das in Diagramm 43 schattiert gezeichnete Spektrum. Das Diagramm zeigt, daß durch recovery fast alle fehlenden M2-Segmente rekonstruiert werden.

### Ursachen der M2-Ineffizienz

Es ergibt sich die Frage, warum der Standardalgorithmus ca. 20% aller M2-Spuren nicht rekonstruiert, diese jedoch von recovery rekonstruiert werden:

Der Standard-Segmentalgorithmus wird von einer Datei gesteuert, in der Strategien zur Spurrekonstruktion aufgeführt sind. Eine Strategie dient zur Rekonstruktion eines Spursegments, die nur unter bestimmten Voraussetzungen Erfolg haben kann. In einer Strategie werden stets Treffer auf vier bestimmten Detektoren vorausgesetzt. Fehlt ein Treffer auf diesen Detektoren, dann kann durch diese Strategie das Spursegment nicht rekonstruiert werden. Um Rekonstruktionsverluste beim Standardalgorithmus zu minimieren, müssen entsprechend viele Strategien programmiert werden.

Um die Ursache der Rekonstruktionsineffizienzen im M2-Spektrometer als Folge von Detektorineffizienzen und Detektorakzeptanzen zu erklären, sind in Abbildung 44 x-Positionsspektren rekonstruierter M2-Segmente dargestellt. Die Impulse dieser Spuren liegen im Bereich von 500 - 650 GeV/c. In den oberen Diagrammen sieht man x-Phasenräume (Impulsspektren) von M2-Segmenten, die vom Standardalgorithmus rekonstruiert wurden. Peaks im linken Spektrum sind durch die Granularität des M2-Spektrometers bedingt. Der Abstand der Peaks von 2 mm entspricht dem Drahtabstand der M2-PWCs. Die Einhüllende der Peaks gibt den Phasenraum der Spuren an. Im linken Spektrum zeigt dieser Phasenraum einen Einbruch (siehe Pfeil), im rechten sieht man eine scharfe Kante (siehe Linie). In den unteren Diagrammen sind schattiert x-Positionsspektren von Spuren angegeben, die mit recovery rekonstruiert wurden. Nicht schattierte Bereiche geben hier das Summenspektrum von recovery und Standardalgorithmus an. Im linken Diagramm erkennt man, daß recovery in einem Bereich um  $x = -1.3 \text{ cm} \pm 0.5 \text{ cm}$  besonders aktiv ist. Es ist der Bereich, bei dem im oberen Diagramm ein Einbruch zu beobachten ist. Im rechten Diagramm wird recovery oberhalb 1.45 cm sprunghaft aktiv. Der Standardalgorithmus ist damit nur in bestimmten Bereichen ineffizient.

Dargestellte Ineffizienzen der linken Diagramme sind nur in x-, aber nicht in y-Projektion, zu beobachten. Das läßt sich durch einen Faden in den y-M2-PWCs erklären, der in diesem Bereich die Signaldrähte stützt. Die dadurch hervorgerufene lokale Ineffizienz der M2-PWCs zeigt sich auch in niederen Effizienzen dieser Kammern, da zur Effizienzmessungen Spuren verwendet werden, die den ineffizienten Bereich der Kammern durchlaufen (siehe Tabelle 9).

Das sprunghafte Verhalten im rechten Diagramm findet gerade an der Stelle statt, wo die x-Akzeptanz der

LASD-Station 3 endet. Die Auswirkung dieses Effekts ist allerdings im Vergleich zum ersten kleiner, da dieser Bereich nur von sehr wenigen Spuren getroffen wird (vgl. Skala).

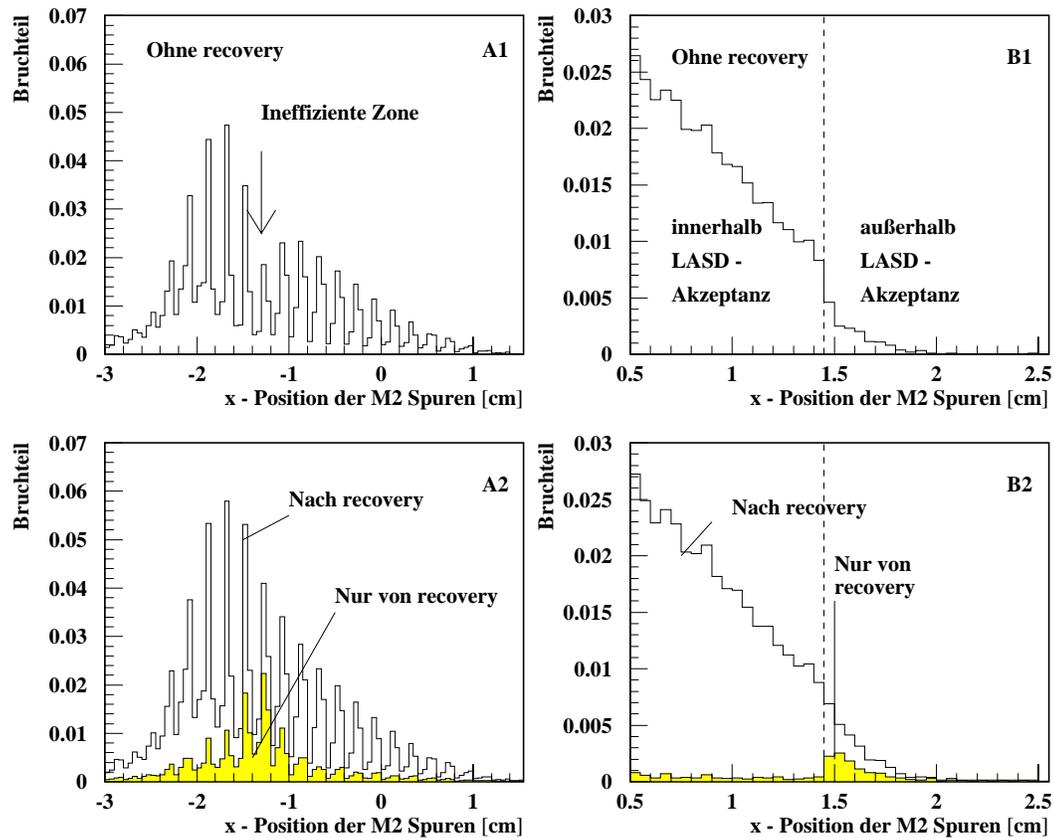


Abbildung 44: x-Position rekonstruierter M2-Segmente. In den linken Diagrammen (RUN 10485) ist die x-Position an der lokalen z-Position  $z_l = 396.38\text{cm}$  (Position der letzten M2-PWC-Station) ausgewertet. In den rechten Diagrammen (RUN 10454) wurde  $z_l = 132\text{cm}$  verwendet (Position von LASD Station 3)

### 6.2.5 Datenausgabe

Die rekonstruierten Ereignisse werden nach Tabelle 4 in Klassen eingeteilt. Für jede Klasse werden Informationen derjenigen Spektrometer herausgeschrieben, in denen ein Segment rekonstruiert und angebunden wurde. Das Schreiben dieser Informationen erfolgt blockweise in der Reihenfolge der Spektrometeranordnung. Für jedes Spektrometer ist ein Datenblock mit festem Format vorgesehen. Der erste für ein Ereignis geschriebene Block, enthält einen Datenkopf in dem die RUN-Nummer, die *Spill*-Nummer und die Information über die Ereignisklasse enthalten ist. Maximal werden 64 Parameter in einen Ereignisblock geschrieben. Die bekannten HBOOK NTUPEL sind bei dieser Analyse ungeeignet, da millionen von Datenblöcken geschrieben werden, die Videospeicher überfordern.

### 6.2.6 Überwachung der Rekonstruktionsausbeuten

Während des Programmablaufs werden sämtliche Ereignisse gezählt, die verarbeitet oder an irgend einer Stelle im Programmtext verworfen wurden. Dies dient zur Kontrolle des Programms und der Datenpro-

duktion. Insbesondere lassen sich damit Ausbeuten und Verluste für Normspuren, Spuren einer bestimmten Ereignisklasse etc. von *Spill* zu *Spill* verfolgen. Pro *Spill* wird eine Liste dieser Parameter in eine *Monitoring*-Datei geschrieben. Jeweils am Ende der Produktion eines RUNs werden pro *Spill* Bilanzen geschriebener und verworfener Ereignisse erstellt und Resultate in einem Logfile festgehalten.

### 6.2.7 Überwachung von Effizienzen

Die Effizienzstabilität der wichtigsten Spurdetektoren wird mit Spuren kontrolliert. Dazu wurde folgende Methode verwendet:

Die Wahrscheinlichkeit  $p_{hit}$  dafür, daß ein Spurdetektor einen Treffer anzeigt, setzt sich aus der Wahrscheinlichkeit für einen Rauschtreffer  $p_{noise}$  und der Wahrscheinlichkeit für einen Treffer, der durch einen Teilchendurchgang erzeugt wurde  $p_{sig}$  zusammen. Es gilt:

$$p_{hit} = p_{sig} + p_{noise} - p_{noise}p_{sig} . \quad (93)$$

Für eine Anzahl von Spuren  $N_o$ , die innerhalb eines Spektrometers rekonstruiert wurden, kann man  $p_{hit}$  abschätzen, indem man für jede Spur Treffer  $N_{hit}$  zählt, die innerhalb eines Akzeptanzfensters um die Spuren liegen.  $p_{noise}$  kann abgeschätzt werden, indem man Zufallstreffer  $N_{noise}$  in einem weiteren Akzeptanzfenster zählt, das Abseits der Spur liegt. Die Effizienz eines Detektors  $p_{sig}$  kann dann mit

$$p_{noise} = \frac{N_{noise}}{N_o} \quad p_{hit} = \frac{N_{hit}}{N_o} \quad p_{sig} = \frac{p_{hit} - p_{noise}}{1 - p_{noise}} \quad (94)$$

angegeben werden.

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß sie auch bei Betrieb des M2-Magneten im M2-Spektrometer funktioniert. Allerdings sind Ergebnisse für  $p_{sig}$  nicht zwingend die tatsächlichen Detektoreffizienzen, da zur Erstellung eines speziellen Spursegments im Rekonstruktionsalgorithmus bereits Treffer auf bestimmten Detektoren vorausgesetzt werden. Letztere Detektoren hätten dann stets 100% Effizienz.

Um diesen Einfluß zu minimieren wurde bei der Steuerung des Segmentalgorithmus (*tracking\_segment*) darauf geachtet, daß kein Detektor in allen Strategien vorausgesetzt wird. Da es nur um eine Verfolgung der Effizienzstabilität und nicht um eine genaue Detektorstudie geht, ist das ausreichend. Ein nachträglicher Vergleich der Effizienzen aus dieser und einer weiteren Methode ergab Übereinstimmung innerhalb von 1%. Insgesamt wurden pro *Spill* Effizienzen von 66 Detektoren (8 BSSDs, 6 HSDs, 20 VSSDs, 18 LASDs, 14 M2PWCs) überwacht. Ergebnisse wurden in einer Datei festgehalten.

### 6.2.8 Überwachung von Alignmentkonstanten

Für die Überwachung der Positionsstabilität der Detektoren wurden Spuren von einem Spektrometer in ein benachbartes Spektrometer extrapoliert und Spektren minimaler Distanzen von Treffern eines Detektors zur Extrapolationstrajektorie bestimmt. Der Mittelwert der Verteilung gibt die Versetzung des Detektors an. Auf diese Weise wurden pro *Spill* für 66 Detektoren Alignmentkonstanten ermittelt und in einem Logfile festgehalten.

## 6.3 Durchführung der Datenproduktion

Die Datenproduktion erfolgte auf einem ALPHA 8200 Rechner. Zum Einlesen der Rohdaten wurde ein Stacker für 8 mm Videobänder benutzt. Die Zwischenspeicherung von Rohdaten und produzierten Daten erforderte 2 Festplatten. Zur Datensicherung wurden 2 DLT-Bandlaufwerke benutzt. Diese zeichnen sich durch eine größere Schreibgeschwindigkeit als die 8 mm EXABYTES aus und es können pro Band bis zu 20 GByte Daten gespeichert werden. Die benutzte Anordnung ist in Abbildung 45 dargestellt.

Um die Datenproduktion auf einer *Spill* zu *Spill* Basis durchzuführen, wurden Ereignisse eines RUNs in zeitlich geordneter Reihenfolge produziert. Da Datenfiles für einen RUN auf bis zu 7 Bändern verteilt waren wurde dazu der Stacker mit allen erforderlichen Kassetten gefüllt. Anschließend wurde nacheinander auf die Bänder zugegriffen und alle Files eines zu verarbeitenden RUNs auf Festplatte abgelegt. Nach Kopieren der Rohdatenblöcke, wurden 2 Prozesse für `xsecprog.exe` gestartet. Der erste verarbeitete Rohdaten der fn781a-Maschine, der zweite Rohdaten der fn781f-Maschine in der zeitlichen Reihenfolge der Datennahme.

Produzierte Daten eines *Spills* wurden in eigenständigen Dateien abgelegt. Zusätzlich wurde für jeden RUN eine Datei geschrieben, die Informationen über Detektoreffizienzen, Alignmentkonstanten und Rekonstruktionsausbeuten nach *Spills* geordnet enthält. Daten- und *Monitoring*-Files wurden nach Abschluß der Produktion auf DLT-Bändern gesichert. Für die Produktion der Datensätze wurden stets von der Alignmentgruppe bereitgestellte Alignmentkonstanten verwendet. Es wurde zudem darauf geachtet, daß stets gleiche Versionen von Produktionsprogramm und Konstantentabellen vorlagen.

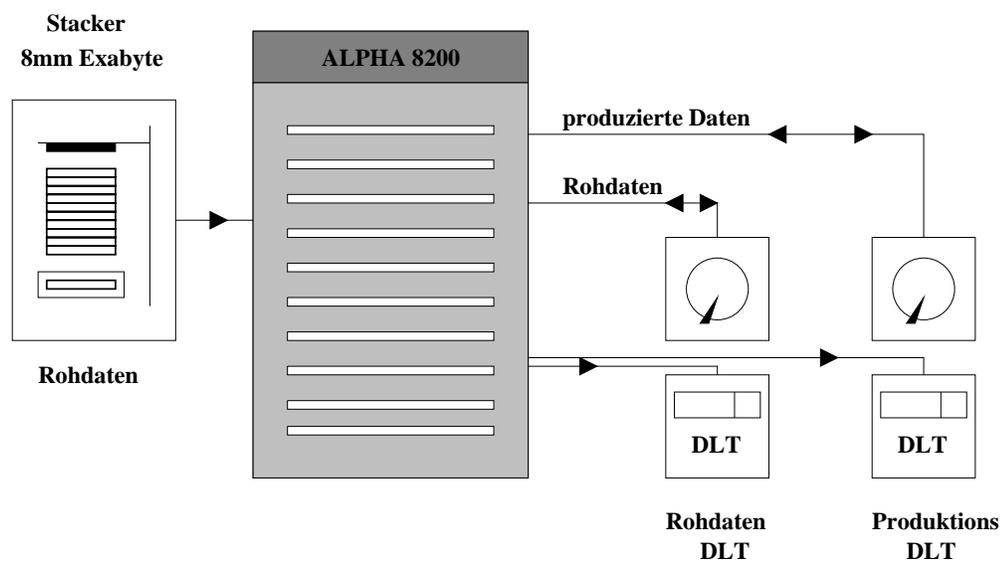


Abbildung 45: Anordnung zur Datenproduktion

Produziert wurden sämtliche in Tabelle A aufgeführte Datensätze. Dabei wurden in allen Daten, die unter negativen (positiven) Strahlbedingungen aufgezeichnet waren  $8.3 \cdot 10^7$  ( $2.5 \cdot 10^7$ ) Ereignisse mit Normspuren gefunden. Tabelle 6 gibt eine Übersicht der Bänder und der Größe darauf enthaltener NTUPEL an.

Name des DLTs	Größe des NTUPELs [GByte]	gefilterte Ereignisse mit Normspuren
xsec_dlt_ber_v1.00	5.19	$10.6 \cdot 10^6$
xsec_dlt_car_v1.00	13.21	$27.0 \cdot 10^6$
xsec_dlt_pol_v1.00	18.38	$35.0 \cdot 10^6$
xsec_dlt_cop_v1.00	5.34	$10.2 \cdot 10^6$
xsec_dlt_pber_v1.00	3.71	$7.1 \cdot 10^6$
xsec_dlt_pcar_v1.00	9.61	$17.9 \cdot 10^6$

Tabelle 6: Zusammenstellung mit produzierten Daten beschriebener DLT-Bänder

## 7 Datenselektion und Stabilität der Meßbedingungen

In diesem Kapitel wird dargelegt, wie aus den produzierten Daten RUNs für die weitere Analyse ausgewählt und zu Datensätzen gruppiert wurden. Vorselektierte RUNs werden auf Stabilität der Rekonstruktionseffizienzen geprüft und Ursachen von Instabilitäten aufgedeckt. Zur Motivation der Notwendigkeit von Ratenkorrekturen bei der weiteren Analyse, wird eine einfache Abschätzung der Auswirkung von Instabilitäten auf die Meßgenauigkeit für  $\sigma_{tot}$  durchgeführt. Ferner wird auf Detektoreffizienzen und die Güte des Detektoralignments eingegangen.

### 7.1 Datenauswahl

Die Auswahl produzierter Daten für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte wurde nach folgenden Kriterien vorgenommen:

1. **Feste experimentelle Bedingungen:** Anhand von Logbucheinträgen wurden alle RUNs von der Analyse ausgeschlossen, bei denen keine festen experimentellen Bedingungen vorlagen, da z.B. noch Eingriffe in die Steuerung des Spektrometers oder Änderungen am Protoneneinfallwinkel vorgenommen wurden.
2. **Gute Strahlbedingungen:** Bei zahlreichen RUNs, die unmittelbar nach Rotation der PC3BR-Magnete (vgl. Kapitel 5.5) aufgezeichnet wurden, lag der Hyperonenstrahl zum großen Teil außerhalb der Akzeptanz des Strahlsiliziums und des BTRDs. Diese RUNs (10537 - 10545 vgl. Abbildung 47) mußten verworfen werden, da das BTRD-Signal praktisch keinen Informationsgehalt über die Teilchenidentität hatte.
3. **Erfolgreiche Datenproduktion:** Bei der Auswertung der Logfiles des Datenproduktionsprogramms wurden RUNs aufgedeckt, bei denen Bilanzen für analysierte, produzierte und verworfene Ereignisse in fast keinem *Spill* ausgewogen waren. Datenfiles solcher RUNs gewährleisteten keine konsistente Normierung und wurden deshalb nicht weiter verwendet.
4. **Synchronisation mit Triggerinformation:** Zur Korrektur von Rateneffekten, wurden Triggerinformationen aus Triggerlogfiles entnommen und mit den produzierten Daten *Spill* für *Spill* synchronisiert. Bei dieser Synchronisation wurden sämtliche *Spills* zurückgewiesen, für die Einträge im Triggerlogfile fehlerhaft waren oder das Triggerteilungsverhältnis T0:T1:T2 geändert war.
5. **Stabilität der Rekonstruktionsausbeuten:** Um dem Stabilitätskriterium gerecht zu werden, wurden RUNs, deren Rekonstruktionsausbeuten (siehe Kapitel 7.3) selbst nach Korrektur der Rateneffekte, offensichtliche Abweichungen vom regulären Verhalten der Nachbarruns zeigten, verworfen.

### 7.2 Einteilung in Datensätze

Ausgewählte Daten wurden in Datensätze eingeteilt. Dabei wurden RUNs, die zur Messung mit einem speziellen Target dienen, unter Berücksichtigung fester Strahl-, Alignment-, und Triggerbedingungen zusammengefaßt. In Abbildung 46 sind die RUN-Bereiche der erstellten Datensätze durch lila Kästen begrenzt. Das chemische Symbol des Targetmaterials sowie die mittlere Strahlenergie ist unter den Kästen angegeben. Lücken im RUN-Spektrum gehen auf Pulserruns zurück, die während strahlungsfreier Perioden aufgezeichnet wurden. In Tabelle 7 ist die Bezeichnung der Datensätze und der darin enthaltenen RUNs und Ereignisse angegeben.

Name des Datensatzes	Enthaltene RUNs	Anzahl der Ereignisse mit Normspurkandidaten
ber_neg_600_set1	10450 10451 10452 10453 10454 10455 10456 10457 10458 10459	7666410
ber_pos_600_set1	10047 10048 10049 10050 10051	3446106
ber_pos_600_set2	10054 10055 10056 10057	3307240
car_neg_600_set1	10476 10477 10478 10479 10480	3435873
car_neg_600_set2	10483 10484 10485 10486 10487 10490 10491	4704888
car_neg_600_set3	10631 10632 10633 10634 10635 10636 10637	6034072
car_neg_600_set4	10643 10644 10645 10646 10647	3620441
car_pos_600_set1	10914 10915	2545183
car_pos_600_set2	10920 10921	1743927
car_pos_600_set3	10926 10927	1359838
car_pos_375_set1	10912 10913	2294304
car_pos_375_set2	10924 10925	1827057
car_pos_250_set1	10255 10256 10257 10258	1754853
pol_neg_600_set1	10502 10503 10504 10505 10506 10507 10508 10509	6722506
pol_neg_600_set2	10510 10511 10512 10513 10514 10515 10516 10518	5572776
pol_neg_600_set3	10549 10550 10551 10552 10553 10554	4999167
pol_neg_600_set4	10555 10556 10557 10558 10559 10560	3629957
pol_neg_600_set5	10566 10567 10568	1662432
cop_neg_600_set1	10571 10572 10573 10574 10575 10576	4784314
cop_neg_600_set2	10577 10578 10579 10580 10581 10582	5023986

Tabelle 7: Bezeichnung der Datensätze mit Angaben über RUNs und der Gesamtzahl an Ereignissen mit Normspurkandidaten

### 7.3 Auswertung der Rekonstruktionsausbeuten

In Kapitel 4.3 wurde dargelegt, daß es für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte günstig ist, wenn die Nachweiseffizienz für Teilchen, zwischen Voll- und Leertargetmessung unverändert bleibt. Bei einer Datenselektion will man deshalb bevorzugt jene RUNs auswählen, bei denen möglichst stabile Bedingungen in Experiment und Datenproduktion vorlagen. Durch die Auswahlkriterien 1 - 4 ist diesem Kriterium nur soweit Rechnung getragen, daß Daten mit offensichtlichem Fehlergehalt verworfen werden. Es bleibt zu prüfen, wie stabil die experimentellen Bedingungen, der über Kriterien 1 - 4 vorselektierten RUNs tatsächlich sind, welche Ursachen Instabilitäten haben und ob es eventuell Korrekturmöglichkeiten gibt. Zur Stabilitätsanalyse werden Rekonstruktionsausbeuten, Detektoreffizienzen und Alignmentkonstanten herangezogen, die parallel zur Datenproduktion erzeugt wurden.

#### 7.3.1 Sinnvolle Stabilitätsparameter

Da die Messung totaler Wirkungsquerschnitte auf Auszählen von Spuren bestimmter BTRD-Kennung beruht, kommt es auf die Stabilität der Spurrekonstruktion und des BTRD an. Es ist dabei weniger sinnvoll

die Stabilität der Spurrekonstruktion anhand der Effizienzstabilität einzelner Detektoren zu beurteilen, da Effizienzwankungen einzelner Detektoren praktisch keinen meßbaren Einfluß auf die Spurrekonstruktionseffizienz haben können. Dies ist Folge einer großen Anzahl hocheffizienter Detektoren zur Spurrekonstruktion. Zur Stabilitätsanalyse werden stattdessen folgende Rekonstruktionsparameter definiert und deren

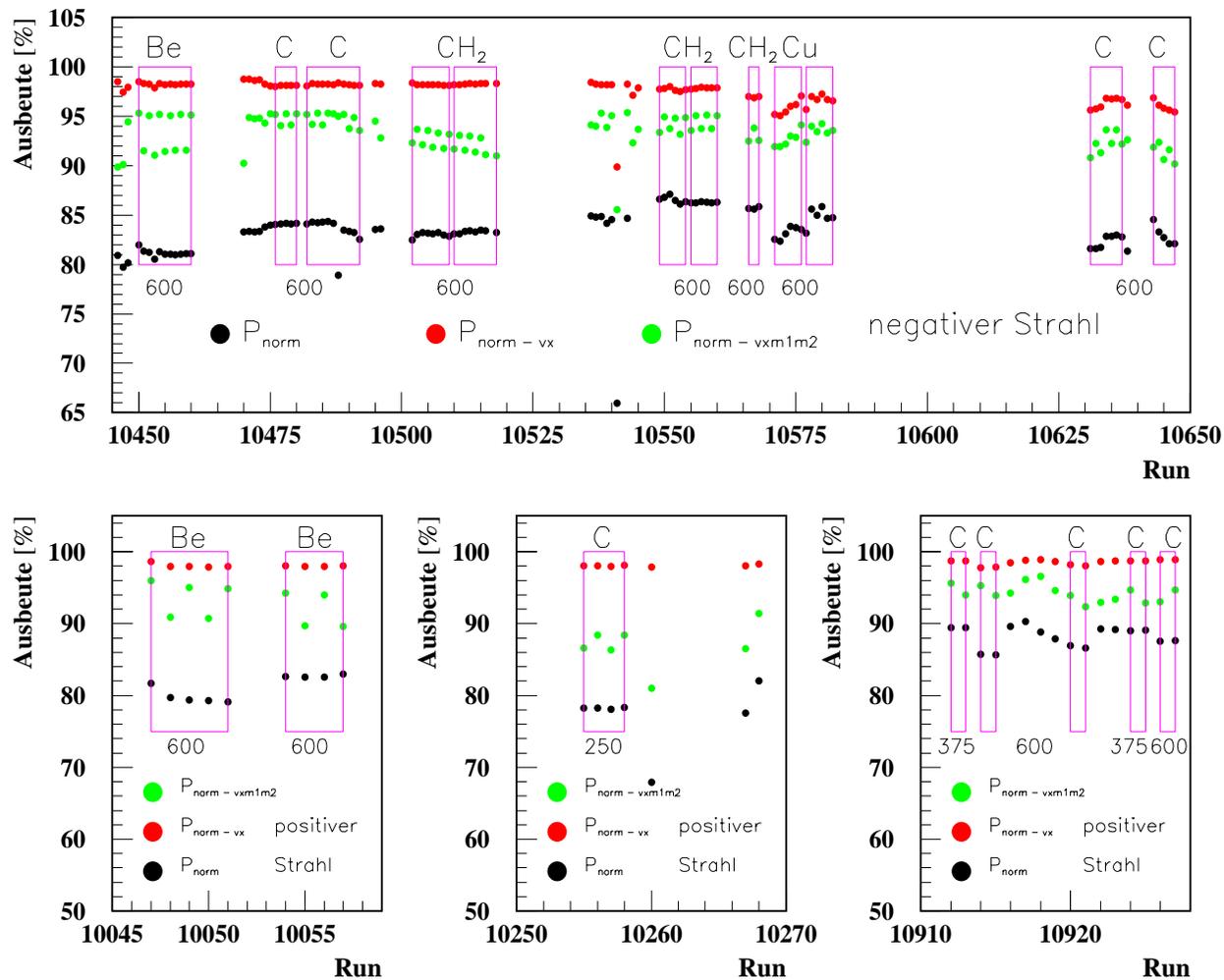


Abbildung 46: Stabilität der Produktionsparameter  $P_{norm}$ ,  $P_{norm-vx}$  und  $P_{norm-vxm1m2}$

Mittelwerte für jeden RUN bestimmt:

1.  $P_{norm}$ : Ausbeute an Normspuren aus allen analysierten Ereignissen.
2.  $P_{norm-vx}$ : Bruchteil der Normspuren, denen eine Vertexspur zugeordnet werden konnte.
3.  $P_{norm-vxm1m2}$ : Bruchteil der Normspuren, denen eine Spur durch die Spektrometer VX, M1 und M2 zugeordnet werden konnte.
4.  $BTRD(\leq 5)$ : Anteil der Normspuren, bei denen die BTRD-Kennung weniger als 6 angesprochene BTRD Ebenen betrug (Baryonensignal).
5.  $BTRD(\geq 8)$ : Anteil der Normspuren, bei denen die BTRD-Kennung mehr als 7 angesprochene BTRD Ebenen betrug (Mesonensignal).

Meßwerte der Rekonstruktionsparameter sind in Abbildung 46 und BTRD-Stabilitätsparameter in Abbildung 47 dargestellt.

In Abbildung 47 sieht man, daß sich die BTRD-Kennung innerhalb eines Datensatzes sehr stabil verhält. Kleinere Abweichungen um 2% bei Kupferruns können vernachlässigt werden, da in der Analyse härtere Schnitte auf das BTRD-Spektrum zur Teilchenseparation angebracht werden. Das Verhältnis  $BTRD(<=5) : BTRD(>=8)$  zeigt jedoch von Datensatz zu Datensatz mitunter starke Unterschiede. Diese werden durch Änderungen des Protoneneinfallswinkels hervorgerufen, da dadurch die Verteilung der Strahlteilchen auf eine ineffiziente Zone des BTRDs geändert wird. In der Analyse wird dieser Effekt in Kapitel 9.2.2 berücksichtigt.

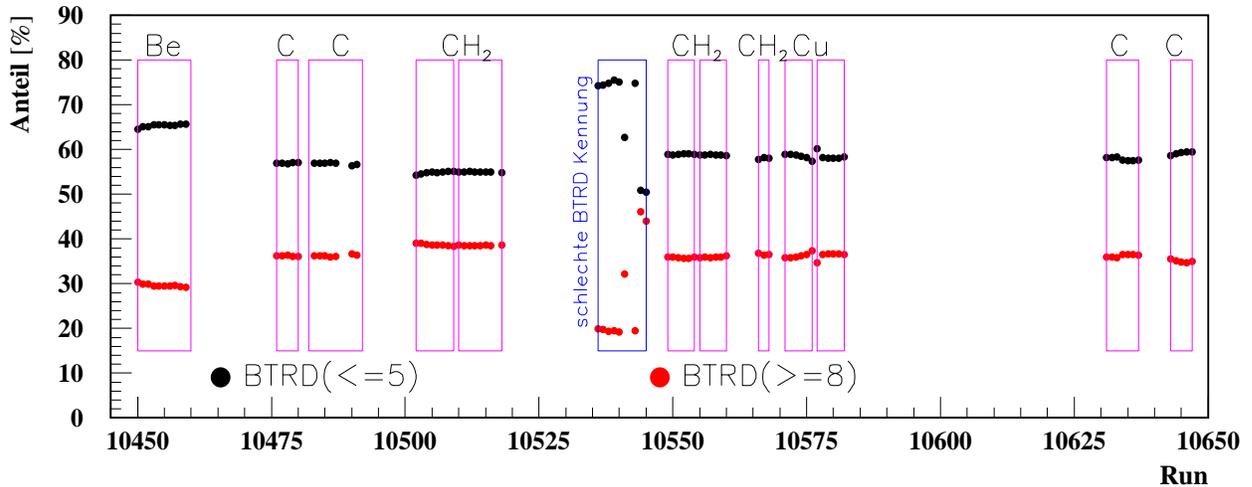


Abbildung 47: Stabilität des Baryonensignals  $BTRD(\leq 5)$  und des Mesonensignals  $BTRD(\geq 8)$  bei negativen Strahlbedingungen für ausgewählte RUNs (lila Kästen) und nach Kriterium 2 verworfene RUNs (blauer Kasten)

Abbildung 46 zeigt deutlich, daß selbst bei den ausgewählten RUNs in den lila Kästen sich die Rekonstruktionsparameter innerhalb der statistischen Fehler keineswegs konstant verhalten. Man beachte, daß der absolute statistische Fehler pro Datenpunkt bei rund 0.1% liegt (Fehlerbalken sind nicht mehr sichtbar). Betrachtet man Datenpunkte von  $P_{norm}$  und  $P_{norm-vx}$  z.B. beim Kupfertarget, so treten dort absolute Schwankungen von 2% - 4% auf. Zudem beobachtet man ein paralleles Verhalten der Rekonstruktionseffizienzen. Weiterhin fällt auf, daß Datenpunkte von  $P_{norm-vxm1m2}$  regelmäßige Sprünge aufzeigen, die beim Be-Target am größten und beim Cu-Target am kleinsten sind. Im folgenden sollen Ursachen dieser Fluktuationen und deren Auswirkung auf die Messung untersucht werden.

**Ursachen von Schwankungen in der Rekonstruktionsausbeute** Hauptursache, durch die simultane Fluktuationen in allen Rekonstruktionsparametern auftreten, ist eine starke Ratenabhängigkeit dieser Größen. Zur Demonstration der Ratenabhängigkeit sind in Abbildung 48 für *Spills* der Kupfer RUNs 10571 - 10582 die Rekonstruktionsparameter gegenüber der T0-Rate abgetragen. Die beobachtete Ratenabhängigkeit der Rekonstruktionsausbeuten wird sich in einer Ratenabhängigkeit der Transmissionsverhältnisse wieder spiegeln und das Meßergebnis für totale Wirkungsquerschnitte verfälschen. Insbesondere dann, wenn die mittleren T0-Raten von Leer- und Volltargetmessung stark voneinander abweichen.

Sprünge in  $P_{norm-vxm1m2}$  sind außer mit der Rate, auch mit der Targetposition korreliert. Man sieht hier bereits eine Auswirkung der Strahlabsorption durch das Target. Befindet sich das Target im Strahlengang, so wird der Hyperonenstrahl stärker aufgefächert, wodurch ein größerer Anteil an Teilchenspuren die Akzeptanz der LASD Station 2 verläßt und  $P_{norm-vxm1m2}$  absinkt. Dies ist ein gewünschter Effekt, denn man

will die Anzahl der ungestreuten Teilchen in Vorwärtsrichtung bestimmen. Targetpositionsbedingte Sprünge sind bei  $P_{norm-vxm1m2}$  im Gegensatz zu  $P_{norm-vx}$  viel stärker ausgeprägt, da LASD Station 2 in Bezug auf das Target einen kleineren Raumwinkel abdeckt als das Vertexspektrometer.

Zur Veranschaulichung, daß Sprünge in  $P_{norm-vxm1m2}$  tatsächlich durch den Absorptionseffekt des Targets hervorgerufen werden, ist in Abbildung 48 die mittlere Differenz  $\Delta P_{norm-vxm1m2}$  von  $P_{norm-vxm1m2}$  zwischen Voll- und Leertargetmessungen gegen die nukleare Wechselwirkungslänge  $X_{int}$  des Targets abgetragen. Obwohl keine Korrektur auf Rateneffekte vorgenommen wurde, sieht man deutlich die Korrelation mit der Wechselwirkungslänge. Die eingezeichnete Linie dient nur der Führung des Auges.

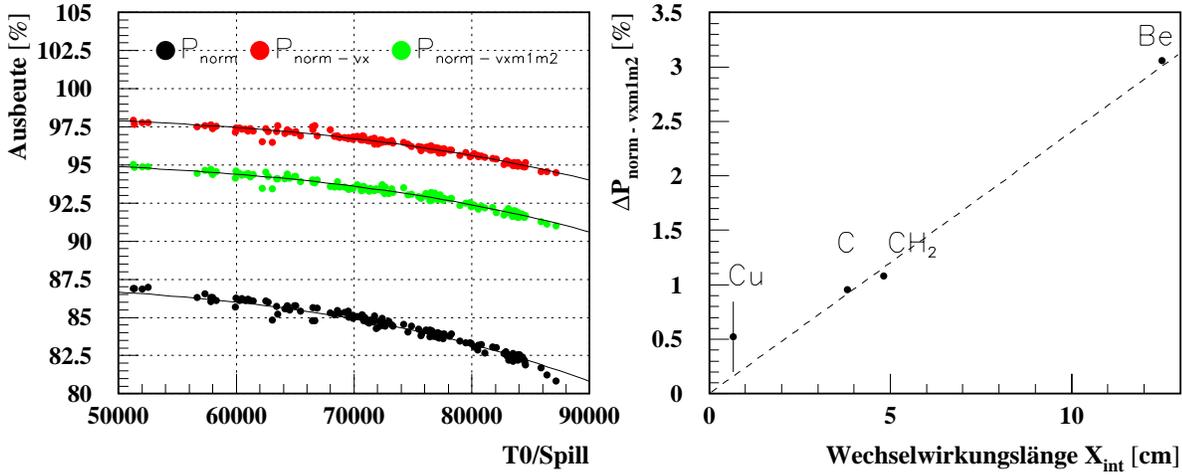


Abbildung 48: Ratenabhängigkeit der Rekonstruktionsparameter  $P_{norm}$ ,  $P_{norm-vx}$  und  $P_{norm-vxm1m2}$  und die Abhängigkeit der Differenzen in  $P_{norm-vxm1m2}$  zwischen Voll- und Leertargetmessungen von der nuklearen Wechselwirkungslänge des Targets

Man kann nun nach der Stabilität der Rekonstruktionsparameter fragen, wenn kein Rateneffekt vorhanden wäre. Um dies zu untersuchen werden Datenpunkte durch eine Beschreibung der Ratenabhängigkeit korrigiert. Dazu wird eine geeignete Funktion den Korrelationen angepaßt. Die Ratenabhängigkeit der Rekonstruktionsparameter (allgemein  $P(T0)$ ) läßt sich durch die Funktion

$$P(T0) = \kappa_1 + \kappa_2 T0^4 \quad (95)$$

recht gut beschreiben und die Parameter  $\kappa_1$  und  $\kappa_2$  mit einem  $\chi^2$ -Fit an die Datenpunkte bestimmen. Abbildung 48 zeigt die Fitfunktionen zusammen mit den Datenpunkten. Durch Kenntnis der Korrelationsfunktion  $P(T0)$ , können die experimentell gemessenen Parameter  $P(T0)_{exp}$  auf die mittlere T0-Rate in Voll- und Leertargetmessung  $\overline{T0}$  korrigiert werden:

$$P(T0)_{corr} = P(T0)_{exp} + \underbrace{\kappa_2}_{< 0} (\overline{T0}^4 - T0^4). \quad (96)$$

Abbildung 50 zeigt die ratenkorrigierten Datenpunkte der vorselektierten RUNs. Durch die Ratenkorrektur fallen die Rekonstruktionsparameter bereits wesentlich stabiler aus.

Beim Rekonstruktionsparameter  $P_{norm}$  verbleiben Schwankungen, die nicht ratenbedingt sind. Diese können z.B. durch Schwankungen im Phasenraum des Hyperonenstrahls im Zusammenhang mit Schnitten bei der Definition der Normspuren, hervorgerufen werden. Bei dem verwendeten Meßverfahren zur Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte hat jedoch die Stabilität der Normspurausbeute  $P_{norm}$  keinen Einfluß auf das Stabilitätskriterium von Kapitel 4. Würde die T0-Rate zur Normierung benutzt werden, wie

das bei klassischen Transmissionsexperimenten der Fall ist, dann würden Schwankungen in  $P_{norm}$  einen systematischen Fehler verursachen. Durch die Verwendung der Normspuren ist dies, als großer Vorteil des eingeschlagenen Meßverfahrens, nicht der Fall.

Einfluß auf die Genauigkeit der Messung haben Schwankungen im Verhältnis transmittierter Spuren zu Normspuren, die sich mit den Parametern  $P_{norm-vx}$  und  $P_{norm-vxm1m2}$  untersuchen lassen. Nach der Ratenkorrektur verhält sich der Rekonstruktionsparameter  $P_{norm-vx}$  sehr konstant. Es gibt nur kleinste Targetpositionsbedingte Schwankungen. Bei  $P_{norm-vxm1m2}$  verbleibt jedoch selbst nach der Korrektur im RUN-Bereich 10502 - 10518 ein systematischer Abfall des Rekonstruktionsparameters  $P_{norm-vxm1m2}$ . Die Ursache dieser Instabilität geht auf Positionsverschiebungen von Detektoren zurück. Zur weiteren Erklärung dient Abbildung 49:

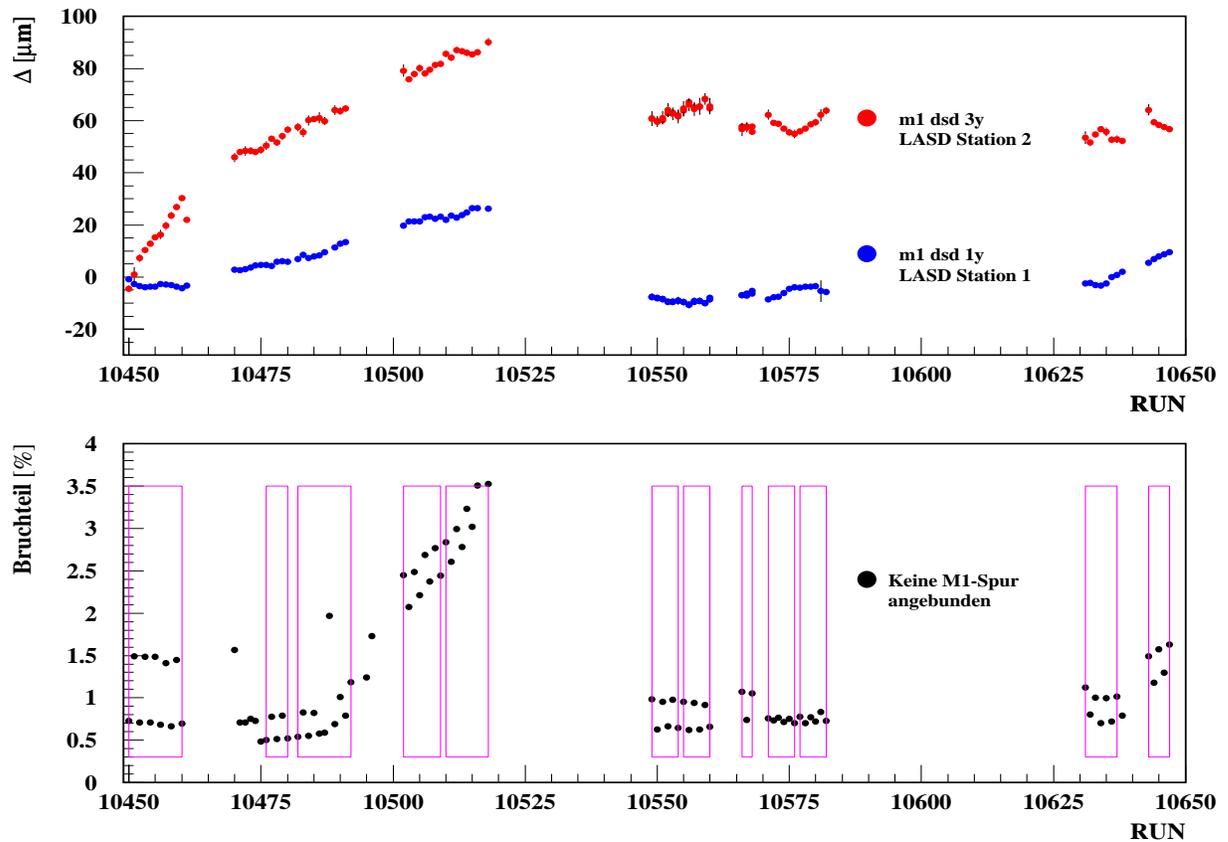


Abbildung 49: (oben) Differenz  $\Delta$  zwischen vorhergesagter und gefundener Trefferposition für y-LASD-Detektoren von Station 1 und 2. (unten) Bruchteil der Normspuren, für die keine M1-Spur angeben werden konnte.

Im oberen Diagramm ist die Versetzung  $\Delta$  zwischen vorhergesagter und gefundener Trefferposition auf zwei y-LASD-Siliziumdetektoren, die einen Abstand von rund 3.8 m voneinander haben, gegenüber der RUN-Nummer abgetragen. Die Vorhersage der Trefferposition wurde durch Extrapolation von Spuren des Vertexspektrometers auf diese Detektoren bestimmt. Im RUN-Bereich 10450 - 10520 zeigt sich eine Zunahme der Versetzung in y-Richtung, die sowohl auf LASD-Station 1, als auch auf LASD-Station 2 beobachtet wird. Durch eine langsame Bewegung des Granitblocks, auf dem die Vertexdetektoren, nicht aber die LASD-Detektoren montiert sind, dreht sich die Spurvorhersage des Vertexspektrometers relativ zu den LASD-Detektoren. Wegen der größeren Entfernung der LASD-Station 2 vom Vertexspektrometer ist die Versetzung  $\Delta$  dort gegenüber LASD-Station 1 verstärkt. Konsequenz der Bewegung des Granitblocks, die

z.B. durch Wärmeausdehnung verursacht werden kann, sind steigende Ineffizienzen bei der Anbindung von M1- an Vertexspuren. Dies kann im unteren Diagramm von Abbildung 49 verfolgt werden, in dem der Anteil der Ereignisse angegeben ist, für die pro Normspur keine M1-Spur angebunden wurde. Alignment-drifts können durch ein RUN zu RUN Detektoralignment korrigiert werden. Leider hatte ich dazu kein entsprechendes Programm.

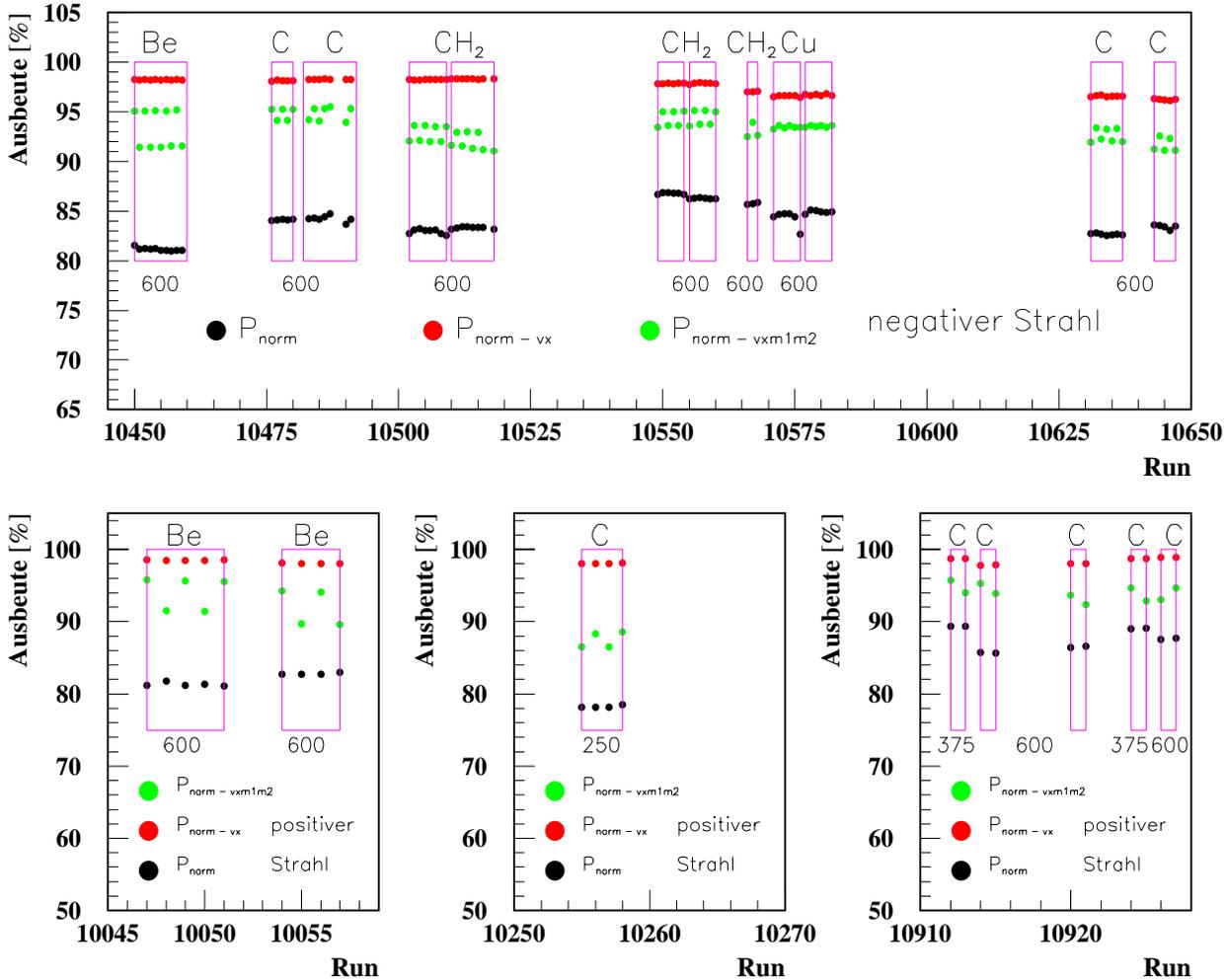


Abbildung 50: Stabilität ratenkorrigierter Produktionsparameter für alle ausgewählten RUNs zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte

**Auswirkung von Schwankungen auf die Genauigkeit der Messung** Schwankungen in der Rekonstruktionsausbeute haben eine Auswirkung auf die Meßgenauigkeit von  $\sigma_{tot}$ , da sie das Stabilitätskriterium verletzen. An dieser Stelle soll mit einer einfachen Abschätzung lediglich ein erster Eindruck vermittelt werden, wie stark sich ratenbedingte Schwankungen der Transmissionsverhältnisse auf den Fehler des totalen Wirkungsquerschnitts auswirken können. Statistische Fluktuationen werden in diesen Betrachtungen vernachlässigt, da sie kleiner als RUN zu RUN Fluktuationen der Stabilitätsparameter sind.

Drückt man den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  durch die Transmissionsverhältnisse  $T_E$  und  $T_F$  (vgl. Kapitel 4) aus, so ist der Zusammenhang zwischen dem Fehler im totalen Wirkungsquerschnitt  $\delta\sigma_{tot}$  und

den Schwankungen der Transmissionsverhältnisse  $\delta T_E$  und  $\delta T_F$  gegeben durch:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left( \frac{T_E}{T_F} \right) \quad (97)$$

$$\delta \sigma_{tot} = \underbrace{\frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}}}_{\sigma_o} \sqrt{\left( \frac{\delta T_F}{T_F} \right)^2 + \left( \frac{\delta T_E}{T_E} \right)^2}. \quad (98)$$

Fehler in den Transmissionsverhältnissen werden durch den Targetfaktor  $\sigma_o$  verstärkt. Da  $\sigma_o$  sich antiproportional zur Targetdicke verhält, ist gerade für dünne Targets, was bei dieser Messung der Fall ist, die Fehlerverstärkung besonders groß ( $\sigma_o$  Be: 1.59 barn, C: 6.05 barn, CH<sub>2</sub>: 6.13 barn, Cu: 116.7 barn). Dies ist ein erheblicher Nachteil bei der Verwendung dünner Targets.

Name des Datensatzes	ohne Ratenkorrektur			mit Ratenkorrektur			Verhältnis $\delta \sigma_{tot} / \delta \sigma_{tot}^{corr}$
	$P_{norm-vx}$			$P_{norm-vx}$			
	$\delta T_F$ [%]	$\delta T_E$ [%]	$\delta \sigma_{tot}$ [mbarn]	$\delta T_F^{corr}$ [%]	$\delta T_E^{corr}$ [%]	$\delta \sigma_{tot}^{corr}$ [mbarn]	
ber_neg_600_set1	0.095	0.153	3.0	0.015	0.013	0.33	9.1
car_neg_600_set3	0.537	0.479	45.3	0.062	0.065	5.7	7.9
pol_neg_600_set3	0.072	0.118	8.8	0.006	0.017	1.2	7.3
cop_neg_600_set2	0.126	0.512	641.0	0.003	0.031	37.9	17

Name des Datensatzes	ohne Ratenkorrektur			mit Ratenkorrektur			Verhältnis $\delta \sigma_{tot} / \delta \sigma_{tot}^{corr}$
	$P_{norm-vxm1m2}$			$P_{norm-vxm1m2}$			
	$\delta T_F$ [%]	$\delta T_E$ [%]	$\delta \sigma_{tot}$ [mbarn]	$\delta T_F$ [%]	$\delta T_E$ [%]	$\delta \sigma_{tot}$ [mbarn]	
ber_neg_600_set1	0.089	0.200	3.6	0.032	0.063	1.2	3.0
car_neg_600_set3	0.697	0.606	58.2	0.046	0.141	9.3	6.3
pol_neg_600_set3	0.068	0.193	13.1	0.011	0.091	5.9	2.2
cop_neg_600_set2	0.127	0.534	667.2	0.008	0.032	40.1	17

Tabelle 8: Abschätzung des Fehlers im totalen Wirkungsquerschnitt, der durch ratenbedingte Fluktuationen in  $P_{norm-vx}$  und  $P_{norm-vxm1m2}$  hervorgerufen wird.

Um den Fehler  $\delta \sigma_{tot}$  abzuschätzen, der durch RUN zu RUN Fluktuationen hervorgerufen wird, kann man (ohne Teilchenidentifikation und ohne Extrapolation  $|t| \rightarrow 0$ ) die Rekonstruktionsparameter  $P_{norm-vx}$  und  $P_{norm-vxm1m2}$  als mittlere Transmissionsverhältnisse betrachten. Zur Vereinfachung wurde jeweils eine mittlere Transmission  $T$  von 96% bei Voll- und Leertarget angesetzt. Für  $\delta T$  wurde die empirische Standardabweichung benutzt, die bei Leer- bzw. Volltargetruns in  $P_{norm-vx}$  bzw.  $P_{norm-vxm1m2}$  beobachtet wird. Die Rechnung ergibt für die ratenkorrigierten und nicht ratenkorrigierten Rekonstruktionsparameter  $P_{norm-vx}$  und  $P_{norm-vxm1m2}$  Ergebnisse, die in Tabelle 8 festgehalten sind.

Effektive  $\pi$ ,  $\Sigma$ -Wirkungsquerschnitte liegen für Be, C und CH<sub>2</sub> zwischen 200 - 350 mbarn und bei Cu um 1 barn. Damit liegen erwartete relative Fehler im totalen Wirkungsquerschnitt ohne Ratenkorrektur im Bereich von 1.5% - 15% für Be, C und CH<sub>2</sub> und bei 65% für Cu. Mit einer Ratenkorrektur erwartet man eine Verbesserung der Meßgenauigkeit um einen Faktor im Bereich 2.2 - 17.

## Schlußfolgerungen

Als Folgerungen aus der Stabilitätsanalyse und aus Tabelle 8 kann festgehalten werden:

- Schwankungen in Rekonstruktionsparametern werden nicht durch statistische, sondern ratenbedingte Fluktuationen dominiert.
- Eine weitere Quelle von Instabilitäten, die allerdings nicht das Strahl- und Vertexspektrometer betreffen, sind Verschiebungen im relativen Alignment von Strahl- und Vertexspektrometer gegen das M1-Spektrometer.
- Durch eine Ratenkorrektur erwartet man eine Verbesserung der Meßgenauigkeit um einen Faktor im Bereich 2.2 - 17.

## 7.4 Detektoreffizienzen

Detektoreffizienzen wurden nach dem in Kapitel 6.2.7 beschriebenen Verfahren ermittelt. Dabei ergaben sich für die meisten Detektoren Effizienzen oberhalb von 97%. Als Beispiel sind Detektoreffizienzen für RUN 10450 in Tabelle 9 zusammengestellt. Bei den M2-Kammern fällt eine deutlich geringere Effizienz der y-M2PWCs auf. Ein Effekt, der auf eine ineffiziente Zone in diesen Kammern zurückgeht, den man durch einen Faden zur Aufhängung der Drähte erklärt (vgl. mit Untersuchungen von Kapitel 6.2.4).

Detektor	Eff. [%]								
bm_hsd_1x	92.5	vx_ssd_1y	99.4	vx_msd_3x	99.2	m1_dsd_3x	96.3	m2_pwc_3u	98.8
bm_hsd_1y	91.6	vx_ssd_1u	99.4	vx_msd_3u	98.9	m1_dsd_3y	96.3	m2_pwc_3v	99.3
bm_hsd_2x	87.4	vx_ssd_1v	99.4	vx_msd_3v	98.2	m1_dsd_4y	93.5	m2_pwc_4y	83.6
bm_hsd_2y	93.8	vx_ssd_2x	99.4	vx_msd_4x	93.2	m1_dsd_4x	95.0	m2_pwc_4x	96.7
bm_ssd_1x	99.9	vx_ssd_2y	99.7	vx_hsd_1x	89.1	m2_ssd_5v	98.4	m2_pwc_5v	79.8
bm_ssd_1y	99.0	vx_ssd_2u	99.1	vx_hsd_1y	91.3	m2_ssd_6u	95.9	m2_pwc_5u	97.2
bm_ssd_1u	99.8	vx_ssd_2v	99.4	m1_ssd_1v	99.5	m2_dsd_1v	92.0	m2_pwc_6y	81.9
bm_ssd_2x	98.9	vx_msd_1x	98.6	m1_ssd_2u	98.9	m2_dsd_2u	95.1	m2_pwc_6x	98.7
bm_ssd_2y	99.5	vx_msd_1y	98.9	m1_ssd_3v	98.7	m2_dsd_3v	97.4	m2_pwc_7y	84.0
bm_ssd_3x	99.5	vx_msd_1u	98.5	m1_ssd_4u	99.3	m2_dsd_4u	93.6	m2_pwc_7x	97.5
bm_ssd_3y	99.5	vx_msd_1v	98.8	m1_dsd_1x	98.3	m2_pwc_1x	97.9		
bm_ssd_3u	99.6	vx_msd_2x	99.0	m1_dsd_1y	93.9	m2_pwc_1y	98.6		
vx_ssd_1x	68.1	vx_msd_2y	99.4	m1_dsd_2y	85.9	m2_pwc_2x	98.7		
vx_ssd_1u	99.5	vx_msd_2u	99.2	m1_dsd_2x	92.7	m2_pwc_2y	98.6		

Tabelle 9: Detektoreffizienzen aus RUN 10450

Eine Prüfung der Effizienzstabilität ergab weitgehende Konstanz für alle RUNs eines Datensatzes. Absolute Variationen in der Effizienz von Detektoren der Systeme HSD1, HSD2, BSSD und VSSD, sind kleiner als 0.2%. Bei allen LASDs, außer bei Ebene m2\_ssd\_6u (LASD-Station 3), sind absolute Effizienzschwankungen kleiner als 1% und bei den M2-PWCs kleiner als 0.5%. Die LASD-Ebene m2\_ssd\_6u verhält sich aus ungeklärten Gründen instabil. Hier treten deutlich sichtbare Schwankungen der Effizienz von bis zu 5% auf. In Abbildung 7.4 sind als Beispiel Effizienzen von LASD-SSD-Detektoren des M1-Spektrometers zusammen mit der instabilsten Siliziumebene m2\_ssd\_6u dargestellt. Bei den Ebenen m1\_ssd\_3v und m1\_ssd\_4u (LASD-Station 2) erkennt man Sprünge in der Effizienz, die bei den Ebenen m1\_ssd\_1v und m1\_ssd\_2u (LASD-Station 1) schwächer ausgeprägt sind. Diese Schwankungen hängen mit dem Absorptionseffekt des

Targets zusammen:

Bei der Bestimmung der Effizienz ist kein Schnitt auf die Detektorakzeptanz angebracht, da der Hauptteil des Strahls stets von allen Detektoren abgedeckt wird. Durch ein Target im Strahlengang wird der Strahl stärker aufgefächert, wodurch gerade bei targetfernen LASD-Detektoren ein größerer Anteil an Strahlteilchen die Akzeptanz der Detektoren verläßt. Folge ist eine leichte aber merkliche Schwankung der gemessenen Detektoreffizienz, die mit der Entfernung eines LASD-Detektors vom Target zunimmt. Diese Schwankung ist als systematischer Fehler der Effizienzmessung, nicht als tatsächliche Effizienzkorrelation des Detektors mit der Targetposition, zu verstehen.

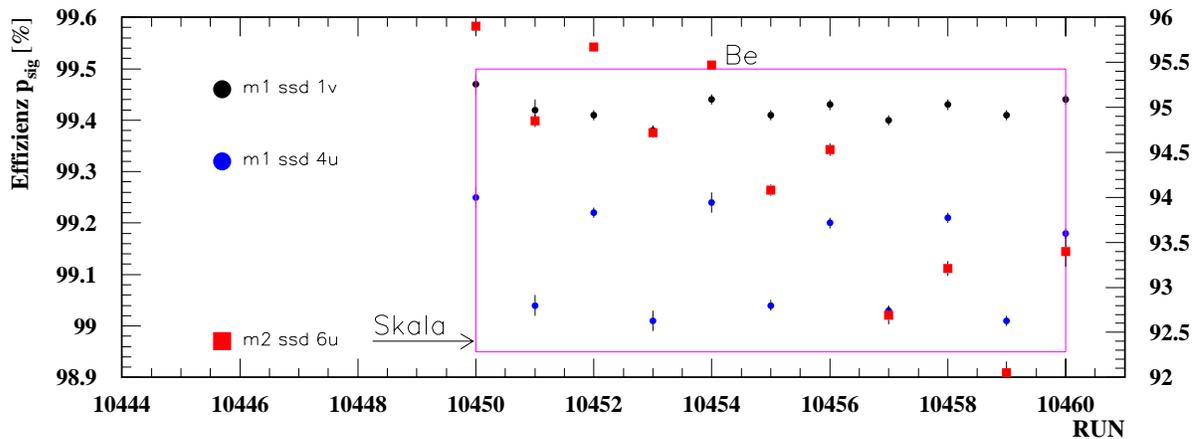


Abbildung 51: Effizienzstabilität einiger LASD-SSD-Detektoren

## 7.5 Stabilität des Alignments

Damit die theoretische Winkelauflösung von Strahl- und Vertexspektrometer von  $19 \mu\text{rad}$  (vgl. Kapitel 6) erreicht wird, ist eine exakte Positionierung der Spurdetektoren erforderlich. Positionen sämtlicher Detektoren werden von der E781-Alignmentgruppe mit einem speziellen Programm ermittelt. Die berechneten Positionen (Alignmentkonstanten) stehen dann zur Verfügung und werden in der Ereignisrekonstruktion benutzt. Alignmentkonstanten wurden von der Alignmentgruppe nur für spezielle Alignment-RUNs berechnet, die vor bestimmten Datensätzen aufgezeichnet waren. Gegenseitige Versetzungen von Detektoren in verschiedenen Spektrometern  $\Delta$  können aus den in Kapitel 6.2.8 beschriebenen Differenzspektren *Spill* für *Spill* bestimmt und zur Kontrolle der Positionsstabilität der Detektoren herangezogen werden. In Abbildung 49 sind mittlere Versetzungen gegenüber der RUN-Nummer aufgetragen. Die Analyse der Logfiles zur Kontrolle der Detektorpositionen ergab folgende Resultate:

### Alignment der Siliziumdetektoren in Strahl- und Vertexspektrometer

Detektoren in HSD1 und HSD2 zeigen eine maximale Versetzung von  $12 \mu\text{m}$ , die innerhalb eines Datensatzes um maximal  $4 \mu\text{m}$  variiert. Bei den BSSD-Detektoren (Auflösung  $5.7 \mu\text{m}$ ) werden maximale Versetzungen  $|\Delta|$  um  $4 \mu\text{m}$  festgestellt, wobei diese Versetzungen innerhalb eines Datensatzes um maximal  $2 \mu\text{m}$  schwanken. Ein entsprechendes Verhalten wurde auch bei allen VSSDs beobachtet. Vertex-HSD-Ebenen zeigen eine maximale Versetzung um  $8 \mu\text{m}$ , die um maximal  $4 \mu\text{m}$  variiert.

Zwar liegen sämtliche Detektoren des Strahl- und Vertexspektrometers innerhalb ihrer Ortsauflösung auf der Sollposition, dennoch kann durch stärkere Versetzung die Winkelauflösung verschlechtert bzw. die Winkelmessung systematisch verfälscht werden. Die größten Versetzungen treten bei den HSD-Detektoren in HSD-Station 1 auf. Ein Versatz von  $12 \mu\text{m}$  kann sich maximal in einem systematischen Fehler der Spursteigung von  $4 \mu\text{rad}$  auswirken. Streuwinkel im Target können somit um rund  $4 \mu\text{rad}$  systematisch

falsch gemessen werden. Ein solcher Effekt wurde bereits in Kapitel 6 beim Vergleich der Winkelauflösung aus Monte Carlo und Experimentdaten nahegelegt. Der Effekt ist jedoch gegenüber der idealen Winkelauflösung von  $19 \mu\text{rad}$  vernachlässigbar klein.

### **Alignment der LASD-Siliziumdetektoren**

Ein Beispiel für die Alignmentstabilität der LASD-Detektoren wurde bereits in Abbildung 49 gezeigt. LASD-Detektoren haben eine Ortsauflösung von  $14.4 \mu\text{m}$ . Leider zeigen Versetzungen  $\Delta$  für diese Detektoren auch Abweichungen, die außerhalb deren Ortsauflösung liegen. Man beobachtet Versetzungen von bis zu  $30 \mu\text{m}$  für Detektoren in LASD-Station 1 und von bis zu  $140 \mu\text{m}$  für Detektoren in LASD-Station 2. Mit dieser Gegebenheit muß bei der Analyse vorlieb genommen werden. Die Bestimmung von Alignmentkonstanten erfordert ein iteratives Verfahren, in dem schrittweise alle Detektoren relativ zueinander positioniert werden. Speziell für die LASDs sind Bemühungen der Kollaboration im Gange durch ein geändertes Verfahren das Alignment dieser Detektoren zu verbessern, so daß bei einer Reproduktion der Daten, Verschiebungen im Alignment in Zukunft berücksichtigt werden können.

## 8 Impulskorrekturen

In den Strahltriggerdaten tritt eine Diskrepanz in den Impulsinformationen von Strahl- und M2-Spektrometer auf. Aus diesem Grunde wurde eine gegenseitige Kalibration der Magnetspektrometer vorgenommen, bei der die Impulsdiskrepanz unter Berücksichtigung von Hyperonenmassen konsistent minimiert wurde. In diesem Kapitel wird die Vorgehensweise bei der Impulskalibration beschrieben.

### 8.1 Unterschiedliche Impulsmessung in Strahl- und M2-Spektrometer

Überlagert man Impulsinformationen von Strahlspektrometer (Impulse  $p_{hyp}$ ) und M2-Spektrometer (Impulse  $p_{M2}$ ), so erhält man Verteilungen, wie sie in Abbildung 52 dargestellt sind.

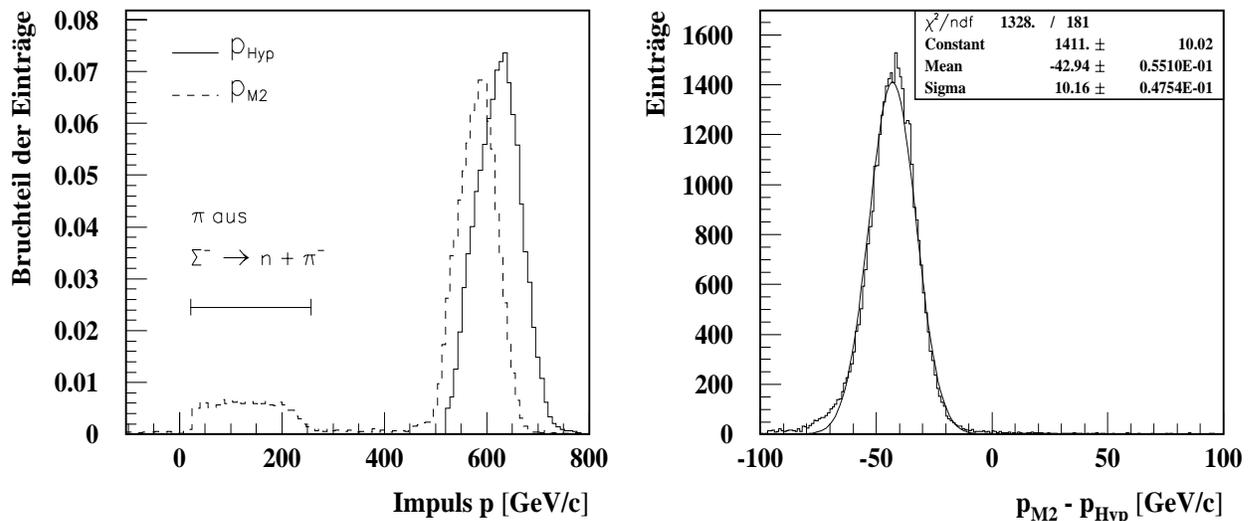


Abbildung 52: Unkorrigierte Impulsspektren gemessen im Strahl- und im M2-Spektrometer (links). Die Differenz der Strahlimpulse zwischen M2- und Strahlspektrometer (rechts) (RUN 10450)

In Abbildung 52 fällt eine erhebliche Diskrepanz in der Messung des Strahlimpulses auf. Im rechten Diagramm ist für Strahlimpulse zwischen 500 GeV/c - 600 GeV/c die Differenz  $\Delta p = p_{hyp} - p_{M2}$  gesondert abgetragen. Es zeigt sich eine mittlere Impulsdifferenz von 43 GeV/c. Diese Situation ist typisch für alle Datensätze. Es werden stets Impulsdifferenzen im Bereich 20 - 75 GeV/c beobachtet. Die Breite des Differenzspektrums beträgt hingegen rund 10 GeV/c, was der Impulsauflösung des Strahlspektrometers entspricht, die durch die transversale Ausdehnung des Produktionstargets begrenzt wird.

Im M2-Impulsspektrum sieht man eine rechteckförmige Verteilung zwischen 20 GeV/c und 250 GeV/c. Diese Verteilung wird hauptsächlich von Pionen, die aus den Hyperonenzerfällen  $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$  und  $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$  stammen, hervorgerufen. Bei rund 20 GeV/c ist deren Impulsspektrum durch die Akzeptanz des M2-Spektrometers begrenzt.

### 8.2 Die Impulskorrektur

Es geht nun darum die Impulsmessungen so zu korrigieren, daß das Differenzspektrum um 0 GeV/c zentriert ist und gleichzeitig rekonstruierte  $\Sigma^-$ - bzw.  $\Sigma^+$ -Massen mit den Literaturwerten verträglich werden, wodurch eine konsistente Kalibration der Magnetspektrometer erreicht wird.

Eine Impulskalibration des M2-Spektrometers, d.h. eine Anpassung der  $p_T$ -kick-Werte der Magnete, war von der Kollaboration bereits durch die Messung von Kaonenmassen durchgeführt worden. Kaonen und erst

recht deren Tochterteilchen, haben Maximalimpulse, die rund 3 mal kleiner als der Strahlimpuls sind, so daß mit diesen Teilchen eine Impulskalibration unterhalb von rund 200 GeV/c vorgenommen wurde. Damit ist offen, ob auch Teilchenimpulse um 600 GeV/c richtig gemessen werden. Immerhin durchlaufen niederenergetische Teilchen einen anderen Phasenraum im M2-Spektrometer. Insbesondere können diese außerhalb der Akzeptanz der LASDs liegen. LASDs (hier die Stationen 2 und 3) sind jedoch problematischer bei der Verwendung in einer Impulsmessung als die M2PWCs, da erstere sich innerhalb des Streufeldes des M2-Magneten befinden und letztere nicht.

Eine Auswirkung des Streufeldes wird darin erwartet, daß Ablenkungswinkel der Teilchen im Magnetfeld zu klein gemessen werden. Zweite Ursache für Diskrepanzen in den Impulsmessungen könnte eine nicht Kollinearität zwischen M1- und M2-Spektrometer sein. Infolge eines Knicks zwischen den z-Spektrometerrachsen, würden die Ablenkungswinkel ebenfalls um einen Winkel  $\Delta\Phi_x$  systematisch falsch gemessen werden, wodurch ein Fehler in der Impulsmessung um  $\Delta p_{M2}$  entsteht.

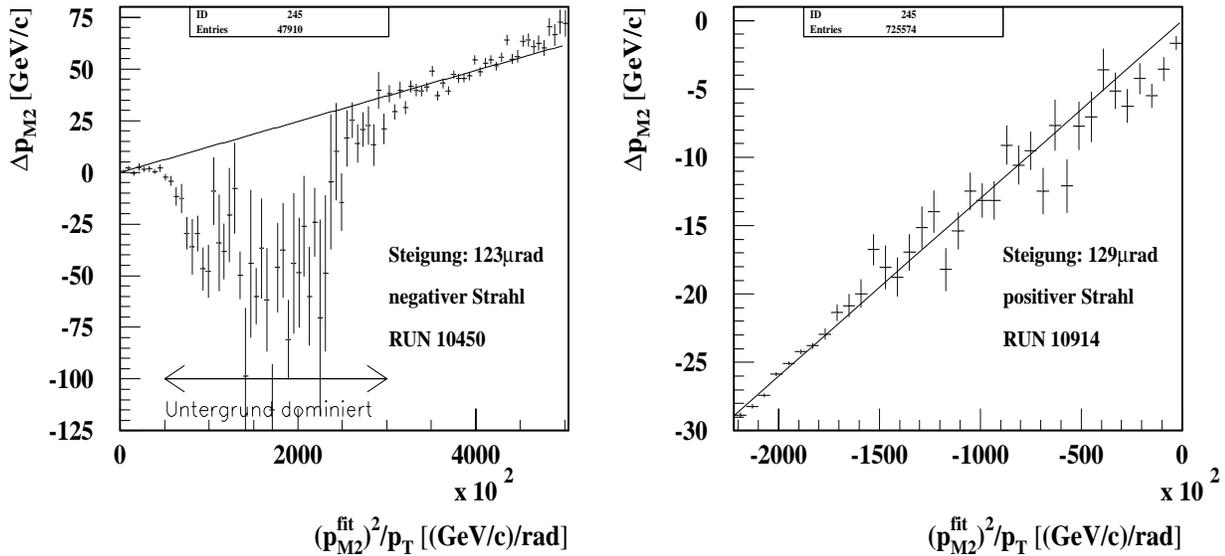


Abbildung 53: Korrelationsdiagramme für  $\Delta p_{M2}$  und  $p_{M2}^2/p_T$  bei negativen (RUN 10450) und positiven Strahlbedingungen (RUN 10914)

In der Kleinwinkelnäherung ist der Zusammenhang zwischen dem M2-Impuls  $p_{M2}$  und dem Ablenkungswinkel  $\Phi_x$  des geladenen Teilchens im Magnetfeld gegeben durch:

$$p_{M2} = \frac{p_T}{\Phi_x}. \quad (99)$$

Dabei ist  $p_T$  der Impuls-kick des Magneten in Ablenkungsrichtung. Ob durch Steufeldefekte oder Mißalignement verursacht, man erwartet, daß der Fehler in der Impulsmessung  $\Delta p_{M2}$  mit einem Fehler im Ablenkungswinkel  $\Delta\Phi_x$  zusammenhängt, der zumindest in 1. Ordnung durch

$$\Delta p_{M2} = \Delta\Phi_x \frac{p_{M2}^2}{p_T} \quad (100)$$

beschrieben ist. Um dies zu verifizieren müßte man in einem Korrelationsdiagramm zwischen  $\Delta p_{M2}$  und  $p_{M2}^2/p_T$  eine Linie sehen. Die Steigung der Linie entspräche dann einem effektiven Knickwinkel  $\Delta\Phi_x$ .

In Abbildung 53 ist die Impulsdifferenz  $\Delta p_{M2} = p_T/\Phi_x - p_{M2}^{fit}$  gegen  $(p_{M2}^{fit})^2/p_T$  für positive und negative Strahlbedingungen abgetragen.  $p_{M2}^{fit}$  ist dabei der Impuls, der unter Zuhilfenahme einer Fitroutine aus den M1- und M2-Spuren berechnet wird. Beide Korrelationen zeigen eine etwa lineare Gesetzmäßigkeit. Diese

ist bei positiven Strahlbedingungen besonders gut ausgeprägt, da hier bei der Datenproduktion noch ein niederenergetischer Ausläufer im Strahlimpuls auftritt. Bei Daten unter negativen Strahlbedingungen sieht man die lineare Gesetzmäßigkeit nur bei Impulsen in den Bereichen 20 GeV/c .. 259 GeV/c und 500 GeV/c .. 700 GeV/c. Dazwischen gibt es einen Einbruch, der durch Wechselwirkungsereignisse in Detektor- und Targetmaterial dominiert wird. Ein Fit mit einer Ursprungsgeraden zeigt typische Steigungen (Knickwinkel) um 130  $\mu$ rad. Durch Bestimmen der Steigung kann man die M2-Impulse mit

$$p_{M2}^{corr} = p_{M2}^{fit} + \frac{\Delta\Phi_x}{p_T} (p_{M2}^{fit})^2 \quad (101)$$

korrigieren.

Bei den meisten RUNs konnte bereits allein durch Anwendung dieser Korrektur, die größte Diskrepanz zwischen der Impulsmessung von Strahl- und M2-Spektrometer beseitigt werden. Dennoch konnte vereinzelt eine restliche Differenz von bis zu 10 GeV/c verbleiben. In einem solchen Fall wurde der korrigierten M2-Impulsmessung vertraut und der Impuls des Strahlspektrometers verschoben, so daß der Schwerpunkt der Differenzenverteilung  $p_{M2}^{corr} - p_{hyp}$  um 0 zentriert ist.

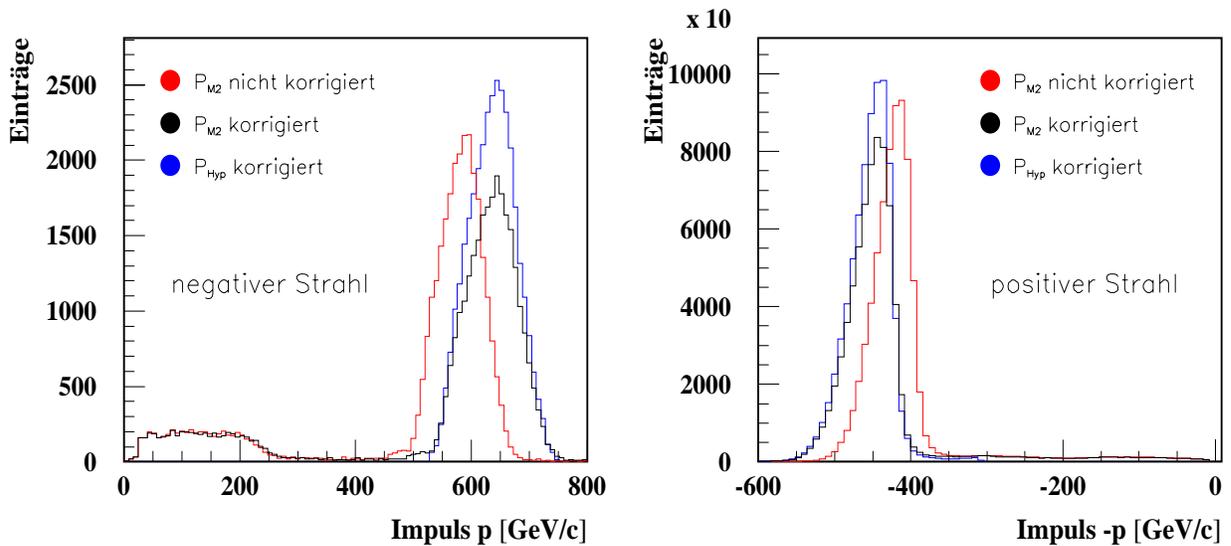


Abbildung 54: Korrigierte und unkorrigierte M2-Impulsspektren (RUN 10450)

In Abbildung 54 ist die Auswirkung der Korrektur dargestellt. Die Impulskorrektur wird besonders bei hohen Impulsen wirksam und erhält die niederen Impulse fast unverändert. Dieses Verhalten entspricht der Erwartung kleiner Korrekturen bei niederen Impulsen, wegen der Impulskalibration mit Kaonen.

Durch die Impulskorrektur wird nicht nur die Diskrepanz zwischen Strahl- und M2-Impuls verringert, sondern sie wirkt sich auch günstig auf rekonstruierte Hyperonenmassen aus. Diese liegen nach der Korrektur näher an den Literaturwerten:

Zur Bestimmung der Hyperonenmassen wurde der Teilchenimpuls  $p_{Hyp}$  des Strahlspektrometers und der Impuls des Pions  $p_{\pi}$ , gemessen mit dem M2-Spektrometer, verwendet. Hyperonenzerfälle wurden innerhalb des Volumens des M1-Magneten (M1 ist abgeschaltet) gesucht und der Winkel  $\theta$  des Pions gegen die Trajektorie des Hyperons gemessen. Hyperonenmassen wurden mit

$$m_{\Sigma} = \sqrt{(E_n + E_{\pi})^2 - |\vec{p}_{\Sigma}|^2} \quad (102)$$

$$E_n = \sqrt{m_n^2 + |\vec{p}_n|^2} \quad (103)$$

$$E_\pi = \sqrt{m_\pi^2 + |\vec{p}_\pi|^2} \quad (104)$$

$$|\vec{p}_n|^2 = |\vec{p}_\Sigma|^2 + |\vec{p}_\pi|^2 - 2|\vec{p}_\Sigma||\vec{p}_\pi|\cos(\theta) \quad (105)$$

unter der Zerfallshypothese Hyperon  $\rightarrow n + \pi$  bestimmt.

In Abbildung 55 sind gemessene Hyperonenmassen mit (schwarz) und ohne Impulskorrektur (rot) abgetragen. Die senkrechten Linien geben den den Literaturwert der jeweiligen Hyperonenmasse an.

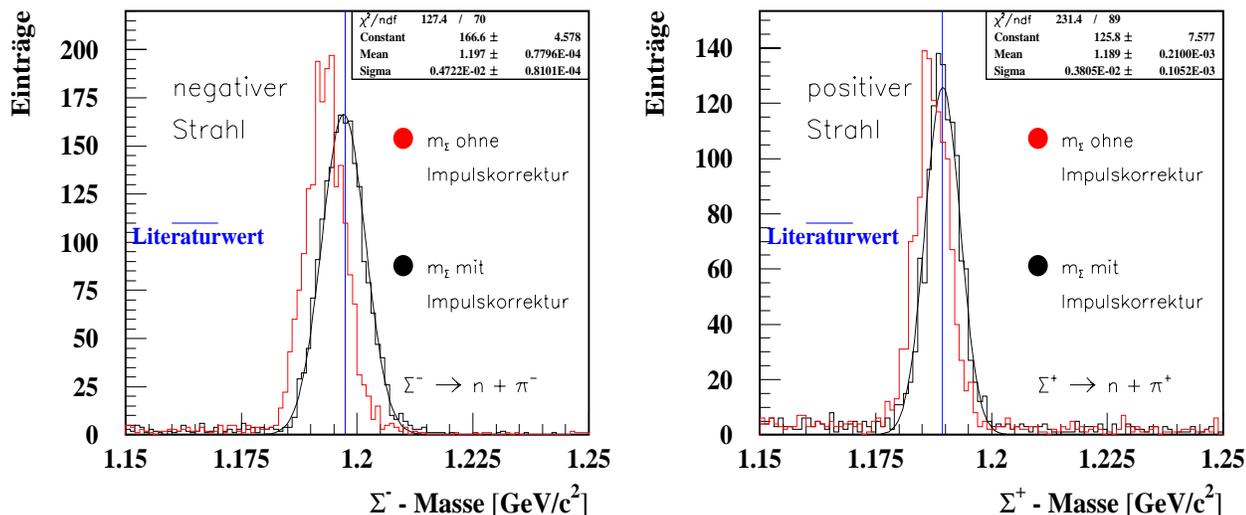


Abbildung 55: (links) Unkorrigierte Impulsspektren gemessen im Strahl- und im M2-Spektrometer. (recht) Die Differenz der Strahlimpulse zwischen M2- und Strahlspektrometer

Die Massenaufösung wurde anhand der Massenspektren, durch einen Gaußfit bestimmt. Für das  $\Sigma^-$ -Teilchen ergibt sich eine Auflösung von  $4.7 \text{ MeV}/c^2$  beim  $\Sigma^+$ -Teilchen findet man  $3.8 \text{ MeV}/c^2$ . Gleichzeitig stimmen die gemessenen Hyperonenmassen mit den Literaturwerten (siehe senkrechte Linien) innerhalb der Fehler überein. Die Massenaufösung ändert sich durch die Korrektur um maximal  $\pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$ .

## 9 Datenanalyse

In diesem Kapitel wird zunächst ein kurzer Überblick über die Analyse gegeben. Anschließend werden sämtliche Teilschritte behandelt, die zur Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte ausgeführt wurden. Das Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung der Meßergebnisse.

### 9.1 Übersicht über die Analyse

In der Analyse werden aus den produzierten Daten Transmissionsverhältnisse erstellt, mit denen partielle Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Dabei werden einlaufende Teilchen über Normspuren ( $F_o$ ,  $E_o$ ) und transmittierte Teilchen über Spuren nach dem Target ( $F_{tr}$ ,  $E_{tr}$ ) gezählt. Kriterien, die in Kapitel 6.2.2 an Normspuren gestellt wurden, berücksichtigen bereits den *pile-up*-Effekt der Siliziumdetektoren, so daß eine eindeutige Zuordnung von Spur und BTRD-Signal gewährleistet ist. Allerdings sind zur besseren Normierung noch weitere Effekte zu berücksichtigen, weshalb bisherige Definitionskriterien für Normspuren aus Kapitel 6.2.2 erweitert werden. Normspuren, die den erweiterten Definitionskriterien genügen, werden entsprechend ihrer BTRD-Kennung in sogenannte BTRD-Klassen eingeteilt. Somit kann über die BTRD-Klasse ein Mesonen- oder Hyperonendatensatz mit bestimmtem Reinheitsgrad ausgewählt werden. Als Normierungsgrößen  $F_o$  bzw.  $E_o$ , bei der Berechnung von Transmissionsverhältnissen, wird dann stets die Anzahl an Normspuren der gewählten BTRD-Klasse verwendet.

Ferner werden in der Analyse Kriterien definiert, durch die transmittierte Teilchen als solche erkannt und gezählt werden. Da sich z.B. für Hyperonen zwei Möglichkeiten bieten, diese auch nach dem Target zu identifizieren, werden verschiedene Methoden zur Zählung transmittierter Teilchen verfolgt. Für jedes akzeptierte transmittierte Teilchen wird aus Streuwinkel und Strahlimpuls ein Viererimpulsübertrag  $t$  mit (71) berechnet und das Ereignis in ein entsprechendes  $t$ -Bin gezählt. Durch Summation der Einträge in den  $t$ -Bins von 0 bis zu einem maximalen Viererimpulsübertrag  $t_{max}$ , wird die Anzahl der transmittierten Teilchen  $F_{tr}(|t| < |t_{max}|)$  bzw.  $E_{tr}(|t| < |t_{max}|)$  bestimmt. Mit den Targetparametern und der Anzahl der Normspuren ( $F_o$  und  $E_o$ ) werden dann für jede BTRD-Klasse und jede Methode transmittierte Spuren zu zählen, zugehörige partielle Wirkungsquerschnitte mit (63) berechnet.

partielle Wirkungsquerschnitte werden anschließend auf einfache Coulombstreuung sowie auf Coulomb-hadronische-Interferenz korrigiert. Die korrigierten partiellen Wirkungsquerschnitte werden dann in einem Extrapolationsverfahren ( $|t| \rightarrow 0$ ) benutzt, um ein erstes Resultat für den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt zu erhalten.

Totale Wirkungsquerschnitte aus der Extrapolation werden auf Fremdteilchenkontamination korrigiert. Die Fremdteilchenkontamination wird anhand von Fits an das BTRD-Spektrum und weiteren Messungen bzw. Schätzungen bestimmt und in eine entsprechende Korrektur umgerechnet. In einem weiteren Schritt wird die Ratenabhängigkeit der Transmissionsverhältnisse durch eine geeignete Funktion beschrieben und eine Korrektur für diesen Effekt ermittelt.

Zu jeder Zählmethode für transmittierte Teilchen werden Ergebnisse aus Einzelmessungen unter Berücksichtigung statistischer und systematischer Fehler gemittelt. Nach Vergleich der Mittelwerte verschiedener Zählmethoden, wird eine Methode zur Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte ausgewählt und mit dieser die Meßergebnisse formuliert.

Das Analysekapitel ist so aufgebaut, daß einzelne Schritte bei der Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte nacheinander behandelt und am Schluß Endergebnisse tabellarisch angegeben werden. Da viele und ver-

schiedene Datensätze zur Verfügung stehen, wurden vorwiegend Ergebnisse aus Berylliumdatensätzen bei der Erstellung von Diagrammen verwendet. Damit können Auswirkungen von Teilschritten der Analyse zumindest bei einem Target direkt verfolgt werden.

### Technische Vorgehensweise

Auf technischem Niveau erfolgt die Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte in zwei Teilschritten, die in Abbildung 56 dargestellt sind. Produzierte Daten werden vom Programm `unpack.exe` eingelesen, das folgende Aufgaben übernimmt:

- Selektion der produzierten Ereignisse anhand einer verfeinerten Definition der Normspur.
- Einteilung der Normspuren in 8 BTRD-Klassen. Es stehen jeweils 4 Klassen für Baryonen und 4 Klassen für Mesonen zur Verfügung.
- Zählung transmittierter Spuren für jede BTRD-Klasse über einen gebinteten  $t$ -Bereich. Transmittierte Teilchen werden hierbei aufgrund von Spureigenschaften, der Ereignisklasse oder Teilchenidentifikationsinformationen nach dem Target selektiert.
- Akkumulation von Informationen, die zur Berechnung von Korrekturen benötigt werden und Transfer dieser Informationen in Datenbanken.

Zählraten, die von `unpack.exe` bestimmt wurden, werden vom Programm `fitxsec.exe` verarbeitet, das daraus Transmissionsverhältnisse und partielle Wirkungsquerschnitte berechnet. Ferner werden von diesem Programm die Extrapolation und sämtliche Korrekturen vorgenommen, wozu auf Einträge in der Datenbank zugegriffen wird.

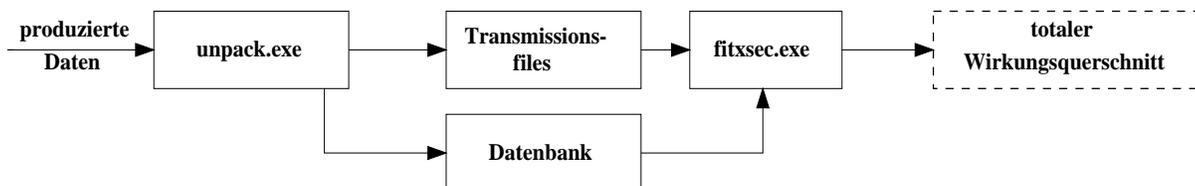


Abbildung 56: Blockdiagramm der Programme, die bei der Datenanalyse benutzt werden

## 9.2 Verfeinerung der Kriterien für Normspuren und Einteilung in BTRD-Klassen

Wie in Kapitel 6 dargelegt, wurden bei der Datenproduktion jene Ereignisse gefiltert, die eine eindeutige Zählung einlaufender Teilchen anhand von Spuren im Strahlspektrometer erlauben. Auf Parameter der Normspuren wurden dabei noch keine harten Schnitte angebracht. Bei der Analyse werden die Definitionskriterien der Normspuren durch weitere Kriterien ergänzt. Diese Ergänzungen werden in den folgenden Abschnitten erklärt.

### 9.2.1 Schnitte zur Unterdrückung von Wechselwirkungen und Hyperonenzerfällen

Ereignisse, die bei der Datenproduktion gefiltert wurden, enthalten auch solche, bei denen Strahlteilchen vor dem Target zerfallen sind oder eine Wechselwirkung der Strahlteilchen mit Magnet- oder Detektormaterial stattgefunden hat. Um diese Ereignisse zu unterdrücken, wurden Ausläufer im Strahlimpulspektrum

verworfen. Ferner wurden Schnitte auf den Spurphasenraum und die Qualität der Normspuren ( $\chi^2/\text{ndof}$ ) angebracht. Als vorteilhafter Nebeneffekt dieser Schnitte wurde dadurch die Herkunft des Strahlteilchens vom Produktionstarget sichergestellt:

### Ausnutzen der Strahlkorrelation

Durch den Linseneffekt des Hyperonmagneten nehmen Strahlteilchen mit Ursprung im Produktionstarget einen bestimmten Bereich im Spurphasenraum ein (magneto-optischer Effekt). Unter dem Spurphasenraum ist ein 4-dimensionaler Raum zu verstehen, der von den Spurstiegungen  $m_x$  und  $m_y$  und den Spurpositionen  $b_x$  und  $b_y$  aufgespannt wird. Die Spurpositionen geben dabei die transversale Position der Teilchentrajektorie am Ursprung des SELEX-Koordinatensystems an ( $z = 0$ , Position des Experimenttargets). Ein E781-Koordinatensystem ist z.B. in Abbildung 11 eingezeichnet.

Steigungen und Positionen sind durch die Linsenwirkung des Magneten jeweils in einer Projektion miteinander korreliert. Dies ist in Abbildung 57 dargestellt. Punkte außerhalb der Korrelationsregion, haben ihren Ursprung nicht zwingend im Produktionstarget. Hier werden vor allem Pionen aus Hyperonzerfällen und Sekundärteilchen erwartet, die ihren Ursprung z.B. in Wechselwirkungen des Protonen- oder des Hyperonenstrahls mit dem Eisenkern des Hyperonmagneten oder Detektormaterial haben.

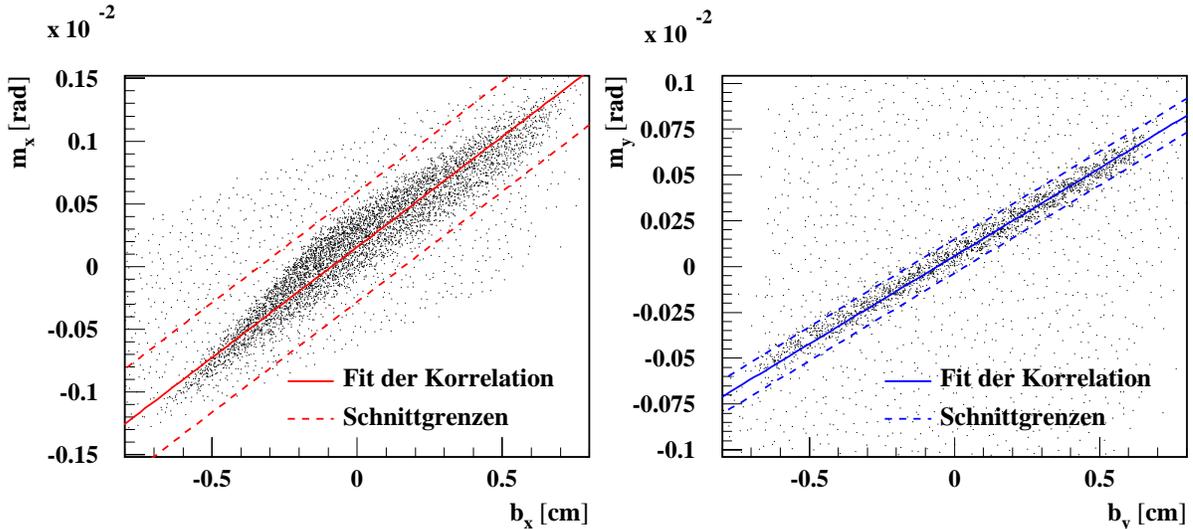


Abbildung 57: Strahlkorrelationen in x- und y-Projektion. Überlagert ist die lineare Beschreibung der Korrelation (durchgezogene Linien) sowie die Grenzen des akzeptierten Bereichs (gestrichelte Linien)

Der Großteil dieses Untergrundes kann von der Messung durch Schnitte auf die Korrelationsregion ausgeschlossen werden. Dazu wurden die Korrelationen durch Geraden  $f_x(b_x)$  und  $f_y(b_y)$  beschrieben und ein  $3\sigma$ -Schnitt auf die Differenzenspektren  $f_x(b_x) - m_x$  und  $f_y(b_y) - m_y$  angebracht (siehe Abbildung 58). Die gaußische Breite  $\sigma$  wurde einem Fit mit einer Gaußfunktion an das jeweilige Differenzenspektrum entnommen. Abbildung 57 zeigt die Fitfunktionen  $f_x$  und  $f_y$  zusammen mit den Datenpunkten, wie auch die Grenzen des akzeptierten Bereichs. Durch Schnitte auf die Strahlkorrelation wurden je nach Datensatz 7% - 16% der Ereignisse verworfen.

### Schnitte auf $\chi^2/\text{ndof}$

Findet im Strahlspektrometer ein Hyperonzerfall statt, so erwartet man, daß das Treffermuster in den Siliziumdetektoren an einer Stelle einen Knick zeigt. Ein Teil der Treffer liegt nicht mehr auf dem Geradenstück des einlaufenden Hyperons. Ein linearer  $\chi^2$ -Fit an ein solches Treffermuster sollte somit ein erhöhtes

$\chi^2/\text{ndof}$  ergeben, was sich zur Unterdrückung von Hyperonenzerfällen ausnutzen läßt. Deswegen wurde als weiteres Definitionskriterium der Normspuren verlangt, daß  $\chi^2/\text{ndof}$ , das beim *Refit* mit den HSD-Ebenen erhalten wird (siehe Kapitel 6.2.2), unterhalb von 3 liegen soll. Ein solcher Schnitt dient natürlich nicht nur zur Unterdrückung von Hyperonenzerfällen, sondern auch zur Auswahl "guter" Spuren. Mit diesem Schnitt wurden 1.3% - 1.8% der Ereignisse verworfen. Die Unterdrückung von Hyperonenzerfällen, die durch diesen Schnitt erreicht wird, konnte bisher nicht quantitativ erfaßt werden, da hierfür eine Simulation von Hyperonenzerfällen im Strahlspektrometer erforderlich ist, die in der *Embedding*-Simulation nicht realisiert ist. Die Wirksamkeit der Unterschnitte kann jedoch direkt beobachtet werden (vgl. Kapitel 9.9.3).

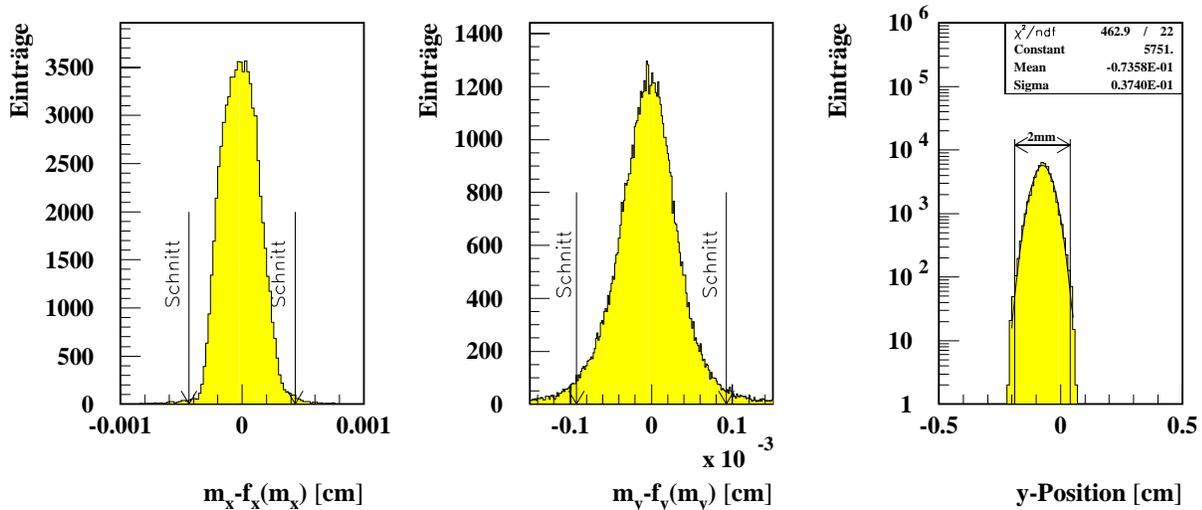


Abbildung 58: Differenzenspektren  $f_x(b_x) - m_x$  und  $f_y(b_y) - m_y$  sowie die Verteilung der  $y$ -Position von Normspuren, extrapoliert auf die mittlere  $z$ -Position des Produktionstargets (RUN 10450)

### Ursprung selektierter Spuren

Zur Messung möchte man idealerweise nur solche Spuren verwenden, bei denen die Herkunft vom Produktionstarget sichergestellt ist. Es bleibt zu prüfen, ob dies mit den bisher eingeführten Schnitten gegeben ist. Dazu wurden Normspuren auf die  $z$ -Position des Produktionstargets extrapoliert und eine  $y$ -Positionsverteilung an der longitudinalen Position des Produktionstargets erstellt (siehe Abbildung 58). Die maximale Breite der Verteilung beträgt rund 2 mm und stimmt mit der  $y$ -Ausdehnung des Produktionstargets von 2.03 mm überein. Dies bedeutet, daß damit die Herkunft der ausgewählten Spuren vom Produktionstarget bereits sichergestellt ist. Ein Gaußfit an die  $y$ -Verteilung ergibt eine  $\sigma$ -Breite von rund 0.4 mm. Diese gibt den gaußischen Durchmesser des primären Protonenstrahls an.

### 9.2.2 Schnitt auf den Spurphasenraum wegen BTRD-Ineffizienz

Der BTRD ist der einzige Detektor des E781-Spektrometers, mit dem eine Identifikation der Strahlteilchen vor dem Target möglich ist. Aus diesem Grunde mußte sichergestellt werden, daß der BTRD über dem gesamten Spurphasenraum beste Teilchenseparation von Baryonen und Mesonen ermöglicht. Der BTRD hat jedoch einen Defekt, weshalb ein zusätzlicher Schnitt auf den Spurphasenraum nötig wurde:

#### Ineffizienzen des BTRD

Unter idealen Bedingungen erwartet man, daß die Teilchenseparationseigenschaft des BTRD über dessen aktiver Fläche homogen ist. Trägt man  $b_x$ - oder  $b_y$ -Spurparameter zusammen mit der Anzahl angesproch-

ener BTRD-Ebenen in ein LEGO-Diagramm ein, so sollten eine ‐Baryonen-Insel‐ und eine ‐Mesonen-Insel‐ sichtbar sein, die deutlich voneinander getrennt sind. Beim BTRD trifft dies jedoch nur in der  $x$ -Projektion zu. Das linke LEGO-Diagramm in Abbildung 59, zeigt für  $b_y < -0.2$  cm eine deutliche Verbindung der Teilcheninseln. Diese zeigt einen  $b_y$ -Bereich an, in dem der BTRD zunehmend ineffizienter wird. Er kann in diesem Bereich mit abnehmendem  $b_y$  (tieferliegende Spuren) immer schlechter zwischen Baryonen und Mesonen unterscheiden, da das Maximum des Mesonensignals dem Maximum des Baryonensignals immer näher kommt, bis schließlich nur noch ein Maximum zu beobachten ist.

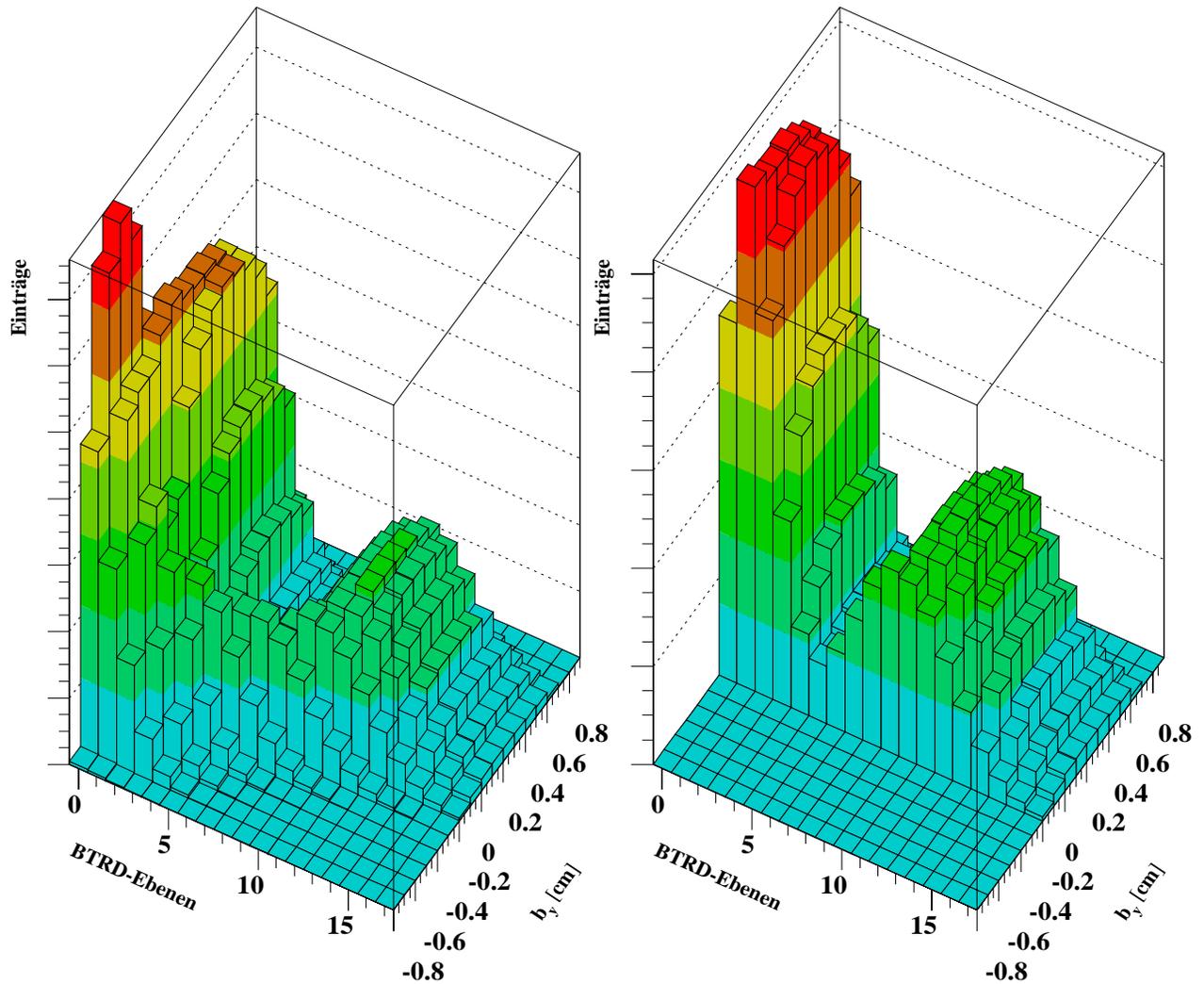


Abbildung 59: Die BTRD-Information bei verschiedenen  $b_y$ -Parametern. Links das volle Spektrum. Rechts der ausgewählte Phasenraum

Geht die Doppel-Peak-Struktur des BTRD-Spektrums verloren, dann wird ein Datensatz, der z.B. für Hyperonen durch einen Schnitt  $BTRD < 5$  ausgewählt wird, erheblich von Mesonen kontaminiert. Um dies zu vermeiden, wurde in der Definition der Normspur ein harter Schnitt auf den  $b_y$ -Parameter angebracht, so daß stets der Bereich ausgewählt ist, in dem der BTRD über beste Teilchenseparation verfügt. Das rechte Lego-Diagramm von Abbildung 59 zeigt die BTRD-Information des  $b_y$ -Phasenraumes, der mit einem solchen Schnitt ausgewählt wurde. Um den Änderungen der Strahlbedingungen gerecht zu werden, wurde der Schnitt auf  $b_y$  für jeden Datensatz angepaßt. Mit diesem Schnitt waren, je nach Verteilung der Spuren, erhebliche Datenverluste von 21% bis 35% verbunden.

### Ursache der BTRD-Ineffizienz

Durch längere Strahlenbelastung waren die Drahtkammern des BTRD bereits gealtert (*ageing*-Effekt). Im geometrischen Bereich, durch den bei 0 mrad Protoneneinfallswinkel der Hauptteil der Strahlteilchen dringt, verdampfte die Aluminiumbeschichtung der Driftkathoden. Dadurch wurden die BTRD-Kammern lokal ineffizient. Um die Effizienz des BTRD im Optimum zu halten, wurde der BTRD während der SELEX-Strahlzeit mehrmals transversal zum Strahl verschoben und wenn nötig TRD-Module ausgewechselt. Bei der Datennahme für totale Wirkungsquerschnitte war der Phasenraum der Teilchenspuren infolge der geänderten Protoneneinfallswinkel geändert, wodurch der ineffiziente Bereich des BTRDs vom Strahl gestreift wurde.

### 9.2.3 Einteilung in BTRD-Klassen

Zur Einführung von Baryonen- und Mesonendatensätzen wurden Normspuren, deren BTRD-Kennung innerhalb eines festen Bereichs liegen zusammengefaßt. Damit systematische Abweichungen totaler Wirkungsquerschnitte bei Variation von Schnitten auf das BTRD-Spektrum untersucht werden können, wurden vier Baryonen- und vier Mesonenklassen vorgesehen. Da sich unter negativen Strahlbedingungen hauptsächlich  $\Sigma^-$ - und  $\pi^-$ -Teilchen im Hyperonenstrahl befinden, kann anstatt von BTRD-Klassen auch von  $\Sigma^-$ - bzw.  $\pi^-$ -Datensätzen gesprochen werden. Bei der Messung totaler Wirkungsquerschnitte für eine bestimmte Teilchensorte wird eine entsprechende BTRD-Klasse ausgewählt und die Anzahl der Normspuren ( $F_o$  bzw.  $E_o$ ) dieser Klasse zur Normierung benutzt.

Index der BTRD-Klasse	Akzeptiertes BTRD-Signal (Bereich getroffener Ebenen)	Angereicherte Teilchen
1	$0 \leq \text{BTRD} \leq 2$	$\Sigma^-$ , Protonen
2	$0 \leq \text{BTRD} \leq 3$	$\Sigma^-$ , Protonen
3	$0 \leq \text{BTRD} \leq 4$	$\Sigma^-$ , Protonen
4	$0 \leq \text{BTRD} \leq 5$	$\Sigma^-$ , Protonen
5	$6 \leq \text{BTRD} \leq 30$	$\pi^-, \pi^+$
6	$7 \leq \text{BTRD} \leq 30$	$\pi^-, \pi^+$
7	$8 \leq \text{BTRD} \leq 30$	$\pi^-, \pi^+$
8	$9 \leq \text{BTRD} \leq 30$	$\pi^-, \pi^+$

Tabelle 10: Schnitte zur Definition der BTRD-Klassen

Eine Zusammenstellung der BTRD-Klassen und ihrer Bezeichnungen ist in Tabelle 10 gegeben. Die Klassen sind so gewählt, daß bei 600 GeV Strahlenergie Fremdteilchenkontaminationen bereits unterhalb von 2% erwartet werden, wobei bis zu 99% des Signalanteils der gewünschten Teilchensorte übernommen wird.

### 9.3 Zählung transmittierter Teilchen

Wie bei der Datenproduktion, so werden auch bei der Datenanalyse nur dann Informationen von Spektrometern hinter dem Target abgefragt, wenn eine Normspur vorliegt. Transmittierte Teilchen werden anhand rekonstruierter Spuren hinter dem Target gezählt, die bestimmten Kriterien genügen. Damit möglichst viel Information über diese Spuren zur Verfügung steht (M2-Impuls, ETRD-Information), wurde in der Datenproduktion mit hoher Effizienz zu jeder Normspur eine möglichst lange, die Spektrometer VX, M1 und M2 durchdringende, Spur verfolgt.

Zur Zählung transmittierter Teilchen kann im einfachsten Fall lediglich die Anzahl Normspur assoziierter

Vertexspuren herangezogen werden. Die Ereignisse müssen dazu der Ereignisklasse 2 oder höheren Klassen angehören (vgl. Tabelle 4). Durch einen zusätzlichen Schnitt auf die Qualitätseigenschaft der Vertexspuren ( $\chi^2/\text{ndof} < 3$ ) erwartet man, daß vor allem solche Ereignisse gezählt werden, in denen kein Zerfall und keine Reaktion in den Vertexsiliziumdetektoren stattgefunden hat. Zudem werden auch damit wieder nur gute Spuren des Spuralgorithmus in der Messung zugelassen. Jeder transmittierten Spur wird anhand des Streuwinkels im Target  $\theta$  und dem Impuls  $p_{beam}$  der Normspur ein Viererimpulsübertrag  $t$  mit (71) zugeordnet. Die Zählung der transmittierten Spuren erfolgt gebinnt in  $t$ , mit einer Binbreite von  $0.0005 \text{ GeV}^2/c^2$ . Bestimmte Ereignisklassen verfügen auch über eine M2-Impulsinformation und eine ETRD-Kennung des auslaufenden Teilchens. Damit ergibt sich die Möglichkeit die Anzahl transmittierter Teilchen auch unter Berücksichtigung weiterer Teilchenidentifikationsinformationen zu bestimmen. Ergebnisse für totale Wirkungsquerschnitte, die durch Auszählen von Spuren mit einer zusätzlichen Teilchenidentifikation nach dem Target bestimmt werden, können mit Ergebnissen der einfachsten Zählmethode verglichen werden und somit als Kontrollmessungen dienen. In den folgenden Abschnitten werden Teilchenidentifikationsmöglichkeiten nach dem Target besprochen und die Zählmethoden für transmittierte Teilchen vorgestellt.

### 9.3.1 Teilchenidentifikation hinter dem Target

Für eine Teilchenidentifikation nach dem Target wird stets der M2-Impuls und die M1-Spurinformation benötigt. Ein Zählung transmittierter Teilchen mit zusätzlicher Teilchenidentifikation wurde deshalb nur für Ereignisse der Klasse 5 in Betracht gezogen. Zur Teilchenidentifikation nach dem Target bietet sich eine Identifikation mit dem ETRD oder eine Identifikation über Zerfall an:

**Teilchenidentifikation mit dem ETRD** Der ETRD ist eigentlich zur Diskriminierung von Elektronen und Pionen gebaut und für diesen Zweck auch kalibriert worden. Zunächst wird gezeigt, daß mit dem ETRD für Impulse um  $600 \text{ GeV}/c$  auch eine Diskriminierung von Hyperonen (Protonen) und Mesonen möglich ist.

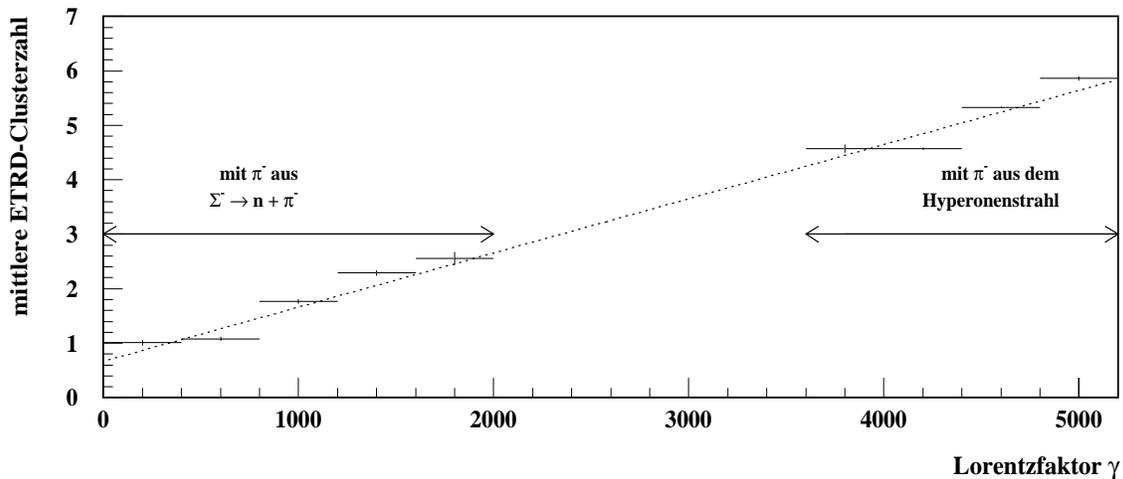


Abbildung 60: Die mittlere Anzahl an ETRD-Clustern gemessen als Funktion des Lorentzfaktors  $\gamma$  (RUN 10450)

Das Funktionsprinzip des ETRD verhält sich analog zum BTRD, außer daß beim ETRD Cluster statt getroffene TRD-Ebenen gezählt werden (vgl. Kapitel 3.5.4). Die mittlere Anzahl der ETRD-Cluster ist eine Funktion des Lorentzfaktors  $\gamma$ . Diese Funktion ist in Abbildung 60 für hochenergetische  $\pi^-$  aus dem Hyperonenstrahl (BTRD-Identifikation und M2-Impuls um  $600 \text{ GeV}/c$ ) und  $\pi^-$  aus rekonstruierten  $\Sigma^-$ -Zerfällen dargestellt. Die Impulsspektren beider "Pionenquellen" überlappen nicht, weshalb sich in Diagramm 60 eine Zone ohne Einträge ergibt.

$\Sigma^-$  (Protonen) mit einem Impuls von 600 GeV/c haben ein  $\gamma$  von 500 (640), weshalb man für diese Teilchen eine mittlere Anzahl von etwa einem ETRD-Cluster erwartet. 600 GeV/c Pionen haben dagegen ein  $\gamma$  um 4300 und liefern im Mittel ein ETRD-Signal von rund 5 ETRD-Clustern. ETRD-Signale können somit zur Diskriminierung hochenergetischer Baryonen und Mesonen verwendet werden. Abbildung 61 zeigt die Verteilung der ETRD-Cluster für M2-Spuren mit einem M2-Impuls im Bereich  $|p_{Hyp} - p_{M2}| < 3\sigma_p$ .  $\sigma_p$  ist die gaußische Breite des Impulsdifferenzspektrums  $p_{M2} - p_{hyp}$ , die zwischen 8.5 GeV/c und 13 GeV/c liegt. Mit der  $\gamma$ -Kalibration und den erwarteten  $\gamma$ -Faktoren kann das Maximum in Abbildung 61 bei kleiner Clusterzahl Hyperonen und das Maximum bei großer Clusterzahl Mesonen zugeordnet werden. Zur Teilchenseparation kann ein Schnitt auf den M2-Impuls, wie oben angegeben und ein Schnitt auf das ETRD-Spektrum  $ETRD_{cut}$  angebracht werden. Damit beim Schnitt auf das ETRD-Spektrum nicht unnötig viele Ereignisse verworfen werden, wurde zunächst die Hyperonenidentifikationseffizienz

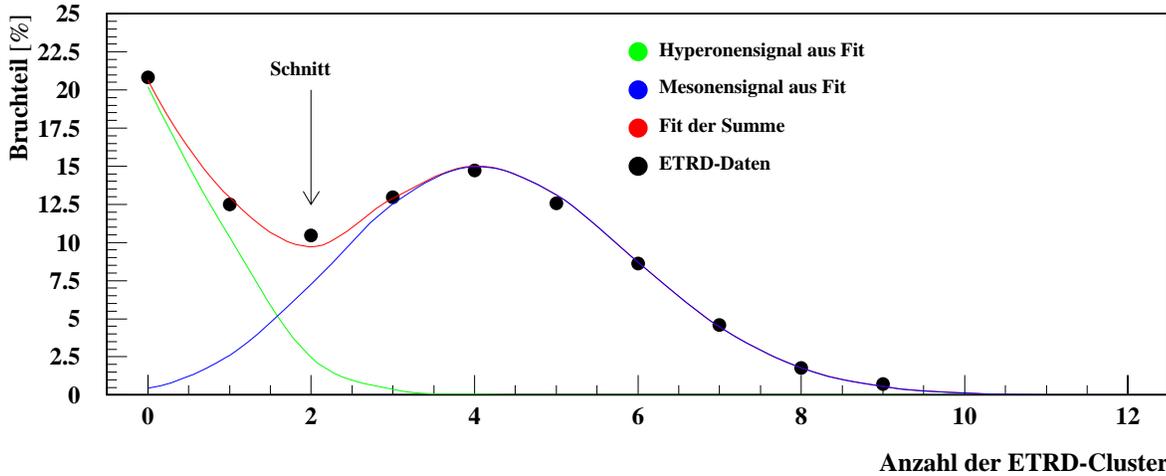


Abbildung 61: Das ETRD-Spektrum für Ereignisse der Klasse 5 und einem M2-Impuls  $p_{M2}$  im Intervall  $|p_{Hyp} - p_{M2}| < 3\sigma_p$  (RUN 10450)

$p_{Hyp}^{yield}$  und die Wahrscheinlichkeit für eine Fehlidentifikation eines Mesons als Hyperon  $p_{Mes}^{fail}$  für verschiedene ETRD-Schnitte abgeschätzt. Desgleichen wurde auch für die Mesonenidentifikationseffizienz  $p_{Mes}^{yield}$  und die Fehlidentifikation eines Hyperons als Meson  $p_{Hyp}^{fail}$  durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde das normierte ETRD-Spektrum aus Abbildung 61 durch einen  $\chi^2$ -Fit mit einer zweifachen Binomialverteilung

$$P_{ETRD}(k) = \underbrace{\alpha \binom{n}{k} p_1^k (1-p_1)^{n-k}}_{\text{Hyperonen-Signal}} + \underbrace{(1-\alpha) \binom{n}{k} p_2^k (1-p_2)^{n-k}}_{\text{Mesonen-Signal}} \quad (106)$$

beschrieben. Dabei ist  $P_{ETRD}(k)$  die Wahrscheinlichkeit ein ETRD-Signal mit  $k$  Clustern zu erhalten und  $n$  die maximale Anzahl an Clustern (hier  $n = 15$ ). Als Fitparameter dienen der Bruchteil an Hyperonen im Strahl  $\alpha$  (gemessen in M2) sowie die Parameter  $p_1$  und  $p_2$ . Letztere geben die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß beim Durchgang eines Hyperons (Mesons) ein Cluster erzeugt wird.

Durch Wahl dieser Fitfunktion läßt sich das ETRD-Spektrum in einen Hyperonen- und einen Mesonenanteil aufspalten. Die Komponentenfunktionen sind in Diagramm 61 eingezeichnet. Eine Bestimmung der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten (Kontaminationen)  $p_{Mes}^{fail}$  und  $p_{Hyp}^{fail}$  kann für jeden Schnitt durch

$$p_{Mes}^{fail}(ETRD_{cut}) = \sum_{k=0}^{ETRD_{cut}} \binom{n}{k} p_2^k (1-p_2)^{n-k} \quad (107)$$

$$p_{Hyp}^{fail}(ETRD_{cut}) = \sum_{k=ETRD_{cut}}^n \binom{n}{k} p_1^k (1-p_1)^{n-k} \quad (108)$$

abgeschätzt werden. Zusätzlich lassen sich die Identifikationseffizienzen  $p_{Mes}^{yield}$  und  $p_{Hyp}^{yield}$  ermitteln durch:

$$p_{Hyp}^{yield}(ETRD_{cut}) = \sum_{k=0}^{ETRD_{cut}} \binom{n}{k} p_1^k (1-p_1)^{n-k} \quad (109)$$

$$p_{Mes}^{yield}(ETRD_{cut}) = \sum_{k=ETRD_{cut}}^n \binom{n}{k} p_2^k (1-p_2)^{n-k} . \quad (110)$$

Berechnete Identifikations- und Fehlidentifikationseffizienzen sind in Abbildung 62 dargestellt. Anhand diesem Diagramm wurden Schnitte auf das ETRD-Spektrum ausgewählt:

Für Hyperonen und Protonen wurde ein ETRD-Signal von 0 ... 2 Clustern, bei Mesonen ein ETRD-Signal größer als 1 Cluster verlangt. Mit diesen Schnitten erwartet man anhand Diagramm 62 eine Übernahme von 98.8% nicht zerfallener

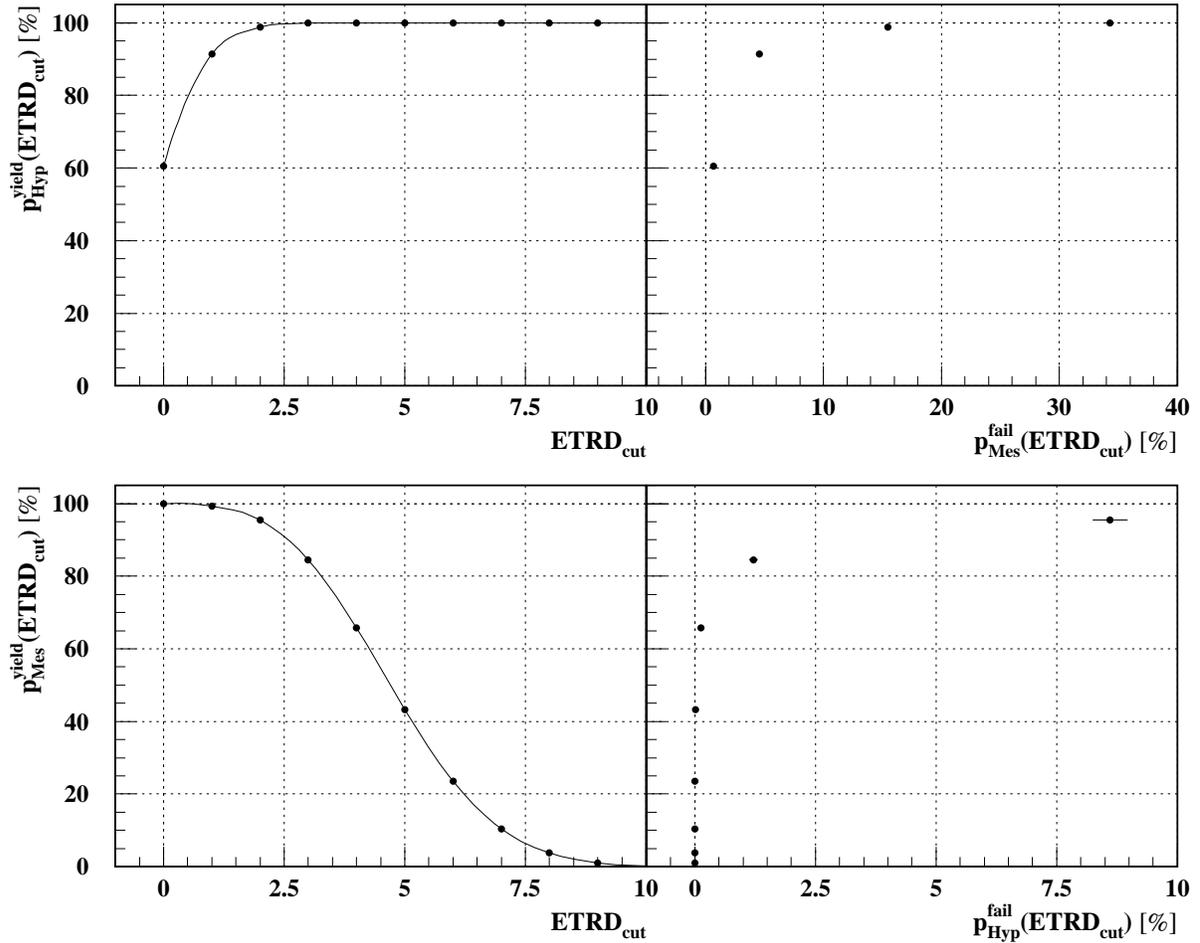


Abbildung 62: Ausbeuten für Mesonen und Hyperonen sowie die Kontamination an Fremdteilchen, als Funktion des ETRD-Schnitts  $ETRD_{cut}$  (RUN 10450)

Hyperonen in M2, wobei 15.5% aller hochenergetischer Mesonen im M2-Spektrometer fälschlicherweise als Hyperon identifiziert werden. Bei der Identifikation von Mesonen erwartet man, daß 95.5% der M2-Mesonen akzeptiert werden, wobei 8.6% der M2-Hyperonen fälschlicherweise als Mesonen identifiziert werden. Anbringen harter Schnitte ist hier nicht sinnvoll, da auch der BTRD zur Teilchenidentifikation herangezogen wird, wodurch bereits der Größte Anteil der Fremdteilchenkontamination beseitigt wird.

**Teilchenidentifikation über Zerfall** Eine weitere Teilchenidentifikationsmöglichkeit besteht in der Rekonstruktion von Teilchenzerfällen. Bei 600 GeV Strahlenergie haben jedoch nur Hyperonen eine ausreichend kurze mittlere Flugstrecke (vgl. Tabelle 1), so daß sich nur für diese Teilchen eine Identifikation über Zerfall lohnt. Die Strahlhyperonen  $\Sigma^\pm$ ,  $\Xi^-$  und  $\Omega^-$  zerfallen bevorzugt in ein neutrales und ein geladenes Tochterteilchen, weshalb zur Rekonstruktion solcher Zerfälle nach einem Knick in der Trajektorie gesucht wird. Hyperonenzerfälle konnten mit dem Produktionsprogramm nur entlang einer 2.4 m langen feldfreien Strecke innerhalb des M1-Magneten rekonstruiert werden. Der Knickwinkel  $\Theta$  wurde aus Spurparametern von Vertex- und M1-Spur berechnet. Der Impuls  $p_{M2}$  des geladenen Tochterteilchens wurde mit dem M2-Spektrometer gemessen.

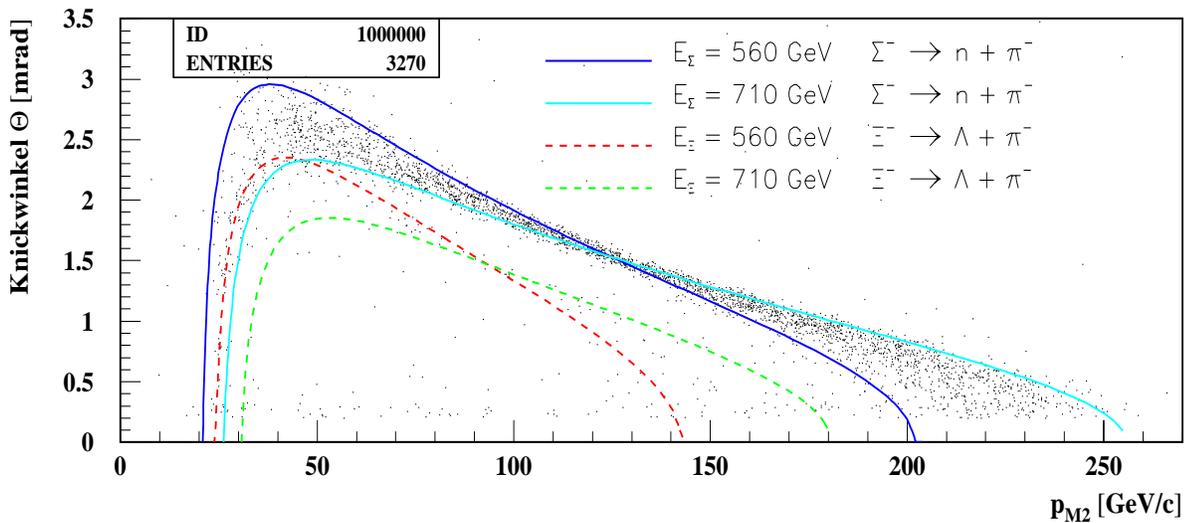


Abbildung 63: Korrelation zwischen dem Knickwinkel  $\Theta$  und dem M2-Impuls für Ereignisse der Klasse 5. Überlagert sind die berechneten Korrelationen der Zweikörperzerfälle  $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$  und  $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$  (RUN 10450)

Anhand der experimentell beobachteten  $\Theta$ - $p_{M2}$ -Korrelation, kann untersucht werden, welche Hyperonen im Strahl vorliegen. Dazu werden den Datenpunkten berechnete  $\Theta$ - $p_{M2}$ -Korrelationen möglicher Zweikörperzerfälle überlagert. Im Fall des  $\Sigma^-$ -Zerfalls:  $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$  ist  $\Theta(p_\pi)$  gegeben durch:

$$\Theta(p_\pi) = \arccos \left( \frac{m_{\pi^-}^2 + m_n^2 - m_{\Sigma^-}^2 + \sqrt{m_{\pi^-}^2 + |p_{\pi^-}^-|^2} \sqrt{m_{\Sigma^-}^2 + |p_{\Sigma^-}^-|^2}}{2|p_{\Sigma^-}^-| |p_{\pi^-}^-|} \right). \quad (111)$$

Abbildung 63 zeigt ein  $\Theta$ - $p_{M2}$ -Diagramm für Ereignisse mit einem Knickwinkel  $\Theta > 0.2$  mrad und einer z-Position des Zerfalls im Bereich  $60 \text{ cm} < z_{\text{kink}} < 300 \text{ cm}$  (Zerfallsvolumen im M1-Magneten). In der Verteilung der Datenpunkte zeigen sich zwei Korrelationsbereiche:

Der dominante Korrelationsbereich, läßt sich mit den berechneten  $\Theta(p_{M2})$ -Funktionen, dem Zerfall  $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$  (BR: 99.8%) zuordnen. Entsprechend kann das wesentlich schwächer ausgeprägte zweite Band dem

Zerfall  $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$  (BR: 99.9%) zugeordnet werden werden.

Mit dieser Beschreibung ist die Existenz von  $\Sigma^-$  im Hyperonenstrahl sichergestellt. Da die mittleren Flugstrecken von  $\Sigma^-$  und  $\Xi^-$  praktisch gleich groß sind, kann aus einem Vergleich der Anzahl rekonstruierter Hyperonenzerfälle auf eine  $\Sigma^-/\Xi^-$ -Verhältnis von rund 1/100 geschlossen werden (mehr dazu in Kapitel 9.8.3). Da der Anteil an  $\Xi^-$  im Hyperonenstrahl sehr klein ist, wurden bei der Messung totaler Wirkungsquerschnitte  $\Xi^-$ -Zerfälle nur für Korrekturzwecke rekonstruiert. Zur Identifikation von  $\Sigma^-$ - und  $\Xi^-$ -Zerfällen wurde ein Knickwinkel im Bereich  $0.1 \text{ mrad} < \Theta < 3 \text{ mrad}$  und eine z-Position des Zerfalls innerhalb des M1-Magneten ( $60 \text{ cm} < z_{\text{kink}} < 300 \text{ cm}$ ) gefordert. Um  $\Xi^-$ -Teilchen in einer Messung für  $\Sigma^-$ -Teilchen zu unterdrücken, wurden zusätzlich Schnitte auf die  $\Sigma^-$ -Masse angebracht ( $1.175 \text{ GeV}/c^2 < m_{\Sigma^-} < 1.220 \text{ GeV}/c^2$ ). In Abbildung 64 ist die Masse aus der Zerfallshypothese  $n + \pi^-$  gegen die Masse aus der Zerfallshypothese  $\Lambda + \pi^-$  abgetragen. Die Verteilung der Datenpunkte zeigt, daß mit den angebrachten Schnitten  $\Sigma^-$ - und  $\Xi^-$ -Teilchen sehr gut zu trennen sind.

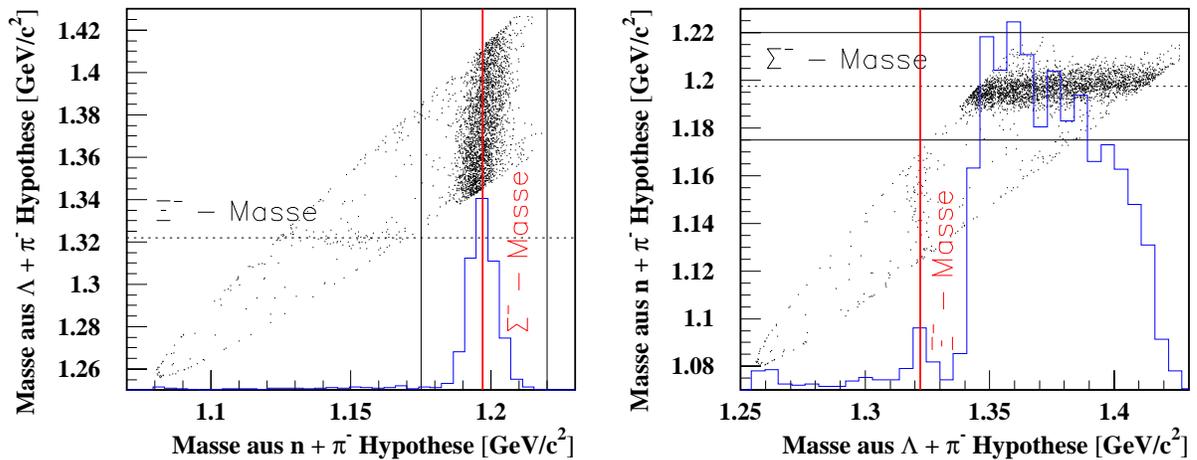


Abbildung 64: Korrelation invarianter Massen aus den Zerfallshypothesen  $X \rightarrow n + \pi$  und  $X \rightarrow \Lambda + \pi$  (RUN 10450)

### 9.3.2 Drei Methoden zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte

Mit der Möglichkeit Teilchen auch hinter dem Target zu identifizieren gibt es nun drei Methoden transmittierte Teilchen zu zählen, d.h. drei Methoden totale Wirkungsquerschnitte zu messen:

**Methode 1: Teilchenidentifikation nur mit dem BTRD** Diese Methode ist die einfachste, da sie nur Detektoren des Strahl- und Vertexspektrometers benutzt. In diesem Fall wird zur Teilchenidentifikation nur die BTRD-Information benutzt und als transmittierte Teilchen werden Ereignisse gezählt, in denen zu Normspuren einer BTRD-Klasse eine Vertexspur mit bestimmten Qualitätseigenschaften gefunden wurde.

**Methode 2: Teilchenidentifikation mit BTRD und ETRD** Diese Methode unterscheidet sich von Methode 1 nur dadurch, daß als transmittierte Teilchen Ereignisse der Klasse 5 gezählt werden, die zudem die beschriebenen Schnitte zur Teilchenidentifikation mit dem ETRD erfüllen.

**Methode 3: Teilchenidentifikation mit BTRD und Rekonstruktion des  $\Sigma^-$ -Zerfalls** Diese Methode unterscheidet sich von Methode 1 nur dadurch, daß als transmittierte Teilchen Ereignisse der Klasse 5

gezählt werden, bei denen zusätzlich die beschriebenen Schnitte zur Identifikation eines  $\Sigma^-$ -Zerfalls erfüllt sind. Der Nachweis der  $\Sigma^-$ -Zerfälle ist dabei auf die feldfreie Region des M1-Magneten beschränkt.

Durch die BTRD-Klassen ergeben sich 4 Meßkanäle für Hyperonen (Protonen) und 4 weitere Meßkanäle für Mesonen. Daraus folgen 12 (4 BTRD-Klassen mal 3 Identifikationsmöglichkeiten) Meßkanäle für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte mit  $\Sigma^-$  und 8 Meßkanäle (4 BTRD-Klassen mal 2 Identifikationsmöglichkeiten) für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte von Protonen und Pionen. Bei der Analyse werden alle Kanäle ausgenutzt, um totale Wirkungsquerschnitte zu messen und systematische Fehler der Messung abzuschätzen.

## 9.4 Transmissionsverhältnisse und partielle Wirkungsquerschnitte

Zur Berechnung eines partiellen Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{part}^{exp}(|t'| < |t_{max}|)$  werden Transmissionsverhältnisse:

$$T^F(|t'| < |t_{max}|) := \frac{F_{tr}(|t'| < |t_{max}|)}{F_o} \quad (112)$$

$$T^E(|t'| < |t_{max}|) := \frac{E_{tr}(|t'| < |t_{max}|)}{E_o} \quad (113)$$

ermittelt. Hierbei ist  $F_o$  ( $E_o$ ) die Anzahl der Normspuren in der gewählten BTRD-Klasse bei der Volltargetmessung (Leertargetmessung).  $F_{tr}(|t'| < |t_{max}|)$  ( $E_{tr}(|t'| < |t_{max}|)$ ) ist die zugehörige Anzahl transmittierter Teilchen von Methode 1, 2 oder 3, die durch Summation über alle  $t$ -Bins von 0 bis  $|t_{max}|$  bestimmt wird. Transmissionsverhältnisse sind mit dem partiellen Wirkungsquerschnitt durch:

$$\sigma_{part}^{exp}(|t'| < |t_{max}|) = \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left[ \frac{T^E(|t'| < |t_{max}|)}{T^F(|t'| < |t_{max}|)} \right] \quad (114)$$

verbunden.

Bevor auf die Auswertung partieller Wirkungsquerschnitte eingegangen wird, ist es vorteilhaft zunächst einen Blick auf Transmissionsverhältnisse bei genügend kleinem  $|t_{max}|$  zu werfen. Dadurch erhält man eine Vorstellung der Absorptionseffekte für Voll- und Leertargetmessungen und eine Vorstellung von der Größe der Transmissionsverhältnisse, die bei einzelnen Methoden auftreten.

### 9.4.1 Ein Blick auf Transmissionsverhältnisse bei $|t'| < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$

In Abbildung 65 sind Transmissionsverhältnisse für  $|t'| < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$  pro *Spill* dargestellt, die mit den Methoden 1, 2 und 3 für  $\Sigma^-$ -Teilchen (BTRD-Klasse 4) und dem Berylliumtarget gemessen wurden. Der Nullpunkt der Zeitskala ist durch den Zeitpunkt gegeben, bei dem der erste RUN mit dem Berylliumtarget gestartet wurde. Die Datenpunkte beginnen nicht bei 0 h, da RUNs am Anfang der Datennahme bei der Datenvorselektion verworfen wurden. Beim Vergleich der Leertargettransmissionsverhältnisse  $T^E$  einzelner Methoden, fallen erhebliche Größenunterschiede auf. Zunächst wird geprüft, ob die gemessenen  $T^E$ 's sinnvoll sind. Dazu wird eine Abschätzung bzw. eine obere Grenze der erwarteten Leertargettransmissionsverhältnisse für jede Methode angegeben. Zur Berechnung eines Leertargettransmissionsverhältnisses  $T^E$  müssen sämtliche Verluste in der Anzahl transmittierter Teilchen berücksichtigt werden, da ein Leertargettransmissionsverhältnis vereinfacht durch ein Produkt

$$T^E = \prod_{i=1}^N (1 - \epsilon_i) \quad (115)$$

gegeben ist. Dabei geben die Parameter  $\epsilon_i$  den Bruchteil aller Normspuren an, für die infolge eines Verlustbeitrages  $i$  keine transmittierte Spur zugeordnet wurde. Unter stabilen Bedingungen bei der Datennahme, treten die Faktoren  $(1 - \epsilon_i)$  auch bei der Volltargetmessung auf und heben sich in der Berechnung partieller Wirkungsquerschnitte heraus. Je nach Identifikationsmethode nach dem Target sind unterschiedliche Faktoren  $(1 - \epsilon_i)$  in  $T^E$  zu berücksichtigen:

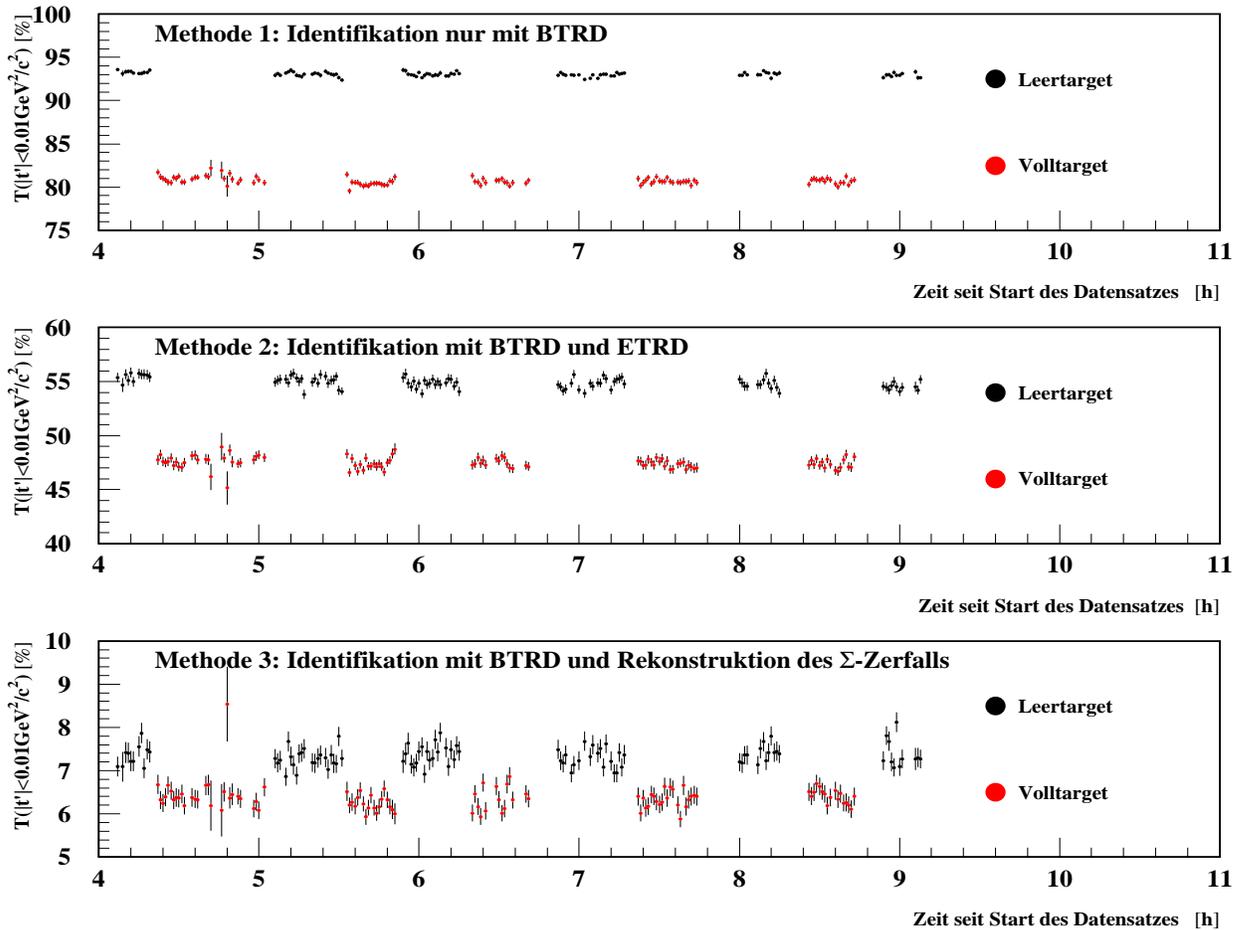


Abbildung 65: Transmissionsverhältnisse pro *Spill* bei  $|t'| < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$  für Ereignisse von BTRD-Klasse 4 bei 3 verschiedenen Zählmethoden (RUN 10450 - 10460)

### $T^E$ bei Methode 1

In Methode 1 wird lediglich die Existenz eines Vertexsegmentes verlangt. Ein solches liegt zu rund 98% aller Normspuren vor, woraus  $(1 - \epsilon_1) = 0.98$  folgt (vgl.  $P_{\text{norm}} - v_x$  in Abbildung 50; RUN 10450 - 10460). Der Verlust  $\epsilon_1$  von rund 2% kann mit Wechselwirkungen im Detektormaterial verstanden werden, womit Ineffizienzen in der Spurrekonstruktion in etwa gleicher Größenordnung verbunden sind, denn sämtliche Detektoren des Vertexspektrometers (plus S4-Szintillator vgl. [H-note 789]) ergeben eine gesamte Wechselwirkungslänge von 2.6%.

Als weiterer Verlustfaktor  $\epsilon_2$  kommt ein Schnitt auf  $\chi^2/\text{ndof}$  des Vertexsegmentes hinzu, mit dem rund 5% der Ereignisse verworfen werden. Damit erhält man einen Schätzwert:  $T^E \approx 0.931$ . Das Fehler gewichtete Mittel der Transmissionsverhältnisse über alle Leertargetspills aus Abbildung 65 ergibt  $T^E = 0.9306 \pm 0.0002$  und steht in guter Übereinstimmung mit der Abschätzung.

### $T^E$ bei Methode 2

Als erster Faktor  $(1 - \epsilon_1)$  geht der Bruchteil ein, unter dem ein Ereignis der Klasse 5 (VX-M1-M2-Spur) rekonstruiert wird. Dieser Bruchteil beträgt rund 0.95 (siehe Abbildung 50 Parameter  $P_{\text{norm}} - \text{vxm1m2}$ ). Der Verlust von 5% liegt in der Größenordnung der nuklearen Wechselwirkungslänge von 6.2%, die man durch Summation der Wechselwirkungslängen sämtlicher Detektoren vom S4-Zähler bis zur letzten ETRD-Kammer berechnet (vgl. [H-note 789]). Wie bei Methode 1, so kommt auch hier ein weiterer Faktor  $(1 - \epsilon_2) = 0.95$  durch den  $\chi^2/\text{ndof}$ -Schnitt auf die Vertexsegmente hinzu.

Der größte Verlustfaktor  $\epsilon_3$  entsteht durch den Zerfall von Hyperonen. Bei einer mittleren Flugstrecke von 22.2 m für 600 GeV  $\Sigma^-$  erwartet man, daß innerhalb der Strecke vom Experimenttarget bei  $z = 0$ , bis zur LASD-Station 3, bei  $z = 8.65$  m ein maximaler Bruchteil von

$$\epsilon_3 = e^{-\frac{0m}{22.2m}} - e^{-\frac{8.65m}{22.2m}} \approx 0.32 \quad (116)$$

an Hyperonen zerfallen ist. Dieser Anteil der Hyperonen kann wegen dem Schnitt auf den Teilchenimpuls im M2-Spektrometer nicht mehr als Hyperonen identifiziert werden. Damit ergibt sich  $\epsilon_3 \approx 0.68$ .

Anhand des ETRD-Schnitts erwartet man, daß von allen Hyperonen im M2-Spektrometer maximal ein Bruchteil von 0.988 als solche vom ETRD identifiziert werden (siehe Kapitel 9.3.1), wodurch ein weiterer Faktor  $(1 - \epsilon_4) \approx 0.988$  hinzukommt.

Das Produkt aller Faktoren ergibt als Abschätzung:  $T^E \approx 0.61$ . Das Fehler gewichtete Mittel der Transmissionsverhältnisse zeigt hingegen einen etwas kleineren Wert von 0.55. Die Schätzung liegt in der Größenordnung des gemessenen Werts, trifft ihn allerdings nicht genau, was auf weitere Verluste hinweist, die hier nicht berücksichtigt sind. Der berechnete Wert für  $T^E$  ist als eine obere Grenze zu verstehen.

### $T^E$ bei Methode 3

Für diese Methode lassen sich die zwei ersten Faktoren von Methode 1 direkt übernehmen. Hinzu kommt der dominierende Verlustfaktor  $\epsilon_3$ , der durch die Akzeptanz einen  $\Sigma^-$ -Zerfall innerhalb von M1 ( $z = 0.6$  m bis 3.0 m) nachzuweisen, gegeben ist. Unter Vernachlässigung zusätzlicher Verluste, die durch Schnitte zur Rekonstruktion der  $\Sigma^-$ -Zerfälle entstehen, ergibt sich:

$$\epsilon_3 = e^{-\frac{0.6m}{22.2m}} - e^{-\frac{3.0m}{22.2m}} \approx 0.1 \quad (117)$$

Damit erhält man als obere Grenze für  $T^E$  den Richtwert 0.093. Das gemessene Leertargettransmissionsverhältnis beträgt 0.073, in Einklang mit der oberen Grenze.

Nachdem man die Leertargettransmissionsverhältnisse bereits durch einfache Abschätzungen verstehen kann, ergibt sich die Frage wie sich das Target auf die Transmissionsverhältnisse auswirkt:

Durch den Absorptionseffekt im Target entsteht ein zusätzlicher, Target spezifischer Verlustfaktor  $\epsilon_{tgt}$ , s.d. gilt:

$$T^F = (1 - \epsilon_{tgt})T^E. \quad (118)$$

Kommen keine weiteren Störeffekte hinzu, so sollten die Verhältnisse  $T^F/T^E$  zwischen allen Methoden übereinstimmen und  $\epsilon_{tgt}$  in der Größenordnung der nuklearen Kollisionslänge  $X_{coll}$  des Targets liegen. Anhand der Fehler gewichteten Mittel berechnet man dazu die in Tabelle 11 angegebenen Werte.

Man sieht, daß alle 3 Methoden einen Faktor  $\epsilon_{tgt}$  von rund 13.5% ergeben. Allerdings stimmen die Transmissionsverhältnisse nicht innerhalb ihrer Fehler überein, was u.a. an noch nicht berücksichtigten Fehlerquellen liegt (z.B. Ratenkorrektur). Die nukleare Kollisionslänge des Be-Targets von 16.9% liegt in der Größenordnung der gemessenen Absorption von 13.5%. In den nuklearen Kollisionslängen, die in zahlreichen Tabellen wie z.B. [PDG96] angegeben sind, gehen totale Wirkungsquerschnitte für Protonen ein.

Es wird sich im Laufe der Arbeit zeigen, daß totale Wirkungsquerschnitte für  $\Sigma^-$ -Teilchen kleiner als für Protonen sind. Die angegebene Absorption von 13.5% ist ein erster Hinweis auf diesen Effekt.

Methode	$T^E( t'  < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2)$	$T^F( t'  < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2)$	$\frac{T^F( t'  < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2)}{T^E( t'  < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2)}$
1	$0.9306 \pm 0.0002$	$0.8069 \pm 0.0003$	$0.8671 \pm 0.0004$
2	$0.5490 \pm 0.0004$	$0.4749 \pm 0.0004$	$0.865 \pm 0.001$
3	$0.0733 \pm 0.0002$	$0.0634 \pm 0.0002$	$0.865 \pm 0.004$

Tabelle 11: Zusammenstellung Fehler gewichteter Transmissionsverhältnisse aus Abbildung 65

#### 9.4.2 Spektren unkorrigierter partieller Wirkungsquerschnitte

Berechnet man partielle Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{part}^{exp}(|t'| < |t_{max}|)$  aus den Transmissionsverhältnissen nach (114) für verschiedene  $t_{max}$ , so erhält man ein Spektrum partieller Wirkungsquerschnitte. Solche Spektren sind in Abbildung 66 für Messungen mit dem Berylliumtarget und verschiedenen Strahlteilchen dargestellt.

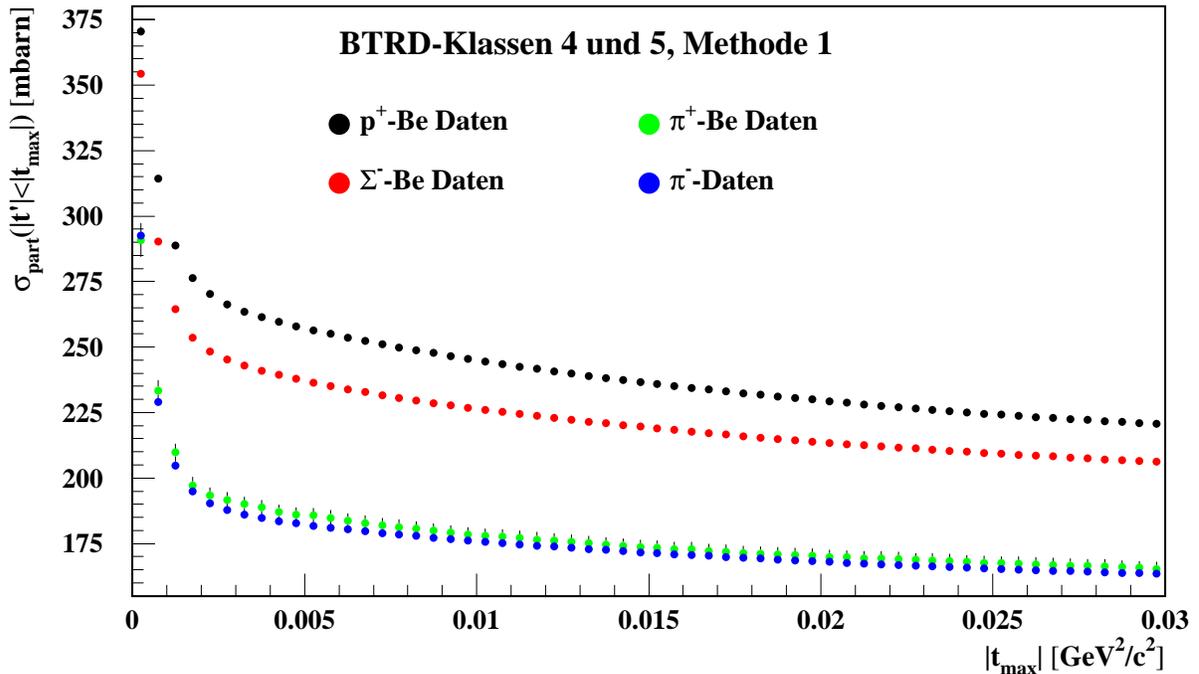


Abbildung 66: Spektren unkorrigierter partieller Wirkungsquerschnitte für Protonen,  $\Sigma^-$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^+$  mit dem Berylliumtarget

Unterschiedliche Niveaus partieller Wirkungsquerschnitte reflektieren die Abhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte von der Teilchensorte. In diesem Diagramm sieht man, daß der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(\Sigma^- Be)$  kleiner als  $\sigma_{tot}(pBe)$  ausfallen wird. Außerdem werden die Wirkungsquerschnitte

$\sigma_{tot}(\pi^- Be)$  und  $\sigma_{tot}(\pi^+ Be)$  in etwa gleicher Größe ausfallen. Die Form der Spektren ist im Hinblick auf Notizen in Kapitel 4.5 zu verstehen:

Infolge des Auflösungsvermögens, steigen die partiellen Wirkungsquerschnitte unterhalb von  $-t \approx 0.003 \text{ GeV}^2/c^2$  abrupt an. Oberhalb dieser Grenze zeigen sie einen sanften Anstieg, der im wesentlichen von der hadronischen Steigung der kohärent elastischen Streuung des Strahlteilchens am Kern verursacht wird. Um die Sensitivität der Messung auf kohärent elastische Streuung besser sehen zu können, gehe ich im folgenden Abschnitt auf diesen Punkt gesondert ein.

### 9.4.3 Ist die Messung sensitiv auf kohärent elastische Streuung am Kern ?

Der Beitrag kohärent elastischer Streuung kann aus Spektren zur differentiellen elastischen Streuung abgelesen werden. Eine rein elastische Messung ist mit dem SELEX-Spektrometer jedoch nicht möglich, da für hochenergetische Teilchen die Unsicherheit im Strahlimpuls bei rund  $10 \text{ GeV}/c$  liegt (vgl. Abbildung 52). Dadurch wird inelastischen Prozessen wie Kernanregungen, Produktion langsamer Pionen, etc. ein erheblicher Freiraum eingeräumt, die eine solche Messung verfälschen. Ferner ist auch das Target zu eng zwischen den Spurdetektoren positioniert, so daß man für kleine Streuwinkel (vgl. Abbildung 40) mit einem Schnitt auf die longitudinale Position der Streuung keine Streueignisse Target spezifisch anreichern kann. Allerdings erwartet man, daß in Vorwärtsrichtung differentielle Streuspektren von der elastisch hadronischen und der elektromagnetischen Streuung am Kern dominiert sind (vgl. Kapitel 4), weshalb man den Beitrag kohärent elastischer Streuung dennoch sehen sollte. Dadurch motiviert, wurde ein differentielles Streuspektrum  $S(t)$  innerhalb des  $|t|$ -Bereichs von  $0 - 0.4 \text{ GeV}^2/c^2$  aufgenommen, wobei  $S(t)$  experimentell durch die Beziehung

$$S(t) = \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt} \Gamma \epsilon(t)} \left[ \frac{F(t)}{F_o} - \frac{E(t)}{E_o} \right] \sim \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{el} \quad (119)$$

gegeben ist.

Hierbei ist  $\Gamma$  die Breite der  $t$ -Bins,  $F(t)$  bzw.  $E(t)$  die Anzahl der Streueignisse, die auf das Intervall  $|t-t'| < \Gamma/2$  fallen und  $\epsilon(t)$ , die Akzeptanzfunktion. Man beachte, daß bei differentieller Messung der Untergrund der Leertargetmessung subtrahiert wird, wodurch diese Größe fehleranfälliger ist als die Quotienten, die bei partiellen Wirkungsquerschnitten auftreten. Um den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt richtig zu normieren, muß man auch die Akzeptanz der Apparatur  $\epsilon(t)$  kennen. Die Bestimmung der Akzeptanz erfordert ein verlässliches Monte Carlo und konnte hier nicht durchgeführt werden. Im folgenden geht es lediglich darum ohne Anspruch auf eine exakte Messung, die wesentlichen Streubeiträge in den Daten zu sehen.

Abbildung 67 zeigt eine  $S(t)$ -Verteilung, für Streuung von  $\Sigma^-$ -Teilchen am Berylliumtarget. Im Fall elastischer Streuung, erwartet man anhand der Betrachtungen in Kapitel 4.5 Beiträge von Coulombstreuung sowie kohärenter und inkohärenter Streuung am Kern, die durch die Formeln (122) und (87) beschrieben werden. Einen Hinweis auf diese Beiträge geben die verschiedenen Steigungen in Abbildung 67 in einzelnen  $t$ -Bereichen. Diese  $t$ -Bereiche sind mit "Coulomb-Bereich", "kohärenter Bereich" und "inkohärenter Bereich" bezeichnet. Die Streubeiträge motivieren eine Parameterisierung des differentiellen Spektrums durch eine Funktion:

$$S_{par}(t) = \kappa_1 \left[ 4\pi\alpha^2 \frac{Z^2}{t^2} + \kappa_2 e^{B_{Kern}t} + \kappa_3 e^{B_N t} \right]. \quad (120)$$

Hierbei wurde vom Coulomb-hadronischen-Interferenzterm abgesehen. Da die Akzeptanz nicht korrigiert ist, übernimmt der Parameter  $\kappa_1$  die absolute Normierung. Eine eventuelle Verzerrung des Spektrums durch Vielfachstreuung und Akzeptanzeffekte bleibt unberücksichtigt.

Durch einen  $\chi^2$ -Fit wurden die Steigungsparameter  $B_{Kern}$  und  $B_N$  sowie die  $\kappa$ -Faktoren bestimmt. Ein Fit über den Bereich von  $0 \text{ GeV}^2/c^2$  bis  $0.4 \text{ GeV}^2/c^2$  ergab ein  $\chi^2/\text{ndof}$  von 1.6 bei 76 Datenpunkten, wobei für

$B_{Kern} 48.9 \pm 1.8 (\text{GeV}/c)^{-2}$  und für  $B_N 5.3 \pm 0.2 (\text{GeV}/c)^{-2}$  erhalten wurde.

Bei der Messung elastisch hadronischer Streuung von 175 GeV Protonen und Pionen an Berylliumkernen wurden in [Schiz79] für Protonen  $B_{Kern} = 74.7 \pm 1.0 (\text{GeV}/c)^{-2}$  und für  $\pi^- 65.8 \pm 1.8 (\text{GeV}/c)^{-2}$  erhalten. Mit dem geometrischen Modell würde man für  $\Sigma^-$  einen Wert zwischen diesen Steigungen erwarten. Der gemessene Wert liegt zwar in der richtigen Größenordnung, ist allerdings kleiner als die in [Schiz79] angegebenen Werte. Dies kann durch fehlende Akzeptanzkorrekturen, Korrekturen auf Vielfachstreuung im Target sowie Untergrund von der Leertargetmessung verursacht sein. Besonders durch Akzeptanzeffekte erwartet man bei kleinem  $|t|$  eine Reduktion des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnittes, wodurch die hadronischen Steigungen  $B_{Kern}$  zu klein gemessen werden. (Bemerkung: Steigungen beim Kohlenstofftarget  $B_C: 58.2 \pm 3.7 (\text{GeV}/c)^{-2}$  stimmen etwas besser mit den Messungen in [Schiz79]  $B(\pi^-C): 65.8 (\text{GeV}/c)^{-2}$ ,  $B(pC): 74.0 (\text{GeV}/c)^{-2}$  überein).

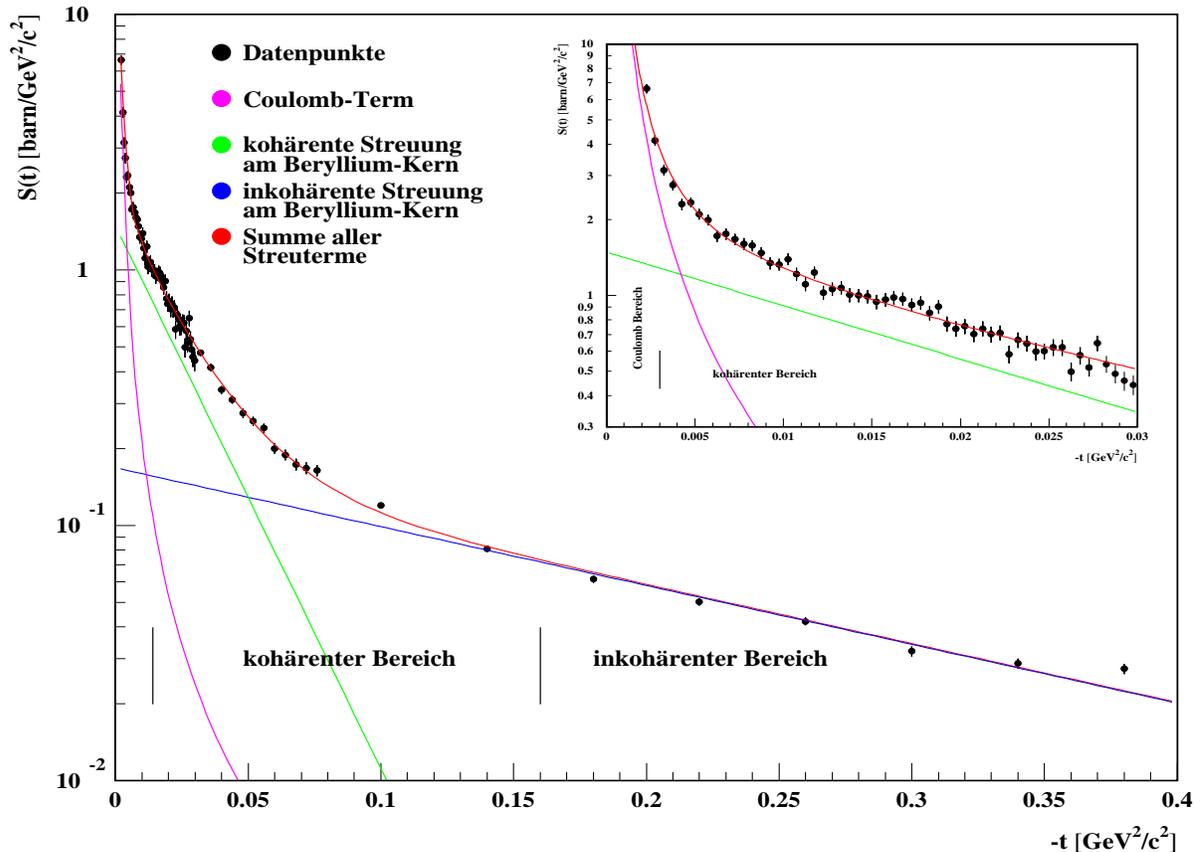


Abbildung 67: Differentielles Streuspektrum von  $\Sigma^-$ -Teilchen auf dem Be-Target (nicht Akzeptanz korrigiert). Überlagert ist der Fit mit Funktion (120) und deren Komponentenfunktionen.

Für  $B_N$  erwartet man Werte um  $10 (\text{GeV}/c)^{-2}$ , der hier erhaltene Wert ist kleiner, was sich nicht mit Akzeptanzargumenten begründen läßt. Vielmehr kann dies dadurch erklärt werden, daß durch die Art dieser Messung (inklusive Messung  $\Sigma^- + A \rightarrow \Sigma^- + X$ , mit  $X = A$  erlaubt), bei großem Viererimpulsübertrag diffraktive Prozesse hinzukommen. Bei Messungen zur diffraktiven Dissoziation von 450 GeV Protonen auf Beryllium ( $p + \text{Be} \rightarrow p + X$ ) wurde eine Steigung erhalten, die um  $6 (\text{GeV}/c)^{-2}$  liegt (vgl. [Akesson90]), für Hyperonen erwartet man eine noch kleinere Steigung.

Als Folgerung aus dem differentiellen Spektrum kann jedenfalls festgehalten werden, daß die Messung auf kohärente Streuung am Kern sensitiv ist. Damit ist zu erwarten, daß die Extrapolation partieller Wirkungsquerschnitte im wesentlichen durch die hadronische Steigung am Kern geleitet wird, wodurch auch elastisch

hadronische Streubeiträge am Kern im totalen Wirkungsquerschnitt berücksichtigt werden.

## 9.5 Korrektur auf einfache Coulombstreuung und Coulomb-hadronische-Interferenz

Wie in Kapitel 4.4.3 beschrieben, müssen experimentell gemessene partielle Wirkungsquerschnitte auf einfache Coulombstreuung (C) und Coulomb-hadronische-Interferenz (CH) korrigiert werden, wozu die Beziehung

$$\sigma_{part}^{korr}(<|t|) = \sigma_{part}^{exp}(<|t|) - \underbrace{\int_{-\infty}^t \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_C dt'}_{\text{Coulomb-Korrektur}} - \underbrace{\int_{-\infty}^t \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{CH} dt'}_{\text{CH-Korrektur}} \quad (121)$$

ausgenutzt wird.

### 9.5.1 Auswertung des Coulombterms

Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für einfache Coulombstreuung eines geladenen Teilchens (1) an einem Kern (2), ergibt mit den Formeln aus Kapitel 4:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_C^{Kern} = 4\pi\alpha_e^2 Z_1^2 Z_2^2 \frac{G_1(t)^2 G_2(t)^2}{t^2} \quad (122)$$

Bei Streuung am Polyäthylentarget kann Coulombstreuung sowohl am Kohlenstoffkern als auch am Proton erfolgen. Unter Berücksichtigung des C/H-Verhältnisses ergibt sich deshalb:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_C^{CH_2} = \frac{1}{3} \left[ \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_C^C + 2 \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_C^H \right] \quad (123)$$

Bei der Auswertung dieser Formeln wurde als elektromagnetischer Formfaktor  $G_1(t)$  im Strahlteilchen-Photon-Vertex für Protonen und  $\Sigma^-$  die Parameterisierung  $G_p(t)$  und für Pionen die Parameterisierung  $G_\pi(t)$  aus [Landolt1] verwendet.

$$G_p(t) = \frac{1}{\left[1 - \frac{t}{0.71}\right]^2} \quad G_\pi(t) = \frac{1}{\left[1 - \frac{t}{0.56}\right]} \quad (124)$$

Dipol Parameterisierung Monopol Parameterisierung

Für den elektromagnetischen Formfaktor  $G_2(t)$  im Kern-Photon-Vertex ging die Parameterisierung

$$G_2(a, t) = e^{\frac{a^2}{6}t} \quad (\approx 1 + \underbrace{a^2}_{\langle r^2 \rangle} \frac{1}{6}t \text{ für } |t| \ll 1) \quad (125)$$

ein (vgl. [Landolt2]). Der Parameter  $a^2$  hat die Bedeutung eines quadratischen Ladungsradius  $\langle r^2 \rangle$ , der über die Ladungsverteilung des Kerns  $\rho_{el}$  durch

$$\langle r^2 \rangle = \frac{4\pi}{Ze} \int \rho_{el}(r) r^4 dr \quad (126)$$

gegeben ist. Dies kann mit einer Taylorentwicklung von  $G_2(a, t)$  für  $|t| \ll 1$  gesehen werden, bei der eine bekannte Entwicklung des Kernformfaktors auftritt, die man z.B. bei der Bestimmung von Ladungsradien durch Elektronstreuung an Kernen benutzt (vgl. [Povh96]). Für die betrachteten Kerne wurden die Parameter  $a$  aus dem Tabellenwerk [Jager74] und [Jager87] entnommen (siehe Tabelle 12).

Bei der Messung auf Polyäthylen wurde bei Streuung am Wasserstoff für  $G_2(t)$  die Dipolparameterisierung eingesetzt.

Targetmaterial	a [fm]
Beryllium	2.50
Kohlenstoff	2.45
Kupfer	3.88

Tabelle 12: Ladungsradien zur Coulomb-Korrektur

### 9.5.2 Auswertung des Interferenzterms

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des CH-Interferenzterms ist gegeben durch:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{CH} = \pi [f_C(t)^* f_H(t) + f_C(t) f_H(t)^*] \quad (127)$$

Nach Einsetzen der Streuamplituden aus Kapitel 4 ergibt sich für den CH-Interferenzterm bei Kernen:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{CH} = \alpha_e Z_1 Z_2 \sigma_{tot}^{Kern} \frac{G_1(t) G_2(t)}{t} e^{\frac{1}{2} B_{Kern} t} [\rho' \cos(\alpha\Phi) + \sin(\alpha\Phi)] \quad (128)$$

Bei Polyäthylen ergeben sich wiederum zwei Terme:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{CH}^{CH_2} &= \alpha_e Z_1 \frac{G_1(t)}{3t} [Z_C \sigma_{tot}^C G_C(t) e^{\frac{1}{2} B_C t} (\rho'_C \cos(\alpha\Phi) + \sin(\alpha\Phi)) + \\ &\quad 2Z_p \sigma_{tot}^p G_p(t) e^{\frac{1}{2} B_p t} (\rho'_p \cos(\alpha\Phi) + \sin(\alpha\Phi))] \end{aligned} \quad (129)$$

Für  $G_1(t)$  und  $G_2(t)$  (bzw.  $G_p(t)$  und  $G_C(t)$ ) wurden Parameterisierungen verwendet, wie bei der C-Korrektur angegeben. Bei der Auswertung der CH-Korrektur für Streuung an Wasserstoff wurde  $\rho'_p = 0.07$  aus der  $pp$ -Streuung benutzt. Dieser Wert wurde in [Block85] für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 33.6$  GeV abgelesen. Bei Kernen sind für hohe Energien keine Meßergebnisse für  $\rho'$  verfügbar.  $\rho'$  wurde hier auf 0 gesetzt, da bei Kernen zwar ein positives, aber kleineres  $\rho'$  als bei  $pp$ -Messungen erwartet wird (persönliche Mitteilung von Boris Kopeliovich).

Reaktion	$B_{Kern} [(\text{GeV}/c)^{-2}]$	Reaktion	$B_{Kern} [(\text{GeV}/c)^{-2}]$
$\pi^+$ Be	64.9	$\pi^+$ C	67.6
$\pi^-$ Be	65.8	$\pi^-$ C	67.5
p Be	74.7	p C	74.0
$\pi^-$ Cu	193.4	p Cu	217.8

Tabelle 13: Hadronische Steigungen zur CH-Korrektur aus [Schiz79] und [Schiz79]

Zur Berechnung des Interferenzterms werden bereits totale Wirkungsquerschnitte benötigt, die man eigentlich durch die Messung bestimmen will. Dazu wurden totale Wirkungsquerschnitte ohne CH-Korrektur bestimmt, erhaltene Werte in die CH-Korrektur eingebaut und anschließend totale Wirkungsquerschnitte unter Anwendung der CH-Korrektur ermittelt. Für den  $pp$ -Wirkungsquerschnitt, der bei der Messung mit dem  $CH_2$ -Target benötigt wird, wurde ein Wert von 40.5 mbarn aus der Fitfunktion (27) für  $pp$ -Wirkungsquerschnitte übernommen.

Hadronische Steigungen  $B_{Kern}$  wurden aus [Schiz79] entnommen und sind in Tabelle 13 aufgeführt. Für

Messungen mit  $\Sigma^-$ -Teilchen wurden stets Steigungen von Protonen eingesetzt. Für die Streuung von Protonen und Pionen an Protonen des Polyäthylentargets wurde die Parameterisierung der hadronischen Amplitude

$$f_H(t) = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi} (i + \rho') e^{\frac{1}{2}(bt - ct^2)} \quad (130)$$

aus [Schiz81] benutzt. Die Parameter  $b$  und  $c$  sind in Tabelle 14 angegeben.

Reaktion	$b$ [(GeV/c) $^{-2}$ ]	$c$ [(GeV/c) $^{-4}$ ]
$\pi^- p$	9.89	3.47
$p p$	11.74	3.16

Tabelle 14: Parameter der hadronischen Amplituden in  $\pi^+p$ ,  $\pi^-p$  und  $pp$  Reaktionen aus [Schiz81] gemessen bei 200 GeV

### 9.5.3 Auswirkung der C- und CH-Korrektur auf partielle Wirkungsquerschnitte

In Abbildung 68 sind berechnete Funktionswerte der Korrekturterme

$$\int_{-\infty}^t \left( \frac{d\sigma}{dt'} \right)_C dt' \quad \text{und} \quad \int_{-\infty}^t \left( \frac{d\sigma}{dt'} \right)_{CH} dt' \quad (131)$$

für das Berylliumtarget dargestellt. Der wesentliche Beitrag wird von der C-Korrektur geliefert. Die CH-Korrektur ist bei Beryllium ca. eine und bei Kupfer ca. zwei Größenordnungen kleiner als die C-Korrektur. Die CH-Korrektur fällt bei kleinem  $|t|$  ab, da die Bethe-Phase dort einen Vorzeichenwechsel hat und  $\rho'$  bei Kernen auf Null gesetzt ist.

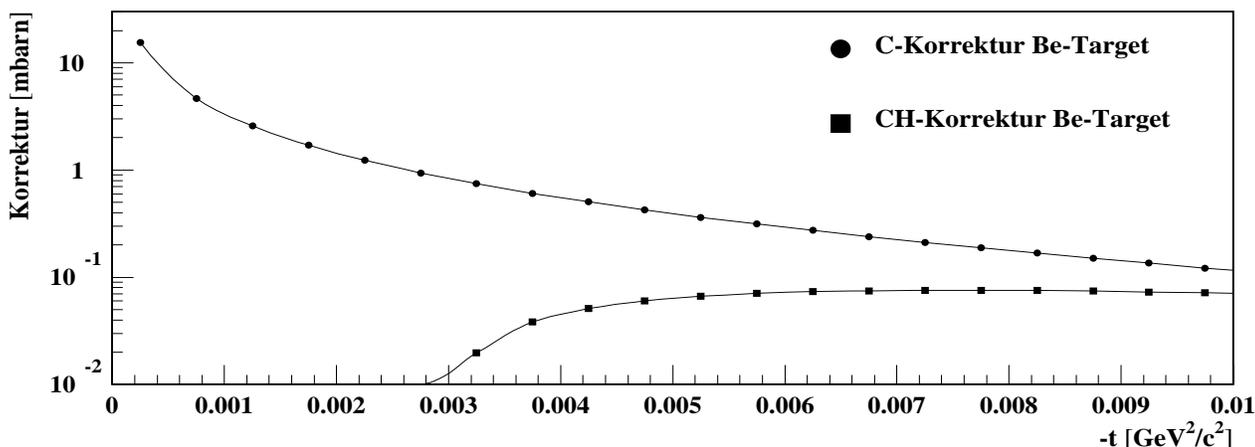


Abbildung 68: Die C- und CH-Korrektur berechnet für das Be-Target ( $Z = 4$ )

Beim Extrapolationsverfahren (siehe Kapitel 4.4.4) werden keine Stützpunkte unterhalb von  $-t = 0.007$  GeV $^2/c^2$  benutzt. C- und CH-Korrektur wirken sich in einer Reduktion des extrapolierten Wirkungsquerschnittes aus, die bei Be rund 0.4 mbarn, bei C 1.2 mbarn, bei CH $_2$  0.4 mbarn und bei Cu 110 mbarn beträgt. Bei allen Messungen wurde festgestellt, daß der Einfluß der CH-Korrektur nicht signifikant ist. Deswegen war keine Iteration zur genaueren Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte durch die CH-Korrektur notwendig. Entscheidend ist lediglich die C-Korrektur. Relativ zu den totalen Wirkungsquerschnitten entsprechen die Absolutwerte dieser Korrektur einer Änderung zwischen 0.16% (Be) und 10%

(Cu). Ein Beispiel für die Verschiebung partieller Wirkungsquerschnitte durch die Korrekturen ist in Abbildung 71 angegeben.

## 9.6 Extrapolation korrigierter partieller Wirkungsquerschnitte

### 9.6.1 Das Extrapolationsverfahren

Beim Extrapolationsverfahren wird das Verhalten der Differenzen  $t$ -benachbarter partieller Wirkungsquerschnitte ausgenutzt, um auf den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}^{extr}$  bei  $t = 0$  zu schließen. Das Konzept der Extrapolation wurde bereits in Kapitel 4.4.4 dargelegt.

Zur Beschreibung des Verhaltens partieller Wirkungsquerschnitte in Vorwärtsrichtung wurde die Funktion

$$f(\alpha_1, \alpha_2, t) = \alpha_1 [1 - e^{\alpha_2 t}] \quad (132)$$

benutzt, da dieser Ansatz eine physikalische Interpretation des Parameters  $\alpha_2$  als hadronische Steigung am Kern  $B_{Kern}$  erlaubt. Mit diesem Ansatz läßt sich somit, parallel zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte auch ein Größenvergleich mit bekannten hadronischen Steigungen  $B_{Kern}$  aus [Schiz79] durchführen (siehe Tabelle 17). Da zur Bildung partieller Wirkungsquerschnitte Verhältnisse betrachtet werden, sind Akzeptanzeffekte kleiner, als bei der differentiellen Messung in Kapitel 9.4.3.

Die Parameter  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  werden durch einen  $\chi^2$ -Fit der Differenzen  $\Delta_{part}(i)$  benachbarter, korrigierter partieller Wirkungsquerschnitte

$$\Delta_{part}(i) := \sigma_{part}^{korr}(< |t_{i+1}|) - \sigma_{part}^{korr}(< |t_i|) = \alpha_1 (e^{\alpha_2 t_i} - e^{\alpha_2 t_{i+1}}) \quad i = k \dots N \quad (133)$$

bestimmt, um Korrelationen in den partiellen Wirkungsquerschnitten zu minimieren. Als Stützpunkte gehen in die Extrapolation sämtliche partielle Wirkungsquerschnitte von  $t_{min} = -0.007 \text{ GeV}^2/c^2$  bis  $t_{max} = -0.03 \text{ GeV}^2/c^2$  ein. Der Endpunkt bei  $t_{max} = -0.03 \text{ GeV}^2/c^2$  wurde so gewählt, daß er bei allen Targets innerhalb des Bereichs liegt, der durch die kohärente Streuung am Kern dominiert ist (vgl. Abbildung 67). Die Auswahl des Startpunkts  $t_{min}$ , wird im nächsten Kapitel beschrieben. Über den zur Extrapolation ausgewählten Bereich betrug die  $t$ -Binbreite einheitlich  $0.0005 \text{ GeV}^2/c^2$ , wodurch stets  $N - k = 45$  Datenpunkte in den  $\chi^2$ -Fit eingingen.

Zur Berechnung der Fitparameter wurde eine  $\chi^2$ -Funktion aufgestellt, in welche statistische Fehler der  $\Delta_{part}(i)$ -Werte als Gewichte eingehen. Zur Ableitung des statistischen Fehlers betrachtet man (133) als Funktion der Anzahl transmittierter Teilchen  $F_{tr}(< |t_i|)$ ,  $F_{tr}(< |t_{i+1}|)$ ,  $E_{tr}(< |t_i|)$  und  $E_{tr}(< |t_{i+1}|)$ :

$$\sigma_{part}^{korr}(< |t_{i+1}|) - \sigma_{part}^{korr}(< |t_i|) = \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left[ \frac{F_{tr}(< |t_i|) E_{tr}(< |t_{i+1}|)}{F_{tr}(< |t_{i+1}|) E_{tr}(< |t_i|)} \right] \quad (134)$$

Anhand dieses Ausdrucks berechnet man, durch Aufspaltung in unabhängige Variable, den statistischen Fehler:

$$\delta \Delta_{part}(i) = \sqrt{\frac{1}{F_{tr}(< |t_i|)} - \frac{1}{F_{tr}(< |t_{i+1}|)} + \frac{1}{E_{tr}(< |t_i|)} - \frac{1}{E_{tr}(< |t_{i+1}|)}} \quad (135)$$

Mit diesem Gewicht ist die  $\chi^2$ -Funktion gegeben durch:

$$\chi^2(\alpha_1, \alpha_2) := \sum_{i=k}^{N-1} \left( \frac{\alpha_1 (e^{\alpha_2 t_i} - e^{\alpha_2 t_{i+1}}) - \Delta_{part}(i)}{\delta \Delta_{part}(i)} \right)^2 \quad (136)$$

Die Minimierung der  $\chi^2$ -Funktion wurde mit dem CERN-Programmpaket MINUIT vorgenommen, wobei  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  und eine Fehlermatrix  $cov$  erhalten wurden. Mit den Fitparametern können partielle Wirkungsquerschnitte des ausgewählten  $t$ -Bereichs auf einen totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}^{extr}$  extrapoliert werden:

$$\sigma_{tot}^{extrap} = \sigma_{part}(< |t_{min}|) + \alpha_1 [1 - e^{\alpha_2 t_{min}}] \quad (137)$$

Wenn keine weiteren Korrekturen nötig wären entspräche  $\sigma_{tot}^{extr}$  bereits dem totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt. Resultate für  $\sigma_{tot}^{extr}$  sowie Fehlerbeiträge, sind in den Ergebnistabellen in Anhang B für jede Einzelmessung angegeben.

### 9.6.2 Auswahl von $t_{min}$

Bei der Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte kommt es darauf an, möglichst alle Teilchen, die keine hadronische Wechselwirkung im Target erfahren haben, zu zählen. Die  $t$ -Verteilung solcher Teilchen ist jedoch nicht  $\delta$ -förmig, sondern wegen Vielfachstreuung im Target und endlicher Winkelaufösung des Spektrometers entsprechend verbreitert. Mit der Wahl von  $t_{min}$  wird ein partieller Wirkungsquerschnitt ausgesucht, in dem praktisch alle Ereignisse ohne hadronische Wechselwirkung summiert eingehen und gleichzeitig  $|t_{min}|$ , so klein wie möglich ist. Der partielle Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{part}^{korr} (< |t_{min}|)$  entspricht dann im Idealfall dem totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$ , vermindert um den totalen hadronisch elastischen Wirkungsquerschnitt, für eine Streuung im Bereich  $0 < -t < -t_{min}$ , der durch den zweiten Term in (137) beschrieben wird. Zur Auswahl von  $t_{min}$  wurden Streuverteilungen für Voll- und Leertargetmessungen und das Verhalten von  $\chi^2_{fit}/ndof$  bei Variation von  $t_{min}$  im Bereich 0 - 0.02  $\text{GeV}^2/c^2$  betrachtet:

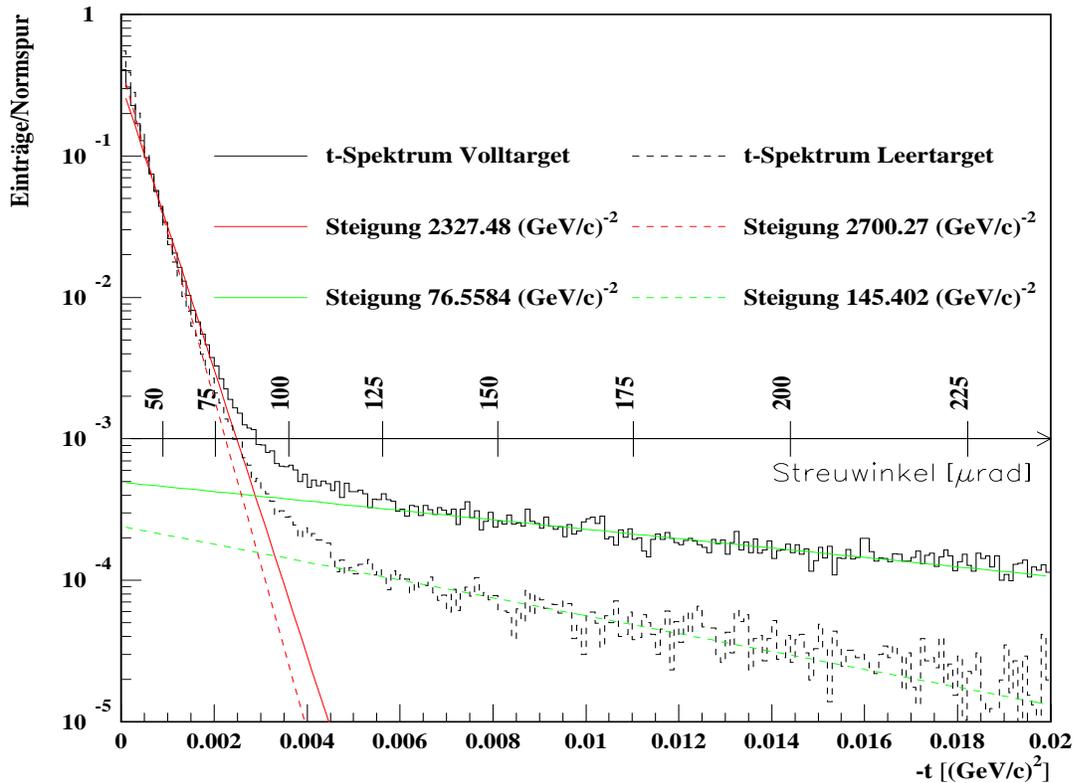


Abbildung 69: Normierte  $t$ -Streuverteilungen bei  $\Sigma^-$  auf Beryllium für Voll- und Leertargetmessung

### Betrachtung von $t$ -Verteilungen

Abbildung 69 zeigt differentielle Streuverteilungen für Leer- und Volltarget bei Streuung von  $\Sigma^-$  am Berylliumtarget. Die Diagramme wurden mit dem Inhalt der  $t$ -Bins aus der Transmissionszählung bei Verwendung von Methode 1 gefüllt und auf die Anzahl der zugrundeliegenden Normspuren normiert. Bei  $-t < 0.003 \text{ GeV}^2/c^2$  liegt das steil abfallende  $t$ -Spektrum der Ereignisse, bei denen keine hadronische Wechselwirkung stattgefunden hat. In diesem Bereich wurden die Spektren durch Exponentialfunktionen beschrieben (rote

Kurven). Steigungsfaktoren der Exponenten sind im Diagramm angegeben. Die flachere Steigungen in der roten Kurve bei Volltargetmessung wird durch Vielfachstreuung im Target verursacht. Für  $-t > 0.005 \text{ GeV}^2/c^2$  zeigen die Spektren infolge kohärenter Streuung am Kern eine wesentlich flachere Steigung (grüne Kurven).

Zur Zählung der Ereignisse ohne hadronische Wechselwirkung liegt eine Wahl von  $-t_{min}$  im Bereich des Schnittpunktes der Kurven bei  $0.003 \text{ GeV}^2/c^2$  nahe. Aufgrund der unterschiedlichen Steigungen der roten Kurven, würde man bei  $-t_{min} < 0.003 \text{ GeV}^2/c^2$ , die Anzahl der Teilchen, die bei Volltargetmessung keine hadronische Wechselwirkung eingegangen sind, relativ zur Leertargetmessung unterschätzen. Dadurch steigen partielle Wirkungsquerschnitte stark an, was in Abbildung 22 zu sehen ist. Eine Wahl von  $-t_{min}$  unterhalb von  $0.003 \text{ GeV}^2/c^2$  würde daher zu einer Überschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts führen.

### Variation von $t_{min}$

Ein weiterer Aspekt, der in die Wahl von  $t_{min}$  eingeht ist mit der Qualität der Beschreibung partieller Wirkungsquerschnitte im ausgewählten  $t$ -Bereich durch Funktion (132) verbunden. Es war deshalb zu prüfen, ab welchem  $t_{min}$  diese Funktion eine akzeptable Beschreibung der Daten liefert. Dazu wurde das Verhalten extrapolierte Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}^{extr}(t_{min})$  bei festgehaltenem  $t$ -Endpunkt ( $-0.03 \text{ GeV}^2/c^2$ ) als Funktion von  $t_{min}$  betrachtet. Ergebnisse für  $\sigma_{tot}^{extr}(t_{min})$ , für  $\chi_{fit}^2/\text{ndof}$  des Differenzenfits, wie auch der  $\alpha$ -Parameter sind in Abbildung 70 dargestellt.

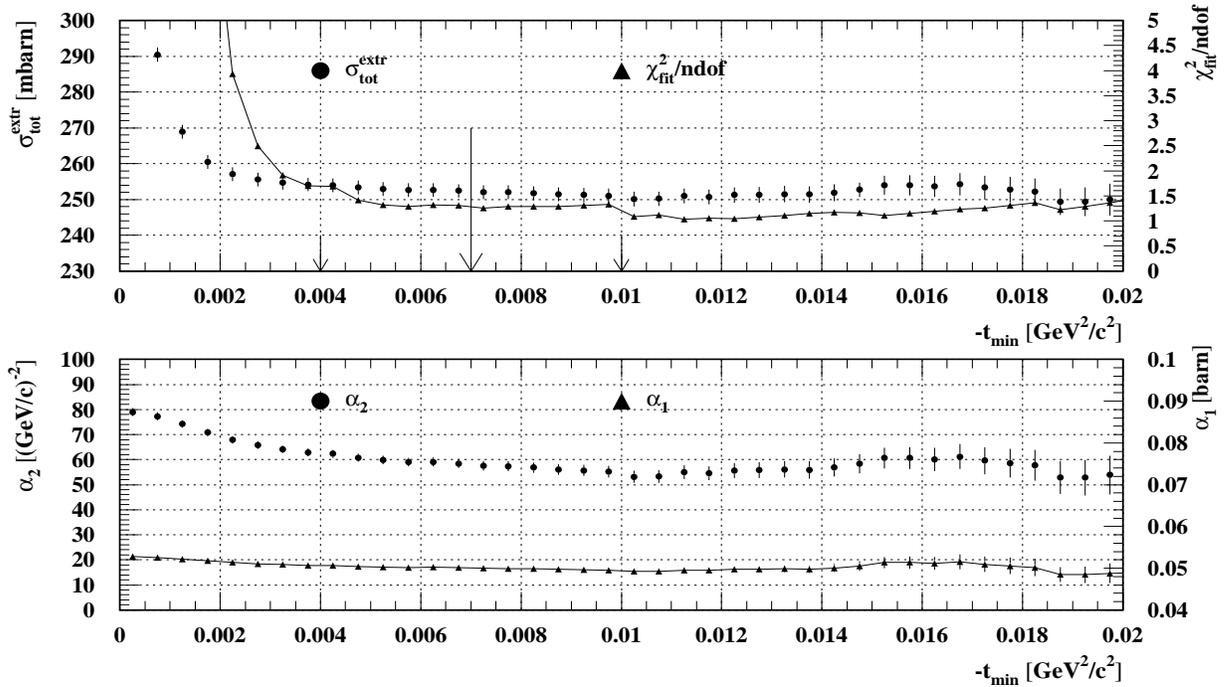


Abbildung 70: Das Verhalten der extrapolierten Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}^{extr}$ ,  $\chi_{fit}^2/\text{ndof}$  sowie  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  bei Variation von  $t_{min}$

Das Verhalten von  $\chi_{fit}^2/\text{ndof}$  zeigt, daß erst für  $-t_{min}$  oberhalb  $0.005 \text{ GeV}^2/c^2$  Stabilität um 1.4 oder kleiner erreicht wird. Anwachsen von  $\chi_{fit}^2/\text{ndof}$  unterhalb  $-t_{min} = 0.005 \text{ GeV}^2/c^2$  zeigt, daß Datenpunkte aufgenommen werden, die stärker von der erwarteten Funktion (132) des Spektrums abweichen. Deswegen

wurde  $-t_{min}$  etwas größer als  $0.003 \text{ GeV}^2/c^2$  und innerhalb einer Region gewählt, in der  $\chi_{fit}^2/\text{ndof}$  sich bei allen Targets stabil verhält. Um etwas Abstand von der instabilen Region zu bekommen, wurde  $-t_{min}$  nicht direkt bei  $0.005 \text{ GeV}^2/c^2$ , sondern bei  $0.007 \text{ GeV}^2/c^2$  gewählt und für **alle Messungen** auf dieser Position festgehalten. Mit der Wahl dieses Punktes lag bei sämtlichen Messungen  $\chi_{fit}^2/\text{ndof}$  im Bereich von  $0.87 - 1.65$ .  $\chi_{fit}^2/\text{ndof}$  kann aus den Ergebnistabellen in Anhang B für jede Messung entnommen werden. Der Wert von  $-t_{min}$  entspricht bei einem mittleren Strahlimpuls von  $600 \text{ GeV}/c$  einem maximalen Streuwinkel von rund  $140 \mu\text{rad}$ . Dieser Maximalwinkel ist rund 6 mal größer als die Winkelauflösung der benutzten Spektrometer, so daß Auflösungseffekte bei der Extrapolation vernachlässigbar sind.

Bei leichter Variation von  $-t_{min}$  um  $0.007 \text{ GeV}^2/c^2$  sieht man eine Variation von  $\sigma_{tot}^{extr}$ , die mit einer Änderung der Steigung  $\alpha_2$  einhergeht. Ein Effekt, der nicht beseitigt werden konnte und in einem systematischen Fehler der Extrapolationsmethode  $\delta_{sys}^{extr}$  festgehalten wurde (siehe Kapitel 9.6.4).  $\alpha_2$ -Parameter aus dem Differenzenfit liegen im Bereich von  $55 - 62 (\text{GeV}/c)^{-2}$  und zeigen bessere Übereinstimmung mit den hadronischen Steigungen von [Schiz79], als noch in Abschnitt 9.4.3 anhand der Differenzen  $S(t)$  beobachtet.

### 9.6.3 Beispiel für eine Extrapolationsfunktion

In Abbildung 71 sind exemplarisch für die Messung von  $\Sigma^-$  mit dem Be-Target unkorrigierte und korrigierte partielle Wirkungsquerschnitte abgetragen. Mit den korrigierten Wirkungsquerschnitten wurde eine Extrapolation ausgeführt, wie sie zuvor beschrieben wurde. Durch Umschreiben der Extrapolationsformel (137) zu

$$D(t) = \sigma_{tot}^{extr} - \alpha_1 [1 - e^{\alpha_2 t}] \quad (138)$$

können mit den Fitparametern  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  und dem extrapolierten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}^{extr}$  Vorhersagen für partielle Wirkungsquerschnitte  $D(t)$  berechnet werden. Die Extrapolation kann dann durch Überlagern der Funktion  $D(t)$  graphisch kontrolliert werden (siehe Abbildung 71). Der Funktionswert von  $D(t)$  bei  $t = 0$  gibt den extrapolierten totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}^{extr}$  an.

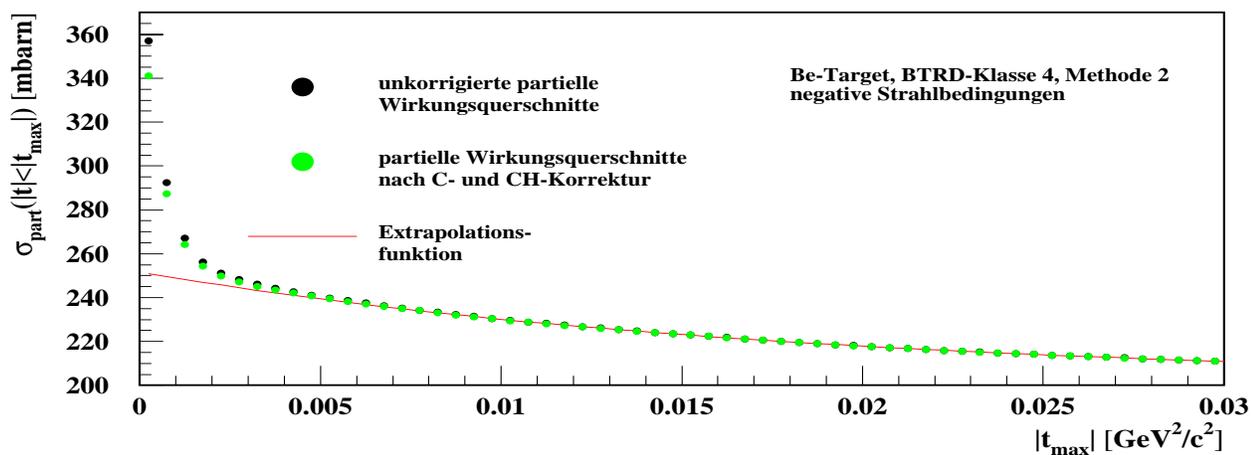


Abbildung 71: Darstellung unkorrigierter und korrigierter partieller Wirkungsquerschnitte zusammen mit der Extrapolationsfunktion  $D(t)$

### 9.6.4 Fehler der Extrapolation

#### Der statistische Fehler der Extrapolation

In die Berechnung des statistischen Fehlers  $\delta_{stat}^{extr}$  von  $\sigma_{tot}^{extr}$  aus Formel (137) gehen der statistische Fehler des partiellen Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{part}(< |t_{min}|)$  gegeben durch

$$\delta\sigma_{part}(< |t_{min}|) = \frac{1}{\rho_{tgt}L_{tgt}} \sqrt{\frac{1}{F_{tr}(< |t_{min}|)} - \frac{1}{F_o} + \frac{1}{E_{tr}(< |t_{min}|)} - \frac{1}{E_o}} \quad (139)$$

und die Fehler der  $\alpha$ -Parameter mit ihren Korrelationen ein, die in der Fehlermatrix  $cov$  des  $\chi^2$ -Fits enthalten sind. Fehlerfortpflanzung ergibt für  $\delta_{stat}^{extr}$ :

$$(\delta_{stat}^{extr})^2 = \delta^2\sigma_{part}(< |t_{min}|) + (1 - e^{\alpha_2 t_{min}})^2 cov(1, 1) + (\alpha_1 t_{min} e^{\alpha_2 t_{min}})^2 cov(2, 2) + 2(1 - e^{\alpha_2 t_{min}})\alpha_1 t_{min} e^{\alpha_2 t_{min}} cov(1, 2). \quad (140)$$

#### Der systematische Fehler der Extrapolation

Im systematischen Fehler der Extrapolation  $\delta_{sys}^{extr}$  wird die Variation des extrapolierten Wirkungsquerschnitts bei Verschiebung von  $t_{min}$  berücksichtigt. Zur Abschätzung von  $\delta_{sys}^{extr}$  wurde der Parameter  $t_{min}$  um den ausgewählten Stützpunkt bei  $t_{min} = -0.007 \text{ GeV}^2/c^2$  über das Intervall  $[-0.004 \text{ GeV}^2/c^2 ; -0.01 \text{ GeV}^2/c^2]$  verschoben (siehe Pfeile in Abbildung 70). Die maximale Abweichung der dabei erhaltenen extrapolierten Wirkungsquerschnitte von  $\sigma_{tot}^{extr}(-0.007 \text{ GeV}^2/c^2)$  wurde als systematischer Fehler  $\delta_{sys}^{extr}$  der Extrapolation angesetzt.

Angaben über extrapolierte Wirkungsquerschnitte und deren Fehler, sind für jede Messung in den Ergebnistabellen in Anhang B angegeben.

## 9.7 Die Ratenkorrektur

In diesem Unterkapitel wird die in Kapitel 7.3 beschriebene Ratenabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienzen wieder aufgegriffen. Dies ist notwendig da wie bereits in Kapitel 7.3 angegeben, statistische Fehler in der Extrapolation im allgemeinen kleiner als Fehlerbeiträge durch Rateneffekte sind.

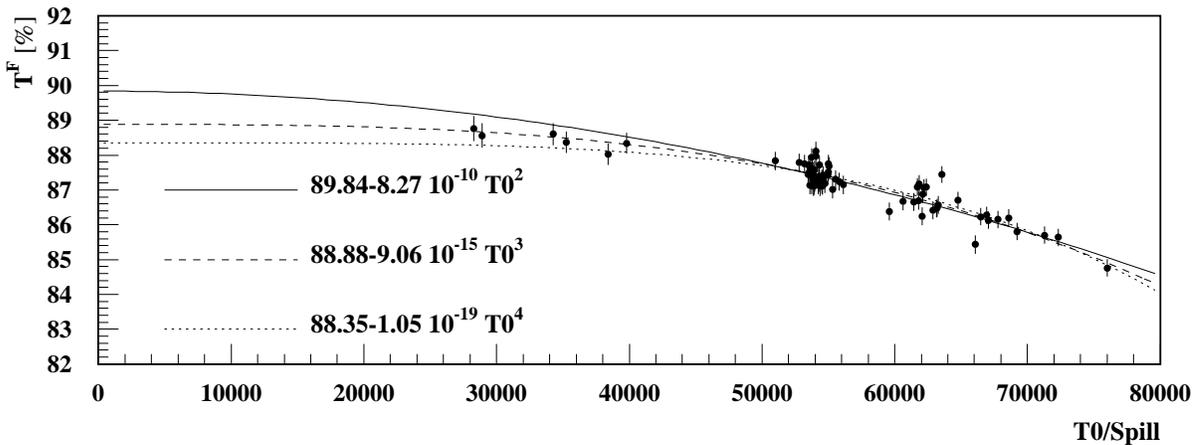


Abbildung 72: Ratenabhängigkeit der Transmissionsverhältnisse bei der  $\Sigma^-$ -CH<sub>2</sub> Messung (RUN 10548 - 10554, Methode 1)

### 9.7.1 Manifestation und Auswirkung des Rateneffekts

Auch Transmissionsverhältnisse zeigen eine Abhängigkeit von der T0-Rate. Als Beispiel ist in Abbildung 72 die Ratenabhängigkeit von Volltargettransmissionsverhältnissen bei der Messung von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- CH_2)$  angegeben. In allen Datensätzen, bei denen die T0-Rate stärkeren Schwankungen ausgesetzt war, kann eine Abnahme der Rekonstruktionseffizienzen  $P_{norm-vx}$  bzw.  $P_{norm-vxm1m2}$  (vgl. Abbildung 48) und dadurch bedingt auch eine Abnahme der Transmissionsverhältnisse (vgl. Abbildung 72) beobachtet werden. Sind Voll- und Leertargetdaten nicht bei gleicher mittlerer Rate aufgezeichnet, so führt dies zu einem Fehler im extrapolierten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}^{extrap}$ . Dazu folgendes Beispiel:

Werden in einem Datensatz alle Volltarget-*Spills* bei kleinerer Rate als die Leertarget-*Spills* aufgezeichnet, so werden die Volltargettransmissionsverhältnisse  $T^F$  um einen Faktor  $\kappa_{T0} > 1$  größer ausfallen, als wenn man sie bei der Rate der Leertargetmessung gemessen hätte. Dadurch wird das Stabilitätskriterium zwischen Voll- und Leertargetmessung verletzt. Im Quotienten der Transmissionsverhältnisse  $T^E$  und  $T^F$  verbleibt nicht  $(1 - \epsilon_{tgt})$  (vgl. 9.4.1), sondern:

$$\frac{T^F}{T^E} = \frac{(1 - \epsilon_{tgt})^{\kappa_{T0}} \prod_{i=1}^N (1 - \epsilon_i)}{\prod_{i=1}^N (1 - \epsilon_i)} = (1 - \epsilon_{tgt})^{\kappa_{T0}}. \quad (141)$$

Dies führt zu einer Verschiebung der experimentell gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{part}^{exp}$  von ihrem Sollwert  $\sigma_{part}^{soll}$  um einen Betrag  $\Delta_{T0}$ ,

$$\sigma_{part}^{exp} = \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left[ \frac{T^E}{T^F} \right] \quad (142)$$

$$= \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left[ \frac{1}{(1 - \epsilon_{tgt})} \right] + \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left[ \frac{1}{\kappa_{T0}} \right] \quad (143)$$

$$= \underbrace{\sigma_{part}^{soll}} + \Delta_{T0} \quad (144)$$

der vom Ratenbeitrag  $\kappa_{T0}$  abhängt.  $\kappa_{T0}$  ist in diesem Beispiel größer als 1. Dadurch wird  $\sigma_{tot}^{extr}$  um  $\Delta_{T0}$  zu klein gemessen.

Da die Ratenabhängigkeit der Transmissionsverhältnisse sich in einer systematischen Verschiebung von  $\sigma_{tot}^{extr}$  äußert, wurde die Verschiebung  $\Delta_{T0}$  für partielle Wirkungsquerschnitte bei  $|t| < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$  bestimmt und  $\sigma_{tot}^{extr}$  um diesen Betrag korrigiert.

### 9.7.2 Beschreibung und Korrektur der Ratenabhängigkeit

Da die Ratenabhängigkeit der Transmissionsverhältnisse je nach Identifikationsmethode (1, 2 oder 3) verschieden ist, wurden Ratenkorrelationen aufgezeichnet, die unter den spezifischen Schnitten der jeweiligen Zählmethode für transmittierte Teilchen beobachtet werden. Dazu wurden Transmissionsverhältnisse bei  $|t| < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$  für jeden *Spill* berechnet und zusammen mit der T0-Rate aus dem Triggerlogfile in einer Datenbank abgelegt. Solche Transmissionsverhältnisse sind in Abbildung 72 gegen über der T0-Rate abgetragen. Die beobachtete Korrelation wurde für Leer- und Volltargetmessung jeweils mit drei Fitfunktionen

$$T_{fit}(T0) = \beta_{1,k} + \beta_{2,k} T0^k \quad k = 2, 3, 4 \quad (145)$$

durch einen  $\chi^2$ -Fit beschrieben. Die Fits wurden mit dem MINUIT-Paket ausgeführt. Als statistische Gewichte im  $\chi^2$ -Fit wurden die statistischen Fehler der Transmissionsverhältnisse verwendet. Erhaltene

Fitfunktionen sind in Abbildung 72 eingezeichnet. Die günstigste Wiedergabe der Korrelation wird dort durch das Polynom 3. Grades erreicht, wobei die Polynome 2. und 4. Grades die Grenzen der Korrelation recht gut beschreiben. Nach Bestimmung der Fitparameter  $\beta_{1,k}^F$ ,  $\beta_{1,k}^E$ ,  $\beta_{2,k}^F$  und  $\beta_{2,k}^E$  ( $\beta_{2,k} < 0$ ), wurde eine Korrektur der Transmissionsverhältnisse mit

$$T_{i,k}^{F-T0-korr} = T_i^F (|t| < 0.01 GeV^2/c^2) + \beta_{2,k}^F (\overline{T0}^k - T0_i^k) \quad k = 2, 3, 4 \quad (146)$$

$$\underbrace{T_{i,k}^{E-T0-korr}}_{\text{korrigiert}} = \underbrace{T_i^E (|t| < 0.01 GeV^2/c^2)}_{\text{unkorrigiert}} + \underbrace{\beta_{2,k}^E (\overline{T0}^k - T0_i^k)}_{\text{Korrektur}} \quad k = 2, 3, 4 \quad (147)$$

vorgenommen. In den Korrekturformeln ist  $T0_i$  die T0-Rate des *Spills*  $i$  und  $\overline{T0}$ , als Bezugspunkt der Ratenkorrektur, die mittlere T0-Rate des betrachteten Datensatzes. Mit den gewichteten Mitteln

$$\overline{T}^{F-T0-korr,k} = \frac{\sum_{i=1}^{N_F} T0_i T_{i,k}^{F-T0-korr}}{\sum_{i=1}^{N_F} T0_i} \quad (148)$$

$$\overline{T}^{E-T0-korr,k} = \frac{\sum_{i=1}^{N_E} T0_i T_{i,k}^{E-T0-korr}}{\sum_{i=1}^{N_E} T0_i} \quad (149)$$

wurden korrigierte partielle Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_{part,k}^{T0-korr} (|t| < 0.01 GeV^2/c^2) = \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left[ \frac{\overline{T}_k^{E-T0-korr}}{\overline{T}_k^{F-T0-korr}} \right] \quad (150)$$

erstellt. Das gewichtete Mittel dieser partiellen Wirkungsquerschnitte wurde als korrigiertes Gegenstück  $\sigma_{part}^{T0-korr} (|t| < 0.01 GeV^2/c^2)$  des nicht (Raten-) korrigierten Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{part}^{exp} (|t| < 0.01 GeV^2/c^2)$  betrachtet. Die Ratenkorrektur  $\Delta T0$  wurde der mittleren Differenz aus  $\sigma_{part}^{exp} (|t| < 0.01 GeV^2/c^2)$  und  $\sigma_{part,k}^{T0-korr} (|t| < 0.01 GeV^2/c^2)$  für  $k = 2, 3, 4$  entnommen und der extrapolierte totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}^{extr}$  mit

$$\sigma_{tot}^{T0-korr} = \sigma_{tot}^{extr} + \Delta T0 \quad (151)$$

korrigiert.

### 9.7.3 Auswirkung der Ratenkorrektur

Als Beispiel für die Auswirkung der Ratenkorrektur sind in Abbildung 73 unkorrigierte Transmissionsverhältnisse  $T (|t| < 0.01 GeV^2/c^2)$  aus der  $\Sigma^-$ -Be Messung zusammen mit den korrigierten Transmissionsverhältnissen dargestellt. Die T0-Rate kann für jeden *Spill* aus dem oberen Diagramm in Abbildung 73 entnommen werden. Im abgebildeten Beispiel sind die Rateneffekte klein. Dennoch sieht man, daß nach der Ratenkorrektur die Transmissionsverhältnisse besser auf zwei Niveaus verteilt liegen (gestrichelte Linien). In den Ergebnistabellen im Anhang B sieht man, daß nach der Ratenkorrektur die Meßwerte für totale Wirkungsquerschnitte aus verschiedenen Zählmethoden weniger streuen. Die größten Ratenkorrekturen treten bei Messungen mit dem Kupfertarget auf, da hier die Datennahme im stark nichtlinearen Bereich der Ratenkorrelation betrieben wurde. Korrekturen liegen deshalb zwischen 47% - 160% je nach Methode. Bei Messungen mit den übrigen Targets liegt die Ratenkorrektur im Bereich von 1% bis 12%.

### 9.7.4 Fehler der Ratenkorrektur

**Der statistische Fehler der Ratenkorrektur** Als statistischer Fehler der Ratenkorrektur  $\delta \Delta_{T0}^{sta}$  wurde für das Polynom 3. Grades der Fehler in  $\sigma_{part,3}^{T0-korr} (|t| < 0.01 GeV^2/c^2)$  angesetzt, der durch Fortpflanzung der Fehler in den  $\beta$ -Fitparametern berechnet wurde.

**Der systematische Fehler der Ratenkorrektur** Der systematische Fehler der Ratenkorrektur  $\delta\Delta_{T_0}^{sys}$  wurde durch die maximale Abweichung korrigierter partieller Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{part,k}^{T_0-korr} (|t| < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2)$  ( $k = 2,3,4$ ) vom angegebenen Mittelwert abgeschätzt.

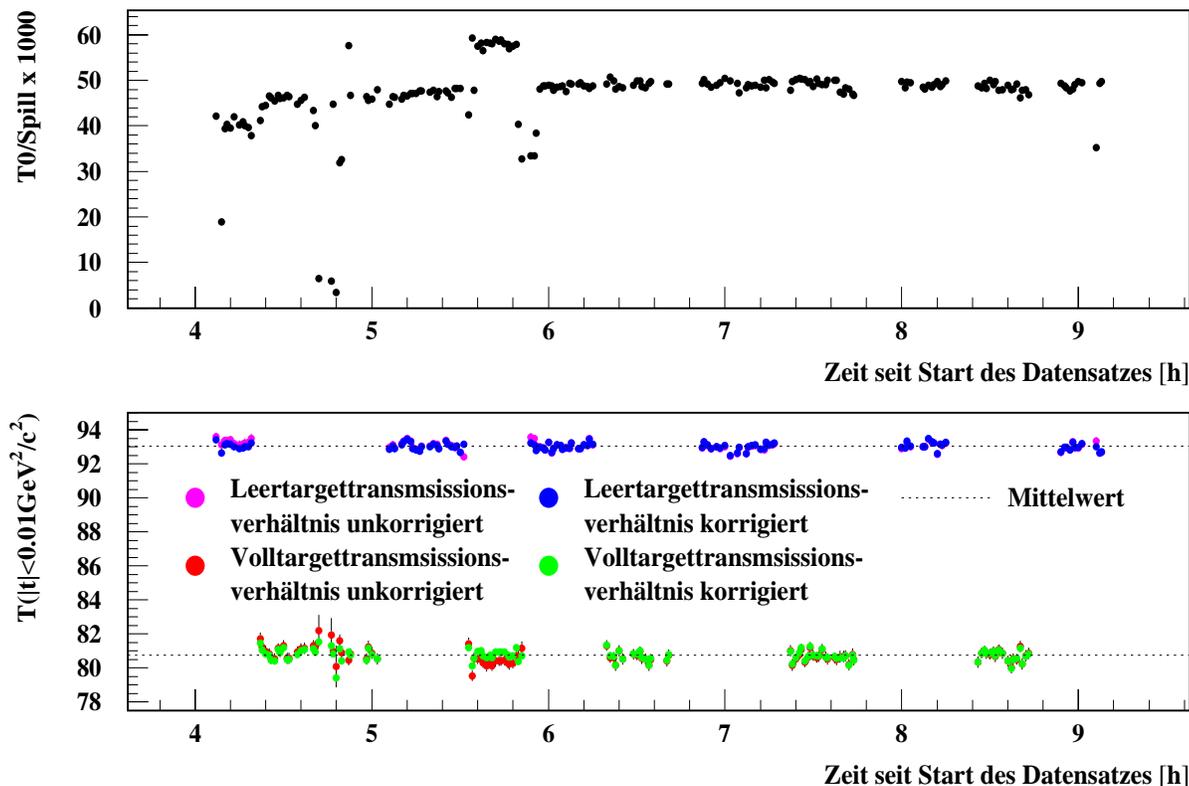


Abbildung 73: Auswirkung der Ratenkorrektur auf Transmissionsverhältnisse für  $|t| < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$  (unten) und die T0-Rate für jeden *Spill* (oben)

## 9.8 Kontaminationskorrekturen

In diesem Abschnitt geht es darum, Fremdteilchenkontaminationen abzuschätzen, eine Korrekturformel herzuleiten und gemessene totale Wirkungsquerschnitte entsprechend zu korrigieren. Die Fremdteilchenkorrektur wird dabei in zwei Schritten vorgenommen:

- **Erster Schritt**

Im ersten Schritt wird die Zusammensetzung des Hyperonenstrahls aus Baryonen und Mesonen betrachtet. Bei dieser Aufteilung werden schwere und leichte Teilchen unterschieden, die mit dem BTRD nicht exakt, sondern nur mit bestimmten Wahrscheinlichkeiten identifiziert werden. Bei der Selektion von z.B. Hyperonen, über einen bestimmten Schnitt auf das BTRD-Spektrum, wird deswegen stets auch ein Bruchteil an Mesonen übernommen, der den Hyperonendatensatz kontaminiert. Im ersten Schritt wird deshalb die Mesonenkontamination (Hyperonenkontamination) in einem Hyperonendatensatz (Mesonendatensatz) mit einer Komponentenbeschreibung des BTRD-Spektrums berechnet und deren Auswirkung auf den Hyperonenwirkungsquerschnitt (Mesonenwirkungsquerschnitt) korrigiert.

- **Zweiter Schritt**

Zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte für Protonen,  $\Sigma^-$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^+$  muß in einem zweiten Schritt überlegt werden, wie groß der Anteil dieser Teilchen in einem Hyperonen- (Protonen-) bzw. Mesonendatensatz ist. Dieser Schritt ist der schwierigere, denn außer einer Studie von E761 liegen bislang keine detaillierten Informationen zur Zusammensetzung des Hyperonenstrahls vor.

### 9.8.1 Auswirkung von Fremdteilchen auf den Wirkungsquerschnitt

Zur Ableitung einer einfachen Korrekturformel, wird eine Transmissionsmessung mit einem Teilchenstrahl betrachtet, der sich aus den Teilchensorten (1) und (2) zusammensetzt. Die Absorption in Materialien um das Target wird dabei vernachlässigt. Gemessen werden soll der totale Wirkungsquerschnitt von Teilchensorte (1). In diesem Fall ist die Anzahl der transmittierten Teilchen gegeben durch:

$$F_{tr} = F_o^{(1)} e^{-\rho_{tgt} L_{tgt} \sigma_{tot}^{(1)}} + F_o^{(2)} e^{-\rho_{tgt} L_{tgt} \sigma_{tot}^{(2)}}. \quad (152)$$

Für das Transmissionsverhältnis  $T$  gilt:

$$T := \frac{F_{tr}}{F_o^{(1)} + F_o^{(2)}} = \frac{F_o^{(1)}}{\underbrace{F_o^{(1)} + F_o^{(2)}}_{(1 - \epsilon^{(2)})}} e^{-\rho_{tgt} L_{tgt} \sigma_{tot}^{(1)}} + \frac{F_o^{(2)}}{\underbrace{F_o^{(1)} + F_o^{(2)}}_{\epsilon^{(2)}}} e^{-\rho_{tgt} L_{tgt} \sigma_{tot}^{(2)}}. \quad (153)$$

Hierbei ist  $\epsilon^{(2)}$  der Anteil der Fremdteilchen (2) in der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für Teilchensorte (1). Im Experiment wird der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}^{exp}$  mit

$$\sigma_{tot}^{exp} = \frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left[ \frac{1}{T} \right] \quad (154)$$

bestimmt. Aus (153) und (154) erhält man für den Zusammenhang zwischen dem gemessenen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}^{exp}$  und dem zu messenden Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}^{(1)}$  (vgl. [Murthy75]):

$$\sigma_{tot}^{(1)} = \sigma_{tot}^{exp} + \underbrace{\frac{1}{\rho_{tgt} L_{tgt}} \log \left[ 1 + \epsilon^{(2)} (e^{-\rho_{tgt} L_{tgt} (\sigma_{tot}^{(2)} - \sigma_{tot}^{(1)})} - 1) \right]}_{\text{Korrekturterm } \Delta_{cont}}. \quad (155)$$

Kennt man den Bruchteil  $\epsilon^{(2)}$  der Fremdteilchenkontamination sowie die Differenz der totalen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}^{(2)} - \sigma_{tot}^{(1)}$ , so kann mit Formel (155) der gemessene Wirkungsquerschnitt korrigiert werden.

Bei der Kontaminationskorrektur wäre es vorteilhaft auf Meßergebnisse totaler Wirkungsquerschnitte anderer Experimente zurückgreifen zu können. Da dies nicht möglich ist, wird zunächst eine Messung ohne Fremdteilchenkorrektur vorgenommen, wobei Schnitte auf den BTRD hart angesetzt werden, um Kontaminationen zu minimieren. Bei diesen Messungen werden erste totale Wirkungsquerschnitte für Protonen,  $\Sigma^-$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^+$  erhalten. Es werden aber noch totale Wirkungsquerschnitte für die Teilchen  $Y$ :  $\Xi^-$ ,  $K^-$ ,  $\Sigma^+$  und  $K^+$  benötigt, die mit dem E781-Spektrometer entweder nicht oder zu ungenau gemessen werden können. Aus diesem Grund wurden totale Wirkungsquerschnitte dieser Teilchen mit Hilfe von Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten aus [Biagi81] und [PDG96] über die Näherungsformeln:

$$\sigma_{tot}(YA) \approx \sigma_{tot}(pA) \frac{\sigma_{tot}(Yp)}{\sigma_{tot}(pp)} \quad \text{bzw.} \quad \sigma_{tot}(YA) \approx \sigma_{tot}(\pi A) \frac{\sigma_{tot}(Yp)}{\sigma_{tot}(\pi p)} \quad (156)$$

abgeschätzt. Differenzen totaler Wirkungsquerschnitte, die zur Berechnung der Korrekturen benutzt wurden, sind in Tabelle 15 zusammengestellt. Abbildung 74 zeigt die Kontaminationskorrektur  $\Delta_{cont}$  als Funktion der Fremdteilchenkontamination.

Messung f. Teilchen 1	Target	Kontam. 2	$\sigma_{tot}^{(2)} - \sigma_{tot}^{(1)}$ [mbarn]	Messung f. Teilchen 1	Target	Kontam. 2	$\sigma_{tot}^{(2)} - \sigma_{tot}^{(1)}$ [mbarn]
$\Sigma^-$	Be	$\pi^-$	60	$\pi^-$	Be	$K^-$	29
$\Sigma^-$	C	$\pi^-$	70	$\pi^-$	C	$K^-$	36
$\Sigma^-$	CH <sub>2</sub>	$\pi^-$	95	$\pi^-$	CH <sub>2</sub>	$K^-$	43
$\Sigma^-$	Cu	$\pi^-$	200	$\pi^-$	Cu	$K^-$	150
$\Sigma^-$	Be	$\Xi^-$	31	$\pi^+$	Be	$K^+$	30
$\Sigma^-$	C	$\Xi^-$	39	$\pi^+$	C	$K^+$	39
$\Sigma^-$	CH <sub>2</sub>	$\Xi^-$	47	p	C	$\pi^+$	100
$\Sigma^-$	Cu	$\Xi^-$	149	p	Be	$\Sigma^+$	19
p	Be	$\pi^+$	82	p	C	$\Sigma^+$	28

Tabelle 15: Differenzen totaler Wirkungsquerschnitter zur Kontaminationskorrektur

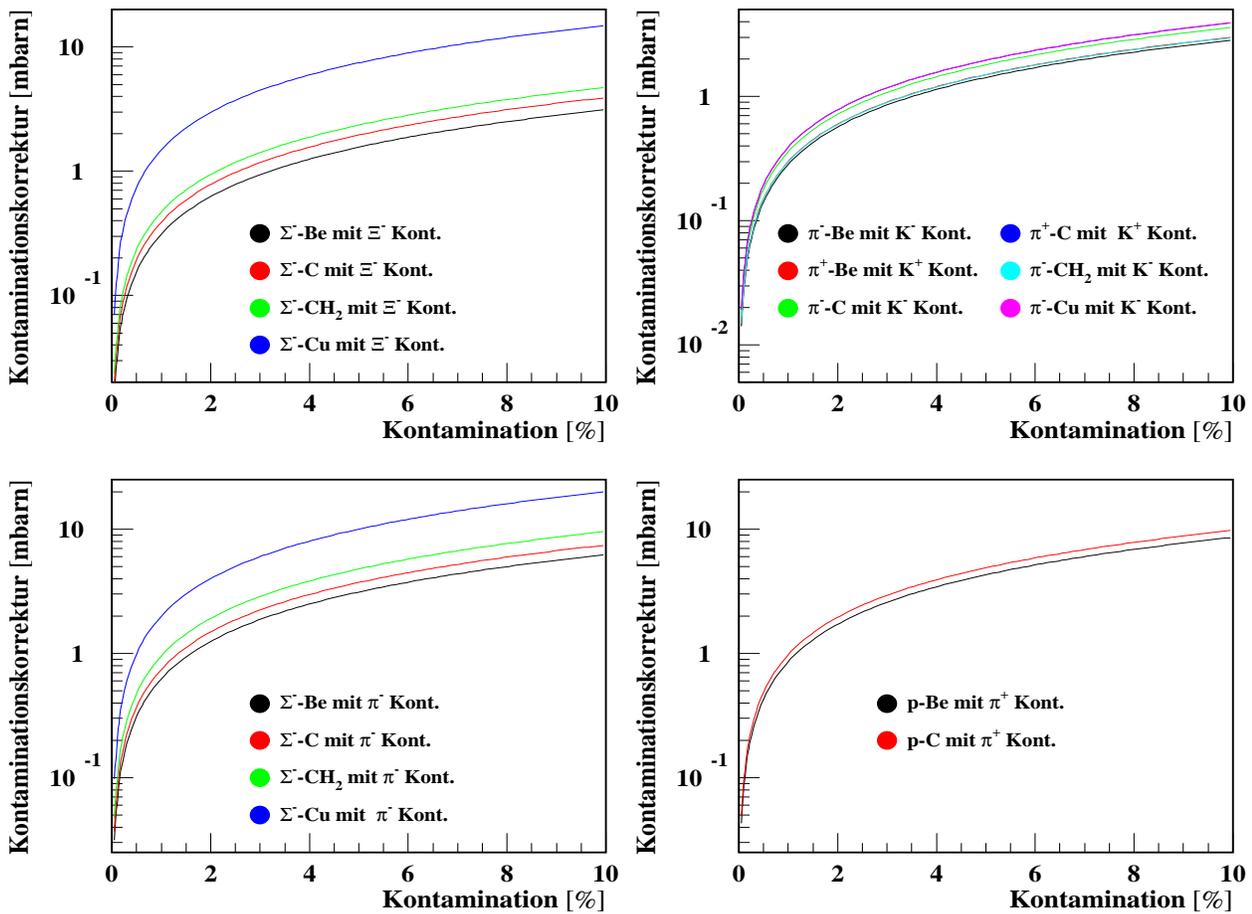


Abbildung 74: Kontaminationskorrekturfunktionen für verschiedene Messungen und Teilchenkontaminationen

### 9.8.2 Erster Schritt: Bestimmung der Fremdteilchenkontamination mit Hilfe des BTRD-Spektrums

**Bestimmung von  $\epsilon^{(2)}$**  In der Herleitung der Fremdteilchenkorrektur war  $\epsilon^{(2)}$  als Bruchteil aller einlaufenden Fremdteilchen im Strahl zu verstehen. Wenn zusätzlich eine Teilchenidentifikation nach dem Target verwendet wird, erwartet man eine Reduktion der Korrektur. Aus diesem Grunde wurde für  $\epsilon^{(2)}$  der Bruchteil an Fremdteilchen eingesetzt, den man in den transmittierten Spuren vorfindet. Zur Bestimmung von  $\epsilon^{(2)}$  wurden somit BTRD-Spektren von Normspuren herangezogen, deren assoziierte transmittierte Spuren alle Schnitte der jeweiligen Identifikationsmethode (1, 2 oder 3) erfüllen. Der  $b_y$ -Phasenraum der Normspuren wurde in 8 Abschnitte ([-0.8cm;-0.6cm], [-0.6cm;-0.4cm], ..., [0.6cm;0.8cm]) eingeteilt und das BTRD-Spektrum in jedem Abschnitt aufgezeichnet, um eventuelle Resteffekte der ineffizienten Zone des BTRD zu berücksichtigen. Damit Bruchteile an Fremdteilchen, die zunächst nur für einzelne Abschnitte  $j$  bestimmt werden, in einen absoluten Bruchteil an Fremdteilchen über den gesamten  $b_y$ -Phasenraum umgerechnet werden können, wurde auch die Zahl der Normspuren  $N_{o_j}$  auf jedem Abschnitt  $j$  bestimmt.

BTRD-Spektren eines Abschnitts wurden auf 1 normiert und durch eine 4-fache Binomialverteilung:

$$p_{fit}^{BTRD}(k, j) = \underbrace{\kappa_{1,j} \binom{n}{k} p_{1,j}^k (1 - p_{1,j})^{n-k} + \kappa_{2,j} \binom{n}{k} p_{2,j}^k (1 - p_{2,j})^{n-k}}_{\text{Hyperonen- bzw. Protonenkomponente}} + \underbrace{\kappa_{3,j} \binom{n}{k} p_{3,j}^k (1 - p_{3,j})^{n-k} + (1 - \kappa_{1,j} - \kappa_{2,j} - \kappa_{3,j}) \binom{n}{k} p_{4,j}^k (1 - p_{4,j})^{n-k}}_{\text{Mesonenkomponente}} \quad (157)$$

beschrieben.  $p_{fit}^{BTRD}(k, j)$  gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß im Abschnitt  $j$  ein BTRD-Signal von  $k$  angesprochenen BTRD-Ebenen vorliegt.  $\kappa_{1,j} + \kappa_{2,j}$  ist der Anteil an Baryonen und  $1 - \kappa_{1,j} - \kappa_{2,j}$  der Anteil an Mesonen in der Gesamtheit aller assoziierter Normspuren, die auf Abschnitt  $j$  treffen. Zur Beschreibung des BTRD-Spektrums waren vier Binomialverteilungen notwendig, da mit einer Binomialverteilung pro Komponente die Beschreibung des Spektrums im Überlappbereich zwischen Baryonen- und Mesonenkomponente unzureichend war ( $\chi^2/\text{ndof}$  40 bis 300). Bei Verwendung von (157) liegt  $\chi^2/\text{ndof}$  hingegen im Bereich von 1 bis 10.

Abbildung 75 zeigt BTRD-Spektren im Abschnitt [0 cm ; 0.2 cm], wie sie bei Messungen von  $\Sigma^-$ -Be und  $\pi^-$ -Be mit den Methoden 1 und 2 beobachtet wurden. Überlagert ist die Fitfunktion (157) sowie die Hyperonen- und Mesonenkomponente. Die Fitfunktionen sind kontinuierlich eingezeichnet. Bedeutung haben jedoch nur Funktionswerte an der Position ganzzahliger BTRD-Signale. Für Methode 2 ist bei der Hyperonenselektion die Hyperonenkomponente und bei Mesonenselektion die Mesonenkomponente angehoben. Dies wird durch den ETRD-Schnitt zur Identifikation nach dem Target verursacht, wodurch die Fremdteilchenkontamination absinkt.

Mit der Hyperonenkomponente (Mesonenkomponente) kann der Bruchteil der Kontamination an Mesonen  $p_{cont,j}^{Mes}$  (Hyperonen  $p_{cont,j}^{Hyp}$ ) innerhalb eines Abschnitts  $j$ , mit dem durch die BTRD-Klasse vorgegebenen Schnitt  $BTRD_{cut}$  berechnet werden:

$$p_{cont,j}^{Mes} = \sum_{k=0}^{BTRD_{cut}} \kappa_{3,j} \binom{n}{k} p_{3,j}^k (1 - p_{3,j})^{n-k} + (1 - \kappa_{1,j} - \kappa_{2,j} - \kappa_{3,j}) \binom{n}{k} p_{4,j}^k (1 - p_{4,j})^{n-k}$$

$$p_{cont,j}^{Hyp} = \sum_{k=BTRD_{cut}}^n \kappa_{1,j} \binom{n}{k} p_{1,j}^k (1 - p_{1,j})^{n-k} + \kappa_{2,j} \binom{n}{k} p_{2,j}^k (1 - p_{2,j})^{n-k} .$$

Mit der Anzahl der Normspuren auf jedem Abschnitt  $N_{o_j}$ , werden die absoluten Kontaminationen  $p_{cont}^{Mes}$  und  $p_{cont}^{Hyp}$  mit

$$p_{cont}^{Mes} = \frac{\sum_{j=1}^8 p_{cont,j}^{Mes} N_{o_j}}{\sum_{j=1}^8 N_{o_j}} \quad \text{und} \quad p_{cont}^{Hyp} = \frac{\sum_{j=1}^8 p_{cont,j}^{Hyp} N_{o_j}}{\sum_{j=1}^8 N_{o_j}} \quad (158)$$

erhalten. Zur Korrektur auf Fremdteilchen, werden die Parameter  $p_{cont}^{Mes}$  und  $p_{cont}^{Hyp}$  im Sinne von  $\epsilon^{(2)}$  in Formel (155) verwendet. Die Größe der Korrekturterme  $\Delta_{cont}$ , wie auch ein statistischer Fehler  $\delta_{\Delta_{cont}}^{sta}$ , der aus den Fehlern der Fitparameter berechnet wurde, ist in den Ergebnistabellen in Anhang B angegeben.

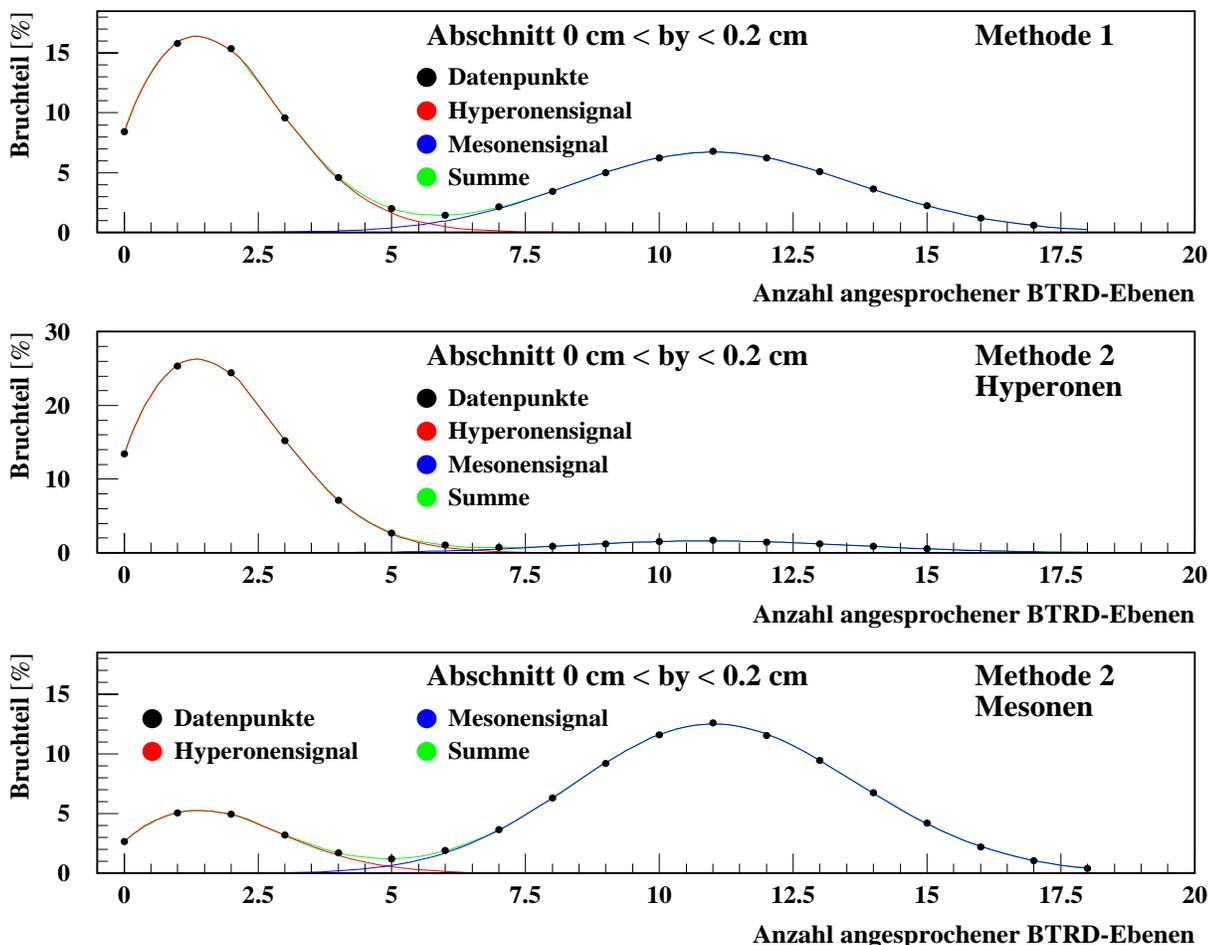


Abbildung 75: Gemessene BTRD-Spektren im Bereich  $b_y$  für  $\Sigma^-$  mit Be-Target, bei 3 verschiedenen Identifikationsmethoden. Überlagert sind die Fitfunktionen sowie die Hyperonen- und Mesonenkomponente der Fitfunktion

**Kontrolle der Hyperonenkomponente** Zur Kontrolle der Hyperonenkomponente und der Funktionseigenschaft des BTRD wurden für  $\Sigma^-$ -Teilchen, die über Zerfall nachgewiesen wurden, BTRD-Spektren aufgezeichnet, normiert und durch zwei Binomialverteilungen beschrieben. Eine solche Funktion ist in Abbildung 76 mit der auf 1 normierten Hyperonenkomponente von Methode 2 dargestellt. Aus Abbildung 76 geht hervor, daß die Hyperonenkomponente aus Methode 2 praktisch vollständig mit der Fitfunktion aus der  $\Sigma^-$ -Kalibration übereinstimmt. Würde die BTRD-Effizienz stärkeren Schwankungen unterliegen, so hätte

dies zur Folge, daß zusätzlich Mesonen in die Hyperonenkomponente von Methode 2 eingehen. Durch solche Schwankungen könnten Mesonen im 0-Bin des BTRD-Spektrums von Methode 2 "versteckt" sein. Da das  $\Sigma^-$ -Kalibrationsspektrum mit der Hyperonenkomponente von Methode 2 jedoch fast identisch ist, kann ein solcher Effekt ausgeschlossen werden.

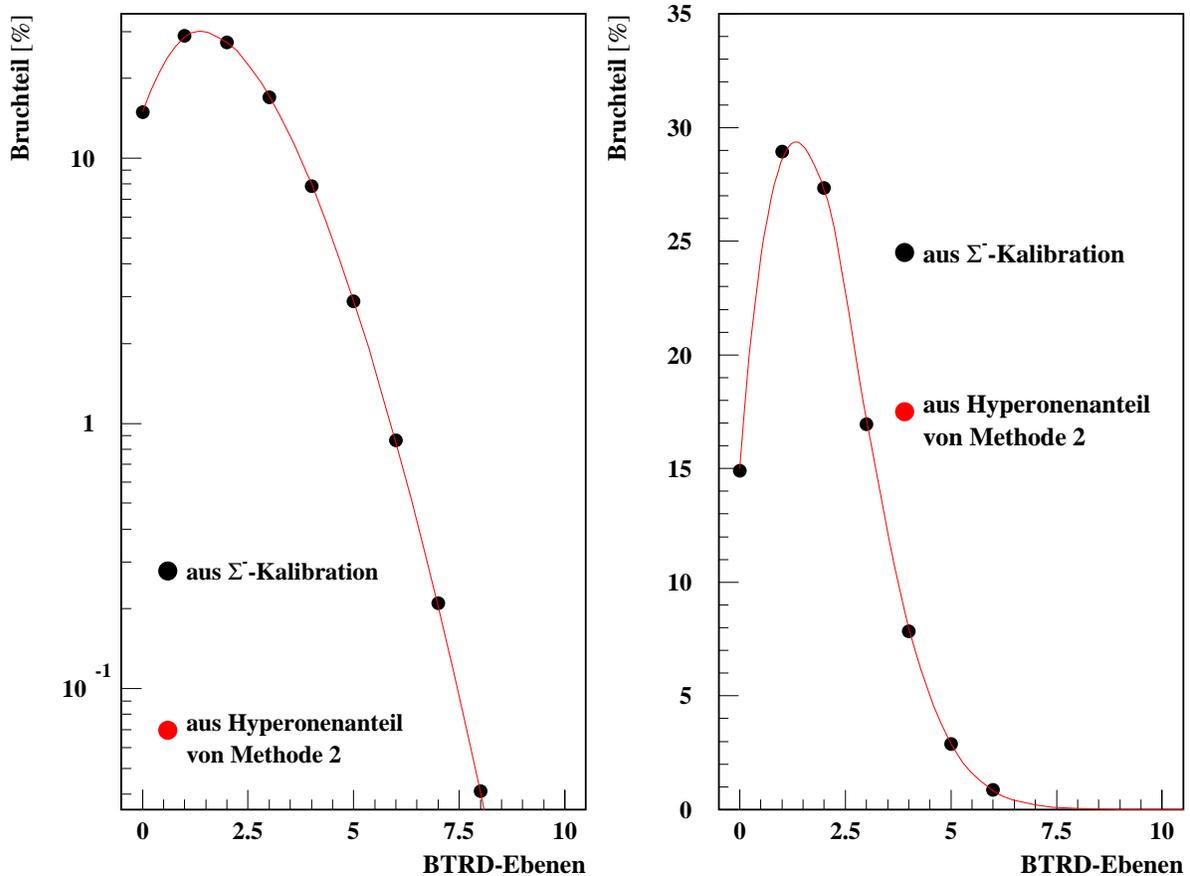


Abbildung 76: Überlagerung der Hyperonenkomponente, die für  $\Sigma^-$ -Zerfälle aufgenommen wurde (schwarz) mit der normierten Hyperonenkomponente, des BTRD-Spektrums aus Methode 2 (rot)

### 9.8.3 Zweiter Schritt: Abschätzung der Fremdteilchenkontamination in der Baryonen- und Mesonenkomponente

In diesem Schritt wird die Fremdteilchenkontamination in der Hyperonen-, Protonen- und Mesonenkomponente bestimmt bzw. abgeschätzt. Kontaminationen, die direkt meßbar sind, werden in einer Korrektur des totalen Wirkungsquerschnitts berücksichtigt. Läßt sich hingegen die Kontamination nur schätzen, so wird die geschätzte Korrektur in einem systematischen Fehler berücksichtigt.

**Kontamination in der  $\Sigma^-$ -Kern Messung** In Abbildung 63 sieht man nur Winkel-Impulskorrelationen von  $\Sigma^-$ - und  $\Xi^-$ -Teilchen. Mit Tabelle 1 folgt daraus, daß der  $\Xi^-$ -Anteil die dominante Kontamination an Fremd-Baryonen in einem  $\Sigma^-$ -Datensatz repräsentiert. Es wird deswegen nur auf den  $\Xi^-$ -Anteil korrigiert. Zur Bestimmung des  $\Xi^-$ -Anteils werden in der feldfreien Region des M1-Magneten  $\Sigma^-$ - und  $\Xi^-$ -Zerfälle

unter Anwendung identischer Schnitte rekonstruiert (vgl. Kapitel 9.3.1). Beispiele für Massenspektren dieser Teilchen sind in Abbildung 77 angegeben. Die Spektren wurden mit einer Gaußfunktion für das Signal, plus einem Polynom 1. Ordnung für den Untergrund beschrieben. Durch Integration der Gaußfunktion wurde die Anzahl rekonstruierter  $\Sigma^-$ -Teilchen  $N_{\Sigma^-}^{seen}$  bzw.  $\Xi^-$ -Teilchen  $N_{\Xi^-}^{seen}$  bestimmt.

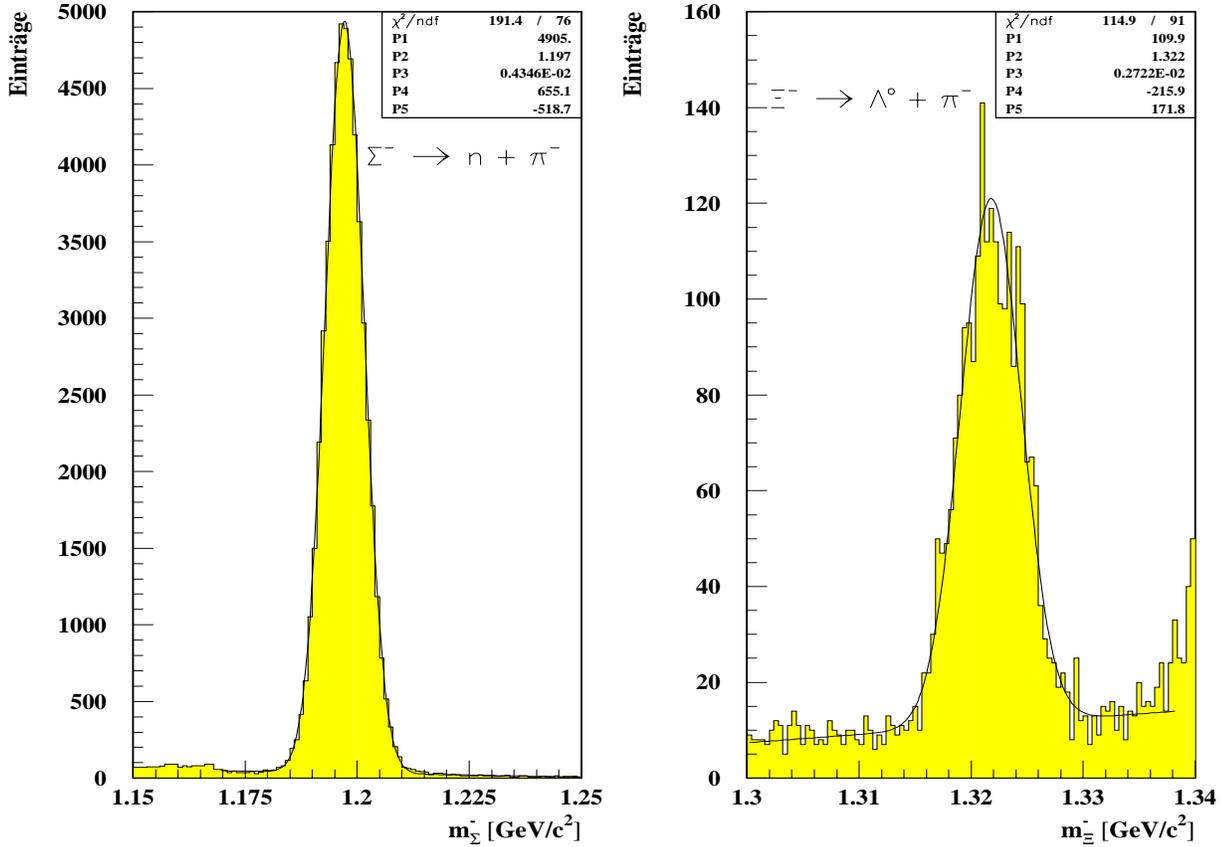


Abbildung 77: Rekonstruierte Massen aus den Zerfällen  $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$  (links) und  $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$  (rechts).

Wegen Problemen in der Simulation von Hyperonenzerfällen, konnten Verluste, die bei Schnitten zur Hyperonenidentifikation auftreten, nicht berücksichtigt werden. Unter der Annahme, daß alle Hyperonenzerfälle innerhalb der 2.4 m langen Zerfallsstrecke im M1-Magneten aufgefunden werden, kann die erwartete Anzahl der Teilchen  $N_{\Sigma^-}$  und  $N_{\Xi^-}$  an der Position des Targets bei  $z = 0$  mit

$$N_{\Sigma^-} = \frac{N_{\Sigma^-}^{seen}}{\underbrace{\left( e^{\frac{-0.6}{22.2}} - e^{\frac{-3.0}{22.2}} \right)}_{\text{maximale } \Sigma^- \text{-Akzeptanz}}} BR(\Sigma^- \rightarrow n + \pi) \quad \text{bzw.} \quad (159)$$

$$N_{\Xi^-} = \frac{N_{\Xi^-}^{seen}}{\underbrace{\left( e^{\frac{-0.6}{22.3}} - e^{\frac{-3.0}{22.3}} \right)}_{\text{maximale } \Xi^- \text{-Akzeptanz}}} BR(\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi) \quad (160)$$

berechnet werden. Dabei ist BR das Verzweungsverhältnis des betrachteten Zerfallskanals. Aus  $N_{\Sigma^-}$  und  $N_{\Xi^-}$  wurde das  $\Xi^-/\Sigma^-$  Verhältnis bestimmt, worin zumindest ein Teil der Akzeptanzeffekte herausfallen sollte, da die  $\Theta$ - $p_{M2}$  Korrelationen beider Teilchen sehr ähnlich sind (vgl. Abbildung 63). Ergebnisse der Verhältnisse sind in Tabelle 16 aufgeführt. Aus den Messungen ergibt sich ein mittleres  $\Xi^-/\Sigma^-$ -Verhältnis

von  $0.01 \pm 0.004$ . Dieses ist einen Faktor 4 kleiner als das  $\Xi^-/\Sigma^-$ -Verhältnis in der E761-Studie (siehe Tabelle 1).

Änderungen im  $\Xi^-/\Sigma^-$ -Verhältnis können nicht auf spezielle Einstellungen des Protoneneinfallswinkels zurückgeführt werden. Man beobachtet hingegen, daß ein größeres  $\Xi^-/\Sigma^-$ -Verhältnis mit kleinen Hyperonenanteilen in der Gesamtheit der Normspuren einhergeht. Zur Korrektur auf  $\Xi^-$ -Kontamination wurde stets die mittlere Kontamination von 1% herangezogen (Korrekturterm  $\Delta_{\Xi^-}$ ). Die verbleibenden 3% Differenz zur E761-Studie wurden in einem asymmetrischen systematischen Fehler  $\delta_{\Delta_{\Xi^-}}^{sys}$  berücksichtigt.

Datensatz	Hyperonen-Anteil [%]	Mesonen-Anteil [%]	$\Xi^-/\Sigma^-$ Verhältnis [%]
ber_neg_600_set1	0.55	0.45	0.8
car_neg_600_set1	0.41	0.59	1.4
car_neg_600_set2	0.40	0.60	1.4
car_neg_600_set3	0.52	0.48	0.8
car_neg_600_set4	0.51	0.49	0.7
pol_neg_600_set1	0.40	0.60	1.4
pol_neg_600_set2	0.40	0.60	1.4
pol_neg_600_set3	0.49	0.51	0.8
pol_neg_600_set4	0.50	0.50	0.8
pol_neg_600_set5	0.50	0.50	0.8
cop_neg_600_set1	0.50	0.50	0.8
cop_neg_600_set2	0.50	0.50	0.8
Mittelwert			1.0
Datensatz	Protonen-Anteil [%]	Mesonen-Anteil [%]	$\Sigma^+$ -Anteil [%]
ber_pos_600_set1	94.5	5.5	1.7
ber_pos_600_set2	94.5	5.5	1.7
car_pos_600_set1	87.0	13.0	1.2
car_pos_600_set2	91.0	9.0	2.2
car_pos_600_set3	92.0	8.0	1.9
Mittelwert			1.7

Tabelle 16: Analyseergebnisse zum Strahlinhalt

**Kontamination in der Proton-Kern Messung** Unter positiven Strahlbedingungen beobachtet man, daß die Protonenkomponente zumeist mehr als 87% des Strahlinhalts ausmacht. Als dominierende Kontamination der Protonenkomponente erwartet man  $\Sigma^+$ -Teilchen. Um deren Anteil im Strahl bei  $z=0$  zu bestimmen, wurden in der feldfreien Region des M1-Magneten  $\Sigma^+$ -Zerfälle im Kanal  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$  rekonstruiert (vgl. Abbildung 78) und deren Zahl  $N_{\Sigma^+}$  analog zur Vorgehensweise bei  $\Sigma^-$ - und  $\Xi^-$ -Teilchen mit

$$N_{\Sigma^+} = \frac{N_{\Sigma^+}^{seen}}{(e^{\frac{-0.6}{12.09}} - e^{\frac{-3.0}{12.09}})BR(\Sigma^+ \rightarrow n + \pi)} \quad (161)$$

bestimmt. Ergebnisse sind in Tabelle 16 angegeben. Die Zahlenwerte zeigen recht gute Übereinstimmung mit der E761-Angabe von Tabelle 1, wenn man bedenkt, daß die angegebenen Zahlen wiederum ohne

Berücksichtigung der Schnittverluste errechnet wurden. Zur Korrektur der  $\Sigma^+$ -Kontamination (Korrekturterm  $\Delta_{\Sigma^+}$ ), wurde einheitlich ein mittlerer  $\Sigma^+$ -Anteil von 1.7% verwendet, was einem Bruchteil von 1.9% in der Protonenkomponente entspricht. Die Diskrepanz zu 2.8% aus Tabelle 1, d.h. 3.1% mittlere  $\Sigma^+$ -Kontamination, wurde in einem asymmetrischen, systematischen Fehler  $\delta\Delta_{\Sigma^+}$  eingerechnet.

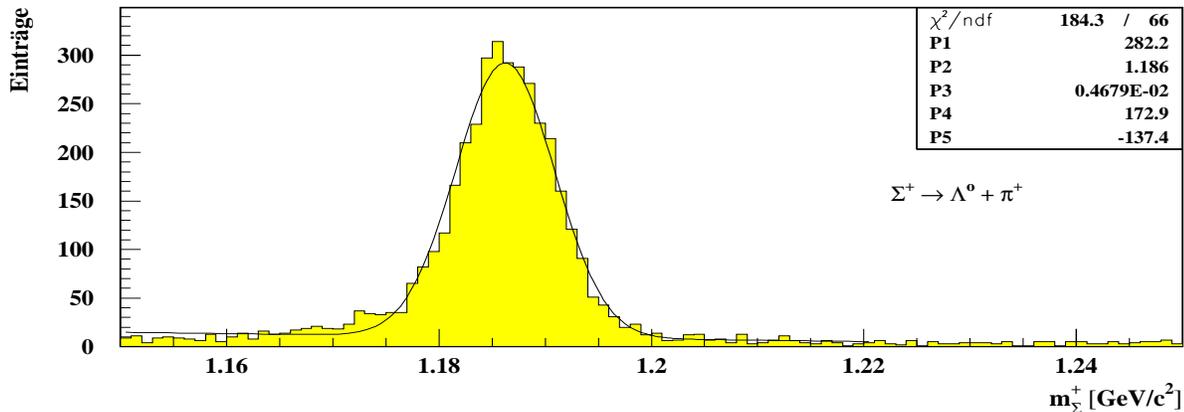


Abbildung 78: Rekonstruktion von  $\Sigma^+$ -Zerfällen im Kanal  $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+$

**Kontamination in der  $\pi^-$ -Kern Messung** Die Zusammensetzung der Mesonenkomponente kann mit den Möglichkeiten des E781-Spektrometers nicht gemessen werden. Deswegen wurden die Angaben in Tabelle 1 als Grundlage für diese Kontaminationsbetrachtung benutzt. Aus den Angaben in Tabelle 1 geht hervor, daß bei negativen Strahlbedingungen  $\pi^-$ -Teilchen in der Mesonenkomponente dominieren und von einer  $K^-$ -Komponente von 2.9% kontaminiert werden. Die daraus abgeleitete Korrektur wurde nicht durchgeführt, sondern nur als systematischer Fehler  $\delta\Delta_{K^-}$  angegeben.

**Kontamination in der  $\pi^+$ -Kern Messung** Bei positiven Strahlbedingungen tritt ein sehr ungünstiges  $K^+/\pi^+$ -Verhältnis auf (siehe Tabelle 1), wodurch die Mesonenkomponente bis zu 29%  $K^+$ -Teilchen enthalten kann. Die berechnete Korrektur wurde als asymmetrischer systematischer Fehler  $\delta\Delta_{K^+}$  angegeben.

## 9.9 Weitere Quellen systematischer Fehler

### 9.9.1 Variation totaler Wirkungsquerschnitte mit der BTRD-Klasse

Wenn mit allen bisher besprochenen Verfahren und Korrekturen totale Wirkungsquerschnitte berechnet werden, so kann bei manchen Datensätzen dennoch eine leichte Variation des totalen Wirkungsquerschnittes von BTRD- zu BTRD-Klasse auftreten. Unter der Variation wird dabei die Streuung der Datenpunkte ohne Berücksichtigung deren statistischer Fehler verstanden, die unter den BTRD-Klassen ohnehin stark korreliert sind. Beispiele für solche Variationen sind in Abbildung 79 angegeben. Bei den meisten Messungen bewegt sich diese Variation unterhalb von 5 mbarn. Diese könnten außer auf statistische Effekte auch auf eine bisher nicht verstandene Systematik hinweisen, weshalb sie sicherheitshalber in einem systematischen Fehler  $\delta_{BTRD}^{sys}$  berücksichtigt wurden. Da zur Angabe von Meßergebnissen stets die BTRD-Klassen 2 bzw. 7 dienen (siehe Kapitel 9.10.1), wurde  $\delta_{BTRD}^{sys}$  aus der maximalen Abweichung der Meßergebnisse für BTRD-Klasse 2 bzw. 7 zu den Nachbarklassen berechnet.

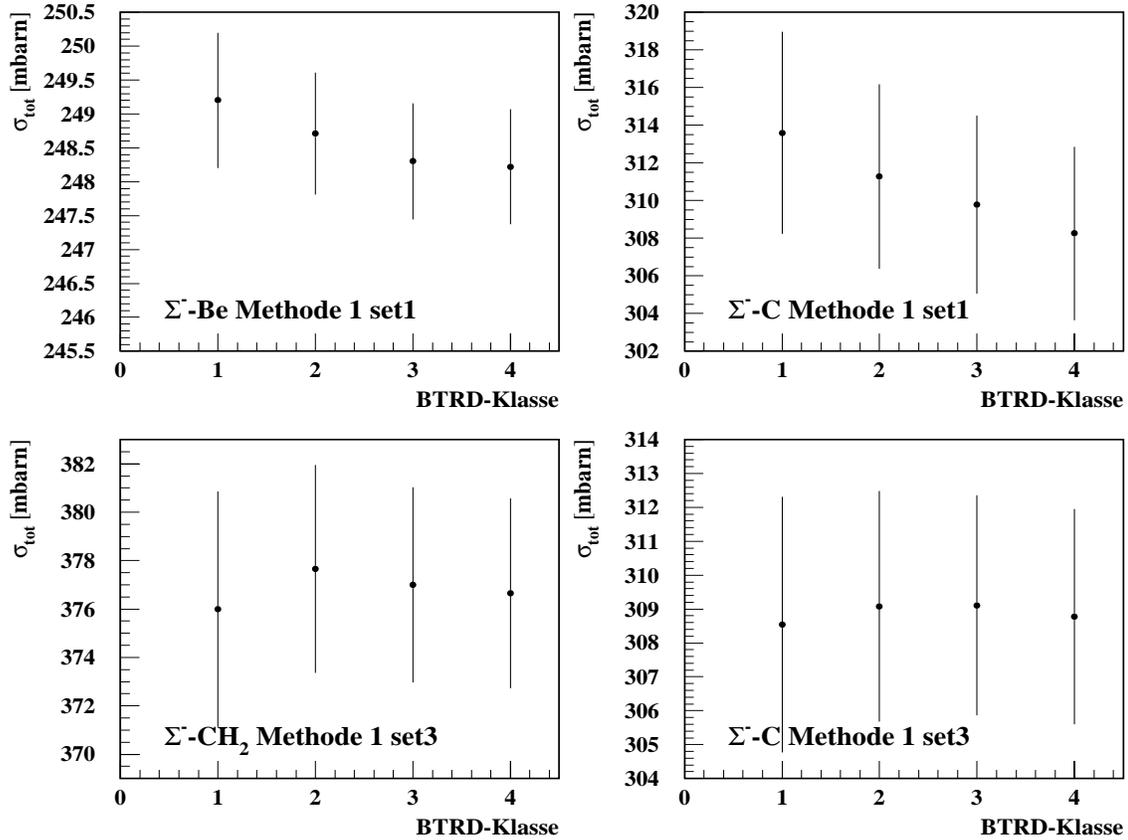


Abbildung 79: Beispiele zur Streuung totaler Wirkungsquerschnitte bei Variation der BTRD-Klasse

### 9.9.2 Spill zu Spill Fluktuationen der Transmissionsverhältnisse

Schwankungen der Transmissionsverhältnisse, wie sie z.B. in Abbildung 65 zu sehen sind, müssen nicht rein statistischer Natur sein, sondern können auch durch Änderungen im Experiment (z.B. Alignmentdrift, Effizienzschwankungen, ... ) verursacht sein. Systematische Fehler, die sich in Fluktuationen der Transmissionsverhältnisse von *Spill* zu *Spill* zeigen, können durch einen Vergleich rein statistischer Fehler und der gaußischen Breite einer fehlergewichteten Verteilung von Transmissionsverhältnissen pro *Spill* quantitativ erfaßt werden:

Der statistische Fehler  $\delta_T^{sta}$  in einem ratenkorrigierten Voll- bzw. Leertargettransmissionsverhältnis  $T$ , kann aus den statistischen Fehlern der Transmissionsverhältnisse  $\delta_{T,i}^{sta}$  für einzelne *Spills* mit:

$$\delta_T^{sta} = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\delta_{T,i}^{sta})^2}}} \quad (162)$$

berechnet werden. Dabei ist  $N$  die Anzahl der *Spills*. Diesem Fehler ist ein statistischer Fehler im Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}^{extr}$  zugeordnet, der mit dem statistischen Fehler der Extrapolation  $\delta_{\sigma_{tot}^{extr}}^{sta}$  übereinstimmen sollte, da Fehlerbeiträge durch die  $\alpha$ -Parameter des Differenzenfits vernachlässigbar klein sind. Vergleiche zeigten, daß dies zutrifft. Um systematische Einflüsse in *Spill* zu *Spill* Fluktuationen abzuschätzen, werden fehlergewichtete Verteilungen der Transmissionsverhältnisse erstellt und überprüft, ob RMS-Werte solcher Verteilungen immer noch mit gaussischen Breiten  $\delta_T^{sta}$  rein statistischer Fehler verträglich sind. Liegt eine Diskrepanz vor, so kann aus Verbreiterungen der Verteilungen ein zusätzlicher Fehlerbeitrag für den totalen Wirkungsquerschnitt berechnet werden.

Mit einem Programm werden  $N$  Leer- bzw. Volltargettransmissionsverhältnisse einzelner *Spills*, gewichtet

mit  $1/(\delta_{T,i}^{sta})^2$ , in ein Histogramm eingetragen (vgl. Abbildung 80). Der *RMS*-Wert dieser Verteilung, dividiert durch  $\sqrt{N}$ , sollte mit dem statistischen Fehler  $\delta_T^{sta}$  übereinstimmen, sofern nur statistische Effekte vorliegen. Ist  $RMS/\sqrt{N}$  größer als  $\delta_T^{sta}$ , so wird ein systematischer Fehlerbeitrag  $\delta_T^{sys}$  mit

$$\delta_T^{sys} = \sqrt{\left(\frac{RMS}{\sqrt{N}}\right)^2 - (\delta_T^{sta})^2} \quad (163)$$

bestimmt, der in einen systematischen Fehler im totalen Wirkungsquerschnitt  $\delta_{fluc}^{sys}$  umgerechnet wird.  $\delta_{fluc}^{sys}$  gibt somit eine Abschätzung systematischer *Spill* zu *Spill* Fluktuationen auf den Fehler im totalen Wirkungsquerschnitt an. Berechnete Werte für  $\delta_{fluc}^{sys}$  sind in den Ergebnistabellen in Anhang B aufgeführt.

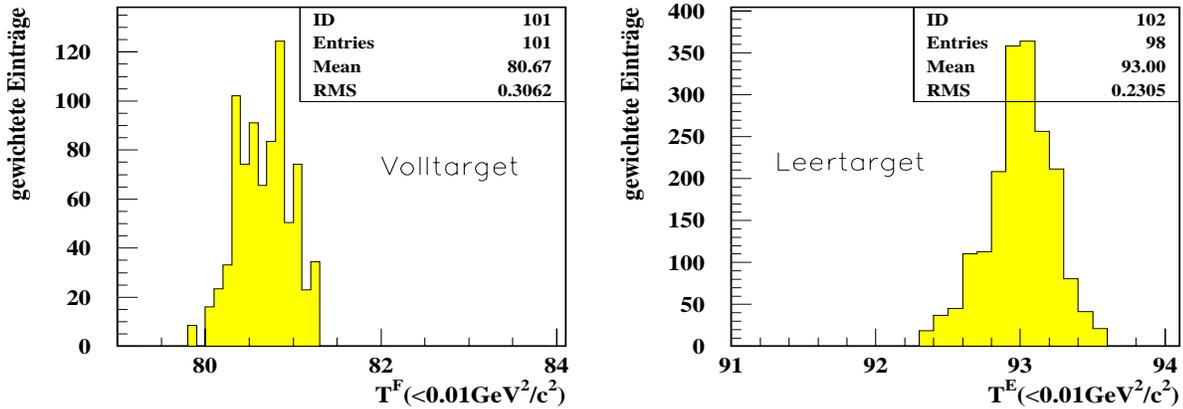


Abbildung 80: Fehlergewichtete Verteilungen für Transmissionsverhältnisse bei  $t < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$  ( $\Sigma^-$ -Be Daten, Methode 1)

### 9.9.3 Änderungen im Spektrum partieller Wirkungsquerschnitte für $\Sigma^-$ durch Zerfälle

Die Messung totaler Wirkungsquerschnitte instabiler Teilchen kann durch Zerfälle beeinträchtigt werden. Bei einem Laborimpuls von 600 GeV/c beträgt die mittlere Flugstrecke von Pionen rund 4300 m, weshalb für diese Teilchen der Einfluß von Zerfällen vernachlässigbar klein ist. Die mittlere Flugstrecke von 600 GeV/c  $\Sigma^-$ -Teilchen beträgt hingegen "nur" 22.2 m. Damit zerfallen, ausgehend vom Ende des Hyperonenkanals, rund 13% der  $\Sigma^-$ -Teilchen noch vor dem Target. Treten die Tochterteilchen mit dem Target in Wechselwirkung, so wird dadurch das Streuwinkelspektrum, das man für 600 GeV/c  $\Sigma^-$ -Teilchen erwartet, verändert. In das Spektrometer einlaufende geladene Tochterteilchen aus  $\Sigma^-$ -Zerfällen (Pionen) können mit dem BTRD nicht unterdrückt werden, da sie BTRD-Signale liefern, die ebenfalls im Baryonenanteil des BTRD-Spektrums liegen. Deswegen wurden zur Unterdrückung dieses Untergrunds Schnitte auf die Strahlkorrelation und die Qualität der Normspuren angebracht (siehe Kapitel 9.2.1), mit denen bis zu 18% der Ereignisse verworfen werden.

Der Einfluß von Pionen aus Hyperonenzerfällen auf das Spektrum partieller Wirkungsquerschnitte kann direkt beobachtet werden, wenn in der Definition der Normspuren Schnitte auf die Strahlkorrelation und  $\chi^2/\text{ndof}$  ausgelassen werden (Schnitte zur Untergrundunterdrückung). Abbildung 81 zeigt dazu Spektren partieller Wirkungsquerschnitte aus Pionen- und  $\Sigma^-$ -Messungen mit Schnitten und ohne Schnitte zur Unterdrückung von Untergrund (Hyperonenzerfällen). Zum Vergleich ist noch ein Spektrum partieller Wirkungsquerschnitte für Protonen eingezeichnet. Ein Vergleich der Spektren partieller Wirkungsquerschnitte ergibt folgende Beobachtungen:

- Werden Schnitte auf die Strahlkorrelation und  $\chi^2/ndof$  in der Definition der Normspuren weggelassen, so wird dadurch das Spektrum partieller Wirkungsquerschnitte für Pionen in dem Bereich, wo die Extrapolation vorgenommen wird, praktisch nicht verändert.
- Bei Messungen für  $\Sigma^-$ -Teilchen beobachtet man, daß ohne Schnitte auf Strahlkorrelation und  $\chi^2/ndof$  sich die Form des Spektrums der Form des Spektrums partieller Wirkungsquerschnitte für Protonen annähert.
- Bei zugelassenem Untergrund steigen partielle Wirkungsquerschnitte für  $\Sigma^-$ -Teilchen im Bereich  $0.003 \text{ GeV}^2/c^2 < |t_{max}| < 0.015 \text{ GeV}^2/c^2$  steiler an, wodurch bei einer Extrapolation totale Wirkungsquerschnitte zu groß ausfallen.

Letztere Beobachtung kann durch den Beitrag niederenergetischer Pionen erklärt werden:

Pionen aus  $\Sigma^-$ -Zerfällen haben einen mittleren Impuls von rund  $120 \text{ GeV}/c$ . Mit diesem Impuls berechnet man mit Formel (91) für das Be-Target eine Verbreiterung der Streuwinkelverteilung von rund  $41 \mu\text{rad}$ . Für  $600 \text{ GeV}$  Teilchen beträgt diese Verbreiterung hingegen nur  $8.3 \mu\text{rad}$ . Durch den Beitrag niederenergetischer Pionen in einem  $\Sigma^-$ -Datensatz und die damit verbundene größere Vielfachstreuung setzt der steile Anstieg im Spektrum partieller Wirkungsquerschnitte bereits bei größerem  $|t_{max}|$  ein.

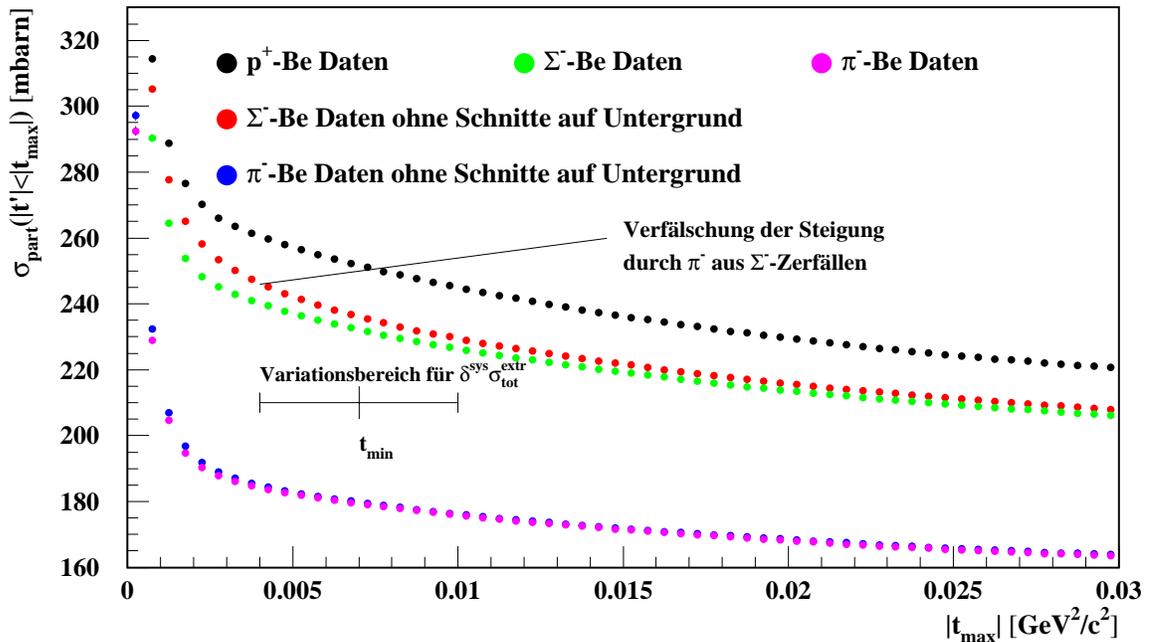


Abbildung 81: Spektren partieller Wirkungsquerschnitte für  $\Sigma^-$  und  $\pi^-$  mit Schnitten und ohne Schnitte zur Unterdrückung von Untergrund

Aus der Veränderung des Spektrums partieller Wirkungsquerschnitte für  $\Sigma^-$ -Teilchen durch Schnitte auf Strahlkorrelation und  $\chi^2/ndof$  wird geschlossen, daß diese Schnitte tatsächlich zur Unterdrückung von  $\Sigma^-$ -Zerfällen geeignet sind. Trotz der Schnitte wird jedoch ein Anteil an  $\Sigma^-$ -Zerfällen verbleiben, der auf die Messung Einfluß nimmt. Dieser Anteil wurde nicht abgeschätzt. Stattdessen wurde versucht, den systematischen Fehler, der durch  $\Sigma^-$ -Zerfälle in Messungen mit Methode 1 auftritt, durch einen Vergleich mit Ergebnissen aus Methode 2 zu erschließen. Dabei wurde festgestellt, daß die Ergebnisse beider Methoden innerhalb der Fehler übereinstimmen, wobei Meßpunkte für  $\Sigma^-$  von Methode 2 sowohl oberhalb als auch unterhalb der Meßpunkte von Methode 1 liegen. Es wird damit kein systematischer Trend beobachtet,

weshalb der Fehlerbeitrag durch  $\Sigma^-$ -Zerfälle im Vergleich zu sonstigen Fehlern als vernachlässigbar klein angesehen wird. Ferner wird erwartet, daß kleinere Einflüsse durch Zerfallspionen bereits im systematischen Fehler  $\delta_{extr}^{sys}$  enthalten sind, da zur Bestimmung dieses Fehlers  $t_{min}$  in einem Bereich variiert wird, in dem der Einfluß von Zerfallspionen auf die Steigung des Spektrums für  $\sigma_{part}$  groß ist (vgl. Abbildung 81).

#### 9.9.4 Ungenauigkeit der Targetdichte

Der dominante Fehlerbeitrag von mechanischen Eigenschaften der Targets ist der Fehler in der Targetdichte. Relative Fehler der Targetdichten aus Tabelle 5.1 wurden in einen absoluten Fehler  $\delta_{tgt}^{sys}$  des totalen Wirkungsquerschnitts umgerechnet und sind in den Ergebnistabellen von Anhang B aufgeführt.

### 9.10 Ergebnisse

In diesem Unterkapitel werden Meßergebnisse gemittelt und verglichen. Schließlich wird eine Methode ausgewählt und mit dieser die Endergebnisse formuliert.

#### 9.10.1 Ergebnisse einzelner Datensätze

Mit den beschriebenen Verfahren und Korrekturen wurden sämtliche Datensätze analysiert und totale Wirkungsquerschnitte für jeden Datensatz bestimmt. Da verschiedene Möglichkeiten für die Zählung transmittierter Teilchen verfolgt werden, wurden für jeden Datensatz Messungen mit allen Methoden vorgenommen. Eine vollständige Zusammenfassung der Korrekturen, Fehlerbeiträge und Ergebnisse ist in Tabellen angegeben, die aus Gründen der besseren Übersicht in den Anhang B dieser Arbeit verlegt wurden. Dort befindet sich auch eine Tabelle (Tabelle 27), in der die Erklärung der Spaltensymbole nochmals kurz zusammengefaßt ist.

Die Angabe der Meßergebnisse wurde für Baryonen auf die BTRD-Klasse 2 und für Mesonen auf die BTRD-Klasse 7 bezogen. Die Verwendung dieser BTRD-Klassen hat den Vorteil, daß rund 80% der Hyperonen-, Protonen- bzw. Mesonenkomponente in die Messung eingeht, so daß noch keine signifikante Einbuße in der statistischen Genauigkeit entsteht. Gleichzeitig sind Kontaminationskorrekturen, die im ersten Schritt zur Fremdteilchenkontamination betrachtet werden, sehr klein (siehe dazu in den Ergebnistabellen in Anhang B in den Spalten  $p_{cont}$  und  $\Delta_{cont}$ ).

Gemessene totale Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}$  und deren Fehler sind jeweils in der letzten Tabellenspalte aufgeführt. Diese Werte werden erhalten, indem man zum totalen Wirkungsquerschnitt aus der Extrapolation  $\sigma_{tot}^{extr}$  die angegebenen Werte der Korrekturen  $\Delta_{T0}$ ,  $\Delta_{cont}$  und  $\Delta_{\Xi^-, \Sigma^+}$  addiert. Der unter (err) angegebene symmetrische Fehler im totalen Wirkungsquerschnitt wird durch quadratische Summation sämtlicher Fehlerbeiträge außer  $\delta_{\Delta_{\Xi^-, \Sigma^+, K^-, K^+}}^{sys}$  und  $\delta_{tgt}^{sys}$  erhalten. Die Fehlerbeiträge  $\delta_{\Delta_{\Xi^-, \Sigma^+, K^-, K^+}}^{sys}$  und  $\delta_{tgt}^{sys}$  sind nicht im Sinne von Schwankungen, sondern als maximale Fehlergrenzen zu verstehen. Deswegen wurden diese Beiträge summiert und ein asymmetrischer Bereich (siehe Spalten (syst lo) und (syst up)) angegeben, innerhalb dessen der Wirkungsquerschnitt mit dem symmetrischen Fehler von Spalte (err) liegt.

#### Vergleich von $\alpha_2$ -Parametern

Zum Vergleich der  $\alpha_2$ -Parameter aus der Extrapolation mit Ergebnissen von [Schiz79] sind in Tabelle 17 Meßergebnisse zusammengestellt. Diese Werte zeigen eine bessere Übereinstimmung mit Ergebnissen von [Schiz79] als hadronische Steigungen  $B$ , die mit differentiellen Spektren (siehe Kapitel 9.4.3) erhalten werden. Ferner zeigen die  $\alpha_2$ -Parameter eine Abhängigkeit von der Massenzahl des Targetkerns. Dies wird bei kohärenter elastischer Streuung an Kernen erwartet, da der hadronische Radius des Kerns  $R$  mit der Massenzahl zunimmt und  $B \sim R^2$  gilt. Die Werte für  $\alpha_2$  zeigen daher an, daß die Extrapolation der partiellen Wirkungsquerschnitte auf einem Teilstück vorgenommen wurde, in dem kohärente elastische Streuung am

Kern vorliegt.

Reaktion	$\alpha_2$ -Bereich gemessen mit Extrapolationsverf. [[GeV/c] <sup>-2</sup> ]	Hadronische Steigung $B_{Kern}$ aus [Schiz79] (175 GeV) [[GeV/c] <sup>-2</sup> ]
p - Be	53.8 - 56.1	$74.7 \pm 1.0 \pm 1.5$
$\pi^-$ - Be	53.2 - 57.5	$65.8 \pm 1.8 \pm 4.0$
p - C	54.7 - 78.4	$74.0 \pm 1.0 \pm 3.0$
$\pi^-$ - C	53.8 - 63.7	$67.5 \pm 1.9 \pm 2.0$
$\pi^-$ - Cu	192 - 227	$193.4 \pm 5.3 \pm 2.0$

Tabelle 17: Tabelle zum Vergleich der  $\alpha_2$ -Parameter mit Messungen der hadronischen Steigung  $B_{Kern}$  aus [Schiz79]

### Anmerkung zur Ratenkorrektur

Die größten Korrekturen gehen bei fast allen Datensätzen auf den Rateneffekt zurück. Besonders drastisch zeigt sich dies bei Messungen mit dem Kupfertarget, wo Korrekturen von bis zu 100% angebracht wurden. Diese Messung wurde in einer Region vorgenommen, in der sich die Ratenkorrelation stark nichtlinear verhält (vgl. Abbildung 48). Fehler durch den Rateneffekt werden hier zudem durch die kleine Targetdicke verstärkt.

### 9.10.2 Mittelung der Einzelmessungen

Da die Datensätze unter verschiedenen experimentellen Bedingungen aufgezeichnet und separat analysiert wurden, liefern deren Ergebnisse einen Satz unabhängiger Ergebnisse mit unterschiedlichen Fehlern. Für jede Zählmethode wurden Ergebnisse einzelner Datensätze durch Mittelung zu einem Meßergebnis zusammengefaßt. Die Mittelung wurde mit gewichteten Mitteln in Anlehnung an das Verfahren in [PDG96] vorgenommen. In ein Gewicht werden statistische und systematische Fehler eingerechnet, worin die Genauigkeit der Einzelmessung berücksichtigt ist. Bei der Mittelung wird allgemein von der Annahme ausgegangen, daß statistische und systematische Fehler gaußisch verteilt sind, so daß der symmetrische Fehler des Mittelwerts im Sinne einer gaußischen  $\sigma$ -Breite zu verstehen ist. Diese Annahme ist für die Fehler  $\delta_{\sigma_{tot}}^{sta}$ ,  $\delta_{\sigma_{tot}}^{sys}$ ,  $\delta_{fluc}^{sys}$ ,  $\delta_{\Delta_{T0}}^{sta}$ ,  $\delta_{\Delta_{T0}}^{sys}$ ,  $\delta_{\Delta_{cont}}^{sta}$  und  $\delta_{BTRD}$  sinnvoll, da man für diese auch Variationen von Datensatz zu Datensatz beobachten kann. Bei den Fehlern  $\delta_{tgt}^{sys}$  und  $\delta_{\Delta_{\Xi^-, \Sigma^+, K^-, K^+}}^{sys}$  handelt es sich hingegen um Angaben von Grenzen, die bei Messungen mit fester Teilchensorte und festem Target konstant bleiben. Folglich wurde als Gewicht  $\omega_i$  für eine Einzelmessung  $i$  der Ausdruck:

$$\omega_i = \frac{1}{(\delta_{\sigma_{tot}}^{sta})^2 + (\delta_{\sigma_{tot}}^{sys})^2 + (\delta_{fluc}^{sys})^2 + (\delta_{\Delta_{T0}}^{sta})^2 + (\delta_{\Delta_{T0}}^{sys})^2 + (\delta_{\Delta_{cont}}^{sta})^2 + (\delta_{BTRD})^2} \quad (164)$$

angesetzt. Der Kehrwert von  $\omega_i$  entspricht dem symmetrischen Fehler im totalen Wirkungsquerschnitt einer Einzelmessung, der in den Ergebnistabellen in Anhang B in der Spalte (err) angegeben ist.

Mit den Gewichten  $\omega_i$  wurden Wirkungsquerschnitte von  $N$  Datenpunkten  $\sigma_{tot,i}$  mit Hilfe von

$$\bar{\sigma}_{tot} = \frac{\sum_{i=1}^N \omega_i \sigma_{tot,i}}{\sum_{i=1}^N \omega_i} \quad (165)$$

gemittelt. Als symmetrischer Fehlerbeitrag  $\delta\bar{\sigma}_{tot}^{(1)}$  wurde der Fehler

$$\delta\bar{\sigma}_{tot}^{(1)} = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^N \omega_i}} \quad (166)$$

berechnet. Diesem wurde eine obere Grenze  $\delta\bar{\sigma}_{tot}^{(2,up)}$  und eine untere Grenze  $\delta\bar{\sigma}_{tot}^{(2,down)}$  hinzugefügt, die sich aus Fehlerbeiträgen der Targetdichte  $\delta_{tgt}^{sys}$  und dem Fehler  $\delta_{\Delta_{\Xi^-, \Sigma^+, K^-, K^+}}^{sys}$  additiv zusammensetzen. Die Grenzen geben einen Bereich an, innerhalb dessen eine Verschiebung des Datenpunkts  $\bar{\sigma}_{tot}$  durch diese Fehlerbeiträge möglich ist.

Gemittelte Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 18 zusammengestellt. Der Index (Mt.) bezeichnet dabei die benutzte Meßmethode und  $p_{lab}$  den zentralen Laborimpuls. In manchen Messungen wurden Daten zu unterschiedlichen Laborimpulsen miteinander verrechnet. In diesem Fall ist dies mit einem Index (gem.) angezeigt und der mittlere Laborimpuls angegeben.

Bei den symmetrischen Fehlern der Mittelwerte kann geprüft werden, ob diese mit einer Gaußverteilung verträglich sind. Zu diesem Zweck wurde zusätzlich die Größe

$$\frac{\chi^2}{N-1} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \omega_i (\bar{\sigma}_{tot} - \sigma_{tot,i})^2 \quad \text{N: Anzahl der Meßpunkte} \quad (167)$$

berechnet, die bei Verträglichkeit der Fehler mit gaußischen Fehlern, unterhalb von 1 liegt oder genau 1 entspricht. Im Fall großer Fehler in den Einzelmessungen ist dies stets der Fall (siehe Tabelle 18). Es gibt jedoch Ausnahmen, wo ein oder mehrere Datenpunkte stärker streuen, so daß der Fehler  $\delta\bar{\sigma}_{tot}^{(1)}$  nicht mehr als gaußischer Fehler betrachtet werden kann. In diesem Fall sind Fehler einzelner Messungen unterschätzt worden, da weitere (unbekannte) Fehlereinflüsse vorhanden sind.

### Datensätze mit stärkeren Fluktuationen

Ist  $\chi^2/(N-1)$  größer als 1, so kann dies in allen Fällen, bis auf einen, begründet werden:

1. Die Erhöhung von  $\chi^2/(N-1)$  bei der Messung von  $\sigma_{tot}(\pi^+ Be)$  kann auf ein unterschiedliches  $K^+/\pi^+$ -Verhältnis in den gemittelten Datensätzen zurückgehen, da der eine Datensatz mit einem Beryllium- und der andere Datensatz mit einem Kupferproduktionstarget aufgezeichnet wurde. Der systematische Fehler durch mögliche  $K^+$ -Kontamination ist jedoch im asymmetrischen Fehler enthalten, weshalb  $\chi^2/(N-1)$  dies nicht berücksichtigt.
2. Bei der Messung von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- CH_2)$  und  $\sigma_{tot}(\pi^- CH_2)$  mit Methode 2 liegt in den ersten zwei Datensätzen ein Alignmentproblem vor (vgl. Kapitel 7.3), dessen Auswirkung nicht korrigiert wurde (Versuche hierzu schlugen fehl, da Rate und Alignment sich nicht simultan beschreiben ließen). Aus diesem Grunde können Meßergebnisse von Methode 2 stärker von Methode 1 abweichen. Eine erneute Rechnung für Methode 2, ohne Berücksichtigung der ersten zwei Datensätze, ergibt hingegen sehr gute Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Methode 1, das durch Mittelung über sämtliche Datensätze erhalten wird.
3. Der erste Datensatz in der Messung von  $\sigma_{tot}(\pi^- C)$  enthält einen "Ausreißer", dessen Ursache bisher nicht gefunden wurde. Nach neuer Rechnung für Methode 1 und 2 ohne diesen Datensatz stimmen auch hier die Ergebnisse beider Methoden innerhalb ihrer Fehler überein.

### Bemerkungen zu Datensätzen, die für $p_{lab} < 500$ GeV/c aufgezeichnet wurden:

Es wurden auch Datensätze ausgewertet, bei denen die Strahlenergie unterhalb von 500 GeV lag. In diesen Datensätzen ist folgendes zu beachten:

Reaktion	Mt.	$p_{lab}$ [GeV/c]	$\bar{\sigma}_{tot}$ [mbarn]	$\delta\bar{\sigma}_{tot}^{(1)}$ [mbarn]	$\delta\bar{\sigma}_{tot}^{(2,up)}$ [mbarn]	$\delta\bar{\sigma}_{tot}^{(2,down)}$ [mbarn]	$\frac{\chi^2}{N-1}$	Kommentar
p - Be	1	544 ± 44	268.5	± 1.3	+0.5	-0.3	0.7	
p - Be	2	544 ± 44	269.8	± 1.4	+0.5	-0.3	0.2	
$\Sigma^-$ - Be	1	635 ± 41	248.8	± 2.1	+1.2	-0.3		Einzelmessung
$\Sigma^-$ - Be	2	635 ± 41	250.9	± 2.7	+1.2	-0.3		Einzelmessung
$\Sigma^-$ - Be	3	635 ± 41	244.3	± 9.0	+0.3	-0.3		Einzelmessung
$\pi^-$ - Be	1	635 ± 41	187.7	± 1.2	+1.0	-0.2		Einzelmessung
$\pi^-$ - Be	2	635 ± 41	188.6	± 1.5	+1.0	-0.2		Einzelmessung
$\pi^+$ - Be	1	544 ± 44	180.4	± 3.7	+8.9	-0.2	1.6	$K^+$ Anteil
$\pi^+$ - Be	2	544 ± 44	183.7	± 5.3	+8.9	-0.2	2.0	verändert
p - C	1	253 ± 19	316.2	± 7.8	+0.8	-0.4		Einzelmessung
p - C	1	355 ± 18	324.5	± 3.9	+0.8	-0.5		Einzelmessung
p - C	1	385 ± 26	342.4	± 8.7	+0.8	-0.5		Einzelmessung
p - C	1	455 ± 25	333.3	± 3.9	+0.8	-0.5		Einzelmessung
p - C	2	455 ± 25	337.0	± 4.3	+0.8	-0.5		Einzelmessung
p - C	1	500 ± 40	335.0	± 4.4	+0.8	-0.5	0.15	
p - C	2	500 ± 40	342.1	± 6.2	+0.8	-0.5	0.6	
$\Sigma^-$ - C	1	595 gem.	308.3	± 2.8	+1.6	-0.4	0.3	
$\Sigma^-$ - C	2	595 gem.	306.1	± 6.2	+1.6	-0.4	0.6	
$\Sigma^-$ - C	3	595 gem.	283.4	± 24.0	+0.4	-0.4	0.1	
$\pi^-$ - C	1	595 gem.	232.7	± 2.3	+1.4	-0.3	2.1	
$\pi^-$ - C	2	595 gem.	240.5	± 4.7	+1.4	-0.3	0.4	
$\pi^-$ - C	1	595 gem.	236.6	± 2.8	+1.4	-0.3	0.2	Ohne set 1
$\pi^-$ - C	2	595 gem.	238.6	± 5.3	+1.4	-0.3	0.2	Ohne set 1
$\pi^+$ - C	1	253 ± 19	282.7	± 28.7	+11.7	-0.4		Einzelmessung
$\pi^+$ - C	1	355 ± 18	233.0	± 6.8	+11.7	-0.3		Einzelmessung
$\pi^+$ - C	1	385 ± 26	233.0	± 31.3	+11.7	-0.3		Einzelmessung
$\pi^+$ - C	1	455 ± 25	224.6	± 12.8	+11.7	-0.3		Einzelmessung
$\pi^+$ - C	2	455 ± 25	238.2	± 16.4	+11.7	-0.3		Einzelmessung
$\pi^+$ - C	1	500 ± 40	246.1	± 13.7	+11.7	-0.3	0.1	
$\pi^+$ - C	2	500 ± 40	258.6	± 33.7	+11.7	-0.4	≈ 0	
$\Sigma^-$ - CH <sub>2</sub>	1	595 gem.	376.2	± 2.7	+1.7	-0.3	0.9	
$\Sigma^-$ - CH <sub>2</sub>	2	595 gem.	381.4	± 6.3	+1.7	-0.3	0.3	
$\Sigma^-$ - CH <sub>2</sub>	3	595 gem.	358.6	± 22.1	+0.3	-0.3	0.6	
$\Sigma^-$ - CH <sub>2</sub>	2	595 gem.	376.3	± 8.5	+1.7	-0.3	0.1	Ohne set1 u. set2
$\pi^-$ - CH <sub>2</sub>	1	595 gem.	285.0	± 1.7	+1.5	-0.3	0.3	
$\pi^-$ - CH <sub>2</sub>	2	595 gem.	291.3	± 3.2	+1.5	-0.3	0.8	
$\pi^-$ - CH <sub>2</sub>	2	595 gem.	286.3	± 4.1	+1.5	-0.3	0.04	Ohne set1 u. set2
$\Sigma^-$ - Cu	1	610 ± 35	1222	± 184	+5.8	-1.3	0.03	
$\Sigma^-$ - Cu	2	610 ± 35	1131	± 247	+5.8	-1.3	0.5	
$\pi^-$ - Cu	1	610 ± 35	1022	± 157	+5.4	-1	0.008	
$\pi^-$ - Cu	2	610 ± 35	1121	± 181	+5.4	-1	0.4	

Tabelle 18: Zusammenstellung gemittelter Meßergebnisse

- Bei diesen Messungen steht meistens nur ein Voll- bzw. Leertargetrun zur Verfügung. Ein systematischer Fehler zwischen Voll- und Leertargetmessung kann hier nicht durch Mittelung über mehrere Voll- und Leertrargetruns minimiert werden.
- Bei der Aufzeichnung dieser Daten konnte das Triggerteilungsverhältnis T0:T1:T2 nicht konstant gehalten werden. Deshalb wurden nur Ereignisse, die auf ein festes Triggerteilungsverhältnis gefiltert waren, in der Analyse verwendet.
- Mit abnehmender Strahlenergie wird die Teilchenseparation des BTRD schlechter (vgl. Abbildung 82). Wenn die Maxima zu stark überlappen, wird die Anpassung der Fitfunktion an das Spektrum schwieriger, und es kann zu einer Fehleinschätzung der Fremdteilchenkontamination kommen. Dies betrifft besonders die Messung von  $\sigma_{tot}(pC)$  bei 253 GeV.

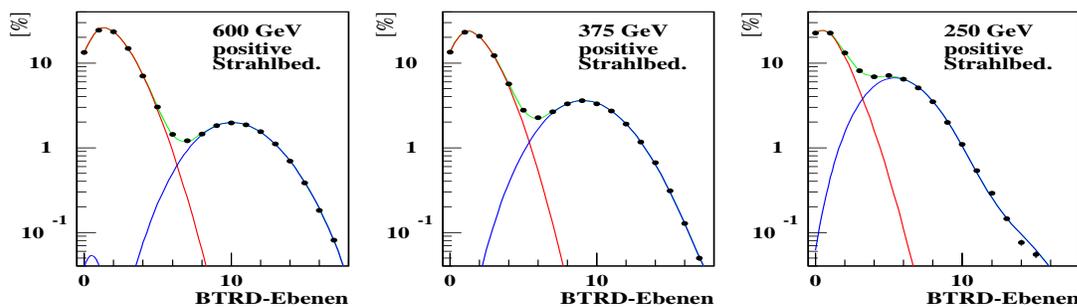


Abbildung 82: BTRD-Spektrum bei verschiedenen Strahlenergien

### 9.10.3 Auswahl einer Methode und Formulierung der Endergebnisse

Ein Vergleich der Fehler von einzelnen Meßmethoden zeigt kleinste Fehler bei Methode 1 und größte Fehler bei Methode 3. Diese Unterschiede werden hauptsächlich durch unterschiedliche Fehlerverstärkungen der Meßmethoden verursacht:

Der Zusammenhang zwischen Fehlern der Transmissionsverhältnisse ( $\delta T^E$ ,  $\delta T^F$ ) und dem Fehler im totalen Wirkungsquerschnitt  $\delta\sigma_{tot}$  ist gegeben durch:

$$\delta\sigma_{tot} = \underbrace{\frac{1}{\rho_{tgt}L_{tgt}}}_{\sigma_o} \sqrt{\left(\frac{\delta T^F}{T^F}\right)^2 + \left(\frac{\delta T^E}{T^E}\right)^2} \rightarrow \frac{\delta\sigma_{tot}}{\sigma_o} = \sqrt{\left(\frac{\delta T^F}{T^F}\right)^2 + \left(\frac{\delta T^E}{T^E}\right)^2} \quad (168)$$

$$\sigma_o = 1.590 \text{ barn Be}, 5.867 \text{ barn C}, 6.137 \text{ barn CH}_2, 117.78 \text{ barn Cu} . \quad (169)$$

Betrachtet man zunächst nur statistische Fehler, so ist zu beachten, daß für einen Datensatz allen Meßmethoden stets die gleiche Anzahl an Normspuren zugrunde liegt. Verluste in Ereignissen, die durch Kriterien an transmittierte Spuren entstehen, sind jedoch verschieden groß, was sich in unterschiedlichen Niveaus der Transmissionsverhältnisse  $T^E$  (und  $T^F$ ) äußert (vgl. Abbildung 65). Große Ereignisverluste wirken sich in kleinen Transmissionsverhältnissen aus, wodurch eine größere Fehlerverstärkung für einen festen absoluten Fehler im Transmissionsverhältnis hervorgerufen wird. Die Fehlerverstärkung ist in Abbildung 83 für die drei Methoden im Fall der  $\Sigma^-$ -Be Messung angegeben. Durch das Fehlerverhalten werden natürlich nicht nur statistische, sondern auch systematische Fehler verstärkt.

Bedingt durch die kleine Akzeptanz zum Nachweis von  $\Sigma^-$ -Zerfällen (maximal 10%), treten bei Methode 3 die größten statistischen Fehler auf. Außerdem hat diese Methode die ungünstigste Fehlerverstärkung. Sie ist somit am anfälligsten für systematische und statistische Fluktuationen und wurde deshalb nicht zur Formulierung der Endergebnisse verwendet. Die Verfolgung von Methode 3 in der Analyse war jedoch nicht überflüssig, denn durch sie konnten Hyperonen im Strahl identifiziert und deren Anteile abgeschätzt

werden. Ferner war sie zur Kontrolle des BTRD-Spektrums nützlich. Will man Methode 3 in Zukunft effizienter nutzen, so müßte dazu das Volumen zum Nachweis von  $\Sigma^-$ -Zerfällen stark vergrößert werden. Um eine Akzeptanz von z.B. 90% zu bekommen, müßte eine Zerfallsregion von rund 58 m Länge zur Verfügung stehen. Außerdem wäre eine Ausstattung dieser Region zur Auflösung der kleinen Knickwinkel mit Siliziumdetektoren oder Gasmikrostreifendetektoren wünschenswert.

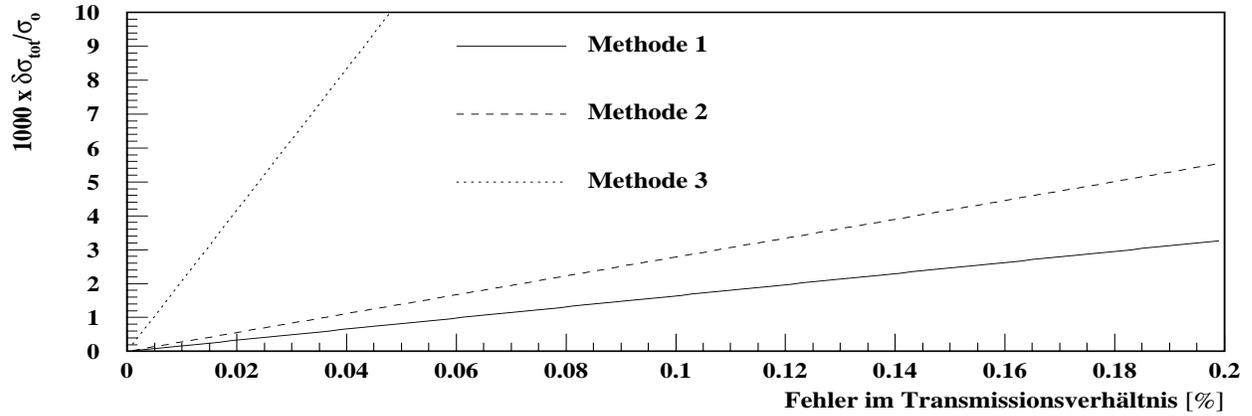


Abbildung 83: Fehlerverstärkungsfunktionen einzelner Meßmethoden. Abgetragen ist der absolute Fehler im totalen Wirkungsquerschnitt, normiert auf den Targetfaktor  $\sigma_o$ , gegenüber einem mittleren absoluten Fehler der Transmissionsverhältnisse  $\delta T$

Es bleibt die Entscheidung zwischen Methode 1 und 2. Beide Methoden haben ein ähnliches Fehlerverhalten, und absolute Fehler liegen in der gleichen Größenordnung. Die Betrachtung der Fehleranfälligkeit allein kann hier kein ausschlaggebendes Argument für eine Entscheidung liefern. Aus diesem Grund wird der Informationsgehalt beider Messungen verglichen:

In Methode 1 beruht die Unterscheidung von Ereignissen mit und ohne inelastische Wechselwirkung im Target auf der Zuordnung entsprechend großer Streuwinkel (vgl. Kapitel 6.2.3). Ohne Extrapolation in Vorwärtsrichtung ergeben sich dadurch für Voll- und Leertargetmessung praktisch gleich große Transmissionsverhältnisse. Dies kann z.B. in Abbildung 50 am Verhalten des Parameters  $P_{norm-vx}$  gesehen werden, der nur kleinste Sprünge bei Targetpositionswechsel zeigt. Erst durch Schnitte auf den maximalen Streuwinkel (bzw. auf maximales  $-t$ ) tritt der Absorptionseffekt des Targets in einer Zunahme der Differenz  $T^E(< -t) - T^F(< -t)$  zutage. Diese Methode beruht ganz auf der Diskriminierung inelastischer Reaktionen durch die HSD-Detektoren.

Bei Methode 2 kommt nicht nur die Forderung einer weiteren Teilchenidentifikation, sondern auch eine weitere Bedingung an die Elastizität des Streueignisses hinzu, da auf die maximale Differenz zwischen Strahl- und M2-Impuls von rund 30 GeV/c geschnitten wird. Methode 2 sollte deswegen inelastische Ereignisse, die in Methode 1 verblieben sind, weiter diskriminieren. Ferner werden von Methode 2  $\Sigma^-$ -Teilchen akzeptiert, die nicht vor dem Target zerfallen sind. Sollten  $\Sigma^-$ -Zerfälle einen genügend großen Einfluß auf die Messung von Methode 1 haben, so sollte sich dies in einem systematischen Unterschied der Ergebnisse von Methode 1 und 2 bemerkbar machen.

Vergleicht man Datenpunkte von Methode 1 und 2, wobei für Methode 2 nur solche Datensätze herangezogen werden, in denen kein offensichtliches Alignmentproblem vorliegt, so sieht man bei allen Messungen Übereinstimmung der Ergebnisse innerhalb von rund  $2\delta\sigma_{tot}^{(1)}$ . Damit kann nicht festgestellt werden, daß bei Methode 1 noch ein signifikanter Untergrund inelastischer Ereignisse auftritt. Das Diskriminierungsvermögen des Vertexspektrometers gegen inelastische Ereignisse ist offenbar ausreichend. Ferner zeigt der Vergleich der Ergebnisse von Methode 1 und 2 bei Messungen mit  $\Sigma^-$ -Teilchen, daß keine

stete Überhöhung der Ergebnisse von Methode 2 gegenüber Ergebnissen von Methode 1 (oder umgekehrt) auftritt. Ein solcher Effekt könnte entstehen, wenn  $\Sigma^-$ -Zerfälle die Messung mit Methode 1 signifikant stören (vgl. Kapitel 9.9.3).

Als Folgerung wird festgehalten, daß mit der Genauigkeit von Methode 2 keine signifikanten Hinweise auf Effekte erhalten werden, die in der Messung mit Methode 1 noch zu korrigieren wären. Deswegen wurden die Ergebnisse von Methode 1 zur Formulierung der Endergebnisse ausgewählt. Die Wahl von Methode 1 hat weiterhin auch folgende Vorteile:

- Kleinste statistische Fehler im extrapolierten Wirkungsquerschnitt
- Das Meßergebnis basiert auf Detektoren, die wegen ihrer Montage auf einem Granitblock beste Alignmentstabilität gewährleisten.
- Systematische Effekte von Detektoren in M2 (Ineffizienzen) wie auch Alignmentprobleme der LASD-Detektoren, die bisher nicht korrigiert werden konnten, sind ausgeschaltet.
- Diese Methode kommt mit einem Minimum an Detektoren aus, wodurch eine kleinere elektronische Fehleranfälligkeit erwartet wird.

Abschließend sei bemerkt, daß ein genauerer Vergleich der Methoden 1 und 2 mit einer neuen Datenproduktion möglich wird, in der durch ein RUN zu RUN Alignment der Einfluß störender Alignmentverschiebungen minimiert ist.

#### 9.10.4 Die Endergebnisse

Mit der Wahl von Methode 1 ergeben sich die in Tabelle 19 angegebenen Ergebnisse. Die Unterschätzung des Fehlers in der Messung von  $\sigma_{tot}(\pi^-C)$  und wurde dabei durch Skalieren des symmetrischen Fehlers mit  $\sqrt{\chi^2/(N-1)}$  nach dem Verfahren in [PDG96] berücksichtigt.

Reaktion	$p_{lab}$ [GeV/c]	$\bar{\sigma}_{tot}$ [mbarn]	$\delta\bar{\sigma}_{tot}^{(1)}$ [mbarn]	$\delta\bar{\sigma}_{tot}^{(2,up)}$ [mbarn]	$\delta\bar{\sigma}_{tot}^{(2,down)}$ [mbarn]
p - Be	544 ± 44	268.5	± 1.3	+0.5	-0.3
$\Sigma^-$ - Be	635 ± 41	248.8	± 2.1	+1.2	-0.3
$\pi^-$ - Be	635 ± 41	187.7	± 1.2	+1.0	-0.2
$\pi^+$ - Be	544 ± 44	180.4	± 3.7	+8.9	-0.2
p - C	253 ± 19	316.2	± 7.8	+0.8	-0.4
p - C	355 ± 18	324.5	± 3.9	+0.8	-0.5
p - C	385 ± 26	342.4	± 8.7	+0.8	-0.5
p - C	455 ± 25	333.3	± 3.9	+0.8	-0.5
p - C	500 ± 40	335.0	± 4.4	+0.8	-0.5
$\Sigma^-$ - C	595 gem.	308.3	± 2.8	+1.6	-0.4
$\pi^-$ - C	595 gem.	232.7	± 3.3	+1.4	-0.3
$\pi^+$ - C	253 ± 19	282.7	± 28.7	+11.7	-0.4
$\pi^+$ - C	355 ± 18	233.0	± 6.8	+11.7	-0.3
$\pi^+$ - C	385 ± 26	233.0	± 31.3	+11.7	-0.3
$\pi^+$ - C	455 ± 25	224.6	± 12.8	+11.7	-0.3
$\pi^+$ - C	500 ± 40	246.1	± 13.7	+11.7	-0.3
$\Sigma^-$ - CH <sub>2</sub>	595 gem.	376.2	± 2.7	+1.7	-0.3
$\pi^-$ - CH <sub>2</sub>	595 gem.	285.0	± 1.7	+1.5	-0.3
$\Sigma^-$ - Cu	610 ± 35	1222	± 184	+5.8	-1.3
$\pi^-$ - Cu	610 ± 35	1022	± 157	+5.4	-1

Tabelle 19: Meßergebnisse für totale Wirkungsquerschnitte von  $\pi^\pm$ , p und  $\Sigma^-$  auf verschiedenen Kernen

## 10 Diskussion der Meßergebnisse

In diesem Kapitel wird zunächst ein Konsistenztest der Messung durchgeführt. Dazu werden  $pA$ -Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit mit Messungen für  $nA$ -Wirkungsquerschnitte von [Murthy75] verglichen. Danach wird ein Vergleich der Differenzen  $\sigma_{tot}(\pi^- A) - \sigma_{tot}(\pi^+ A)$  mit der Erwartung des Pomeranchuk-Theorems angestellt. Anschließend wird die  $A$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}(pA)$ ,  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)$  und  $\sigma_{tot}(\pi^- A)$  gemessen. Um den Einfluß der Anzahl an Valenzquarks, wie auch den Einfluß eines *strange*-Quarks im Projektilhadron auf Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte zu untersuchen, werden Verhältnisse totaler Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte erstellt. In einem weiteren Schritt werden die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  und  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  über Differenzen totaler Wirkungsquerschnitte von Kohlenstoff und Polyäthylen berechnet. In Erwartung kleinerer Fehler für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  wird auch eine alternative Methode zur Bestimmung von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  benutzt. Dazu wird mit Hilfe des Glaubermodells aus gemessenen Verhältnissen für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)/\sigma_{tot}(pA)$  und dem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(pp)$  der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  bestimmt. Abschließend wird der effektive Pomeron-*intercept*  $\epsilon$  für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  abgeschätzt.

### 10.1 Vergleich der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{tot}(nA)$ und $\sigma_{tot}(pA)$

Bei Laborimpulsen oberhalb von 20 GeV/c liegen keine Daten für totale Wirkungsquerschnitte vor, die einen direkten Vergleich mit Ergebnissen dieser Arbeit ermöglichen. Allerdings erwartet man wegen Isospinvarianz der starken Wechselwirkung, daß bei hohen Energien totale Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte für Protonen und Neutronen gleich groß sind. Diese Erwartung kann bereits bei 19.3 GeV/c Laborimpuls durch Vergleich der  $pA$ -Wirkungsquerschnitte von [Belletini66] mit  $nA$ -Wirkungsquerschnitten aus [Landolt2] bestätigt werden. Entsprechende Datenpunkte sind in den Abbildungen 91 und 92 enthalten.

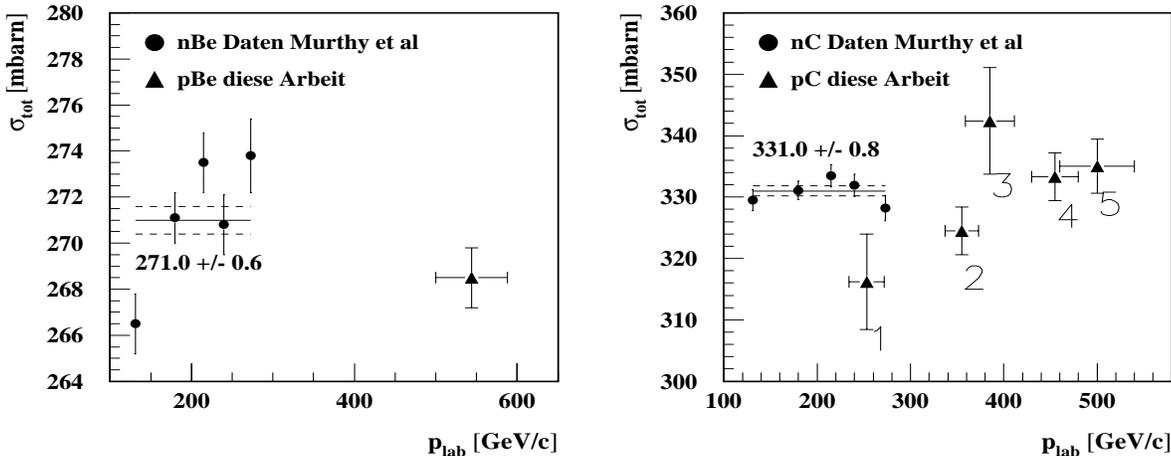


Abbildung 84: Vergleich der Meßergebnisse für  $\sigma_{tot}(nA)$  aus Tabelle 19 mit totalen  $nA$ -Wirkungsquerschnitten von [Murthy75]

Um einen Konsistenztest der Meßergebnisse durch Vergleich von  $pA$ - mit  $nA$ -Wirkungsquerschnitten zu ermöglichen, werden wegen der Energieabhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte solche  $nA$ -Wirkungsquerschnitte ausgesucht, die den Meßbedingungen in dieser Arbeit am nächsten kommen. Für  $\sigma_{tot}(nA)$  existieren Daten bis zu einem Laborimpuls von 273 GeV/c. Sämtliche Messungen im Bereich von 34 - 273 GeV/c stammen hierbei von einem einzigen Experiment [Murthy75]. Meßergebnisse dieses Experiments sind zusammen mit Ergebnissen für  $\sigma_{tot}(pA)$  aus Tabelle 19 dieser Arbeit in Abbildung 84 dargestellt. Die eingezeichneten Fehlerbalken enthalten nur den symmetrischen Fehler  $\delta\sigma_{tot}^{(1)}$ , der im Sinne von 1  $\sigma$ -Breite einer Gaußverteilung zu verstehen ist.

Zum Vergleich der Datenpunkte wurden Mittelwerte der  $nA$ -Wirkungsquerschnitte über gewichtete Mittel berechnet (siehe Linien in Abbildung 84). Unter Vernachlässigung der Energieabhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte auf dem Impulsbereich der angegebenen Datenpunkte sieht man, daß sowohl die  $pBe$ - als auch die  $pC$ -Wirkungsquerschnitte innerhalb von drei Standardabweichungen mit den Ergebnissen von [Murthy75] verträglich sind.

## 10.2 Vergleich der Wirkungsquerschnitte von Teilchen und Antiteilchen

Anhand der ursprünglichen Version des Pomerantchuk-Theorems erwartet man, daß totale Wirkungsquerschnitte von Teilchen und Antiteilchen im Limes hoher Energien übereinstimmen. Ein solcher Trend ist z.B. bei Hadron-Nukleon- und Meson-Nukleon-Wirkungsquerschnitten zu beobachten.

Berechnet man mit den Ergebnissen von Tabelle 19 Differenzen  $\sigma_{tot}(\pi^- A) - \sigma_{tot}(\pi^+ A)$ , so erhält man unter Berücksichtigung der symmetrischen Fehler:

$$\begin{aligned}\sigma_{tot}(\pi^- Be) - \sigma_{tot}(\pi^+ Be) &= +7.3 \pm 3.9 \text{ mbarn} \quad (-1.4 \pm 3.9 \text{ mbarn}) \\ \sigma_{tot}(\pi^- C) - \sigma_{tot}(\pi^+ C) &= -13.4 \pm 14.1 \text{ mbarn} \quad (-24.8 \pm 14.1 \text{ mbarn}) .\end{aligned}$$

Diese Werte sind innerhalb von zwei (bzw. einer) Standardabweichungen mit Null konsistent. Allerdings ist zu berücksichtigen, daß Wirkungsquerschnitte für  $\pi^+$  durch eine  $K^+$ -Kontamination verfälscht sein können. Deshalb wurden die Differenzen nochmals berechnet, wobei die maximale  $K^+$ -Korrektur  $\delta_{K^+}^{sys}$  angewendet wurde. Diese Ergebnisse sind in einer Klammer hinzugefügt und geben somit die maximal erwartete Verschiebung der Differenzen durch  $K^+$ -Kontamination an.

Beim Berylliumtarget stellt man fest, daß durch Anwendung der maximalen  $K^+$ -Korrektur der Absolutbetrag der Differenz kleiner wird, wodurch die Differenz innerhalb von rund 0.5 Standardabweichungen mit Null verträglich ist. Für das Kohlenstofftarget verschieben sich die Absolutwerte der Differenzen hingegen zu größeren Werten. Es werden dann bereits zwei Standardabweichungen benötigt, um diese Diskrepanz zu erklären.

Beim Ergebnis für das Kohlenstofftarget sei angemerkt, daß der Meßwert für  $\sigma_{tot}(\pi^+ C)$  durch Mittelung der Ergebnisse  $248.0 \pm 14.9$  mbarn und  $235.3 \pm 35.5$  mbarn aus verschiedenen Einzelmessungen stammt, wobei der größere Wert ein höheres statistisches Gewicht hat, obgleich weitere Messungen von  $\sigma_{tot}(\pi^+ C)$  bei kleineren Energien aus Tabelle 19 eher kleiner als 248.0 mbarn ausfallen. Die Ursache für den größeren Meßwert für  $\sigma_{tot}(\pi^+ C)$  und des dadurch verursachten großen Absolutbetrages der Differenz  $\sigma_{tot}(\pi^- C) - \sigma_{tot}(\pi^+ C)$  ist offen.

## 10.3 $A$ -Abhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte

Wie in Kapitel 2 bemerkt, beobachtet man bei totalen Neutron-Kern-Wirkungsquerschnitten eine Abhängigkeit von der Kernmassenzahl  $A$ , die sich vereinfacht durch die Funktion

$$\sigma_{tot}(nA) = \sigma_o A^\alpha \quad (170)$$

parameterisieren läßt. Diese Parameterisierung ist sehr geläufig, obwohl Fits mit dieser Funktion nur ein mäßiges  $\chi^2/\text{ndof}$  ergeben (vgl. [Murthy75]).

Normalerweise werden zur Bestimmung der  $A$ -Abhängigkeit totale Wirkungsquerschnitte über einen  $A$ -Bereich gemessen, der Kerne von Helium bis Blei abdeckt. Die begrenzte Anzahl der Meßergebnisse dieser Arbeit erlaubt hingegen eine Bestimmung der  $A$ -Abhängigkeit nur mit Beryllium, Kohlenstoff und Kupfer und dies wiederum nur für  $\pi^-$  und  $\Sigma^-$ . Leider konnten in der Strahlzeit nicht genügend Ereignisse mit dem Kupfertarget aufgezeichnet werden. Deswegen stehen einerseits bei Kupfer keine Messungen für Protonen zur Verfügung und andererseits wird die Messung der  $A$ -Abhängigkeit wegen der hohen statistischen Fehler

beim Kupfertarget durch Ergebnisse der leichten Kerne (Be und C) dominiert.

In Abbildung 85 sind im linken Diagramm Ergebnisse für  $\sigma_{tot}(\pi^- A)$ ,  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)$  und  $\sigma_{tot}(pA)$  dieser Arbeit gegen die Massenzahl  $A$  abgetragen. Die Datenpunkte wurden mit einem  $\chi^2$ -Fit durch die Parameterisierung (170) beschrieben, wobei nur die symmetrischen Fehler  $\delta\sigma_{tot}^{(1)}$  als Gewichte in der  $\chi^2$ -Funktion benutzt wurden. Ergebnisse der erhaltenen Parameter und deren Fehler sind in Tabelle 20 angegeben. Man beachte, daß die Datenpunkte für totale Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte bei Kupfer zwar innerhalb der Fehler auf der Fitfunktion liegen, deren Zentralwerte jedoch stets oberhalb der Fitfunktion sitzen. Es wäre wünschenswert, diese Datenpunkte in einer weiteren Strahlzeit erneut und mit höherer Genauigkeit zu messen.

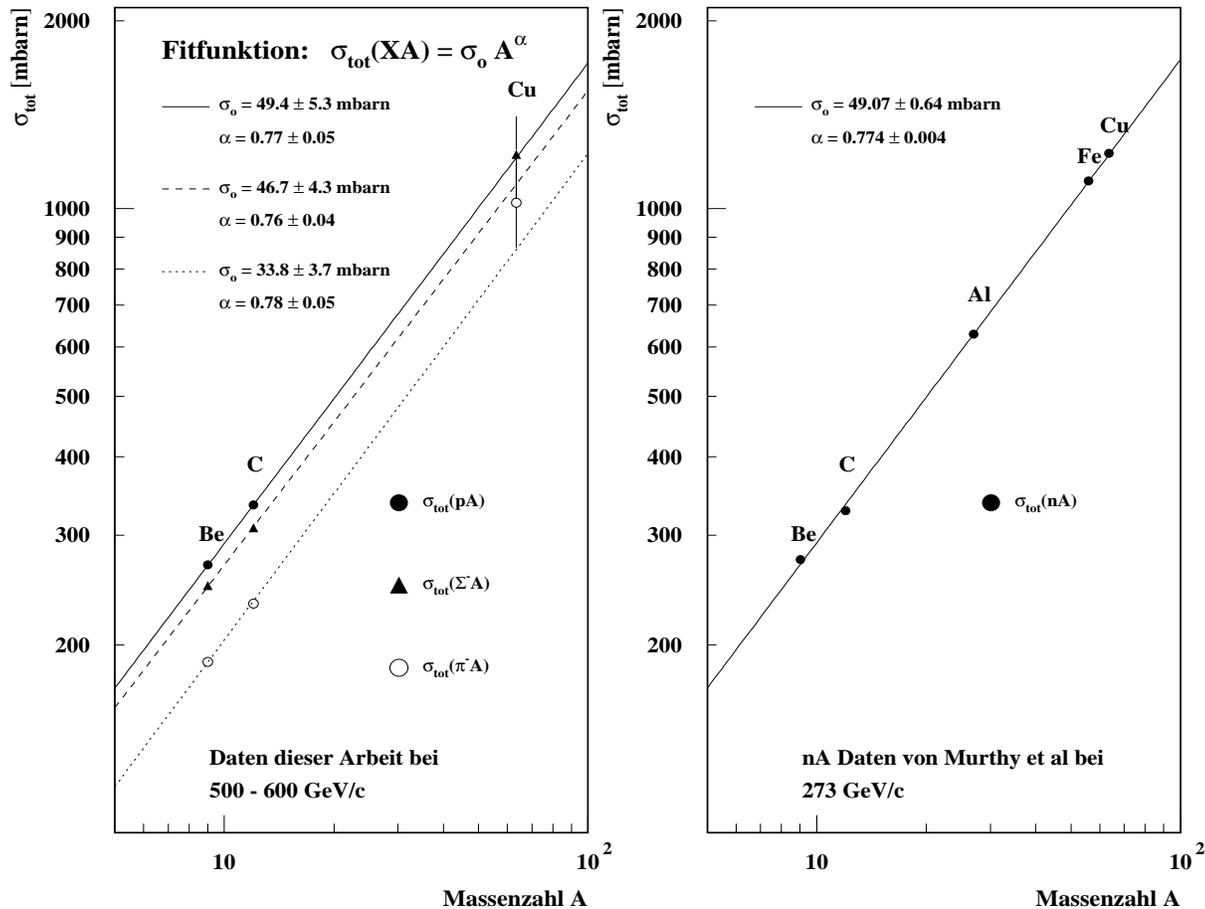


Abbildung 85: Messungen zur  $A$ -Abhängigkeit

Für einen Vergleich mit der  $A$ -Abhängigkeit von Neutron-Kern-Wirkungsquerschnitten wurden aus [Murthy75] Datenpunkte bei 273 GeV/c entnommen und ein Fit mit (170) vorgenommen. Datenpunkte und Fitfunktion sind im rechten Diagramm von Abbildung 85 dargestellt. Aus den erhaltenen Fitparametern können folgende Schlüsse gezogen werden:

1. Die Exponenten  $\alpha$  für  $nA$ -,  $pA$ -,  $\pi^- A$ - und  $\Sigma^- A$ -Wirkungsquerschnitte stimmen innerhalb deren Fehler überein. Damit wird keine signifikante Abweichung in der Zunahme von  $nA$ -Wirkungsquerschnitten mit der Massenzahl für  $\Sigma^-$ -Teichen gegenüber  $\pi^-$  und Protonen beobachtet. Für alle betrachteten Hadronen ist die Abhängigkeit des Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitts von der Massenzahl  $A$  innerhalb der Fehler gleich.
2. Der  $\sigma_o$ -Parameter für  $\sigma_{tot}(pA)$  stimmt innerhalb einer Standardabweichung mit dem  $\sigma_o$ -Parameter

für  $\sigma_{tot}(nA)$  überein, was als weiterer Konsistenztest der Messung angesehen werden kann.

- Ein Vergleich der Datenpunkte von  $\sigma_{tot}(pA)$ ,  $\sigma_{tot}(\pi^-A)$  und  $\sigma_{tot}(\Sigma^-A)$  zeigt, daß Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte für Hadronen aus zwei Valenzquarks kleiner ausfallen als bei Hadronen, die aus drei Valenzquarks aufgebaut sind. Ferner beobachtet man, daß durch den Einfluß des *strange*-Quarks  $\sigma_{tot}(\Sigma^-A)$  etwas kleiner als  $\sigma_{tot}(pA)$  ausfällt. Ein solcher Effekt wurde bereits beim Vergleich der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}(pp)$  und  $\sigma_{tot}(\Sigma^-p)$  bzw.  $\sigma_{tot}(\pi^-p)$  und  $\sigma_{tot}(K^-p)$  festgestellt und findet hiermit zum ersten Mal auch eine Bestätigung bei totalen Wirkungsquerschnitten für Kerne.

Reaktion	$\sigma_o$ [mbarn]	$\alpha$	$\chi^2/ndof$
p - A	$49.4 \pm 5.3$	$0.77 \pm 0.05$	-
$\Sigma^-$ - A	$46.7 \pm 4.3$	$0.76 \pm 0.04$	0.57
$\pi^-$ - A	$33.8 \pm 3.7$	$0.78 \pm 0.05$	1.42
Ergebnisse mit Daten von [Murthy75]			
<b>n - A</b>	$49.07 \pm 0.64$	$0.774 \pm 0.004$	7.73

Tabelle 20: Ergebnisse für Fitparameter aus der Messung der A-Abhängigkeit

### Interpretation der $\alpha$ -Exponenten

Messungen der A-Abhängigkeit von Neutron-Kern-Wirkungsquerschnitten bei Laborimpulsen im Bereich von 30 GeV/c bis 300 GeV/c in [Murthy75] zeigen, daß die Exponenten  $\alpha$  in diesem Bereich praktisch energieunabhängig sind und im Intervall [0.78, 0.76] liegen. Die gemessenen Exponenten dieser Arbeit liegen ebenfalls in diesem Intervall. Wie lassen sich diese Exponenten erklären ?

In einem einfachsten Modell würde man Kerne als schwarzen Scheiben mit Radius  $R$  betrachten, womit man für den totalen Wirkungsquerschnitt (vgl. Anhang C)

$$\sigma_{tot} = 2\pi R^2 \quad (171)$$

erhält. Mit der Abhängigkeit der Kernradien von der Kernmassenzahl  $A$ , die näherungsweise durch die Beziehung

$$R = R_o A^{1/3} \quad R_o = 1.21 \text{ fm} \quad (172)$$

beschrieben ist (vgl. [Povh96]), würde dies zu einer A-Abhängigkeit totaler Wirkungsquerschnitte führen, die durch eine Proportionalität zu  $A^{2/3}$  gekennzeichnet ist. Experimentell beobachtet man jedoch  $\alpha > 2/3$ . Eine Betrachtung von Kernen als schwarze Scheiben kann also nur näherungsweise richtig sein.

Im Fall einer total absorbierenden Scheibe erwartet man auch, daß der totale elastische Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{el}$  mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt  $\sigma_{abs}$  übereinstimmt, so daß gilt:

$$\sigma_{abs} = \sigma_{el} = \pi R^2 \quad (173)$$

Anhand der Meßergebnisse von [Belletini66] (siehe Tabelle 21) sieht man, daß bei leichten Kernen  $\sigma_{abs} > \sigma_{el}$  gilt und mit zunehmender Massenzahl diese Wirkungsquerschnitte immer ähnlicher werden. Eine Beschreibung von Kernen als schwarze Scheiben trifft offenbar nur für schwere Kerne zu. Bei leichten Kernen ist das Absorptionsverhalten im Vergleich zu einer schwarzen Scheibe verstärkt.

Um genauere Aussagen über die A-Abhängigkeit zu treffen, kann das Glaubermodell benutzt werden. In diesem Modell wird eine elastische Hadron-Kern-Streumplitude, durch Summation elastischer Streubeiträge des einlaufenden Teilchens mit Nukleonen im Kern, unter Berücksichtigung der Nukleonendichteverteilung erstellt, die durch das optische Theorem mit dem totalen Wirkungsquerschnitt in Beziehung steht.

Kern	A	$\sigma_{tot}$ [mbarn]	$\sigma_{el}$ [mbarn]	$\sigma_{abs}$ [mbarn]	$\sigma_{el}/\sigma_{abs}$
Li	6	$232 \pm 5$	38	194	0.20
Be	9	$278 \pm 4$	51	227	0.23
C	12	$335 \pm 5$	81	254	0.32
Al	27	$687 \pm 10$	215	472	0.46
Cu	63.6	$1360 \pm 20$	510	850	0.6
Pb	207.2	$3290 \pm 100$	1540	1750	0.88

Tabelle 21: Messungen totaler, elastischer und absorptiver Wirkungsquerschnitte aus [Belletini66] bei 19.3 GeV/c

Zur Untersuchung der  $A$ -Abhängigkeit mit Hilfe des Glaubermodells wurde statt des vollständigen Ausdrucks (203) zur Beschreibung totaler Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}(HA)$  mit Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{tot}(HN)$  (siehe Anhang C) dessen Näherung

$$\sigma_{tot}(HA) = 2\pi \int_0^\infty b \underbrace{\left[ 1 - e^{-\frac{1}{2}\sigma_{tot}(HN)A \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(z, \vec{b}) dz} \right]}_{\text{Konturfunktion } \Gamma(b)} db \quad (174)$$

benutzt (vgl. [Schopper74]). Mit Hilfe von Woods-Saxon- bzw. *harmonic-oscillator*-Parameterisierungen der Kerndichten aus [Jager87] und Vorhersagen für  $\sigma_{tot}(pp)$  und  $\sigma_{tot}(\pi^-p)$  bei 600 GeV/c anhand von DL-Fits aus [PDG96] wurden totale Wirkungsquerschnitte mit (174)

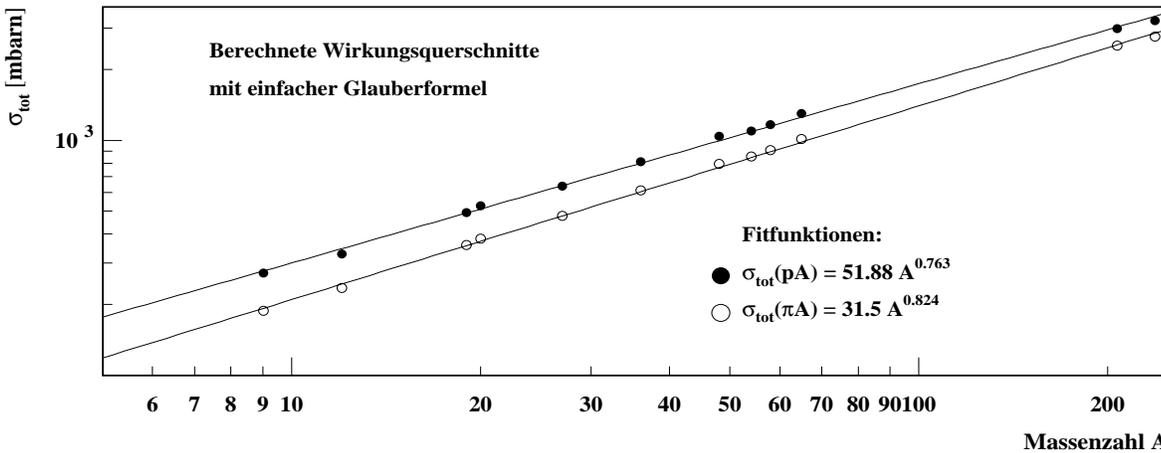


Abbildung 86: Rechenergebnisse für  $\sigma_{tot}(pA)$  und  $\sigma_{tot}(\pi A)$  bei 600 GeV/c mit dem Glaubermodell

für Protonen und Pionen berechnet. Erhaltene Datenpunkte und Fits mit (170) sind in Abbildung 86 dargestellt. Fits an die berechneten Wirkungsquerschnitte zeigen, daß durch das Glaubermodell die experimentell beobachteten Exponenten  $\alpha$  recht gut wiedergegeben werden.

Zur weiteren Erklärung sind in Abbildung 87 Konturfunktionen  $\Gamma(b)$  gegen über dem Stoßparameter  $b$  abgetragen. Diese geben den Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt bei einem bestimmten Stoßparameter an. Die Graphen von Abbildung 87 zeigen, daß leichte Kerne eine "verwaschene", gaußische Kontur haben und Maxima unterhalb von eins liegen. Mit zunehmender Kernmassenzahl wird die Kontur immer schärfer und nähert sich einer Rechteckfunktion mit Maximum bei eins an. Im Falle einer schwarzen Kugel mit Radius

$R$  ist die Konturfunktion durch eine Funktion der Form:

$$\Gamma(b) = 1 - \Theta(b - R) \quad (175)$$

gegeben.

Die experimentelle Beobachtung  $\alpha \neq 2/3$  kann mit dem Glaubermodell somit als Folge, daß Kerne als graue Scheiben mit unscharfer Kontur zu betrachten sind, interpretiert werden. Die Beobachtung  $\alpha > 2/3$  ist damit verbunden, daß mit wachsender Massenzahl einerseits die Kontur der Kerne schärfer wird und andererseits auch die Opazität der Kerne zunimmt, so daß erst im Limes unendlich schwerer Kerne eine  $A$ -Abhängigkeit proportional zu  $A^{2/3}$  zu erwarten ist (sofern für diese dann noch  $R \sim A^{1/3}$  gilt).

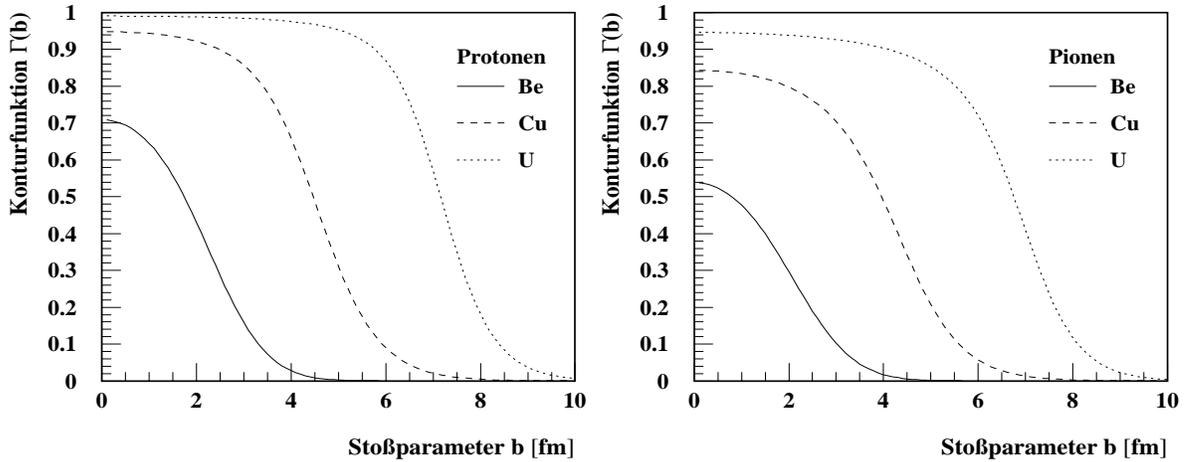


Abbildung 87: Konturfunktionen für Be, Cu und U bei Protonen und Pionen

Vergleicht man Konturfunktionen für Protonen und Pionen, so stellt man fest, daß bei fester Massenzahl, das Maximum der Konturfunktion bei Pionen kleiner als bei Protonen ist. Als Auswirkung sind auch die Fitparameter  $\sigma_o$  bei Pionen kleiner als bei Protonen. Für Protonen sieht ein bestimmter Kern sozusagen grauer aus als für Pionen. Unterschiede, die in  $\sigma_{tot}(HA)$  und  $\sigma_o$  für verschiedene Hadronen  $H$  auftreten, sind Folge unterschiedlicher Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Projektteilchen mit den Konstituenten des Kerns. Diese Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten sind, unter Vernachlässigung von Schatteneffekten, im wesentlichen durch den totalen Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitt bestimmt.

## 10.4 Verhältnisse totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte

Der Einfluß eines *strange*-Quarks im Projektihadron auf den totalen Wirkungsquerschnitt wie auch der Unterschied totaler Wirkungsquerschnitte von Mesonen ( $q\bar{q}$ -System) und Nukleonen ( $qqq$ -System) ohne *Strangeness* kann am besten durch Verhältnisse totaler Wirkungsquerschnitte angegeben werden. Dies hat den Vorteil, daß Fehler in Targetdichten vollständig herausfallen. Zudem erwartet man auch, daß weitere (auch unbekannt) systematische Fehler der Messung auf das Verhältnis weniger Einfluß haben.

Tabelle 22 enthält Ergebnisse für diese Verhältnisse. Angegebene Fehler wurden aus den symmetrischen Fehlern  $\delta\sigma_{tot}^{(1)}$  berechnet. Die Zahlenwerte innerhalb einer Tabellenspalte zeigen, daß die Verhältnisse totaler Wirkungsquerschnitte für Kohlenstoff und Beryllium innerhalb deren Fehler übereinstimmen. Innerhalb der Genauigkeit der Verhältnisse haben Größenunterschiede zwischen dem Beryllium- und dem Kohlenstoffkern offenbar keinen signifikanten Einfluß auf das Verhältnis. Zahlenwerte innerhalb einer Tabellenzeile weisen hingegen einen signifikanten Größenunterschied auf, dessen Ursache mit der Natur des Projektteilchens ( $\Sigma^-$  oder  $\pi^-$ ) verbunden ist:

$\frac{\sigma_{tot}(\Sigma^- Be)}{\sigma_{tot}(pBe)} = 0.927 \pm 0.009$	$\frac{\sigma_{tot}(\pi^- Be)}{\sigma_{tot}(pBe)} = 0.699 \pm 0.009$
$\frac{\sigma_{tot}(\Sigma^- C)}{\sigma_{tot}(pC)} = 0.920 \pm 0.015$	$\frac{\sigma_{tot}(\pi^- C)}{\sigma_{tot}(pC)} = 0.695 \pm 0.013$

Tabelle 22: Verhältnisse totaler Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte

Den  $\Sigma^-$ -Verhältnissen entnimmt man, daß durch Ersetzen eines leichten Quarks im Projektilnukleon durch ein schwereres *strange*-Quark der totale Wirkungsquerschnitt um etwa 1/10 reduziert wird. Dieser Effekt ist signifikant. Mit den berechneten Fehlern sind 5 - 8 Standardabweichungen erforderlich, um die Abweichung der gemessenen Verhältnisse von  $\sigma_{tot}(\Sigma A)/\sigma_{tot}(pA) = 1$  zu erklären. Mit dem geometrischen Modell totaler Wirkungsquerschnitte kann man dies so interpretieren, daß durch ein *strange*-Quark im Projektilhadron der effektive hadronische Radius kleiner wird.

Die  $\pi^-$ -Verhältnisse sind kleiner als  $\Sigma^-$ -Verhältnisse. Mit dem geometrischen Modell ist damit der effektive hadronische Radius von Pionen somit noch kleiner als der des  $\Sigma^-$ . Dieser Unterschied läßt sich verstehen, wenn man z.B. jedem Valenzquark einen Radius zuschreibt, der zum Gesamtradius des Hadrons beiträgt. In diesem Fall erwartet man für ein  $q\bar{q}$ -System einen kleineren Radius als für ein  $qqq$ -System.

Falls die Vorhersage des AQM-Modells zum Verhältnis  $\sigma_{tot}(\pi p)/\sigma_{tot}(pp)$  (vgl. Kapitel 2) auf Kerne übertragbar ist (indem man das Proton durch einen Kern ersetzt), so sollte gelten:

$$\frac{\sigma_{tot}(\pi A)}{\sigma_{tot}(pA)} \stackrel{?}{\approx} \underbrace{\frac{\sigma_{tot}(\pi p)}{\sigma_{tot}(pp)}}_{= \frac{2}{3}} \quad (176)$$

Vorhersage des AQM

Die absolute Abweichung der gemessenen Verhältnisse zu 2/3 entspricht nur rund 5%. Allerdings wird durch die kleinen Fehler der Verhältnisse angezeigt, daß die experimentell gemessenen Verhältnisse signifikant größer als 2/3 sind.

### 10.5 Bestimmung von $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$ und $\sigma_{tot}(\pi^- p)$ mit einer Differenzmessung

Hinsichtlich einer Messung des Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  (und auch des Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$ ) wurden bei der Datennahme unter negativen Strahlbedingungen auch Ereignisse mit einem Polyäthylentarget aufgezeichnet. Mit totalen Wirkungsquerschnitten von diesem und dem Kohlenstofftarget kann eine Bestimmung der Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  und  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  vorgenommen werden. Dazu werden die Differenzen

$$\sigma_{tot}(\Sigma^- p) = \frac{1}{2} [\sigma_{tot}(\Sigma^- CH_2) - \sigma_{tot}(\Sigma^- C)] \quad \sigma_{tot}(\pi^- p) = \frac{1}{2} [\sigma_{tot}(\pi^- CH_2) - \sigma_{tot}(\pi^- C)] \quad (177)$$

berechnet, wobei in der Fehlerrechnung nur die größeren symmetrischen Fehler  $\delta\bar{\sigma}_{tot}^{(1)}$  berücksichtigt wurden. Die Auswertung der Differenzen ergab:

$$\sigma_{tot}(\Sigma^- p)|_{595 \text{ GeV}/c} = 34.0 \pm 1.9 \text{ mbarn} \quad (178)$$

$$\sigma_{tot}(\pi^- p)|_{595 \text{ GeV}/c} = 26.2 \pm 1.9 \text{ mbarn} . \quad (179)$$

Für  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  liegen bisher nur Datenpunkte unterhalb 370 GeV/c vor. Im Bereich von  $p_{lab} = 200 - 370$  GeV/c wurden für diesen Wirkungsquerschnitt 24.19 mbarn - 25.25 mbarn gemessen (vgl. [Carroll79b]). Das Ergebnis dieser Arbeit ist innerhalb einer Standardabweichung mit diesen Zahlen verträglich.

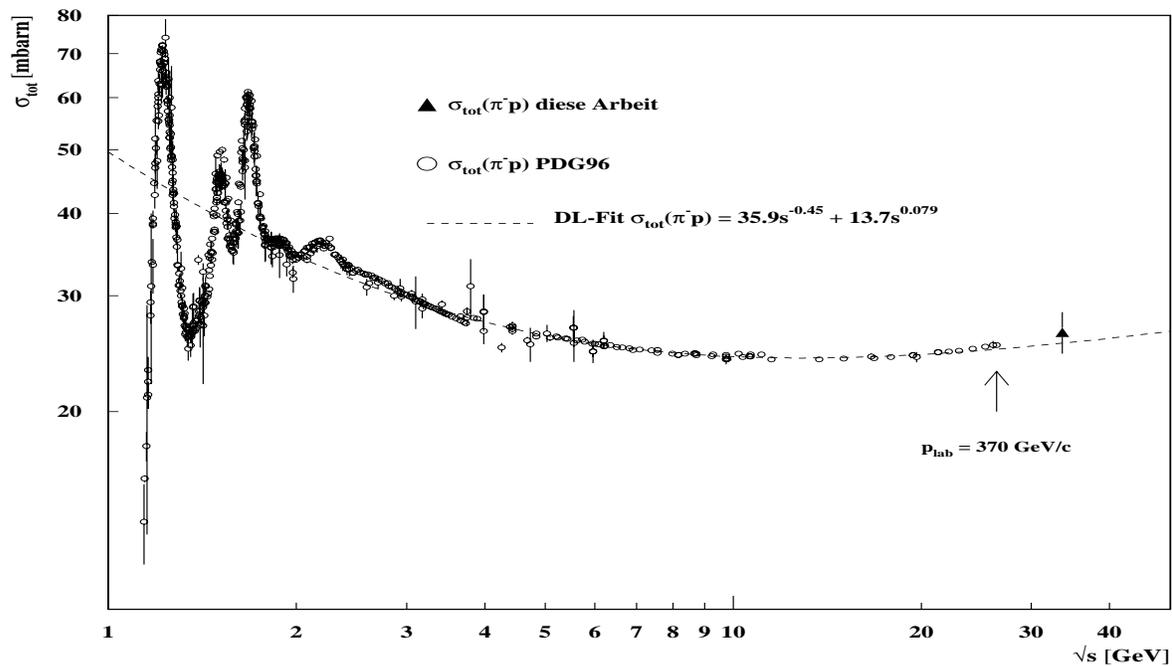


Abbildung 88: Daten für  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  aus [PDG96] im Vergleich mit dem Meßergebnis dieser Arbeit

Mit Hilfe der  $s$ -Parameterisierung (27) und Fitparametern aus [PDG96] kann der Anstieg in  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  mit wachsender Schwerpunktsenergie berücksichtigt werden. Bei der E781-Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 33.6$  GeV erhält man mit (27) einen extrapolierten Wirkungsquerschnitt von:  $\sigma_{tot}(\pi^- p) \approx 25.4$  mbarn. Auch dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis dieser Arbeit.

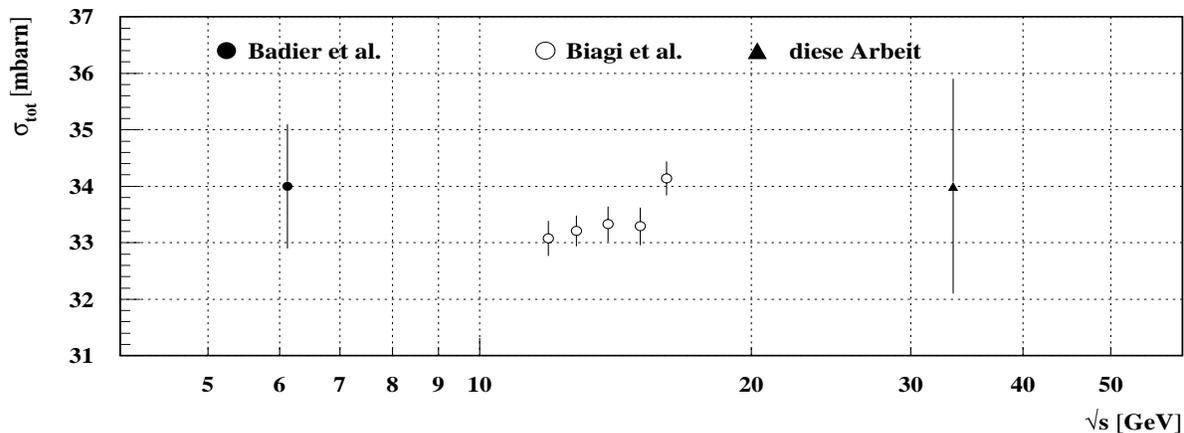


Abbildung 89: Daten für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  aus [Badier72] und [Biagi81] im Vergleich mit dem Meßergebnis dieser Arbeit

Abbildung 88 zeigt den gemessenen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  zusammen mit Messungen anderer Experimente aus [PDG96]. Es sei bemerkt, daß der DL-Fit  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  mit den Parametern aus [PDG96] keine gute Beschreibung der Datenpunkte um 370 GeV/c liefert. Die Daten zeigen hier einen stärkeren Anstieg als die Fitfunktion.

In Abbildung 89 sind Ergebnisse bisheriger Messungen für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  mit dem Ergebnis der Differenzmessung dieser Arbeit dargestellt. Auch hier zeigt sich eine Konsistenz des Datenpunkts dieser Arbeit innerhalb einer Standardabweichung mit den Resultaten von [Badier72] und [Biagi81].

**Bemerkungen:**

Der Vergleich der Ergebnisse für  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  und  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  mit Daten anderer Experimente zeigt eine Konsistenz der Datenpunkte dieser Arbeit. Allerdings zeigt z.B. ein Fehlervergleich mit Datenpunkten von Carroll et al für  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  bei 370 GeV/c, daß die Meßgenauigkeit der Differenzmessung nicht mit bisherigen Messungen konkurrieren kann. Der Datenpunkt dieser Arbeit hat eine Genauigkeit von 7.3%. Datenpunkte von Carroll et al. haben hingegen eine Genauigkeit von rund 0.3%. Im Vergleich zu direkten Messungen mit Targets aus flüssigem Wasserstoff entsteht allein durch Differenzbildung ( $\text{CH}_2 - \text{C}$ ) eine Einbuße der statistischen Genauigkeit, wohingegen der Einfluß zusätzlicher systematischer Fehler (immerhin müssen zur Differenzmessung zwei Messungen durchgeführt werden) offen ist.

Betrachtet man Datenpunkte zu  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  in Abbildung 88, so kann man nur durch deren hohe Präzision einen Anstieg im totalen Wirkungsquerschnitt mit zunehmender Schwerpunktsenergie feststellen. Es ist deshalb nicht zu erwarten, daß man mit der Präzision der Differenzmessung eine signifikante Aussage über die  $s$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  im Vergleich zu  $pp$ - oder  $\pi p$ -Wirkungsquerschnitten treffen kann.

Motiviert durch die höhere Präzision der Verhältnisse totaler Wirkungsquerschnitte aus Tabelle 22 (Fehler: 1.0% - 1.6%) wurde ein Versuch unternommen, den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  durch Verwendung dieser Verhältnisse genauer zu bestimmen (siehe nächstes Kapitel).

**10.6 Modellbeschreibung totaler Wirkungsquerschnitte von Nukleon-Kern-Reaktionen****10.6.1 Motivation**

Damit die Verhältnisse  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)/\sigma_{tot}(pA)$  zu einer Bestimmung von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  benutzt werden können, benötigt man einen mathematischen Zusammenhang  $\xi(A, \sigma_{tot}(NN))$ , mit dem sich totale Nukleon-Kern-Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}(NA)$  aus elementaren Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{tot}(NN)$  berechnen lassen

$$\xi(A, \sigma_{tot}(NN)) = \sigma_{tot}(NA) , \quad (180)$$

Verfügt man über diesen funktionalen Zusammenhang, so kann unter Kenntnis von  $\sigma_{tot}(pp)$  der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  berechnet werden, indem  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  solange variiert wird, bis die Beziehung

$$\underbrace{\frac{\sigma_{tot}(\Sigma^- A)}{\sigma_{tot}(pA)}}_{\text{Aus dem Experiment}} = \underbrace{\frac{\xi(A, \sigma_{tot}(\Sigma^- p))}{\xi(A, \sigma_{tot}(pp))}}_{\text{Modellrechnung}} \quad (181)$$

erfüllt ist. Dabei werden auf der linken Seite der Gleichung gemessene und auf der rechten Seite berechnete Verhältnisse totaler Wirkungsquerschnitte verwendet. Bei dieser Vorgehensweise ist vorausgesetzt, daß der funktionale Zusammenhang sowohl  $pA$ - als auch  $\Sigma^- A$ -Wirkungsquerschnitte mit ausreichender Genauigkeit beschreibt.

**10.6.2 Anwendung des Glaubermodells**

Ein Zusammenhang zwischen  $NN$ - und  $NA$ -Wirkungsquerschnitten wird durch das Glaubermodell (siehe Anhang C sowie [Glauber59] und [Franco72]) hergestellt. Dieses Modell wurde bereits in Kapitel 2 angesprochen und in vereinfachter Form zur Deutung der experimentell beobachteten  $A$ -Abhängigkeit bei Kernen (vgl. Kapitel 10.3) verwendet.

Rechnungen im Glaubermodell ergeben zur Beschreibung totaler Wirkungsquerschnitte den Ausdruck:

$$\sigma_{tot}(hA)^{\text{Glauber}} = 4\pi Re \left\{ \int 1 - \left[ 1 - \frac{(1 - i\rho')}{4\pi} \sigma_{tot}(hN) T(b) \right]^A b db \right\} \quad \text{mit} \quad (182)$$

$$T(b) = \int_0^\infty J_0(qb) e^{-B\frac{q^2}{2}} S(q) q dq \quad \text{und} \quad S(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr .$$

Zur Berechnung totaler Wirkungsquerschnitte mit (182) wurde die  $s$ -Abhängigkeit des Verhältnisses  $\rho' = \Re f(s, t=0) / \Im f(s, t=0)$  der  $pp$ -Streuamplitude durch die Funktion

$$\rho'(s) = \frac{a}{\sqrt{s}} + b \quad (183)$$

parameterisiert (Regge-Parameterisierung, Vorschlag von Boris Kopeliovich). Nötige Meßwerte wur-

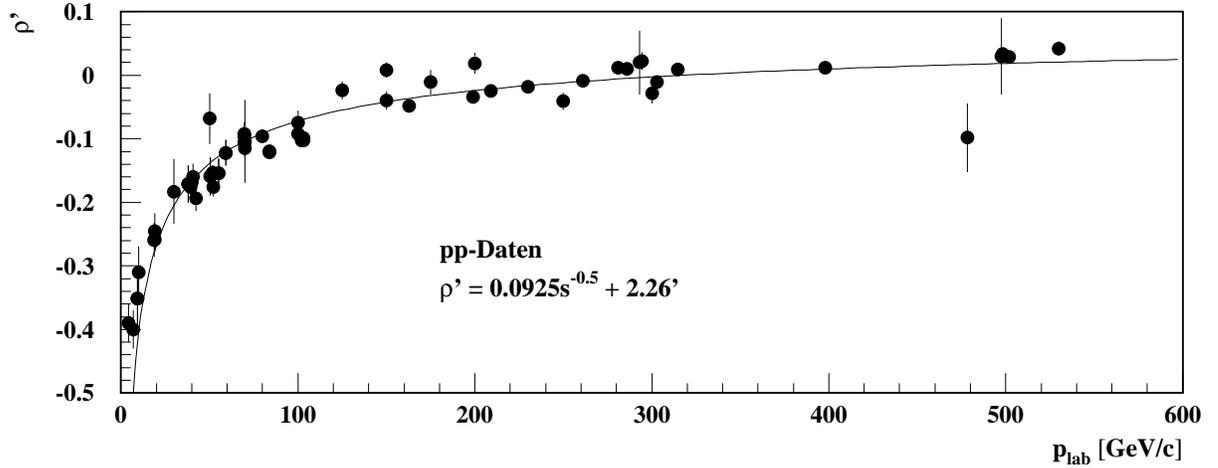


Abbildung 90: Parameterisierung von  $\rho'$  für Daten aus  $pp$ -Streuung

den von der Datenbank [HEPdata] bezogen. Diese sind zusammen mit der Fitfunktion in Abbildung 90 dargestellt. Zur Beschreibung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Nukleonen im Kern  $\rho(r)$  wurden Parameterisierungen zur Kernladungsdichteverteilung, basierend auf dem HO-Modell (Harmonic Oscillator Model) verwendet:

$$\rho(r) = \rho_o \left[ 1 + \tilde{\alpha} \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right] e^{-\left( \frac{r}{a} \right)^2} . \quad (184)$$

Diese geben Ladungsdichteverteilungen leichter Kerne (Be, C) besser wieder als die bekannten Woods-Saxon-Funktionen. Die Parameter  $\tilde{\alpha}$  und  $a$  wurden aus [Jager74] entnommen und sind in Tabelle 23 aufgeführt. Die Normierungskonstante  $\rho_o$  wurde numerisch bestimmt, so daß gilt:

$$4\pi \int_0^\infty r^2 \rho(r) dr = 1 . \quad (185)$$

Für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(pp)$  wurden entweder direkt experimentelle Daten oder Werte aus der Parameterisierung (27) verwendet. Im Gegensatz zu  $\sigma_{tot}(\pi^-p)$  ist (27) für  $\sigma_{tot}(pp)$  bei Laborimpulsen um 600 GeV/c eine gute Parameterisierung experimenteller Daten in diesem Bereich und keine Extrapolation auf einen Bereich ohne Meßpunkte.

Zunächst wurde geprüft, ob mit der Modellrechnung eine akzeptable Beschreibung von  $pA$ - und  $nA$ -Wirkungsquerschnitten für Laborimpulse oberhalb von 100 GeV/c erreicht wird. Dazu wurde (182) für sämtliche  $\sigma_{tot}(pp)$  aus [PDG96] für Beryllium und Kohlenstoff ausgewertet und mit den Daten dieser Arbeit sowie verfügbaren  $nA$ -Wirkungsquerschnitten verglichen. Alle Datenpunkte sind hierzu in den Abbildungen 91 und 92 eingetragen. Bei hohen Impulsen zeigt sich, daß die berechneten Werte oberhalb der

Kern	$\tilde{\alpha}$	$a$ [fm]
Be	0.611	1.791
C	1.067	1.687

Tabelle 23: Daten zur Parameterisierung der Nukleonendichte

Meßwerte liegen. In der Rechnung dieser Arbeit beträgt diese Diskrepanz rund 20 mbarn für  $p_{lab} > 50$  GeV/c.

### Bemerkungen:

Analoge Rechnungen wurden auch in [Murthy75] durchgeführt. Auch dort zeigte sich eine Überhöhung der Rechenergebnisse im Vergleich zu experimentellen Daten. Die Rechnung dieser Arbeit unterscheidet sich von [Murthy75] in folgenden Punkten:

- Es wird eine  $s$ -Parameterisierung für  $\rho'$  benutzt.
- Als Dichtefunktionen gehen HO-Parameterisierungen ein, wobei keine Variation von Parametern der Dichtefunktion vorgenommen wurde, um Rechenergebnisse an Daten anzupassen.
- Für  $\sigma_{tot}(pp)$  stehen, im Vergleich zu den 70-er Jahren, inzwischen Werte bei weitaus höherer Energie zur Verfügung, so daß mit (27) eine gute Beschreibung der Daten im betrachteten Impulsbereich erreicht wird. In [Murthy75] wurde hingegen eine polynomiale Parameterisierung von  $np$ - und  $nn$ -Wirkungsquerschnitten verwendet.

### 10.6.3 Berücksichtigung der *inelastic-screening*-Korrektur

Die beobachtete Diskrepanz zwischen Ergebnissen der Glauberrechnung und Datenpunkten ist keine neue Erkenntnis. Bereits in den 70-er Jahren wurde eine physikalisch begründete, sogenannte *inelastic-screening*-Korrektur eingeführt, mit der die Diskrepanzen weitgehend behoben werden. Dazu folgende Bemerkung: Im Glaubermodell werden nur elastische Streuprozesse berücksichtigt. Zwischen dem einlaufenden Hadron und einem Nukleon im Kern können aber auch inelastische Streuprozesse stattfinden, wodurch die elastische Streuamplitude geschwächt wird. Die elastische Streuung wird durch inelastische Prozesse der Art  $N + N \rightarrow N + X$  abgeschirmt (engl: *screening*). Solch inelastische Prozesse werden durch einen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt beschrieben, für den in Vorwärtsrichtung ( $t = 0$ ) und für Protonen ( $N = p$ ) in [Murthy75] folgende Parameterisierung angegeben ist:

$$\begin{aligned} \left( \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} \right)_{t=0} &= 26.470(M^2 - 1.17) - 35.969(M^2 - 1.17)^2 + 18.470(M^2 - 1.17)^3 \\ &\quad - 4.143(M^2 - 1.17)^4 + 0.341(M^2 - 1.17)^5 \quad \text{für } 1.17 < M^2 < 5(\text{GeV}/c)^2 \\ &= \frac{4.4}{M^2} \quad \text{für } M^2 > 5(\text{GeV}/c)^2 . \end{aligned} \quad (186)$$

Dabei ist  $M$  die Masse des produzierten Endzustandes  $X$ .

Mit Hilfe des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes (186) kann eine Korrektur  $\Delta\xi(A, \sigma_{tot}(pp))$  der Glauberformel (182) berechnet werden. In [Karmanov73] findet man dazu:

$$\Delta\xi(A, \sigma_{tot}(pp)) = -4\pi \int_0^\infty \int_{(m+m_\pi)^2}^{(\sqrt{s}-m)^2} \frac{d^2\sigma(t=0)}{dt dM^2} e^{-\frac{1}{2}\sigma_{tot}(pp)T(b)} |F(q_L, \vec{b})|^2 dM^2 d^2b \quad (187)$$

$$F(q_L, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(b, z) e^{iq_L z} dz \quad T(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\vec{b}, z) dz \quad (188)$$

$$q_L = (M^2 - m^2) \frac{m}{s} . \quad (189)$$

Werte der Korrektur sind negativ und werden zum Resultat aus (182) addiert. Wegen der Schwelle für Pionenproduktion wird die Korrektur erst ab  $M^2 > 1.17 \text{ GeV}^2$  wirksam. Unter Berücksichtigung der Korrektur ergibt sich zur Beschreibung von  $HA$ -Wirkungsquerschnitten der Ausdruck:

$$\sigma_{tot}(HA) \approx \xi(A, \sigma_{tot}(hN)) = \sigma_{tot}(hA)^{Glauber} + \underbrace{\Delta\xi(A, \sigma_{tot}(hN))}_{\text{inelastic-screening-Korrektur}} \quad (190)$$

Die Auswertung von (190) für sämtliche Daten zu  $\sigma_{tot}(pp)$  aus [PDG96] ergab die in Abbildung 91 und 92 blau eingezeichneten Punkte. Damit das Verhalten der berechneten  $pA$ -Wirkungsquerschnitte bei hohen Energien besser sichtbar wird, wurde zusätzlich auch die Parameterisierung von  $\sigma_{tot}(pp)$  durch (27) als Eingabe in die Rechnung benutzt und das Resultat den Datenpunkten überlagert (hellblaue Linie).

Anhand der Diagramme 91 und 92 sieht man, daß durch die Korrektur eine Beschreibung der  $nA$ - und  $pA$ -Wirkungsquerschnitte oberhalb von 6 GeV/c erhalten wird, die bei optischer Kontrolle eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messungen liefert. Eine Analyse der Rechengenauigkeit wurde nicht durchgeführt. Ebenso wurden die großen Diskrepanzen zwischen Rechenergebnissen und Datenpunkten bei Laborimpulsen unterhalb von 6 GeV/c nicht weiter verfolgt, da später nur Ergebnisse bei hohen Laborimpulsen verwendet werden.

Bei Beryllium liegen die Datenpunkte von [Murthy75] etwas oberhalb der berechneten Kurve, wodurch ein stärkerer Anstieg von  $\sigma_{tot}(nBe)$  bei hohen Energien im Vergleich zur Modellrechnung angedeutet wird. Der Eindruck wird von dem Meßpunkt dieser Arbeit kompensiert. Die  $pC$ -Wirkungsquerschnitte bei  $p_{lab} = 455 \text{ GeV}/c$  und  $500 \text{ GeV}/c$  folgen dem berechneten Verlauf von  $\sigma_{tot}(nC)$  sehr gut. Insbesondere zeigen diese Datenpunkte zusammen mit den Datenpunkten von [Murthy75] einen leichten Anstieg von  $\sigma_{tot}(nC)$  an, der mit der Rechnung verträglich ist. Man könnte dies als experimentellen Hinweis deuten, daß auch Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte bei hohen Energien ansteigen. Es wäre interessant, in einer weiteren Strahlzeit mehr Ereignisse aufzuzeichnen, um diesen Effekt genauer verifizieren zu können.

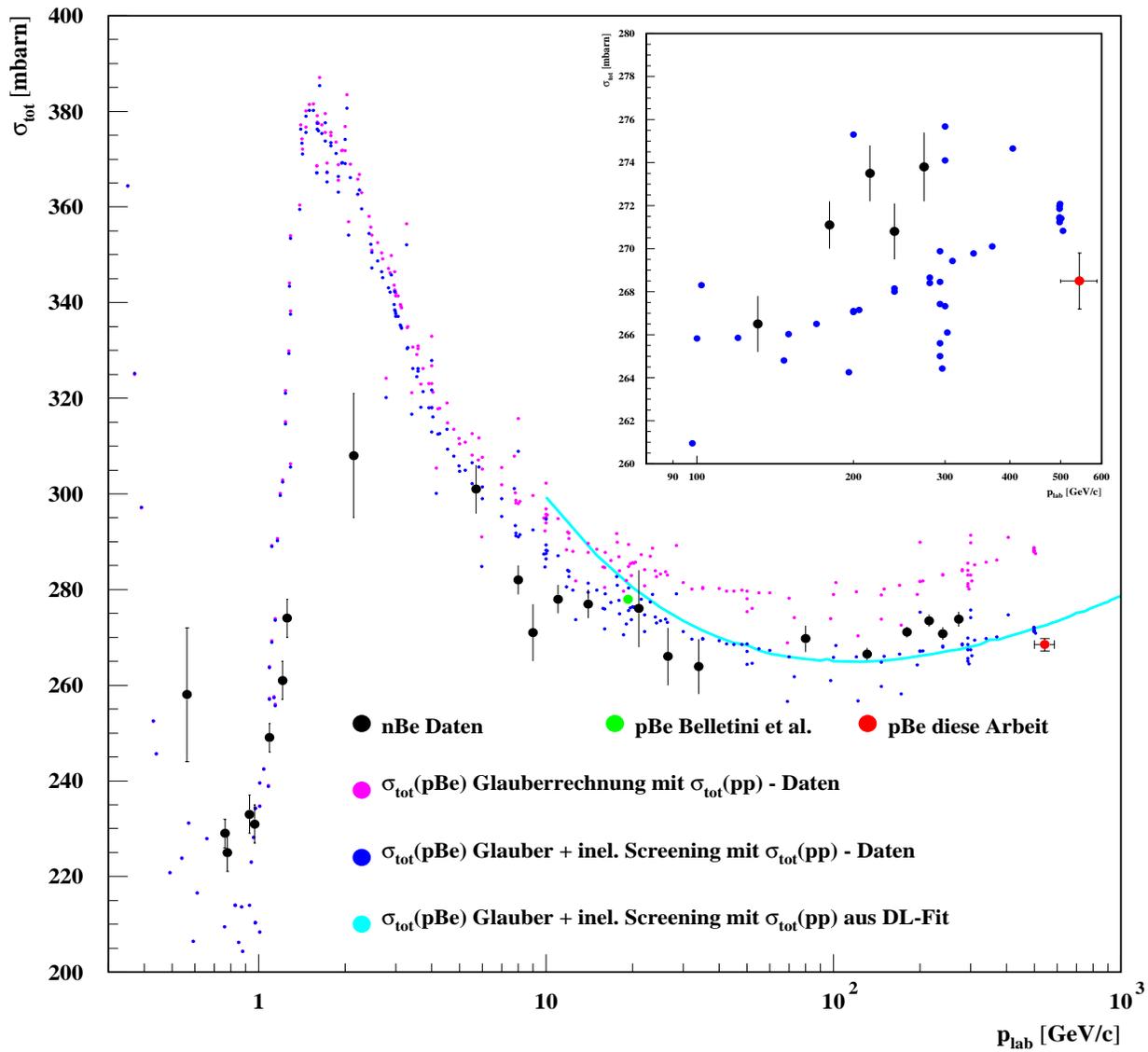


Abbildung 91:  $p_{\text{lab}}$ -Abhängigkeit von  $\sigma_{\text{tot}}(n\text{Be})$  und  $\sigma_{\text{tot}}(p\text{Be})$  mit Daten aus dieser Arbeit und [Landolt2], [Murthy75], [Engler70], [Babaev74] zusammen mit berechneten  $pA$ -Wirkungsquerschnitten

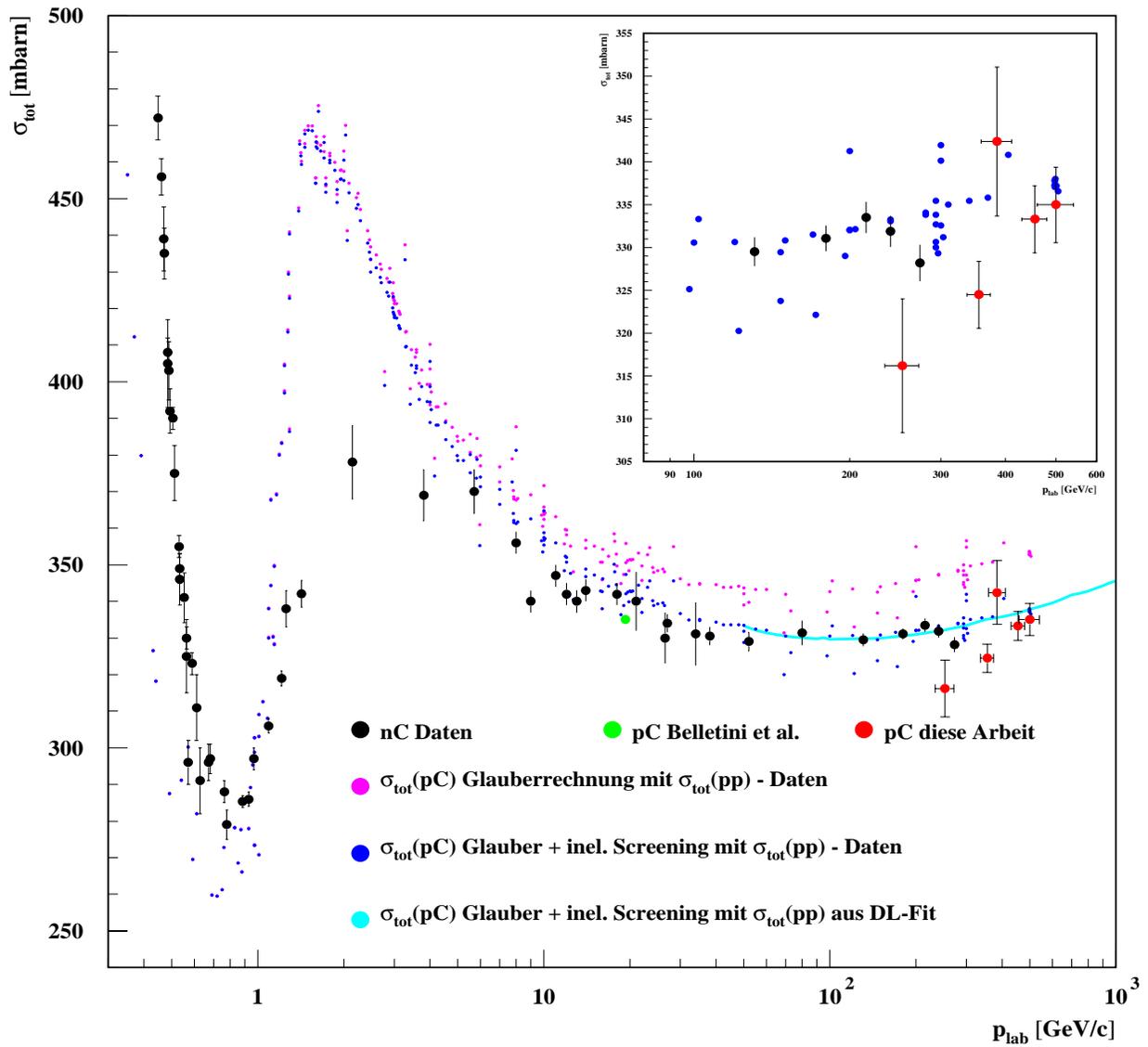


Abbildung 92:  $p_{lab}$ -Abhängigkeit von  $\sigma_{tot}(nC)$  und  $\sigma_{tot}(pC)$  mit Daten aus dieser Arbeit und [Landolt2], [Murthy75], [Engler70], [Babaev74] zusammen mit berechneten  $pA$ -Wirkungsquerschnitten

### 10.7 Bestimmung von $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$ aus Verhältnissen totaler Wirkungsquerschnitte

In den folgenden Rechnungen wurde angenommen, daß durch die Parameterisierung (186) auch Prozesse der Art  $\Sigma^- + N \rightarrow \Sigma^- + X$  mit ausreichender Genauigkeit beschrieben werden bzw. daß der Einfluß der  $A$ -Abhängigkeit dieser Korrektur auf den zu berechnenden Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  vernachlässigbar ist.

Die Messungen von  $\sigma_{tot}(pA)$  und  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)$  wurden nicht bei gleichem Strahlimpuls durchgeführt. Aus diesem Grunde wurde eine Skalierung der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}(pA)$  auf den Laborimpuls der  $\Sigma^-$ -Messung vorgenommen. Dazu wurden mit (190)  $pA$ -Wirkungsquerschnitte bei den entsprechenden Laborimpulsen berechnet und Skalierungsfaktoren  $\kappa$  über deren Verhältnisse bestimmt. Die Rechnungen ergaben die in Tabelle 24 angegebenen Ergebnisse:

Kern	$p_{lab}$ Proton-Messung	$\sigma_{tot}(pA)$ berechnet	$p_{lab} \Sigma^-$ -Messung	$\sigma_{tot}(pA) _{p_{lab} \Sigma^-}$ berechnet	Skalierung $\kappa$
Be	544 GeV/c	272.44 mbarn	635 GeV/c	273.89 mbarn	1.00532
C	500 GeV/c	337.81 mbarn	595 GeV/c	339.56 mbarn	1.00518

Tabelle 24: Zwischenergebnisse zur Skalierung der  $pA$ -Wirkungsquerschnitte auf den Laborimpuls der  $\Sigma^- A$ -Wirkungsquerschnitte

Durch Skalieren der  $pA$ -Wirkungsquerschnitte mit  $\kappa$  ergaben sich für die Verhältnisse aus Tabelle 22:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\sigma_{tot}(\Sigma^- Be)}{\sigma_{tot}(pBe)} \right)_{635 GeV/c} &= 0.922 \pm 0.009 & \left( \frac{\sigma_{tot}(\Sigma^- C)}{\sigma_{tot}(pC)} \right)_{595 GeV/c} &= 0.916 \pm 0.015 \\ \left( \frac{\sigma_{tot}(\pi^- Be)}{\sigma_{tot}(pBe)} \right)_{635 GeV/c} &= 0.695 \pm 0.009 & \left( \frac{\sigma_{tot}(\pi^- C)}{\sigma_{tot}(pC)} \right)_{595 GeV/c} &= 0.691 \pm 0.013 \end{aligned}$$

Zur Bestimmung von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  aus diesen Verhältnissen wurde (190) benutzt, um zunächst  $\xi(A, \sigma_{tot}(pp))$  für Kohlenstoff und Beryllium beim betreffenden Laborimpuls zu berechnen. Anschließend wurde das Verhältnis  $\xi(A, \sigma_{tot}(\Sigma^- N))/\xi(A, \sigma_{tot}(pp))$  erstellt und  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  so lange erhöht, bis Übereinstimmung zwischen dem berechneten Verhältnis mit Mittelwerten bzw. Fehlergrenzen der gemessenen Verhältnisse erreicht wurde. Entsprechend wurde, zum Test der Methode, auch für die Berechnung von  $\sigma_{tot}(\pi^- N)$  verfahren. Bei der Fehlerrechnung wurde angenommen, daß Modellfehler, wegen der Betrachtung eines Verhältnisses, gegenüber den experimentellen Fehlern vernachlässigbar sind. Abbildung 93 und 94 zeigen gemessene Verhältnisse zusammen mit dem berechneten Verhältnis der Wirkungsquerschnitte als Funktion von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  bzw.  $\sigma_{tot}(\pi^- N)$ . Bei dieser Methodik ergaben sich die in Tabelle 25 angegebenen Ergebnisse.

Die berechneten Wirkungsquerschnitte für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  stimmen innerhalb von rund zwei Standardabweichungen überein, wohingegen bei  $\sigma_{tot}(\pi^- N)$  eine Diskrepanz von bis zu 3.4 Standardabweichungen auftritt. Im Vergleich zu den Ergebnissen der Differenzmessung liegen die berechneten Wirkungsquerschnitte für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  um rund 3 - 4 mbarn höher als  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$ . Für Pionen beobachtet man hingegen eine gute Übereinstimmung zwischen Resultaten der Differenzmessung für  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  und berechneten Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{tot}(\pi^- N)$ . Vorausgesetzt, daß Differenzen zwischen  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  und  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  vernachlässigbar klein sind, könnte dies auf einen systematischen Fehler in der Differenzmessung für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  hinweisen.

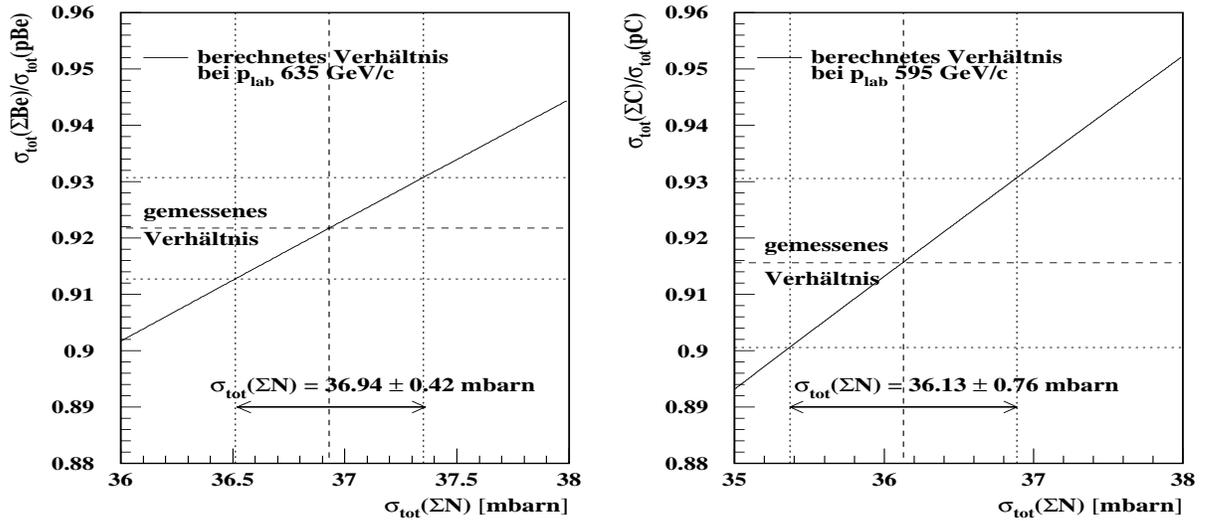


Abbildung 93: Darstellung gemessener Verhältnisse  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)/\sigma_{tot}(pA)$  zusammen mit berechneten Verhältnissen  $\xi(A, \sigma_{tot}(\Sigma^- p))/\xi(A, \sigma_{tot}(pp))$  bei Variation von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$

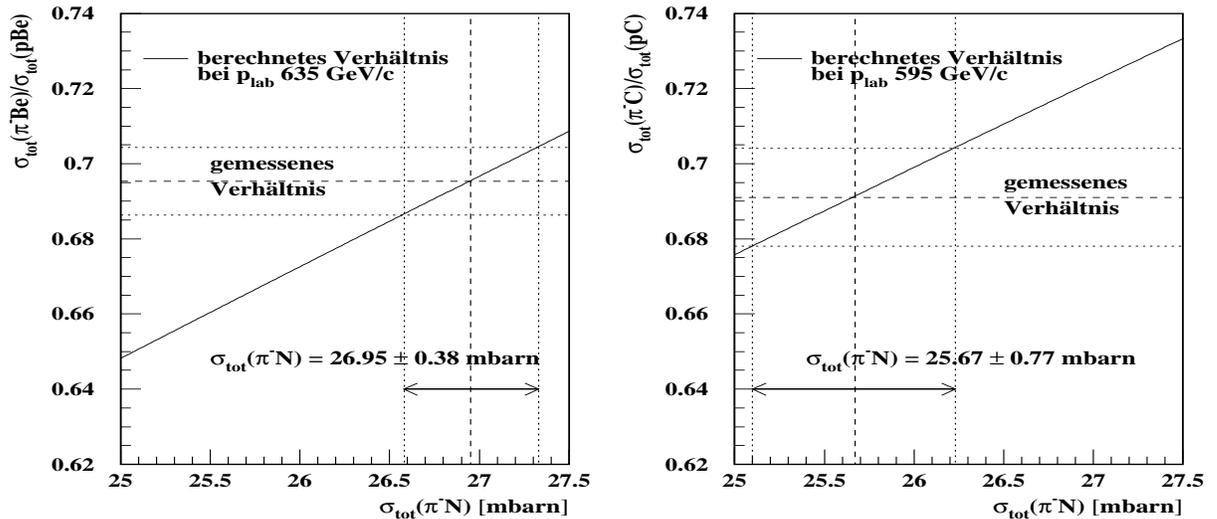


Abbildung 94: Darstellung gemessener Verhältnisse  $\sigma_{tot}(\pi^- A)/\sigma_{tot}(pA)$  zusammen mit berechneten Verhältnissen  $\xi(A, \sigma_{tot}(\pi^- p))/\xi(A, \sigma_{tot}(pp))$  bei Variation von  $\sigma_{tot}(\pi^- N)$

Kern	$\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$ berechnet	$\sigma_{tot}(\pi^- p)$ berechnet	Laborimpuls $p_{lab}$
Be	$36.93 \pm 0.42$ mbarn	$26.95 \pm 0.38$ mbarn	635 GeV/c
C	$36.13 \pm 0.76$ mbarn	$25.67 \pm 0.77$ mbarn	595 GeV/c

Tabelle 25: Totale Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  und  $\sigma_{tot}(\pi^- p)$  aus der Modellrechnung

### 10.8 Abschätzung des effektiven Pomeron-*intercepts* für $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$

Setzt man voraus, daß Unterschiede zwischen  $\Sigma^- p$ - und  $\Sigma^- N$ -Wirkungsquerschnitten vernachlässigbar klein sind, dann lohnt es sich, wegen der höheren Genauigkeit der berechneten Wirkungsquerschnitte für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  eine Abschätzung des effektiven Pomeron-*intercepts*  $\epsilon$  in (27) für  $\Sigma^- p$ -Reaktionen vorzunehmen. Dazu wurden Daten von [Biagi81] und [Badier72] zusammen mit den berechneten Wirkungsquerschnitten in einem  $\chi^2$ -Fit durch die Funktion (27) beschrieben. Da bei niederen Energien nicht genügend Datenpunkte zur Beschreibung des Reggeon-*intercepts*  $\eta$  vorhanden sind, dieser aber als ausreichend bekannt vorausgesetzt werden kann, wurde dieser Parameter auf  $\eta = 0.4678 \pm 0.0059$  im Fit fixiert (das entspricht der Angabe in [PDG96]). Der Fit wurde mit MINUIT durchgeführt, wobei ein  $\chi^2/\text{ndof}$  von 0.81 erhalten wurde. Als Fitparameter ergaben sich folgende Ergebnisse:

$$\begin{aligned}
 \text{Fitfunktion: } \sigma_{tot}(\Sigma^- p) &= Y s^{-\eta} + X s^{-\epsilon} \\
 Y &= 48.0 \pm 15.6 \text{ mbarn} \\
 X &= 17.6 \pm 2.5 \text{ mbarn} \\
 \eta &= 0.474 \pm 0.012 \\
 \epsilon &= 0.098 \pm 0.019 .
 \end{aligned}$$

Datenpunkte für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$ , die in den Fit eingingen, sind zusammen mit der DL-Fitfunktion im oberen Diagramm von Abbildung 95 dargestellt. Das untere Diagramm zeigt Ergebnisse für  $\epsilon$  aus [PDG96] zusammen mit der Abschätzung von  $\epsilon$  für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  aus dieser Arbeit.

Ein analoger Fit, der mit dem Ergebnis der Differenzmessung ausgeführt wurde, ergab hingegen ein  $\chi^2/\text{ndof}$  von 1.49, wobei der effektive Pomeron-*intercept*  $\epsilon = 0.077 \pm 0.046$  betrug. Dieser *Intercept* ist wegen seines großen Fehlers mit sämtlichen *Intercept*-Parametern aus Abbildung 95 verträglich. Der *Intercept*-Parameter, der mit berechneten  $\Sigma^- N$ -Wirkungsquerschnitten bestimmt wurde, deutet hingegen darauf hin, daß totale Wirkungsquerschnitte für  $\Sigma^- p$ -Reaktionen eher stärker als der Mittelwert  $\epsilon = 0.0790 \pm 0.0011$  ansteigen, der in [PDG96] angegeben ist. Zum Abschluß sei darauf hingewiesen, daß eine neuere Analyse zur  $s$ -Abhängigkeit der  $pp$ -Wirkungsquerschnitte in [Cudell96] einen effektiven Pomeron-*intercept* von  $\epsilon = 0.096 + 0.012 - 0.009$  ergeben hat. Die Autoren geben an, daß dieses Resultat auch ein höheres Konfidenzniveau als bisherige Angaben besitzt.

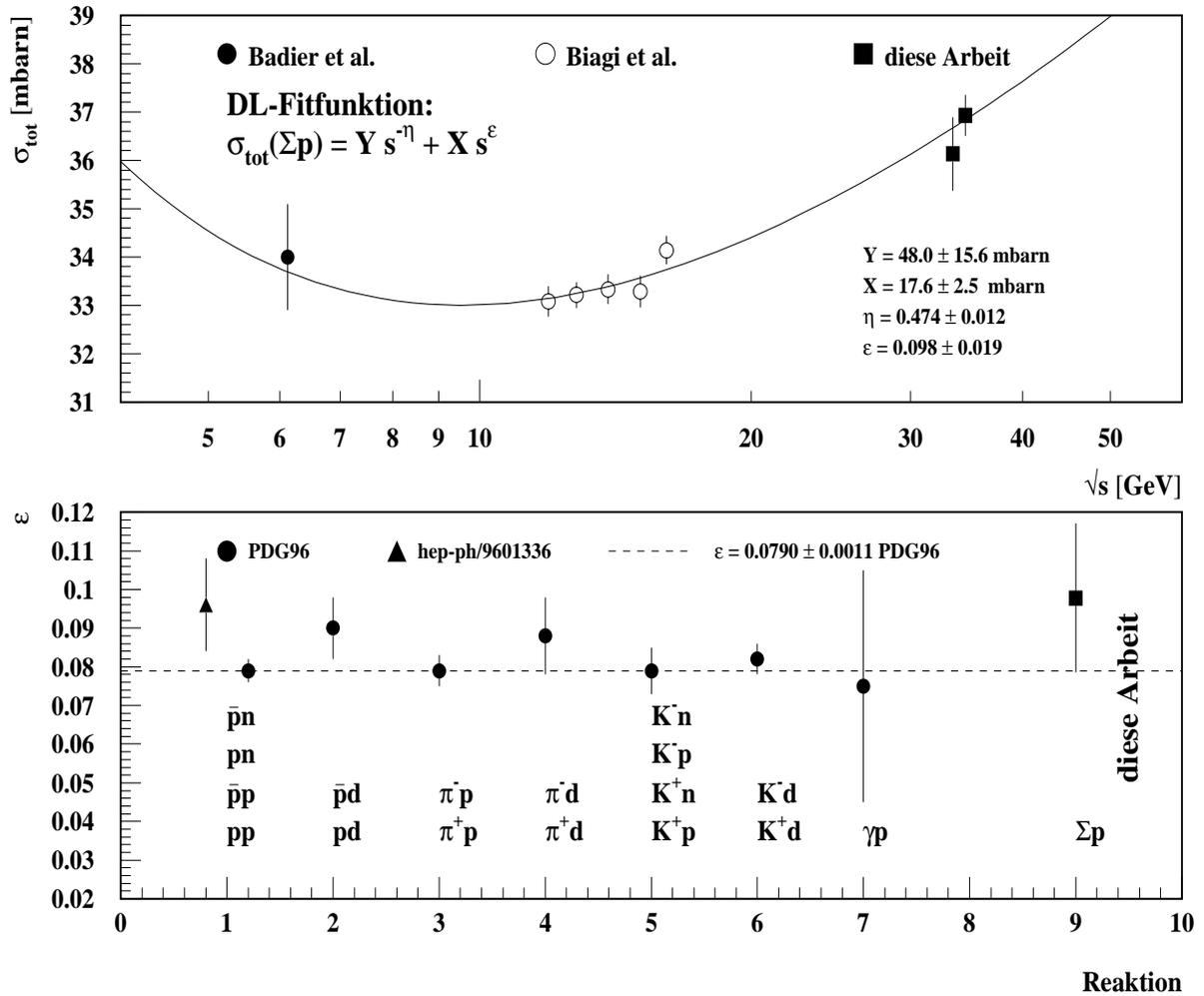


Abbildung 95: Daten für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  aus dieser Arbeit und [Badier72], [Biagi81] zusammen mit der Regge-Fitfunktion (oben). Zusammenstellung effektiver Pomeron-*intercept*-Parameter

## 11 Zusammenfassung

Grundlage dieser Arbeit war die Messung totaler Wirkungsquerschnitte von Protonen,  $\Sigma^-$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^+$  auf Kernen (und Nukleonen). Dazu wurden in speziellen Strahlperioden am Experiment E781 Ereignisse mit den Targets Beryllium, Kohlenstoff, Kupfer und Polyäthylen aufgezeichnet. Die Messung totaler Wirkungsquerschnitte wurde mit einer Transmissionstechnik durchgeführt, wozu das Konzept der Normspuren eingeführt wurde, um apparative Eigenschaften des Hyperonenstrahlexperiments am besten zu nutzen. Mit dieser Methode wurden oben genannte Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte mit einer Genauigkeit von 0.5% – 15% gemessen (siehe Tabelle 19). Mit den Meßwerten konnten folgende Aussagen gemacht werden:

1. Die Daten für  $\sigma_{tot}(pA)$  stimmen innerhalb von drei Standardabweichungen mit Daten für  $\sigma_{tot}(nA)$  aus [Murthy75] überein.
2. Messungen zur  $A^\alpha$ -Abhängigkeit von  $\sigma_{tot}(pA)$ ,  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)$  und  $\sigma_{tot}(\pi^- A)$  ergeben  $\alpha$ -Werte, die für alle betrachteten Reaktionen innerhalb der Fehler übereinstimmen.  $\alpha$ -Werte aus Neutron-Kern-Reaktionen [Murthy75] stimmen ebenfalls mit den gemessenen  $\alpha$ -Werten innerhalb der Fehler überein.
3. Gemessene Verhältnisse für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)/\sigma_{tot}(pA)$  liegen bei 0.92, wodurch sich ein reduzierender Einfluß eines *strange*-Quarks im Projektilhadron auf den totalen Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitt äußert. Verhältnisse für  $\sigma_{tot}(\pi^- A)/\sigma_{tot}(pA)$  liegen um 0.7, wodurch sich der Unterschied mesonischer zu baryonischer Systeme ohne *Strangeness* auf Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte äußert.
4. Differenzmessungen mit Daten des Kohlenstoff- und des Polyäthylentargets ergaben die Hadron-Proton-Wirkungsquerschnitte:

$$\begin{aligned}\sigma_{tot}(\Sigma^- p)|_{595\text{GeV}/c} &= 34.0 \pm 1.9 \text{ mbarn} \\ \sigma_{tot}(\pi^- p)|_{595\text{GeV}/c} &= 26.2 \pm 1.9 \text{ mbarn} .\end{aligned}$$

Diese sind innerhalb der Fehler konsistent mit bisher existierenden Daten bei ähnlichem Laborimpuls.

5. Berechnungen totaler Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte im Glaubermodell beschreiben Daten zu  $\sigma_{tot}(nA)$  und  $\sigma_{tot}(pA)$  oberhalb von 6 GeV/c sehr gut. Rechnungen in diesem Modell zur Beschreibung der gemessenen Verhältnisse von  $\sigma_{tot}(\Sigma^- A)/\sigma_{tot}(pA)$  und  $\sigma_{tot}(\pi^- A)/\sigma_{tot}(pA)$  aus Punkt 3 führen auf:

$$\begin{aligned}\sigma_{tot}(\Sigma^- N)|_{635\text{GeV}/c} &= 36.93 \pm 0.42 \text{ mbarn} && \text{(Be - Target)} \\ \sigma_{tot}(\Sigma^- N)|_{595\text{GeV}/c} &= 36.13 \pm 0.76 \text{ mbarn} && \text{(C - Target)} \\ \sigma_{tot}(\pi^- N)|_{635\text{GeV}/c} &= 26.95 \pm 0.38 \text{ mbarn} && \text{(Be - Target)} \\ \sigma_{tot}(\pi^- N)|_{595\text{GeV}/c} &= 25.67 \pm 0.77 \text{ mbarn} && \text{(C - Target)} .\end{aligned}$$

6. Messungen der  $s$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  mit Ergebnissen von [Badier72], [Biagi81] und Ergebnissen dieser Arbeit für  $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$  bzw.  $\sigma_{tot}(\Sigma^- N)$  führen auf folgende effektive Pomeron-*intercept* Parameter  $\epsilon$  in einer Parameterisierung nach Donnachie & Landshoff:

$$\begin{aligned}\epsilon &= 0.077 \pm 0.046 && \text{Mit } \sigma_{tot}(\Sigma^- p) \text{ aus der Differenzmessung} \\ \epsilon &= 0.098 \pm 0.019 && \text{Mit } \sigma_{tot}(\Sigma^- N) \text{ aus Verhältnissen berechnet} .\end{aligned}$$

## Literatur

[Akesson90] Akesson et al.

**Diffraction dissociation of nuclei in 450 GeV/c proton-nucleus collisions**

Z. Phys C 49 (1991) 355 - 366

[Allaby71] J.C. Allaby et al.

**Total Interaction Cross Sections and the Absorption Cross Sections of  $\pi^-$  and  $K^-$  Mesons and Antiprotons in the Momentum Region From 20 to 65 BeV/c**

Soviet Journal of Nuclear Physics Vol 13 , No 3 März 1971

[Alexejev86] A. N. Alexejev et al. (BIS2-Kollaboration)

JINR Rapid Communications No. 19-86 (1986)

[Amaldi64] U. Amaldi et al.

**Antiproton - Proton Total Cross - Sections between 0.575 and 5.35 GeV/c**

Il Nuovo Cimento **34**, No 4 (1964) 825 - 853

[Amaldi73] U. Amaldi et al.

**Measurement of the Proton-Proton Total Cross Section by Means of Coulomb Scattering at the CERN Intersecting Storage Rings**

Phys. Lett. B**43** (1973) 231 - 236

[Amaldi73b] U. Amaldi et al.

**The Energy Dependence of the Proton-Proton Total Cross-Section for Centre-of-Mass Energies between 23 and 53 GeV**

Phys. Lett. B **44** (1973) 112 - 118

[Amaldi78] U. Amaldi et al.

**Precision Measurement of Proton-Proton Total Cross Section at the CERN Intersecting Storage Rings**

Nucl. Phys B **145** (1978) 367ff

[Amendolia73] S. R. Amendolia et al.

**Measurement of the Total Proton-Proton Cross-Section at the ISR**

Phys. Lett. B **44** (1973) 119 - 124

[Amendolia73b] S. R. Amendolia et al.

**Total Cross-Section Measurement at the ISR**

Il Nuovo Cimento Vol. 17 A (1973) 735 - 755

[Atamantchuk97] A. Atamantchuk et al.

**Design and Performance of the Fermilab E781 (SELEX) Hardware Scatter Trigger**

erscheint demnächst in NIM

[Aubert74] J.J. Aubert et al.

**Experimental Observation of a Heavy Particle J**

Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404

[Augustin74] J.E. Augustin et al.

**Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+ e^-$  Annihilation**

Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1407

- [Babaev74] A. Babaev et al.  
**The Neutron Total Cross Section Measurements on Protons and Nuclei in the Energy Range of 28-54 GeV**  
Phys. Lett. **51** B (1974) 501 - 504
- [Badier72] J. Badier et al.  
**The  $\Sigma^- p$  and  $\Sigma^- d$  Total Cross Sections at 19 GeV**  
Phys. Lett. B **41** No 3 (1972) 387 - 392
- [Bellettini66] G. Bellettini et al.  
**Proton - Nuclei Cross Sections at 20 GeV**  
Nucl. Phys. **79** (1966) 609 - 624
- [Biagi81] S.F. Biagi et al.  
**Measurement of the Total Cross Sections of  $\Sigma^-$  and  $\Xi^-$  on Protons and Deuterons between 74 and 137 GeV/c**  
Nucl. Phys. B **186** (1981) 21
- [Biagi83] S.F. Biagi et al.  
**Measurement of the  $\Xi^- p$  Elastic Cross Section at 102 and 135 GeV/c**  
Z. Phys. C - Particles and Fields **17** (1983) 113 - 119
- [Block85] M.M. Block und R. N. Cahn  
**High-energy  $\bar{p}p$  and  $pp$  forward elastic scattering and total cross sections**  
Rev. Mod. Phys. **52** (1985) 563 - 597
- [Boehnlein91] A. Boehnlein et al.  
**Search for the  $U(3.1) \rightarrow \bar{\Lambda} p \pi$ 's from  $\bar{p}p$  interactions at 8 GeV/c**  
Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B **21** (1991) 174
- [Bourquin86] M. Bourquin et al.  
**Evidence for narrow states decaying into  $(\Lambda \bar{p} + \text{Pions})$  at 3.1 GeV/c<sup>2</sup> with charges +1, 0 and -1**  
Phys. Lett B **172** (1986) 113
- [Carroll74] A.S. Carroll et al.  
**Total Cross Sections of  $p$  and  $\bar{p}$  on Protons and Deuterons between 50 and 200 GeV/c**  
Phys. Rev. Lett Vol 33, No 15 (1974) 928-931
- [Carroll79] A.S. Carroll et al.  
**Absorption Cross Sections of  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$  and  $\bar{p}$  on Nuclei between 60 and 280 GeV/c** Phys. Lett. B **80** (1979) 319 - 322
- [Carroll79b] A.S. Carroll et al.  
**Total Cross Sections of  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$  and  $\bar{p}$  on Protons and Deuterons between 200 and 370 GeV/c**  
Phys. Lett. B **80** (1979) 423 - 427
- [Collins] P. D. B. Collins  
**An Introduction to Regge Theory and high Energy Physics**  
Cambridge University Press ISBN 0 521 21245 6
- [Cudell96] J.R. Cudell, K. Kang, S.K. Kim  
**Bounds of the Soft Pomeron Intercept**  
hep-ph/9601339

- [Denisov73] S. P. Denisov et al.  
**Absorption Cross Sections for Pions, Kaons, Protons and Antiprotons on Complex Nuclei in the 6 to 60 GeV/c Momentum Range**  
Nucl. Phys. B **61** (1973) 62 - 76
- [Dersch95] U. Dersch  
**Bau eines Übergangsstrahlungsdetektors mit Gasmikrostreifendetektoren**  
Diplomarbeit von Uwe Dersch 1995
- [Dersch96] U. Dersch et al.  
**Memorandum for the measurement of the total cross section  $\Sigma^- - p$  at SELEX**  
25. Oktober 1996
- [Dosch93] H.G. Dosch, E. Ferreira  
**Gluon Condensate and High-Energy-Scattering**  
CERN-TH.6945/93 Juli 1993
- [Dosch94] H.G.Dosch, E. Ferreira, A. Krämer  
**Non-Perturbative QCD Treatment of High-Energy Hadron-Hadron Scattering**  
hep-ph/9405237 5. Mai 1994
- [Dosch95] H. G. Dosch, M. Rueter  
**SU(3) flux tubes in a model of the stochastic vacuum**  
Z. Phys. C **66** (1995) 245 - 252
- [Donnachie86] A. Donnachie, P. V. Landshoff  
**Dynamics of Elastic Scattering**  
Nucl. Phys. B **267** (1986) 690 - 701
- [Donnachie92] A. Donnachie, P. V. Landshoff  
**Total cross sections**  
Phys. Lett. B **296** 227 - 232
- [Dubovikov77] M.S. Dubovikov, B.Z. Kopeliovich, L.I. Lapidus, K.A. Ter-Martirosyan  
**Dynamics of Froissarons in High-Energy Physics**  
Nucl. Phys. B **123** (1977) 147 - 172
- [Durucan96] E. Durucan  
**Aufbau und Test von doppelseitigen Mikrostreifendetektoren für SELEX**  
Diplomarbeit 1996
- [E761] Die E761-Kollaboration  
**Hyperon Radiative Decays**  
FERMILAB PROPOSAL 761 3. April 1985
- [Eden66] R. J. Eden  
**Use of Unitarity in Proving Pomerantchuk's Theorem on Cross Sections at High Energies**  
Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 39 - 41
- [Engelfried97] J. Engelfried et al.  
**The E781 (SELEX) RICH Detector**  
Fermilab-Conf-97/210-E

- [Engler70] J. Engler et al.  
**Neutron-Nucleus Total Cross-Sections between 8 GeV/c and 21 GeV/c**  
Phys. Lett. **32 B** (1970) 716 - 719
- [Eschrich98] I. Eschrich  
**Measurement of the  $\Sigma^-$  Charge Radius at the Fermilab Hyperon Beam**  
Doktorarbeit von Ivo Eschrich 1998
- [Fabjan81] C. W. Fabjan et al.  
**Practical Prototype of a Cluster-Counting Transition Radiation Detector**  
Nucl. Inst. and Meth. **185** (1981) 119-124
- [Fajardo81] L.A. Fajardo et al.  
**Real part of the forward elastic nuclear amplitude for  $pp$ ,  $p\bar{p}$ ,  $\pi^+p$ ,  $\pi^-p$ ,  $K^+p$ , and  $K^-p$  scattering between 70 and 200 GeV/c**  
Phys. Rev. D **24** (1981) 46 - 64
- [Forshaw] J. R. Forshaw und D. A. Ross  
**Quantum Chromodynamics and the Pomeron**  
Cambridge Univesity Press ISBN 0-521-56880-3
- [Franco66] V. Franco und R.J. Glauber  
**High-Energy Deuteron Cross Sections**  
Phys. Rev. **142** (1966) 1195 - 1214
- [Franco72] V. Franco  
**High-Energy Neutron-Nuclei Total Cross Sections**  
Phys. Rev. C **6** (1972) 748 - 757
- [Froissart61] M. Froissart  
**Asymptotic Behaviour and Subtractions in the Mandelstam Representation**  
Phys. Rev. **123** (1961) 1053 - 1057
- [Galbraith69] W. Galbraith  
**Hadron-nucleon total cross sections at high energies**  
Rep. Prog. Phys. **32** (1969) 547 - 606
- [Giacomelli76] G. Giacomelli  
**Total Cross Sections and Elastic Scattering at High Energies**  
Phys. Rep. **23** (1976) 123 - 235
- [Glauber55] R.J. Glauber  
**Cross Sections in Deuterium at High Energies**  
Phys. Rev **100** (1955) 242 - 248
- [Glauber59] R.J. Glauber  
**High-Energy Collision Theory**  
Boulder Lectures 1959 315 - 413
- [Glauber70] R.J. Glauber und G. Matthiae  
**High-energy Scattering of Protons by Nuclei**  
Nucl. Phys. B **21** (1970) 135 - 157

- [Gorin72] Yu. P. Gorin et al.  
**Total Cross Sections for Interactions of  $\pi^+$ ,  $K^+$ , and Protons with Protons and Deuterium in the momentum range 15-60 GeV/c**  
Sov. J. Nucl. Phys. **14** (1972) 560 - 564
- [Heidrich96] M. Heidrich  
**Entwicklung eines Übergangsstrahlungszählers basierend auf Gasmikrostreifendetektoren zur ersten Untersuchung von  $\Sigma^- - e^-$ -Streuung am Hyperonenstrahl des CERN**  
Doktorarbeit von Matthias Heidrich 1996
- [HEPdata] HEPDATA: REACTION DATA Database  
<http://durpdg.dur.ac.uk/HEPDATA/REAC>
- [H-note 574] K. Königsmann, S.Paul, B.Povh  
**Electromagnetic radii of Hyperons using SELEX**  
HNOTE 574 19. Juli 1993
- [H-note 661] K. Königsmann, S. Masciocchi, K. Vorwalter  
**The Large Angle Silicon Detectors (LASD) for E781**  
HNOTE 661 14. Januar 1994
- [H-note 671] M.A. Moinester  
**Two - Meson and Multi - Pion final States from 600 GeV/c Pion Interactions**  
HNOTE 671 20 Mai 1994
- [H-note 676] A. Kulyavtsev, P. Cooper, A. Kozhevnikov, J. Russ  
**E781 Hardware Trigger Preliminary Design**  
HNOTE 676 5. Mai 1994
- [H-note693] J. Langland  
**Hyperon Beam Flux Parameterization for E781, Based on E497 Data**  
HNOTE 693 20. Juni 1994
- [H-note 706] M.A. Moinester  
**Pion and Sigma Polarizabilities and Radiative Transitions**  
HNOTE 706
- [H-note 708] M.A. Moinester, D.Ashery, L.G. Landsberg, H.J. Lipkin  
**Pentaquark Search with Energetic Hadron Beams**  
HNOTE 708 Juli 1994
- [H-note 715] L.G. Landsberg, V.V. Molchanov  
**Proposal of the Search for Cryptoexotic Strange Baryons with Additional Hidden Strangeness in Hyperon Beam of Fermilab Experiment E781**  
HNOTE 715 21 Dezember 1994
- [H-note 718] P. Cooper, J. Grunhaus and J. Russ  
**Search for Doubly Charmed Baryons Using 600 GeV/c Hyperon and Pion Beams**  
HNOTE 718
- [H-note 746] N. Bondar, V. Gratchev, O. Kiselev, V. Mylnikov, M. Svoiski, N. Terentyev, L. Uvarov  
**E781 Beam Transition Radiation Detector**  
HNOTE 746 6. August 1995

- [H-note 748] A. Antonov et al.  
**Geometry of the Assembled E781 Photon 1, 2 Detectors**  
HNOTE 748 18. August 1995
- [H-note 756] A. Kushnirenko, M. Mattson, J. Russ  
**Geometry of the Vertex SSD**  
HNOTE 756 31. Oktober 1995
- [H-note 757] A. Penzo et al.  
**RMH System and the Accompanying Chambers in E781**  
HNOTE 757 8. Mai 1996
- [H-note 760] P. Cooper  
 $\Lambda_c^+ \rightarrow p K \pi$  **Mass Resolution**  
HNOTE 760 29. Oktober 1995
- [H-note 781] J. Russ et al.  
**A Proposal To Construct -SELEX- Segmented Large-X Baryon Spectrometer**  
HNOTE 781 8. November 1987
- [H-note 784] *The beam physics group of E781*  
**Status of the E781 Beam Physics**  
HNOTE 784 12. April 1997
- [H-note 789] V. Steiner  
**Survey of E781 detectors along PC4 hyperon beam**  
HNOTE 789 10. Juni 1997
- [H-note 803] U. Dersch, I. Eschrich, H. Krüger, J. Simon, K. Vorwalter  
**The Hadron-Electron Elastic Scattering Trigger**  
HNOTE 803 21. Dezember 1997
- [H-note 804] U. Dersch et al.  
**Mechanical Design of the Large Angle Silicon Detectors**  
HNOTE 804 23. Januar 1998
- [Hofstadter] R. Hofstadter  
**Electron scattering and Nuclear and Nucleon Structure**  
W.A. Benjamin, INC. 2465 Broadway, New York 25
- [Hüfner88] J. Hüfner und B. Povh  
**The Logarithmic Rise with energy of Hadron-Proton Total Cross Sections and Slope Parameters**  
Phys. Lett. B **215** (1988) 772 - 776
- [Jager74] C. W. De Jager et al.  
**Nuclear Charge- and Magnetization-Density-Distribution Parameters from elastic Electron Scattering**  
Atomic Data and Nuclear Data Tables **14** (1974) 479-508
- [Jager87] C. W. De Jager et al.  
**Nuclear Charge-Density-Distribution Parameters from elastic Electron Scattering**  
Atomic Data and Nuclear Data Tables **36** (1987) 495-536

- [Karmanov73] V.A. Karmanov u. L.A. Kondratyuk  
**Inelastic Screening in Scattering of high-energy Nucleons by complex nuclei**  
JETP Lett. **18** (1973) 266 - 268
- [Kaufmann89] W.B. Kaufmann und W.R. Gibbs  
 **$K^+$  - nucleus total cross section analysis**  
Phys. Rev. C **40** (1989) 1729 - 1735
- [Kohlrausch] F. Kohlrausch  
**Praktische Physik 3 Tafeln**  
S. 58 Teubner Verlag
- [Krauss92] R.A. Krauss et al.  
 **$K^+$  total cross sections on  $^{12}\text{C}$  and medium effects in nuclei**  
Phys. Rev. C **46** (1992) 655 - 666
- [Krüger96] H. Krüger  
**Multiplizitätstrennung mit dem Wechselwirkungszähler im SELEX - Experiment**  
Diplomarbeit November 1996
- [Lach79] J. Lach, L. Pondrom  
**Hyperon Beam Physics**  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **29** (1979) 203 - 242
- [Landolt1] Landolt-Börnstein  
**Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology**  
Volume 6: Properties and Production Spectra of Elementary Particles  
Springer-Verlag 1972
- [Landolt2] Landolt-Börnstein  
**Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik**  
Volume 7: Elastische und Ladungsaustausch-Streuung von Elementarteilchen  
Springer-Verlag 1973
- [Levin65] E.M. Levin und L.L. Frankfurt  
**The Quark Hypothesis and Relations between Cross Sections at High Energies**  
JETP Lett. (1965) 65 - 67
- [Lipkin94] H. J. Lipkin  
**The Levin-Frankfurt additive quark model revisited - new insights into QCD ?**  
Phys. Lett. **B 335** (1994) 500 - 505
- [Locher67] M.P. Locher  
**Relativistic Treatment of Structure in the Coulomb Interference Problem**  
Nucl. Phys. B **2** (1967) 525 - 531
- [Luk89] Kam-Biu Luk  
**Strangeness Production in High Energy Proton-Nucleus Collision**  
Fermilab-Conf-89/40
- [Masciocchi96] S. Masciocchi  
**Silicon microstrip detectors and the measurement of lifetimes of charmed hadrons**  
Doktorarbeit 1996

- [Mathew97] P. Mathew  
**Construction and evaluation of a High Resolution Silicon Microstrip Tracking Detector and Utilization to Determine Interaction Vertices**  
Doktorarbeit 1997
- [Martin82] A. Martin  
**What do we Learn From Proton-Antiproton Diffractive Scattering at the CERN Colliders**  
Z. Phys. C **15** (1982) 185 - 191
- [Meier95] Dirk Meier  
**Aufbau des Wechselwirkungszählers für den Trigger im E781 / SELEX - Experiment**  
Diplomarbeit 1995
- [Murthy75] P.V.R. Murthy et al.  
**Neutron Total Cross Sections on Nuclei at Fermilab Energies**  
Nucl. Phys. B **92** (1975) 269 - 308
- [Nachtmann90] O. Nachtmann  
**Considerations Concerning Diffraction Scattering in Quantum Chromodynamics**  
Ann. Phys. **209** (1991) 436 - 478
- [Nachtmann96] O. Nachtmann  
**High Energy Collisions and Nonperturbative QCD**  
hep-ph/9609365
- [Nathan] Nathn, W. Dean  
**Introduction to the Strong Interactions**  
ISBN 0677027508
- [PDG96] The American Physical Society  
**Review of Particle Properties**  
Phys. Rev. D (1996)
- [Pomerantchuk56] I. Ya. Pomerantchuk  
JETP **3** (1956) 306
- [Povh87] B. Povh und J. Hüfner  
**Geometric Interpretation of Hadron-Proton Total Cross Sections and a Determination of Hadronic Radii**  
Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1612 - 1615
- [Povh91] B. Povh  
**Hadronic Radii**  
Nucl. Phys. A **532** (1991) 133 - 140
- [Povh96] Povh, Rith, Scholz, Zetsche  
**Teilchen und Kerne**  
Springer Verlag ISBN 3-540-61737-X
- [Povh98] B. Povh  
**Hadron Interactions Hadron Sizes**  
Vortrag bei *14th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Snowbird, UT, 31 Jan - 7 Feb 1998* e-Print  
Archive: hep-ph/9806379

- [Regge59] T. Regge  
**Introduction to Complex Orbital Momenta**  
Il Nuovo Cimento **14** (1959) 951ff
- [Schiz79] A.M. Schiz  
**Hadron - Nucleus scattering at 70, 125 and 175 GeV/c and a High Statistics Study of Hadron - Proton Elastic Scattering at 200 GeV/c**  
Doktorarbeit Yale University (USA) Dezember 1979
- [Schiz80] A.M. Schiz et al.  
**Hadron - nucleus elastic scattering at 70, 125, and 175 GeV/c**  
Phys. Rev. D **21** (1980) 3010 - 3022
- [Schiz81] A.M. Schiz et al.  
**High-statistics study of  $\pi^+p$ ,  $\pi^-p$ , and  $pp$  elastic scattering at 200 GeV/c**  
Phys. Rev. D **24** (1981) 26 - 44
- [Schopper74] H. Schopper  
**The investigation of nuclear structure by scattering processes at high energies**  
Proceedings of the International School of Nuclear Physics, Erice, 22 September-1 October 1974.  
North-Holland Publishing company
- [Siebert] H. W. Siebert et al.  
**Evidence for the U(3100) and related states**  
Nucl. Phys. B **21** (1991) 183 - 186
- [Simon96] J. Simon  
**Doppelseitige Silizium-Mikrostreifendetektoren mit nullunterdrückter Auslese für das SELEX-Experiment**  
Diplomarbeit 1996
- [Vorwalter98] K. Vorwalter  
**Determination of the Pion Charge Radius with a Silicon Microstrip Detector System**  
Doktorarbeit 1998
- [West68] G.B. West and D.R. Yennie  
**Coulomb Interference in High - Energy Scattering**  
Phys. Rev. **127** (1968) 1413 - 1422
- [Yodh70] G. B. Yodh  
**Evidence for Rapidly Rising  $p$ - $p$  Total Cross Sections from Cosmic-Ray Data**  
Phys. Rev. Lett. **24** (1970) 1005

## Abbildungsverzeichnis

1	Verhalten totaler Wirkungsquerschnitte von $pp$ , $\bar{p}p$ , $\pi^+p$ und $\pi^-p$ bei hohen Energien (aus [PDG96]). Überlagert sind Regge-Fits mit Funktion (27) zur Beschreibung der $s$ -Abhängigkeit	3
2	Abhängigkeit einiger $nA$ -Wirkungsquerschnitte vom Laborimpuls $p_{lab}$ (linkes Diagramm) und von der Massenzahl $A$ bei festem Laborimpuls (rechtes Diagramm) (Daten aus [Murthy75] und [Landolt2])	4
3	Chew-Frautschi-Diagramm	9
4	Die Parameter $\epsilon$ und $\eta$ im Regge-Fit mit (27) an verschiedene totale Wirkungsquerschnitte (Daten aus [PDG96])	11
5	Wechselwirkung zweier Hadronen im geometrischen Modell	12
6	Quark-Quark-Streuung	14
7	Daten für $\sigma_{tot}(\Sigma^-p)$ und Regge-Fits	17
8	Die Beschleunigeranlage am FNAL	21
9	Der Strahlkanal um das Produktionstarget	22
10	Aufbau des Strahlspektrometers und des Vertexspektrometers	24
11	Aufbau des Experiments E781 in der Strahlzeit 1996 - 1997	25
12	Schematischer Aufbau eines TRD-Moduls	26
13	BTRD-Spektren bei negativen und bei positiven Strahlbedingungen	27
14	Aufbau des M1-Spektrometers	28
15	Aufbau einer LASD-Station	29
16	Aufbau des M2-Spektrometers	30
17	Aufbau des M3-Spektrometers	31
18	Das Triggerschema und die angeschlossenen Detektoren	32
19	Position und Geometrie der Trigger Szintillatoren in x- und y-Projektion	33
20	Die Struktur der E781-DAQ	35
21	Schema eines idealisierten Transmissionsexperiments	37
22	Qualitativer Verlauf partieller Wirkungsquerschnitte und Wirkung von Korrekturen	43
23	Das "klassische" Transmissionsexperiment	45
24	Das Spektrometer zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte	49
25	Maße der Targethalterung	53
26	Überprüfung der Targetposition durch rekonstruierte Wechselwirkungspunkte im Kreuztarget	53
27	Cluster- und Spurmultiplicität in den BSSDs bei verschiedenen T0-Raten	55
28	Untersuchungen zur Normspurausbeute als Funktion der T0-Rate	57
29	Abhängigkeit der mittleren Ereignisgröße von der T0-Triggerrate	58
30	Optimierung der Protonenstrahlposition auf das Hyperonenproduktionstarget durch Variation der Magnetströme in PC3V und PC3H1	60
31	Vergleich der totalen Treffermultiplicitäten in den BSSDs und VSSDs bei der Datannahme für die Messung der totalen Wirkungsquerschnitte und den Verhältnissen in den Testdaten vom 22. März (RUN 7737 und RUN 10454)	61
32	Struktur des Rohdatenproduktionsprogramms xsecprog.exe	65
33	Spurrekonstruktion im Strahlspektrometer	65
34	Der Relaxationseffekt in den LASD-DSD-Detektoren. Abgetragen ist die totale Treffermultiplicität aller x-LASD-Ebenen gegenüber ihrer zeitlichen Position im <i>Spill</i>	66
35	Aufschlüsselung von Verlusten bei der Rekonstruktion von Normspuren am Beispiel von RUN 10485	67
36	Qualitätseigenschaften der Normspuren am Beispiel von RUN 10485	68
37	Spurrekonstruktion im Vertexspektrometer	69

38	Übersicht der Anteile einzelner Vertexstrategien an der Rekonstruktion von Vertexspuren am Beispiel von RUN 10485 . . . . .	70
39	Qualitätseigenschaften der rekonstruierten Vertexspuren (RUN 10485) . . . . .	70
40	Streuwinkel zwischen der Normspur und der Vertexspur gegenüber der z-Position des Streueignis (RUN 10485). Erklärung siehe Text. . . . .	71
41	A: Monte Carlo Simulation der Winkelauflösung von Strahl- und Vertexspektrometer B: rekonstruierte Streuwinkelverteilung generierter Ereignisse unter 0 mrad Streuwinkel . . . . .	71
42	Verteilung der minimalen Spurabstände $r_{dist}$ für Vertex- und M1-Spuren sowie für M1- und M2-Spuren (RUN 10485) . . . . .	72
43	Aufschlüsselung von Ineffizienzen bei der Spuranbindung vor (gestrichelt) und nach (schattiert) Aufruf von recovery . . . . .	73
44	x-Position durch recovery rekonstruierter M2-Segmente . . . . .	75
45	Anordnung zur Datenproduktion . . . . .	77
46	Stabilität der Produktionsparameter $P_{norm}$ , $P_{norm-vx}$ und $P_{norm-vxm1m2}$ . . . . .	80
47	Stabilität des Baryonensignals BTRD( $\leq 5$ ) und des Mesonensignals BTRD( $\geq 8$ ) bei negativen Strahlbedingungen für ausgewählte RUNs (lila Kästen) und nach Kriterium 2 verworfene RUNs blauer Kasten . . . . .	81
48	Ratenabhängigkeit der Rekonstruktionsparameter $P_{norm}$ , $P_{norm-vx}$ und $P_{norm-vxm1m2}$ und die Abhängigkeit der Differenzen in $P_{norm-vxm1m2}$ zwischen Voll- und Leertargetmessungen von der nuklearen Wechselwirkungslänge des Targets . . . . .	82
49	(oben) Differenz $\Delta$ zwischen vorhergesagter und gefundener Trefferposition für y-LASD-Detektoren von Station 1 und 2. (unten) Bruchteil der Normspuren, für die keine M1-Spur angebunden werden konnte. . . . .	83
50	Stabilität ratenkorrigierter Produktionsparameter für alle ausgewählten RUNs zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte . . . . .	84
51	Effizienzstabilität einiger LASD-SSD-Detektoren . . . . .	87
52	Unkorrigierte Impulsspektren gemessen im Strahl- und im M2-Spektrometer (links). Die Differenz der Strahlimpulse zwischen M2- und Strahlspektrometer (rechts) (RUN 10450) . . . . .	89
53	Korrelationsdiagramme für $\Delta p_{M2}$ und $p_{M2}^2/p_T$ bei negativen (RUN 10450) und positiven Strahlbedingungen (RUN 10914) . . . . .	90
54	Korrigierte und unkorrigierte M2-Impulsspektren (RUN 10450) . . . . .	91
55	(links) Unkorrigierte Impulsspektren gemessen im Strahl- und im M2-Spektrometer. (recht) Die Differenz der Strahlimpulse zwischen M2- und Strahlspektrometer . . . . .	92
56	Blockdiagramm der Programme, die bei der Datenanalyse benutzt werden . . . . .	94
57	Strahlkorrelationen in x- und y-Projektion. Überlagert ist die lineare Beschreibung der Korrelation (durchgezogene Linien) sowie die Grenzen des akzeptierten Bereichs (gestrichelte Linien) . . . . .	95
58	Differenzenspektren $f_x(b_x) - m_x$ und $f_y(b_y) - m_y$ sowie die Verteilung der y-Position von Normspuren, extrapoliert auf die mittlere z-Position des Produktionstargets (RUN 10450) . . . . .	96
59	Die BTRD-Information bei verschiedenen $b_y$ -Parametern. Links das volle Spektrum. Rechts der ausgewählte Phasenraum . . . . .	97
60	Die mittlere Anzahl an ETRD-Clustern gemessen als Funktion des Lorentzfaktors $\gamma$ (RUN 10450) . . . . .	99
61	Das ETRD-Spektrum für Ereignisse der Klasse 5 und einem M2-Impuls $p_{M2}$ im Intervall $ p_{Hypp} - p_{M2}  < 3\sigma_p$ (RUN 10450) . . . . .	100
62	Ausbeuten für Mesonen und Hyperonen sowie die Kontamination an Fremdteilchen, als Funktion des ETRD-Schnitts $ETRD_{cut}$ (RUN 10450) . . . . .	101

63	Korrelation zwischen dem Knickwinkel $\Theta$ und dem M2-Impuls für Ereignisse der Klasse 5. Überlagert sind die berechneten Korrelationen der Zweikörperzerfälle $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ und $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ (RUN 10450) . . . . .	102
64	Korrelation invarianter Massen aus den Zerfallshypothesen $X \rightarrow n + \pi$ und $X \rightarrow \Lambda + \pi$ (RUN 10450) . . . . .	103
65	Transmissionsverhältnisse pro <i>Spill</i> bei $ t'  < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$ für Ereignisse von BTRD-Klasse 4 bei 3 verschiedenen Zählmethoden (RUN 10450 - 10460) . . . . .	105
66	Spektren unkorrigierter partieller Wirkungsquerschnitte für Protonen, $\Sigma^-$ , $\pi^-$ und $\pi^+$ mit dem Berylliumtarget . . . . .	107
67	Differentielles Streuspektrum von $\Sigma^-$ -Teilchen auf dem Be-Target (nicht Akzeptanz korrigiert). Überlagert ist der Fit mit Funktion (120) und deren Komponentenfunktionen. . . . .	109
68	Die C- und CH-Korrektur berechnet für das Be-Target ( $Z = 4$ ) . . . . .	112
69	Normierte t-Streuverteilungen bei $\Sigma^-$ auf Beryllium für Voll- und Leertargetmessung . . . . .	114
70	Das Verhalten der extrapolierten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{tot}^{extr}$ , $\chi_{fit}^2/\text{ndof}$ sowie $\alpha_1$ und $\alpha_2$ bei Variation von $t_{min}$ . . . . .	115
71	Darstellung unkorrigierter und korrigierter partieller Wirkungsquerschnitte zusammen mit der Extrapolationsfunktion $D(t)$ . . . . .	116
72	Ratenabhängigkeit der Transmissionsverhältnisse bei der $\Sigma^-$ -CH <sub>2</sub> Messung (RUN 10548 - 10554, Methode 1) . . . . .	117
73	Auswirkung der Ratenkorrektur auf Transmissionsverhältnisse für $ t  < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$ (unten) und die T0-Rate für jeden <i>Spill</i> (oben) . . . . .	120
74	Kontaminationkorrekturfunktionen für verschiedene Messungen und Teilchenkontaminationen . . . . .	122
75	Gemessene BTRD-Spektren im Bereich $b_y$ für $\Sigma^-$ mit Be-Target, bei 3 verschiedenen Identifikationsmethoden. Überlagert sind die Fitfunktionen sowie die Hyperonen- und Mesonenkomponente der Fitfunktion . . . . .	124
76	Vergleich der BTRD-Spektren identifizierter und nicht direkt identifizierter $\Sigma^-$ . . . . .	125
77	Rekonstruierte Massen aus den Zerfällen $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ (links) und $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ (rechts).126	126
78	Rekonstruktion von $\Sigma^+$ -Zerfällen im Kanal $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+$ . . . . .	128
79	Beispiele zur Streuung totaler Wirkungsquerschnitte bei Variation der BTRD-Klasse . . . . .	129
80	Fehlergewichtete Verteilungen für Transmissionsverhältnisse bei $t < 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$ ( $\Sigma^-$ -Be Daten, Methode 1) . . . . .	130
81	Spektren partieller Wirkungsquerschnitte für $\Sigma^-$ und $\pi^-$ mit Schnitten und ohne Schnitte zur Unterdrückung von Untergrund . . . . .	131
82	BTRD-Spektrum bei verschiedenen Strahlenergien . . . . .	136
83	Fehlerverstärkungsfunktionen einzelner Meßmethoden. Abgetragen ist der absolute Fehler im totalen Wirkungsquerschnitt, normiert auf den Targetfaktor $\sigma_o$ , gegenüber einem mittleren absoluten Fehler der Transmissionsverhältnisse $\delta T$ . . . . .	137
84	Vergleich der Meßergebnisse für $\sigma_{tot}(nA)$ aus Tabelle 19 mit totalen nA-Wirkungsquerschnitten von [Murthy75] . . . . .	140
85	Messungen zur A-Abhängigkeit . . . . .	142
86	Rechenergebnisse für $\sigma_{tot}(pA)$ und $\sigma_{tot}(\pi A)$ bei 600 GeV/c mit dem Glaubermodell . . . . .	144
87	Konturfunktionen für Be, Cu und U bei Protonen und Pionen . . . . .	145
88	Daten für $\sigma_{tot}(\pi^- p)$ aus[PDG96] im Vergleich mit dem Meßergebnis dieser Arbeit . . . . .	147
89	Daten für $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$ aus [Badier72] und [Biagi81] im Vergleich mit dem Meßergebnis dieser Arbeit . . . . .	147
90	Parameterisierung von $\rho'$ für Daten aus $pp$ -Streuung . . . . .	149

91	<i>p</i> <sub>lab</sub> -Abhängigkeit von $\sigma_{tot}(nBe)$ und $\sigma_{tot}(pBe)$ mit Daten aus dieser Arbeit und [Landolt2], [Murthy75], [Engler70], [Babaev74] zusammen mit berechneten <i>pA</i> -Wirkungsquerschnitten	152
92	<i>p</i> <sub>lab</sub> -Abhängigkeit von $\sigma_{tot}(nC)$ und $\sigma_{tot}(pC)$ mit Daten aus dieser Arbeit und [Landolt2], [Murthy75], [Engler70], [Babaev74] zusammen mit berechneten <i>pA</i> -Wirkungsquerschnitten	153
93	Berechnete und gemessene Wirkungsquerschnittsverhältnisse für $\Sigma^-$ . . . . .	155
94	Berechnete und gemessene Wirkungsquerschnittsverhältnisse für $\pi^-$ . . . . .	155
95	Daten für $\sigma_{tot}(\Sigma^- p)$ aus dieser Arbeit und [Badier72], [Biagi81] zusammen mit der Regge-Fitfunktion (oben). Zusammenstellung effektiver Pomeron- <i>intercept</i> -Parameter . . . . .	157
96	Zur Erklärung der Vektoren bei der Eikonalsreuamplitude (linkes Diagramm) und der verallgemeinerten Streuamplitude für Kerne (rechtes Diagramm) . . . . .	185

## Tabellenverzeichnis

1	Strahlzusammensetzung in 10 m Entfernung vom Produktionstarget bei 600 GeV Strahlenergie, $p_T = 1.25$ GeV/c (2 mrad Protoneneinfallswinkel) und $x_F = 0.75$ , für positive und negative Strahlbedingungen (nach einer Studie von E761 [E761]). . . . .	23
2	Zusammenstellung einzelner Datenströme und damit verbundener Detektoren . . . . .	34
3	Mechanische und physikalische Eigenschaften der Targets . . . . .	51
4	Klassifizierung der Ereignisse . . . . .	64
5	Fälle, die bei der Spurzuordnung eintreten können . . . . .	73
6	Zusammenstellung mit produzierten Daten beschriebener DLT-Bänder . . . . .	77
7	Bezeichnung der Datensätze mit Angaben über RUNs und der Gesamtzahl an Ereignissen mit Normspurkandidaten . . . . .	79
8	Abschätzung des Fehlers im totalen Wirkungsquerschnitt, der durch ratenbedingte Fluktuationen in $P_{norm-vx}$ und $P_{norm-vxm1m2}$ hervorgerufen wird. . . . .	85
9	Detektoreffizienzen aus RUN 10450 . . . . .	86
10	Schnitte zur Definition der BTRD-Klassen . . . . .	98
11	Zusammenstellung Fehler gewichteter Transmissionsverhältnisse aus Abbildung 65 . . . . .	107
12	Ladungsradien zur Coulomb-Korrektur . . . . .	111
13	Hadronische Steigungen zur CH-Korrektur aus [Schiz79] und [Schiz79] . . . . .	111
14	Parameter der hadronischen Amplituden in $\pi^+p$ , $\pi^-p$ und $pp$ Reaktionen aus [Schiz81] gemessen bei 200 GeV . . . . .	112
15	Differenzen totaler Wirkungsquerschnitte zur Kontaminationskorrektur . . . . .	122
16	Analyseergebnisse zum Strahlinhalt . . . . .	127
17	Tabelle zum Vergleich der $\alpha_2$ -Parameter mit Messungen der hadronischen Steigung $B_{Kern}$ aus [Schiz79] . . . . .	133
18	Zusammenstellung gemittelter Meßergebnisse . . . . .	135
19	Meßergebnisse für totale Wirkungsquerschnitte von $\pi^\pm$ , p und $\Sigma^-$ auf verschiedenen Kernen	139
20	Ergebnisse für Fitparameter aus der Messung der A-Abhängigkeit . . . . .	143
21	Messungen totaler, elastischer und absorptiver Wirkungsquerschnitte aus [Bellettini66] bei 19.3 GeV/c . . . . .	144
22	Verhältnisse totaler Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte . . . . .	146
23	Daten zur Parameterisierung der Nukleonendichte . . . . .	150
24	Zwischenergebnisse zur Skalierung der pA-Wirkungsquerschnitte auf den Laborimpuls der $\Sigma^-$ A-Wirkungsquerschnitte . . . . .	154
25	Totale Wirkungsquerschnitte $\sigma_{tot}(\Sigma^-p)$ und $\sigma_{tot}(\pi^-p)$ aus der Modellrechnung . . . . .	156
26	Zusammenstellung aufgezeichneter Daten und den experimentellen Bedingungen . . . . .	177
27	Erklärung der Symbole in den Ergebnistabellen . . . . .	178

## 12 Eigene Beiträge

Meine Arbeit begann mit einer Strahlzeit am CERN im Oktober 1995, in der LASD-Detektoren für ihren Einsatz im E781-Experiment geprüft wurden. In dieser Testphase war ich an der Installation der Detektoren und deren Betrieb beteiligt. Mein besonderer Beitrag bestand in der Einbindung des FSDA-Moduls (*Fastbus Silicon Data Accumulator*) zur elektronischen Steuerung und Auslese der LASD-Detektoren in die Software des Teststandes.

Bei meiner Arbeit am Fermilab war ich Mitglied der *silicon group*, für die ich die Aufgabe übernommen hatte, umfangreiche Softwarebibliotheken zur Steuerung der Auslese von Siliziumdetektoren durch FSDA-Module zu schreiben. Zudem hatte ich auch die Aufgabe übernommen, ein *interspill monitoring* Programm, zur Kontrolle von rund 70000 Siliziumdetektorkanälen zu schreiben. Diese verantwortungsvollen Aufgaben waren termingebunden und haben ca. ein Jahr Arbeit bis zu ihrem erfolgreichen Abschluß in Anspruch genommen. Dadurch habe ich wesentliche Beiträge für das Experiment und die *silicon group* geleistet, von denen die E781-Kollaboration profitieren konnte. Parallel zu den Arbeiten an der Siliziumsoftware war ich an Aufbau, Tests und Reparaturen am LASD-Detektorsystem beteiligt. Während der Strahlzeit 96/97 habe ich in zahlreichen Schichten an der Überwachung der *charm*-Datennahme und des E781-Siliziumdetektorsystems teilgenommen.

Hinsichtlich der Messung totaler Wirkungsquerschnitte, hatte ich im Herbst 1996, in Zusammenarbeit mit Boris Kopeliovitch, ein Memorandum [Dersch96] für diese Messung verfaßt, das im Oktober 1996 der Kollaboration vorgelegt wurde. Zudem hatte ich mich um die Anfertigung der Targets und deren Halterung gekümmert. Wesentliche Teile dieser Arbeit habe ich am CERN in Zusammenarbeit mit J. Zimmer durchgeführt. Mit der Vorlage des Memorandums war noch nicht garantiert, daß für diese Messung auch Strahlzeit zur Verfügung gestellt wird. So habe ich durch zahlreiche Voralysen und Vorträge am Experiment um Strahlzeit geworben, was schließlich mit zwei Tagen effektiver Strahlzeit für diese Messung erfolgreich belohnt wurde.

Ich habe die Datennahme für totale Wirkungsquerschnitte organisiert und zusammen mit der E781-Kollaboration durchgeführt. Während der Datennahme im Juli 1997, habe ich Einstellungen der Siliziumdetektoren und des Triggers, wie den Austausch der Targets, selbst vorgenommen und den Verlauf der Datennahme überwacht.

Zur Messung der Wirkungsquerschnitte habe ich die Grundprinzipien der Transmissionsmessung auf die technischen Gegebenheiten des E781-Spektrometers übertragen. Das dabei eingeführte Konzept der Normspuren ist meine eigene Idee. Zur Datenproduktion habe ich die E781-Softwarebibliothek als Basis benutzt und durch zahlreiche Routinen ergänzt. Dabei habe ich ein effizientes Programm zur Rekonstruktion der *minimum-bias*-Daten speziell für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte erstellt. Mit diesem Programm habe ich am MPI in selbständiger Arbeit eine Datenproduktion vorgenommen. Für die Analyse habe ich zwei weitere Programme erstellt, mit denen ich letztlich die totalen Wirkungsquerschnitte gemessen habe. Zur Interpretation der Ergebnisse habe ich, motiviert durch [Murthy75], Modellrechnungen für totale Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte durchgeführt.

## 13 Danksagung

Ich bedanke mich bei meinen Eltern, die mir das Physikstudium ermöglicht und mir in allen Lebenslagen geholfen haben. Mein Dank gilt auch Karlheinz Schachmann für herzlichste Aufnahme in die neue Familie und Beistand in kritischen Phasen.

Meinem Betreuer Herrn Prof. Bogdan Povh danke ich für sein entgegengebrachtes Vertrauen, wodurch ich diese Messungen mit einem hohen Grad an Selbständigkeit planen, durchsetzen und zum Abschluß bringen konnte. Durch den großen Freiraum, der mir bei der Durchführung dieser Arbeit zur Verfügung gestellt wurde, hatte ich Gelegenheit praktische und persönliche Erfahrungen in einer internationalen Kollaboration zu sammeln. Darüberhinaus konnte ich an Lebenserfahrung und "politischer" Organisationsfähigkeit dazugewinnen.

Für die Zweitkorrektur dieser Arbeit danke ich Herrn Prof. Dr. Dosch.

Ich bedanke mich bei der E781-Kollaboration und ihrem *Spokesman* Jim Russ, für die Aufnahme der Messung totaler Wirkungsquerschnitte in das Programm der Kollaboration und die Bereitstellung von Strahlzeit für diese Messung.

An dieser Stelle möchte ich mich auch für die Großzügigkeit der Max Planck Gesellschaft Gesellschaft und des MPI's für Kernphysik Heidelberg bedanken, ohne deren finanzielle Unterstützung diese Arbeit wohl kaum zustande gekommen wäre.

Mein Dank gilt Joseph Pochodzalla, Heiko Neeb und Jürgen Simon für die Kontrolle der ersten Versionen dieser Arbeit. Für die eingehende sprachliche und grammatikalische Durchsicht der wichtigsten Kapitel, durch die diese Arbeit schließlich eine, ich hoffe doch jetzt lesbare Form angenommen hat, bedanke ich mich besonders bei Claudia Schröder.

Für die gemeinsame Zeit am CERN und am Fermilab, speziell während der Aufbauphase der LASD-Detektoren, bedanke ich mich bei meinen Kollegen K. Vorwalter, I. Eschrich, H. Krüger und J. Simon.

V. Matveev, E. Ramberg, C. Büscher und D. Mao danke ich für Unterstützung bei der Programmierung der FSDA-Steuerung zur Siliziumauslese und der *silicon interspill monitoring task*. Mein Dank gilt dabei vor allem Igor Konorov für zahlreiche Erklärungen der elektronischen Vorgänge.

Ich danke Herrn Schwan für Schleifarbeiten der Targets und Frau U. Schwan für ihren Einsatz, die Targetdichten so genau wie möglich zu bestimmen.

Herrn Jürgen Zimmer danke ich für seine Unterstützung bei der Auswahl der Targetmaterialien, der Anfertigung der Targetrohlinge und der Targethalterung sowie für die gute Zusammenarbeit am CERN und am Fermilab, während Diplom- und Doktorarbeit.

Mein Dank und meine Hochachtung gilt Herrn Dr. Herrmann, Herrn Dr. Hohner, Herrn Dr. Wolfmeier und Herrn Dr. Ehrhardt von der Firma HOECHST für freundliche und gute Beratung über Polyäthylenmaterialien. Ferner möchte ich mich an dieser Stelle auch für das Geschenk der Firma HOECHST von 10 kg Polyäthylengranulat bedanken.

Herrn Mallinger und seiner Werkstatt, wie auch der Lehrwerkstatt des MPI, danke ich für mechanische

---

Feinarbeiten, die auch in Zeiten mit Personalmangel rechtzeitig vor dem nächsten Flug nach Chicago fertiggestellt wurden.

Für die schönen Stunden am Fermilab, die gute Freundschaft, gegenseitige Hilfe und gemeinsames Kochen danke ich besonders allen Personen des "inoffiziellen Primakoff-Meetings" sowie meinen Freunden aus Rußland, Israel, Mexiko und den USA: A. Ocherachvili, N. Bondar, V. Golovtsov, S. Atamantchouk, I. Giller, Piotr, Alex, Caroline, James, Enrico, u.v.a.m.

Für Diskussionen, fachliche Beiträge und theoretische Unterstützung zu Teilen dieser Arbeit, bedanke ich mich bei Herrn Prof. Siebert, Murray Moinester, Peter Cooper, Erik Ramberg, G. Garvey, E. Berger und vor allem bei Mischa Zavertyaev und Boris Kopeliovich.

Herrn R. Zimmerman und T. Olzanovski danke ich für ihre Hilfe ein passendes Berylliumtarget zu besorgen.

Charles Newsom danke ich nicht nur für anregende physikalische Diskussionen, sondern auch für die interessantesten Ausflüge in die Geologie von Iowa und Missouri, bei denen so manches Fossil gesammelt wurde.

Für ihren besonderen Einsatz bei der Datennahme für totale Wirkungsquerschnitte danke ich J. Engelfried, K. Terentyev, J. Prakhurst, J. Lach, P. Pogodin, A. Kuliavtsev, J. Newsom, V. Steiner, D. Skow, L. Dowe und V. Smith wie allen, die während dieser Zeit mit mir zusammen so manche Tag- und Nachtschicht durchgestanden haben, bis die Daten endlich "im Kasten" waren.

Für Unterstützung bei verlorengegangenen Magentinformationen bedanke ich mich bei S. Rud und V. Smith.

Dave Northacker danke ich für seine Hilfen bei zahlreichen mechanischen Problemen während der Installationsphase der LASD-Detektoren und für den Spaß bei strömendem Regen in Schrottcontainern nach LASD-Teilen zu tauchen.

Für ihren Einsatz am Detektoralignment und der musikalischen Unterhaltung danke ich J. Thomas und L. Emediato.

Peter Fauland danke ich für seine Unterstützung bei Termingeschäften in Heidelberg, zu den Zeiten als ich in Chicago war und für gemeinsame Freuden an MSGC's, Rotwein und dem guten Tomme aus Frankreich.

Frau Janzer Michaels danke ich für die freundliche Aufnahme in ihrem Schlößchen, wodurch ich stolz sagen kann: "*My home is a castle*". Dank gilt auch meinen lieben Mitbewohnern Michael, Robert, Haagen und Jaimie.

**-SELEX-**  
**Segmented Large-x Baryon Spectrometer**

R.Edelstein, E.Gottschalk, S.Y.Jun, A.Kushnirenko, Dongning Mao, P.Mathew, M.Mattson, M.Procario, J.Russ, J.You  
*Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, PA 15213*

P. S. Cooper, J. Engelfried, J. Kilmer, S. Kwan, J. Lach, G. Oleynik, E. Ramberg, D. Skow, L. Stutte  
*Fermilab, Batavia, Illinois 60510*

N.Akchurin, M.Aykac, M.Kaya, D.Magarrel, E.McCliment, K.Nelson, C.Newsom, Y.Onel, E.Ozel, S.Ozkorucuklu, P.Pogodin  
*University of Iowa, Iowa City, IA 52242*

T. Ferbel, G. Ginther, C. Hammer, P. Slattery, M. Zielinski  
*University of Rochester, Rochester, NY 14627*

C. Kenney, S. Parker  
*University of Hawaii, Honolulu, HI 96822*

L.J.Dauwe  
*University of Michigan-Flint, Flint, MI 48502*

V.Andreev, A.G.Atamantchouk, N.F.Bondar, V.L.Golovtsov, V.T.Grachev, A.V.Khanzadeev, V.T.Kim, L.M.Kochenda, A.G.Krivshich, N.P.Kuropatkin,  
 V.P.Maleev, P.V.Neoustroev, S.Patricev, B.Razmyslovich, V.M.Samsonov, V.Stepanov, M.Svoiski, N.K.Terentyev, L.N.Uvarov, A.A.Vorobyov  
*Petersburg Nuclear Physics Institute St. Petersburg, Russia*

M.Ya.Balatz, G.V.Davidenko, A.G.Dolgolenko, G.B.Dzyubenko, A.V.Evdokimov, A.D.Kamenskii, M.A.Kubantsev, V.S.Lakaev, V.Matveev, A.P.Nilov,  
 V.A.Prutskoi, V.K.Semyatchkin, A.I.Sitnikov, V.S.Verebryusov, V.E.Vishnyakov  
*Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia*

Yu.M.Goncharenko, O.A.Grachev, V.P.Kubarovsky, A.I.Kulyavtzev, V.F.Kurshetsov, A.A.Kozhevnikov, L.G.Landsberg, V.V.Molchanov, V.A.Mukhin,  
 S.B.Nurushev, A.N.Vasiliev, D.V.Vavilov, V.A.Victorov  
*Institute For High Energy Physics, Protvina, Russia*

I. S. Filimonov, E. M. Leikin, A. V. Nemitkin, V. I. Rud  
*Moscow State University, Moscow, Russia*

L. Emediato, C. Escobar, F. Garcia, P. Gouffon, T. Lungov, M. Srivastava, R. F. Zukanovich  
*University of São Paulo, Brazil*

A.M.F.Endler  
*Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas Rio de Janeiro, Brazil*

M. Luksys  
*Universidade Federal da Paraiba, Paraiba, Brazil*

Li Yunshan, Li Zhigang, Mao Chensheng, Zhao Wenheng, He Kangling, Zheng Shuchen, Mao Zhenlin  
*Institute of High Energy Physics, Beijing, PRC*

S.L.McKenna, V.J.Smith  
*H. H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol, BS8 1TL, United Kingdom*

I.Giller, M.A.Moinester, A.Ocherashvili, V.Steiner  
*Tel Aviv University, Ramat Aviv, Israel*

U.Dersch, I.Eschrich, I.Konorov, H.Krüger, S.Masciocchi, B.Povh, J.Simon, K.Vorwalter  
*Max-Planck-Institute for Nuclear Physics, Heidelberg, Germany*

A.Bravar, D.Dreossi, A.Lamberto, A.Penzo, G.F.Rappazzo, P.Schiavon  
*University of Trieste and INFN, Trieste, Italy*

M.Gasparo, M.Iori  
*University of Rome "La Sapienza" and INFN, Rome, Italy*

A.Morelos  
*Instituto de Fisica, Universidad Autonoma de San Luis Potosi, San Luis Potosi, Mexico*

Erhan Gülmez  
*Bogazici University, Istanbul, Turkey*

Spokesperson: **J. Russ**

## A Aufgezeichnete Daten zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte

Target	Strahlmodus	Strahlenergie [GeV]	Einfallswinkel [mrad]	Target - position	Anzahl der RUNs	Ereignisse [10 <sup>6</sup> ]
Beryllium	negativ	600	-2hor	leer	7	6.05
Beryllium	negativ	600	-2hor	voll	7	5.90
Kohlenstoff	negativ	600	+2hor	leer	9	8.48
Kohlenstoff	negativ	600	+2hor	voll	12	10.89
Kohlenstoff	negativ	600	-1vert	leer	5	4.88
Kohlenstoff	negativ	600	-1vert	voll	8	8.12
Polyäthylen	negativ	600	+2hor	leer	8	7.70
Polyäthylen	negativ	600	+2hor	voll	10	10.80
Polyäthylen	negativ	600	+2vert	leer	3	3.18
Polyäthylen	negativ	600	+2vert	voll	4	3.67
Polyäthylen	negativ	600	-2vert	leer	1	1.04
Polyäthylen	negativ	600	-2vert	voll	1	1.30
Polyäthylen	negativ	600	-1vert	leer	7	6.06
Polyäthylen	negativ	600	-1vert	voll	8	8.36
Kupfer	negativ	600	-1vert	leer	6	5.26
Kupfer	negativ	600	-1vert	voll	6	6.79
Beryllium	positiv	600	-4hor	leer	5	4.45
Beryllium	positiv	600	-4hor	voll	4	4.25
Kohlenstoff	positiv	250	-4hor	leer	3	0.94
Kohlenstoff	positiv	250	-4hor	voll	2	1.61
Kohlenstoff	positiv	250	+4hor	leer	1	1.01
Kohlenstoff	positiv	250	+4hor	voll	1	0.98
Kohlenstoff	positiv	375	-4hor	leer	1	1.51
Kohlenstoff	positiv	375	-4hor	voll	3	1.99
Kohlenstoff	positiv	375	+4hor	leer	1	1.51
Kohlenstoff	positiv	375	+4hor	voll	1	1.56
Kohlenstoff	positiv	600	+4hor	leer	1	1.48
Kohlenstoff	positiv	600	+4hor	voll	1	1.51
Kohlenstoff	positiv	600	-4hor	leer	2	2.20
Kohlenstoff	positiv	600	-4hor	voll	1	1.73
Kohlenstoff	positiv	600	+3.5hor	leer	2	0.90
Kohlenstoff	positiv	600	+3.5hor	voll	1	0.73
Kohlenstoff	positiv	600	-3.5hor	leer	1	0.83
Kohlenstoff	positiv	600	-3.5hor	voll	1	0.79

Tabelle 26: Zusammenstellung aufgezeichneter Daten und den experimentellen Bedingungen

## B Zusammenstellung sämtlicher Einzelergebnisse

In diesem Abschnitt befindet sich eine Zusammenstellung von Zwischenergebnissen und Fehlerbeiträgen sämtlicher analysierter Datensätze. In Tabelle 27 sind alle Parameter, die in den Ergebnistabellen auftreten mit ihrer Bedeutung angegeben. All diese Parameter wurden in Kapitel 9 eingeführt und besprochen.

Symbol	Erklärung	Symbol	Erklärung
Mt.	Analysemethode	$F_o + E_o$	Summe aller Normspuren
	1: Ident. nur mit BTRD	$\sigma_{tot}^{extr}$	extrapol. Wirkungsquerschnitt
	2: Ident. mit BTRD und ETRD	$\delta_{\sigma_{tot}^{extr}}^{sta}$	statistischer Fehler von $\sigma_{tot}^{extr}$
	3: Ident. mit BTRD und $\Sigma^-$ - Zerfall	$\delta_{\sigma_{tot}^{extr}}^{sys}$	systematischer Fehler von $\sigma_{tot}^{extr}$
KL.	BTRD - Klasse	$\chi_{extr}^2$	$\chi^2/\text{ndof}$ Differenzenfit
$\alpha_2$	Fitparameter als "elastisch"	$\Delta_{T0}$	Ratenkorrektur
	hadronische Steigung	$\delta_{\Delta_{T0}}^{sta}$	statistischer Fehler in $\Delta_{T0}$
$p_{yield}$	Bruchteil der übernommenen	$\delta_{\Delta_{T0}}^{sys}$	systematischer Fehler in $\Delta_{T0}$
	Hyperonen- bzw. Mesonenkomponente	$\Delta_{cont}$	Kontaminationskorrektur
$p_{cont}$	Bruchteil übernommener	$\delta_{\Delta_{cont}}^{sta}$	statistischer Fehler in $\Delta_{cont}$
	Fremdteilchenkontamination	$\delta_{BTRD}$	Schwankung zw. BTRD-Kl.
$\delta_{fluc}^{sys}$	<i>Spill</i> zu <i>Spill</i> Fluktuationen	$\delta_{tgt}^{sys}$	Fehler durch Targetdichte
$\Delta_{\Xi^-, \Sigma^+, K^-, K^+}$	Korrektur auf dominante Kontamination in der Strahlkomponente		
$\delta_{\Delta_{\Xi^-, \Sigma^+, K^-, K^+}}^{sys}$	systematischer Fehler in $\Delta_{\Xi^-, \Sigma^+, K^-, K^+}$		

Tabelle 27: Erklärung der Symbole in den Ergebnistabellen

Mt.	KL.	$F_0 + E_0$	$\sigma_{tot}^{extr}$	$\sigma_{tot}^{extr}$	$\delta_{\sigma_{tot}^{extr}}^{stat}$	$\delta_{\sigma_{tot}^{extr}}^{syst}$	$\chi_{extr}^2$	$\alpha_2$	$\delta_{f_{fluc}}^{syst}$	$\Delta_{T0}$	$\delta_{\Delta_{T0}}^{stat}$	$\delta_{\Delta_{T0}}^{syst}$	$P_{yield}$	$P_{cont}$	$\Delta_{cont}$	$\delta_{\Delta_{cont}}^{stat}$	$\Delta_{\Sigma^+}$	$\delta_{\Delta_{\Sigma^+}}^{syst}$	$\delta_{BTRD}$	$\delta_{tgt}^{syst}$	$\sigma_{tot}$	(err)	(systup)	(systlo)		
			[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[(GeV/c) <sup>-2</sup> ]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[%]	[%]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	
<b>p - Be</b>																										
Messung mit Datensatz: ber_pos.600.set1																										
<b>Strahlimpuls: 543 GeV/c ± 44</b>																										
1	2	2052583	272.2	1.0	0.9	1.07	54.3 ± 1.5	0.15	-3.31	0.1325	0.4379	87.8	0.0243	0.02	0.00	0.38	0.24	0.30	0.74	0.30	269.3 ± 1.6	+0.5	-0.3			
2	2	2052583	274.3	1.3	0.8	1.02	56.1 ± 1.7	0.00	-4.57	0.1879	0.6162	90.9	0.0428	0.04	0.01	0.38	0.24	0.30	0.55	0.30	270.2 ± 1.8	+0.5	-0.3			
Messung mit Datensatz: ber_pos.600.set2																										
<b>Strahlimpuls: 544 GeV/c ± 44</b>																										
1	2	1963011	265.1	1.0	1.8	1.11	53.8 ± 1.6	0.39	1.52	0.0306	0.0346	87.2	0.0287	0.02	0.01	0.38	0.24	0.29	0.69	0.29	267.1 ± 2.2	+0.5	-0.3			
2	2	1963011	267.2	1.4	1.5	1.00	55.9 ± 1.8	0.61	1.53	0.0419	0.0136	88.6	0.0215	0.02	0.00	0.38	0.24	0.30	0.57	0.30	269.1 ± 2.2	+0.5	-0.3			
<b>p - Be</b>																										
Messung mit Datensatz: ber_neg.600.set1																										
<b>Strahlimpuls: 635 GeV/c ± 41</b>																										
1	2	2468028	249.3	0.9	1.9	0.97	53.3 ± 1.6	0.04	-0.93	0.0014	0.0938	91.5	0.0623	0.04	0.01	0.31	0.94	0.27	0.53	0.27	248.8 ± 2.1	+1.2	-0.3			
2	2	2468028	252.3	2.0	1.5	1.24	57.2 ± 2.0	0.45	-1.79	0.0045	0.0653	91.0	0.0125	0.01	0.00	0.31	0.94	0.28	0.73	0.28	250.9 ± 2.7	+1.2	-0.3			
3	2	2468028	247.3	7.5	2.0	1.11	48.7 ± 5.4	1.78	-2.99	0.0175	0.6336	-	-	-	-	-	-	4.22	0.27	244.3 ± 9.0	+0.3	-0.3				
<b>p - Be</b>																										
Messung mit Datensatz: ber_neg.600.set1																										
<b>Strahlimpuls: 635 GeV/c ± 41</b>																										
1	7	1976776	188.5	0.8	0.9	1.00	53.2 ± 2.2	0.22	-0.79	0.0012	0.0509	91.4	0.0260	-0.02	0.00	0.00	0.82	0.17	0.21	0.21	187.7 ± 1.2	+1.0	-0.2			
2	7	1976776	190.5	1.2	0.8	1.15	57.5 ± 2.4	0.37	-1.85	0.0023	0.0475	94.0	0.0126	-0.01	0.00	0.00	0.82	0.40	0.21	0.21	188.6 ± 1.5	+1.0	-0.2			
<b>p - Be</b>																										
Messung mit Datensatz: ber_neg.600.set1																										
<b>Strahlimpuls: 635 GeV/c ± 41</b>																										
1	7	1976776	188.5	0.8	0.9	1.00	53.2 ± 2.2	0.22	-0.79	0.0012	0.0509	91.4	0.0260	-0.02	0.00	0.00	0.82	0.17	0.21	0.21	187.7 ± 1.2	+1.0	-0.2			
2	7	1976776	190.5	1.2	0.8	1.15	57.5 ± 2.4	0.37	-1.85	0.0023	0.0475	94.0	0.0126	-0.01	0.00	0.00	0.82	0.40	0.21	0.21	188.6 ± 1.5	+1.0	-0.2			
<b>p - Be</b>																										
Messung mit Datensatz: ber_pos.600.set1																										
<b>Strahlimpuls: 543 GeV/c ± 44</b>																										
1	7	100883	188.1	3.6	2.5	1.20	65.7 ± 11.0	0.00	-3.38	0.5062	0.5297	85.5	0.0282	-0.02	0.00	0.00	8.67	2.24	0.20	0.20	184.7 ± 5.0	+8.9	-0.2			
2	7	100883	197.7	5.0	1.8	1.32	70.5 ± 11.4	0.00	-7.89	0.7185	0.0770	85.5	0.0300	-0.02	0.00	0.00	8.67	4.09	0.21	0.21	189.8 ± 6.8	+8.9	-0.2			
<b>p - Be</b>																										
Messung mit Datensatz: ber_pos.600.set2																										
<b>Strahlimpuls: 544 GeV/c ± 44</b>																										
1	7	100039	173.3	3.6	3.1	1.28	48.4 ± 12.5	0.00	2.04	0.1180	0.0963	83.6	0.0333	-0.03	0.00	0.00	8.67	2.62	0.19	0.19	175.3 ± 5.4	+8.9	-0.2			
2	7	100039	170.2	5.1	2.2	1.11	43.5 ± 13.1	0.00	4.44	0.1615	0.0728	85.1	0.0352	-0.03	0.00	0.00	8.67	6.17	0.19	0.19	174.6 ± 8.3	+8.9	-0.2			

Mt.	Kl.	$F_0 + E_0$	$\sigma_{tot}^{scat}$ [nbarn]	$\delta_{scat}^{sta}$ [nbarn]	$\delta_{scat}^{sys}$ [nbarn]	$\chi_{stat}^2$	$\sigma_2$ [(GeV/c) $^{-2}$ ]	$\delta_{fmc}^{sys}$ [nbarn]	$\Delta\tau_0$ [nbarn]	$\delta_{\Delta\tau_0}^{sta}$ [nbarn]	$\delta_{\Delta\tau_0}^{sys}$ [nbarn]	$p_{\beta_{rel}}$ [%]	$p_{cont}$ [%]	$\Delta_{cont}$ [nbarn]	$\delta_{\Delta_{cont}}^{sta}$ [nbarn]	$\Delta_{\Sigma^-}$ [nbarn]	$\delta_{\Delta_{\Sigma^-}}^{sys}$ [nbarn]	$\hat{q}_{BRD}$ [nbarn]	$\delta_{q_{gl}}^{sys}$ [nbarn]	$\sigma_{tot}$ (err)	(sys up)	(sys lo)
Y <sup>-</sup> - C																						
Messung mit Datensatz: car.ngc.600.se1 Strahlimpuls: 577 GeV/c $\pm$ 24 GeV/c																						
RUN 10476 - 10480																						
1	2	764035	308.6	4.8	1.9	1.04	64.7 $\pm$ 5.3	0.00	2.03	0.0769	0.0053	87.7	0.1428	0.10	0.03	0.39	1.17	2.56	0.44	<b>311.1</b> $\pm$ 5.8	+1.6	-0.4
2	2	764035	306.8	11.9	2.6	1.41	71.1 $\pm$ 6.7	0.00	-0.63	0.2260	0.1056	86.4	0.0829	0.06	0.02	0.39	1.17	5.88	0.43	<b>306.6</b> $\pm$ 13.6	+1.6	-0.4
3	2	764035	277.7	46.5	4.3	0.79	51.7 $\pm$ 18.3	0.00	6.25	0.9109	0.3613	-	-	-	-	-	-	24.83	0.40	<b>283.9</b> $\pm$ 52.9	+0.4	-0.4
Messung mit Datensatz: car.ngc.600.se2 Strahlimpuls: 578 GeV/c $\pm$ 23 GeV/c																						
RUN 10482 - 10491																						
1	2	1018704	295.3	4.3	2.8	1.20	56.8 $\pm$ 5.3	1.17	7.69	0.0835	0.4434	91.7	0.1658	0.12	0.04	0.39	1.17	4.78	0.42	<b>303.5</b> $\pm$ 7.1	+1.6	-0.4
2	2	1018704	302.8	10.7	3.4	0.97	58.5 $\pm$ 6.4	0.00	4.62	0.2113	0.1755	85.7	0.0799	0.06	0.02	0.39	1.17	6.28	0.43	<b>307.9</b> $\pm$ 12.8	+1.6	-0.4
3	2	1018704	298.5	41.5	4.9	0.98	68.6 $\pm$ 17.2	0.00	2.36	0.8178	1.4758	-	-	-	-	-	-	33.97	0.42	<b>300.9</b> $\pm$ 53.9	+0.4	-0.4
Messung mit Datensatz: car.ngc.600.se3 Strahlimpuls: 609 GeV/c $\pm$ 34 GeV/c																						
RUN 10631 - 10637																						
1	2	1840305	324.0	3.3	1.4	0.86	63.7 $\pm$ 3.5	0.88	-15.32	0.2226	1.7509	89.6	0.0664	0.05	0.01	0.39	1.17	0.55	0.43	<b>309.1</b> $\pm$ 4.1	+1.6	-0.4
2	2	1840305	325.2	7.9	1.0	0.87	65.7 $\pm$ 4.1	2.90	-27.57	0.5979	2.5994	89.7	0.0893	0.06	0.02	0.39	1.17	4.09	0.42	<b>298.1</b> $\pm$ 9.8	+1.6	-0.4
3	2	1840305	320.6	31.4	6.2	0.98	65.3 $\pm$ 11.0	16.66	-34.20	2.3984	3.1618	-	-	-	-	-	-	4.69	0.40	<b>286.4</b> $\pm$ 36.6	+0.4	-0.4
Messung mit Datensatz: car.ngc.600.se4 Strahlimpuls: 613 GeV/c $\pm$ 33 GeV/c																						
RUN 10644 - 10647																						
1	2	738422	312.1	5.3	2.6	0.95	57.9 $\pm$ 5.7	5.12	-6.77	0.1890	0.8760	84.1	0.0701	0.05	0.01	0.39	1.17	2.20	0.43	<b>305.7</b> $\pm$ 8.2	+1.6	-0.4
2	2	738422	335.5	12.4	5.1	1.05	63.8 $\pm$ 6.5	4.87	-13.91	0.4485	1.4299	83.9	0.0221	0.02	0.00	0.39	1.17	4.15	0.45	<b>322.0</b> $\pm$ 15.0	+1.6	-0.5
3	2	738422	252.6	49.4	6.7	1.23	77.2 $\pm$ 24.0	0.00	1.56	1.7715	0.6409	-	-	-	-	-	-	30.72	0.36	<b>254.2</b> $\pm$ 58.6	+0.4	-0.4
Mt. Kl. $F_0 + E_0$ $\sigma_{tot}^{scat}$ [nbarn] $\delta_{scat}^{sta}$ [nbarn] $\delta_{scat}^{sys}$ [nbarn] $\chi_{stat}^2$ $\sigma_2$ [(GeV/c) $^{-2}$ ] $\delta_{fmc}^{sys}$ [nbarn] $\Delta\tau_0$ [nbarn] $\delta_{\Delta\tau_0}^{sta}$ [nbarn] $\delta_{\Delta\tau_0}^{sys}$ [nbarn] $p_{\beta_{rel}}$ [%] $p_{cont}$ [%] $\Delta_{cont}$ [nbarn] $\delta_{\Delta_{cont}}^{sta}$ [nbarn] $\Delta_{\Sigma^-}$ [nbarn] $\delta_{\Delta_{\Sigma^-}}^{sys}$ [nbarn] $\hat{q}_{BRD}$ [nbarn] $\delta_{q_{gl}}^{sys}$ [nbarn] $\sigma_{tot}$ (err) (sys up) (sys lo)																						
Y <sup>-</sup> - C																						
Messung mit Datensatz: car.ngc.600.se1 Strahlimpuls: 577 GeV/c $\pm$ 24 GeV/c																						
RUN 10476 - 10480																						
1	7	1042504	224.0	3.1	1.0	0.86	56.4 $\pm$ 5.5	1.03	1.07	0.0482	0.0108	89.9	0.0182	-0.01	0.00	0.00	1.04	1.83	0.32	<b>225.1</b> $\pm$ 3.9	+1.4	-0.3
2	7	1042504	250.8	8.2	1.1	0.89	56.9 $\pm$ 6.4	6.75	-2.10	0.1555	0.1354	91.5	0.0098	-0.01	0.00	0.00	1.04	2.25	0.35	<b>248.7</b> $\pm$ 10.9	+1.4	-0.3
Messung mit Datensatz: car.ngc.600.se2 Strahlimpuls: 578 GeV/c $\pm$ 23 GeV/c																						
RUN 10482 - 10491																						
1	7	1387270	231.4	2.8	3.2	1.34	60.5 $\pm$ 5.5	0.93	5.82	0.0558	0.3642	79.3	0.0126	-0.01	0.00	0.00	1.04	1.61	0.33	<b>237.2</b> $\pm$ 4.7	+1.4	-0.3
2	7	1387270	238.9	7.5	2.8	1.20	63.7 $\pm$ 6.6	8.87	-7.40	0.1478	0.8881	91.3	0.0108	-0.01	0.00	0.00	1.04	2.45	0.32	<b>231.5</b> $\pm$ 12.2	+1.4	-0.3
Messung mit Datensatz: car.ngc.600.se3 Strahlimpuls: 609 GeV/c $\pm$ 34 GeV/c																						
RUN 10631 - 10637																						
1	7	1869250	250.7	2.6	1.1	1.11	57.9 $\pm$ 3.9	1.40	-15.68	0.1708	2.2111	95.6	0.0294	-0.02	0.01	0.00	1.04	0.73	0.33	<b>235.0</b> $\pm$ 3.9	+1.4	-0.3
2	7	1869250	269.1	4.7	1.4	0.98	57.1 $\pm$ 4.1	1.67	-28.59	0.3410	3.8045	94.9	0.0156	-0.01	0.00	0.00	1.04	2.19	0.34	<b>240.5</b> $\pm$ 6.8	+1.4	-0.3
Messung mit Datensatz: car.ngc.600.se4 Strahlimpuls: 613 GeV/c $\pm$ 33 GeV/c																						
RUN 10644 - 10647																						
1	7	716225	242.3	4.3	2.0	1.21	53.8 $\pm$ 6.6	4.98	-2.10	0.1599	0.6046	95.1	0.0433	-0.03	0.01	0.00	1.04	1.53	0.34	<b>240.2</b> $\pm$ 7.0	+1.4	-0.3
2	7	716225	248.2	7.2	1.8	1.14	50.4 $\pm$ 6.9	8.13	-8.60	0.2654	0.9502	94.4	0.0169	-0.01	0.00	0.00	1.04	2.37	0.34	<b>239.6</b> $\pm$ 11.3	+1.4	-0.3

Mt.	KL.	$F_0 + E_0$	$\sigma_{tot}^{extr}$	$\delta\sigma_{tot}^{stat}$	$\delta\sigma_{tot}^{sys}$	$\chi_{extr}^2$	$\alpha_2$	$\delta\sigma_{fuc}^{sys}$	$\Delta\tau_0$	$\delta\sigma_{\Delta\tau_0}^{stat}$	$\delta\sigma_{\Delta\tau_0}^{sys}$	$P_{yield}$	$P_{cont}$	$\Delta_{cont}$	$\delta\sigma_{\Delta_{cont}}^{stat}$	$\Delta_{\pi^+}$	$\delta\sigma_{\Delta_{\pi^+}}^{sys}$	$\delta_{BTRD}$	$\delta\sigma_{fuc}^{sys}$	$\sigma_{tot}$ (ert)	(syst up)	(syst lo)
		[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[(GeV/c) <sup>-2</sup> ]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[%]	[%]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]	[mbarn]
p - C Messung mit Datensatz car_pos_250.set1																						
Strahlimpuls: 253 GeV/c ± 19 GeV/c																						
1	2	790502	306.2	4.1	2.0	0.75	63.4 ± 4.5	0.78	3.94	1.9786	0.0046	94.7	5.5575	5.60	1.13	0.53	0.34	5.77	0.44	316.2 ± 7.8	+0.8	-0.4
p - C Messung mit Datensatz car_pos_375.set1																						
Strahlimpuls: 355 GeV/c ± 18 GeV/c																						
1	2	1250794	323.7	3.1	0.8	0.80	62.6 ± 3.6	0.96	-0.08	0.1404	0.0027	90.6	0.9290	0.29	0.06	0.53	0.34	1.87	0.45	324.5 ± 3.9	+0.8	-0.5
p - C Messung mit Datensatz car_pos_375.set2																						
Strahlimpuls: 385 GeV/c ± 26 GeV/c																						
1	2	740727	342.1	5.6	5.1	0.91	72.6 ± 6.5	0.00	-0.39	0.5680	0.0142	90.5	0.1735	0.18	0.04	0.53	0.34	4.08	0.48	342.4 ± 8.7	+0.8	-0.5
p - C Messung mit Datensatz car_pos_600.set1																						
Strahlimpuls: 455 GeV/c ± 25 GeV/c																						
1	2	1589410	321.4	3.1	1.0	0.86	66.9 ± 3.3	0.54	11.22	0.1651	0.2146	86.7	0.0685	0.07	0.01	0.53	0.34	2.11	0.47	333.3 ± 3.9	+0.8	-0.5
2	2	1589410	319.6	4.1	1.0	0.83	66.8 ± 3.5	0.00	16.81	0.2475	0.2886	88.0	0.0324	0.03	0.01	0.53	0.34	0.70	0.47	337.0 ± 4.3	+0.8	-0.5
p - C Messung mit Datensatz car_pos_600.set2																						
Strahlimpuls: 493 GeV/c ± 37 GeV/c																						
1	2	646496	343.7	4.7	3.8	0.85	54.7 ± 5.1	1.35	-7.55	0.5267	0.3217	88.9	0.0376	0.04	0.01	0.53	0.34	1.90	0.47	336.8 ± 6.5	+0.8	-0.5
2	2	646496	341.5	6.5	3.4	0.73	56.9 ± 5.4	2.09	-3.62	0.7232	0.2002	90.1	0.0370	0.04	0.01	0.53	0.34	2.06	0.47	338.4 ± 7.9	+0.8	-0.5
p - C Messung mit Datensatz car_pos_600.set3																						
Strahlimpuls: 499 GeV/c ± 40 GeV/c																						
1	2	494021	332.9	5.5	2.0	1.05	77.6 ± 6.6	0.00	-0.11	1.2460	0.2050	87.1	0.0294	0.03	0.01	0.53	0.34	1.15	0.47	333.4 ± 6.1	+0.8	-0.5
2	2	494021	339.3	7.6	3.3	1.08	78.4 ± 7.0	0.00	7.45	1.9214	0.4773	89.9	0.3985	0.40	0.26	0.53	0.34	4.77	0.49	347.7 ± 9.8	+0.8	-0.5
π <sup>+</sup> - C Messung mit Datensatz car_pos_250.set1																						
Strahlimpuls: 253 GeV/c ± 19 GeV/c																						
1	7	91386	266.1	13.2	9.1	1.07	134.3 ± 21.2	8.08	16.61	5.4405	0.0755	57.3	0.0050	0.00	0.00	0.00	11.34	21.72	0.40	282.7 ± 28.7	+11.7	-0.4
π <sup>+</sup> - C Messung mit Datensatz car_pos_375.set1																						
Strahlimpuls: 355 GeV/c ± 18 GeV/c																						
1	7	277798	231.1	5.7	2.6	1.15	73.8 ± 10.1	1.91	1.91	0.2571	0.0031	80.4	0.0302	-0.03	0.01	0.00	11.34	1.86	0.33	233.0 ± 6.8	+11.7	-0.3
π <sup>+</sup> - C Messung mit Datensatz car_pos_375.set2																						
Strahlimpuls: 385 GeV/c ± 26 GeV/c																						
1	7	130574	226.1	11.4	7.1	1.23	75.9 ± 30.7	2.08	6.93	1.3180	0.0318	84.6	0.0318	-0.03	0.01	0.00	11.34	28.10	0.33	233.0 ± 31.3	+11.7	-0.3
π <sup>+</sup> - C Messung mit Datensatz car_pos_600.set1																						
Strahlimpuls: 455 GeV/c ± 25 GeV/c																						
1	7	210395	216.5	6.8	2.7	1.10	38.8 ± 13.3	2.88	8.14	0.4017	10.0252	86.4	0.0554	-0.05	0.01	0.00	11.34	1.28	0.31	224.6 ± 12.8	+11.7	-0.3
2	7	210395	221.7	13.1	1.8	1.14	37.3 ± 13.8	0.00	16.54	0.8609	1.1485	86.9	0.0393	-0.04	0.01	0.00	11.34	9.74	0.33	238.2 ± 16.4	+11.7	-0.3
π <sup>+</sup> - C Messung mit Datensatz car_pos_600.set2																						
Strahlimpuls: 493 GeV/c ± 37 GeV/c																						
1	7	56838	232.7	13.9	2.1	0.91	78.4 ± 36.3	0.00	15.28	1.5795	0.0500	86.7	0.0434	-0.04	0.01	0.00	11.34	4.71	0.35	248.0 ± 14.9	+11.7	-0.3
2	7	56838	234.4	25.4	6.8	0.89	92.1 ± 68.4	0.00	23.83	2.8489	0.3504	87.2	0.0382	-0.04	0.01	0.00	11.34	45.29	0.36	258.2 ± 52.5	+11.7	-0.4
π <sup>+</sup> - C Messung mit Datensatz car_pos_600.set3																						
Strahlimpuls: 499 GeV/c ± 40 GeV/c																						
1	7	37560	228.7	31.6	5.5	1.26	137.1 ± 124.2	0.00	6.69	3.9431	0.1874	87.5	0.0520	-0.05	0.01	0.00	11.34	14.56	0.33	235.3 ± 35.5	+11.7	-0.3
2	7	37560	261.1	31.5	2.8	1.07	50.2 ± 61.5	6.68	-2.25	8.5803	1.4502	87.5	0.0377	-0.04	0.01	0.00	11.34	28.46	0.36	258.8 ± 43.9	+11.7	-0.4

Mt.	Kl.	$F_0 + E_0$	$\sigma_{tot}^{stat}$ [mbarn]	$\delta_{stat}^{stat}$ [mbarn]	$\delta_{stat}^{sys}$ [mbarn]	$\chi^2_{stat}$	$O_2$ [(GeV/c) <sup>-2</sup> ]	$\delta_{fluc}^{stat}$ [mbarn]	$\Delta\tau_0$ [mbarn]	$\delta_{\Delta\tau_0}^{stat}$ [mbarn]	$\delta_{\Delta\tau_0}^{sys}$ [mbarn]	$Physicl$ [%]	$P_{cont}$ [%]	$\Delta_{cont}$ [mbarn]	$\delta_{\Delta_{cont}}^{stat}$ [mbarn]	$\Delta_{\Sigma^-}$ [mbarn]	$\delta_{\Delta_{\Sigma^-}}^{stat}$ [mbarn]	$\delta_{\Delta_{\Sigma^-}}^{sys}$ [mbarn]	$\delta_{TRBD}$ [mbarn]	$\delta_{\nu_{\mu}}^{stat}$ [mbarn]	$\delta_{\nu_{\mu}}^{sys}$ [mbarn]	$\sigma_{\nu_e}$ [mbarn]	(err)	(syst up)	(syst lo)		
<b><math>\Sigma^- - CH_2</math></b>																											
Messung mit Datensatz: polJueg_600_set1																											
<b>Strahlimpuls: 568 GeV/c ± 23 GeV/c</b>																											
RUN 10502 - 10509																											
1	2	1447089	365.6	3.6	2.9	0.98	52.0 ± 3.7	0.12	1.87	0.0211	0.2239	90.7	0.1078	0.10	0.03	0.47	1.41	2.43	0.29	368.1	± 5.3	+ 1.7	- 0.3	368.1	± 5.3	+ 1.7	- 0.3
2	2	1447089	382.1	9.4	3.3	1.28	54.8 ± 4.5	2.11	6.68	0.0587	0.6116	87.3	0.0783	0.07	0.02	0.47	1.41	11.72	0.31	389.4	± 15.6	+ 1.7	- 0.3	389.4	± 15.6	+ 1.7	- 0.3
3	2	1447089	316.9	36.4	6.1	0.99	66.4 ± 13.1	8.85	13.67	0.2277	0.4081	-	-	-	-	-	-	25.21	0.26	330.6	± 45.5	+ 0.3	- 0.3	330.6	± 45.5	+ 0.3	- 0.3
Messung mit Datensatz: polJueg_600_set2																											
<b>Strahlimpuls: 569 GeV/c ± 23 GeV/c</b>																											
RUN 10511 - 10518																											
1	2	1240169	371.4	4.0	2.8	1.03	54.5 ± 4.0	0.00	5.92	0.1278	0.0375	89.0	0.0923	0.09	0.02	0.47	1.41	0.87	0.30	377.9	± 4.9	+ 1.7	- 0.3	377.9	± 4.9	+ 1.7	- 0.3
2	2	1240169	382.5	10.7	2.8	0.97	53.8 ± 4.6	3.94	3.63	0.4115	0.1285	83.3	0.0301	0.03	0.01	0.47	1.41	0.92	0.31	386.6	± 11.8	+ 1.7	- 0.3	386.6	± 11.8	+ 1.7	- 0.3
3	2	1240169	384.5	41.3	5.2	0.96	62.9 ± 10.9	7.83	23.28	1.6279	0.7683	-	-	-	-	-	-	6.44	0.33	407.8	± 42.9	+ 0.3	- 0.3	407.8	± 42.9	+ 0.3	- 0.3
Messung mit Datensatz: polJueg_600_set3																											
<b>Strahlimpuls: 609 GeV/c ± 35 GeV/c</b>																											
RUN 10549 - 10554																											
1	2	1192101	372.9	4.3	2.4	1.07	67.1 ± 4.4	1.21	4.46	0.0329	0.2180	82.2	0.0130	0.01	0.00	0.47	1.41	1.67	0.30	377.9	± 5.3	+ 1.7	- 0.3	377.9	± 5.3	+ 1.7	- 0.3
2	2	1192101	375.1	10.1	1.3	0.89	61.1 ± 5.1	2.37	2.33	0.0835	0.6743	79.8	0.0043	0.00	0.00	0.47	1.41	4.31	0.30	377.9	± 11.3	+ 1.7	- 0.3	377.9	± 11.3	+ 1.7	- 0.3
3	2	1192101	338.7	40.0	16.3	0.92	90.8 ± 14.6	5.12	7.64	0.3320	0.5669	-	-	-	-	-	-	16.14	0.28	346.4	± 46.4	+ 0.3	- 0.3	346.4	± 46.4	+ 0.3	- 0.3
Messung mit Datensatz: polJueg_600_set4																											
<b>Strahlimpuls: 609 GeV/c ± 35 GeV/c</b>																											
RUN 10555 - 10559																											
1	2	864431	379.1	4.8	1.7	1.81	56.5 ± 4.9	0.83	1.59	0.0617	0.0220	82.9	0.0131	0.01	0.00	0.47	1.41	5.04	0.30	381.2	± 7.2	+ 1.7	- 0.3	381.2	± 7.2	+ 1.7	- 0.3
2	2	864431	372.2	11.8	3.4	1.72	50.3 ± 5.7	6.09	5.43	0.1703	0.0566	82.2	0.0046	0.00	0.00	0.47	1.41	6.63	0.30	378.1	± 15.2	+ 1.7	- 0.3	378.1	± 15.2	+ 1.7	- 0.3
3	2	864431	376.5	46.9	12.8	1.30	87.7 ± 15.5	0.00	-12.95	0.6848	0.3903	-	-	-	-	-	-	16.97	0.29	363.5	± 51.5	+ 0.3	- 0.3	363.5	± 51.5	+ 0.3	- 0.3
Messung mit Datensatz: polJueg_600_set5																											
<b>Strahlimpuls: 606 GeV/c ± 34 GeV/c</b>																											
RUN 10566 - 10568																											
1	2	389807	372.9	7.5	4.3	1.03	65.9 ± 7.0	0.00	13.53	0.5438	0.0970	78.7	0.0132	0.01	0.00	0.47	1.41	9.85	0.31	386.9	± 13.1	+ 1.7	- 0.3	386.9	± 13.1	+ 1.7	- 0.3
2	2	389807	319.1	17.9	7.1	1.21	64.1 ± 8.1	13.14	45.14	1.5442	0.1194	81.7	0.0627	0.06	0.02	0.47	1.41	3.65	0.29	364.8	± 23.7	+ 1.7	- 0.3	364.8	± 23.7	+ 1.7	- 0.3
3	2	389807	346.2	69.9	4.9	1.15	69.8 ± 21.4	0.00	-37.68	6.2002	0.2541	-	-	-	-	-	-	21.06	0.25	308.5	± 73.4	+ 0.2	- 0.2	308.5	± 73.4	+ 0.2	- 0.2
<b><math>\pi^- - CH_2</math></b>																											
Messung mit Datensatz: polJueg_600_set1																											
<b>Strahlimpuls: 568 GeV/c ± 23 GeV/c</b>																											
RUN 10502 - 10509																											
1	7	2107436	281.2	2.3	1.2	1.13	60.1 ± 3.7	0.61	1.82	0.0143	0.0202	82.7	0.0160	-0.02	0.00	0.00	1.25	0.87	0.23	283.0	± 2.8	+ 1.5	- 0.2	283.0	± 2.8	+ 1.5	- 0.2
2	7	2107436	287.2	4.4	1.5	1.06	63.6 ± 4.1	4.31	8.20	0.0306	0.0579	94.1	0.0158	-0.01	0.00	0.00	1.25	1.10	0.24	295.4	± 6.4	+ 1.5	- 0.2	295.4	± 6.4	+ 1.5	- 0.2
Messung mit Datensatz: polJueg_600_set2																											
<b>Strahlimpuls: 569 GeV/c ± 23 GeV/c</b>																											
RUN 10511 - 10518																											
1	7	1794011	283.1	2.5	1.6	0.83	56.9 ± 3.8	0.47	3.68	0.0758	0.0211	89.0	0.0202	-0.02	0.01	0.00	1.25	0.27	0.23	286.7	± 3.0	+ 1.5	- 0.2	286.7	± 3.0	+ 1.5	- 0.2
2	7	1794011	295.5	4.9	1.4	1.00	60.9 ± 4.1	5.46	6.98	0.1842	0.0210	93.6	0.0142	-0.01	0.00	0.00	1.25	1.07	0.24	302.4	± 7.6	+ 1.5	- 0.2	302.4	± 7.6	+ 1.5	- 0.2
Messung mit Datensatz: polJueg_600_set3																											
<b>Strahlimpuls: 609 GeV/c ± 35 GeV/c</b>																											
RUN 10549 - 10554																											
1	7	1304107	283.6	3.1	1.8	0.97	61.8 ± 4.9	1.27	3.25	0.0264	0.1643	97.9	0.0726	-0.07	0.01	0.00	1.25	1.34	0.23	286.8	± 4.1	+ 1.5	- 0.2	286.8	± 4.1	+ 1.5	- 0.2
2	7	1304107	282.6	5.1	1.7	1.05	64.5 ± 5.3	2.33	3.28	0.0441	0.2165	97.7	0.0235	-0.02	0.00	0.00	1.25	1.64	0.23	285.9	± 6.1	+ 1.5	- 0.2	285.9	± 6.1	+ 1.5	- 0.2
Messung mit Datensatz: polJueg_600_set4																											
<b>Strahlimpuls: 609 GeV/c ± 35 GeV/c</b>																											
RUN 10555 - 10559																											
1	7	950251	281.9	3.5	2.7	0.98	50.3 ± 5.5	0.00	2.25	0.0451	0.0650	96.2	0.0659	-0.06	0.01	0.00	1.25	1.96	0.23	284.1	± 4.8	+ 1.5	- 0.2	284.1	± 4.8	+ 1.5	- 0.2
2	7	950251	288.7	5.9	2.7	0.83	52.6 ± 6.0	0.00	-0.96	0.0835	0.0265	97.4	0.0226	-0.02	0.01	0.00	1.25	2.54	0.23	287.8	± 7.0	+ 1.5	- 0.2	287.8	± 7.0	+ 1.5	- 0.2
Messung mit Datensatz: polJueg_600_set5																											
<b>Strahlimpuls: 606 GeV/c ± 34 GeV/c</b>																											
RUN 10566 - 10568																											
1	7	423845	277.1	5.5	2.6	0.62	52.0 ± 7.7	0.46	8.62	0.4086	0.1222	97.7	0.0767	-0.07	0.02	0.00	1.25	1.34	0.23	285.6	± 6.3	+ 1.5	- 0.2	285.6	± 6.3	+ 1.5	- 0.2
2	7	423845	270.0	9.0	2.6	0.84	50.8 ± 8.1	0.00	14.51	0.7607	0.2043	97.3	0.0227	-0.02	0.01	0.00	1.25	1.84	0.23	284.5	± 9.6	+ 1.5	- 0.2	284.5	± 9.6	+ 1.5	- 0.2

Mt.	KL.	$F_0 + E_0$	$\sigma_{tot}^{extr}$ [mbarn]	$\delta_{\sigma_{tot}^{extr}}^{sta}$ [mbarn]	$\delta_{\sigma_{tot}^{extr}}^{sys}$ [mbarn]	$\chi_{extr}^2$	$\alpha_2$ [(GeV/c) $^{-2}$ ]	$\delta_{f_{fluc}}^{sys}$ [mbarn]	$\Delta_{70}$ [mbarn]	$\delta_{\Delta_{70}}^{sta}$ [mbarn]	$\delta_{\Delta_{70}}^{sys}$ [mbarn]	$P_{yield}$ [%]	$P_{cont}$ [%]	$\Delta_{cont}$ [mbarn]	$\delta_{\Delta_{cont}}^{sta}$ [mbarn]	$\Delta_{\Sigma^-}$ [mbarn]	$\delta_{\Delta_{\Sigma^-}}^{sys}$ [mbarn]	$\delta_{BTRD}$ [mbarn]	$\delta_{tot}^{sys}$ [mbarn]	$\sigma_{tot}$ [mbarn]	(err)	(syst up)	(syst lo)
<b><math>\Sigma^-</math> - Cu</b> Messung mit Datensatz: cop_neg_600_set1 <span style="float:right">RUN 10571 - 10576</span>																							
<b>Strahlimpuls: 610 GeV/c <math>\pm</math> 35 GeV/c</b>																							
1	2	1140645	1834.6	215.8	207.8	1.65	243.2 $\pm$ 60.5	103.09	-565.25	3.4153	54.4680	83.7	0.0145	0.03	0.01	1.49	4.48	57.51	1.27	1270.8	$\pm$ 326.6	+ 5.7	- 1.3
2	2	1140645	1665.6	245.0	120.1	1.53	204.3 $\pm$ 62.6	167.26	-691.23	9.8421	53.7160	79.2	0.0051	0.01	0.01	1.49	4.48	73.95	0.98	975.9	$\pm$ 333.0	+ 5.5	- 1.0
3	2	1140645	1937.9	970.3	1483.0	0.70	268.6 $\pm$ 129.8	453.82	-807.81	39.4624	228.3393	-	-	-	-	-	-	865.60	1.13	1130.1	$\pm$ 2037.1	+ 1.1	- 1.1
<b><math>\Sigma^-</math> - Cu</b> Messung mit Datensatz: cop_neg_600_set2 <span style="float:right">RUN 10577 - 10582</span>																							
<b>Strahlimpuls: 608 GeV/c <math>\pm</math> 35 GeV/c</b>																							
1	2	1190795	2096.1	168.0	129.8	1.29	209.4 $\pm$ 40.7	55.91	-898.16	2.2912	24.9637	80.5	0.0127	0.03	0.02	1.49	4.48	27.99	1.20	1199.5	$\pm$ 222.8	+ 5.7	- 1.2
2	2	1190795	2870.5	258.1	103.8	1.26	214.0 $\pm$ 51.0	128.37	-1549.80	6.5632	22.6512	83.6	0.0552	0.11	0.06	1.49	4.48	204.64	1.32	1322.3	$\pm$ 369.2	+ 5.8	- 1.3
3	2	1190795	3270.3	761.3	182.5	1.12	100.0 $\pm$ 49.7	216.76	-2021.42	26.0017	33.5638	-	-	-	-	-	-	361.49	1.25	1248.9	$\pm$ 890.1	+ 1.2	- 1.2

Mt.	KL.	$F_0 + E_0$	$\sigma_{tot}^{extr}$ [mbarn]	$\delta_{\sigma_{tot}^{extr}}^{sta}$ [mbarn]	$\delta_{\sigma_{tot}^{extr}}^{sys}$ [mbarn]	$\chi_{extr}^2$	$\alpha_2$ [(GeV/c) $^{-2}$ ]	$\delta_{f_{fluc}}^{sys}$ [mbarn]	$\Delta_{70}$ [mbarn]	$\delta_{\Delta_{70}}^{sta}$ [mbarn]	$\delta_{\Delta_{70}}^{sys}$ [mbarn]	$P_{yield}$ [%]	$P_{cont}$ [%]	$\Delta_{cont}$ [mbarn]	$\delta_{\Delta_{cont}}^{sta}$ [mbarn]	$\Delta_{K^-}$ [mbarn]	$\delta_{\Delta_{K^-}}^{sys}$ [mbarn]	$\delta_{BTRD}$ [mbarn]	$\delta_{tot}^{sys}$ [mbarn]	$\sigma_{tot}$ [mbarn]	(err)	(syst up)	(syst lo)
<b><math>\pi^-</math> - Cu</b> Messung mit Datensatz: cop_neg_600_set1 <span style="float:right">RUN 10571 - 10576</span>																							
<b>Strahlimpuls: 610 GeV/c <math>\pm</math> 35 GeV/c</b>																							
1	7	1269154	1617.7	103.6	75.3	0.96	192.5 $\pm$ 48.4	85.03	-600.13	2.7069	36.7539	97.5	0.0691	-0.14	0.07	0.00	4.35	53.01	1.02	1017.4	$\pm$ 166.8	+ 5.4	- 1.0
2	7	1269154	1912.1	125.4	120.0	1.00	177.8 $\pm$ 48.2	155.09	-892.53	5.2325	88.4849	95.3	0.0213	-0.04	0.02	0.00	4.35	26.28	1.02	1019.5	$\pm$ 250.5	+ 5.4	- 1.0
<b><math>\pi^-</math> - Cu</b> Messung mit Datensatz: cop_neg_600_set2 <span style="float:right">RUN 10577 - 10582</span>																							
<b>Strahlimpuls: 608 GeV/c <math>\pm</math> 35 GeV/c</b>																							
1	7	1308244	1897.8	113.8	444.8	0.94	227.2 $\pm$ 44.2	53.01	-835.62	1.8660	22.0292	95.8	0.0770	-0.15	0.08	0.00	4.35	46.51	1.06	1062.0	$\pm$ 465.0	+ 5.4	- 1.1
2	7	1308244	2832.3	134.8	197.7	0.88	211.6 $\pm$ 50.1	142.57	-1581.82	3.5588	42.9523	95.9	0.0298	-0.06	0.03	0.00	4.35	17.90	1.25	1250.4	$\pm$ 282.5	+ 5.6	- 1.3

## C Rechnungen zum Glauber-Modell

Um eine Beziehung zwischen Hadron-Nukleon- und Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitten abzuleiten benötigt man eine Hadron-Nukleon-Streuamplitude, die sich leicht auf das Vielteilchenproblem am Kern erweitern läßt. Eine solche Streuamplitude wurde von R.J. Glauber bereits in den 50-er Jahren angegeben [Glauber59]. Ausgangspunkt zur Ableitung der Streuamplitude ist die Lippmann-Schwinger-Gleichung:

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} - \frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{i|\vec{k}-\vec{k}'|k}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} U(\vec{r}') \Psi_{\vec{k}}(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (191)$$

Diese ist eine integrale Formulierung der Schrödingergleichung für stationäre Zustände. Mit Hilfe einer Eikonalapproximation für die Wellenfunktion  $\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}')$  im Integranden, kann (191) auf die asymptotische Form (13) gebracht werden, woraus man die sogenannte Eikonalstreuamplitude  $f(\vec{k}, \vec{k}')$  ablesen kann:

$$f(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\cdot\vec{b}} [1 - e^{i\chi(\vec{b})}] d^2b \quad (192)$$

Dabei ist  $\vec{k}$  der Wellenvektor des einlaufenden und  $\vec{k}'$  der Wellenvektor des elastisch gestreuten, auslaufenden Teilchens. Der Vektor  $\vec{b}$  ist der sog. Stoßparameter, der in der Ebene transversal zu  $\vec{k}$  liegt und dessen Länge durch den minimalen Abstand des Streuzentrums von der Teilchentrajektorie des einlaufenden Teilchens gegeben ist (siehe Abbildung 96 linkes Diagramm). Die Funktion  $\chi(\vec{b})$  beschreibt die Phasenänderung der einlaufenden Welle bei der Wechselwirkung mit dem Zentralpotential  $U(\vec{r})$ . Der Ausdruck, der in Formel (192) in der Klammer auftritt, wird auch als Konturfunktion  $\Gamma(\vec{b})$  bezeichnet, da dieser die Modulation der Streuwelle als Funktion der Opazität des Targets beschreibt.

$$\text{Die Konturfunktion } \Gamma(\vec{b}) := 1 - e^{i\chi(\vec{b})} \quad (193)$$

$\Gamma(\vec{b})$  ist darüberhinaus die Fouriertransformierte der Streuamplitude. Für ein radialsymmetrisches Potential ist es üblich eine andere Form von (192) anzugeben. Mit Hilfe der Integraldarstellung der Besselfunktion 0-ter Ordnung  $J_0$

$$J_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{ix\cos(\phi)} d\phi \quad \text{und} \quad |\vec{k} - \vec{k}'| = 2k \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (194)$$

erhält man:

$$f(\theta) = ik \int_0^\infty J_0(2kb \sin\frac{\theta}{2}) [1 - e^{i\chi(\vec{b})}] b db \quad (195)$$

Aus Formel (195) läßt sich eine Folgerung für den totalen Wirkungsquerschnitt ziehen, wenn man Nukleonen als schwarze Scheiben mit Radius  $R$  auffaßt. In diesem Fall ist  $\chi(\vec{b}) = 0$  für alle Stoßparameter  $|\vec{b}| < R$  und  $\chi(\vec{b}) = 1$ , falls  $|\vec{b}| > R$ . Für den totalen Wirkungsquerschnitt folgt somit:

$$\sigma_{tot}^{black\ disk} = 4\pi \int_0^R \underbrace{J_0(0)}_1 b db = 2\pi R^2 \quad (196)$$

In diesem Fall hat der totale Wirkungsquerschnitt die Größe der Scheibenfläche.

Zur Ableitung einer Streuamplitude  $F(\vec{k}, \vec{k}')$ , die die elastische Streuung eines Teilchens an einem Kern beschreibt, werden folgende Annahmen gemacht:

- Die einzelnen Nukleonen  $j$  im Kern treten mit dem einlaufenden Teilchen unabhängig in Wechselwirkung.

- Die Geschwindigkeit des einlaufenden Teilchens ist viel größer als die Geschwindigkeit der Kernnukleonen, die diese aufgrund ihres Fermiimpulses besitzen. Während der Wechselwirkungszeit verbleiben die Nukleonen somit auf ihren Positionen  $\vec{r}_j$ . Man spricht von einem eingefrorenen Zustand.

Unter diesen Annahmen erwartet man, daß jedes Nukleon des Kerns zu einer Phasenverschiebung  $\chi_j(\vec{b} - \vec{s}_j)$  beiträgt, wobei  $\vec{s}_j$  die transversale Position des Nukleons  $j$  vom Zentrum ist (siehe Abbildung 96 linkes Diagramm).

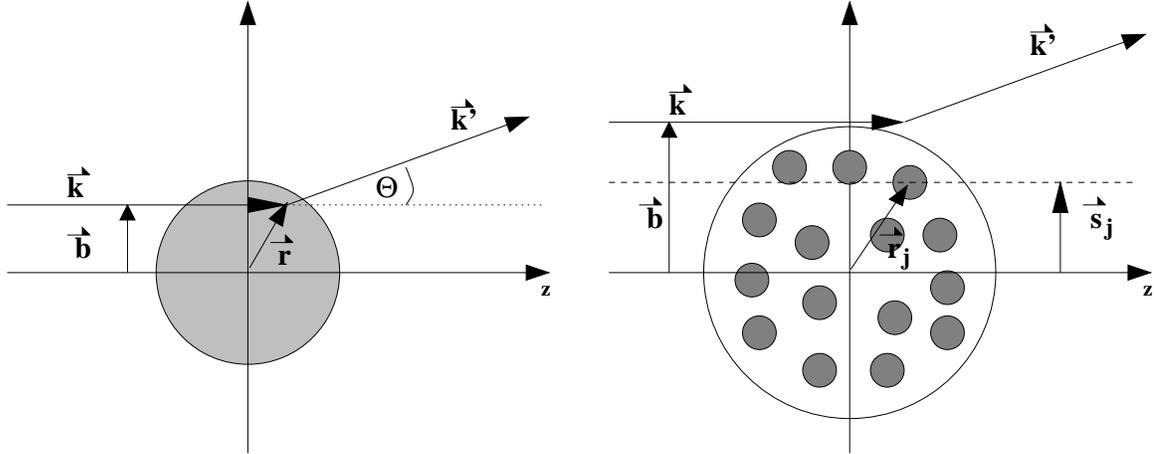


Abbildung 96: Zur Erklärung der Vektoren bei der Eikonallstreuung (linkes Diagramm) und der verallgemeinerten Streuamplitude für Kerne (rechtes Diagramm)

Die resultierende Phasenverschiebung aus den Einzelstreuereprozessen  $\chi_{tot}$  ist dann gegeben durch:

$$\chi_{tot}(\vec{b}, \vec{s}_1, \dots, \vec{s}_A) = \sum_{j=1}^A \chi_j(\vec{b} - \vec{s}_j) \quad (197)$$

und für die Konturfunktion  $\Gamma_{tot}$ , für die Streuung am Kern gilt [Schopper74], [Glauber70], [Franco66]:

$$\Gamma_{tot}(\vec{b}, \vec{s}_1, \dots, \vec{s}_A) = 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j(\vec{b} - \vec{s}_j)] \quad (198)$$

Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Nukleonen im Kern vor (nach) dem Streuvorgang wird durch die Wellenfunktion des Kerns  $\psi_i(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$  ( $\psi_f(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$ ) beschrieben. Bei elastischer Streuung verbleibt der Kern in seinem Anfangszustand, s.d.  $\psi_i = \psi_f$ . Damit erhält man als Erweiterung von (192) für die elastische Streuung am Kern:

$$F(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i(\vec{k}-\vec{k}') \cdot \vec{b}} \psi^*(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \left( 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j(\vec{b} - \vec{s}_j)] \right) \psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \prod_{j=1}^A d\vec{r}_j d^2b$$

Im Modell unabhängiger Teilchen läßt sich das Betragsquadrats der Kernwellenfunktion durch ein Produkt von Nukleonendichten  $\rho(\vec{r}_j)$  im Kern ausdrücken. Bei der Integration über Ortskoordinaten treten Integrale über Produkte aus Kontur- und Dichtefunktion auf. Mit Hilfe der Beziehung

$$\Gamma_j(\vec{b} - \vec{s}_j) = \frac{1}{2\pi ik} \int e^{i\vec{q} \cdot \vec{b}} f(\vec{q}) d^2q \quad \text{und} \quad (199)$$

$$f(\vec{q}) = \frac{(i + \rho')}{4\pi} \sigma_{tot}(hN) k e^{-B \frac{q^2}{2}} \quad (200)$$

erhält man für die Streuamplitude in Vorwärtsrichtung:

$$F(0) = ik \int 1 - \left[ 1 - \frac{(1 - i\rho')}{4\pi} \sigma_{tot}(hN) \int_0^\infty J_0(qb) e^{-B\frac{q^2}{2}} S(q) q dq \right]^A b db \quad (201)$$

Dabei ist  $S(q)$  der Kernformfaktor, der durch

$$S(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr \quad (202)$$

definiert ist. Für den Zusammenhang zwischen Hadron-Nukleon- und Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitten erhält man damit:

$$\sigma_{tot}(hA) = 4\pi R e \left\{ \int 1 - \left[ 1 - \frac{(1 - i\rho')}{4\pi} \sigma_{tot}(hN) T(b) \right]^A b db \right\} \quad \text{mit} \quad (203)$$

$$T(b) = \int_0^\infty J_0(qb) e^{-B\frac{q^2}{2}} S(q) q dq \quad (204)$$

Rechnungen im Glaubermodell finden sich in: [Glauber70], [Franco72], [Murthy75], [Franco66] und [Glauber55]