Untersuchung der Target–Strahl Wechselwirkung im HERA–B Experiment

Oktober 1998

Diplomarbeit

vorgelegt von

Torsten Jagla

Lehrstuhl für
experimentelle Physik V
Fachbereich Physik
Universität Dortmund

Zusammenfassung

Das HERA–B Experiment am HERA Speicherring am „Deutschen Elektronen–Synchrotron“ DESY in Hamburg untersucht die CP–Verletzung in B–Zerfällen. Die neutralen B–Mesonen werden durch Protonen des Strahlrandes erzeugt, die auf ein Drahttarget treffen. Aufgrund des niedrigen b–Wirkungsquerschnitts und kleiner Verzweigungsverhältnisse ist eine Wechselwirkungsrate von 40 MHz notwendig. Um den Einfluß auf die Strahllebensdauer, die Strahlqualität und die anderen HERA Experimente klein zu halten, müssen die Protonen, die dem Strahl ohnehin verlorengehen, mit möglichst hoher Wahrscheinlichkeit mit dem Draht wechselwirken. Als Kontrollgröße wird hierzu die Targeteffizienz eingeführt, die das Verhältnis aus Wechselwirkungsrate mit den Drähten und der totalen Protonenverlustrate wiedergibt. Mit Hilfe einer Einteilchen–Tracking–Simulation wurde die Abhängigkeit der Targeteffizienz von Targeteigenschaften und Maschinenparametern untersucht. Im Standardbetrieb mit dem HERA–B Target werden typischerweise Effizienzen von über 50% erreicht.
Die Simulation bietet außerdem die Möglichkeit, die Abhängigkeit der Primärvertexverteilung entlang der Targetdrähte systematisch zu untersuchen.
Von großem Interesse ist auch ein tieferes Verständnis der Empfindlichkeit der Wechselwirkungsrate auf Draht– und Strahlbewegungen, da die Drähte dicht an den Strahl herangefahren werden. Hierzu wurden die transversale Protonendichteverteilung und deren Abhängigkeiten genauer untersucht.

Investigation of the Target–Beam Interaction in the HERA–B Experiment

Abstract

The HERA–B experiment at the HERA storage ring at the 'Deutsches Elektronen–Synchrotron' DESY in Hamburg measures the CP–violation in B–decays. The neutral B–mesons are produced by protons of the beam halo which hit a wire target. Due to the low B–cross section and the small branching ratios an interaction rate of 40 MHz is required. To keep the impact on the beam lifetime, the quality of the beam and the other HERA experiments small the protons which get lost anyway have to interact with the wire with high probability. The target efficiency describes the ratio of the interaction rate and the total proton loss rate. By using a single–particle–tracking–simulation the dependence of the target efficiency on target properties and machine parameters was studied. In normal operations the target reaches efficiencies of typically more than 50%.
In addition the simulation offers the possibility to investigate systematically the dependence of the primary vertex distribution along the target wires.
Of great interest is also a better understanding of the sensibility of the interaction rate on movement of the wires or the beam because the wires are operated close to the beam. For this the transverse proton density distribution and its dependences were discussed.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

In der Vergangenheit konnten viele Vorhersagen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik erfolgreich im Experiment bestätigt werden. Es stehen jedoch noch weitere Untersuchungen an, so zum Beispiel die der Ursache und der Stärke der CP–Verletzung. Unter CP–Symmetrie versteht man die kombinierte Erhaltung von Spiegelsymmetrie im Ortsraum und Teilchen–Antiteilchen–Symmetrie, die in der schwachen Wechselwirkung einzeln verletzt, in Kombination in den meisten schwachen Prozessen aber CP–erhaltend sind [1], [2].
Im Rahmen des Standardmodells ist die Existenz der CP–Verletzung eine Voraussetzung für die Entstehung der Materie–Antimaterie–Asymmetrie im heutigen Universum aus einem als symmetrisch angenommenen Anfangszustand.
Außerdem ist der experimentelle Nachweis der CP–Verletzung eine Bestätigung des Standardmodells, das die Übergangsamplituden für Quark–Quark–Prozesse durch die Elemente der unitären 3×3 Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM) Matrix parametrisiert. Die Matrixelemente werden durch drei reelle Winkel und einen reellen Phasenwinkel beschrieben [1], [2]. Die CP–Symmetrie–Erhaltung gilt nicht, wenn diese Phase von Null verschieden ist.
Im Jahr 1964 gelang es erstmals, die CP–Verletzung im K^0–System vor der theoretischen Vorhersage experimentell nachzuweisen. Dieses Phänomen wird, falls der Phasenwinkel ungleich null ist, auch in Zerfällen anderer elektrisch neutraler Meson–Antimeson–Systeme erwartet [2].
Deshalb haben sich die HERA–B Kollaboration sowie die Experimente BaBar, Belle, CDF und LHC–B genau diese Überprüfungen mit B^0–Mesonen zum Ziel gesetzt. In diesem Teilchensystem sollte die CP–Verletzung gemäß des Standardmodells besonders deutlich deutlich ausgeprägt sein.

1.1 Prinzip des HERA–B Experiments

Beim HERA–B Experiment wird der Protonenspeicherring HERA–p am Deutschen Elektronen–Synchrotron DESY als Fabrik für B–Mesonen genutzt, indem Protonen einer Energie von 820 GeV auf ein feststehendes Drahttarget treffen. Dort entstehen in inelastischen Proton–Kern–Wechselwirkungen mit einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \approx 40$ GeV unter anderem die gewünschten B–Mesonen [4]:

$$\mathrm{pN} \;\rightarrow\; \mathrm{b\overline{b}} + \mathrm{X} \;\rightarrow\; \mathrm{B}^0 + \overline{\mathrm{B}} + \mathrm{Y}\ , \tag{1.1}$$

$$\mathrm{pN} \rightarrow \mathrm{b\overline{b}} + \mathrm{X} \rightarrow \overline{\mathrm{B}}^0 + \mathrm{B} + \mathrm{Y}\ . \tag{1.2}$$

Dabei liegt die Produktionswahrscheinlichkeit für B–Mesonen in der Größenordnung von 10^{-6}.
B^0 und $\overline{\mathrm{B}}^0$ können in denselben CP–Eigenzustand zerfallen, was nur über die schwache Wechselwirkung möglich ist. Zur Messung der Stärke der CP–Verletzung bietet sich die Untersuchung des Zerfallsverhältnisses von Meson und Antimeson an. Die Asymmetrie muß sich in der Flugzeitabhängigkeit der Zerfallsraten $\mathrm{n(t)}$ für B^0 und $\overline{\mathrm{n}}\mathrm{(t)}$ für $\overline{\mathrm{B}}^0$ zeigen, die zeitintegriert liefert [4]:

$$\mathrm{A_{int}} = \frac{\int \mathrm{n(t)dt} - \int \overline{\mathrm{n}}\mathrm{(t)dt}}{\int \mathrm{n(t)dt} + \int \overline{\mathrm{n}}\mathrm{(t)dt}} = \frac{\mathrm{x}}{1+\mathrm{x}^2} \sin 2\beta\ . \tag{1.3}$$

Hierbei sind x der Mischungsparameter zwischen beiden B–Mesonen, und β ist mit dem reellen Phasenwinkel und somit direkt mit der Stärke der CP–Verletzung verknüpft.
Zur Messung der Asymmetrie zwischen B^0 und $\overline{\mathrm{B}}^0$ muß die Flavor des zerfallenden Mesons identifiziert werden. Hierzu wird das zweite bei der Produktion entstehende B–Meson verwendet. Man bezeichnet diese Methode als B–Tagging. Die CP–Verletzung wird bei HERA–B mit Hilfe des als goldenen Zerfall bezeichneten Übergangs $\mathrm{B}^0/\overline{\mathrm{B}}^0 \rightarrow \mathrm{J}/\psi\mathrm{K}^0_\mathrm{s}$ untersucht, der ein Verzweigungsverhältnis von $7.5{\cdot}10^{-4}$ besitzt. Zusammen mit der obigen Produktionswahrscheinlichkeit, der Trigger– und der Rekonstruktionseffizienz ergibt sich für den in Abbildung 1.1 dargestellten Zerfall

$$\mathrm{B}^0/\overline{\mathrm{B}}^0 \rightarrow \mathrm{J}/\psi\mathrm{K}^0_\mathrm{s} \rightarrow \mathrm{l}^+\mathrm{l}^-\pi^+\pi^- \tag{1.4}$$

eine totale Nachweiswahrscheinlichkeit von $3 \cdot 10^{-12}$. Auf diesen Kanal ist der HERA–B Detektor optimiert.

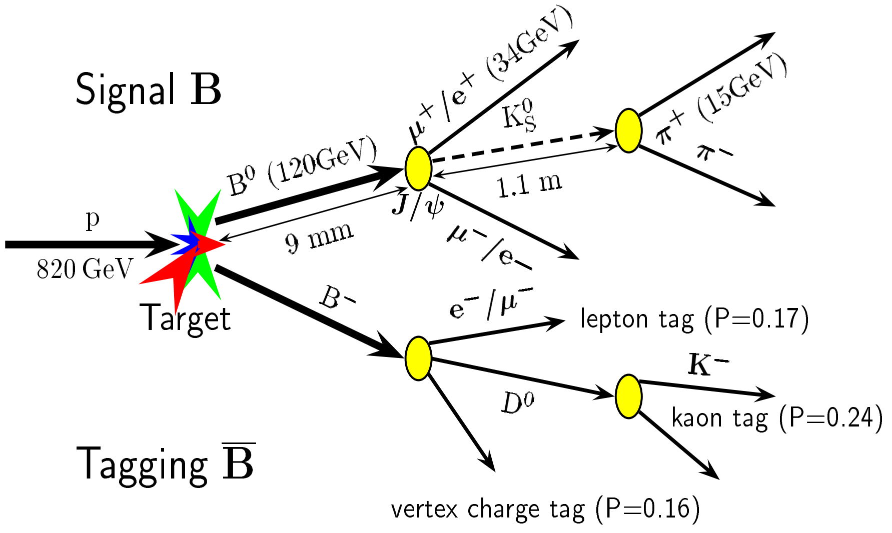

Abbildung 1.1: *Der als goldener Kanal bezeichnete Zerfall mit seinen Nachweisteilchen*

Für eine Messung der CP–Asymmetrie, die statistisch signifikant ist, sind O(1 000) rekonstruierte Zerfälle und zusammen mit der Nachweiswahrscheinlichkeit folglich $4 \cdot 10^{14}$

inelastische Wechselwirkungen notwendig. Soll dies in einem angemessenen Zeitraum von einem Jahr mit einem Drittel Nutzung, das heißt in 10^7 Sekunden, bewerkstelligt werden, ist eine Wechselwirkungsrate mit dem Target von ungefähr 40 MHz erforderlich. Das entspricht bei einer effektiven Vorbeiflugfrequenz der Protonenbündel am Target von 8.5 MHz etwa 5 gleichzeitigen inelastischen Wechselwirkungen je Bündel mit den Drahttargets.
Hierzu werden mehrere dünne Drähte von vier Seiten an den Rand des Protonenstrahls bewegt. Sie tragen gleichmäßig zur Wechselwirkungsrate bei und gewährleisten eine gute örtliche Trennung der Wechselwirkungspunkte.

1.2 Gliederung der Arbeit

Um der Forderung nach einer hohen und möglichst konstanten Wechselwirkungsrate der Protonen mit dem Draht bei gleichzeitig geringem Untergrund gerecht zu werden, ist ein ausreichendes Verständnis der gegenseitigen Beeinflussung von Strahl und Target unabdingbar. Daher werden in dieser Arbeit die Physik des Protonenstrahls und ihr Einfluß auf die Effizienz des Targets, die Verteilungsbreiten der Wechselwirkungspunkte auf den Drähten und die transversale Protonendichteverteilung mit Hilfe einer Einteilchen–Tracking–Simulation untersucht. Die Ergebnisse werden mit Meßdaten verglichen, so daß sich einige strahldynamische und drahtspezifische Parameter sinnvoll eingrenzen lassen.
Die Arbeit besteht aus sieben weiteren Kapiteln: in Kapitel 2 werden der Speicherring HERA mit seinem Beschleuniger– und Kollimatorsystem sowie der HERA–B Detektor vorgestellt. Kapitel 3 behandelt das Prinzip und die Funktionsweise des HERA–B Targets. Die strahldynamischen Voraussetzungen für die Einteilchen–Tracking–Simulation werden in Kapitel 4 behandelt, bevor der Algorithmus der Simulation in Kapitel 5 detailliert vorgestellt wird. Außerdem wird die Betatronamplitude, eine teilchenspezifische Größe, untersucht. In Kapitel 6 schließen sich Untersuchungen zur Targeteffizienz mit Hilfe der Simulation an, die zum Teil mit Meßdaten verglichen werden. Es werden Abhängigkeiten der Targeteffizienz von verschiedenen Parametern betrachtet, wobei das Interesse insbesondere Bedingungen gilt, die zu hohen Werten dieser Größe führen. Außerdem erhofft man sich neue Erkenntnisse über das Diffusionsverhalten der Protonen. Dem folgen in Kapitel 7 Untersuchungen der Verteilungsbreiten der primären Wechselwirkungspunkte entlang der Drähte sowie der transversalen Protonendichteverteilungen, die die Höhe und die Stabilität der Wechselwirkungsrate bestimmen. Sie ermöglichen die Untersuchung der komlexen Strahldynamik am Drahttarget und ebenfalls die Ermittlung der Diffusionsparameter. Kapitel 8 faßt die wichtigsten Ergebnisse zusammen.

Kapitel 2

HERA und HERA–B Detektor

Um die Eigenschaften des Speicherrings HERA und des Protonenstrahls besser zu verstehen, werden die Gesamtanlage und insbesondere der Protonenspeicherring HERA–p mit seinen Vorbeschleunigern und dem Kollimatorsystem beschrieben. Im zweiten Teil dieses Kapitels werden die einzelnen Komponenten des HERA–B Detektors kurz vorgestellt.

2.1 Der Speicherring HERA und seine Großexperimente

Die Anlage HERA ist ein doppelter Speicherring mit zwei getrennten Vakuumröhren für Protonen der Energie 820 GeV, die im Jahr 1998 erstmals 920 GeV betrug, und Elektronen beziehungsweise Positronen mit 30 GeV. Ihr Umfang beträgt 6 335.8 m [4]. Der Protonenspeicherring wird im folgenden als HERA–p bezeichnet.
HERA besitzt vier magnetfreie Wechselwirkungszonen, in denen die Großexperimente installiert sind, ersichtlich aus dem linken Teil von Abbildung 2.1. Im Norden und Süden befinden sich die beiden Experimente H1 und ZEUS, die tiefinelastische ep–Kollisionen untersuchen, während das Experiment HERMES in der Osthalle lediglich den polarisierten Elektronenstrahl ausnutzt. Das HERA–B Experiment wird in der Westhalle aufgebaut und arbeitet nur mit dem Protonenstrahl. Bei HERMES und HERA–B passieren Protonen– und Elektronenstrahl kollisionsfrei den Wechselwirkungspunkt. Auf den Protonenstrahl wird im folgenden näher eingegangen.

2.1.1 Das Beschleunigersystem des Protonenstrahls

Die einzelnen Vorbeschleunigungsstufen der Protonen sind im rechten Teil von Abbildung 2.1 zu erkennen.
Zuerst werden negative Wasserstoffionen H^- im Linearbeschleuniger LINAC III auf eine Energie von 50 MeV beschleunigt. Die Elektronen werden danach an Stripping–Folien abgestreift. Die verbleibenden Protonen werden in die nächste Beschleunigungsstufe, das Synchrotron DESY III, eingeschossen. Dies geschieht mit neun weiteren LINAC III–Füllungen. Die zehn vorhandenen Protonenfüllungen werden auf 7.5 GeV beschleunigt. Im nächsten Schritt werden sie in den Speicherring PETRA injiziert, wobei dieser 6 DESY III–Füllungen aufnehmen kann. Die jetzt insgesamt 60 Bündel werden auf 39 GeV beschleunigt und schließlich in den Speicherring HERA eingeschossen. Nach zwei weiteren

Abbildung 2.1: *links: die Gesamtübersicht des Speicherrings HERA. Die Endversion des HERA–B Experiments wird zur Zeit in der Westhalle errichtet.*
rechts: Speicherring PETRA mit den Vorbeschleunigern

derartigen Injektionen sind in HERA schließlich 180 Bündel gespeichert. Danach werden die Protonen auf 820 GeV Sollenergie beschleunigt.

HERA ist auf seinem kompletten Umfang in 220 Hochfrequenzabschnitte unterteilt, die als buckets bezeichnet werden und von denen gemäß Abbildung 2.2 180 mit den genannten Protonenbündeln gefüllt sind. Zu erkennen ist, daß die DESY III–Füllungen und die drei PETRA–Züge durch nicht gefüllte buckets voneinander getrennt sind. Die 15 letzten, ungefüllten buckets dienen dem sicheren Dumpen des gesamten Strahls. Während die Beschleunigung ein 52–MHz–Hochfrequenzsystem besorgt, geschieht die Bündelfokussierung mit 208 MHz.

In Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Betriebsparameter des Protonenstrahls für das Jahr 1997 aufgelistet. Diese sind in guter Übereinstimmung mit denen für das Jahr 1998, in dem Messungen durchgeführt wurden, mit denen sich Simulationsdaten vergleichen ließen.

Da alle vier Großexperimente sehr präzise Messungen durchführen, reagieren sie auf zu hohe Untergrundraten sehr empfindlich. Um den natürlichen und den durch das HERA–B Target induzierten Untergrund effektiv zu reduzieren, besitzt HERA–p ein ausgefeiltes Kollimatorsystem. Untersuchungen zeigen, daß eine einzelne Kollimatorbacke keine ausreichende Effizienz im Abfangen von Verlustteilchen aufweist [13]. Daher existieren strahlabwärts des Hauptkollimators Nebenkollimatoren, die die aus dem Hauptkollimator wieder in den Strahl zurückgestreuten Protonen endgültig vernichten. Die Kollimatoren sind rechteckige Wolfram–Blöcke, die in Strahlrichtung eine Ausdehnung von 400 mm, eine Höhe von 80 mm und eine Breite von 60 mm haben. Damit begrenzen sie das Strahlrohr komplett als ebene Flächen.

Das Kollimatorsystem ist gemäß Abbildung 2.3 im Bereich der HERA–B Westhalle installiert, wobei der Hauptkollimator in Strahlrichtung gesehen vor und die Nebenkollimatoren vor und hinter dem HERA–B Experiment stehen. Sie befinden sich bewußt in einem bestimmten Phasenabstand der Betatronschwingung zueinander, um optimal zu kooperieren.

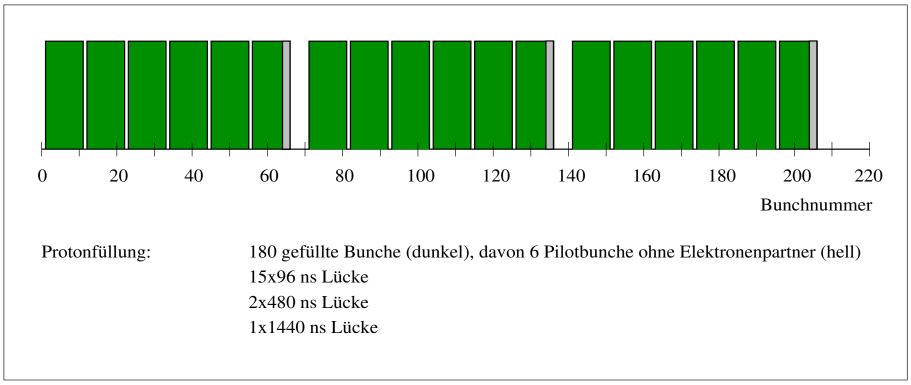

Abbildung 2.2: *Darstellung des Füllschemas von HERA–p. Von 220 buckets sind 180 mit Protonenbündeln gefüllt, die sich auf drei PETRA–Züge aufteilen. Diese gliedern sich in je sechs Gruppen mit jeweils zehn Bündeln. Die DESY III–Füllungen und die drei PETRA–Züge sind durch nicht gefüllte buckets voneinander getrennt.*

Parameter	Wert
Energie [GeV]	1997: 820, 1998: 920
Strahlstrom [mA]	80, Ende 1997: > 100
Anzahl p/Bündel	$6 \cdot 10^{10}$
Umlaufzeit der Protonen [μs]	21.13
Anzahl gefüllter buckets	180 von 220
bucket–Länge [ns]	96
Bündellänge [ns]	1
Strahllebensdauer [h]:	
nur p	3 000 – 5 000
p–e^-–Luminosität	300 – 1 000
mit HERA–B Target	O(100)

Tabelle 2.1: *Verschiedene Betriebsparameter des Protonenstrahls. Die Angaben zur Strahllebensdauer sind für verschieden Fälle präzisiert worden [15].*

2.2 Der HERA–B Detektor

Aufgrund der Verwendung eines feststehenden Targets als Stoßpartner für die Protonen werden die Sekundärteilchen der inelastischen Wechselwirkungen bevorzugt in Strahlrichtung der Protonen produziert. Daher ist der HERA–B Detektor als Vorwärtsspektrometer mit einem Raumwinkel von ungefähr 200 mrad im Laborsystem ausgelegt. Dabei stellt er, in Abbildung 2.4 gezeigt, mit einer geometrischen Akzeptanz von 90 % im Schwerpunktssystem einen Kompromiß zwischen Baukosten und notwendiger Größe zur Erfassung von Teilchenspuren mit ausreichender Akzeptanz dar.

2.2.1 Anforderungen

Wegen der in Kapitel 1 genannten Seltenheit der interessanten Zerfälle werden eine Reihe von Anforderungen an den Detektor gestellt [4]:

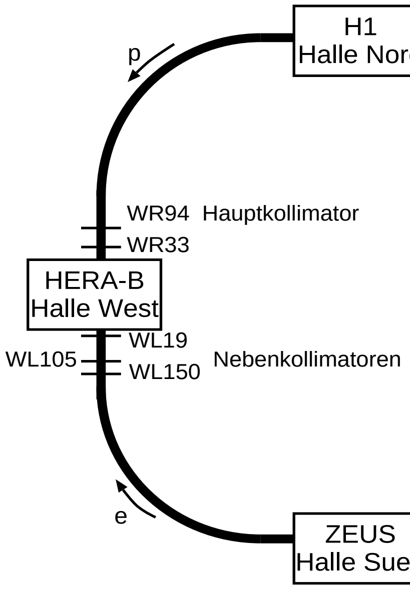

Abbildung 2.3: *Anordung des Kollimatorsystems von HERA–p, das im Bereich der Westhalle installiert ist. Der Kollimator WR94 ist der Hauptkollimator, die Kollimatoren WL19 und WL150 unterdrücken als Sekundärkollimatoren den vom Hauptkollimator und dem HERA–B Target stammenden Untergrund. WR33 und WL105 sind weitere Sekundärkollimatoren.*

- insbesondere die strahlnahen Komponenten müssen aufgrund der extrem hohen Teilchendichte eine hohe Granularität besitzen,
- diese müssen ein Jahr mit einer effektiven Meßzeit von 10^7 s ohne signifikante Strahlenschäden überstehen,
- der Trigger soll einen CP–verletzenden $B^0/\overline{B}^0$–Zerfall aus je 10^5 $B^0/\overline{B}^0$–Zerfällen totzeitfrei auswählen können,
- dazu wird der Trigger auf den Nachweis des goldenen Zerfalls [Gleichung (1.4)] optimiert.

2.2.2 Detektorkomponenten und Aufbau 1997

Im folgenden wird ein kurzer Abriß des Aufbaus des 20 m langen Detektors gegeben [5]. Hinter dem Target folgt zuerst ein Silizium–Vertex–Detektor, mit dem sich die Vielzahl von Teilchenspuren bis zu den Primärvertizes, den Wechselwirkungspunkten der inelastischen Wechselwirkungen mit dem Target, rekonstruieren lassen. Anschließend folgt ein normalleitender Dipolmagnet zur Selektion elektrisch neutral geladener Teilchen. Das umfangreiche Haupttracking–System besteht aus den inneren Siliziumstreifen– und Mikrostreifen–Gas–Detektoren feiner Granularität sowie dem gröber strukturierten äußeren Kammersystem, das aus Honigwaben–Driftzellen besteht.

Die anschließenden Komponenten dienen in erster Linie der Teilchenidentifikation. Die erste hiervon ist der Ringbild–Čerenkov–Zähler RICH, der der Kaon–Pion–Separation dient. Das Kaon stammt aus dem als Signalteilchen dienenden zweiten B–Meson. Die

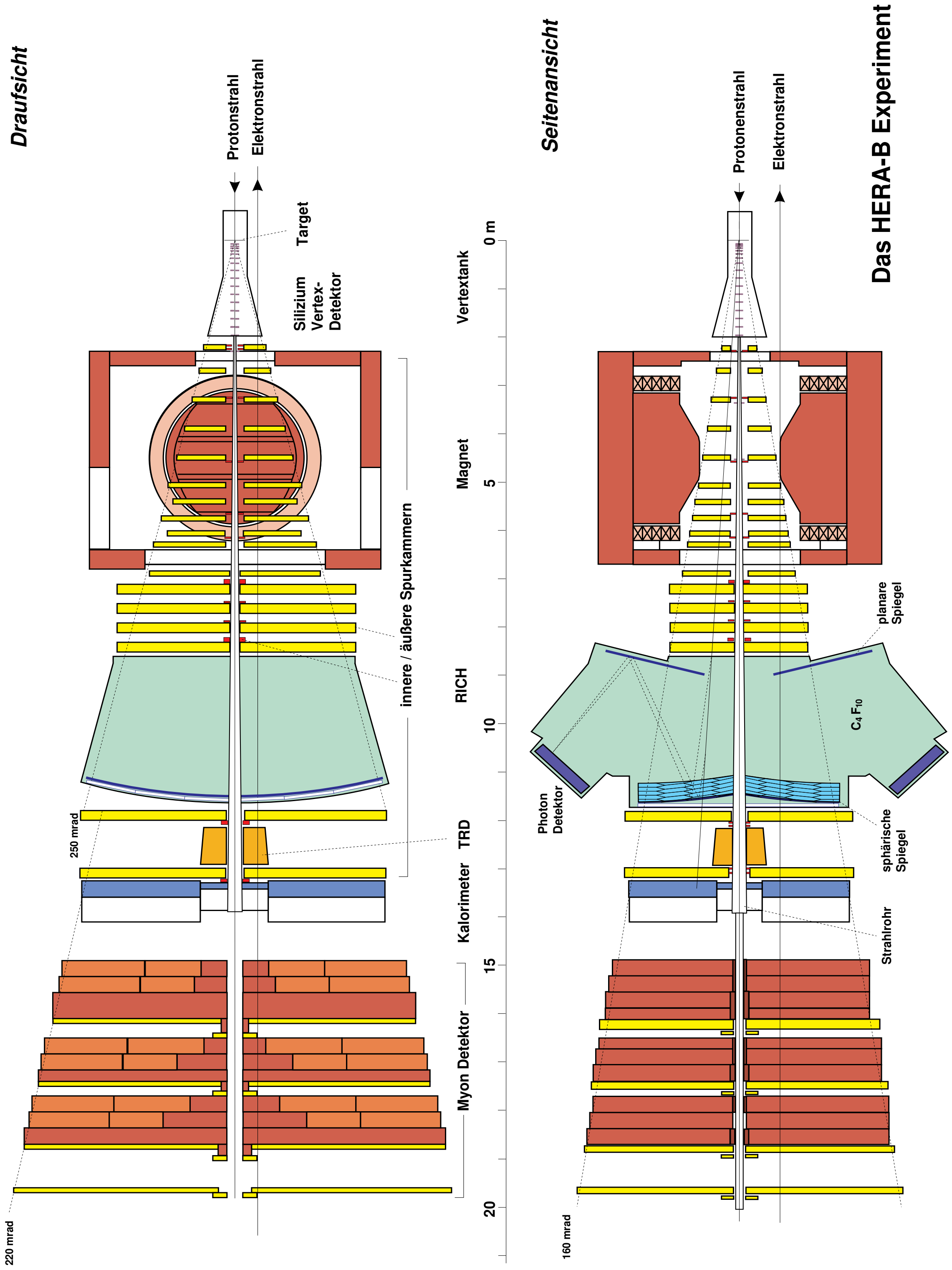

Abbildung 2.4: *Prinzipieller Aufbau des HERA–B Detektors*

nächste Komponente ist ein Übergangsstrahlungsdetektor TRD, der die Elektronenidentifikation erleichtert. Dieser ist eingeschlossen von einem großen Spurkammersystem, das der Effizienzsteigerung in der Spurrekonstruktion des First Level Triggers vom letzten Detektorelement bis zum HERA–B Magneten dient.

Die vorletzte Detektorkomponente ist das elektromagnetische Kalorimeter ECAL, das aus wechselnden Schichten von Blei mit Szintillatormaterial sowie Wolfram mit Szintillatormaterial besteht und ebenfalls bei der Elektronenidentifikation hilfreich ist. Das gesamte System endet mit dem zur Myonkennung installierten Myon–Detektor. Dieser besteht aus drei ausgedehnten Blöcken, die vier Kammerlagen beinhalten.

Kapitel 3

Das HERA–B Target

Im folgenden werden die Anforderungen an das HERA–B Target, dessen Konzept und Funktionweise behandelt.

3.1 Anforderungen

An das Target werden folgende Bedingungen gestellt [4]:

- Eine inelastische Wechselwirkungsrate von ungefähr 40 MHz soll erzeugt werden. Dies entspricht im Mittel 5 Wechselwirkungen pro Protonenbündel.
- Für eine große Triggereffizienz muß die Rate möglichst konstant sein.
- Zur eindeutigen Bestimmung der Primärvertizes sind möglichst kleine Wechselwirkungsvolumina nötig.
- Das Targetmaterial:
  - muß einen genügend großen b–Produktionsquerschnitt aufweisen, und
  - die mittlere Anzahl von Spuren pro Ereignis muß möglichst gering sein.
- Der ep–Luminositätsbetrieb darf nicht signifikant beeinträchtigt werden: die Strahlqualität muß so erhalten bleiben, daß
  - einerseits der Untergrund bei den anderen Experimenten niedrig bleibt und
  - andererseits der innere Bereich des Protonenstrahls, dessen Teilchen hauptsächlich zur Luminosität beitragen, nicht gestört wird.
- Außerdem muß es zuverlässig arbeiten und leicht zu handhaben sein.

3.2 Konzept und Funktionsweise

Zur Realisierung der genannten Forderungen wird beim HERA–B Experiment ein in Strahlrichtung feststehendes Drahttarget gewählt. Hierbei werden dünne Drähte in den Randbereich des Protonenstrahls gefahren, um die gewünschten pN–Wechselwirkungen zu erzeugen. Da keine punktförmigen Targets herstellbar sind, stellen möglichst dünne Drähte die beste Lösung dar.

Je vier Drähte sind in zwei Ebenen an allen vier Seiten des Strahls vorhanden, wie es in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Im Jahr 1998 waren die Drähte Oben 2 und Unten 2 um 45° geneigt.

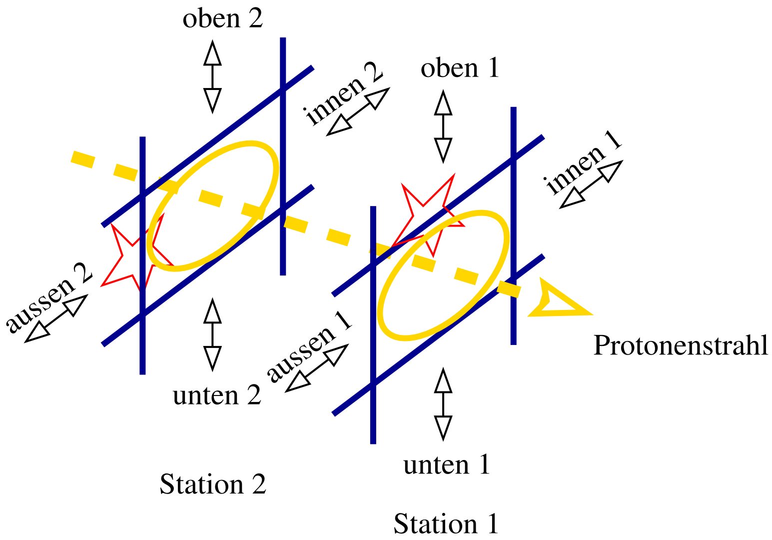

Abbildung 3.1: *Konzept des HERA–B Targets. Dargestellt sind die Anordnung der Drähte zum Strahl sowie ihre Bezeichnung. Die Pfeile geben die möglichen Bewegungsrichtungen der Drähte an.*

Ein computergesteuerter Regelkreis sorgt für eine konstante Wechselwirkungsrate und deren gleichmäßige Verteilung auf alle acht Drähte. Die Bestimmung der Orte inelastischer Wechselwirkungen mit den Drähten ist mit Hilfe eines Rekonstruktionsalgorithmus für Daten des Silizium–Vertex–Detektors [16] in zwei Dimensionen sehr genau möglich. Mit der in Abbildung 3.1 gewählten Geometrie könnten jedoch Sekundärvertizes der zweiten Station Primärvertizes der ersten Station vortäuschen. Daher müssen beide Stationen in ausreichender Entfernung zueinander stehen. Der gewählte Abstand von 4 cm ist bei HERA–B ausreichend.

Zur Untersuchung der Targeteigenschaften auf die Produktionsrate wurden verschiedene Materialien gewählt. In Tabelle 3.1 ist die Targetbestückung für das Jahr 1998 gezeigt. Die Abmessungen aller Drähte waren dieselben.

3.2.1 Das Target am Protonenstrahl

Da die Dicke eines Drahtes viel kleiner als die Wechselwirkungslänge des Materials ist, können ihn Protonen im Mittel mehrere hundert Male durchqueren, bevor sie inelastisch wechselwirken. Dabei unterliegen sie einer radialen Bewegung zum Strahlrand, die insbesondere durch die natürliche Diffusion und die materialabhängige Vielfachstreuung im Draht bestimmt wird. Man erwartet für die transversale Protonendichteverteilung in Abhängigkeit von der Entfernung zum Strahlzentrum einen qualitativen Verlauf, wie er in Abbildung 3.2 dargestellt ist:

die Protonendichte nimmt mit wachsender Entfernung vom Strahlmittelpunkt ab und erreicht an der Aperturgrenze den Wert null. In unmittelbarer Drahtnähe fällt sie steil ab, da Protonen mit dem Draht wechselwirken und somit vernichtet oder im Mittel nach

Zeitraum	Target	Material	Dicke in Strahlrichtung [μm]	transversale Breite [μm]
12.7.1998	außen 1	Al	500	50
bis	innen 1	Al	500	50
10.1998	oben 1	Al	500	50
	unten 1	Ti	500	50
	außen 2	Ti	500	50
	innen 2	C, Bündel	500	50
	oben 2	Fe, 45°	500	50
	unten 2	Al, 45°	500	50

Tabelle 3.1: *Beispiel einer Targetbestückung des Jahres 1998*

außen gestreut werden. Demzufolge halten sich auch zwischen Draht und Kollimator Protonen auf, die zum Teil auf den Kollimator treffen und dort vernichtet werden, statt mit dem Target inelastisch wechselzuwirken. Target und Kollimator wetteifern daher im Absorbieren von Protonen.

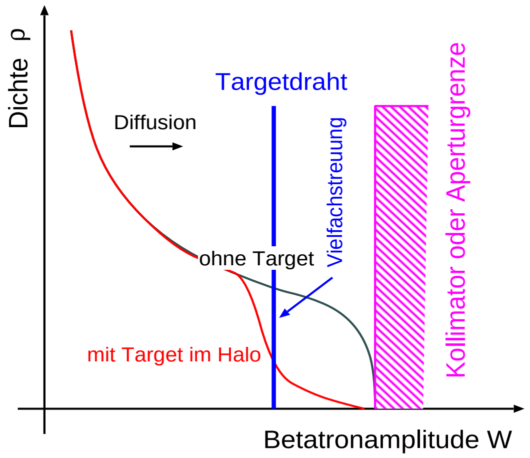

Abbildung 3.2: *Qualitativer Einfluß von Draht, Kollimator, natürlicher Diffusion und Vielfachstreuung im Draht auf die transversale Protonendichteverteilung*

3.2.2 Die Targeteffizienz

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein dem Speicherring verlorengehendes Proton auf dem Draht und nicht auf dem Kollimator vernichtet wird, ist das Verhältnis von inelastischer Wechselwirkungsrate mit dem Target $\mathrm{R_{WW}}$ zu totaler Protonenverlustrate $\mathrm{R_{Verlust}}$:

$$\varepsilon_{\mathrm{T}} = \frac{\mathrm{R_{WW}}}{\mathrm{R_{Verlust}}} = \frac{\mathrm{n_{inel}}}{\mathrm{n_{inel}} + \mathrm{n_{lost}}}, \tag{3.1}$$

wobei $\mathrm{n_{inel}}$ die mit den Drähten wechselwirkenden Protonen und $\mathrm{n_{lost}}$ die Verluste auf Aperturgrenzen sind.

Diese Größe wird als Targeteffizienz bezeichnet. Gemäß den Anforderungen aus Abschnitt 3.1 sollen die meisten Verlustprotonen mit dem Target inelastisch wechselwirken. Daher muß die Targeteffizienz mindestens 50 % betragen. Sie wird in Kapitel 6 eingehend untersucht.

In Abbildung 3.3 ist sie für eine Messung des Jahres 1997 zusammen mit anderen Größen dargestellt. Auf die Gewinnung der Meßdaten wird in Abschnitt 6.2.1 eingegangen.

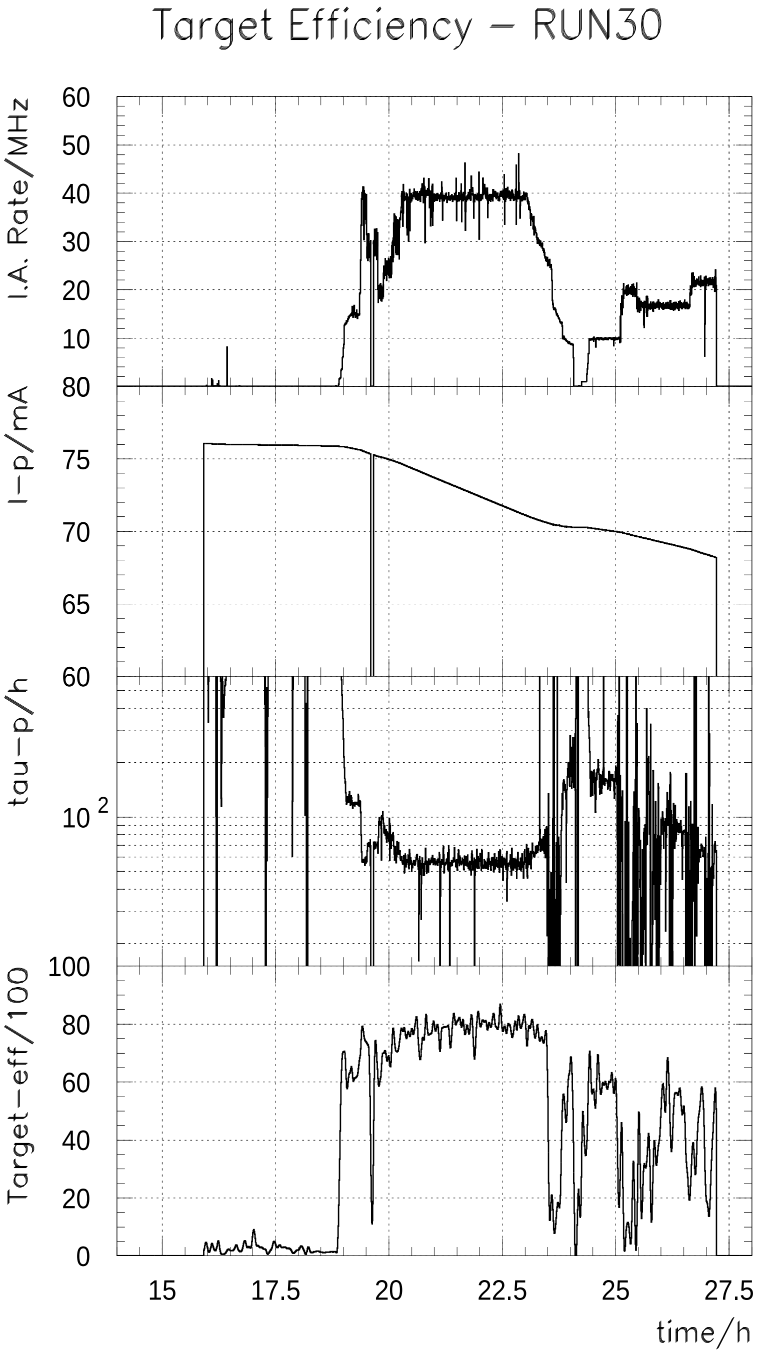

Abbildung 3.3: *Meß–Run 30 vom 31.5.–1.6.1997. Von oben nach unten sind gegen die Zeit aufgetragen: die inelastische Wechselwirkungsrate mit den drei gefahrenen Drähten, der Protonenstrom, die Strahllebensdauer und die Targeteffizienz.*

Zu Anfang ist die Wechselwirkungsrate sehr gering, da noch kein Draht an den Strahl herangefahren wurde. Der Protonenstrom bleibt daher nahezu konstant. Dies stimmt mit der sehr hohen Strahllebensdauer von über 600 Stunden überein. Die Targeteffizienz, deren Meßmethode in Abschnitt 6.2.1 erläutert wird, ist in diesem Zeitraum sehr klein, so daß die totale Protonenverlustrate signifikant größer sein muß als die Wechselwirkungsrate. Jeder Draht steht somit im Kollimatorschatten.
In den darauf folgenden 3 Stunden wird die Wechselwirkungsrate bis auf 40 MHz erhöht. Dementsprechend stark fällt der Strom mit 1 mA/h stärker ab. Die Lebensdauer geht dabei um mehr als eine Größenordnung auf ungefähr 60 Stunden zurück. Dies zeigt, daß durch zusätzliches 'Kratzen' der Drähte am Strahl die totale Protonenverlustrate um mehr als einen Faktor zehn erhöht wird. Für die geforderte hohe Wechselwirkungsrate reicht der natürliche Protonenverlust von erfahrungsgemäß 2.5 MHz folglich nicht aus. Die Targeteffizienz steigt auf bis zu 80 % an und liegt somit deutlich über der Mindestforderung von 50 %. Daher wird ein Großteil aller dem Speicherring verlorengehenden Protonen wie gewünscht mit den Targetdrähten zur Wechselwirkung gebracht.

Kapitel 4

Strahldynamische Grundlagen

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit ist ein Verständnis der Strahlphysik und der Proton–Draht–Wechselwirkung notwendig. Diese grundlegenden Zusammenhänge sollen hier diskutiert und wichtige Begriffe eingeführt werden.

4.1 Die Strahlphysik

In einem Speicherring ist die Bewegung eines einzelnen Teilchens durch die Konstruktion des Beschleunigers fest vorgegeben. Es verläßt die als Orbit bezeichnete Sollbahn, wenn es den Vorgaben der Anlage nicht entspricht. Dabei führt es Schwingungen um den Orbit aus, die sich mit der linearen Strahloptik beschreiben lassen.
Einflüsse höherer Ordnung wie zum Beispiel Vielfachstreuung im Drahtmaterial oder das Driften der Protonen nach außen gehören zur nichtlinearen Strahlphysik.
Das im folgenden benutzte Koordinatensystem ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Es ist ein Linkssystem mit den Koordinaten (x, y, s). Sein Ursprung bewegt sich längs des Orbits mit dem Sollteilchen. Die Teilchenbewegung wird in den Ebenen x–x' und y–y' beschrieben, in denen der Orbit liegt.

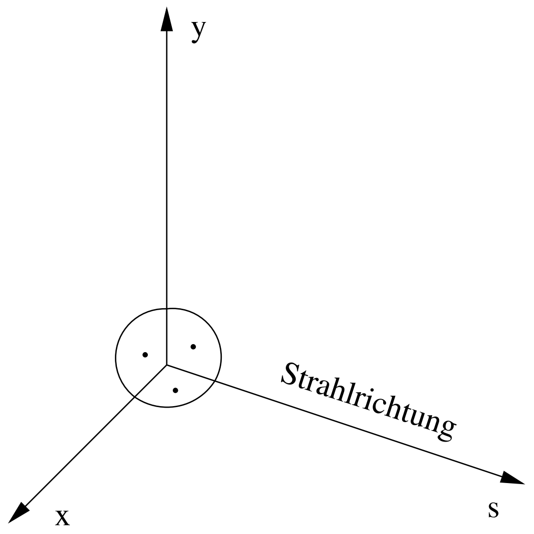

Abbildung 4.1: *Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbewegung*

4.2 Die lineare Optik

Zur Beschreibung der linearen Teilchenbewegung tragen als Strahlführungselemente nur Di– und Quadrupolmagnete bei [3]. Die Krümmung des Orbits wird mit Dipolen erreicht, während zur Fokussierung des Strahls Quadrupolmagnete benutzt werden. Für die Komponente der magnetischen Flußdichte, die für die Ablenkung eines Teilchens quer zur Flugrichtung verantwortlich ist, gilt in Abhängigkeit von der transversalen Ablage des Teilchens, zum Beispiel x:

- Dipol: $\mathrm{B(x)} = \text{konstant}$
- Quadrupol: $\mathrm{B(x)} \sim \mathrm{x}$

Die lineare Optik berücksichtigt nur diese beiden Magnettypen. Sie beschreibt die Bewegung eines einzelnen Teilchens mit Hilfe der Hill'schen Differentialgleichung [3]

$$\mathrm{x''(s) - k(s)\,x(s)} \;=\; 0\,, \tag{4.1}$$

wobei x(s) die horizontale Teilchenablage bezüglich der Sollbahn und k(s) die Quadrupolstärke der Maschine sind, die beide mit der Orbit–Koordinate s variieren. Diese Bewegungsgleichung enthält nicht die vertikale Teilchenablage und ermöglicht daher eine unabhängige Berechnung der Teilchenbewegung in den beiden Ebenen, in denen der Orbit liegt. Daher werden die Betrachtungen im folgenden nur für eine Koordinate durchgeführt; für die andere gelten sie analog.
Als Lösung von Gleichung 4.1 ergibt sich eine sogenannte Betatronschwingung quer zur Sollbahn. Für die x–Ablage des Teilchens ergibt sich

$$\mathrm{x(s)} \;=\; \sqrt{\varepsilon_{\mathrm{x}}\beta_{\mathrm{x}}(\mathrm{s})}\cos\left(\Psi_{\mathrm{x}}(\mathrm{s})\right) \tag{4.2}$$

und für seinen Bahnwinkel relativ zum Orbit

$$\mathrm{x'(s)} \;=\; -\sqrt{\frac{\varepsilon_{\mathrm{x}}}{\beta_{\mathrm{x}}(\mathrm{s})}}\Big[\alpha_{\mathrm{x}}(\mathrm{s})\cos\left(\Psi_{\mathrm{x}}(\mathrm{s})\right) \;+\; \sin\left(\Psi_{\mathrm{x}}(\mathrm{s})\right)\Big]\;. \tag{4.3}$$

Hierin bedeuten

- $\beta_{\mathrm{x}}(\mathrm{s})$ die horizontale Betafunktion, die ausschließlich durch die Strahloptik des Speicherrings bestimmt ist und von der Bewegung des einzelnen Teilchens völlig unabhängig ist,
- $\alpha_{\mathrm{x}}(\mathrm{s}) \;=\; -\frac{\beta'_{\mathrm{x}}(\mathrm{s})}{2}$ die Ableitung der Betafunktion nach s, mit $-\frac{1}{2}$ skaliert,
- $\Psi_{\mathrm{x}}(\mathrm{s}) \;=\; \int_0^{\mathrm{s}} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\beta_{\mathrm{x}}(\sigma)}$ die Phase der Betatronschwingung und
- ε_{x} die Emittanz des Teilchens, die gemäß dem Liouville'schen Satz eine Konstante der Zeit und der Orbitkoordinate s ist.

Die Emittanz beschreibt die Bewegung des Teilchens als Ellipsenlinie im horizontalen Phasenraum x–x′. Dabei führt das Teilchen eine bestimmte Anzahl von Betatronschwingungen pro Umlauf aus, die als Arbeitspunkt $\mathrm{Q_x}$ bezeichnet wird. Für ihn wird bewußt ein irrationaler Wert gewählt, damit es zu keinen resonanzartigen Anregungen der Betatronschwingungen kommen kann [3].

Abbildung 4.2 zeigt die Bewegung auf der Ellipse für sechs Umläufe an einem festen Ort s entlang des Orbits. Bei HERA–p absolviert ein Teilchen auf einem Umlauf mehrere Betatronschwingungen einschließlich eines Restes von etwas weniger als einer Drittelschwingung. Daher erreicht es nach drei Umläufen nicht ganz seinen Startpunkt im Phasenraum an einem bestimmten Ort s auf dem Orbit.

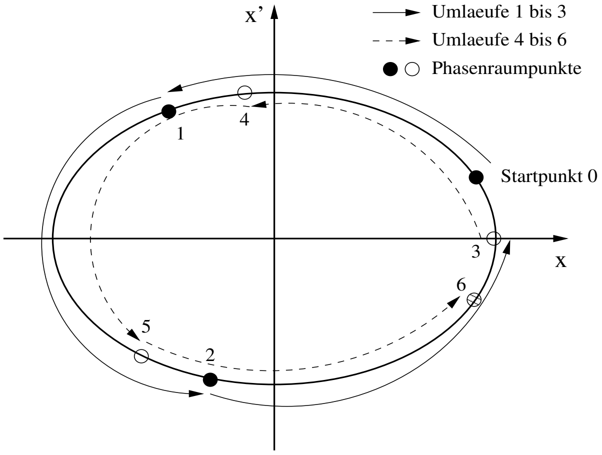

Abbildung 4.2: *Schematische Darstellung der Teilchenbewegung auf einer Ellipsenlinie in der horizontalen Phasenraumebene an einem festen Ort s. Der das Teilchen kennzeichnende Phasenraumpunkt ist als Kreis dargestellt, der nach drei Umläufen eine andere Füllung erhält. Die Fortbewegung ist durch Pfeile veranschaulicht.*

Die Emittanz ist bis auf den Faktor $\frac{1}{\pi}$ gleich dem Flächeninhalt der Ellipse und berechnet sich nach

$$\varepsilon_x = \gamma_x(s)\,x^2(s) + 2\,\alpha_x(s)\,x(s)\,x'(s) + \beta_x(s)\,x'^2(s) = \text{konstant} \tag{4.4}$$

mit der dritten optischen Funktion $\gamma_x(s) := \frac{1+\alpha_x^2(s)}{\beta_x(s)}$, die durch $\alpha_x(s)$ und $\beta_x(s)$ eindeutig bestimmt ist [3].

4.2.1 Matrixformalismus

Die bisher genannten Beziehungen beschreiben die Bahnpunkte des betrachteten Teilchens an einem konkreten Ort s entlang des Orbits. Zur Transformation der Ablage x und des Bahnwinkels x′ eines Teilchens von einem Ort s_0 zu einem anderen s_1 wird ein Matrixformalismus benutzt. Für einen Speicherring bietet sich die umlaufweise Berechnung an:

$$\begin{pmatrix} x(s_1) \\ x'(s_1) \end{pmatrix} = \mathbf{M_{U,x}} \begin{pmatrix} x(s_0) \\ x'(s_0) \end{pmatrix} \quad \text{mit} \tag{4.5}$$

$$\mathbf{M_{U,x}} = \begin{pmatrix} \cos(2\pi Q_x) + \alpha_x(s_0)\sin(2\pi Q_x) & \beta_x(s_0)\sin(2\pi Q_x) \\ -\gamma_x(s_0)\sin(2\pi Q_x) & \cos(2\pi Q_x) - \alpha_x(s_0)\sin(2\pi Q_x) \end{pmatrix} \tag{4.6}$$

für einen Umlauf und dem Arbeitspunkt Q_x des Speicherrings. Dieser Formalismus gilt für Teilchen mit Sollenergie.

4.2.2 Dispersion

In einem realen Strahl besitzen die meisten Teilchen eine Abweichung $\Delta\mathrm{E}$ von der Sollenergie E. Die Energieabweichung führt zu einer zusätzlichen Fehlablage $\mathrm{x_D(s)}$ neben der bei Sollenergie schon vorhandenen Ablage x(s) [3]:

$$\mathrm{x_g(s) \;=\; x(s) + x_D(s) \;=\; x(s) + D_x(s)\frac{\Delta p}{p}} \;, \tag{4.7}$$

wobei für hochrelativistische Teilchen der Übergang $\Delta\mathrm{E} \longrightarrow \Delta\mathrm{p}\cdot\mathrm{c}$ gilt. Hierin ist $\mathrm{D_x(s)}$ die sogenannte Dispersion. Für $\mathrm{x'_g(s)}$ gilt mit der Winkeldispersion $\mathrm{D'_x(s)}$ das Entsprechende. $\mathrm{D_x(s)}$ und $\mathrm{D'_x(s)}$ werden ebenfalls mit Hilfe eines Matrixformalismus transformiert:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{D_x(s)} \\ \mathrm{D'_x(s)} \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\frac{\mathrm{s}}{\mathrm{R}} & \mathrm{R}\sin\frac{\mathrm{s}}{\mathrm{R}} & \mathrm{R}\left(1-\cos\frac{\mathrm{s}}{\mathrm{R}}\right) \\ -\frac{1}{\mathrm{R}}\sin\frac{\mathrm{s}}{\mathrm{R}} & \cos\frac{\mathrm{s}}{\mathrm{R}} & \sin\frac{\mathrm{s}}{\mathrm{R}} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{D_x(0)} \\ \mathrm{D'_x(0)} \\ 1 \end{pmatrix} \;, \tag{4.8}$$

wobei R der Biegeradius der Teilchenbahn ist.

4.3 Die Betatronamplitude

Mit Hilfe der Ablage und des Bahnwinkels eines Teilchens [Gleichungen (4.2) und (4.3)] läßt sich der gesamte Strahl beschreiben, wenn die transversale Dichteverteilung der Protonen in sehr guter Näherung als gaußförmig angenommen wird. Für den Strahl als Vielteilchensystem sind die Phasenfaktoren undefiniert und entfallen. Mit der mittleren Strahlemittanz $\varepsilon_{\mathrm{x,Strahl}}$ folgt dann für die Strahlbreite

$$\sigma_{\mathrm{x}}(\mathrm{s}) \;=\; \sqrt{\varepsilon_{\mathrm{x,Strahl}}\,\beta_{\mathrm{x}}(\mathrm{s})} \tag{4.9}$$

und für die Strahldivergenz

$$\sigma_{\mathrm{x'}}(\mathrm{s}) \;=\; \sqrt{\frac{\varepsilon_{\mathrm{x,Strahl}}}{\beta_{\mathrm{x}}(\mathrm{s})}} \;. \tag{4.10}$$

Durch Messung der Breite $\sigma_{\mathrm{x}}(\mathrm{s})$ der transversalen Protonendichteverteilung am Ort s läßt sich $\varepsilon_{\mathrm{x,Strahl}}$ ermitteln.

Die mittleren Strahlemittanzen beider Phasenraumebenen ermöglichen dann die Beschreibung des gesamten radialen Abstands eines Teilchens zum Strahl im vierdimensionalen Phasenraum. Dazu wird die totale normierte Betatronamplitude W definiert [7]. Sie ist die Wurzel aus der Summe der relativen horizontalen und vertikalen Emittanz des Teilchens normiert auf die mittleren Strahlemittanzen $\varepsilon_{\mathrm{x/y,Strahl}}$:

$$\mathrm{W} \;=\; \sqrt{\frac{\varepsilon_{\mathrm{x}}}{\varepsilon_{\mathrm{x,Strahl}}} + \frac{\varepsilon_{\mathrm{y}}}{\varepsilon_{\mathrm{y,Strahl}}}} \;. \tag{4.11}$$

wobei $\varepsilon_{\mathrm{x/y}}$ die Emittanzen des Teilchens sind. Die Betatronamplitude wird in Einheiten von Strahlsigma angegeben.

Bei linearer Teilchenbewegung ist W eine Konstante der Orbitkoordinate s und daher auch der Zeit.

Insbesondere für HERA–p läßt sich W in einer vereinfachten Form darstellen, da $\alpha_x = 0\,\text{rad}$ und $\alpha_y = 0.01\,\text{rad}$ sind [27]. Daher sind der Mischterm und die von $\alpha_{x/y}$ abhängigen Terme im ersten Summanden in Gleichung (4.4) null oder können vernachlässigt werden, so daß sich für die Betatronamplitude eines Teilchens ergibt:

$$W \approx \sqrt{\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{x'^2}{\sigma_{x'}^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{y'^2}{\sigma_{y'}^2}}\,. \tag{4.12}$$

4.4 Die nichtlineare Strahlphysik

Im folgenden wird die nichtlineare Teilchenbewegung diskutiert. Sie wird beeinflußt durch:

- nichtlineare Optik,
- Diffusion,
- Vielfachstreuung und
- Protonenverlust.

4.4.1 Nichtlineare Optik

In einem realen Beschleuniger wird die Teilchenbewegung auch durch Nichtlinearitäten der Optik beeinflußt. Auf diese läßt sich eine vergleichsweise bequeme Berechnung mit Hilfe von Transportmatrizen nicht anwenden. Außerdem können die Teilchenbahnen in den beiden Ebenen der Teilchenbewegung [Abschnitt 4.1] nicht getrennt berechnet werden.
Für jede nichtlineare Bewegung ist charakteristisch, daß die Teilchenemittanzen und die Betatronamplitude W nicht mehr Konstanten der Zeit sind, so daß die Prozesse zu einer Strahlaufweitung und letztendlich zu einem Teilchenverlust auf äußeren Aperturbegrenzungen führen. Sie sollen im folgenden erläutert werden.

4.4.1.1 Koppelresonanz

Die Kopplung δ ist in guter Näherung als Differenz der nicht–ganzzahligen Reste beider Arbeitspunkte des Speicherrings definiert, die als Breite der Resonanz im Q–Raum bezeichnet wird [6]. Sie beschreibt für alle Protonen den Einfluß der Bewegung in der x–x′–Ebene auf diejenige in der y–y′–Ebene und umgekehrt. Daher ist die Teilchenbewegung in beiden Ebenen nicht mehr unabhängig berechenbar [3]. Ein großer Kopplungswert beispielsweise bedeutet eine starke Abhängigkeit der beiden Phasenteilräume.
Die Wirkung der Koppelresonanz δ ist mit der eines fiktiven um 45° gedrehten Quadrupolmagneten vergleichbar [6], dessen Brennweite f gegeben ist durch

$$\frac{1}{f} = \frac{2\pi \cdot \delta}{\sqrt{\beta_x \beta_y}}\,. \tag{4.13}$$

Sie äußert sich in einer periodischen Umverteilung der totalen normierten Betatronamplitude W zwischen dem vertikalen und dem horizontalen Phasenteilraum. Die zugehörige Frequenz für HERA–p war im Jahr 1997 $\delta/T \approx 95\,\text{Hz}$, wobei für die Kopplung $\delta = 0.002$ galt und $T = 21.13\,\mu\text{s}$ die Umlaufdauer pro Proton durch HERA–p bezeichnet. Auf nur etwa 500 Umläufen verringert sich die Betatronamplitude in einer Phasenraumebene und wächst wieder auf ihren Anfangswert an, wenn $\delta = 0.002$ gewählt wird. In der zweiten Phasenraumebene tritt das umgekehrte Verhalten auf. Dies äußert sich gemäß einer Simulation in einer Schwebung von W [8] und sorgt für eine rasche, gleichmäßige Durchmischung der Protonen über alle vier Phasenraumkoordinaten, die in Abschnitt 5.1 genauer untersucht wird.

4.4.1.2 Synchrotronschwingung

Desweiteren führen die Teilchen eine als Synchrotronschwingung bezeichnete Energieschwingung aus, wenn sie eine Abweichung ΔE von der Sollenergie besitzen. Dann passieren sie das für die Bündelung der Protonen verantwortliche Hochfrequenzfeld mit einer Phasenverschiebung $\Delta\Psi$ und werden abwechselnd beschleunigt oder verzögert. In der $\Delta\Psi$–ΔE–Ebene [3] beschreibt das Teilchen bei Fortbewegung durch den Speicherring eine geschlossene Bahn, solange es den Potentialtopf des Hochfrequenzfeldes nicht verläßt. Innerhalb des Potentialtrogs befindet sich das komplette Protonenbündel des Teilchens. Bei Annäherung an den Topfrand wird das Schwingverhalten zunehmend anharmonisch. Nach Überschreitung der Separatrix, die die Grenze zwischen dem stabilen und instabilen Bereich der Synchrotronschwingung in der $\Delta\Psi$–ΔE–Ebene darstellt, ist das Proton nicht mehr mit seinem Bündel korreliert.
Daher wird, in Anlehnung an einschlägige Literatur [3], die Synchrotronschwingung der nichtlinearen Optik zugeordnet.

4.4.1.3 Strahl–Strahl–Wechselwirkung

In den Kollisionspunkten von Protonen– und Elektronenstrahl bei H1 und ZEUS erfährt der Protonenstrahl eine Ablenkung aufgrund von elektromagnetischer Wechselwirkung. Ihre Wirkung ist vergleichbar mit einer effektiven Quadrupolstärke, da sie primär zu einer Winkel–, nicht jedoch zu einer Ablagenänderung des Protons führt. Sie hat eine nur geringe Relevanz für die Teilchenbewegung. Die resultierende Ablenkung $\theta_{\rm ss}$ ist

$$\vec{\theta}_{\rm ss} = -\frac{\rm N \cdot e^2}{2\pi\epsilon_0 \rm E} \cdot \frac{\vec{\rm r}}{\rm r^2} \cdot (1 - \exp(-\frac{\rm r^2}{2\sigma^2})) \ , \tag{4.14}$$

wobei N die Anzahl der Elektronen oder Positronen pro Elektronenbündel, $\vec{\rm r}$ den Abstandsvektor des Protons zum Zentrum des Elektronenbündels, E die Energie des Protons, σ die mittlere Breite des Protonenstrahls im Kollisionspunkt, e die Elementarladung und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante bezeichnen. Pro Elektronenbündel beträgt die Ablenkung eines Protons O (0.01 μrad) bis O (0.1 μrad). Nach quadratischer Addition der Aufweitung der Betatronamplitude,

$$\Delta(\rm W^2) = \frac{\theta^2_{\rm SS}}{\sigma^2_{\rm x'/y'}(\rm s_{Draht})} \ , \tag{4.15}$$

zur totalen normierten Betatronamplitude W des Teilchens erhält man mit einer natürlichen Divergenz des Protonenstrahls von ungefähr 11.5 μrad die effektive Aufweitung der Betatronamplitude zu O ($10^{-8}\,\sigma$) bis O ($10^{-6}\,\sigma$). Sie wird entsprechend ihrer Richtung auf x$'$ und y$'$ aufgeteilt.
Es wird kein signifikanter Beitrag der Strahl–Strahl–Wechselwirkung zur Strahlaufweitung erwartet, da sich die Effekte der Elektronenbündel nicht einfach aufaddieren.

4.4.2 Diffusion

Die radiale Bewegung der Teilchen in den Randbereich des Strahls resultiert ebenfalls in einer Strahlaufweitung. In diesem Vorgang werden alle Einflüsse zusammengefaßt, die zur Diffusion der Protonen beitragen:

- Magnetfeldfehler und höhere Multipole
- Rauschen der Spannungsversorgung der Magnete und
- Strahl–Restgas–Streuung.

Die radiale Teilchenbewegung setzt sich zusammen aus einem Driften vom Strahlinneren heraus in den Halo des Strahls und einer isotropen Diffusion, die keine Vorzugsrichtung besitzt. [14].

Es ist bekannt, daß die radiale Driftgeschwindigkeit wesentlich steiler als linear mit zunehmendem Abstand zum Orbit anwächst [6]. Daher wird ein Potenzansatz gemäß

$$\mathrm{v_D(W)} \;=\; \mathrm{v_D(W_0)}\left(\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{W_0}}\right)^{\kappa} \tag{4.16}$$

gewählt. Hierbei bezeichnen W eine beliebige Betatronamplitude und $\mathrm{W_0}$ einen Referenzwert dieser Größe. Die großen Unsicherheiten liegen besonders in der Stärke der Ortsabhängigkeit und dem Betrag der Geschwindigkeit. Bei einem Abstand von 8 σ zum Strahl wird die Driftgeschwindigkeit in der Größenordnung von 0.01 bis 1 σ/s erwartet [6], wobei der Diffusionsexponent κ über weit mehr als eine Größenordnung reichen kann [13].

In Abbildung 4.3 ist der Verlauf der Driftgeschwindigkeit als Funktion der Betatronamplitude exemplarisch für verschiedene Diffusionsparametersätze dargestellt, wobei der Referenzabstand und der Diffusionsexponent variiert werden.

Es ist zu erkennen, daß die Driftgeschwindigkeit mit wachsendem Abstand zum Strahl in Abhängigkeit vom Diffusionsexponenten unterschiedlich stark ansteigt. Im Bereich von 5 bis 6 σ, wo sich erfahrungsgemäß die Targetdrähte aufhalten [26], liegt die Geschwindigkeit für ein kleines κ von 2 für die gewählten Referenzwerte der Driftgeschwindigkeit um mehrere Größenordnungen höher als für $\kappa = 23$. Hingegen sind bei einem Abstand von 8 σ zum Strahl die Werte der Driftgeschwindigkeit der gezeigten Beispielparametersätze in etwa gleich. Dies zeigt sehr eindrucksvoll den Einfluß des Exponenten auf die Größe der Driftgeschwindigkeit. Mit einer Veränderung der Driftgeschwindigkeit wiederum weitet sich der Strahl unterschiedlich schnell auf, was die Wahrscheinlichkeit des Protons für Verlust auf Aperturbegrenzungen beeinflußt.

Die Implementierung der isotropen Diffusion wird in Abschnitt 5.1.3 behandelt.

Da sich beide Bewegungsvorgänge in der Simulation nicht unabhängig betrachten lassen, werden ab jetzt Driften und Diffusion als äquivalente Begriffe verwendet.

4.4.3 Vielfachstreuung

Wird ein Targetdraht im Strahlhalo positioniert, wechselwirkt ein Teilchen bei einem Treffer auf diesen meistens nicht sofort inelastisch, sondern erfährt stattdessen nur Vielfachstreuung, die während der nachfolgenden Umläufe die Teilchenbewegung signifikant beeinflußt. Es handelt sich um wiederholte Coulombstreuung, die von der Ladungszahl

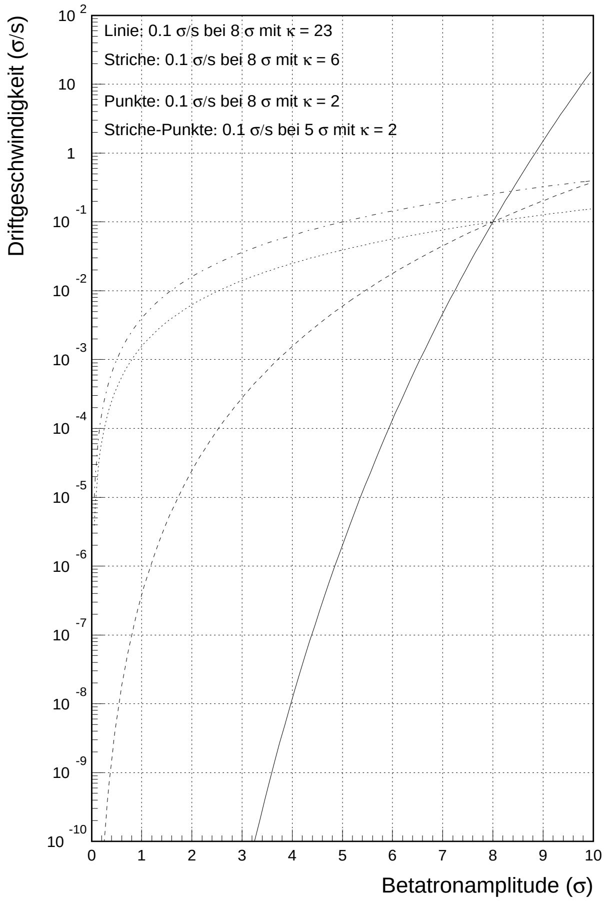

Abbildung 4.3: *Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Betatronamplitude in σ für vier verschiedene Diffusionsparametersätze. Diese werden charakterisiert durch eine bestimmte Driftgeschwindigkeit an einer Referenzposition mit einem festen Wert für den Diffusionsexponenten.*

und Dicke des Materials abhängt und *in beide Raumrichtungen unabhängig* wirkt. Dabei erleidet das Proton einen Energieverlust. Die Vielfachstreuung führt ebenfalls zu einer Aufweitung der Betatronamplitude des Teilchens.
Sind p, βc und z der Impuls, die Geschwindigkeit und die Ladungszahl des einfallenden Teilchens und $\mathrm{d/X_0}$ die Dicke d des Drahtes in Strahlungslängen $\mathrm{X_0}$, dann folgt für den mittleren Ablenkwinkel [25]

$$\theta_{\mathrm{MS}} = \frac{13.6\ \mathrm{MeV}}{\beta \mathrm{cp}}\ \mathrm{z}\ \sqrt{\mathrm{d/X_0}}\left[1 + 0.038 \ln(\mathrm{d/X_0})\right] . \tag{4.17}$$

Für kleine Winkel gilt annähernd eine Gaußverteilung. Sie deckt ungefähr 98 % der Häufigkeitsverteilung aller Winkel ab.
In Tabelle 4.1 sind für die verwendeten Drahtmaterialien Größen angegeben, die für die Beschreibung der Wechselwirkung minimal–ionisierender schwerer Teilchen mit Materie von Bedeutung sind.
Während der Energieverlust sich nicht wesentlich ändert, wächst die Ablenkung mit zunehmender Ladungszahl signifikant an. Die Erklärung ist der anwachsende Quotient aus

Wechselwirkungslänge und Strahlungslänge $\lambda_{\mathrm{int}}/\mathrm{X}_0$. Das heißt, die Teilchen können bis zum Verlust mehr Vielfachstreuprozesse ausführen.

Desweiteren ist in der letzten Spalte die mittlere Anzahl von Drahtdurchquerungen je Teilchen bis zum Verlust auf dem Draht aufgelistet. Sie sinkt im wesentlichen mit wachsender Ladungszahl des Drahtmaterials.

Material	Z	A	Dichte $[\mathrm{g/cm^3}]$	X_0 [cm]	λ_{int} [cm]	$\lambda_{\mathrm{int}}/\mathrm{X}_0$	θ_{MS} [μrad]	$\langle\Delta\mathrm{E}_-\rangle$ [MeV]	λ_{int} [mm]/ 0.5 mm
C	6	12.01	2.27	18.8	38.1	2.03	24	151	762
Al	13	26.98	2.70	8.9	39.4	4.43	36	172	788
Ti	22	47.88	4.54	3.56	27.5	7.72	47.5	184	550
Fe	26	55.85	7.87	1.76	16.8	9.55	52	191	336
Cu	29	63.55	8.96	1.43	15.1	10.56	55	189	302

Tabelle 4.1: *Charakteristische Eigenschaften der verwendeten Drahtmaterialien [25]. Hierbei sind Z und A die Ladungszahl und Massenzahl des Materials,* X_0 *die Strahlungslänge und* λ_{int} *die inelastische Wechselwirkungslänge. Dann folgen das Verhältnis beider Größen und der mittlere Streuwinkel* θ_{MS} *für Protonen pro Wechselwirkungslänge, wobei der logarithmische Term in Gleichung (4.17) vernachlässigt wurde. Außerdem sind der mittlere Energieverlust* $\langle\Delta\mathrm{E}_-\rangle$ *pro Wechselwirkungslänge für minimal–ionisierende schwere Teilchen und die mittlere Anzahl von Drahtdurchquerungen je Proton angegeben.*

Die Vielfachstreuung bewirkt eine mittlere Verschmierung

$$\Delta(\mathrm{W}^2) = \frac{\theta_{\mathrm{MS}}^2}{\sigma^2_{\mathrm{x'/y'}}(\mathrm{s}_{\mathrm{Draht}})} , \tag{4.18}$$

die quadratisch zur totalen normierten Betatronamplitude W des Teilchens zu addieren ist. Der natürliche Protonenstrahl besitzt eine Divergenz von ungefähr 11.5 μrad. Die Werte für θ_{MS} aus Tabelle 4.1 führen bei Drahtpositionen von 5 bis 6 σ zu einer effektiven Aufweitung pro Wechselwirkungslänge von 0.4 σ für Kohlenstoff und 1.7 bis 1.9 σ für Kupfer. Die Emittanzaufweitung der Protonen durch Vielfachstreuung ist also um Größenordnungen größer als der Anteil der Strahl–Strahl–Wechselwirkung [Abschnitt 4.4.1].

In sehr guter Näherung läßt sich die Vielfachstreuung als punktförmige Wechselwirkung annehmen, bei der ein Proton einmalige Bahnwinkeländerungen $\delta\mathrm{x}'$ und $\delta\mathrm{y}'$ erfährt, ohne dabei seinen Ort zu verlassen. Somit bewirkt die Ablenkung zum Beispiel für einen Außen– oder Innen–Draht im horizontalen Phasenraum x–x$'$ ein Verschieben des Teilchens entlang des Drahtes.

Dies veranschaulicht Abbildung 4.4. Schematisch dargestellt ist die horizontale Phasenraumebene mit den Phasenellipsen zweier Teilchen und einem Außen–Draht. Ein Proton auf der größeren Ellipse kann zu Bahnwinkeln x$'$ mit kleinerem oder größerem Betrag gestreut werden. Trifft jedoch ein Teilchen der tangential am Draht anliegenden Phasenellipse das Target, kann es, angedeutet durch den Doppelpfeil, nur zu größeren Winkelbeträgen gestreut werden, da es im Berührungspunkt mit dem Draht durch $\mathrm{x}' = 0$ gekennzeichnet ist. Eine Streuung auf kleinere Ellipsen als die den Draht tangierende ist daher unmöglich. Daher führt Vielfachstreuung im Mittel immer zu einer Strahlaufweitung.

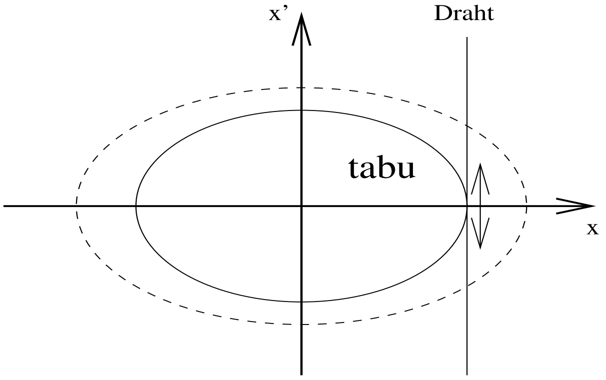

Abbildung 4.4: *Schematische Darstellung der Vielfachstreuung im horizontalen Phasenraum. Der Doppelpfeil deutet die Verschiebung eines Teilchens längs eines Außen–Drahtes an. Es kann kein Teilchen in den Innenraum der Tangentialellipse gestreut werden.*

4.4.4 Protonenverlust

Sämtliche beschriebenen Effekte, insbesondere die aufweitenden Vorgänge der Emittanz, entscheiden darüber, ob das Proton vernichtet wird. Protonenverlust findet statt

- im Draht, wie gewollt, und
- in Aperturbegrenzungen, insbesondere im Kollimator als dominierende Aperturbegrenzung, der dem Strahl am nächsten steht.

Diese beiden Möglichkeiten des Teilchenverlustes bestimmen die Targeteffizienz.

Kapitel 5

Einteilchen–Tracking–Simulation

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen der Targeteffizienz, der Primärvertexverteilungen auf den Drähten und der transversalen Protonendichteverteilungen wird eine erweiterte Einteilchen–Tracking–Simulation [7] benutzt.
Im folgenden wird ihr Algorithmus beschrieben und auf seine Funktionalität überprüft. Desweiteren werden die verwendeten Simulationsparameter angegeben. Danach folgt eine Betrachtung des systematischen Fehlers bei Vernachlässigung einiger Effekte. Zum besseren Verständnis späterer Analysen wird das Verhalten der totalen normierten Betatronamplitude untersucht.

5.1 Der Algorithmus

Der verwendete Algorithmus berücksichtigt drei Subprozesse, die für ein Teilchen in folgender Chronologie durchlaufen werden:

- Generierung eines Protons mit anschließendem
- Pretracking dieses Teilchens. Dieses schafft realistische Startbedingungen für das
- Haupttracking. Hier wird die eigentliche Trackingprozedur des Teilchens durch HERA–p beschrieben. Sie berücksichtigt wichtige Einflüsse auf die Teilchenbewegung einschließlich der Wechselwirkung mit dem Drahttarget.

Nachdem das Haupttracking durchlaufen worden ist, beginnt diese Abfolge für das nächste Teilchen. Das ist der Grund für die Bezeichnung dieser Simulation. In Abbildung 5.1 ist der Programmfluß des Simulationsalgorithmus detailliert dargestellt, der im folgenden erläutert wird.

5.1.1 Generierung

Teilchenort Die Einteilchen–Tracking–Simulation dient besonders der Untersuchung verschiedener Einflüsse auf die Targeteffizienz. Die hierfür interessanten Protonen, die mit dem Drahttarget inelastisch wechselwirken sollen, müssen eine Betatronamplitude besitzen, die mindestens so groß wie die der Innenkante des Drahtes entsprechende ist, damit sie den Draht überhaupt treffen können. Daher wäre es eine unnötige Verschwendung von Rechenzeit, auch Protonen im Strahlinneren zu generieren.

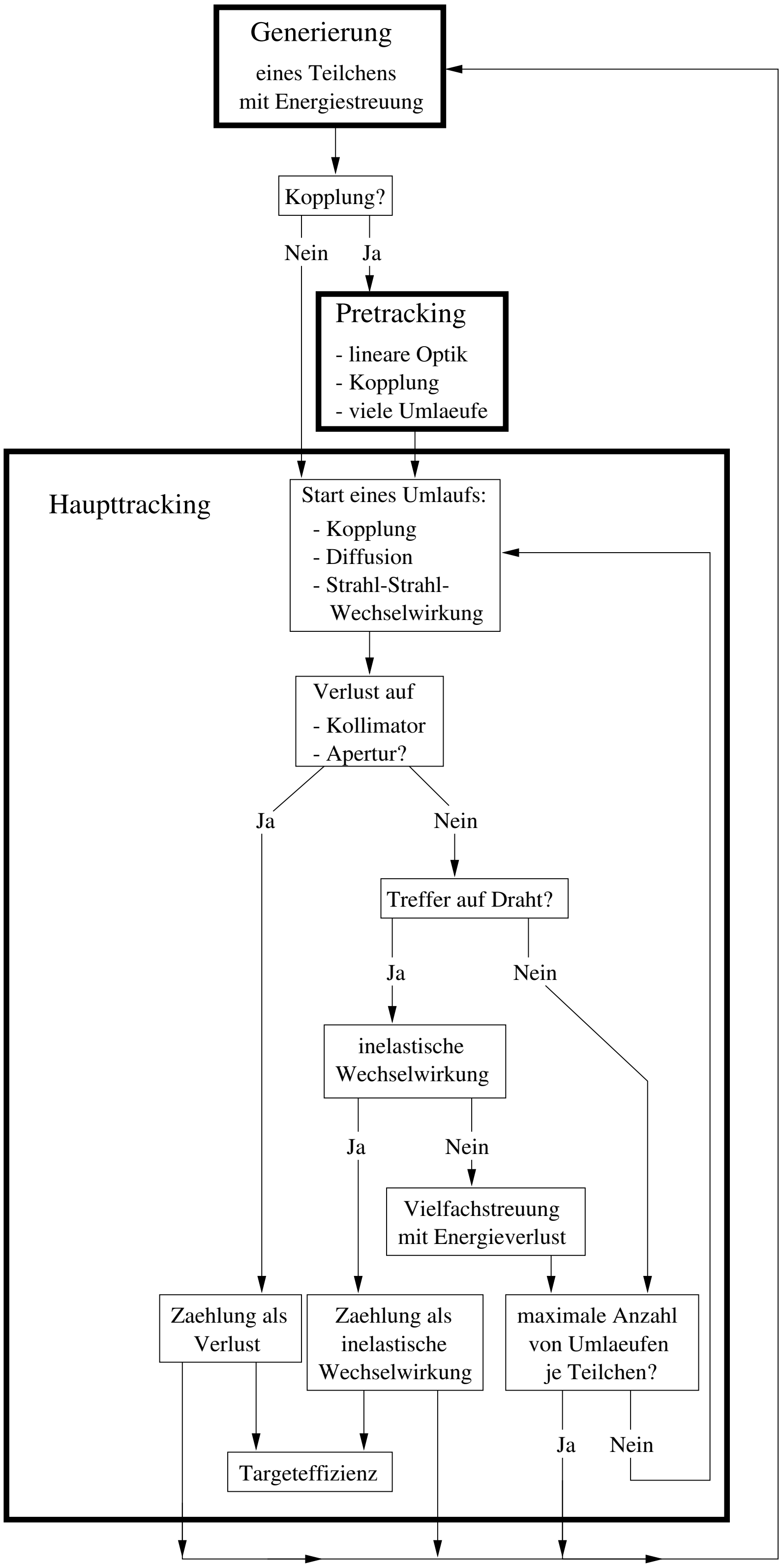

Abbildung 5.1: *Flußdiagramm des Simulationsalgorithmus für ein Teilchen*

Umgekehrt dürfen aber auch keine Protonen mit zu großer Betatronamplitude erzeugt werden, da sie im späteren Haupttracking in Übereinstimmung mit den Protonen des realen Strahls im zeitlichen Mittel *vom Strahlinneren nach außen* driften [Abschnitt 4.4] und sich dabei dem Kollimator annähern. Bei zu großer Betatronamplitude wäre daher die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit dieser Teilchen mit dem Draht vom Ort der Erzeugung vorherbestimmt, was einen systematischen Fehler der Targeteffizienz bedeuten würde. Hierauf wird im Verlauf dieses Kapitels noch genauer eingegangen. Aus dem genannten Grund ist die Art der Teilchengenerierung im vierdimensionalen Phasenraum, die den Anfang des gesamten Simulationsalgorithmus in Abbildung 5.1 darstellt, von essentieller Bedeutung.

Hierzu wird ein Proton in einer Phasenraumebene auf einer Ellipsenlinie und in der jeweils anderen in beide Phasenraumrichtungen gemäß einer Gaußverteilung erzeugt. Im Falle eines Oben– und Unten–Drahtes wird die Phasenraumebene y–y′ für die elliptische Generierung zugrunde gelegt, wobei die Betatronamplitude des Teilchens so gewählt wird, daß der Phasenteilraum des Targetdrahtes tangential an der Ellipse anliegt.

In Abbildung 5.2 a) ist hierfür ein typisches Beispiel für 10 000 Teilchen zu sehen. Es zeigt sich, daß jedes dieser Teilchen gerade in der Lage ist, mit dem Draht wechselwirken zu können.

In der anderen Phasenraumebene werden die Protonen gemäß Abbildung 5.2 b) in beide Phasenraumrichtungen gaußförmig generiert. Das bewirkt eine Ausschmierung der totalen Betatronamplitude zu größeren Werten.

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines solchen Protons mit dem Draht erhält man nun gerade als seine Aufenthaltswahrscheinlichkeit entlang der zum Draht senkrechten Raumkoordinate x oder y. Zu ihrer Berechnung wird vereinfachend nur die momentane Phasenraumellipse des Teilchens in der entsprechenden Ebene betrachtet.

Die Winkelgeschwindigkeit des Teilchens entlang der Ellipsenlinie ist überall konstant. Dasselbe gilt auch für viele Teilchen, so daß sie entlang der Ellipsenlinie homogen verteilt sein müssen.

Man erwartet für die Wahrscheinlichkeit für einen Treffer eines Protons auf den Draht, projiziert auf die Ortskoordinate der Ellipse, zum Beispiel y, in guter Näherung [18]

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dy}} \approx \frac{\delta}{\pi\sigma_{\mathrm{y}}\sqrt{\mathrm{W}^2 - \mathrm{W}^2_{\mathrm{Draht}}}}\,, \tag{5.1}$$

wobei der Draht an einer Position mit der Betatronamplitude $\mathrm{y} = \mathrm{W}_{\mathrm{Draht}} = \mathrm{y}_{\mathrm{Draht}}/\sigma_{\mathrm{y}}(\mathrm{s}_{\mathrm{Draht}})$ steht und jedes Teilchen durch die Betatronamplitude $\mathrm{y} = \mathrm{W} > \mathrm{W}_{\mathrm{Draht}}$ gekennzeichnet ist. Der Faktor $\frac{1}{\pi}$ rührt von der Integration nach $\mathrm{W}_{\mathrm{Draht}}$ über das Intervall $[-\mathrm{W};\ +\mathrm{W}]$ her. Außerdem gilt in dieser Beziehung für die Breite des Drahtes $\delta \ll \sigma_{\mathrm{y,Target}}$. Anders ausgedrückt gibt Gleichung (5.1) die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß der Fall $\mathrm{W}_{\mathrm{Draht}} = \mathrm{W} \cdot \cos\phi_{\mathrm{Draht}}$ eintritt. Sie ist für jedes Teilchen von der Drahtposition abhängig.

Abgesehen von statistischen Schwankungen zeigt dies übereinstimmend Abbildung 5.3. Hier ist die Verteilung entlang der y–Ablage mit der entsprechend auf

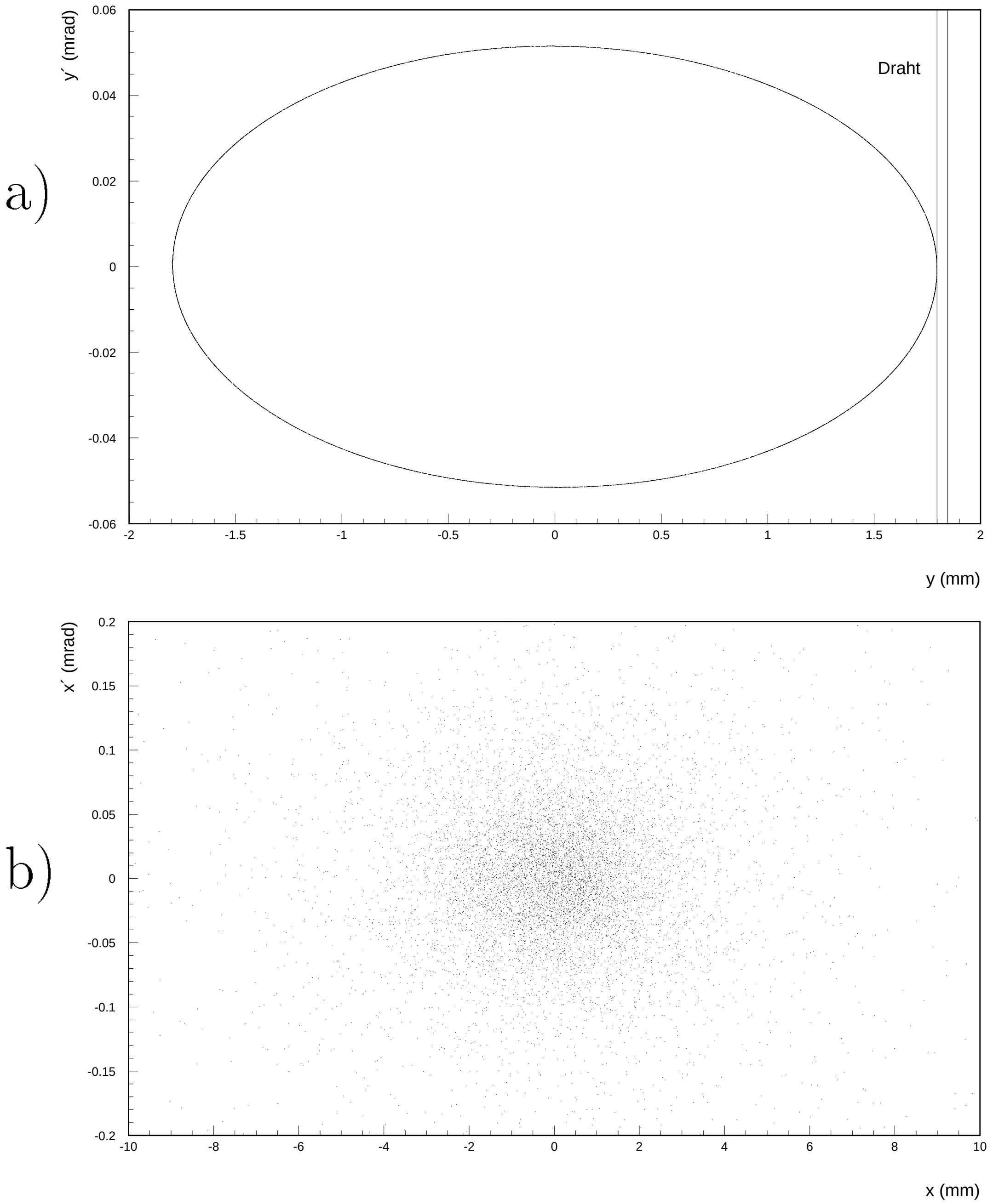

Abbildung 5.2: *Verteilung von 10 000 Protonen nach der Generierung für einen horizontal liegenden Oben–Draht bei 5 σ:*
a) im vertikalen Phasenraum,
b) im horizontalen Phasenraum.

den Flächeninhalt des Histogramms und die Breite eines einzelnen Bins normierten Erwartung gemäß der Beziehung (5.1) dargestellt. Die gute Übereinstimmung von Verteilung und Erwartung bestätigt, daß die Teilchen wie gewünscht homogen entlang der Ellipsenlinie erzeugt werden.

Es zeigt sich eine signifikant erhöhte Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Draht, wenn dessen Position W_{Draht} gleich der Betatronamplitude W des Teilchens ist. Mit einer

Verschiebung des Drahtes zum Strahlzentrum beziehungsweise mit Vergrößerung der Betatronamplitude W des Teilchens fällt die Wahrscheinlichkeit ab.

Für spätere Betrachtungen der Targeteffizienz und der transversalen Protonendichteverteilungen wird Gleichung (5.1) von essentieller Bedeutung sein.

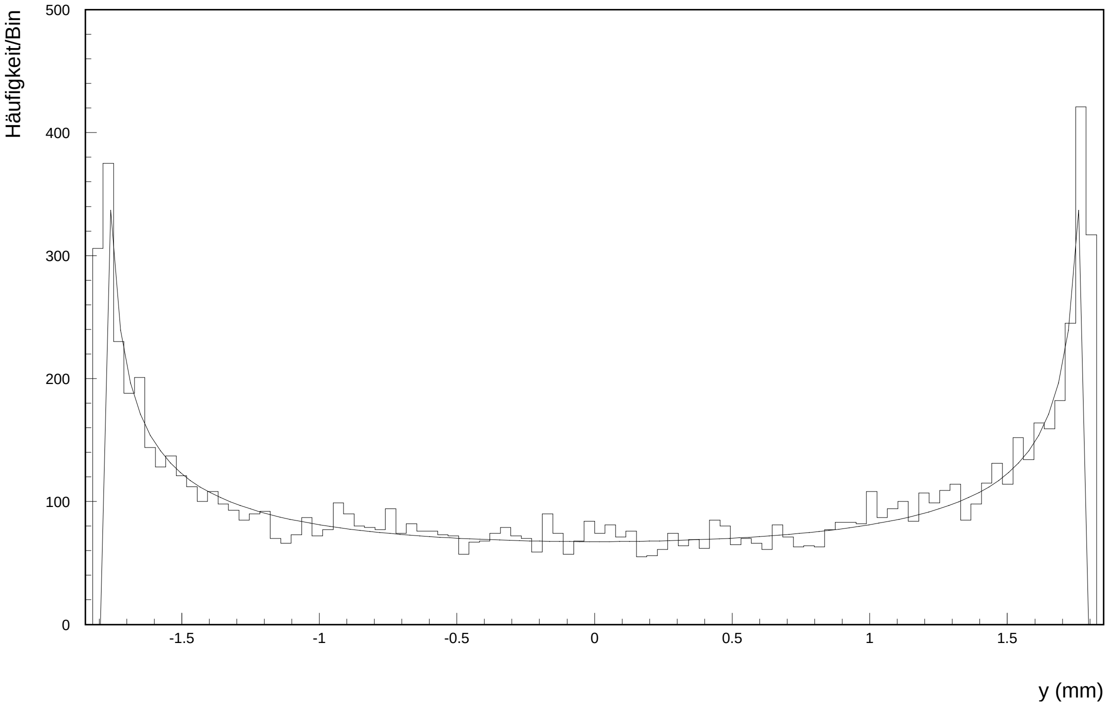

Abbildung 5.3: *Verteilung der projizierten y–Ablage von 10 000 Teilchen nach der Generierung gemäß Abbildung 5.2 bei 5 σ mit theoretischer Erwartung (Linie)*

Teilchenenergie Neben der passenden Ortsverteilung der Teilchen wird außerdem deren natürliche Energiestreuung um die Sollenergie E = 820 GeV berücksichtigt. Hierzu wird das einzelne Teilchen mit einer frei wählbaren relativen Strahlenergiestreuung erzeugt: unter der Annahme einer Gaußverteilung der Energieabweichung, die die Breite $\langle \Delta \mathrm{E} \rangle$ besitzt, läßt sich für den ganzen Strahl eine mittlere relative Strahlenergiestreuung $\langle \Delta \mathrm{E} \rangle / \mathrm{E}$ definieren.

5.1.2 Pretracking

Die Aufgabe des Pretrackings ist, das Teilchen vor Beginn des Haupttrackings noch günstiger zum Draht zu plazieren.

Um keine möglichen Treffer des Teilchens auf den Draht zu vergessen, darf seine Betatronamplitude zu Anfang des Haupttrackings auf keinen Fall größer als die Ablage der Drahtinnenkante sein, da es im späteren Haupttracking aus dem Strahlinneren herausdriftet [Abschnitt 5.1.1]. Im Idealfall sollte daher zu Beginn des Haupttrackings die Betatronamplitude jedes Teilchens gleich der Ablage der Drahtinnenkante sein.

Nach Abschluß seiner Generierung liegt das Teilchen nach Abschnitt 5.1.1 in einer Phasenraumebene auf einer Ellipse, deren Betatronamplitude genau diese Bedingung erfüllt. Für den Fall ohne Kopplung der Teilchenbewegung in beiden Phasenraumebenen ist dies

also schon die korrekte Startverteilung, um mit dem Haupttracking zu beginnen, da bei abgeschalteter Kopplung die zweite Phasenraumebene irrelevant ist.
Im Falle von vorhandener Koppelresonanz muß jedoch der gesamte vierdimensionale Phasenraum berücksichtigt werden, so daß die zweite Phasenraumebene nicht vergessen werden darf. Eine Untersuchung hierzu folgt in Abschnitt 5.4.
Aus den genannten Gründen wird zur Anpassung an die Realität das Teilchen vor Beginn des Haupttrackings vorgetrackt, wenn die Kopplung ungleich null ist [Abbildung 5.1]. Folgende Strahlphysik wird im Pretracking berücksichtigt:

die lineare Optik, bei der das Proton gemäß Abschnitt 4.2 über einen kompletten Umlauf durch HERA–p transportiert wird und

die Kopplung zwischen den beiden Phasenraumebenen. Jedes Teilchen wird über 1 000 Umläufe getrackt und absolviert somit für die verwendeten Werte der Kopplung von $\delta \geq 0.002$ mindestens je zwei komplette Koppelschwingungen.

Die richtige Reskalierung der Phasenraumkoordinaten jedes Teilchens bezüglich der Drahtposition sowie eine gute Durchmischung beider Phasenteilräume und somit auch des vierdimensionalen Phasenraums sind für Kopplungen $\delta \geq 0.002$ während des Pretrackings immer gewährleistet. Für Protonen im realen Strahl, die sich im Moment des Eintritts in das Phasenraumteilvolumen des Drahtes befinden, das heißt, deren Betatronamplitude gleich der Drahtposition ist, wird solch eine Durchmischung erwartet.

Die Simulation eines solchen Moments ist als Beispiel in Abbildung 5.4 für denselben Parametersatz wie zuvor in Abbildung 5.2 zu sehen. Es sind wieder die Verteilungen in beiden Phasenraumebenen dargestellt, jetzt jedoch für den Zustand nach dem Pretracking. Es zeigt sich eine deutliche Durchmischung der Phasenraumpunkte aller Teilchen, was an der homogenen Verteilung der Phasenraumpunkte über beide Ellipsenflächen in a) und b) zu erkennen ist.

Abbildung 5.5 zeigt die Projektionsverteilung längs der y–Koordinate, jetzt jedoch nach dem Pretracking. Die Verteilung ist im zentralen Bereich stärker aufgefüllt, da dort die Ellipsenfläche breiter ist und dementsprechend mehr Protonen enthält. Dies zeigt sich direkt in der hier dargestellten Projektion.

Um die Funktionsweise des Pretrackings zu beurteilen, wird anhand von der Tabelle im Anhang B der gesamte vierdimensionale Phasenraum betrachtet. Dort werden für verschiedene Eingabeparametersätze und Drahtpositionen $\mathrm{W}_{\mathrm{Draht}}$ unter anderem die Mittelwerte der totalen Betatronamplitude $\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{Gen}}$ nach der Generierung und $\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{Prim}}$ nach dem Pretracking gegenübergestellt. Die Betatronamplituden sind jeweils gemäß der Gleichung (4.12) berechnet worden.

Während die durchschnittliche Betatronamplitude der Protonen direkt nach der Generierung mehrere Strahlsigma größer als diejenige ist, die der Drahtposition entspricht, bewirkt das Pretracking eine Angleichung der Betatronamplitude an die Drahtplazierung in der Art, daß ihr Mittelwert signifikant weniger als 1 σ größer als die Drahtposition ist. Dadurch wird die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Protonen mit dem Draht wie gewünscht deutlich erhöht [Abschnitt 5.1.1], während diejenige mit dem Kollimator oder der Apertur gesenkt wird.

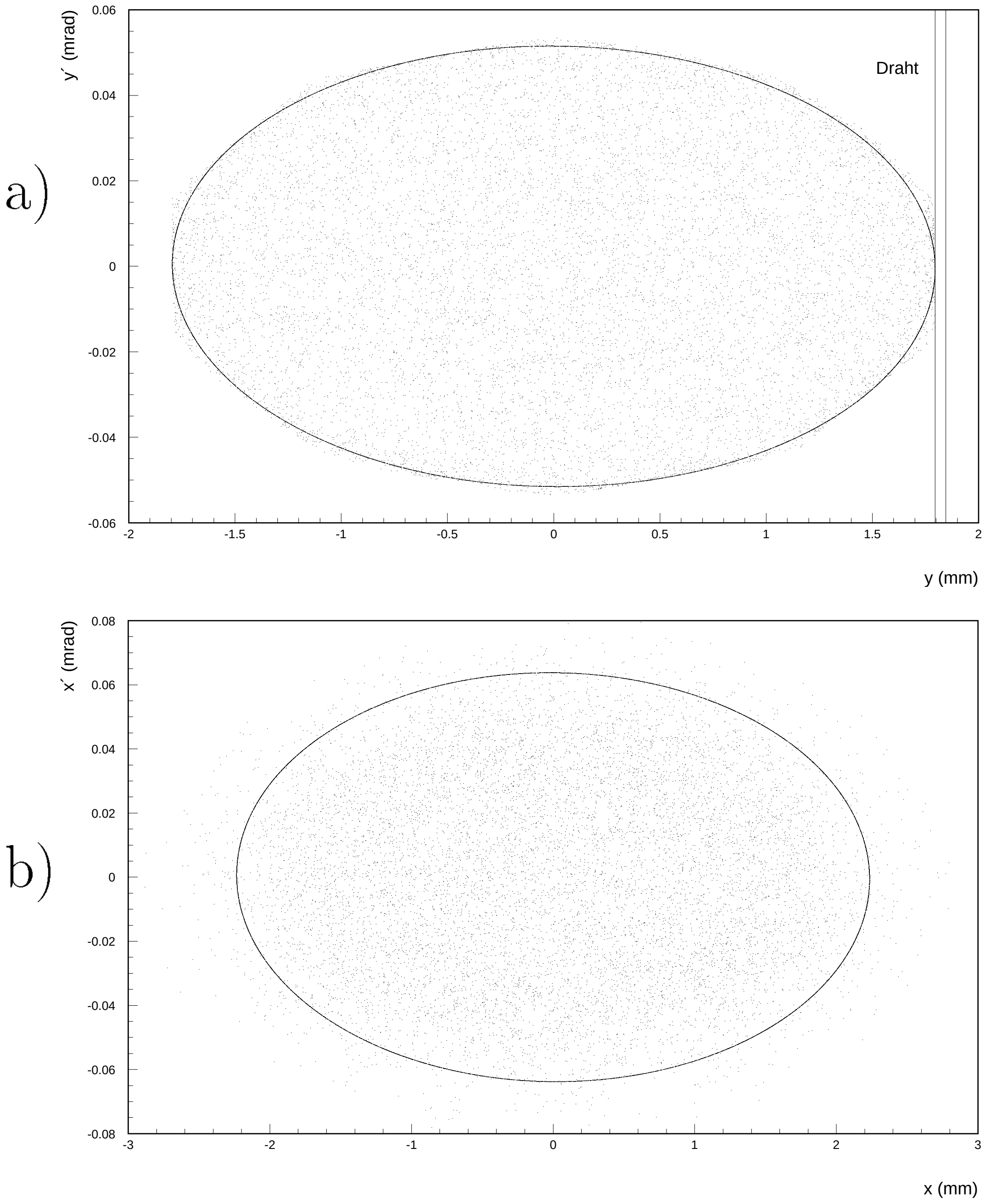

Abbildung 5.4: *Verteilung von 10 000 Protonen ohne Energiestreuung nach dem Pretracking für einen horizontal liegenden Oben–Draht bei 5 σ:*
a) im vertikalen Phasenraum,
b) im horizontalen Phasenraum.
Zum besseren Vergleich der Verteilung der Phasenraumpunkte ist die anfänglich elliptische Verteilung des horizontalen Phasenraums entsprechend skaliert in beiden Abbildungen hinzugefügt worden.

Da die Betatronamplituden der meisten Teilchen nicht gleich der Drahtposition sind, sondern um diese streuen, wird nur eine Näherung der gewünschten Startverteilung für das Haupttracking erreicht.

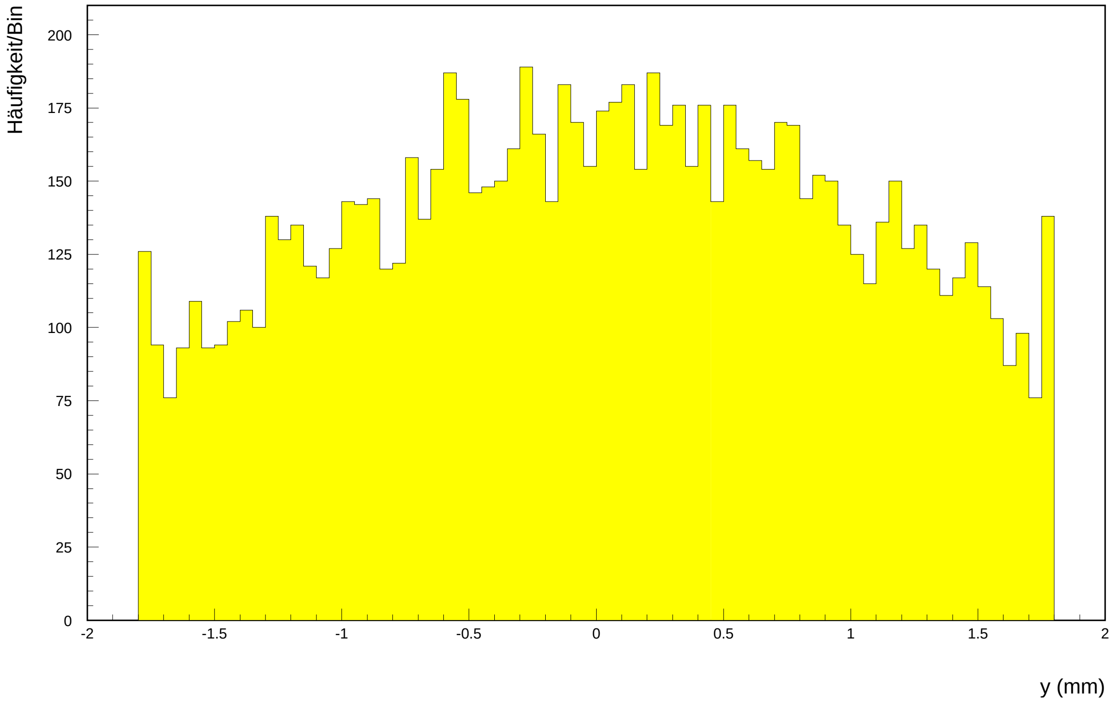

Abbildung 5.5: *Verteilung der projizierten y–Ablage der gemäß Abbildung 5.4 bei 5 σ generierten 10 000 Teilchen nach dem Pretracking*

Die Untersuchung der Verteilung der Betatronamplitude erfolgt erst in Abschnitt 5.4.

5.1.3 Haupttracking

Nachdem das Teilchen in dem gewünschten Phasenraumbereich plaziert worden ist, erfolgt das Haupttracking, das heißt die eigentliche Prozedur [Abbildung 5.1].
Das Proton startet am longitudinalen Ort des Targets und wird unter Berücksichtigung der Kopplung sowie der Diffusion und der Strahl–Strahl–Wechselwirkung über den ersten Umlauf transportiert.
Im folgenden werden nur diejenigen Subprozeduren erläutert, deren Implementierung von den Beschreibungen in Abschnitt 4.1 abweicht.

radiale Bewegung der Teilchen Für die Simulation des Driftens des Protons aus dem Strahlinneren nach außen werden die Driftstrecken in x– und y–Richtung gemäß des Ansatzes (4.16) in Abschnitt 4.4.2 berechnet und dann quadratisch addiert.

Die Simulation ermöglicht auch eine getrennte Berechnung der Bewegung für die einzelnen Phasenraumebenen. Diese Variante wurde jedoch nie gewählt, da sie nicht der Wirklichkeit entspricht.

Die Verschmierung der Betatronamplitude durch Diffusion wird durch zufälliges Würfeln der pro Umlauf zurückgelegten radialen Driftstrecke des Teilchens implementiert:
ist T die Umlaufdauer durch HERA–p und $v_D(W)$ der Potenzansatz der Driftgeschwindigkeit [Gleichung (4.16)], dann wird pro Umlauf die Betatronamplitude um

einen Wert erhöht, der gleichverteilt innerhalb des Intervalls $[0; 2\mathrm{v_D}(\mathrm{W}) \cdot \mathrm{T}]$ generiert wird. Um die Kopplung und die Betatronschwingungen zu berücksichtigen, wird diese Aufweitung der Betatronamplitude *homogen* in Einheiten von σ auf alle vier Phasenraumkoordinaten verteilt.

Strahl–Strahl–Wechselwirkung Die Implementierung erfolgt durch Annäherung des elliptischen Elektronenstrahls als Zusammensetzung linear angeordneter zylindrischer Strahlbündel. Dies ist schematisch in Abbildung 5.6 dargestellt.

Durch vektorielle Addition der Beiträge der einzelnen Strahlen nach Gleichung 4.14 erhält man die Gesamtablenkung. Die Pfeile repräsentieren die Kräfte auf das Teilchen. Dabei wird die Strahl–Strahl–Wechselwirkung als punktförmig angenommen, so daß sich nur die Bahnwinkel x′ und y′ des Teilchens ändern.

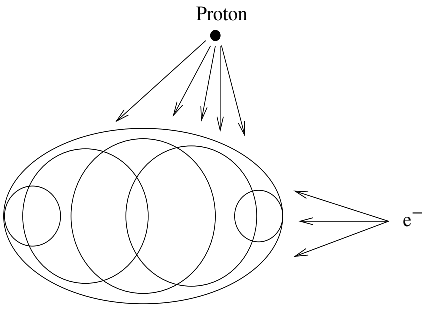

Abbildung 5.6: *Annäherung des elliptischen Gesamtstrahls der Elektronen als Zusammensetzung kleinerer zylindrischer Teilstrahlen. Die Kräfte auf das Proton sind durch Pfeile angedeutet.*

Nachdem das Teilchen einen Umlauf absolviert hat, wird der Algorithmus je nach weiterem Schicksal des Teilchens auf unterschiedliche Weise fortgeführt [Abbildung 5.1].

Trifft das Proton auf eine Aperturgrenze, wird es als Verlustteilchen registriert und geht nach Abschluß der Simulation aller Teilchen auf diese Weise in die Targeteffizienz ein.
Da das Teilchen verloren ist, beginnt der Algorithmus wieder mit der Generierung eines neuen Teilchens, sofern noch nicht die Bahnen aller Teilchen simuliert wurden.
Die Implementierung der Strahlbegrenzungen wird im folgenden kurz erläutert.

Die Kollimatoren sind als rechteckig angeordnete Backen mit ebenen Flächen entsprechend der Realität implementiert, wobei ihre Position in Einheiten von Strahlsigma frei wählbar ist. Das Teilchen ist also verloren, wenn nicht die Betatronamplitude, sondern eine Ablage des Teilchens außerhalb der betreffenden Innenkante des Kollimators liegt.

Die Aperturgrenze wird als kreisförmige Aperturblende simuliert. Sie liegt bei $\mathrm{W_{Aper}}$ und wird mehrere σ außerhalb von der durch die Innenkanten der Kollimatoren begrenzten Apertur $\mathrm{W_{Kolli}}$ gewählt:

$$\mathrm{W_{Aper}} > \mathrm{W_{Kolli}} = \sqrt{\mathrm{W^2_{Kolli,x}} + \mathrm{W^2_{Kolli,y}}}\ . \qquad (5.2)$$

Hierbei sind $W_{\mathrm{Kolli,x}}$ und $W_{\mathrm{Kolli,y}}$ die der Kollimatorinnenseite entsprechenden Betatronamplituden in horizontaler und vertikaler Richtung. Da die runde Apertur immer im Kollimatorschatten liegt, stellt der Kollimator die dominante Aperturgrenze des Speicherrings dar.

Wenn das Teilchen noch nicht vernichtet ist, kann es mit dem Draht wechselwirken:

trifft es den Draht, wird nach der Möglichkeit der inelastischen Wechselwirkung abgefragt.

Bei inelastischer Wechselwirkung wird das Proton zur späteren Targeteffizienzberechnung als inelastische Wechselwirkung gezählt und gegebenenfalls ein neues Teilchen erzeugt.

Die Vielfachstreuung im Drahtmaterial ist die zweite Möglichkeit der Wechselwirkung mit dem Target. Dabei erfährt das Teilchen wie ein reales Proton einen Energieverlust und in x– und y–Richtung per Zufall voneinander *unabhängige* Ablenkungen [Abschnitt 4.4.3], während die Ablagen x und y unverändert bleiben.

Wenn das Proton den Draht nicht trifft, erfolgt wie auch nach Vielfachstreuung eine Abfrage, ob es eine maximale Anzahl von Umläufen absolviert hat, und die Simulation wird gegebenenfalls mit einem neuen Teilchen wieder bei der Generierung begonnen.

Die maximale Anzahl der Umläufe ist so gewählt, daß der größte Teil der Protonen vor Erreichen dieses Abbruchkriteriums mit dem Draht oder einer Aperturgrenze wechselgewirkt hat und die Simulation nicht unnötig CPU–Zeit verbraucht. Der Grund ist, daß immer einige Protonen mit kleineren Betatronamplituden als die Drahtposition generiert werden und erst nach sehr viel mehr Umläufen auf den Draht oder Aperturgrenzen treffen.

Die Wahl der maximalen Umläufe ist direkt mit den Abmessungen der verwendeten Targetdrähte korreliert: zum Beispiel reichen für in Strahlrichtung dicke Drähte in Einheiten von Wechselwirkungslängen weniger Umläufe aus.

Bis zur inelastischen Wechselwirkung mit dem Draht legt ein Teilchen für verschiedene Simulationsparametersätze mit einem Außen–Draht für

- Kohlenstoff 220 000 – 290 000,
- Aluminium 170 000 – 240 000, mit einem Unten–Draht ≈ 140 000,
- Titan 90 000 – 150 000 und
- Kupfer: 50 000 – 60 000

Umläufe zurück. Dies rechtfertigt den Abbruch der Simulation nach einer Million Umläufe für die verwendeten Drahtabmessungen. Die entsprechenden Umlaufdauern liegen mit ungefähr 47 300 Umläufen je Sekunde in der Größenordnung von Sekunden.

Zu erkennen ist eine starke Abnahme der Umläufe je Teilchen mit wachsender Ladungszahl des Drahtmaterials. Der Grund sind die mit größerer Ladungszahl sinkende Wechselwirkungslänge und der wachsende Ablenkwinkel für Vielfachsstreuung, der die Protonen schneller nach außen in die Nähe des Kollimators treibt [Tabelle 4.1].

Desweiteren liefern Simulationen eine Abnahme der Umläufe je Teilchen mit wachsendem Strahl–Drahtabstand. Die Erklärung hierfür ist, daß bei Verringerung des Draht–Kollimatorabstandes die relative Treffwahrscheinlichkeit auf den Kollimator erhöht wird, so daß im Mittel die Zahl der Umläufe kleiner wird.

Mit ungefähr 100 000 Umläufen und O (100) Treffern eines Teilchens auf das Target bis zu seinem Verlust [Tabelle 4.1] folgt, daß es zwischen zwei aufeinander folgenden Drahtdurchgängen mehrere hundert Umläufe absolviert.

Abbildung 5.7 gibt die Verteilung der insgesamt absolvierten Umläufe pro Teilchen an einem Beispiel wieder.

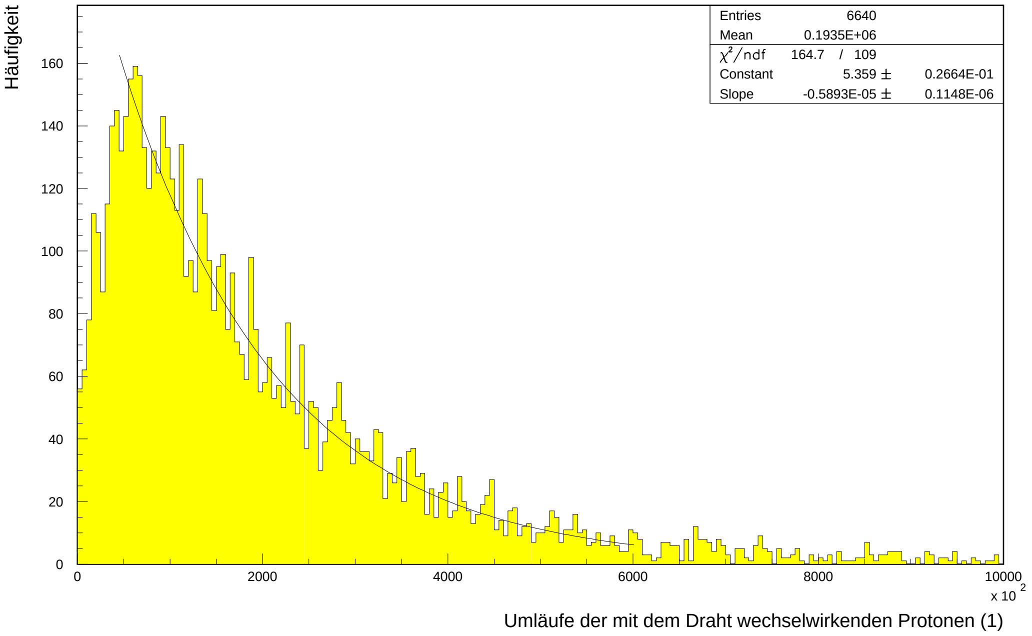

Abbildung 5.7: *Häufigkeitsverteilung der zurückgelegten Umläufe aller mit dem Draht inelastisch wechselwirkenden Protonen mit einer relativen Strahlenergiestreuung von* $6 \cdot 10^{-5}$ *für 10 000 Protonen und eine Kopplung von 0.002. Der Draht wurde bei 5* σ *plaziert. Alle anderen Parameter stimmen mit den im nächsten Abschnitt 5.2 angegebenen Werten überein. An die Verteilung wurde eine Exponentialfunktion angepaßt.*

In der Darstellung ist die Häufigkeitsverteilung der zurückgelegten Umläufe aller mit dem Draht wechselwirkenden Protonen zu sehen. An die Verteilung wurde eine Exponentialfunktion angepaßt, um die Qualität der Teilchengenerierung zu überprüfen. Die Zählung der Umrundungen wurde mit dem Start des Haupttrackings begonnen.

In dieser Simulation haben die Protonen bis zum Verlust auf dem Targetdraht im Mittel 194 000 Umläufe absolviert. Es gibt kaum Teilchen, die mehr als 600 000 Umläufe benötigen. Dies rechtfertigt ebenfalls den großzügigen Schnitt bei einer Million.

Wenn die Simulation optimal funktionieren soll, muß die mittlere Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung eines einzelnen Teilchens mit dem Target über eine größere Anzahl von Umläufen konstant bleiben. Die Verteilung der Treffwahrscheinlichkeit eines Teilchens gehorcht dann der Poissonstatistik, wie es für statistisch bestimmte Prozesse der Fall ist. Dies gilt ebenso für eine inelastische Wechselwirkung eines Teilchens mit dem Draht. Daher wird für die Histogrammierung der Umläufe aller Teilchen ein exponentieller Abfall erwartet. Über einen weiten Zeitraum ist dieser tatsächlich in Abbildung 5.7 zu erkennen.

Auch für andere Parametersätze zeigt sich dieses Verhalten.

Als endgültige Ausgabe liefert das Haupttracking nach Durchlauf aller Teilchen als wichtigstes Ergebnis das Verhältnis der mit dem Target wechselwirkenden zu den insgesamt verlorengehenden Protonen. Diese Größe ist die aus Abschnitt 3.2 bekannte Draht– oder Targeteffizienz [Gleichung (3.1)].
Da der Draht während des gesamten Simulationsdurchlaufs nicht bewegt wird, handelt es sich um ein simuliertes 'Fixed–Target–Experiment'. Es wird der langfristige Gleichgewichtszustand zwischen der Wechselwirkungsrate und der totalen Protonenverlustrate dargestellt.

5.2 Die benutzten Parameterwerte

Im folgenden werden die für die Eingabeparameter der Simulation gewählten Werte angegeben.
In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten strahldynamisch relevanten Größen des Jahres 1997 angegeben, die in den meisten Simulationen unverändert blieben [27]. Die Betafunktion β_{Draht} am Ort des Targets beträgt ungefähr 35 m und ist damit minimiert worden. Dadurch ist die Vergrößerung der Betatronamplitude des Teilchens durch Vielfachstreuung im HERA–B Target deutlich vermindert [Gleichungen (4.10) und (4.18)], die Einflüsse durch diesen Vorgang sind somit reduziert.
Die strahloptischen Parameter, die für die Simulation benutzt werden, stimmen im Rahmen von Promille mit den realen Werten überein. Ausnahmen sind die Kopplung, die relative Strahlenergiestreuung und die Emittanz in x–Richtung, da diese Größen erst sehr spät für das Jahr 1997 ermittelt wurden und nicht mehr in den Simulationsrechnungen berücksichtigt werden konnten. Der Einfluß einiger Parameter wird in den zwei folgenden Kapiteln untersucht.
Tabelle 5.2 zeigt sonstige in der Simulation häufig verwendete Werte wie Eigenschaften der Drähte, die Kollimatorposition, die Apertur und die Diffusionsparameter.
Aus früheren Messungen ist bekannt, daß die Targetdrähte bei Wechselwirkungsraten von mehreren MHz bis zu einigen 10 MHz typischerweise 4 bis 6 σ und die Kollimatoren im Normalbetrieb 8 bis 9 σ vom Orbit entfernt sind [26]. Daher wurden für die Draht– und die Kollimatorposition in den Rechnungen meistens Werte innerhalb dieser Intervalle gewählt.
Für die Simulationen wird häufig ein Außen–Draht benutzt, um Abhängigkeiten von Parametern, die nicht drahtspezifisch sind, gezielt an einem Draht untersuchen zu können. Außerdem lagen für einen Außen–Draht schon frühzeitig Simulationsdaten vor.
Ergänzend ist im Anhang A als Beispiel eine komplette Eingabedatei der Simulation angegeben. Die oberen Zeilen enthalten die strahldynamischen Variablen des Speicherrings,

Parameter	in der Simulation		reale für HERA–p in 1997	
	horizontal, x	vertikal, y	horizontal, x	vertikal, y
β am Target [m]	35.03	34.84	35.04	34.85
α am Target [rad]	0.00	0.01	0.00	0.01
β im WWP bei H1 und ZEUS [m]	7.0	0.5	7.0	0.5
Dispersion D am Target [m]	-0.4700	-0.0010	-0.4702	-0.0009
Winkeldispersion D′ am Target [rad]	-0.0135	0.0	-0.0135	0.0
ε des Strahls [10^{-9}m $\cdot$ rad]	5.7	3.7	4.5 bis 5.5	3.5 bis 4.5
Strahlbreite σ am Target [μm]	447	359	$\approx$ 418	$\approx$ 373
Strahldivergenz σ' am Target [μrad]	12.76	10.31	11.95	10.71
fraktionelles Q von HERA–p [1]	0.293	0.298	0.289	0.298
Koppelresonanz δ	meistens 0.01		0.002	
fraktionelles Q_{synch} von HERA–p	0.0004		0.000638	
Strahlenergiestreuung $\langle\Delta E\rangle/E$	meistens $1 \cdot 10^{-3}$		$6 \cdot 10^{-5}$	
Energieschwelle für Separatrix	–		$2 \cdot 10^{-4}$	
Impulstoleranz für Verlust	–		$O(10^{-3})$	

Tabelle 5.1: *Gegenüberstellung wichtiger strahldynamischer Parameter der Simulation und des Speicherrings HERA–p des Jahres 1997 [27]. Für sämtliche nachfolgenden Simulationsdaten werden die mit 'meistens' gekennzeichneten Werte verwendet, sofern zu den Abbildungen keine anderen Angaben gemacht werden.*

Parameter	Wert
Anzahl der Drähte	1
Drahtorientierung	Außen
Drahtdicke entlang des Strahls	500 μm
Drahtbreite quer zum Strahl	50 μm
Material	Aluminium
Strahl–Strahl–Wechselwirkung	nein
Anzahl getrackter Teilchen	1 000
Kollimatorposition	9 σ
Position der runden Apertur	20 σ
Referenzposition W_0 für Diffusion	8 σ
Referenzgeschwindigkeit $v_D(W_0 = 8\,\sigma)$	0.1 σ/s
Diffusionsexponent κ	23

Tabelle 5.2: *Sonstige häufig verwendete Werte als Eingabeparameter der Simulation*

während im unteren Teil die drahtspezifischen Parameter wie die Ausrichtung, die Positionierung und die Abmessungen folgen. Außerdem enthält die Eingabedatei mehrere Steuergrößen für den Ablauf der Simulation.

5.3 Die systematischen Fehler

Der benutzte Simulationsalgorithmus enthält die meisten der bekannten Einflüsse auf die Teilchenbewegung. Es gibt jedoch einige Vorgänge, die wegen Vernachlässigung zu einem systematischen Fehler führen können und in diesem Abschnitt erläutert werden.

- Aufgrund von **Energietoleranzen des Speicherrings** wird ein Teilchenverlust auf Aperturgrenzen nicht nur durch Vielfachstreuung und Driften verursacht, sondern auch durch eine Energieabweichung der Protonen:
  je stärker die Energieabweichung eines Teichens ist, desto größer ist der dispersive Anteil seiner Fehlablage. Der Energiebereich, in dem das Teilchen in der Maschine stabil umlaufen kann, ist jedoch begrenzt.
  - Die erste Schwelle ist durch die Amplitude der für die Bündelung der Protonen verantwortlichen Hochfrequenzspannung gegeben. Bei Überschreitung dieser als Separatrix [3] bezeichneten Potentialschwelle kann sich das Proton frei von einem zum nächsten Protonenbündel bewegen [Abschnitt 4.4.1]. Die Beschreibung der Teilchenbewegung durch den Speicherring ist in diesem Fall komplexer als für den linearen Fall. In der Simulation wird jedoch so verfahren, als ob es diese Energieschwelle nicht gäbe, da das Teilchen zunächst auch weiterhin in seinem Protonenbündel gehalten wird.
  - Dem Speicherring verloren ist das Proton erst dann, wenn es die Impulstoleranz des Speicherrings übersteigt. Dann werden die Protonen in den Bereichen der Bögen von HERA–p entweder zu stark oder zu schwach abgelenkt und gehen auf Aperturgrenzen verloren. Auch diese Schwelle bleibt in der Simulation unberücksichtigt.

Beide Energieschwellen und die relative Strahlenergiestreuung sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die in den meisten der folgenden Simulationen verwendete relative Strahlenergiestreuung von $1 \cdot 10^{-3}$ liegt signifikant über dem Meßwert von $6 \cdot 10^{-5}$ und der Energieschwelle für die Separatrix. Um den Fehler abschätzen zu können, ist in Abbildung 5.8 die Häufigkeitsverteilung der maximalen Energieabweichung der Teilchen in a) mit einer relativen Strahlenergiestreuung von $1 \cdot 10^{-3}$ und in b) mit einer relativen Strahlenergiestreuung von $6 \cdot 10^{-5}$ simuliert worden, wobei die reale Separatrixschwelle und die gewählte Verlustschwelle als senkrechte Linien dargestellt sind.

Ungefähr 90 % der Protonen überschreiten in Figur 5.8 a) die Separatrixschwelle im Laufe des Haupttrackings. Der Fehler hierdurch sollte sich bei der großen Anzahl getrackter Teilchen herausmitteln, da diese Teilchen auch im realen Speicherring nicht verloren sind, solange sie unterhalb der mit $\Delta p/p = 0.001$ angenommenen zweiten Impulsschwelle bleiben. Diese wird von nicht mehr als einem Drittel der Protonen überschritten. Der gewählte Wert stellt die untere Grenze der realen Verlustschwelle dar [Tabelle 5.1], so daß der Anteil von Protonen, deren maximale Energieabweichung diese Energieschwelle überschreitet und die dem Speicherring aus diesem Grund verlorengehen, sehr gering ist. Daher erwartet man in Bezug auf die Targeteffizienz keinen signifikanten systematischen Fehler.

Ein Vergleich mit Teil b) zeigt hingegen, daß die Verteilung der maximalen Energieabweichung für die reale Strahlenergiestreuung viel schmaler ist. Daher kann ein nur sehr kleiner Bruchteil der Teilchen die Separatrix kreuzen.

Dieser Unterschied zwischen den beiden gezeigten Fällen läßt jedoch einen starken Einfluß der Energiestreuung auf die dispersive Fehlablage der Teilchen und somit auf die transversale Protonendichteverteilung in Drahtnähe erwarten.

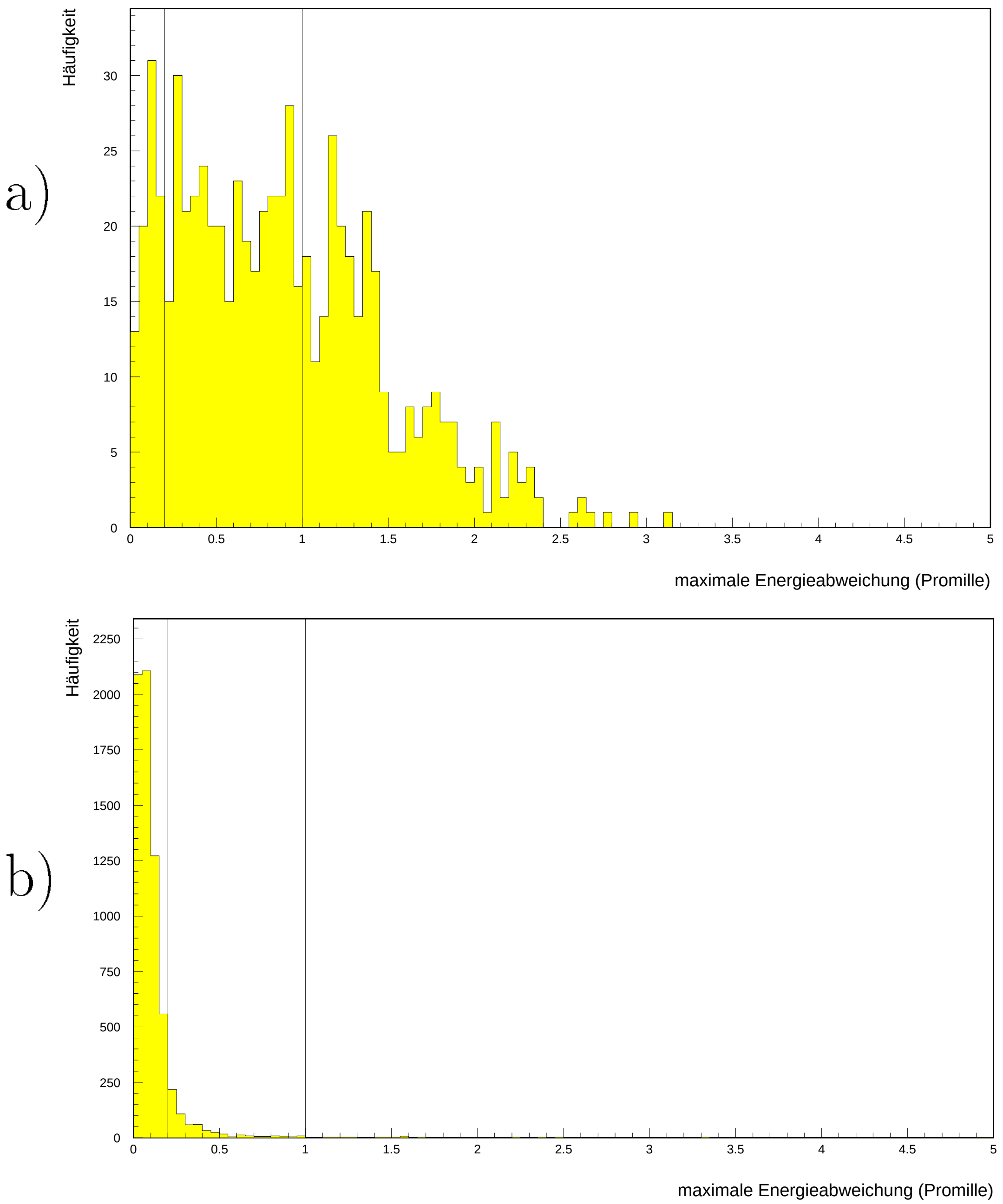

Abbildung 5.8: *Verteilung der maximalen Energieabweichung für mit dem Draht inelastisch wechselwirkende Protonen für zwei typische Parametersätze mit einer Kopplung von 0.002:*
a) mit einer relativen Strahlenergiestreuung von $1 \cdot 10^{-3}$ *und 1 000 Protonen und*
b) mit einer relativen Strahlenergiestreuung von $6 \cdot 10^{-5}$ *und 10 000 Protonen.*
Der Draht stand bei 5 σ*. Alle anderen Parameter stimmen mit den Werten der Tabelle 5.1 und 5.2 überein. Die Energieschwellen für die Separatrix und die Impulstoleranz des Speicherrings sind als senkrechte Linien eingezeichnet.*

- Eine große Unsicherheit stellt auch die **Änderung der Emittanz** dar:
  - es treten Emittanzschwankungen von Füllung zu Füllung auf,

  - im Verlauf einer HERA–Protonenfüllung bläht sich die Emittanz um bis zu 50 % auf. Die Parametrisierung hierfür ist nicht bekannt.

  Daher ist die Emittanz in der Monte–Carlo–Simulation nur eine Näherung. Dies hat eine signifikante Unsicherheit im relativen Abstand von Draht und Kollimator zur Folge.

- **Reale strahloptische Elemente** enthalten auch Nichtlinearitäten, das heißt Einflüsse höherer Ordnung, die sich nicht durch Matrizen beschreiben lassen. Hierunter fallen auch Einflüsse sextupolartiger Störungen sowie von Sextupolmagneten, die sich in der Chromatizität des Beschleunigers äußern. Diese gibt die Energieabhängigkeit der Fokussierung an [3].

  Ebenso werden magnetische Einflüsse höherer Ordnung durch die Driftgeschwindigkeit nur zum Teil berücksichtigt.

- **Die nichtlinearen Einflüsse der Koppelresonanz** sind auch nicht enthalten.

- **Die Protonen deponieren bei Vielfachstreuung im Drahtmaterial Energie.** Dies führt bei einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz zu einer Verlustleistung der Protonen von ungefähr $1 \cdot 10^{-3}$ J pro Sekunde. Bei zu geringer Wärmeabfuhr kann die Erwärmung des Drahtes zu einer Verlängerung und Ausbeulung führen. Dies ist eine weitere Unsicherheit in der Ortsbestimmung der Drähte.

  Zur Energiebilanzabschätzung wird nur der Verlust durch Wärmeleitung berücksichtigt. Wärmestrahlung und die beobachtete δ–Elektronenemission, die im Mittel erst bei mindestens O(10 keV) je δ–Elektron einen Anteil von O(1 %) bis O(5 %) am Gesamtenergieverlust hat, können vernachlässigt werden. Diese Größenordnung folgt aus Daten von Ladungsintegratoren, die die durch δ–Elektronenemission deponierte Ladung in den Targetdrähten registrieren[1].

  Die Energiebilanzabschätzung liefert ein energetisches Gleichgewicht für ein Temperaturgefälle entlang des Drahtes von 1K/cm. Dies führt zu einer Erwärmung des Drahtzentrums von 2 Kelvin gegenüber der Umgebung des Drahtes und somit zu einer Drahtverlängerung um ungefähr 1 μm für einen 3.5 cm langen Targetdraht [29]. Daher können die Drähte bei Erwärmung ihren gespannten Zustand verlassen und sich quer zur Strahlrichtung bis zu einem halben Strahlsigma ausbeulen, da ihre Enden fixiert sind.

- **Das transversale Fahrverhalten des Drahtes** kann nicht simuliert werden. Draht und Kollimator sind an ihrer Position fixiert. Der Fehler ist jedoch begrenzt, da die Fahrschritte im realen Betrieb gewöhnlich nur wenige μm betragen, was viel weniger als ein Strahlsigma ist.

- **Nebenkollimatoren** werden überhaupt nicht berücksichtigt. Somit arbeitet die Simulation vereinfachend mit nur einem Kollimator.

- Im Algorithmus wurde **der Betatronphasenvorschub zwischen Targetdraht und Kollimator** vernachlässigte. Für das Schicksal einzelner Teilchen kann dies

---

[1] Es konnten in der Meßphase des Jahres 1997 Ströme von (0.1 – 1)nA für inelastische Wechselwirkungsraten von (5 – 50)MHz nachgewiesen werden [28].

schwerwiegende Folgen haben, die mittlere Anzahl von Umläufen vieler Teilchen ist jedoch hiervon kaum betroffen.

5.4 Die Aufweitung der Betatronamplitude

In den Abschnitten 5.1.1 und 5.1.2 wurde die Bedeutung der Generierung und des Pretrackings von Teilchen angesprochen, um sie mit einer zur Drahtposition passenden Betatronamplitude [Abschnitt 4.3, Gleichung (4.11)] zu generieren.

Außerdem bewirkt das Zusammenspiel aller in Abschnitt 4.4 genannten nichtlinearen Effekte im Gegensatz zur linearen Optik eine Aufweitung ΔW der Betatronamplitude. ΔW ist gerade identisch mit der zurückgelegten mittleren radialen Wegstrecke im gesamten Phasenraum und beeinflußt die Wahrscheinlichkeit für Teilchenverlust auf dem Draht oder dem Kollimator stark. Zum Beispiel hat ein Teilchen, dessen Betatronamplitude viel größer als der Strahl–Drahtabstand ist, eine kleine Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung mit dem Draht [Abschnitt 5.1.1]. Andererseits befindet es sich näher am Kollimator und kann dort vernichtet werden.

Die Betatronamplitude W kann also als Grundlage für die Untersuchung der Teilchengenerierung und des Pretrackings, der Targeteffizienz, der Verteilungsbreiten der Primärvertizes inelastischer Wechselwirkungen mit den Drähten und der transversalen Protonendichteverteilungen dienen. Daher wird in diesem Abschnitt das Verhalten dieser Größe gesondert betrachtet.

W wird im folgenden nach der vereinfachten Gleichung 4.12 berechnet. Für die Design–Strahlbreite und –divergenz werden die Werte aus Abschnitt 5.2 verwendet.

Die Qualität der Teilchengenerierung und des Pretrackings sowie der Vorgang der Aufweitung von W lassen sich anhand von Abbildung 5.9 als typisches Beispiel untersuchen. Dargestellt sind die Häufigkeitsverteilungen von W sämtlicher Protonen nach dem Pretracking in a) und am Ende des Haupttrackings in b) für einen auf der Außenseite des Speicherrings positionierten Titandraht bei 4 σ und für eine Kollimatorposition von 9 σ. Die Histogramme geben in sehr guter Näherung ausschließlich die Verteilung wieder, die sämtlichen verlorengehenden Protonen entspricht. Daher können sie bei Untersuchungen der Targeteffizienz als Hilfe dienen.

Teil a) zeigt, daß die Betatronamplitude der Teilchen schon zu Beginn des Haupttrackings um fast 0.9 RMS–Strahlbreiten streut. Der Grund sind die einer Gaußverteilung angepaßte Generierung der Betatronamplitude in einer der zwei Phasenraumebenen und die relative Strahlenergiestreuung. Die Betatronamplitude wird also häufig nicht wie gewünscht direkt am Draht generiert. Dies gilt auch für beliebige andere Parametersätze.

Quantitative Ergebnisse sind dementsprechend mit einem zusätzlichen systematischen Fehler behaftet, der sich kaum abschätzen läßt. Eine wesentliche Beeinträchtigung qualitativer Aussagen wird jedoch nicht erwartet, da das Streuen der Betatronamplitude nicht signifikant von den zu untersuchenden Parametern abhängt. Eine entsprechende Verbesserung des Simulationsalgorithmus war im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich.

Nach dem Haupttracking in b) hat sich die Verteilung sichtbar verbreitert und insbesondere zu größeren Betatronamplituden verschoben. Man erkennt eine mittlere Betatronamplitude von ungefähr 6.1 σ, während zu Beginn des Haupttrackings in a) der Verteilungsschwerpunkt bei 4.4 σ liegt. Dies entspricht einer mittleren Aufweitung ΔW der Betatronamplitude von ungefähr 1.7 σ während des Haupttrackings. Obwohl dieser Wert signifikant kleiner als die Draht–Kollimator–Distanz von 5 σ ist, führt diese Aufweitung zu

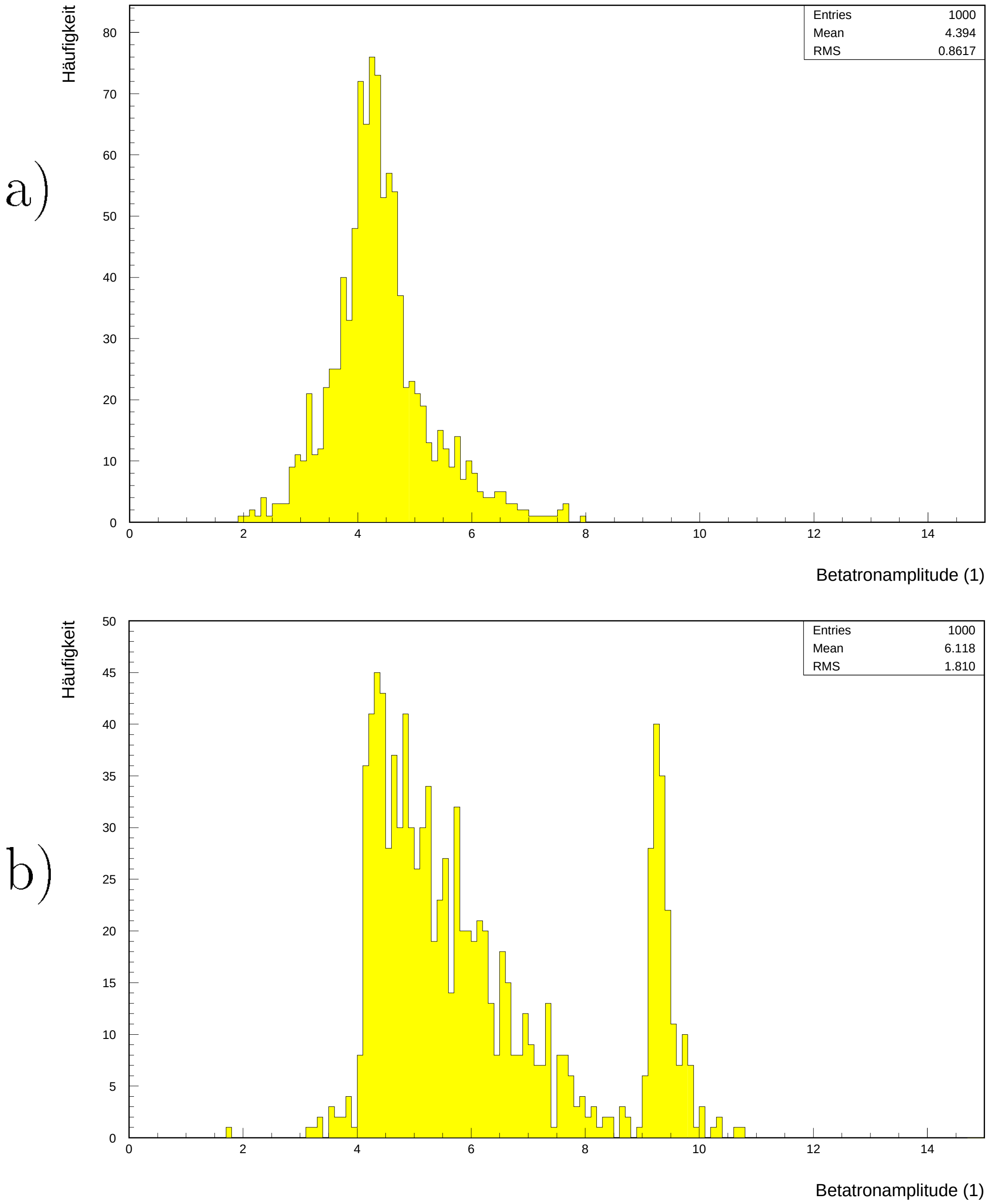

Abbildung 5.9: *Häufigkeitsverteilung der Betatronamplitude von 1 000 Protonen bei einer Drahtposition von 4* σ *und einer Kollimatorposition von 9* σ *für einen Titandraht:*
a): nach dem Pretracking,
b): am Ende des Haupttrackings.
Die übrigen Parameter können den Tabellen 5.1 und 5.2 entnommen werden. 973 Protonen sind auf dem Draht oder dem Kollimator verlorengegangen. Somit stellt diese Abbildung in sehr guter Näherung auch die Verteilung der Betatronamplituden ausschließlich verlorengehender Protonen dar. Das Bining ist in beiden Histogrammen dasselbe.

einem deutlichen Anteil von Protonenverlust im Kollimator, erkennbar an der Anhäufung für W $> 9\ \sigma$. Der Kollimator fängt ein Teilchen nicht dann ab, wenn seine Betatronamplitude außerhalb von der Innenkante des Kollimators liegt, sondern erst dann, wenn diese

Bedingung für die x– oder y–Ablage des Teilchens erfüllt ist. Seine Betatronamplitude kann sich daher noch weiter vergrößern, bis eine passende Phase der Betatronschwingung und die Schwebung von W aufgrund der Kopplung [Abschnitt 4.4.1.1] die Teilchenablagen derart anwachsen lassen. Daher besitzt die Verteilung bei W $> 9\ \sigma$ eine schmale, aber erkennbare Breite.

Der Ort des Drahtes läßt sich ebenfalls erkennen: an dessen Innenkante zeigt sich auch ein steiler Anstieg der Verteilung. Während der Umlaufdauer von einigen Sekunden [Abschnitt 5.1.3] können sich die Betatronamplituden deutlich vergrößern. Das ist der Grund für die breite Verteilung für Werte oberhalb von $4\ \sigma$ bis in den Kollimatorbereich jenseits von $9\ \sigma$ hinein.

In b) zeigt sich anschaulich, daß Draht und Kollimator gegenseitige Konkurrenten im Einfangen von Teilchen sind und wie wichtig es für die Steigerung der Targeteffizienz ist, daß der Draht die Teilchen möglichst schnell vor Erreichen des Kollimators abfängt.

Die gleichen Verteilungen der Betatronamplituden vor und nach dem Haupttracking sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Hier ist derselbe Parametersatz gewählt worden, jedoch für eine Drahtposition von $6\ \sigma$.

Im Vergleich zu Abbildung 5.9 ist die Verteilung nach dem Pretracking signifikant breiter, zu erkennen am größeren RMS–Wert in a). Der Grund ist, daß die Teilchen in größerer Entfernung zum Strahl generiert wurden, wo die Driftgeschwindigkeit höher ist. In diesem Fall haben mehr Teilchen die Möglichkeit, größere Aufweitungen von W zu erhalten, so daß die Verteilung der Betatronamplitude W während des Pretrackings stärker gestreckt werden kann als für einen bei $4\ \sigma$ plazierten Draht.

Teil b) zeigt, daß jetzt die Protonen zu einem erkennbar größeren Teil mit dem Kollimator wechselwirken als in dem Fall zuvor. Somit wechselwirken mit dem Draht weniger Verlustprotonen inelastisch. Diese Umverteilung der Protonenverluste vom Draht zum Kollimator gilt für beliebige Parametersätze, wenn der Abstand zwischen Draht und Kollimator verkleinert wird. Das Target arbeitet dann weniger effizient.

Die Annäherung an den Kollimator ist auch der Grund, weshalb die Aufweitung der Betatronamplitude W von 6.8 auf $8\ \sigma$ mit $1.2\ \sigma$ kleiner ist: W kann sich nicht wesentlich über die Kollimatorinnenkante bei $9\ \sigma$ hinaus vergrößern und ist durch diese begrenzt. Daher ist ΔW umso geringer, je näher der Draht am Kollimator steht.

In Abbildung 5.11 sind dieselben Verteilungen wie in Abbildung 5.10 noch einmal für den Fall ohne relative Strahlenergiestreuung dargestellt, um den Einfluß dieser Größe abschätzen zu können. Mit 10 000 simulierten Protonen ist hier die Statistik besser.

Es fällt auf, daß der Anteil von Protonen mit kleinerer Betatronamplitude als die Drahtposition ohne Energiestreuung nach dem Pretracking in a) fehlt. Dies beeinflußt die Verteilung nach dem Haupttracking in b) jedoch kaum, so daß sich die Anteile von inelastischer Wechselwirkung mit dem Targetdraht und Verlust auf dem Kollimator nicht signifikant von dem Fall mit einer relativen Strahlenergiestreuung von 0.001 in Abbildung 5.10 b) unterscheiden.

Die W–Aufweitung ist im Anhang B für verschiedene Eingabeparametersätze tabellarisch zusammengetragen. Hier sind die mittlere Betatronamplitude nach der Teilchengenerierung $\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{Gen}}$, nach dem Pretracking $\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{Prim}}$, sowie für alle vernichteten und sämtliche getrackten Protonen nach dem Haupttracking–Vorgang, $\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{Verlust\ tot}}$ und $\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{alle}}$, aufgelistet. Außerdem ist in der letzten Spalte die Betatronamplitudenaufweitung ΔW dargestellt. Die Berechnung der Betatronamplitude ist immer gemäß der Gleichung (4.12) erfolgt.

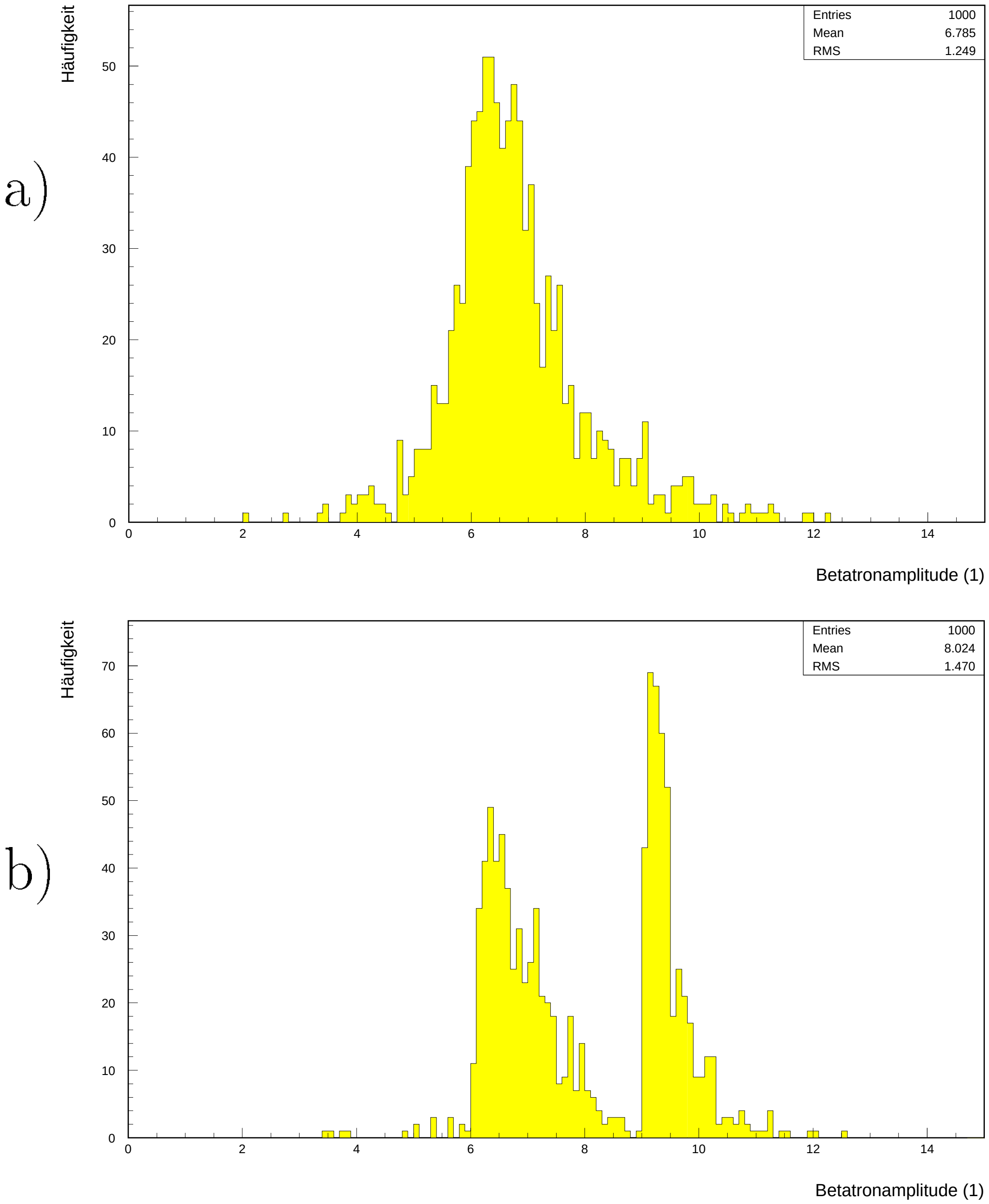

Abbildung 5.10: *Häufigkeitsverteilung der Betatronamplitude wie zuvor in Abbildung 5.9, jetzt bei einer Drahtposition von 6 σ:*
a): nach dem Pretracking,
b): am Ende des Haupttrackings.
Simuliert wurden wieder 1 000 Protonen, von denen 973 auf dem Draht oder dem Kollimator verlorengegangen sind. Das Bining ist in beiden Histogrammen dasselbe.

Variiert wurden das Material, der Diffusionsexponent κ sowie die Draht– und die Kollimatorposition. Alle übrigen Parameter wurden aus Tabelle 5.1 und 5.2 übernommen.
Hier ist die oben beschriebene Begrenzung der möglichen W–Aufweitung bei Annäherung an den Kollimator im wesentlichen zu erkennen: ΔW sinkt mit wachsendem Strahl–Drahtabstand bei fester Kollimatorposition. Die kleinsten Werte von ΔW für die jeweils

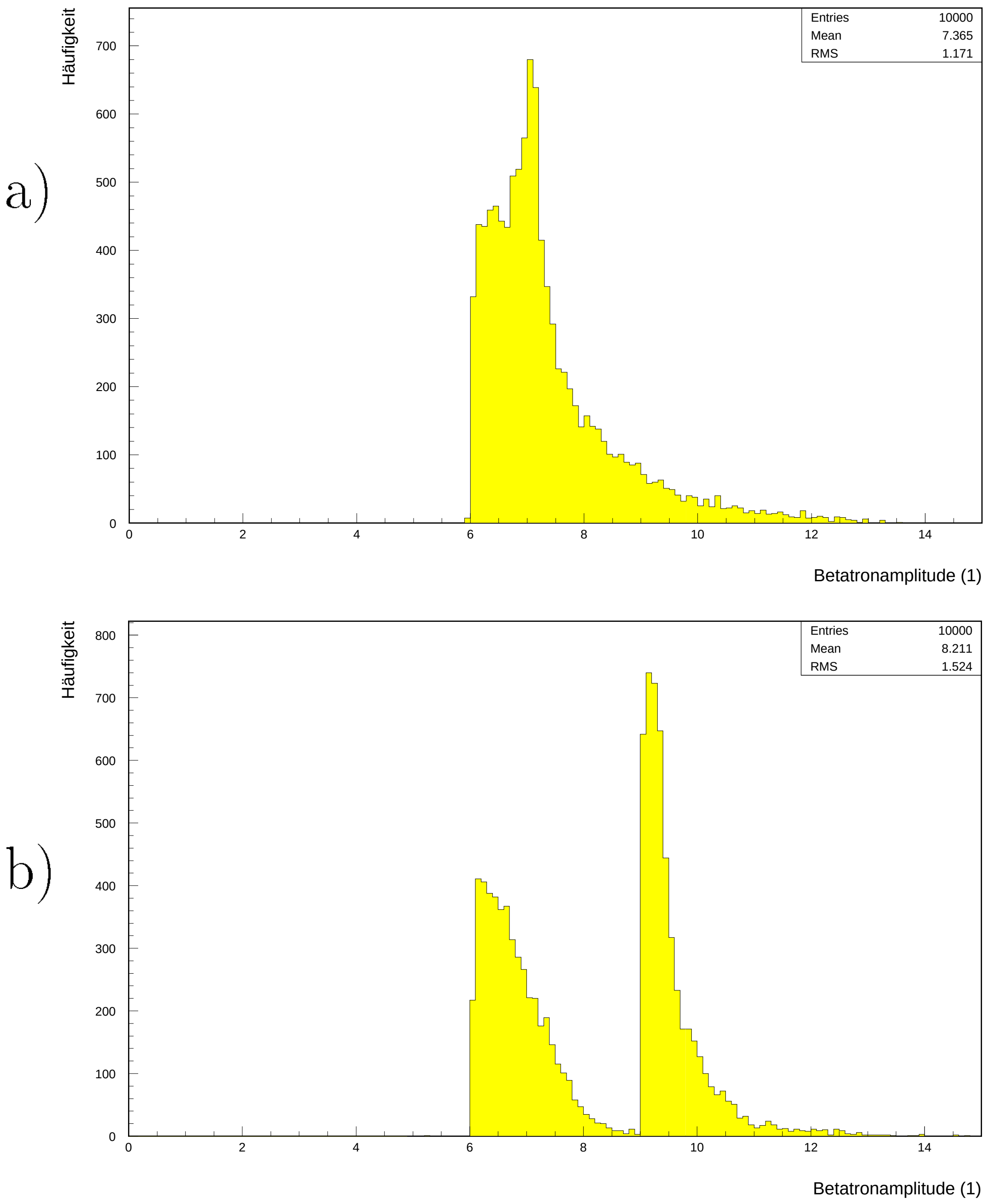

Abbildung 5.11: *a) und b): Häufigkeitsverteilung der Betatronamplitude wie zuvor in Abbildung 5.10 für Titan, eine Drahtposition von 6 σ und eine Kollimatorposition von 9 σ, jetzt jedoch ohne Strahlenergiestreuung. Simuliert wurden 10 000 Protonen, von denen 9 997 auf dem Draht oder dem Kollimator verlorengegangen sind. Das Bining ist wieder dasselbe.*

oberste Simulationsserie für Kohlenstoff sowie für Titan sind jedoch nicht zu erklären.

Das Maximum in der untersten Kohlenstoffserie kann so erklärt werden: mit einer Drahtposition in Strahlnähe werden nur wenige Protonen auf dem Kollimator vernichtet. Bei Entfernen des Drahtes vom Strahl ändert sich daran zunächst kaum etwas. Bei Drahtpositionierungen außerhalb von 5 σ jedoch geht ein so großer Anteil von Protonen auf dem Kollimator verloren, daß dieser die mittlere Aufweitung der Betatronamplitude begrenzt.

Auch die erwartete Materialabhängigkeit der Vielfachstreuung zeigt sich: für Kupfer ist die Vergrößerung der Betatronamplitude etwa das Dreifache wie für Kohlenstoff, wobei Aluminium und Titan dazwischenliegen. Gemäß der zuvor gezeigten Verteilungen der Betatronamplitude ist daher der Protonenverlust im Kollimator bei Verwendung eines Kupferdrahtes am größten. Somit nutzt dieser die nach außen driftenden Protonen für inelastische Wechselwirkungen weniger effizient als ein Draht aus einem Material mit kleinerer Ladungszahl.
Die Aufweitung von W wird für Kohlenstoff und Aluminium anhand des dritt– und vorletzten Tabellenabschnitts eingehender betrachtet. Kohlenstoff liefert bei den dargestellten Drahtpositionen eine Aufweitung von ungefähr 0.5 σ, während sie für Aluminium etwa 1 σ beträgt. Die Ursache kann nur die für Aluminium stärkere Vielfachstreuung sein [Tabelle 4.1], da der Energieverlust und die Anzahl von Drahtdurchquerungen bis zum Verlust in den verwendeten Drähten für beide Materialien in etwa dieselben sind. Gleichzeitig ist die Zahl der Umläufe für Kohlenstoff sogar größer als für Aluminium [Abschnitt 5.1.3].
Der Diffusionsexponent hat bei Drahtpositionierungen von 4 bis 6 σ keinen signifikanten Einfluß, da für die Driftgeschwindigkeit erst außerhalb von 8 σ Größenordungen von 0.1 σ/s und mehr erreicht werden [Abbildung 4.3].

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Zusammenhänge sollten sich insbesondere in der Effizienz der Targetdrähte, auf Dauer dem Speicherring verlorengehende Protonen einzufangen, widerspiegeln. Sie wird im folgenden genauer untersucht.

Kapitel 6

Untersuchung der Targeteffizienz

Im diesem Kapitel wird die Parameterabhängigkeit der Targeteffizienz untersucht.

- Zunächst werden Ergebnisse aus Simulationsdaten diskutiert. Insbesondere wird dabei untersucht, unter welchen Voraussetzungen die Targeteffizienz große Werte annimmt.
- Dem schließt sich ein Vergleich mit Meßdaten des Jahres 1998 an.
- Zum Schluß folgt eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse.

6.1 Simulation der Targeteffizienz

In diesem Abschnitt sind simulierte Daten dargestellt, die mit Hilfe des in Abschnitt 5.1 beschriebenen Programms gewonnen wurden. Dabei wurden immer die Werte aus den Tabellen 5.1 und 5.2 verwendet, sofern es nicht anders erwähnt wird.
Abstände zum Strahl sind immer relativ zum Orbit definiert; zum Beispiel der Strahl–Drahtabstand. Positionen und Abstände sind generell in Einheiten von Strahlsigma ausgedrückt.
Die Punkte sämtlicher Datenreihen werden verbunden, um das dargestellte Verhalten dieser Größe besser zu veranschaulichen.
Nach einer kurzen Fehlerbetrachtung folgt die Untersuchung der Targeteffizienz. Dabei wird unterschieden zwischen Einflüssen durch

- das Target und
- den Speicherring.

6.1.1 Fehlerbetrachtung

Der systematische Fehler läßt sich aufgrund der Komplexität der Teilchenbewegung und der genannten Fehlerquellen [Abschnitt 5.3] nicht abschätzen.
Hingegen ist der relative statistische Fehler berechenbar. Für ihn gilt

$$\sigma_{\varepsilon_\mathrm{T},\,\mathrm{stat,rel}} = \frac{\sigma_{\varepsilon_\mathrm{T},\,\mathrm{stat,abs}}}{\varepsilon_\mathrm{T}} \,, \tag{6.1}$$

wobei sich für den absoluten statistischen Fehler nach Anwendung des Gesetzes der Gaußschen Fehlerfortpflanzung auf Gleichung (3.1) mit $\mathrm{n} = \mathrm{n_{inel}} + \mathrm{n_{lost}}$ ergibt:

$$\sigma_{\varepsilon_{\mathrm{T}},\,\mathrm{stat,abs}} = \frac{\sqrt{\mathrm{n_{inel}} \cdot \mathrm{n_{lost}}}}{\sqrt{\mathrm{n_{inel}} + \mathrm{n_{lost}}}^{\,3}} = \frac{\sqrt{\mathrm{n}\varepsilon_{\mathrm{T}}(\mathrm{n} - \mathrm{n}\varepsilon_{\mathrm{T}})}}{\sqrt{\mathrm{n}}^{\,3}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\mathrm{T}}\,(1 - \varepsilon_{\mathrm{T}})}{\mathrm{n}}}\,. \qquad (6.2)$$

In Abbildung 6.1 ist der relative statistische Fehler in Abhängigkeit von der Targeteffizienz für 1 000 und 10 000 insgesamt verlorengehende Protonen dargestellt als Abschätzung für die anschließenden Simulationen.

Der Fehler nimmt mit sinkender Targeteffizienz zu. Er liegt für 1 000 Teilchen bei Targeteffizienzen von 50 bis 85 %, dem erfahrungsgemäß typischen Bereich der gemessenen Größe, zwischen 1 und 3 %. Unter denselben Bedingungen erhält man für 10 000 Teilchen einen Fehler von wenigen Promille.

Es zeigt sich, daß schon für 1 000 getrackte Protonen der statistische Fehler genügend klein ist, um signifikante Aussagen zu treffen.

In den folgenden Abbildungen wird er nicht explizit angegeben.

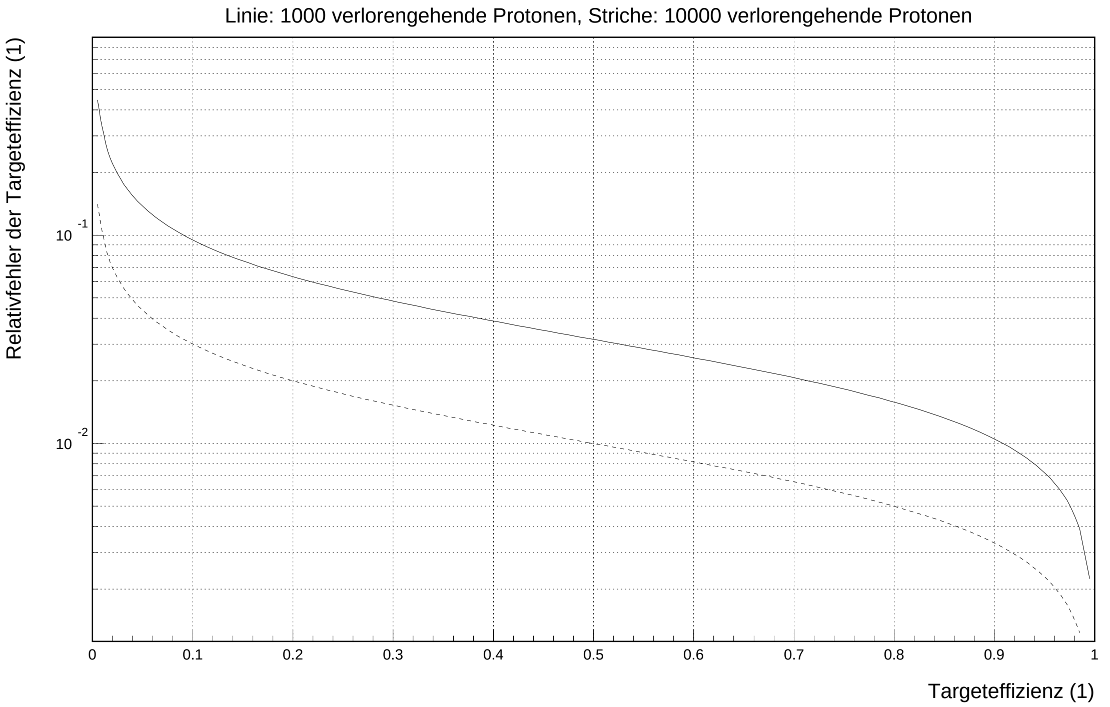

Abbildung 6.1: *Relativer statistischer Fehler der Targeteffizienz als Funktion dieser Größe*

6.1.2 Der Einfluß des Targets

Die Abhängigkeiten von folgenden Parametern wird untersucht:

- der Position
- dem Material

- den Abmessungen
- der Ausrichtung und
- der Anzahl

der Drähte.

6.1.2.1 Die Drahtposition

Abbildung 6.2 gibt den Verlauf der simulierte Targeteffizienz ε_{T} als Funktion der Drahtposition wieder.

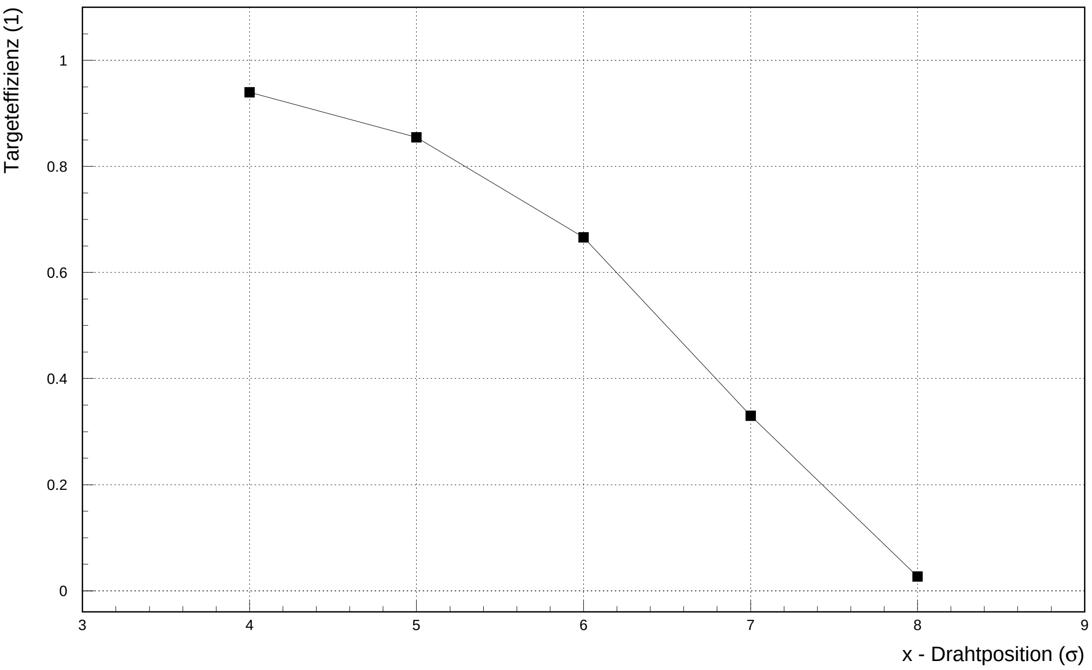

Abbildung 6.2: *Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes. Die Parameter wurden aus Abschnitt 5.2 übernommen.*

Für Drahtpositionen von weniger als 5 σ wird der Verlauf von ε_{T} flacher und läuft in eine Sättigung. Der Grund ist, daß der Abstand des Drahtes zum Kollimator von mehr als 4 Strahlbreiten ausreichend ist, um den überwiegenden Teil der Protonen mit dem Targetdraht zur Wechselwirkung zu bringen. Auf den 10 000 bis wenigen 100 000 zurückgelegten Umläufen [Abschnitt 5.1.3] vom Beginn des Trackens bis zur inelastischen Wechselwirkung ist die Aufweitung der Betatronamplitude W für die meisten Protonen kleiner als die Entfernung zum Kollimator.

Die Targeteffizienz fällt bei Annäherung des Targets an den Kollimator deutlich ab. Bei größeren Drahtabständen nimmt einerseits die Treffwahrscheinlichkeit auf den Kollimator zu, andererseits fällt die Treffwahrscheinlichkeit auf den Draht ab, da durch die höheren Driftgeschwindigkeiten die Betatronamplitude schneller anwächst [Gleichung (5.1)].

Der oben diskutierte Kurvenverlauf ist allgemeingültig und von der Wahl des Eingabeparametersatzes nicht betroffen. Daher dient er als Voraussetzung für die folgenden Untersuchungen.

6.1.2.2 Das Drahtmaterial

In Abbildung 6.3 ist der Einfluß der Ladungszahl Z verdeutlicht. Dargestellt ist die Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für vier verschiedene Drahtmaterialien.

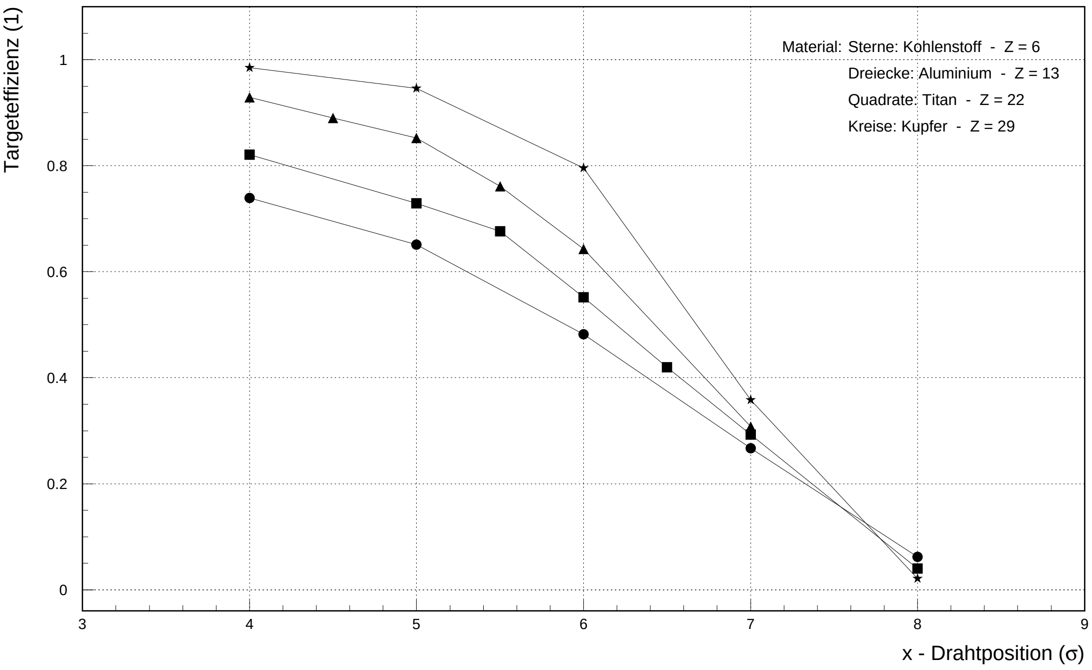

Abbildung 6.3: *Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für vier verschiedene Materialien. Die übrigen Parameter wurden aus Abschnitt 5.2 übernommen.*

Gemäß des größeren Streuwinkels für wachsende Ordnungszahlen Z [Abschnitt 4.4.3] müssen die Auswirkungen der Strahlaufweitung für Materialien mit großem Z deutlich in Erscheinung treten. Diese äußern sich gemäß der Abbildung in einer geringeren Targeteffizienz ε_{T} bei gleicher Drahtposition. Daher nimmt ε_{T} für Kupfer mit einem großen Z kleinere Werte an als für Kohlenstoff.

Desweiteren schneiden sich die Effizienzkurven bei ungefähr 8 σ. Dort werden die Protonen bereits mit sehr großen Betatronamplituden W generiert. Somit befinden sie sich in einer Entfernung zum Strahl, bei der die je Sekunde zurückgelegte Driftstrecke in der Größenordnung von 0.1 σ bis zu 1 σ liegt [Abbildung 4.3]. Die Vielfachstreuung spielt dort für das Anwachsen der Betatronamplitude W nur noch eine untergeordnete Rolle.

Vielmehr kommt es jetzt wegen der Dominanz der Driftgeschwindigkeit auf die vom Material abhängigen Laufzeiten pro Teilchen an. Bei Verwendung eines Drahtmaterials mit großer Ladungszahl wird aufgrund der kleineren Wechselwirkungslänge [Tabelle 4.1] ein Proton schneller absorbiert [Abschnitt 5.1.3]. Dies sorgt in Strahlhalobereichen mit großen

Driftgeschwindigkeiten für einen Ausgleich oder sogar eine Überkompensation der Emittanzaufblähung aufgrund von Vielfachstreuung. Daher kehrt sich die Materialabhängigkeit von ε_{T} in Kollimatornähe um.
Dieses Phänomen wird in den folgenden Untersuchungen nicht näher betrachtet, da es außerhalb des typischen Drahtbereiches auftritt, wo die Targeteffizienz weit unterhalb des angestrebten Mindestwertes von 50% liegt und die Wechselwirkungsrate in der Messung wesentlich kleiner als einige 10 MHz ist.

6.1.2.3 Die Drahtabmessungen

Aus früheren Simulationen [10], [19] ist bekannt, daß man mit einer Vergrößerung der Materialmenge durch Verbreiterung des Drahtes sowohl in longitudinaler als auch in transversaler Richtung die Targeteffizienz erhöhen kann. In Abbildung 6.4 wird ergänzend der Einfluß der Drahtabmessungen bei gleicher Materialmenge untersucht.

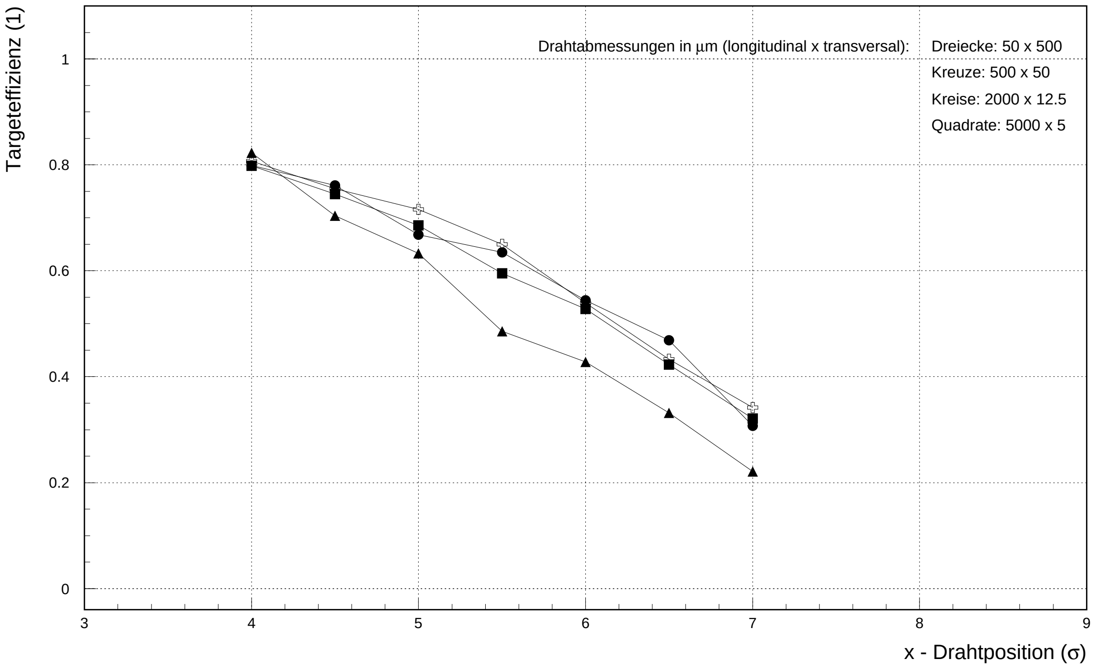

Abbildung 6.4: *Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für vier verschiedene Drahtabmessungen mit gleichem Drahtvolumen. Simuliert wurde mit einer Koppelresonanz von 0.002.*

Die Targeteffizienz ε_{T} ist in Abhängigkeit vom Strahl–Drahtabstand für vier verschiedene Drahtabmessungen dargestellt. Für die Koppelresonanz ist der reale Wert des Jahres 1997 von 0.002 gewählt worden.
Es zeigt sich, daß mit zunehmender Verteilung des Drahtmaterials in Strahlrichtung ε_{T} zunimmt. Dabei stellt sich bei Betrachtung einer festen Drahtposition überwiegend eine Sättigung der Targeteffizienz als Funktion der Drahtdicke ein. Dies gilt im Rahmen der Absolutfehler von 1.4 bis 1.9 % für den 500 μm transversal breiten Draht und 1.3 bis 1.6 % für die übrigen Drähte: bei longitudinal dicken Drähten befindet sich weniger Material

in größeren Abständen zum Strahl, so daß der Draht im Mittel weiter vom Kollimator entfernt ist. Die Targeteffizienz muß gemäß ihrer Abhängigkeit vom Drahtabstand also anwachsen [Abbildung 6.2].
Aus Zeitgründen konnten keine ergänzenden Simulationsrechnungen durchgeführt werden, um die Drahtabmessungen für den Sättigungsbeginn enger eingrenzen zu können.

6.1.2.4 Die Drahtorientierung

In Abbildung 6.5 ist die Targeteffizienz ε_{T} als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für sechs verschiedene Drahtorientierungen zu sehen. Es fällt auf, daß bei kleinem Strahl–Drahtabstand ε_{T} für die Drahtausrichtungen 'Außen', 'Innen', 'Oben' und 'Unten' dieselben Werte annimmt.

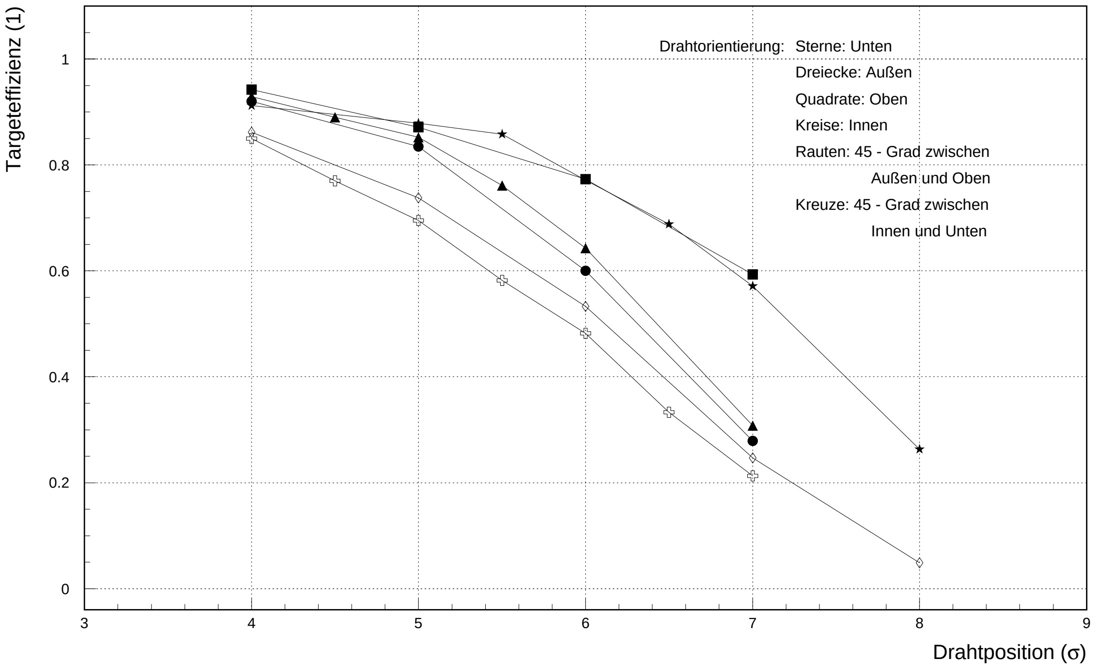

Abbildung 6.5: *Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für sechs verschiedene Drahtorientierungen.*

Zwei 45°–Drähte mit je einer Ausrichtung zwischen 'Außen' und 'Oben' sowie 'Innen' und 'Unten' liefern deutlich kleinere Targeteffizienzen.
Bei großen Abständen der Drähte zum Orbit führen die vertikal ausgerichteten Drähte zu signifikant niedrigeren Werten. Sie konvergieren gegen die niedrigeren Werte der 45°–Drähte.
Die Oben– und Unten–Drähte liefern signifikant höhere Targeteffizienzen, die im Rahmen der statistischen Fluktuationen übereinstimmen. Der Grund ist die horizontale Orientierung dieser beiden Drähte. Daher kratzen sie primär an der transversalen Protonendichteverteilung längs der y–Achse. Die dispersiven Einflüsse, die die Energieabhängigkeit der Protonenablage und ihrer Bahnwinkel beschreiben, verschwinden bei HERA–p in dieser Raumrichtung nahezu komplett [Tabelle 5.1]. Daher zeigt sich kein erkennbarer

Unterschied der Targeteffizienz für Oben– und Unten–Drähte. Lediglich durch die Koppelresonanz zwischen den beiden Transversalebenen der Protonenbewegung besteht im y–y′–Phasenraum eine bedingte Abhängigkeit von den dispersiven Einflüssen im horizontalen Phasenraum [Abschnitt 4.4.1.1].
Im letzteren sind die Werte von Dispersion und Winkeldispersion am Ort des Targets mit -0.470 m sowie -0.0135 rad signifikant von Null verschieden [27]. Das bedeutet, daß eine Energieabweichung der Protonen zu einem energieabhängigen Anteil der Protonenfehlablage bezüglich des Orbits insbesondere in x–Richtung und zu einer Verbreiterung der horizontalen Protonendichteverteilung führt. Daher sind die *vertikal* ausgerichteten Targetdrähte unmittelbar von der Dispersion in x–Richtung betroffen. Dies führt für die Innen– und Außen–Drähte zu einer geringeren Targeteffizienz, wobei mit einem Außen–Draht um einige Prozent höhere Werte erreicht werden.
Bei Drahtpositionen von 4 bis 5 σ jedoch ist der Abstand zum Kollimator noch so groß, daß die energiebedingte Verbreiterung zu keinem signifikanten Anstieg des Protonenverlustes im Kollimator, der dominierenden Aperturbegrenzung, und dementsprechend zu einer Übereinstimmung der Targeteffizienz der horizontalen und vertikalen Drähte führt.

6.1.2.5 Die Anzahl der Drähte

In Abbildung 6.6 ist die Targeteffizienz ε_{T} als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für vier verschiedene Zahlen simultan im Strahlhalo positionierter Drähte zu sehen. Im Fall zweier Drähte sind die beiden Varianten sich gegenüberstehender Targets gewählt worden.

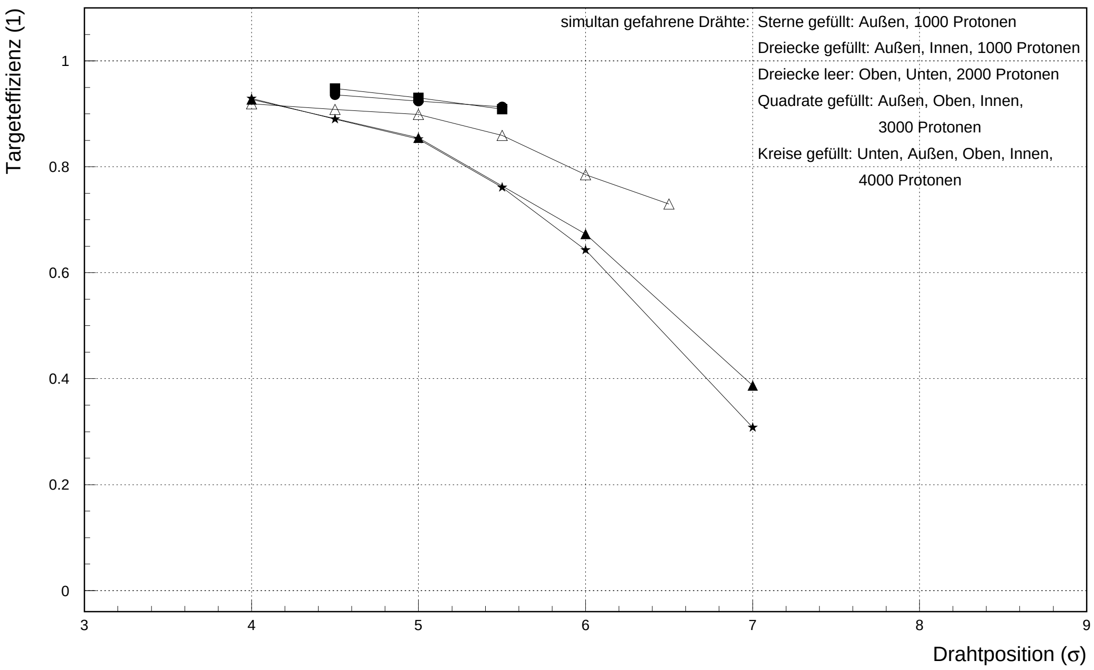

Abbildung 6.6: *Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für vier verschiedene Anzahlen simultan benutzter Drähte. Für den Fall von zwei Drähten sind die beiden möglichen Kombinationen sich gegenüberstehender Drähte gewählt worden.*

Bei Drahtplazierungen innerhalb von 5 σ zeigt sich in der Targeteffizienz kein signifikanter Unterschied für verschiedene Zahlen von Targets, da in keinem Fall ein nennenswerter Anteil der Protonen starke Aufweitungen ΔW der Betatronamplitude erfährt, die zu Protonenverlust in Aperturgrenzen führen [Abschnitt 5.4].
Bei weiterem Entfernen der Drähte vom Strahl spielt die Anzahl der Drähte jedoch eine immer größere Rolle: durch Hinzufügen von Drähten müssen die Protonen längere Wegstrecken durch Materie je Umlauf zurücklegen. Somit wird die nötige Anzahl von Umläufen je Teilchen bis zum Verlust verkürzt, so daß die Betatronamplitude trotz verstärkter Vielfachstreuung nicht so stark anwachsen kann. Die Verringerung der Anzahl von Umläufen durch Verwendung von mehr Drähten ist gerade in Bereichen großer Driftgeschwindigkeit besonders wirksam. Tatsächlich weist die Targeteffizienz bei weiter außen positionierten Drähten eine größere Abhängigkeit von der Anzahl der Targets auf: bei Verwendung von mehr Drähten können höhere Werte für ε_{T} erzielt werden.
Wird zusätzlich zu einem Außen–Draht ein Innen–Draht gefahren, macht sich dieser bei Drahtpositionen außerhalb von 6 σ in einer erhöhten Targeteffizienz bemerkbar. Dies sind wieder die Auswirkungen der horizontalen Dispersion. Eine genauere Betrachtung der Simulationsdaten zeigt, daß ungefähr 3% mehr Protonen auf dem Innen–Draht verlorengehen. Die dispersive Ablageverschiebung scheint demnach auf der Innenseite des Strahls die Aufweitung der Betatronamplitude teilweise zu kompensieren. Dies wirkt sich günstig auf die Treffwahrscheinlichkeit der Protonen auf den Draht aus, die durch die auf eine Koordinate projizierte Häufigkeitsverteilung dargestellt wird [Abschnitt 5.1.1, Gleichung (5.1)].
Außerdem zeigt Abbildung 6.6, daß sich mit mehr als drei Drähten ε_{T} nicht erkennbar erhöhen läßt. Schon die simultane Verwendung eines Oben– und eines Unten–Drahtes, die von dispersiven Effekten kaum abhängig sind, führt zu annähernd so hohen Werten wie mit mindestens drei Targets, wobei wenigstens ein horizontaler Draht enthalten sein muß. Daran erkennt man wieder den Vorteil von unten sowie oben plazierten Drähten, um möglichst große Werte für die Targeteffizienz zu erhalten [Teilabschnitt 6.1.2.4].

6.1.3 Der Einfluß der Maschine

Gemäß Gleichung 3.1 hängt die Targeteffizienz über den Protonenverlust n_{lost} grundlegend von den Eigenschaften der Maschine ab. Diese sollen im folgenden untersucht werden:

- die Kollimatorposition,
- das Diffusionsverhalten,
- die Kopplung,
- die Strahl–Strahl–Wechselwirkung und
- die relative Strahlenergiestreuung.

6.1.3.1 Die Kollimatorposition

Abbildung 6.7 beschreibt die Abhängigkeit der Targeteffizienz vom Strahl–Drahtabstand für fünf verschiedene Kollimatorpositionen.
Für jede Drahtposition zeigt sich dasselbe Verhalten: mit einer Vergrößerung des Kollimatorabstandes steigt die Targeteffizienz an. Der Grund ist derselbe wie in Abbildung 6.2:

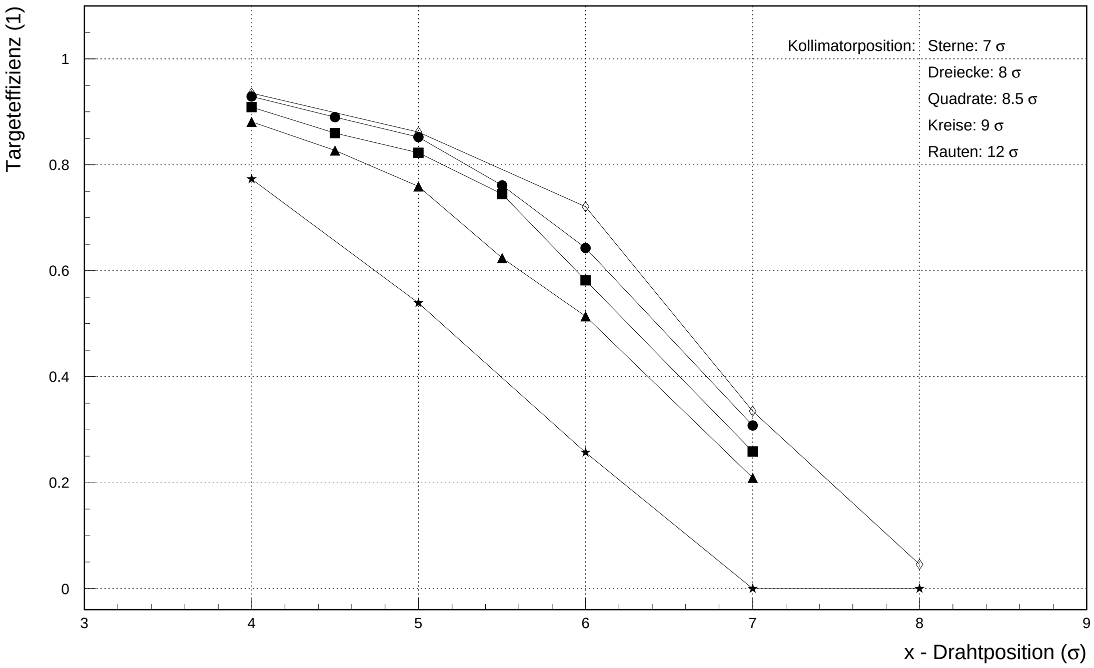

Abbildung 6.7: *Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für fünf verschiedene Kollimatorpositionen.*

wegen des wachsenden Abstandes von Draht und Kollimator gehen weniger Protonen auf dem Kollimator verloren. Für Kollimatorpositionen außerhalb von 8.5 bis 9 σ zeigt sich bei gleicher Drahtposition ein Sättigungsverhalten. Dies läßt sich an der dichten Staffelung der Effizienzverläufe für die Kollimatorpositionen 8.5, 9 und 12 σ erkennen.

Die Ursache ist die Driftgeschwindigkeit. Sie steigt wegen des großen Diffusionsexponenten von 23 steil an und erreicht im Abstand von 8 σ zum Strahl einen Wert von 0.1 σ/s. Gelangt ein Proton in diesen Bereich, dann kann es die noch fehlende Distanz zum Kollimator von bis zu 4 σ innerhalb eines Bruchteils seiner Laufzeit von O (1 s) [Abschnitt 5.1.3] zurücklegen. Die Position des Kollimators spielt daher kaum eine Rolle, wenn dieser außerhalb von 8 σ steht.

Desweiteren zeigt die Kurve für eine Kollimatorposition von 8 σ, daß bei typischen Drahtpositionen von 4.5 bis 6 σ die Targeteffizienz noch gerade über 50 % liegt. Der Abstand zwischen Draht und Kollimator sollte daher mindestens 3 σ betragen.

6.1.3.2 Das Diffusionsverhalten

Im folgenden wird der Einfluß der Diffusion auf die Targeteffizienz genauer untersucht.

In Abbildung 6.8 wird zuerst die Targeteffizienz als Funktion der Drahtposition für verschiedene Driftgeschwindigkeiten untersucht. Hierzu sind drei verschiedene Referenzwerte der Driftgeschwindigkeit gemäß des Potenzansatzes (4.16) aus Abschnitt 4.4.2 gewählt worden.

Neben dem bekannten Verhalten bei Annäherung an den Kollimator nimmt die Targeteffizienz auch für zunehmende Diffusionsgeschwindigkeiten ab. Dieser Zusammenhang ist

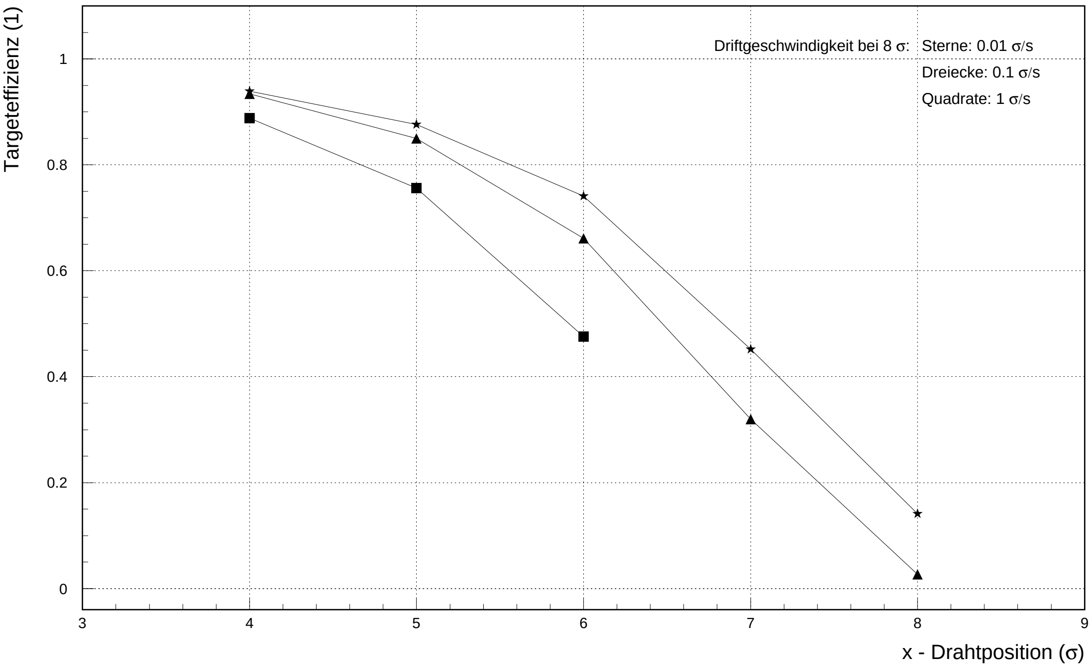

Abbildung 6.8: *Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für drei verschiedene Referenzwerte der Driftgeschwindigkeit unterschiedlicher Größenordnungen. Simuliert wurden 10 000 Protonen.*

bei größeren Strahl–Drahtabständen stärker ausgeprägt.
Aufgrund der Abhängigkeit der Targeteffizienz von der Driftgeschwindigkeit bietet sich die Möglichkeit, die Diffusionsparameter aus Messungen der Targeteffizienz zu bestimmen. Die Simulation zeigt aber auch folgendes:
bei typischen Drahtpositionen von 4.5 bis 6 σ führen Variationen der Driftgeschwindigkeit von 0.01 σ/s bis 1 σ/s zu Effizienzunterschieden von wenigen Prozent bis zu ungefähr 30 %. Um die Diffusionsparameter aus Messungen eindeutig ermitteln zu können, muß der Meßfehler kleiner als die genannten Effizienzunterschiede sein.

Der Einfluß des Diffusionsexponenten κ auf die Targeteffizienz ist in Abbildung 6.9 verdeutlicht, wobei κ vier verschiedene Werte annimmt. Für $\kappa = 6$ konnten im Rahmen dieser Arbeit keine weiteren Simulationsrechnungen durchgeführt werden.
Ein Unterschied in der Targeteffizienz für verschiedene κ zeigt sich erst bei Drahtpositionen außerhalb von 5.5 σ:
für wachsende Strahl–Drahtabstände ist die Abnahme von ε_{T} um so stärker, je größer der Diffusionsexponent gewählt wird. Auch dieses Verhalten läßt sich mit der Ortsabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit erklären [Abschnitt 4.4.2]. In Strahlnähe ist die Driftgeschwindigkeit signifikant kleiner als 0.1 σ/s, so daß der Einfluß von κ vernachlässigt werden kann und sich die Betatronamplituden nahezu aller Teilchen sehr langsam aufweiten. Daher können die Teilchen mit dem Target inelastisch wechselwirken, noch bevor sie den Kollimator erreichen; die Targeteffizienz ist somit von κ unabhängig.
Da die Betatronamplituden der Teilchen über einige Strahlbreiten streuen [Abbildun-

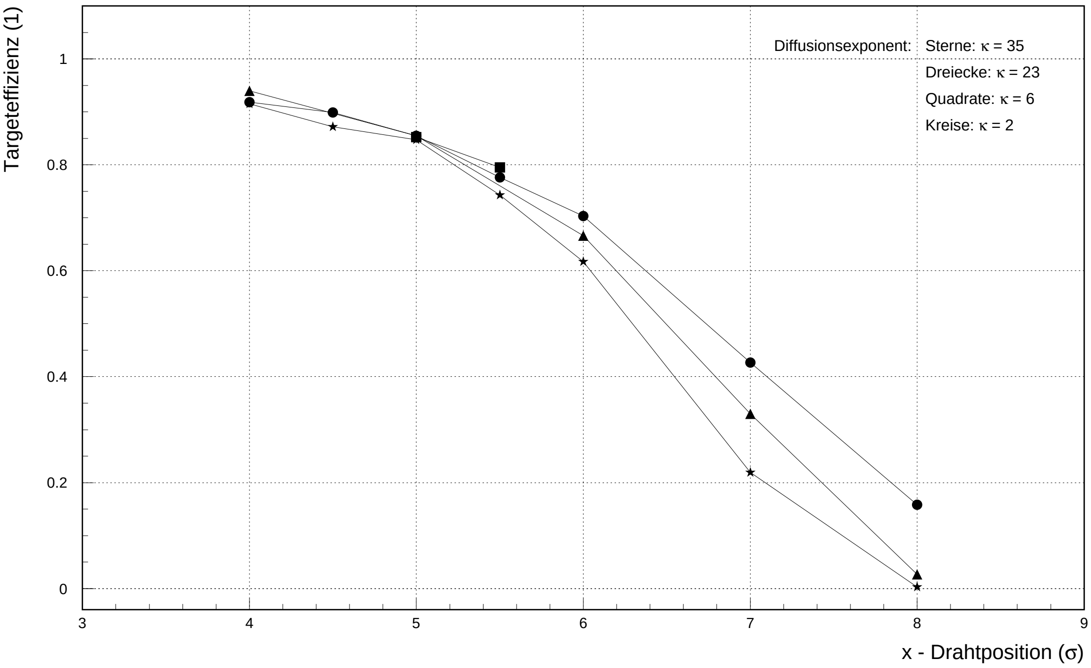

Abbildung 6.9: *Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für vier verschiedene Diffusionsexponenten.*

gen 5.9, 5.10], tritt für Teilchengenerierungen an einem außerhalb von 5.5 σ plazierten Draht ein signifikanter Anteil von Protonen auf, die bis in Bereiche außerhalb von 8 σ driften. Dort ist die Driftgeschwindigkeit größer als 0.1 σ/s, so daß diese Teilchen schnell auf den Kollimator treffen und zur Senkung von ε_{T} führen. Dabei liefern große κ einen steileren Abfall von ε_{T}, da für sie außerhalb von 8 σ die Driftgeschwindigkeit höher ist als für kleine κ.

Das gerade veranschaulichte Verhalten der Targeteffizienz ist möglich, obwohl sich für Betatronamplituden innerhalb von 8 σ die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von κ umkehrt. Dies zeigt, daß der Wert der Referenzgeschwindigkeit, die global die Größe der Driftgeschwindigkeit festlegt, ebenfalls wichtig ist. Ihr Einfluß bei Variation von κ wird aus Zeitgründen nicht eingehender untersucht.

In Abbildung 6.10 ist der Einfluß des Diffusionsexponenten κ bei Verwendung verschiedener Materialien auf die Targeteffizienz zu sehen. Simuliert wurde die Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für Kohlenstoff und Aluminium und jeweils drei verschiedene Diffusionsexponenten.

Für wachsende Strahl–Drahtabstände und gleiches κ nähern sich die Effizienzverläufe beider Materialien einander an. Besonders deutlich zeigt sich das für einen großen Diffusionsexponenten.

Der Grund ist, daß in größerer Entfernung zum Strahl die Diffusionsgeschwindigkeit den dominanten und materialunabhängigen Beitrag zur Aufweitung der Betatronamplitude leistet, der zur Reduzierung der Targeteffizienz führt: die aus Abschnitt 5.4 bekannte stärkere Aufweitung für Aluminium aufgrund von Vielfachstreuung führt nur bei nicht zu

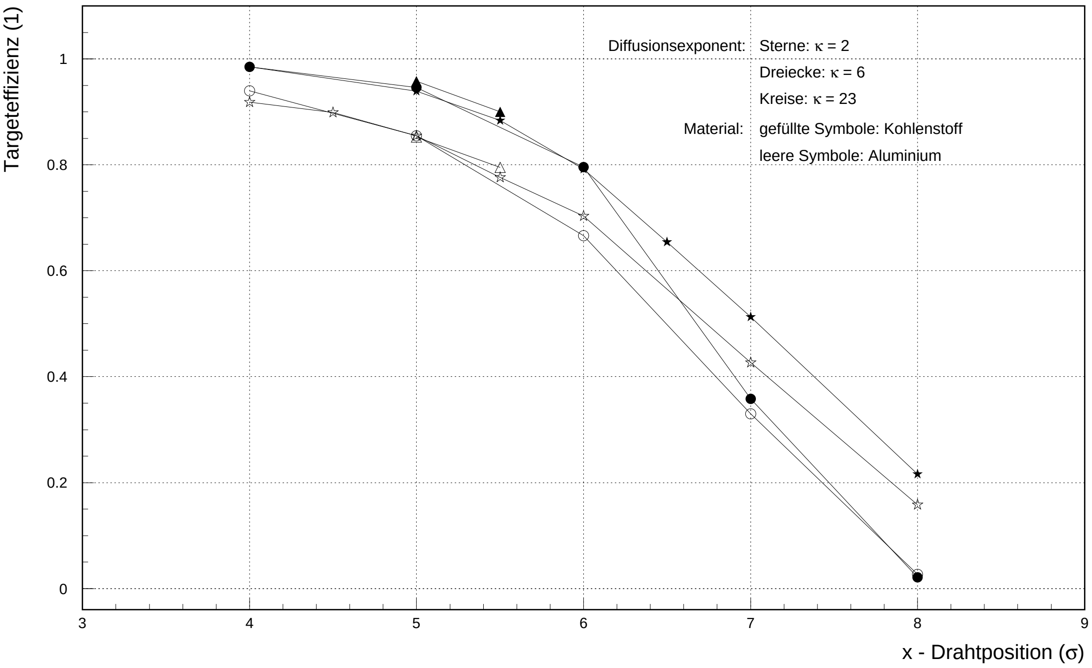

Abbildung 6.10: *Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für Kohlenstoff und Aluminium und für drei verschiedene Diffusionsexponenten.*

großen Abständen zum Orbit zu der typischen Materialabhängigkeit, nach der für wachsende Ladungszahlen die Targeteffizienz abnimmt. Für weiter außen plazierte Drähte wird diese Abhängigkeit durch die ansteigende Diffusionsgeschwindigkeit zunehmend überdeckt.

In Abbildung 6.11 ist die Targeteffizienz ε_T als Funktion der Ordnungszahl des Drahtmaterials für drei verschiedene Diffusionsexponenten κ und zwei typische Drahtpositionen dargestellt.
In Übereinstimmung mit den Abbildungen 6.3 und 6.10 zeigt sich das bekannte Abfallen von ε_T mit wachsender Ordungszahl des Targetmaterials: das Target befindet sich somit bei 5 und 5.5 σ noch in dem durch Vielfachstreuung dominierten Bereich. Daher zeigt sich auch keine signifikante Änderung der Targeteffizienz bei einer Variation des Diffusionsexponenten, so daß eine deutliche Trennung der Effizienzen für 5 und 5.5 σ erkennbar ist.

6.1.3.3 Die Kopplung

In Abbildung 6.12 ist die Targeteffizienz ε_T als Funktion der Kopplung für zwei Materialien und zwei Drahtorientierungen gezeigt. Die Kopplung beschreibt die gegenseitige Abhängigkeit der Teilchenbewegung in beiden Phasenraumebenen [Abschnitt 4.4.1.1]. In Teil b) der Abbildung sind die Simulationsdaten aus a) zur feineren Auflösung logarithmisch dargestellt. Der Draht steht in einer Entfernung von 5 σ zum Strahl.
Für einen auf die Außenseite des Speicherrings gesetzten Aluminiumdraht wurde eine

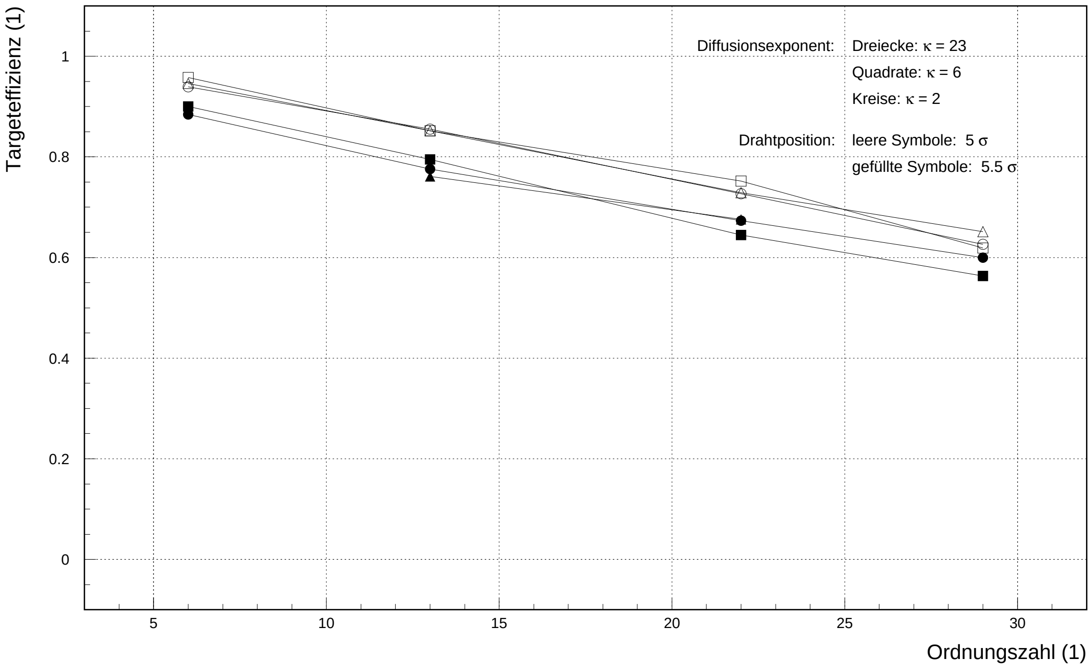

Abbildung 6.11: *Targeteffizienz als Funktion der Ordnungszahl des Drahtmaterials für drei verschiedene Diffusionsexponenten an zwei typischen Drahtpositionen.*

ausgedehnte Simulationsreihe über mehrere Größenordnungen für δ durchgeführt.
Dabei weist ε_{T} eine starke Abhängigkeit von der Koppelresonanz auf: die Targeteffizienz fällt für kleinere Werte der Koppelresonanz immer steiler ab, bis sie schließlich für $\delta = 0$ die gefordeten 50% [Abschnitt 3.2.2] unterschreitet. Der steile Rückgang gilt sowohl für die beiden Materialien als auch für die Drahtorientierungen Außen und Oben.
In der Meßphase 1997 betrug der reale Wert der Maschine für die Kopplung 0.002. Die zugehörigen Werte für ε_{T} liegen gemäß der Abbildung 6.12 b) im Bereich von 60 bis 75% und stimmen daher mit der Größenordnung der gemessenen Targeteffizienz im Fehlerrahmen gut überein, wie in Abschnitt 6.2.2 gezeigt wird. Diese Werte sind allgemein 10 bis 20% niedriger als in den meisten Simulationsrechnungen, die im Rahmen dieser Arbeit mit einer Kopplung von $\delta = 0.01$ durchgeführt wurden.
Der deutliche Zusammenhang zwischen Targeteffizienz und Koppelresonanz kann folgendermaßen erklärt werden:
ist die Koppelresonanz null, bleibt die Aufweitung der Betatronamplitude W eines Teilchens auf nur eine der beiden Phasenraumebenen beschränkt. ΔW verteilt sich also nur auf zwei der insgesamt vier Phasenraumkoordinaten, deren schnelles Anwachsen den Protonenverlust im Kollimator erhöht und die Targeteffizienz ε_{T} erniedrigt.
Bei vorhandener Kopplung verteilen sich diese Vorgänge über den ganzen Phasenraum, so daß ein Teilchen nur über eine begrenzte Zeitspanne große Ablagen in eine einzige Raumrichtung annimmt. Dies verringert die Wahrscheinlichkeit des Protons, auf den Kollimator zu treffen, und die Targeteffizienz steigt.
Mit einer Erhöhung von δ geht die Umverteilung der Betatronamplitude auf beide Phasenteilräume immer schneller vor sich, so daß ε_{T} weiter anwächst, bis eine Sättigung erreicht

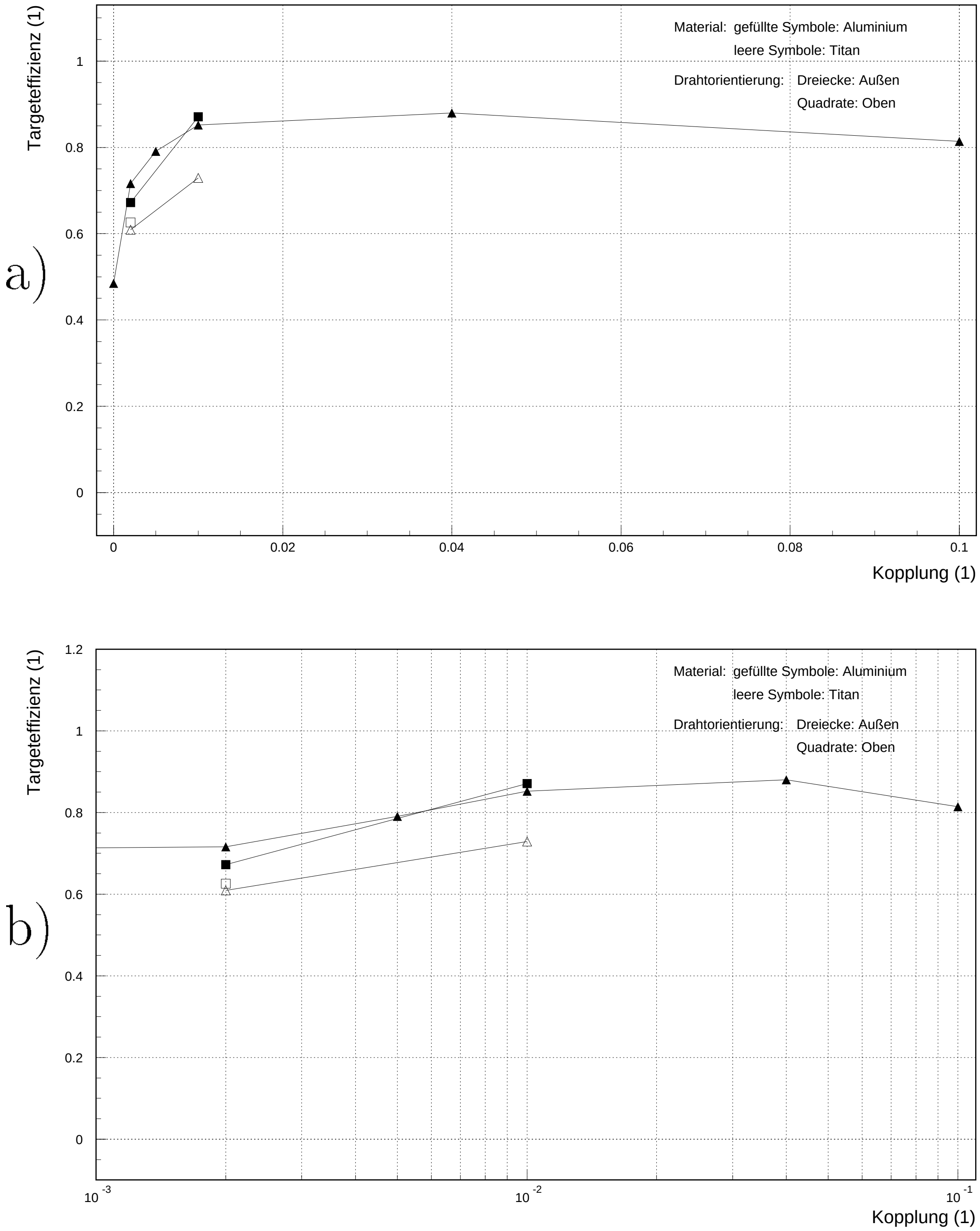

Abbildung 6.12: *Targeteffizienz als Funktion der Koppelresonanz für jeweils zwei verschiedene Materialien und Ausrichtungen sowie einen bei 5 σ plazierten Draht:*
a) mit linearer , b) mit logarithmischer Skalierung der x–Achse.
Der reale Kopplungswert der Maschine betrug in der Meßphase 1997 $\delta = 0.002$.

wird.

Bei einer großen Kopplung δ von ungefähr 0.04 wird ein schwach ausgeprägtes Maximum erreicht. Im Rahmen der statistischen Absolutfehler von 1.15 und 1.05 % stimmen die

Targeteffizienzen für die Kopplungen 0.01 und 0.04 überein. Dies gilt nicht für die Targeteffizienz bei einer Kopplung von 0.1 mit einem statistischen Absolutfehler von 1.25 %. Für dieses Phänomen gibt es keinen Erklärungsansatz. Die Ursache sind jedoch keine statistischen Fluktuationen, da auch in Abbildung 6.13 bei Drahtpositionen unter 6.5 σ die größte Targeteffizienz für eine Kopplung von 0.04 erreicht wird.

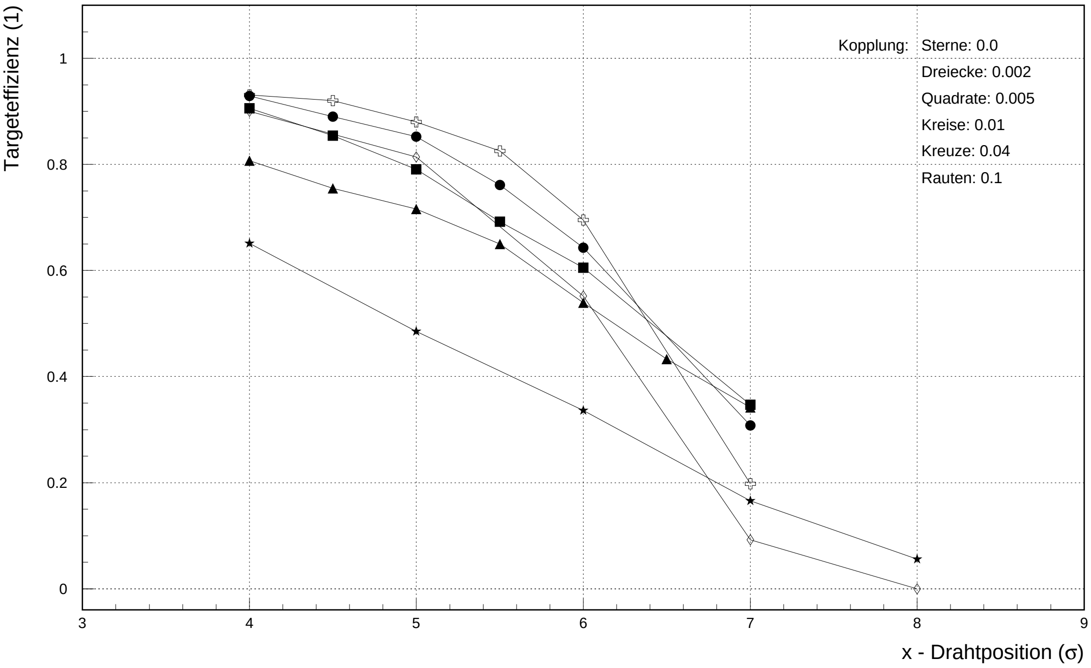

Abbildung 6.13: *Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für sechs verschiedene Koppelresonanzen. Der reale Wert der Maschine betrug in der Meßphase 1997 0.002.*

Diese Abbildung stellt im Unterschied zu Abbildung 6.12 die Targeteffizienz ε_{T} gegen die Drahtposition dar, wobei sechs verschiedene Koppelresonanzen δ simuliert wurden.

Auch hier weist ε_{T} eine starke Abhängigkeit von der Koppelresonanz auf: während für kleine Koppelresonanzen die Targeteffizienz gleichmäßig und relativ flach mit wachsendem Strahl–Drahtabstand abfällt, zeigen sich für Koppelresonanzen von mindestens $\delta \geq 0.01$ in Strahlnähe signifikant größere Werte. Sobald das Target außerhalb von ungefähr 6 σ plaziert wird, ist ε_{T} für große Kopplungswerte durch ein steiles Abknicken gekennzeichnet und unterschreitet teilweise die Werte für kleinere Kopplungen.

Dieses Verhalten kann ebenfalls mit der Umverteilung der Betatronamplitude von einem Phasenteilraum in den anderen erklärt werden:

für große Kopplungen verhindert in Strahlnähe die gleichmäßige Aufteilung der statistischen Verteilung der Betatronamplitude [Abbildungen 5.9 bis 5.11] und ihres Zuwachses auf alle vier Phasenraumkoordinaten, daß viele Protonen große Ablagen erhalten und auf den Kollimator treffen. Die mittlere Aufweitung der Teilchenamplitude in eine Phasenraumrichtung kann dadurch nur begrenzt, nicht jedoch gänzlich unterbunden werden. Daher beginnt bei Annäherung des Targets an die Apertur irgendwann der abrupte Abfall der Targeteffizienz. Sein Einsetzen bei 6 σ weist ebenfalls auf die Notwendigkeit eines Mindestabstandes des Targets von 3 σ zum Kollimator hin.

Für $\delta = 0$ fällt die Targeteffizienz auch in Abbildung 6.13 unter die geforderten 50%, solange der Draht außerhalb von 5 σ steht.

6.1.3.4 Die Strahl–Strahl–Wechselwirkung

Während des Großteils der HERA–B Meßphase läuft HERA unter Luminositätsbetrieb. Das bedeutet, daß der Protonenstrahl mit dem Positronen–, oder wie im Jahr 1998, mit dem Elektronenstrahl bei den HERA–Experimenten H1 und ZEUS kollidiert. Solange im realen Betrieb HERA–B Targetdrähte an den Strahl gefahren sind, ist die Emittanzaufblähung der Teilchen durch Strahl–Strahl–Wechselwirkung vernachlässigbar, wie aus der Betrachtung der Protonenlebensdauer schon bekannt ist [Tabelle 2.1].

In Abbildung 6.14 ist die Targeteffizienz ε_{T} gegen den Strahl–Drahtabstand für zwei verschiedene Elektronenbündelpopulationen und zwei typische Kollimatorpositionen aufgetragen. Die Anzahl von $2.1 \cdot 10^{10}$ Elektronen pro Bündel entspricht einem Routinestrom von 30 mA.

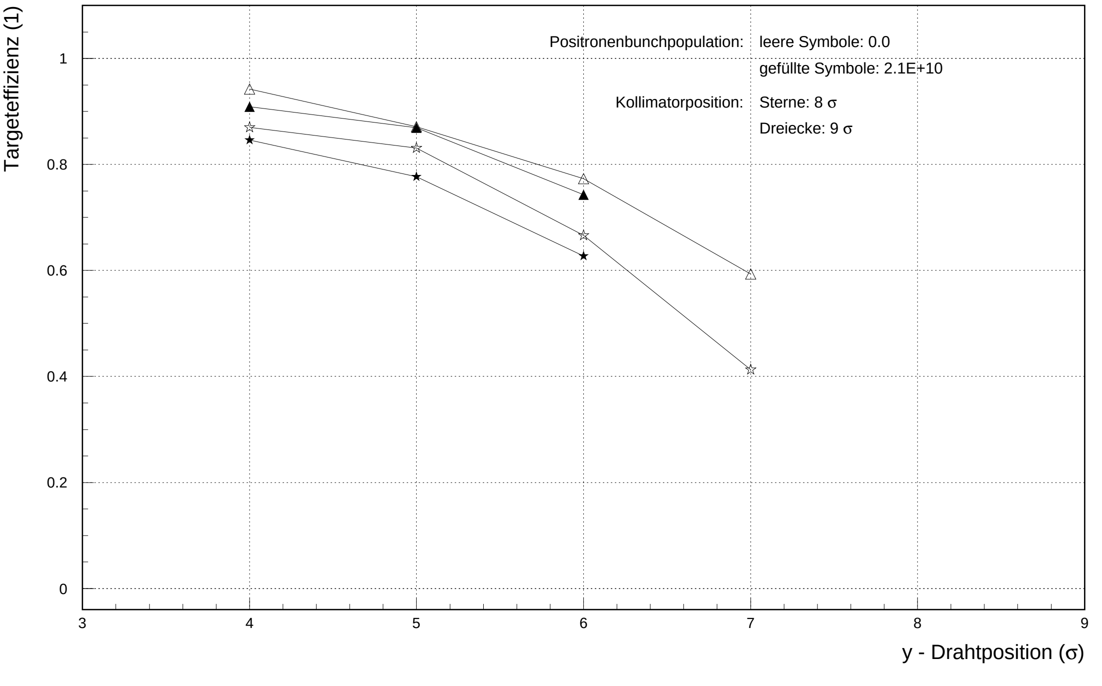

Abbildung 6.14: *Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes mit und ohne Proton–Elektron–Kollisionen für zwei typische Kollimatorpositionen und einen Oben–Draht.*

Die zusätzliche Emittanzaufweitung der Strahl–Strahl–Wechselwirkung führt bei gleicher Kollimatorplazierung zu einer kleineren Targeteffizienz als ohne Elektronenstrahl. Der absolute Unterschied beträgt wenige Prozent und ist somit wie erwartet vernachlässigbar [Abschnitt 4.4.1.3].

6.1.3.5 Die relative Strahlenergiestreuung

Als letzte strahldynamische Abhängigkeit wird in Abbildung 6.15 die Beeinflussung der Targeteffizienz ε_{T} durch die relative Strahlenergiestreuung $\frac{\langle\Delta \mathrm{E}\rangle}{\mathrm{E}}$ untersucht [Abschnitt 5.1]. Hierzu ist ε_{T} gegen den Strahl–Drahtabstand für einen Außen– und Oben–Draht mit jeweils $\kappa = 23$ aufgetragen, wobei für $\frac{\langle\Delta \mathrm{E}\rangle}{\mathrm{E}}$ je zwei Werte benutzt wurden. Dasselbe ist auch für einen Außen–Draht mit $\kappa = 2$ dargestellt.

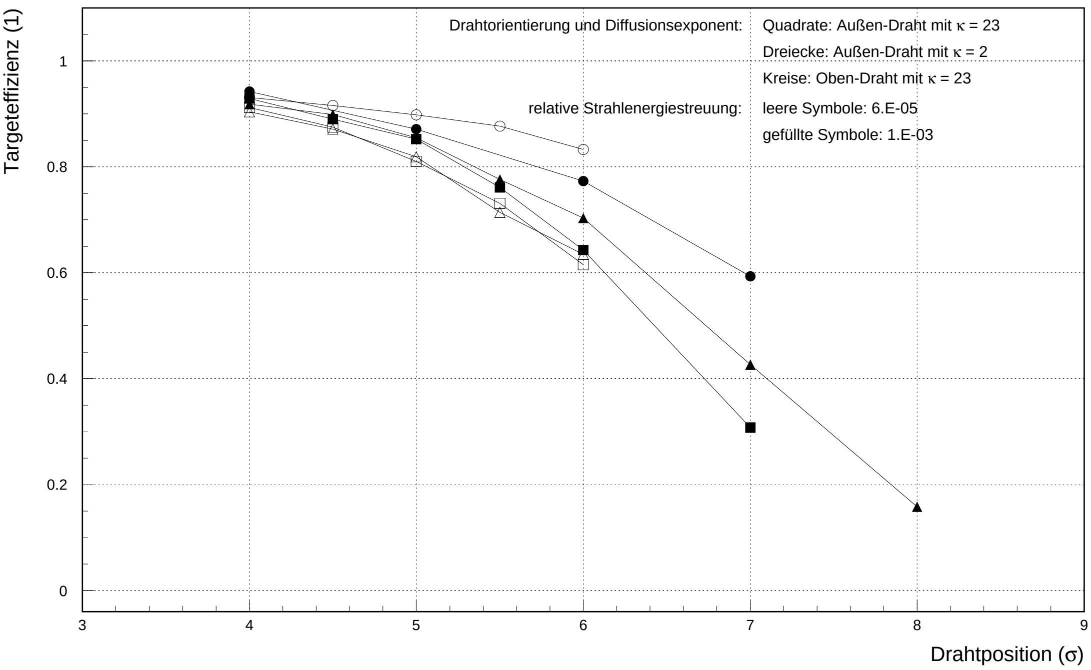

Abbildung 6.15: *Targeteffizienz als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für zwei verschiedene Werte der relativen Strahlenergiestreuung* $\frac{\langle\Delta \mathrm{E}\rangle}{\mathrm{E}}$. *Dabei sind jeweils ein Außen– und Oben–Draht für einen Diffusionsexponenten von* $\kappa = 23$ *sowie ein Außen–Draht für* $\kappa = 2$ *dargestellt. Der gültige Wert für das Jahr 1997 war* $\frac{\langle\Delta \mathrm{E}\rangle}{\mathrm{E}} = 6 \cdot 10^{-5}$.

Man erkennt, daß der kleinere der beiden Werte für $\frac{\langle\Delta \mathrm{E}\rangle}{\mathrm{E}}$, $6 \cdot 10^{-5}$, für einen Oben–Draht zu einer um wenige Prozent erhöhten Targeteffizienz im Vergleich zu dem bisher in allen Abbildungen gewählten Wert von 0.001 führt, wobei dies für typische Drahtpositionierungen von 4.5 bis 6 σ und einem gewöhnlichen Strahl–Kollimatorabstand von 9 σ gilt.

Der Grund ist die schmalere Betatronamplitudenverteilung zu Beginn des Haupttrackings für $\frac{\langle\Delta \mathrm{E}\rangle}{\mathrm{E}} = 6 \cdot 10^{-5}$: diese enthält weniger Teilchen, die während des Haupttrackings eine große Aufweitung der Betatronamplitude W erfahren können. Der Anteil von Protonenverlust im Kollimator ist geringer, so daß ε_{T} größer als für $\frac{\langle\Delta \mathrm{E}\rangle}{\mathrm{E}} = 0.001$ ist.

Die im Fall von $\frac{\langle\Delta \mathrm{E}\rangle}{\mathrm{E}} = 6 \cdot 10^{-5}$ schlankere Energieverteilung führt in x–Richtung zu einer schmaleren dispersiv bedingten Ablagen– und somit auch einer schlankeren Betatronamplitudenverteilung. Der Anteil von Teilchen, die eine signifikante Energieabweichung haben, die daher eine größere Betatronamplitude erhalten und schneller in den diffusionsrelevanten Bereich gelangen, ist geringer als für eine große Energiestreuung. Somit

werden am Ort des HERA–B Targets weniger Teilchen auf die Außenseite des Speicherrings gezogen als für eine große Energiestreuung, so daß für $\frac{\langle \Delta \mathrm{E} \rangle}{\mathrm{E}} = 6 \cdot 10^{-5}$ und einen Außen–Draht eine niedrigere Targeteffizienz zu beobachten ist, gerade umgekehrt wie im Fall eines Oben–Drahtes.
Im Unterschied zu anderen Einflüssen auf die Targeteffizienz kann also für die relative Strahlenergiestreuung keine pauschale Aussage getroffen werden.

6.2 Die gemessene Targeteffizienz

Einige Erwartungen aus der Simulation sollen mit Meßdaten bestätigt werden. Hierzu werden zunächst zwei Methoden zur Berechnung der gemessenen Targeteffizienz vorgestellt.

6.2.1 Ermittlung der Targeteffizienz

Vom Anfang dieses Kapitels ist schon die theoretische Definition der Targeteffizienz

$$\varepsilon_{\mathrm{T}} = \frac{\mathrm{R}_{\mathrm{WW}}}{\mathrm{R}_{\mathrm{Verlust}}} \tag{6.3}$$

bekannt. Dieser Quotient aus der inelastischen Wechselwirkungsrate mit den Targetdrähten und der totalen Protonenverlustrate liegt jedoch nicht direkt aus Meßdaten vor, so daß er auf anderem Wege gewonnen werden muß. Die Wechselwirkungsrate kann direkt gemessen werden, während die totale Verlustrate gemäß

$$\mathrm{R}_{\mathrm{Verlust}} = \frac{\mathrm{dN_P}}{\mathrm{dt}} = \frac{\mathrm{dI_P}}{\mathrm{dt}} \cdot \frac{\mathrm{t_{Umlauf}}}{\mathrm{e}} = 1.32 \cdot 10^{11} \, \frac{\mathrm{dI_P[mA]}}{\mathrm{dt}} \tag{6.4}$$

ermittelt wird, wobei $\mathrm{t_{Umlauf}} = 21.13\,\mu\mathrm{s}$ die Umlaufdauer der Protonen durch HERA–p, e die Elementarladung und $\mathrm{I_P}$ den Protonenstrom bezeichnen [10]. Die endgültige Berechnung der Targeteffizienz erfolgt dann aus Protonenstrom, Strahllebensdauer und Wechselwirkungsrate über die Beziehung

$$\varepsilon_{\mathrm{T}} = 2.727 \cdot 10^{-8} \frac{\tau_{\mathrm{P}}[\mathrm{h}]}{\mathrm{I_P[mA]}} \cdot \mathrm{R_{WW}[Hz]} \, , \tag{6.5}$$

wobei die Lebensdauer der Protonen durch

$$\tau_{\mathrm{P}} = \frac{\mathrm{I_P}}{\mathrm{dI_P/dt}} \tag{6.6}$$

gegeben ist.
Bei dieser Berechnungsweise muß allerdings einiges beachtet werden:
verwendet werden Daten sehr kurzer Zeitintervalle, so daß die Statistik schlecht ist.
Außerdem werden die Wechselwirkungrate und die Änderung des Protonenstroms, die als Differenz berechnet wird, nicht zur gleichen Zeit ermittelt. Da die vom HERA–Datennetz gelieferte Strahllebensdauer aus der Stromänderung bestimmt wird, erfolgt diese nochmals zeitversetzt. Außerdem ist die Stromänderung bei kleinen Werten mit einem großen relativen Fehler behaftet. Das bedeutet, daß für einen langlebigen Strahl mit großem τ_{P}

auch die Lebensdauer und $R_{Verlust}$ nur sehr ungenau zu bestimmen sind. Dies gilt besonders bei niedrigen Wechselwirkungsraten.
Desweiteren ist die Genauigkeit in der Bestimmung von R_{WW} begrenzt. Die Rate wird mit Szintillationszählern der Targetgruppe gemessen.
Es empfiehlt sich daher, die Targeteffizienz bei konstanter Wechselwirkungsrate R_{WW} und somit gleichbleibender Stromabnahme zu bestimmen.
Da jedoch auch dann noch deutliche Schwankungen in der Strahllebensdauer auftreten, kann man direkt über die Abnahme des Protonenstroms gehen. Hierzu wird dI_P/dt als Steigung einer Ausgleichsgeraden an den Protonenstrom I_P bestimmt, solange R_{WW} konstant ist, und in der endgültigen Beziehung (6.5) für die Targeteffizienz anstelle von

$$\frac{1}{\tau_P[\mathrm{h}]\ /\ I_P[\mathrm{mA}]} \tag{6.7}$$

eingesetzt [11]. Da hierzu ein langer Zeitraum gewählt wird, ist der statistische Fehler signifikant kleiner. Dabei kann in sehr guter Näherung $I_p \gg dI_p$ angenommen werden, so daß $I_p \cong$ konstant ist.
Im folgenden werden einige Abhängigkeiten der Targeteffizienz von den untersuchten Parametern mit Meßdaten des Jahres 1998 verglichen. Dabei wird die erste Methode benutzt und eine ausreichende Statistik durch die Mittelung der Datenpunkte über längere Zeitintervalle erreicht.

6.2.2 Die gemessene Targeteffizienz des Jahres 1998

Trotz der höheren Protonenstrahlenergie von 920 GeV haben sich die optischen Parameter von HERA–p im Jahr 1998 im Vergleich zum Vorjahr am HERA–B Target nicht signifikant geändert. Somit ist ein qualitativer Vergleich der Simulationsdaten mit Meßdaten von 1998 möglich.
In Abbildung 6.16 ist eine typische Messung für den 45°–Draht Unten 2 aus Aluminium dargestellt.
Innerhalb des abgebildeten Zeitraums beträgt die Wechselwirkungsrate 38 MHz.
Mit der Annäherung des Drahtes an den Strahl steigt die Targeteffizienz kontinuierlich in Übereinstimmung mit der Simulation an. Es werden Werte von ungefähr 39 % zu Anfang und 44 % gegen Ende erreicht.
Der Protonenstrom fällt in diesem Zeitraum mit 2.5 mA/h signifikant und gleichmäßig ab. Dementsprechend bleibt die Strahllebensdauer in etwa konstant und mit ungefähr 28 Stunden niedrig.
In Abbildung 6.17 sind dieselben Größen wie in Abbildung 6.16 dargestellt, jedoch für den Draht Oben 1 aus Aluminium.
Mit Annäherung des Drahtes an den Strahl steigt die Targeteffizienz auch hier zunächst an und gerät bei über 70 % in eine Sättigung. Gleichzeitig liegt die Wechselwirkungsrate bei ungefähr 33 MHz und fällt nur leicht ab, so daß die Strahllebensdauer qualitativ dasselbe Verhalten aufweist.
Außerdem fällt auf, daß die Fehler der Wechselwirkungsrate mit fortschreitender Zeit signifikant ansteigen. Dasselbe zeigt sich für das Verhalten der Targeteffizienz.
Die Ursache für die Phänomene ist die Alterung des Strahls, der schon seit vielen Stunden gefüllt ist. Das Strahlprofil ist in solch einem Fall steil angekratzt, so daß häufiger Überregelungen der Steuerungsautomatik der Drähte ausgelöst werden. Diese führen zu

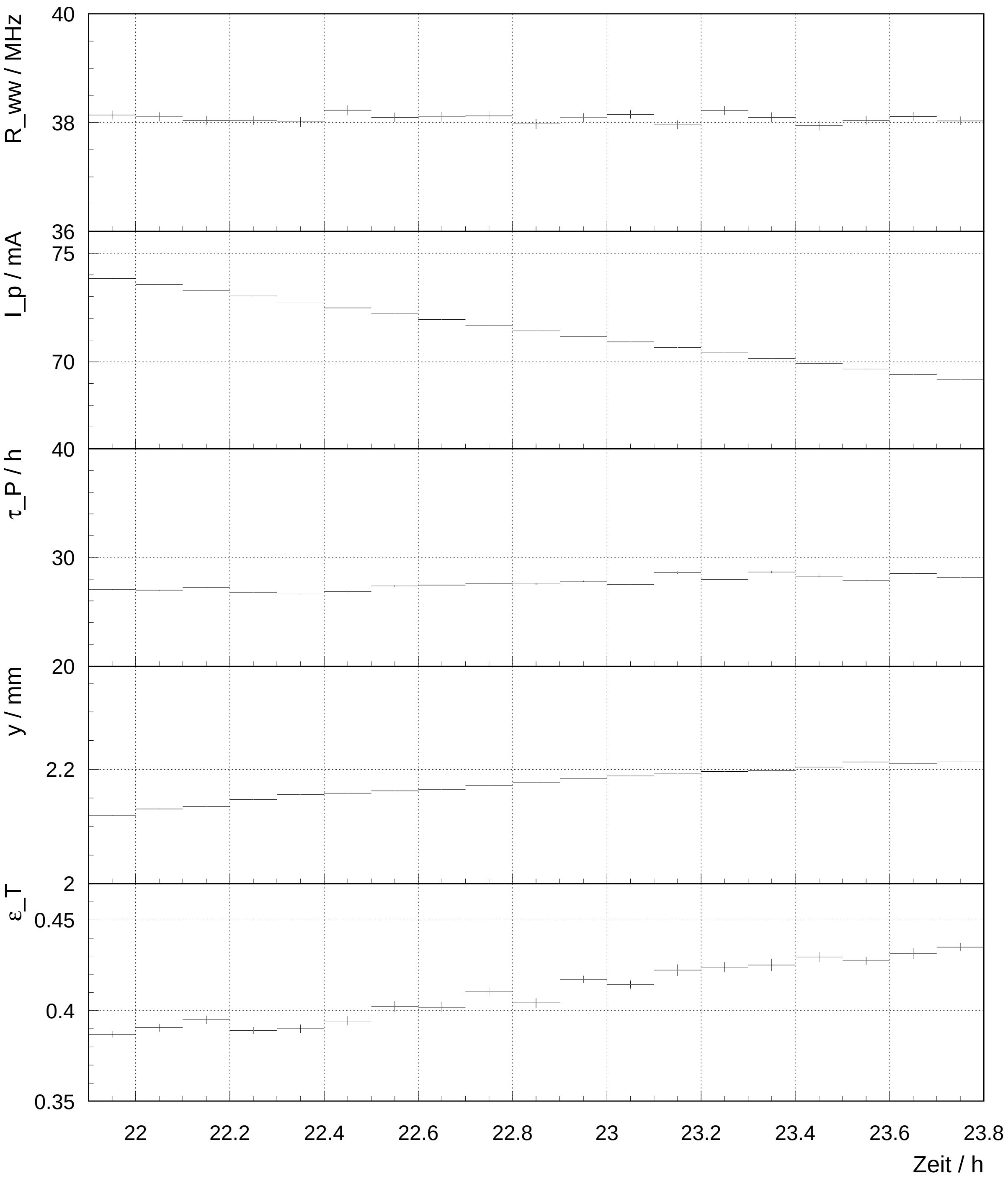

Abbildung 6.16: *Messung vom 26.–27.9.98 mit dem 45°–Draht Unten 2 aus Aluminium. Von oben nach unten sind gegen die Zeit aufgetragen: die inelastische Wechselwirkungsrate, der Protonenstrom, die Strahllebensdauer, die vertikale Drahtposition und die Targeteffizienz.*

stärkeren Schwankungen der Wechselwirkungsrate und veranlassen die Automatik, den Draht häufiger vom Strahl zu entfernen.

Ein Vergleich mit dem 45°–Draht in Abbildung 6.16 zeigt, daß die Targeteffizienz für den Oben–Draht signifikant größer ist. Dies ist in qualitativer Übereinstimmung mit der Simulation für verschiedene Drahtausrichtungen [Abbildung 6.5], obwohl der Oben–Draht eine kleinere Wechselwirkungsrate liefert und somit weiter entfernt vom Strahl stand als der 45°–Draht.

Zur Bestätigung der Abhängigkeit der Targeteffizienz vom Drahtmaterial wird eine Messung aus dem Jahr 1996 herangezogen. Die Maschinenparameter haben sich seitdem kaum verändert. Abbildung 6.18 zeigt die Targeteffizienz als Funktion der Wechselwirkungsrate für drei verschiedene Materialien [21]. Da die verwendeten Drähte unterschiedlich ausgerichtet waren, kann nur die Größenordnung der Meßwerte mit Simulationsergebnissen verglichen werden.

Wie von der Simulation erwartet wird, liefert Kohlenstoff als leichtestes Material die größte Targeteffizienz und Kupfer die kleinste. Dabei steigen die Kurven mit wachsender Rate im Unterschied zur bekannten umgekehrten Abhängigkeit vom Strahl–Drahtabstand an, da die transversale Protonendichteverteilung und mit ihr die Wechselwirkungsrate mit Annäherung des Drahtes an den Strahl wächst. Für die dargestellten Materialien liegen die gemessenen Targeteffizienzen im Bereich von 40 bis 65 % und bestätigen somit die Simulationsrechnungen.

Weitere Messungen der Targeteffizienz [20] zeigen, daß ihre Meßwerte bei Wechselwirkungsraten von O (1 MHz) bis O (10 MHz) im Bereich von 40 bis 80 % liegen. Dies liefern in guter Übereinstimmung auch die Simulationen.

6.3 Ergebnisse und Folgerungen

Simulationen und Messungen zur Targeteffizienz konnten nur qualitativ verglichen werden, da der systematische Fehler der Simulation schlecht abzuschätzen ist und der systematische Meßfehler der Targeteffizienz ε_{T} auch bei Mittelung mindestens im prozentualen Bereich liegt. Gründe für den Meßfehler sind dynamische Vorgänge wie die variierende Drahtposition und systematische Unsicherheiten in den drei zur Berechnung der Targeteffizienz herangezogenen Meßgrößen [Abschnitt 6.2.1, Gleichung (6.5)]. Allein die Wechselwirkungsrate ist mit einem geschätzten relativen Fehler von 10 bis 20 % behaftet [26].

Das wichtigste Ergebnis dieses Kapitels ist eine signifikante Abhängigkeit von ε_{T} von der *Draht–* und *Kollimatorposition*, der *Ladungszahl* des Drahtmaterials, der *Drahtausrichtung* sowie der *Kopplung* des Speicherrings.

Um für die Targeteffizienz, wie gefordert, Werte von mehr als 50% zu erhalten, sollte ein Mindestabstand des Drahtes von *3 σ zum Kollimator* eingehalten werden. Damit der Strahl nicht signifikant gestört und die Targeteffizienz ε_{T} nicht zu stark reduziert wird, sollte der Kollimator nicht näher als 8 bis 9 σ am Strahl stehen.

Die Verwendung von Drahtmaterialien mit *kleiner Ladungszahl* führt ebenfalls zu einer signifikanten Steigerung der Targeteffizienz. Dies bestätigen Erfahrungen aus Messungen der vergangenen Jahre.

Durch eine geeignete Ausrichtung der Drähte läßt sich die Targeteffizienz ebenfalls erhöhen. Dabei erweisen sich *Unten–* und *Oben–*Drähten als *am geeignetsten*, während *45°–Drähte* die *niedrigsten* Werte liefern. Dies zeigen auch Messungen. Der dispersive Einfluß am HERA–B Target führt für vertikale Drähte zu kleineren ε_{T} als für horizontale Targets, wobei sie für einen Außen–Draht höher sind als für einen Innen–Draht.

Die Koppelresonanz δ erweist sich ebenfalls als wichtiger Parameter für die Targeteffizienz ε_{T}. Dabei liefern große Werte von δ auch große Targeteffizienzen.

In der Meßphase 1997 betrug die reale Koppelresonanz der Maschine 0.002. Diese liefert für die simulierte Targeteffizienz Werte von 60 bis 75 % für Drahtpositionen von 5 bis 5.5 σ. Damit stimmt ε_{T} mit der Größenordnung der gemessenen Targeteffizienz von 40 bis 80 % im Rahmen der Meßfehler und der systematischen Unsicherheiten des Simulationsalgorithmus sehr gut überein.

Eine *Erhöhung der Anzahl der Drähte* kann bei Drahtplazierungen außerhalb von 5 σ vom Strahl ebenfalls zu einer signifikanten Steigerung der Targeteffizienz führen, wenn geeignete Kombinationen horizontaler und vertikaler Drähte gewählt werden.

Desweiteren kann mit viel Targetmaterial in Flugrichtung der Protonen auch eine hohe Targeteffizienz erreicht werden, während die transversale Ausdehnung eine geringere Rolle spielt.

Die Targeteffizienz läßt sich auch durch eine *Verkleinerung* des Referenzwertes der Driftgeschwindigkeit und somit der globalen Diffusion steigern. Außerdem ergeben sich für *kleinere* Diffusionsexponenten κ höhere ε_{T}. Diese Abhängigkeit zeigt sich insbesondere für größere Strahl–Drahtabstände. Bei typischen Strahl–Drahtabständen von 4.5 bis 6 σ und dem häufig gewählten Referenzwert der Driftgeschwindigkeit von 0.1 σ/s bei 8 σ beläuft sich der Einfluß von κ auf ε_{T} auf nur wenige Prozent, wenn κ im Bereich von 2 bis 23 liegt. Mit den genannten systematischen Unsicherheiten in der Simulation und der Messung ist eine Bestimmung der realen Diffusionsparameter schwierig.

Die Einflüsse der Strahl–Strahl–Wechselwirkung und der relativen Strahlenergiestreuung $\frac{\langle \Delta \mathrm{E} \rangle}{\mathrm{E}}$ auf ε_{T} sind nur gering.

Bei einer realen Koppelresonanz von $\delta = 0.002$ und einer relativen Strahlenergiestreuung von $\frac{\langle \Delta \mathrm{E} \rangle}{\mathrm{E}} = 6 \cdot 10^{-5}$, den betriebsüblichen Parametern des Speicherrings HERA–p, erwartet man für die simulierte Targeteffizienz bei Drahtpositionen von 4.5 bis 6 σ Werte von 50 bis 85%. Dies ist in Übereinstimmung mit der Messung.

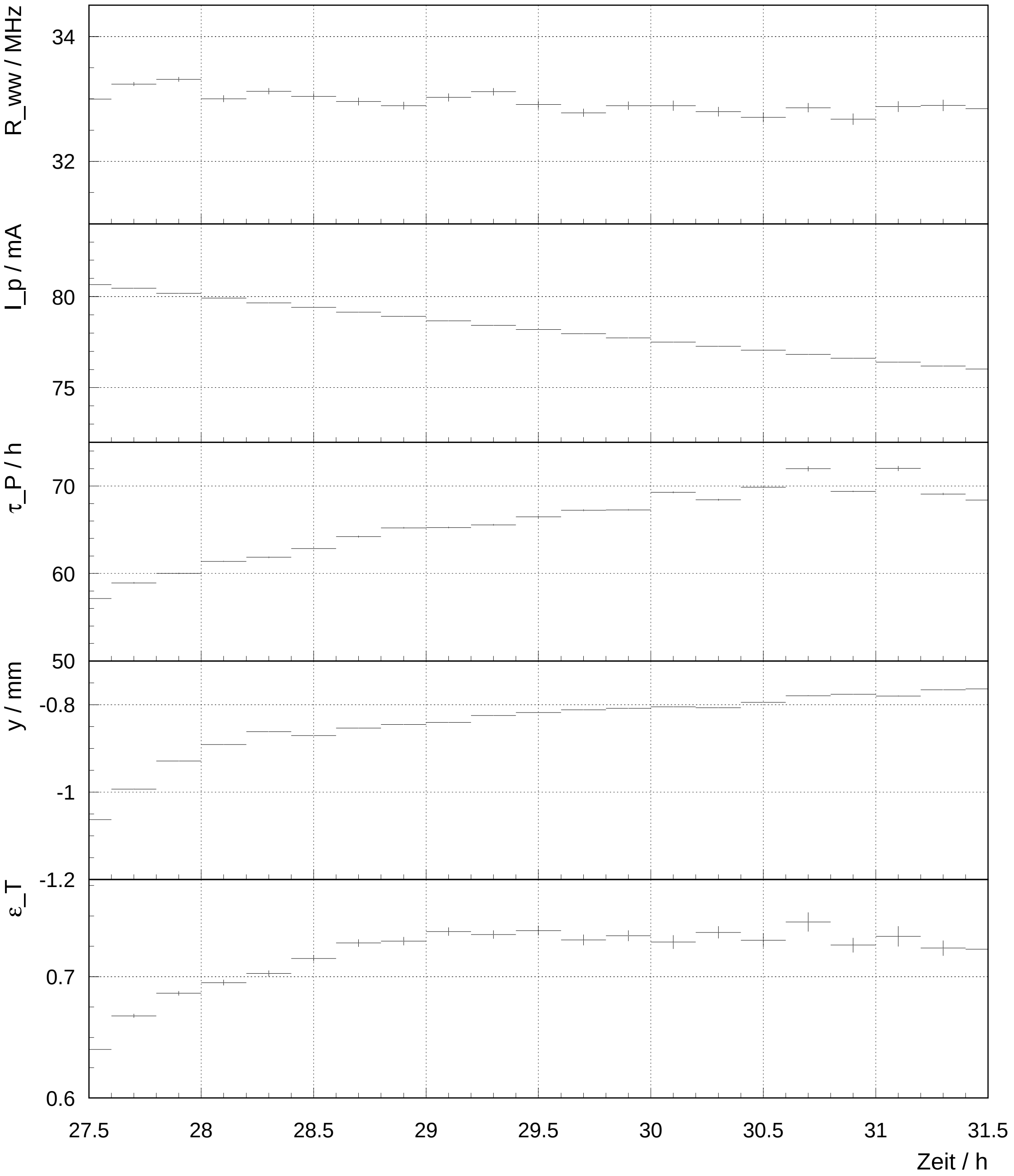

Abbildung 6.17: *Messung vom 25.9.98 mit dem Draht Oben 1 aus Aluminium. Dargestellt sind dieselben Größen wie in Abbildung 6.16.*

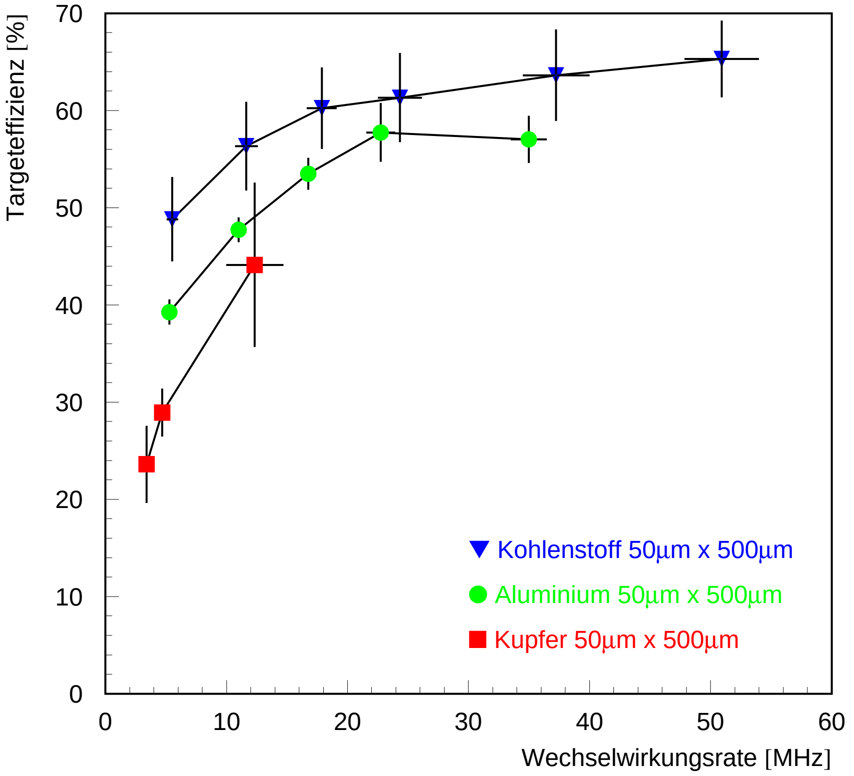

Abbildung 6.18: *Messung vom 24.10.96 mit verschiedenen Targetdrähten [21]. Dargestellt ist die Targeteffizienz als Funktion der Wechselwirkungsrate für drei verschiedene Materialien.*

Kapitel 7

Vertexverteilungen und Protonendichten

Die Simulation ist in der Lage, neben der Targeteffizienz auch die ortsabhängige Verteilung der gewünschten inelastischen Wechselwirkungen mit den Targetdrähten sowie die zur Strahlrichtung transversale Protonendichteverteilung längs aller vier Phasenraumkoordinaten von Protonen zu liefern, die den Draht treffen können. Auf diese Weise lassen sich komplexe Zusammenhänge der Strahldynamik in Drahtnähe erfassen. Außerdem sind weitere Überprüfungen der Einteilchen–Tracking–Simulation möglich, die dann als Vorhersagemodell für das Verhalten der Targeteffizienz, der Primärvertexverteilungen entlang der Drähte und der transversalen Protonendichteverteilung zuverlässig dienen könnte.

- Zunächst werden Parameterabhängigkeiten der Breiten der Primärvertexverteilungen entlang der Drähte untersucht. Zum Vergleich kann der Silizium–Vertex–Detektor zuverlässige Meßdaten aus den Jahren 1996 und 1997 liefern.
- Anschließend wird die transversale Protonendichteverteilung nur anhand von Simulationen diskutiert. Ein Vergleich mit dem Experiment durch Messung der Wechselwirkungsrate als Funktion der Drahtposition kann nicht zuverlässig erfolgen.
- Zum Schluß werden die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt.

Auch in diesem Kapitel werden die verwendeten Simulationsparameter nur dann explizit angegeben, wenn sie von den in den Tabellen 5.1 und 5.2 aufgeführten abweichen. Im folgenden wird zunächst die Breite der Wechselwirkungsverteilungen auf den Drähten betrachtet.

7.1 Breite der Vertexverteilungen auf den Targetdrähten

Mit Hilfe des Silizium–Vertex–Detektors lassen sich die vom HERA–B Detektor gemessenen Spuren den entsprechenden Primärvertizes zuordnen. Diese stellen gemäß ihrer Definition die Orte der inelastischen pN–Wechselwirkungen dar. Zu ihrer Ermittlung werden mit Hilfe eines Spurfindungsverfahrens die Durchstoßpunkte der inelastischen Reaktionsprodukte durch zwei Superlagen des Silizium–Vertex–Detektors in die Ebene der Targetdrähte zurückverfolgt [16]. Auf diese Weise erhält man gerade die gesuchte Ortsverteilung der

Wechselwirkungspunkte im Drahtmaterial. Die Breiten der entlang der Drähte projizierten Wechselwirkungsverteilungen lassen sich direkt mit denen der simulierten Verteilungen vergleichen.

Ein Beispiel einer rekonstruierten Primärvertexverteilung des Jahres 1997 zeigt Abbildung 7.1.

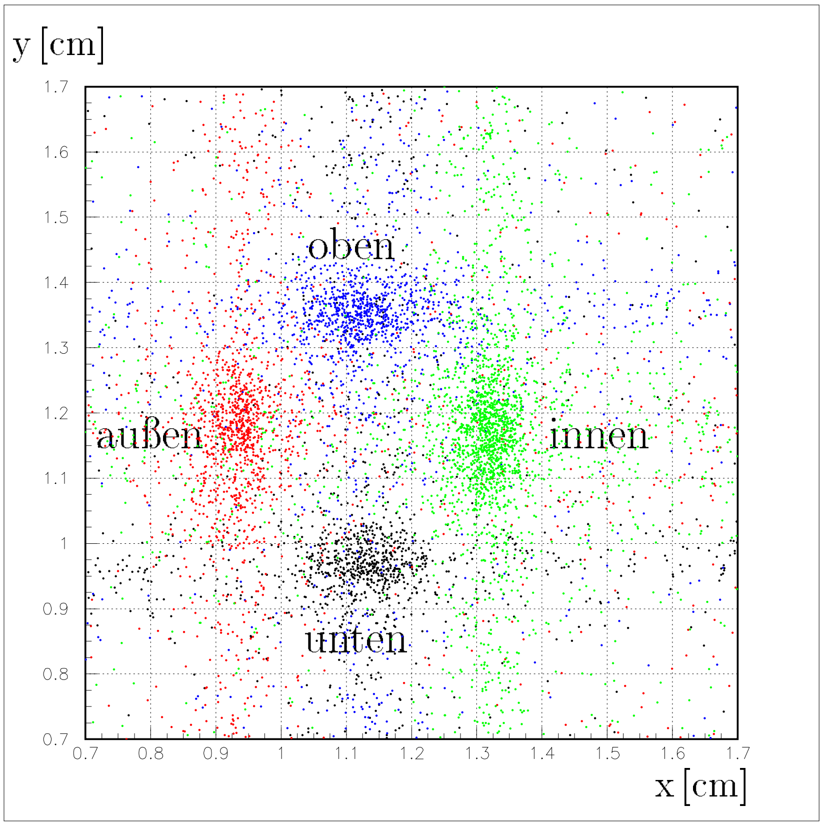

Abbildung 7.1: *Primärvertexverteilung der inelastischen Proton–Drahtwechselwirkungen in der transversalen Ortsraumebene einer Messung des Jahres 1997 [22]. Gefahren wurden einzeln insgesamt vier Drähte in derselben HERA–Protonen–Füllung. An den Punktehäufungen ist die Position der Drähte zu erkennen. Die stark streuenden Punkte sind kombinatorischer Untergrund.*

In dem zugrunde gelegten HERA–B Koordinatensystem sind innen und außen vertauscht. Die Skalierung beider Achsen ist der Lage des Orbits nicht angepaßt.

Hier sind sämtliche Kandidaten in der transversalen Ortsraumebene dargestellt. Eine positive x–Ablage entspricht hier der Innenseite des Orbits. Die Punktehäufungen weisen deutlich auf die Plazierungen der Drähte bei ungefähr 5 σ in x– und y–Richtung vom Orbit hin, wobei als Strahlbreite $\sigma_{\rm x} \approx 400\,\mu$m zugrunde gelegt wurde. Bedingt durch die begrenzte Silizium–Vertex–Detektorauflösung in der Größenordnung von 300 μm und die Drahtbewegung sind die Häufungen radial verschmiert.

Im folgenden wird die Abhängigkeit der Breite der Wechselwirkungsverteilung entlang eines Drahtes von verschiedenen Parametern mit Hilfe der Einteilchen–Tracking–Simulation untersucht.

7.1.1 Ergebnisse der Simulation

Abbildung 7.2 zeigt ein typisches Beispiel der simulierten Verteilung der Primärvertizes entlang eines Außen–Drahtes. Für die Kopplung und die relative Strahlenergiestreuung sind die Maschinenwerte aus dem Jahr 1997 gewählt worden.

Zum Vergleich ist an die Verteilung eine Gaußfunktion an den zentralen Bereich der Verteilung angepaßt worden.

Es fällt auf, daß die Breite der zentralen Verteilung mit 720 μm größer als die des ungestörten Strahls mit ungefähr 400 μm ist. Dies läßt sich verstehen, wenn die zum Orbit transversale Protonendichteverteilung des Strahls in beide Raumrichtungen x und y in guter Näherung als gaußförmig zugrunde gelegt wird. Entlang einer der beiden Raumrichtungen erhält man für die Protonendichte in jedem beliebigen Abstand zum Strahlzentrum eine symmetrische Gaußverteilung, deren σ gleich der Strahlbreite in diese Richtung ist. Die Verteilungsbreite ist somit noch unverändert geblieben.

Da jedoch die Betatronamplituden der Teilchen vor ihrer inelastischen Wechselwirkung mit dem Draht durch die bekannten nichtlinearen Einflüsse wie Vielfachstreuung, Diffusion und andere Vorgänge [Abschnitt 4.4] zusätzlich aufgeweitet werden, wird eine Verbreiterung der Wechselwirkungsverteilungen gegenüber des ungestörten Strahls [Tabelle 5.1] erwartet.

Desweiteren zeigt sich eine leichte Asymmetrie im Vergleich zu einer Gaußverteilung mit einem Schwanz im negativen y–Bereich. Außerdem ist der Schwerpunkt des zentralen Teils der Verteilung signifikant um 770 μm gegen den Ursprung verschoben. Dies sind mehr als zwei Strahlbreiten, wobei $\sigma_y = 359$ μm gilt. Werden in erster Näherung zwei Gaußverteilungen unterschiedlicher Breite zugrunde gelegt, entsprechend dem Protonenstrahl bei HERA, dann wird gemäß der Faltung für Drähte, die nicht parallel zu einer der beiden Halbachsen des Strahls ausgerichtet sind, von vornherein eine Asymmetrie der Wechselwirkungsverteilung entlang eines Targets und eine Verschiebung ihres Nullpunkts erwartet. Zusätzlich verschiebt die Dispersion am HERA–B Target die Verteilung nach außen zu positiven x.

Die Verzerrung und Verschiebung der Verteilung lassen sich anhand von Abbildung 7.3 verstehen. Zu sehen ist die zu Abbildung 7.2 gehörende simulierte Häufigkeitsverteilung sämtlicher Protonen in der xy–Ebene, die als Konturlinienbild dargestellt ist. Dabei wurde für jedes Proton nach jedem Umlauf des Haupttrackings ein Eintrag am Ort des HERA–B Targets gemacht. Der Draht ist als doppelte Linie gekennzeichnet. Bei Betrachtung der Verteilung entlang des eingezeichneten Drahtes ist die Asymmetrie zu sehen: die Konturlinien größter Teilchendichte am Draht sind deutlich zu positiven y verschoben, und zu beiden Seiten dieses Bereichs verlaufen die Linien gleicher Häufigkeit unterschiedlich dicht nebeneinander.

Es ist ebenfalls eine leichte Verdrehung der Verteilung gegen das xy–Koordinatensystem im Uhrzeigersinn zu erkennen. Der Drehwinkel wird gemäß anderer Simulationsläufe hauptsächlich durch die Kopplung beeinflußt, deren große Wirksamkeit schon aus den Untersuchungen der Targeteffizienz bekannt ist. Dabei ist eine große Kopplung mit einem großen Rotationswinkel verbunden, während bei ausgeschalteter Kopplung keine Verdrehung auftritt. In diesem Fall ist die Verteilung der Wechselwirkungen, abgesehen von statistischen Effekten, symmetrisch zur x– und y–Achse, wenn der Draht parallel zu einer der Raumrichtungen ausgerichtet ist.

Die an den Abbildungen 7.2 und 7.3 beschriebenen Beobachtungen gelten qualitativ für beliebige Diffusionsparameter sowie Draht– und Kollimatorpositionen.

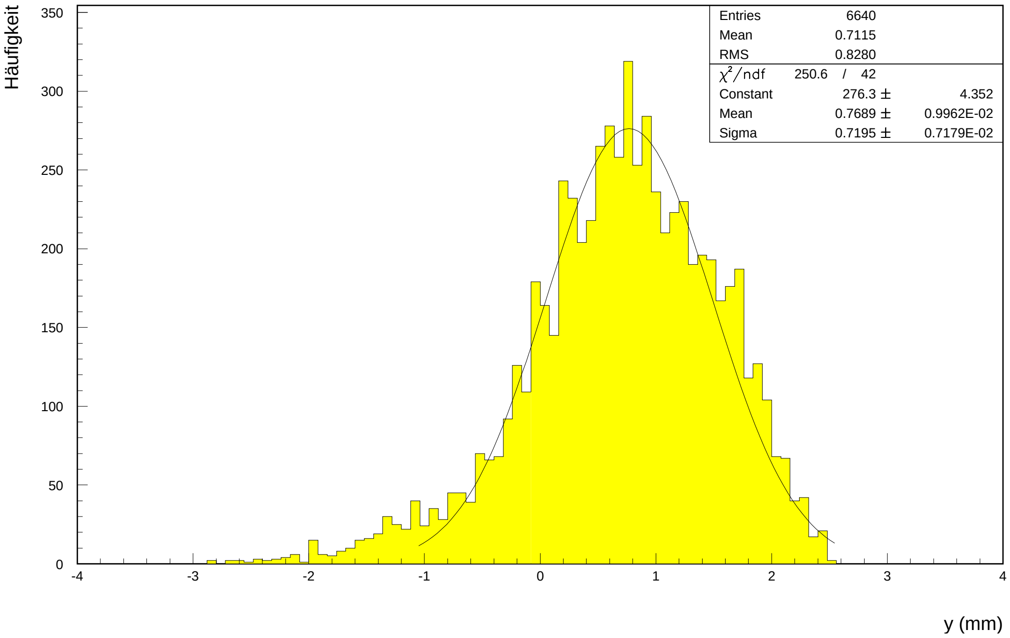

Abbildung 7.2: *Beispiel einer simulierten Häufigkeitsverteilung der Primärvertizes entlang des Targetdrahtes. Sie ist dargestellt für einen Außen–Draht aus Aluminium bei 5 σ für 10 000 Protonen. Die Kopplung von 0,002 und die relative Strahlenergiestreuung von* $6 \cdot 10^{-5}$ *stimmen mit den Maschinenwerten von 1997 überein.*

Im folgenden wird die Abhängigkeit der simulierten Verteilungsbreiten der Primärvertizes entlang eines Targetdrahtes von verschiedenen Parametern untersucht.

Insbesondere wird wie bei der Targeteffizienz ein großer Einfluß der Vielfachstreuung erwartet. Die *Unabhängigkeit* der Streuwinkel in x– und y–Richtung [Abschnitte 4.4.3 und 5.1.3] müßte neben der Aufweitung der Betatronamplitude zu einer zusätzlichen Verschmierung der Verteilungsbreite der Teilchen führen.

Hingegen sollte die als isotrope radiale Bewegung implementierte Diffusion [Abschnitt 4.4.2] die Breite der anfänglichen Protonendichteverteilung entlang des Drahtes nicht verändern.

Für die Breiten der Primärvertexverteilungen entlang der Drähte werden ausschließlich die RMS–Werte verwendet, da die Verteilungen meistens von der Gaußverteilung abweichen. Diese Breiten werden im folgenden abkürzend als Wechselwirkungsbreiten bezeichnet.

7.1.1.1 Die Statistik

Die Wechselbreite entlang eines Drahtes wird im Gegensatz zur Targeteffizienz aus den einzelnen Ablagen der Teilchen berechnet, so daß für die Breite ein größerer statistischer Fehler erwartet wird. Zu dessen Untersuchung wird in Abbildung 7.4 eine Abschätzung der Statistik vorgenommen. Dargestellt sind die Breiten der Primärvertexverteilungen entlang der Drähte für 1 000 und 10 000 Teilchen und zwei verschieden Diffusionsparametersätze.

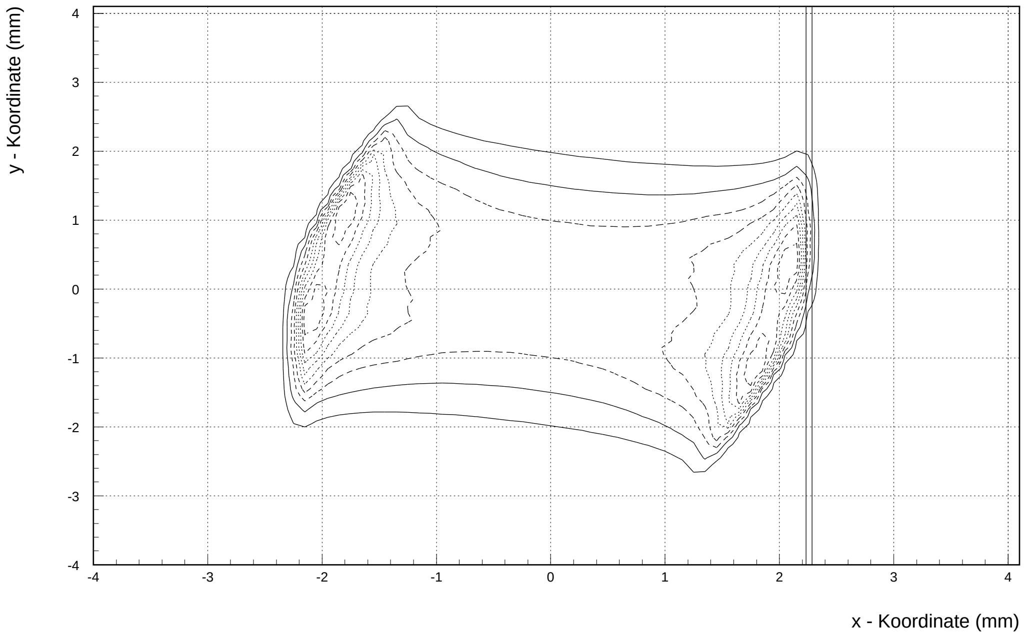

Abbildung 7.3: *Konturlinienbild der simulierten Häufigkeitsverteilung sämtlicher Protonen in der xy–Ebene für die Vertexverteilung aus Abbildung 7.2. Der Draht ist als doppelte Linie gekennzeichnet. Für jedes Proton wird nach jedem Umlauf des Haupttrackings ein Eintrag gemacht, so daß ungefähr 1.6 Milliarden Punkte dargestellt sind.*

Es zeigen sich bei gleicher Drahtposition aufgrund der Statistik Schwankungen von bis zu 80 μm. Da die Größenordnung der Breiten der Primärvertexverteilungen entlang der Drähte auch für andere Parametersätze dieselbe ist, läßt sich für 1 000 Protonen der statistische Fehler in etwa in diesem Bereich angeben.

7.1.1.2 Das Target

Anhand der Abbildungen 7.2 wurde festgestellt, daß für die Breite der Primärvertexverteilungen entlang der Targetdrähte größere Werte als die natürlichen Strahlbreiten zu erwarten sind. Sie ist an die Aufweitung der Betatronamplitude ΔW geknüpft. ΔW wiederum hängt nach Abschnitt 5.4 und Anhang B entscheidend vom Abstand zwischen Target und Kollimator und der Vielfachstreuung ab. Eine Veränderung der Anzahl von Umläufen eines Teilchens und somit der Dauer des Einflusses der Vielfachstreuung muß zu anderen Verteilungsbreiten führen. Aus Abschnitt 5.1.3 ist bekannt, daß die Zahl der Umläufe je Teilchen mit wachsender Drahtposition abnimmt. Daher ist eine signifikante Abhängigkeit der Wechselwirkungsbreite entlang des Drahtes von seiner Position zu erwarten.

Die Vielfachstreuung und die Drahtposition Um dies zu untersuchen, ist die Wechselwirkungsbreite in Abbildung 7.5 einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung der Vielfachstreuung für einen Außen–Draht gegen die Drahtposition bei einer Kop-

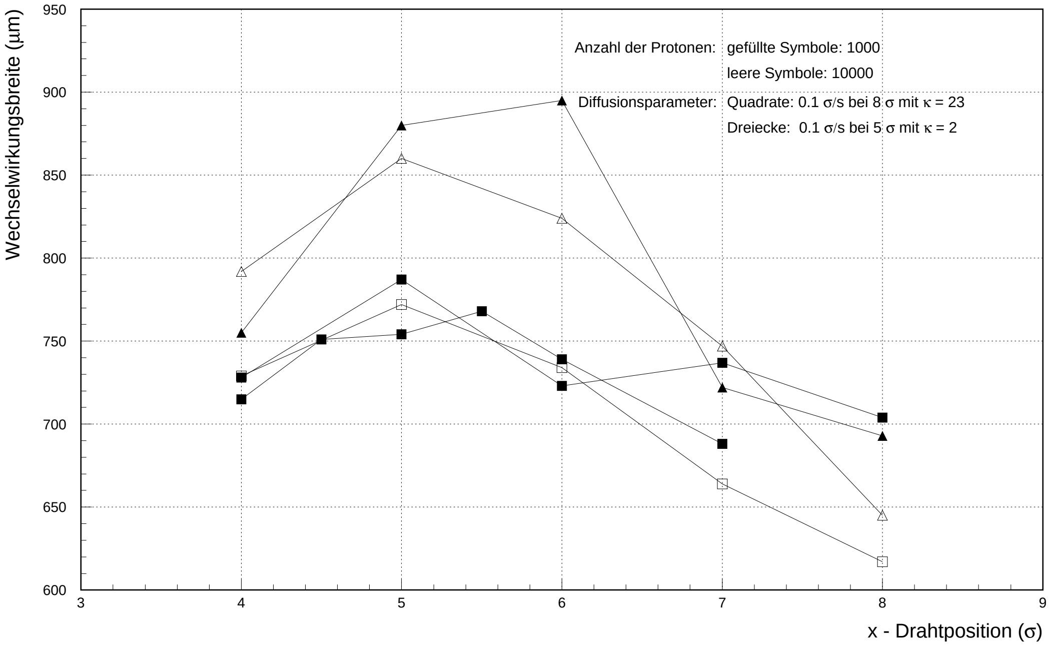

Abbildung 7.4: *Wechselwirkungsbreite längs eines Außen–Drahtes aus Aluminium als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für 1 000 und 10 000 Teilchen. Dabei wurden zwei verschiedene Diffusionsparametersätze verwendet, wobei für einen ein zweiter Durchlauf für 1 000 Teilchen hinzugefügt wurde.*

pelresonanz von 0.002 dargestellt. Ein Vergleich beider Kurven bei gleichen Drahtpositionen zeigt, daß die Vielfachstreuung zu einer deutlichen Vergrößerung der Breiten der Primärvertexverteilungen entlang der Drähte von 160 μm führt. Die Ursache ist die Verschmierung aufgrund der unterschiedlichen Ablenkung in beide Raumrichtungen.

Desweiteren zeigt sich für beide Kurven eine signifikante Abnahme der Wechselwirkungsbreite mit einer Verschiebung des Drahtes nach außen. Der Grund ist die Zunahme der Treffwahrscheinlichkeit der Teilchen auf den Kollimator. Diese führt zu einer Verringerung der Umläufe je Teilchen und somit auch zu einer Reduzierung der Dauer des Einflusses der Vielfachstreuung im Drahtmaterial bis zum Teilchenverlust. Dieses Verhalten tritt wie erwartet auch bei anderen Parametersätzen auf.

Der Anstieg des Kurvenverlaufs bei 7 σ für den Fall mit Vielfachstreuung kann seine Ursache in der genannten schlechteren Statistik von 339 Wechselwirkungen haben [Abschnitt 7.1.1.1].

Das Drahtmaterial Wegen der verschmierenden Wirkung der Vielfachstreuung auf die Breite der longitudinalen Wechselwirkungsverteilungen wird auch ein Einfluß der Ladungszahl des gewählten Drahtmaterials erwartet. Abbildung 7.6 gibt die Breiten als Funktion der Drahtposition für vier verschiedene Materialien wieder, aber mit einer Kopplung von 0.01. Wie erwartet, liefern Materialien mit großer Ladungszahl breitere Verteilungen. Für Kohlenstoff und Aluminium weist die Breite der Wechselwirkungsverteilung jedoch nicht die in Abbildung 7.5 beschriebene klare Abnahme

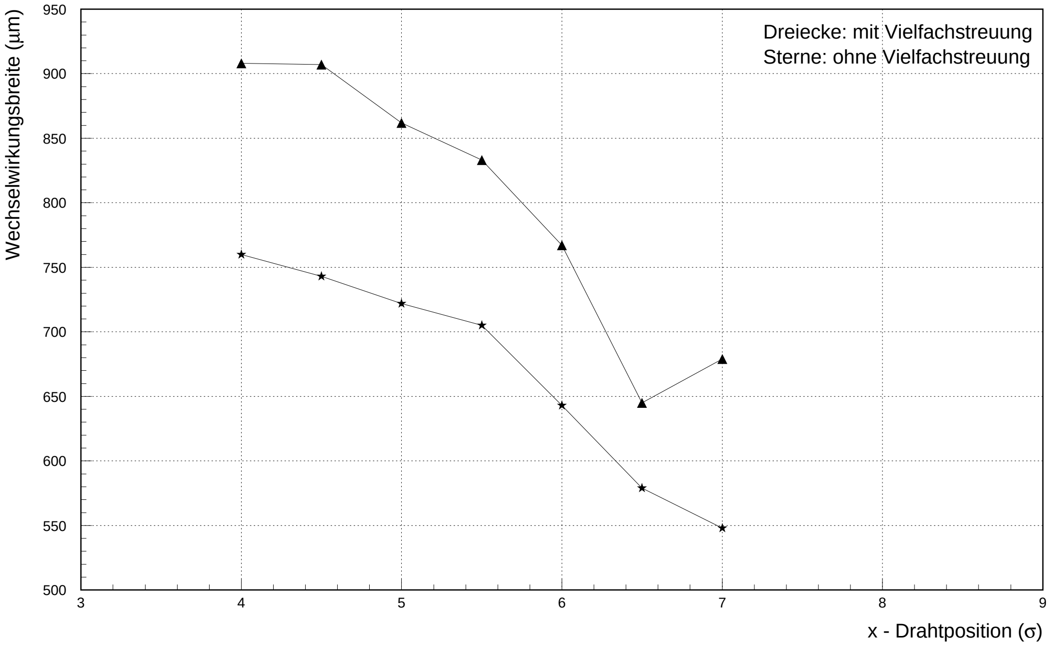

Abbildung 7.5: *Wechselwirkungsbreite längs eines Aluminiumdrahtes als Funktion des Strahl–Drahtabstandes mit und ohne Berücksichtigung von Vielfachstreuung im Drahtmaterial. Für die Koppelresonanz wurde der reale Wert des Speicherrings* $\delta = 0.002$ *aus dem Jahr 1997 gewählt. Die übrigen Parameter sind den Tabellen 5.1 und 5.2 zu entnehmen.*

mit wachsender Drahtposition auf, sondern liefert bei einer Verschiebung des Drahtes von 4 auf 5 σ eine signifikante Zunahme. Hierfür steht noch ein Erklärungsansatz aus, da diese Änderung den statistischen Fehler teilweise übersteigt.

Die Drahtausrichtung Für die Breiten der Primärvertexverteilungen entlang der Drähte wird ebenfalls eine Abhängigkeit von der Ausrichtung des Drahtes erwartet, da der Strahlquerschnitt elliptisch ist und die Dispersion in beiden Raumrichtungen unterschiedlich groß ist. Hierzu ist in Abbildung 7.7 die Wechselwirkungsbreite als Funktion der Drahtposition für verschiedene Drahtausrichtungen dargestellt.

Es ergeben sich für die horizontal liegenden Drähte oben und unten größere Breiten, da der Strahl in x–Richtung breiter und die Dispersion in x–Richtung signifikant von null verschieden ist. Der erste Grund macht sich direkt bemerkbar, während die Dispersion zu einer Verschmierung aufgrund der Energiestreuung führt und so die Breite zusätzlich erhöht. Dementsprechend liefern die vertikalen Außen– und Innen–Drähte Breiten, die kleiner sind.

Mit 45°–Drähten ist der Abfall der Wechselwirkungsbreite mit wachsender Drahtposition steiler als für die übrigen Ausrichtungen. Eine Begründung fehlt noch.

7.1.1.3 Die Kollimatorposition

Neben den diskutierten Parametern des Targets auf die Breite der Wechselwirkungsverteilungen wird auch der Einfluß anderer Größen erwartet. So sollte sich mit der Kollima-

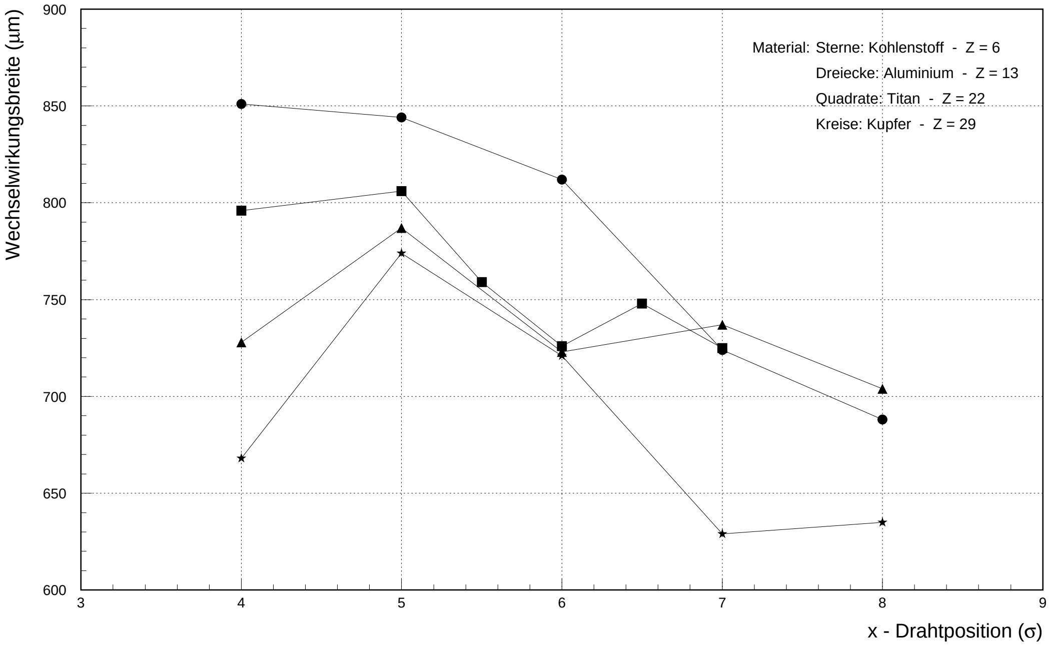

Abbildung 7.6: *Wechselwirkungsbreite längs des Drahtes als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für vier verschiedene Materialien.*

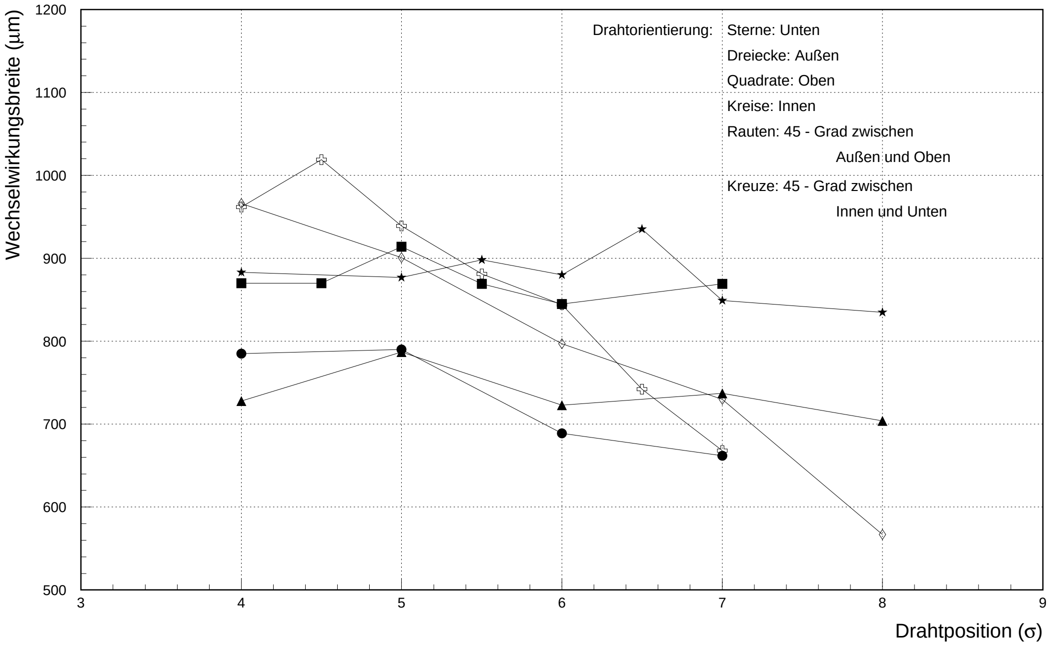

Abbildung 7.7: *Wechselwirkungsbreite längs des Drahtes als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für sechs verschiedene Drahtorientierungen*

torposition die Verteilungsbreite ähnlich signifikant verändern wie mit der Targetposition. Abbildung 7.8 stellt die Breite der Wechselwirkungsverteilungen als Funktion der Kollimatorposition für drei verschiedene Drahtpositionen dar. Wie erwartet, verringert sich die Breite der Wechselwirkungsverteilung tendenziell mit Verkleinerung des relativen Abstandes von Draht und Kollimator, die im Gegensatz zu Abbildung 7.5 durch Annäherung des Kollimators zum Strahl erreicht wird. Für einen Kollimator bei 7 und 8 σ hängt die Breite deutlich von der Drahtposition ab: ein weiter außen plazierter Draht führt zu einer signifikant kleineren Breite. Die Umkehrung der Verhältnisse, die für einen weiter vom Strahl entfernten Kollimator zu beobachten sind, kann mit den aus Abbildung 7.4 bekannten statistischen Unsicherheiten nur bedingt erklärt werden; weitere Ursachen müssen hierfür noch gefunden werden.

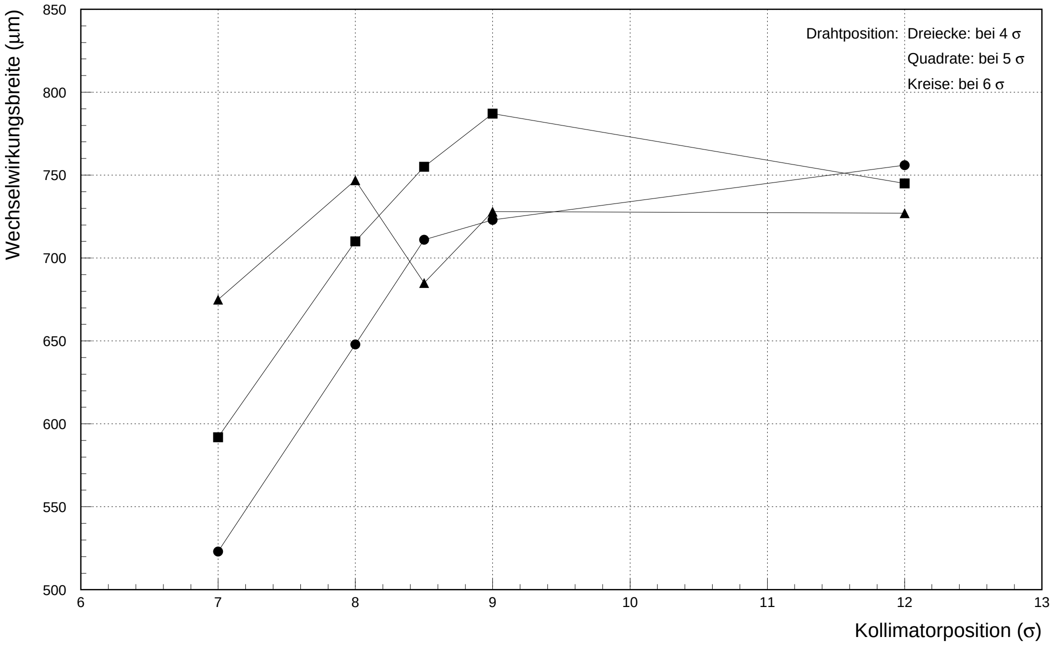

Abbildung 7.8: *Wechselwirkungsbreite längs des Drahtes als Funktion des Strahl–Kollimatorabstandes für drei verschiedene Drahtpositionen.*

7.1.1.4 Die Diffusion

Es wird erwartet, daß die in Abbildung 7.5 beschriebene Verkleinerung der Dauer des Einflusses der Vielfachstreuung auch durch eine Erhöhung der Driftgeschwindigkeit möglich ist.

Zu diesem Zweck ist in Abbildung 7.9 die longitudinale Verteilungsbreite der Primärvertizes gegen die Drahtposition für drei verschiedene Referenzwerte der Driftgeschwindigkeit und 10 000 Protonen dargestellt. Es ist neben der im Mittel abnehmenden Breite mit wachsender Drahtposition auch eine Reduzierung der Breite mit Erhöhung der Driftgeschwindigkeit zu erkennen. Somit bestätigt die Simulation den erwarteten Einfluß der Driftgeschwindigkeit in Kombination mit der Vielfachstreuung.

Der Anstieg der Breite von 4 auf 5 σ und für die Driftgeschwindigkeiten 0.01 und 0.1 σ/s kann wegen der verbesserten Statistik um einen Faktor 10 nicht mit statistischen Fluktuationen erklärt werden.

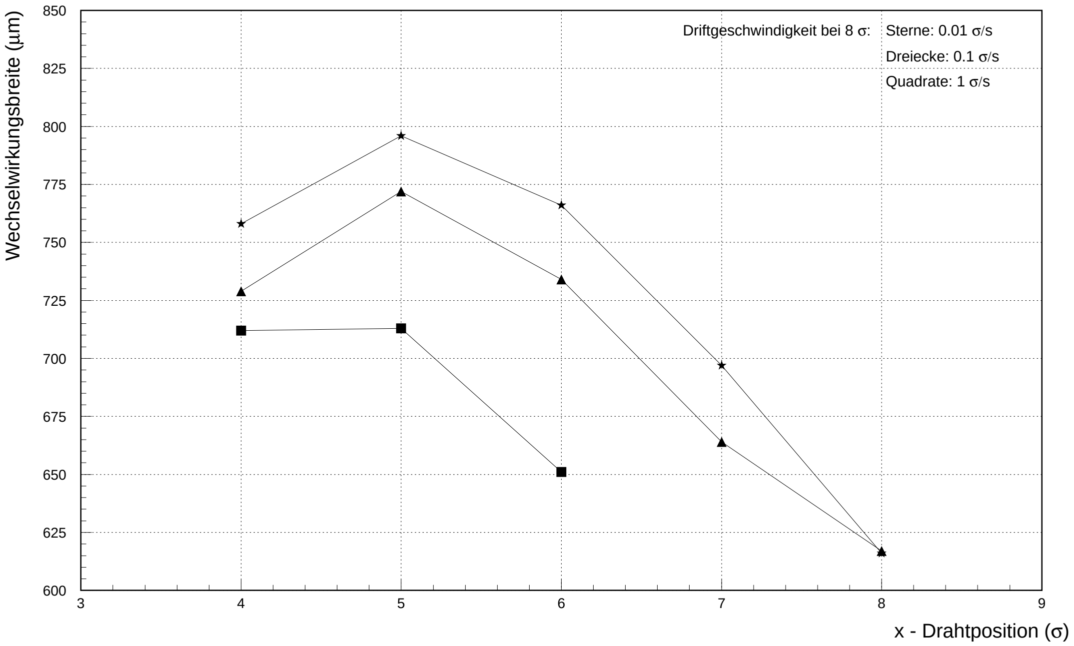

Abbildung 7.9: *Wechselwirkungsbreite längs des Drahtes als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für drei verschiedene Referenzwerte der Diffusionsgeschwindigkeit. Hier wurden 10 000 Protonen simuliert.*

Der Einfluß des Diffusionsexponenten ist in Abbildung 7.10 dargestellt. Die Wechselwirkungsbreite ist in Abhängigkeit von der Drahtposition aufgetragen. Vermutlich aufgrund der großen statistischen Unsicherheiten lassen sich keine eindeutigen Abhängigkeiten erkennen. Mit Ausnahme der Wechselbreite für $\kappa = 6$ zeigt sich der bekannte tendenzielle Abfall mit wachsender Drahtposition.

Unter Beachtung des statistischen Fehlers kann nur angenommen werden, daß ein größerer Diffusionsexponent κ zu kleineren Breiten führt. Dies könnte damit erklärt werden, daß für großes κ die Driftgeschwindigkeit mit der Drahtposition steil ansteigt [Abbildung 4.3] und dadurch die Treffwahrscheinlichkeit auf den Kollimator erhöht wird. Dies verkürzt die Dauer des Einflusses der Vielfachstreuung. Dagegen spricht, daß bei kleinen Strahl–Drahtabständen von 4 bis 6 σ die Driftgeschwindigkeit viel kleiner als 0.1 σ/s ist. Daher ist die Aufweitung der Betatronamplitude nach Abschnitt 5.4 zu gering, um einen signifikanten Protonenverlust im Kollimator zu bewirken. Dies haben schon die Simulationen der Targeteffizienz gezeigt.

Der Einfluß von κ auf die Breite der Vertexverteilungen entlang des Drahtes läßt sich also noch nicht eindeutig erklären.

In Abbildung 7.11 ist für typische Drahtpositionen die Wechselwirkungsbreite als Funktion der Ladungszahl des Drahtmaterials dargestellt, wobei in a) ein κ von 6 und in b) ein κ von 23 gewählt wurde.

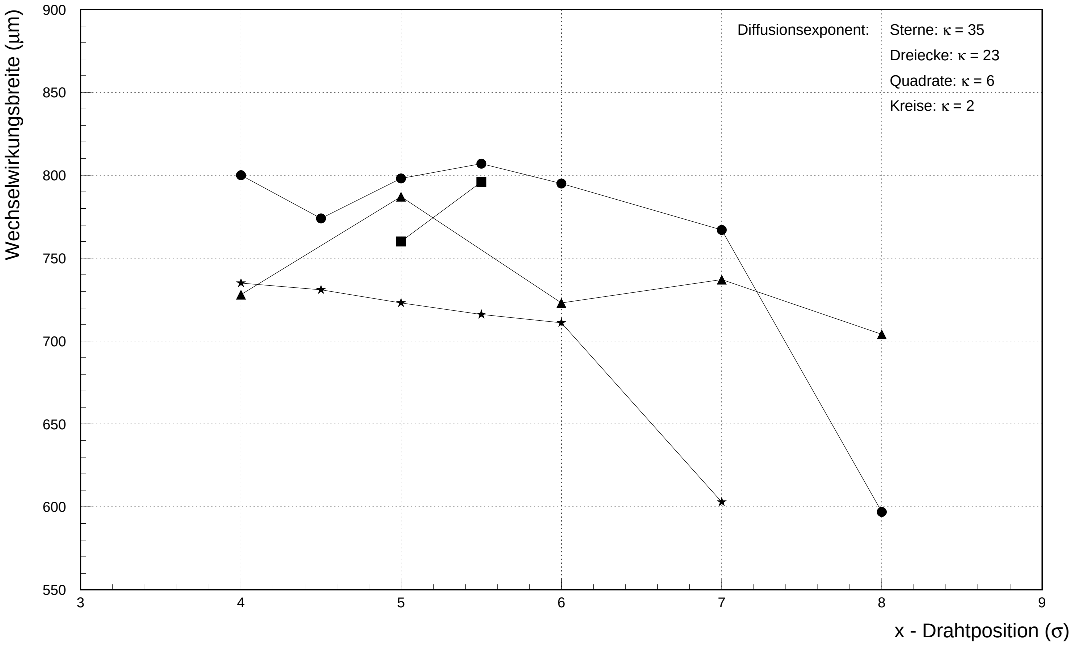

Abbildung 7.10: *Wechselwirkungsbreite längs des Drahtes als Funktion des Strahl–Drahtabstandes für vier verschiedene Diffusionsexponenten.*

Im wesentlichen zeigt sich für alle Drahtpositionen in a) und b) der aus Abbildung 7.6 bekannte Einfluß der Vielfachstreuung: für wachsende Ladungszahl ist der mittlere Ablenkwinkel größer [Tabelle 4.1]. Dies bewirkt eine stärkere Verschmierung der Protonendichteverteilung und somit eine Verbreiterung der longitudinalen Wechselwirkungsverteilung. Die von der Erwartung abweichenden Minima in a) liegen zum größten Teil innerhalb der geschätzten Fehlergrenze von 80 μm. Für Ladungszahlen von $Z=6$ und $Z=13$ gibt die Simulation in b) nicht den erwarteten Verlauf wieder, der mit einem bei 4 σ plazierten Target die größten Breiten liefern sollte.

7.1.1.5 Die Koppelresonanz

Die Diskussion von Abbildungen 7.2 konnte einen signifikanten Einfluß der Koppelresonanz auf die Gestalt der longitudinalen Primärvertexverteilung aufzeigen. Deshalb wird in Abbildung 7.12 abschließend die Abhängigkeit der Breiten der Primärvertexverteilungen entlang der Drähte von der Kopplung für vier typische Drahtpositionen untersucht.
Für alle vier Drahtpositionen kann bei Kopplungen, die kleiner als 0.005 sind, eine signifikante Vergrößerung der Breiten bis zu 1 100 μm beobachtet werden, während Kopplungswerte über 0.005 im wesentlichen zu relativ konstanten Werten zwischen 700 und 800 μm führen. Der für die Kopplung signifikante Bereich von weniger als 0.005 ist auch von Untersuchungen der Targeteffizienz bekannt [Abschnitt 4.4.1]. Hier ist die Kopplung so klein, das ein Proton mindestens 500 Umläufe benötigt, um eine komplette Koppelschwingung zu durchlaufen. Dies ist auch die Größenordnung von Umläufen, die zwischen zwei direkt aufeinander folgenden Treffern eines Teilchens auf den Draht liegen. Somit kann die ungleiche Verteilung der Winkelbeiträge eines Vielfachstreuereignisses bei Kopplungswerten,

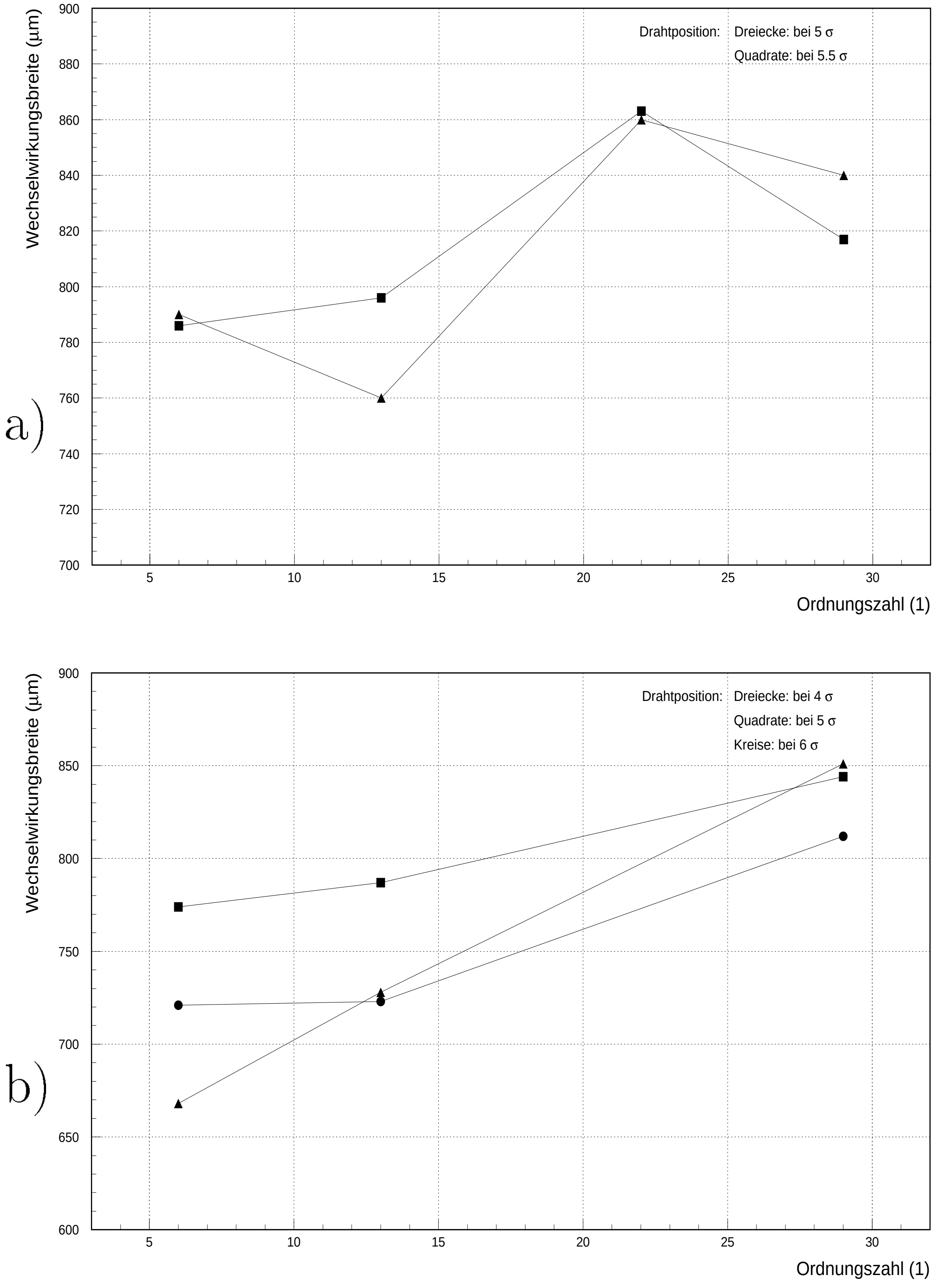

Abbildung 7.11: *Wechselwirkungsbreite längs des Drahtes als Funktion der Ordnungszahl: a) für zwei verschiedene Drahtpositionen und einen Diffusionsexponenten von* $\kappa = 6$*, b) für drei verschiedene Drahtpositionen und einen Diffusionsexponenten von* $\kappa = 23$

die kleiner als in etwa die Hälfte, das heißt 0.002, sind, bis zum nächsten Treffer auf den Draht nicht auf die jeweils andere Phasenraumebene übertragen werden.
Die Umkehrung der aus Abbildung 7.5 bekannten Abhängigkeit von der Drahtposition bei großen Kopplungen ist nicht jedoch erklärbar.

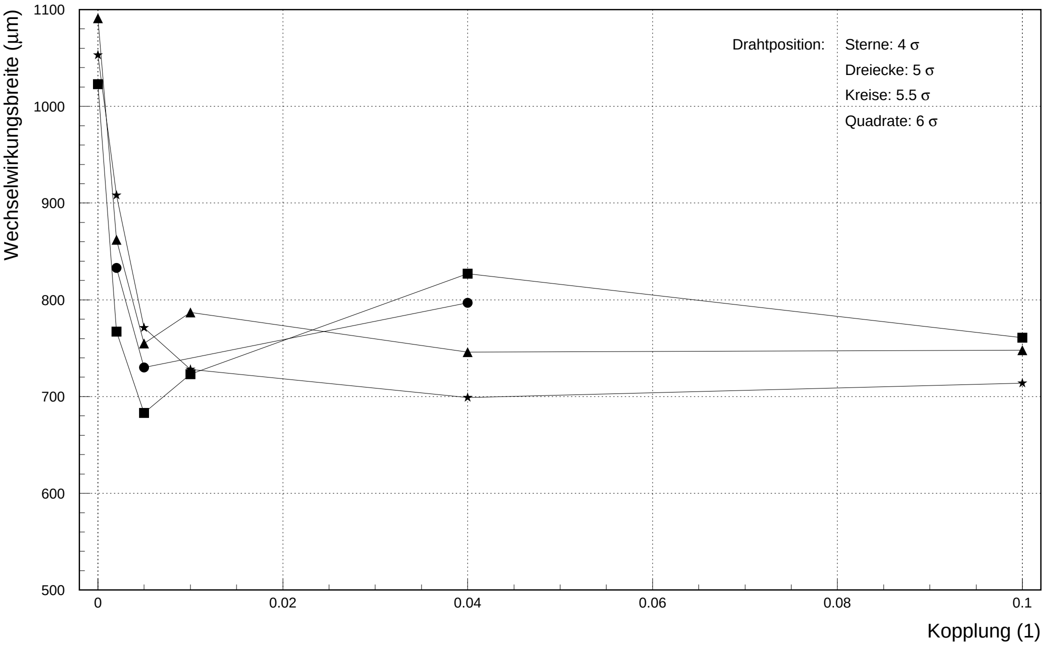

Abbildung 7.12: *Wechselwirkungsbreite längs des Drahtes als Funktion der Kopplung für vier verschiedene Drahtpositionen.*

7.1.2 Die gemessene Primärvertexverteilung entlang der Drähte

Eine typische Messung der Primärvertexverteilungen aus dem Jahr 1996 ist in Abbildung 7.13 [16] zu sehen. Teil c) zeigt die Primärvertexverteilung in der xy–Ebene eines längeren Zeitraums der Messung. Die Punktehäufungen lassen sich den benutzten Drähten zuordnen, während die übrigen Vertizes kombinatorischer Untergrund sind. In horizontaler Richtung war der Strahl offensichtlich signifikant asymmetrisch. Der Strahl–Drahtabstand beträgt jedoch auch hier ungefähr 5 σ in beide Richtungen, wobei die Strahlbreiten im Jahr 1996 annähernd dieselben wie 1997 waren [Tabelle 5.1].
Die Abbildungen 7.13 a) und b) geben die Verteilung der Primärvertizes dieser Messung auf dem Oben 2–Draht wieder, der aus Aluminium bestand. Er hatte mit 250 μm × 500 μm signifikant breitere Abmessungen als die Drähte von 1997. Sämtliche Primärvertizes wurden während einer auf 15 MHz eingestellten Wechselwirkungsrate erzeugt. In a) ist die Verteilung entlang des Drahtes gezeigt, während b) die Verteilung quer zum Draht veranschaulicht. In letzterer ist die gemessene Breite mit 358 μm größer als die transversale Drahtdicke von 250 μm. Der Grund sind die bekannten systematischen Unsicherheiten der Silizium–Vertex–Detektors und des Rekonstruktionsalgorithmus. Nach Entfaltung dieser beiden Werte aus der gemessenen longitudinalen Verteilungsbreite von 624 μm erhält man für diese Breite einen Wert von 506 μm.

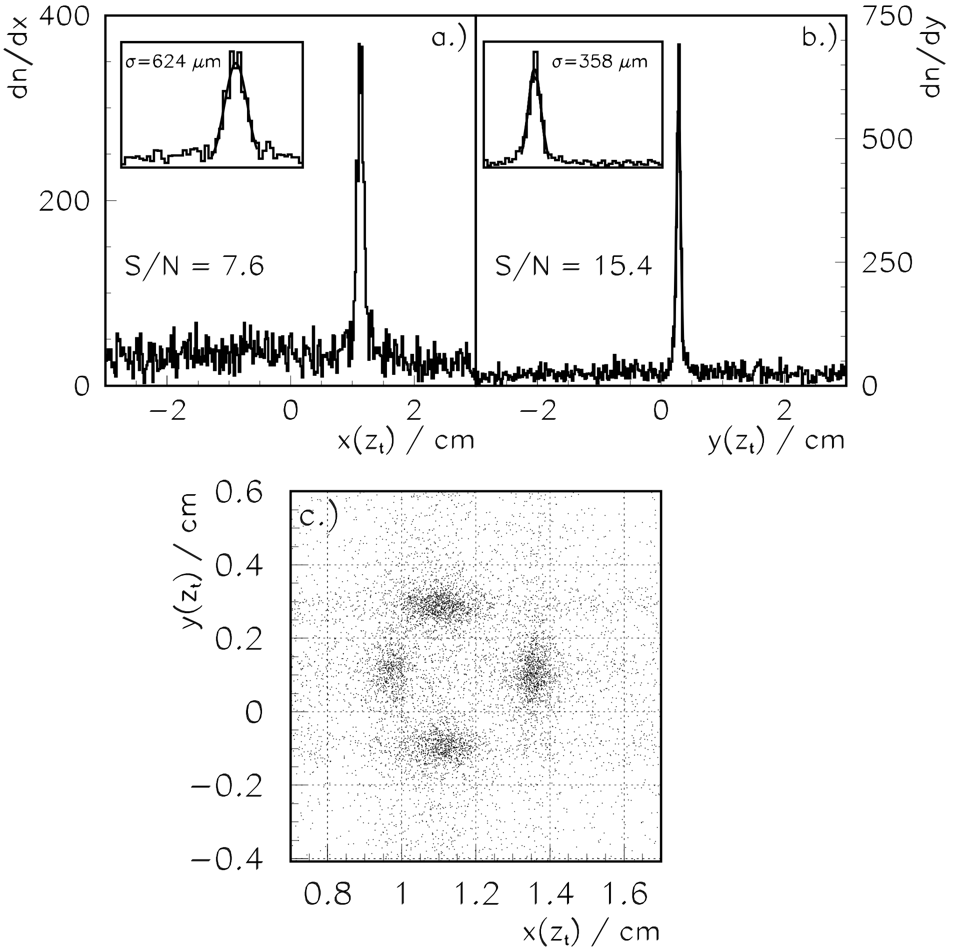

Abbildung 7.13: *a) Verteilung der Primärvertizes entlang des Oben 2–Drahtes des Jahres 1996 [16]. Er war ein Aluminiumdraht mit den Abmessungen* 250 μm × 500 μm.
b) Verteilung der Primärvertizes transversal zu demselben Draht.
c) Gesamtverteilung der Primärvertizes aller benutzten Drähte dieses Meßruns in der xy–Ebene.

Für den verwendeten Draht und mit den bekannten Maschinenparametern von 1996 wurde eine Simulation durchgeführt. Die gewählte Drahtposition beträgt 5 σ und die des Kollimators 9 σ. Hierfür ergibt sich eine Wechselwirkungsbreite von 985 μm, die fast das Doppelte des Meßwertes ist. Dies zeigt, daß der Algorithmus der Einteilchen–Tracking–Simulation noch signifikante systematische Fehler enthält. Insbesondere bestehen noch Unsicherheiten in der Art der Teilchengenerierung [Abschnitt 5.1.1]. Lediglich die Größenordnung des Ergebnisses stimmt mit der Messung überein.

Einzelne Messungen der Wechselwirkungsverteilungen des Jahres 1997 konnten mit Hilfe eines auf nur einer Seite mit wenigen Superlagen bestückten Silizium–Vertex–Detektors durchgeführt werden [23]. Da mit nahezu denselben Maschinenoptikparametern und derselben Strahlenergie von 820 GeV ähnliche Bedingungen wie im Jahre 1996 galten, liegen die Breiten der Verteilungen mit 520 μm tatsächlich in derselben Größenordnung wie

in Abbildung 7.13 a). Dies ist ein Hinweis auf eine berechtigte Verläßlichkeit der Meßwerte für die Verteilungsbreiten. Andererseits war das Auflösungsvermögen des Silizium–Vertex–Detektor auf 230 μm begrenzt, und es bestehen systematische Unsicherheiten im verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus.
Die simulierten Werte sind um einen Faktor 1.1 bis 2 größer als die Meßwerte. Auch hierin spiegelt sich der systematische Fehler der Simulation wider.
Auf der experimentellen Seite werden Ende des Jahres 1998 mit einem erweiterten Aufbau detailliertere Untersuchungen der Breiten der Primärvertexverteilungen entlang der Drähte möglich sein, die den Meßfehler verringern.
In Abbildung 7.14 ist die gemessene Longitudinalverteilung der Primärvertizes auf einem Außen–Draht aus Titan zu sehen [17]. Die Daten wurden in einem Meßrun des Jahres 1997 bei einer Wechselwirkungsrate von 10 MHz genommen.

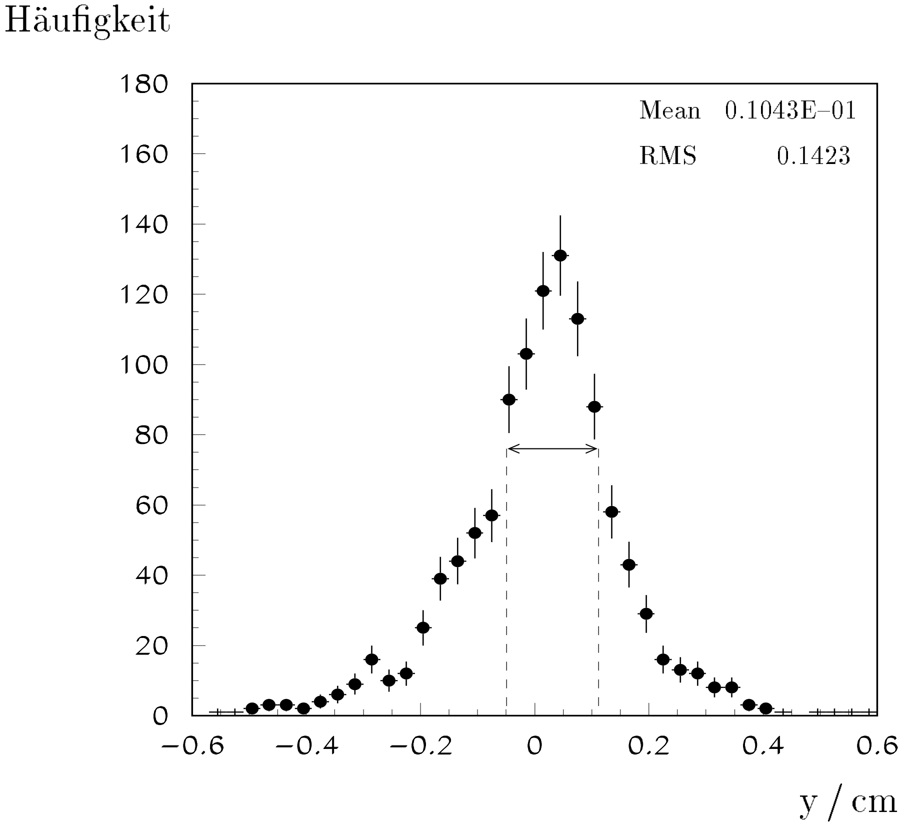

Abbildung 7.14: *Gemessene Häufigkeitsverteilung der Primärvertizes entlang des Titandrahtes Außen 2 bei vom 21.10.1997, 3:45 h [17]. Ergänzt ist auch die durch Ablesen geschätzte doppelte Verteilungsbreite von 1 600 μm für den zentralen Bereich der gesamten Verteilung.*

Mit 1 423 μm liegt die RMS–Breite deutlich über der simulierten, während grobes Abschätzen für den schmaleren zentralen Bereich der Verteilung ungefähr 800 μm liefert. Unter Berücksichtigung der systematischen Fehler von Simulation und Messung stellt dieser Wert eine sehr gute Übereinstimmung mit der Simulation aus Abbildung 7.2 dar: dort betrug die Breite des zentralen Bereichs der Vertexverteilung 720 μm, und es war ebenfalls ein ausgeprägter Schwanz der Verteilung bei negativen y zu sehen. Die Verwendung eines Aluminiumdrahtes anstelle eines Titantargets sollte gemäß Abbildung 7.6 bei einem Strahl–Drahtabstand von 5 bis 6 σ keine große Rolle spielen. Die Asymmetrie der Verteilung in Abbildung 7.14 gibt außerdem einen Hinweis darauf, daß auch die wahre Verteilung der später mit dem Draht wechselwirkenden Protonen gemäß der Diskussion in Abschnitt 7.1.1 verdreht und verzerrt sein kann.

7.2 Protonendichteverteilungen

Die geforderte Konstanz der Wechselwirkungsrate und ihre gleichmäßige Verteilung auf alle benutzten Drahttargets machen ein Verständnis der transversalen Protonendichteverteilung und ihrer Dynamik unabdingbar. Wünschenswert ist eine möglichst flache Verteilung im Bereich des Drahtes, die einen gegen Strahllageänderungen und Überregelung unempfindlicheren Steuerungsbetrieb erlaubt. Überdies könnten mit Hilfe des Strahlprofils die Diffusionsparameter ermittelt werden.

7.2.1 Erwartungen

Zur Diskussion des Strahlprofils bei HERA–p genügt in erster Näherung die Annahme, daß der Protonenstrahl weder einer Kollision mit dem Positronenstrahl noch dem Einfluß der HERA–B Targetdrähte ausgesetzt ist. Unter diesen Voraussetzungen läßt sich das natürliche Transversalprofil des Protonenstrahls durch die Überlagerung von zwei Gaußverteilungen beschreiben, wobei der zentrale Strahlbereich durch eine kleine und der Halo durch eine signifikant größere Breite charakterisiert sind [13].
Nimmt man keine Protonenverluste an, was in ausreichendem Abstand zum Kollimator und bei Vernachlässigung der Reaktionen mit dem Target gilt, ergibt sich die transversale Protonendichteverteilung aus der Stromerhaltung in radialer Richtung zum Strahl. Hierzu benutzt man in erster Näherung die Proportionalität

$$\mathrm{R_{WW}(x)} \;\sim\; \rho_{\mathrm{p}}(\mathrm{x}) \tag{7.1}$$

zwischen der Wechselwirkungsrate $\mathrm{R_{WW}(x)}$ und der Teilchendichte $\rho_{\mathrm{p}}(\mathrm{x})$, wobei die horizontale Richtung x gewählt wurde. Die Beziehung (5.1) [Abschnitt 5.1.1] für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Protons mit dem Draht wird an dieser Stelle vernachlässigt, um $\rho_{\mathrm{p}}(\mathrm{x})$ in erster Näherung zu erhalten.
Die von dem Driftvorgang senkrecht durchsetzten Querschnitte sind Zylindermantelflächen der Größe $\mathrm{F} = 2\pi\,\mathrm{r\,h} =: \mathrm{a}\cdot\mathrm{r}$, da sich in erster Näherung ein kreisförmiger Strahlquerschnitt voraussetzen läßt. Desweiteren kann der radiale Teilchenstrom und somit die radiale Verlustrate für kurze Meßphasen im Vergleich zur Strahllebensdauer als konstant angenommen werden:

$$\mathrm{R_{Verlust}} = \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dt}} = \text{konstant.} \tag{7.2}$$

Diese pro Zeiteinheit aus dem Strahl herausdriftenden Protonen, also der radiale Teilchenstrom, werden entlang der x–Achse somit gemäß

$$\mathrm{i} = \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dt}} = \mathrm{a}\cdot\mathrm{r}\cdot\rho_{\mathrm{p}}(\mathrm{x})\cdot\mathrm{v_D}(\mathrm{x}) = \text{konstant} \tag{7.3}$$

parametrisiert, wobei r den radialen Abstand zum Strahl in der x–y–Ebene darstellt.

Dies liefert im wesentlichen die Antiproportionalität der horizontalen Protonendichteverteilung zur Driftgeschwindigkeit:

$$\rho_{\mathrm{p}}(\mathrm{x}) \sim \frac{1}{\mathrm{r} \cdot \mathrm{v}_{\mathrm{D}}(\mathrm{x})} . \tag{7.4}$$

Hierin ist x nur die horizontale Ablage und nicht die gesamte Betatronamplitude W.
Im folgenden wird die Annahme gemacht, daß sich aufgrund der Kopplung das Strahlprofil von der Phasenraumebene, zu der der Draht parallel ist, mit derselben Abhängigkeit auch auf die zweite Phasenraumebene überträgt. Mit dem in Abschnitt 4.4.2 gewählten und in der Simulation zugrunde gelegten Potenzansatz

$$\mathrm{v}_{\mathrm{D}}(\mathrm{W}) \;=\; \mathrm{v}_{\mathrm{D}}(\mathrm{W}_0)\left(\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{W}_0}\right)^{\kappa} \tag{7.5}$$

für die Diffusionsgeschwindigkeit mit einem konstanten κ für den betrachteten Ablagenbereich folgt die Darstellung der Teilchendichte. Im gesamten vierdimensionalen Phasenraum sowie entlang einer einzelnen Koordinate ergibt sich in erster Näherung für die transversale Protonendichteverteilung

$$\rho_{\mathrm{p}}(\mathrm{W}) \;\sim\; \rho_{\mathrm{p}}(\mathrm{W}_0)\,\frac{1}{\mathrm{r}}\,\left(\frac{\mathrm{W}_0}{\mathrm{W}}\right)^{\kappa} , \tag{7.6}$$

wobei die Betatronamplitude W in Strahlbreiten angegeben wird und durch x oder y ersetzt werden kann.
Entlang einer Raumkoordinate ist dabei der Radius r identisch mit dieser. Für die Teilchendichte entlang der x–Achse erwartet man daher

$$\rho_{\mathrm{p}}(\mathrm{x}) \;\sim\; \rho_{\mathrm{p}}(\mathrm{x}_0)\,\frac{\mathrm{x}_0^{\kappa}}{\mathrm{x}^{\kappa+1}} . \tag{7.7}$$

Zum Vergleich mit einer gemessenen Verteilung muß jedoch eine Umrechnung der Betatronamplitude von der Einheit σ in SI–Einheiten erfolgen. Jede der beiden Raumrichtungen muß dann ihren eigenen Diffusionsexponenten κ haben, da die Strahlbreiten und die dispersiven Einflüsse in x– und y–Richtung verschieden sind. Daher wird mit der größeren Strahlbreite und der Dispersion in horizontaler Richtung ein kleineres κ, das heißt ein flacherer Abfall der Dichteverteilung als in vertikaler Richtung bei einer Umrechnung in Metern erwartet. Die Ableitung von Gleichung 7.7 nach x,

$$\rho_{\mathrm{p}}'(\mathrm{x}) \;\sim\; -(\kappa+1)\,\rho_{\mathrm{p}}(\mathrm{x}_0)\,\frac{\mathrm{x}_0^{\kappa}}{\mathrm{x}^{\kappa+2}} , \tag{7.8}$$

zeigt, daß die Flankensteilheit mit wachsender Entfernung des Drahtes zum Strahl abnimmt.
Bei genauer Betrachtung führt der Protonenverlust im Draht und im Kollimator zu einem noch steileren Strahlprofil.
Außerdem macht sich die Beziehung (5.1) [Abschnitt 5.1.1] für die Wahrscheinlichkeit eines Treffers des Teilchens auf den Draht bemerkbar. In größeren Entfernungen des Drahtes zum Strahl nimmt die Driftgeschwindigkeit zu, so daß sich der Bereich hoher Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Teilchens gemäß der auf die Ablage projizierten Verteilung schneller ’ über den Draht hinwegschiebt ’.

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Teilchens mit dem Target ist somit nicht für jede Drahtposition dieselbe, sondern nimmt mit wachsender Entfernung des Drahtes zum Strahl kontinuierlich ab. Demzufolge fällt mit wachsendem Strahl–Drahtabstand die Wechselwirkungsrate schneller als die transversale Protonendichteverteilung ab. Dies verstärkt zusätzlich die aus Gleichung 7.6 ableitbare Abnahme der Wechselwirkungsrate mit wachsender Drahtposition.

Für die im nächsten Abschnitt folgende Diskussion der simulierten transversalen Dichteverteilung ist zudem die Art der Teilchengenerierung von großer Bedeutung, da sie die Teilchen per Konstruktion bevorzugt in Drahtnähe vorverteilt [Abschnitt 5.1.1].

7.2.2 Ergebnisse der Simulation

Bevor einige Einflüsse auf die Gestalt des transversalen Strahlprofils untersucht werden, soll der Simulationsalgorithmus auf seine Zuverlässigkeit hinsichtlich der Dichteverteilung überprüft werden.

Dazu bietet sich die Vorhersage der Einteilchen–Tracking–Simulation an, in welchem transversalen Abstand zum Strahl der Draht plaziert werden muß, um typische Wechselwirkungsraten von einigen MHz bis zu wenigen 10 MHz zu erreichen. Dieses Ergebnis folgt aus einem Vergleich der simulierten Verteilung mit der als Gaußverteilung erwarteten transversalen Protonendichte des ungestörten Strahls ohne Drahttarget.

Gemäß Abschnitt 5.1.1 wird jedes Proton in der Umgebung des Drahtes plaziert und dann getrackt. Dabei bewegen sie sich im Mittel radial vom Strahl weg und nach außen [Abschnitte 4.4 und 5.1.3] und befinden sich somit im Einflußbereich des Drahtes. Die simulierte Verteilung wird gewonnen, indem für jedes dieser Teilchen die Ablage am Ort des Targetdrahtes nach jedem Umlauf des Haupttrackings eingetragen wird. Als Resultat entsteht eine Dichteverteilung von Protonen, die unterschiedlich viele Umläufe im Bereich des Drahtes absolviert haben. Da im realen Protonenstrahl permanent Teilchen vom Strahlinneren in den Phasenraumbereich des Drahtes nachdriften, unterliegen diese zu einem betrachteten Zeitpunkt ebenfalls unterschiedlich lange dem Einfluß des Drahtes. Also haben auch sie unterschiedlich viele Umläufe seit dem Eintritt in den Bereich des Targets bis zu einem festen Zeitpunkt absolviert. Die simulierte Verteilung ist somit gleichwertig mit einer Momentaufnahme der transversalen Dichteverteilung derjenigen Protonen eines einzelnen Bunches am Drahtort, deren Betatronamplituden groß genug sind, den Draht treffen zu können. Diese Verteilung führt pro Vorbeiflug des Protonenbündels zu n_{inel} inelastischen Wechselwirkungen mit dem Draht.

Da die Teilchen mit Betatronamplituden in Drahtnähe gestartet sind, kann in erster Näherung die Dichteverteilung nur für Ablagen außerhalb des Drahtes mit dem realen Strahlprofil übereinstimmen. Innerhalb der Drahtposition erwartet man daher eine Dominanz der als Gaußverteilung angenommenen natürlichen Protonendichte und beim Draht in etwa dieselbe Größenordnung der Gaußverteilung und der simulierten Verteilung.

In Abbildung 7.15 ist die simulierte, auf eine Wechselwirkung pro Vorbeiflug eines Protonenbündels am Target normierte Protonendichteverteilung dargestellt. Diese entspricht einer totalen Wechselwirkungsrate von 8.5 MHz, nachdem die ursprüngliche Dichteverteilung durch die Anzahl der inelastischen Wechselwirkungen mit dem Draht dividiert wurde. Hinzugefügt ist die an diese Verteilung angepaßte ungestörte gaußförmige Verteilung eines Protonenbündels, dessen Population einem Protonenstrom von 80 mA entspricht. Der Außendraht wurde bei 5.5 σ plaziert und eine Kopplung von 0.002 gewählt. Er sowie sein

Spiegelbild auf der Innenseite bei negativen x–Ablagen sind als doppelte Linien und die Innenkanten der Kollimatoren auf beiden Seiten als einfache Linien gekennzeichnet.

Es fällt auf, daß am Draht beide Verteilungen nahezu übereinstimmen. Hingegen zeigt sich schon in Entfernungen zum Draht von weitaus weniger als $\sigma_x = 0.447$ mm [Tabelle 5.1], daß eine der zwei Verteilungen dominiert: auf der Innenseite des Drahtes die Gaußverteilung und bei Ablagen außerhalb des Drahtes die simulierte Dichteverteilung.

In entsprechenden Darstellungen für Drahtpositionen von 5 und 6 σ dominiert am Draht die Gaußverteilung beziehungsweise die simulierte Protonendichteverteilung.

Bei Annäherung des Drahtes an den Strahl um 50 μm, also nur ungefähr $\frac{1}{8}$ σ, vergrößert sich die Wechselwirkungsrate unter Zugrundelegung der Gaußverteilung im Strahlinneren um einen Faktor 1.84 in x–Richtung und 2.13 in y–Richtung. Man würde daher den typischen Bereich der Wechselwirkungsrate rasch verlassen. Somit sagt die Simulation für typische Wechselwirkungsraten von O (1 MHz) bis O (10 MHz) voraus, daß der Targetdraht in einem Abstand zum Strahl von ungefähr 5.5 σ steht. Dies stimmt mit den Abbildungen 7.1 und 7.13 c) sowie der Erfahrung aus früheren Messungen [26] gut überein.

Außerdem ist in Abbildung 7.15 zu erkennen, daß die Gaußverteilung signifikant steiler verläuft. Daher rechnet man für die Bewegung des Drahtes zum Strahl mit einer stärkeren Zunahme der Verteilungsdichte, als für die Drahtverschiebung nach außen an Abnahme der Teilchendichte zu erwarten ist. Die Simulation kann also für qualitative und in grober Näherung auch für quantitative Untersuchungen des Strahlsprofils hilfreich sein.

Im folgenden werden der Verlauf des Strahlprofils sowie einige Einflüsse auf seine Gestalt eingehender diskutiert. Dabei werden inelastische Wechselwirkungen mit dem Draht und die Vielfachstreuung berücksichtigt.

Ein typisches Beispiel für die benutzten unnormierten und transversalen Protonendichteverteilungen ist in Abbildung 7.16 gezeigt. Dargestellt ist die Teilchendichte entlang der x–Koordinate in a) und der y–Koordinate b) für einen Außen–Draht. Gewählt wurden eine Kopplung von 0.002 und eine relative Strahlenergiestreuung von $6 \cdot 10^{-5}$.

Es zeigt sich, daß die Flanken der Protonendichteverteilung in a) aufgrund der inelastischen Wechselwirkungen mit dem Draht direkt in x–Richtung steil angeschnitten werden. Die Verteilung entlang der y–Achse in b) verläuft wesentlich flacher, obwohl in vertikaler Richtung der Strahl schmaler ist und am HERA–B Target die Dispersion, die zu einer zusätzlichen energiebedingten Fehlablage führt, nahezu verschwindet. Dies ist ein Hinweis darauf, daß die Koppelresonanz zu klein ist, um die steile Flanke schnell genug von der horizontalen in die vertikale Phasenraumebene hinüber zu transportieren.

In Abbildung 7.17 ist die transversale Protonendichteverteilung aus Abbildung 7.16 a) im Bereich des Targetdrahtes vergrößert dargestellt. Es zeigt sich, daß im Bereich der Innenkante des Drahtes die Verteilung mit wachsendem Abstand zum Strahl steil abfällt. Dies geht konform mit den Erkenntnissen aus Abbildung 7.15. Insbesondere verkleinert sich die transversale Protonendichte von der Drahtinnen– zur Außenkante um einen Faktor 2.5.

Um die Wechselwirkungsrate im realen Targetbetrieb möglichst konstant zu halten, sollte man einen Fahrschritt in Richtung des Strahls mindestens um einen Faktor 2.5 kleiner wählen als einen Fahrschritt in die Gegenrichtung.

Mit Hilfe des Verlaufs der Teilchendichte in Abbildung 7.17 läßt sich auch die Verteilung der Wechselwirkungspunkte im Draht quer zu seiner Ausrichtung abschätzen: da der Draht im Bereich kleiner Driftgeschwindigkeiten steht und die Breite des Drahtes lediglich $\frac{1}{8}$ Strahlbreite beträgt, erwartet man in erster Näherung eine direkte Proportio-

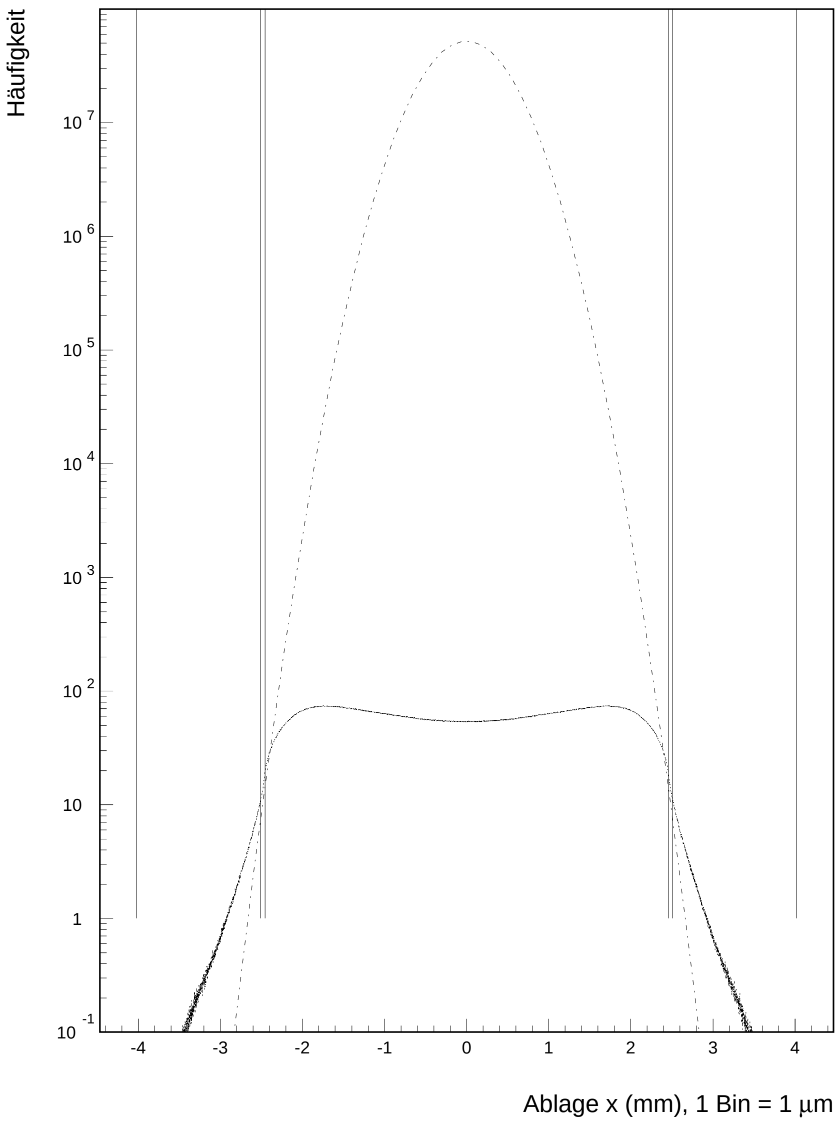

Abbildung 7.15: *Vergleich der simulierten transversalen Protonendichteverteilung mit der ungestörten und als Gaußverteilung angenommenen Verteilung für einen Außen–Draht bei 5.5 σ und eine Koppelresonanz von 0.002. Die flacher verlaufende Verteilung ist die simulierte. Die Gaußverteilung wurde auf ein Protonenbündel für einen typischen Protonenstrom von 80 mA und die simulierte Verteilung auf 1 Wechselwirkung je am Target vorbeifliegendes Protonenbündel normiert. Der Draht und sein Spiegelbild bei negativen Ablagen sind als doppelte Linien und die Innenkanten der Kollimatoren auf beiden Seiten als einfache Linien dargestellt.*

nalität der Wechselwirkungsrate zur Protonendichteverteilung und für die Verteilung der Wechselwirkungspunkte im Draht somit ein ähnliches Verhalten.
Für die Protonendichteverteilung aus Abbildung 7.17 ist in Abbildung 7.18 zusätzlich die Verteilung der Primärvertizes auf dem Targetdraht quer zu dessen Orientierung dargestellt. Auch hier zeigt sich im strahlzugewandten Drahtbereich ein steiler Abfall der Wechselwirkungsverteilung für wachsende Ablagen, bis die Verteilung an der Außenkante des Drahtes ebenfalls um einen Faktor 2.5 abgenommen hat. Dies ist in qualitativer

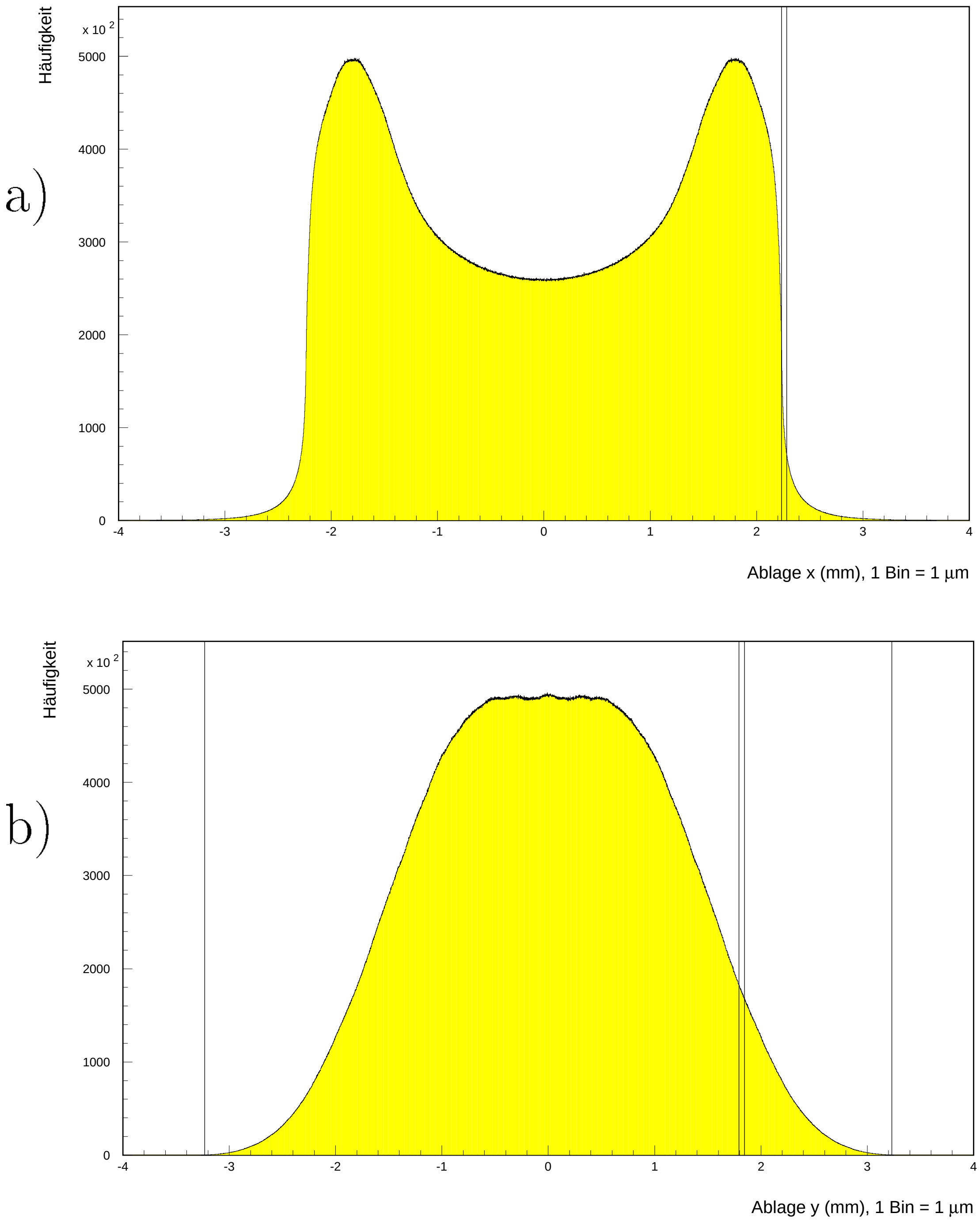

Abbildung 7.16: *Transversale Protonendichteverteilung am Target für eine Kopplung von 0.002, eine Strahlenergiestreuung von* $6 \cdot 10^{-5}$ *und einen Außen–Draht bei 5* σ. *Nach jedem Umlauf hat jedes der 10 000 Teilchen im Rahmen des Haupttrackings einen Eintrag bekommen. Die Verteilung ist in*
a) gegen die x–Koordinate und in
b) gegen die y–Koordinate aufgetragen.
Die Innenkanten der Kollimatoren sind durch einzelne und der Draht durch doppelte Linien dargestellt.

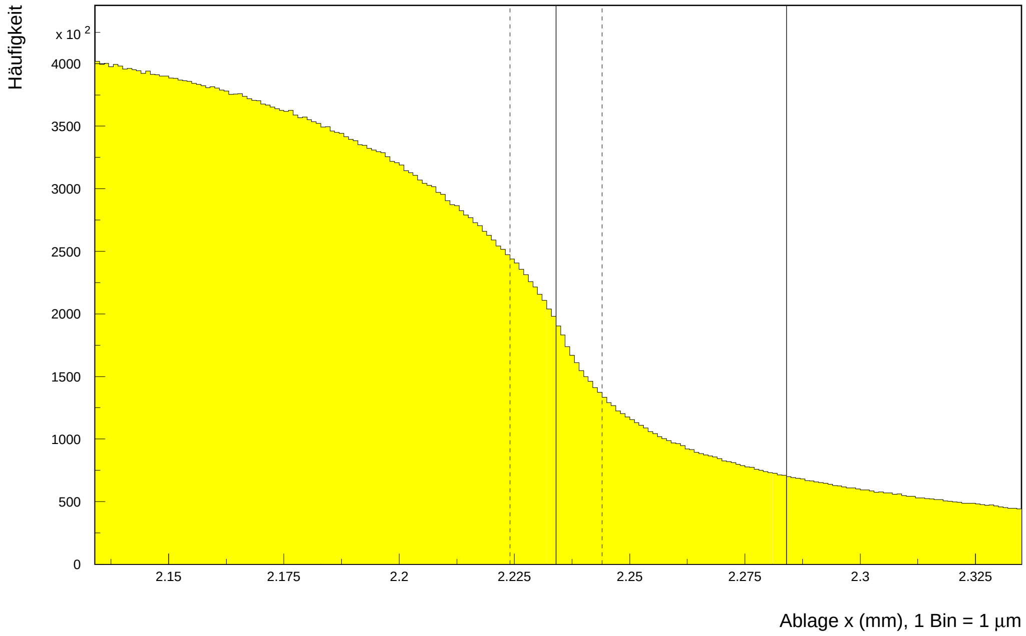

Abbildung 7.17: *Transversale Protonendichteverteilung aus Abbildung 7.16 a) in unmittelbarer Umgebung des Targetdrahtes, der bei 5 σ stand. Die durchgezogenen Linien deuten den Draht an. Mit gestrichelten Linien ist der Versatz der Drahtinnenkante um 10 μm in beide Richtungen entlang der x–Achse eingezeichnet.*

Übereinstimmung mit dem Verlauf der transversalen Protonendichteverteilung in Abbildung 7.17.

Die Flankensteilheit kann in erster Linie durch Parameter geändert werden, die nicht nur strahlaufweitend, sondern auch verschmierend wirken. Hier bieten sich die relative Strahlenergiestreuung und die Koppelresonanz an.

Abbildung 7.19 zeigt die Abhängigkeit der transversalen Protonendichteverteilung am HERA–B Target für einen Titandraht bei 5 σ und zwei Werte der Strahlenergiestreuung. Die unterschiedliche Statistik in a) und b) ist nicht signifikant, da die Zahl der Einträge von O (100 000 000) für 1 000 Protonen schon hoch ist.

Während in b) die Strahlenergiestreuung von 0.001 den Einfluß des Drahtes durch Dispersion komplett ausschmiert, ist bei ausgeschalteter Energiestreuung in a) eine signifikante Flanke im Bereich der Innenkante des Drahtes zu erkennen.

Abbildung 7.20 stellt die transversale Teilchendichte für einen Aluminiumdraht bei 5 σ und zwei verschiedene Kopplungen dar. Die Auflösung ist um einen Faktor 10 reduziert.

Ein Ausschalten der Kopplung führt gemäß a) ebenfalls zu einer signifikanten Flanke, während mit Kopplung in b) die Dichteverteilung zu größeren Ablagen hin gleichmäßig abfällt.

Um eine ausreichende Ratenstabilität der Targetsteuerung zu gewährleisten, sind also eine Kopplung und insbesondere bei Verwendung vertikaler Drähte auch eine natürliche Strahlenergiestreuung von Nutzen, da in x–Richtung die Dispersion am HERA–B Target von null verschieden ist.

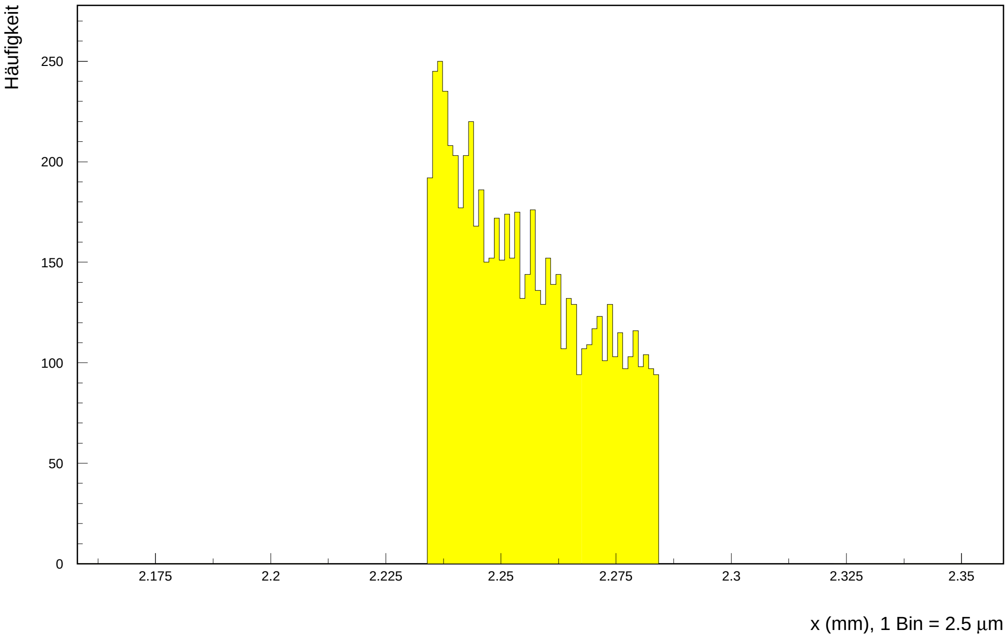

Abbildung 7.18: *Häufigkeitsverteilung der Primärvertizes auf dem Targetdraht quer zu seiner Orientierung gemäß der Protonendichteverteilung aus Abbildung 7.17*

7.2.3 Mögliche Meßmethoden der transversalen Protonendichteverteilung

Die Stärke des Flankenanstiegs stellt einen möglichen Zugang zur Bestimmung der Diffusionsparameter dar. Hierzu könnte man den Draht zum Beispiel *stufenweise* an den Strahl heranfahren oder von ihm entfernen und das Relaxationsverhalten abwarten. Aus den Abklingzeiten des exponentiellen Ratenverhaltens oder der Darstellung der integrierten Wechselwirkungsrate über die Zeitintervalle konstanter Drahtposition ließe sich dann auf die Diffusionsparameter schließen [14], [15]. Der große *Nachteil* ist jedoch hierbei, daß der Draht nur in einem *schmalen Bereich* von höchstens einem Strahlsigma Breite gefahren werden kann [26], um weder in durch Untergrund bestimmte Bereiche sehr niedriger Wechselwirkungsraten noch in Größenordnungen zu hoher Raten zu gelangen, wo eine Schädigung von Detektorelementen nicht mehr auszuschließen ist. Dies verdeutlicht ebenfalls das Potenzverhalten der Teilchendichte nach Gleichung 7.6. Eine Parametrisierung der Diffusionsgeschwindigkeit über einen weitaus größeren Bereich ließe sich nur durch Extra–, jedoch nicht durch Interpolation erreichen. Eine weitere Unsicherheit in der Ermittlung der Dichteverteilung besteht in der unmittelbaren Umgebung des Drahtes: dieser befindet sich im Übergangsbereich von einer gaußähnlichen Verteilung auf der Innenseite und einer von der Wechselwirkung der Teilchen mit dem Draht dominierten Verteilung auf seiner Außenseite. Je nach Fahrrichtung des Targets überwiegt vermutlich immer eine andere der beiden Verteilungen die Teilchendichte. Desweiteren sind die Nichtlinearität zwischen der Wechselwirkungsrate und der Protonendichteverteilung sowie der Protonenverlust in Aperturgrenzen zu berücksichtigen.

Ein weiteres Problem beinhaltet die Ungenauigkeit der Targetsteuerung, die zu Ortsunsicherheiten der Targetdrähte von bis zu 10 μm aufgrund der mechanischen Grenzen führen

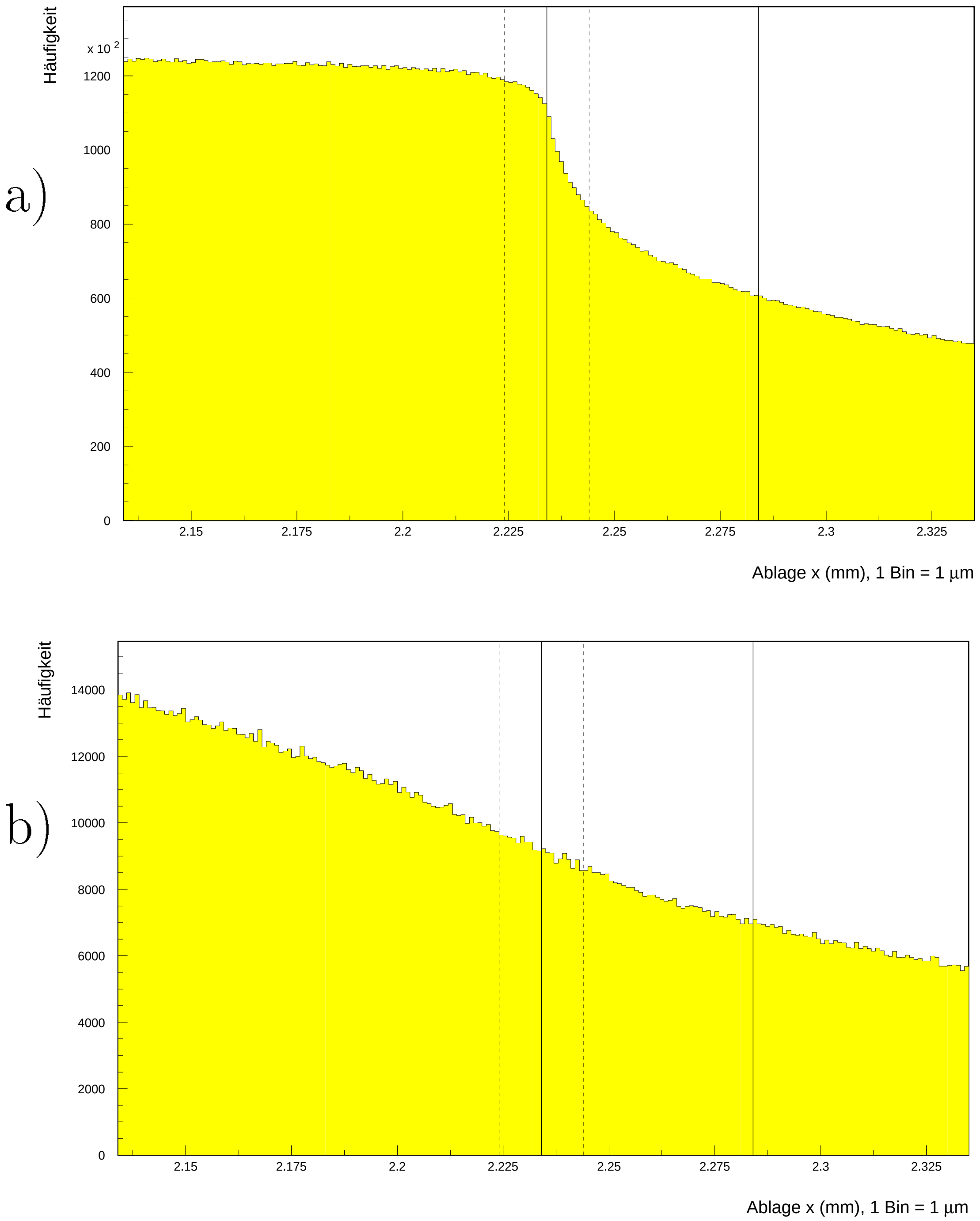

Abbildung 7.19: *Transversale Protonendichteverteilung am HERA–B Target für einen Titandraht bei 5 σ und eine Kopplung von 0.01:*
a) mit einer Strahlenergiestreuung von 0.0 und 10 000 Protonen,
b) mit einer Strahlenergiestreuung von 0.001 und 1 000 Protonen.
Die gestrichelten Linien deuten die Drahtinnenkante nach einem 10 μm–Schritt in beide Richtungen quer zur Strahlrichtung an.

[24]. Daher lassen sich die Faktoren in der Ratenänderung je 10 μm–Schritt beim Heranfahren des Drahtes an den Strahl mit einem Wert von 2 nur ungefähr angeben. Dieser gilt

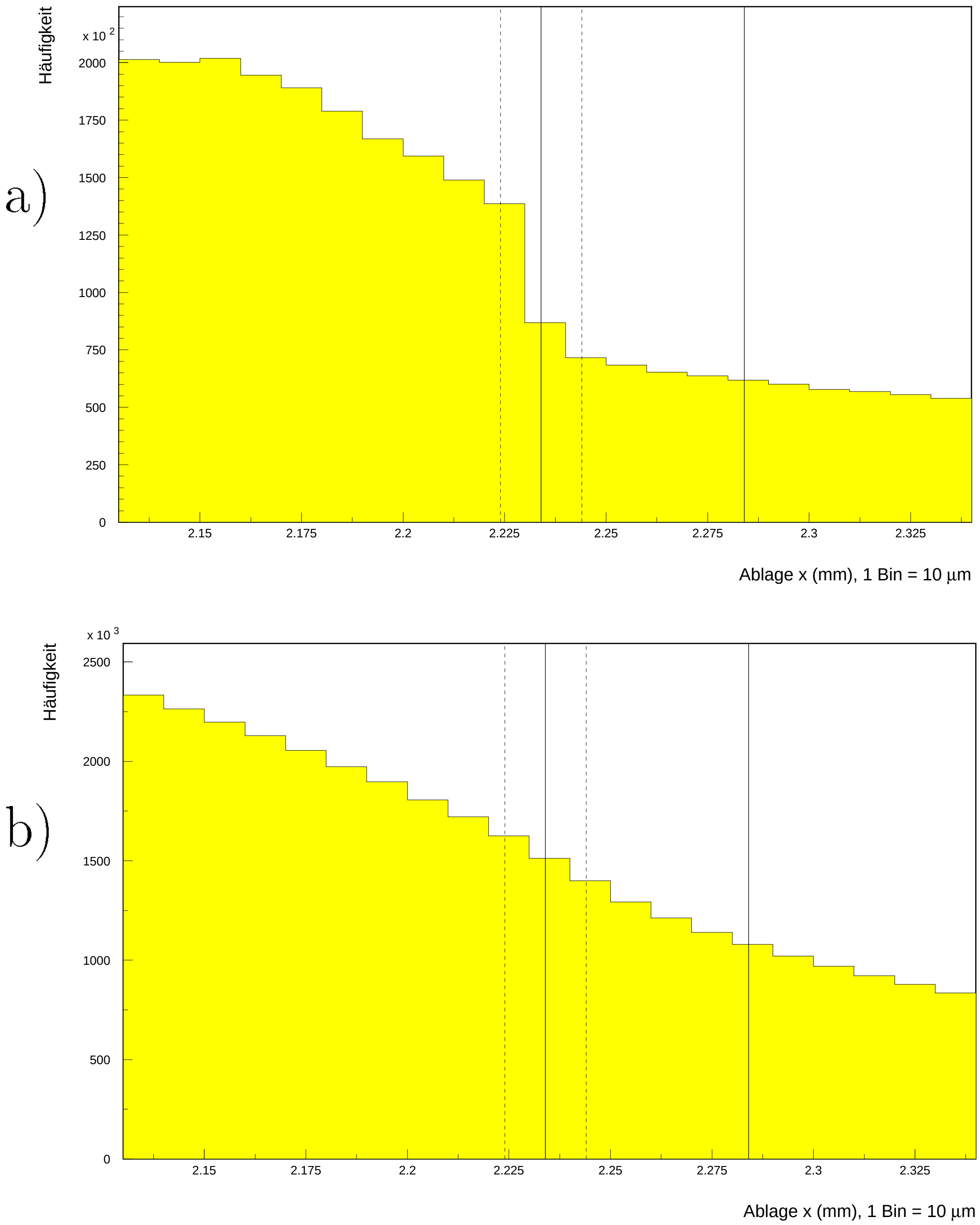

Abbildung 7.20: *Transversale Protonendichteverteilung am HERA–B Target für einen Aluminiumdraht bei 5 σ und eine Strahlenergiestreuung von 0.001:*
a) mit einer Kopplung von 0.0 und 1 000 Protonen,
b) mit einer Kopplung von 0.01 und 10 000 Protonen.
Die gestrichelten Linien stellen die Drahtinnenkante nach einem 10 μm–Schritt dar.

für verschiedene Drahtmaterialien und –ausrichtungen [12].
Die genannten Störeffekte machen eine Quantifizierung der Diffusionsparameter äußerst schwierig. Mit Hilfe eines kompakten Kollimators als idealen Absorber können die ge-

schilderten Schwierigkeiten zu einem großen Teil umgangen werden. Ein Teilchen wird bei Treffen des Kollimators sofort und innerhalb eines sehr schmalen transversalen Bereiches absorbiert. Eine Dichteverteilung ist daher in sehr guter Näherung nur noch auf den Bereich *zwischen* dem Strahl und dem das Strahlprofil abtastenden Absorber, dem Kollimator, beschränkt. Die Bestimmung der Diffusionsparameter könnte dadurch vereinfacht und systematische Fehler reduziert werden. Die experimentelle Seite muß außerdem eine genaue Messung der Wechselwirkungsrate mit dem benutzten Absorber gewährleisten.

7.3 Ergebnisse und Folgerungen

Simulationen der Breiten der Primärvertexverteilungen entlang der Drähte haben gezeigt, daß der Algorithmus qualitativ zufriedenstellend funktioniert. Die simulierten Werte liegen in derselben Größenordnung wie die gemessenen und haben einen statistischen Fehler von ungefähr 80 μm für 1 000 Teilchen. Großen Einfluß auf die Breiten nimmt die Vielfachstreuung im Drahtmaterial. Diese ist bei jedem Streuereignis durch unabhängige Ablenkwinkel für beide Raumrichtungen gekennzeichnet, die nicht nur zu einer Vergrößerung der Betatronamplitude, sondern auch zu einer Verschmierung der Breiten der Primärvertexverteilungen entlang des Drahtes führen. Daher können die Breiten durch Variation von Parametern verändert werden, die die Anzahl von Umläufen bestimmen, wie zum Beispiel das Drahtmaterial, die Draht– und Kollimatorposition, die Diffusion sowie die Kopplung der Maschine. Größere Breiten liefern schwere Materialien, große Draht–Kollimatorabstände, kleine Driftgeschwindigkeiten sowie kleine Koppelresonanzen.
Mit Hilfe der Protonendichteverteilungen kann die Drahtposition in guter Übereinstimmung mit der Messung für Wechselwirkungsraten von O (1 MHz) bis O (10 MHz) bei ungefähr 5.5 σ vorhergesagt werden. Desweiteren wird gemäß der Simulation die Dominanz einer durch das Target beeinflußten transversalen Protonendichteverteilung außerhalb des Drahtes erwartet, während strahlwärts eine Gaußverteilung dominieren sollte, deren Flanken vom Target steil angeschnitten sind.
Die Berechnung der Diffusionsparameter aus der Steigung des Strahlprofils, das mit Hilfe eines Drahttargets über die Wechselwirkungsrate gemessen wird, kann sich als schwierig erweisen, da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Protons mit einem Semi–Kollimator wie dem HERA–B Target von der Driftgeschwindigkeit und daher vom Abstand zum Orbit abhängt. Somit sind Teilchendichte und Wechselwirkungsrate als Funktion des Abstandes zum Strahl nicht linear proportional zueinander.
Dieses Problem kann mit der Verwendung eines Voll–Kollimators beseitigt werden.
Desweiteren stellte sich anhand von Simulationen der Einfluß von der Strahlenergiestreuung und der Kopplung als förderlich heraus, um die Verteilungsflanken abzuflachen und somit zur Stabilisierung der Wechselwirkungsrate beizutragen.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Thema dieser Arbeit ist die Untersuchung der Target–Strahl Wechselwirkung im HERA–B Experiment am Protonenspeicherring HERA–p. Zu diesem Zweck wurden mit Hilfe einer Einteilchen–Tracking–Simulation die Targeteffizienz, die Primärvertexverteilungen entlang der Targetdrähte und die transversalen Protonendichteverteilungen betrachtet.

Den größten Einfluß auf die Targeteffizienz haben die Diffusion der Protonen nach außen sowie die Vielfachstreuung im Drahtmaterial. Dies konnte anhand verschiedener Parameterabhängigkeiten der Targeteffizienz gezeigt werden:
die Simulation liefert die größten Targeteffizienzen für Draht–Kollimatorabstände von mindestens 3 σ, für Materialien mit kleiner Ladungszahl, für Oben– und Unten–Drähte sowie für die simultane Verwendung von Targetdrähten an allen vier Seiten des Strahls. Eine Verkleinerung der Driftgeschwindigkeit sowie kleinere Diffusionsexponenten liefern ebenfalls größere Targeteffizienzen. Das zeigt sich besonders bei großen Abständen des Drahtes zum Strahl. Unter Berücksichtigung der realen Werte für die Koppelresonanz und die relative Strahlenergiestreuung liefert die Simulation für Drahtpositionen von 4.5 bis 6 σ Targeteffizienzen von **50 bis 85%**. In diesem Bereich liegen meistens auch die Meßwerte. Eine Übereinstimmung besteht ebenfalls im Einfluß des relativen Abstandes zwischen Draht und Kollimator und des Materials.

Es konnte außerdem gezeigt werden, daß die Breiten der simulierten Primärvertexverteilungen entlang der Drähte in derselben Größenordnung wie die Messungen liegen. Dies folgt aus einem Vergleich der simulierten Werte von 550 bis 1 100 μm mit den Meßwerten von ungefähr 520 bis 800 μm.
Die Simulation zeigt, daß die Vielfachstreuung die Breiten signifikant beeinflußt. Als Ursache wird die gegenseitige Unabhängigkeit der Ablenkwinkel in x– sowie in y–Richtung gesehen, die die Ausschmierung der natürlichen Strahlbreite der Teilchen fördert, die das Target treffen. Insbesondere liefern Materialien mit großer Ladungszahl größere Breiten der Primärvertexverteilungen entlang der Drähte aufgrund der stärkeren Ablenkung pro Wechselwirkungslänge. Je mehr Umläufe die Protonen vor der inelastischen Wechselwirkung absolvieren, um so größer kann die Breite der Primärvertexverteilungen entlang der Drähte werden. Eine große Breite erhält man daher mit einer Vergrößerung des Abstandes zwischen Draht und Kollimator.
Außerdem spiegeln sich in den Breiten der Primärvertexverteilungen die unterschiedlichen Breiten des natürlichen Strahls in x– und y–Richtung wider. Daher liefern horizontal

liegende Drähte größere Breiten als vertikal ausgerichtete.
Die Dauer des Einflusses der Vielfachstreuung kann durch Verringerung der Driftgeschwindigkeit verlängert werden, so daß sich die Verteilungen ebenfalls verbreitern.
Koppelresonanzen oberhalb von 0.005 führen zu keiner signifikanten Abhängigkeit der Breiten der Primärvertexverteilungen, ähnlich wie bei der Targeteffizienz. Kleinere Werte jedoch weiten die Verteilung deutlich auf, da die ungleichen Winkelbeiträge der Vielfachstreuung in beide Raumrichtungen bis zum nächsten Treffer des Teilchens auf den Draht nicht auf beide Phasenraumebenen verteilt werden können.

Mit Hilfe der Simulation kann auch die transversale Protonendichteverteilung insbesondere für die Protonen untersucht werden, die den Draht treffen können. Dies ermöglicht eine Untersuchung der komplexen Strahldynamik am Target. Der Vergleich der simulierten Protonendichteverteilung mit der Gaußverteilung des ungestörten Protonenstrahls zeigt, daß die Drähte für typische Wechselwirkungsraten von mehreren MHz bis zu einigen 10 MHz bei 5.5 σ stehen. Dies stimmt mit der aus Messungen abgeschätzten Drahtposition von erfahrungsgemäß 4.5 bis 5.5 σ gut überein.
Desweiteren wurde aufgezeigt, daß die Bestimmung der Diffusionsparameter aus Messung und Simulation zu großen Schwierigkeiten führen kann. Die Gründe sind die inelastische Wechselwirkung der Protonen mit dem Target und ihre Vielfachstreuung im Drahtmaterial, die im Mittel die Teilchen zum Strahlrand treibt. Auf diese Weise kratzt der Draht am transversalen Strahlprofil und es entsteht ein komplexer Übergangsbereich zwischen einer Gaußverteilung der Teilchendichte auf der Innenseite des Targetdrahtes und einer durch Vielfachstreuung im Drahtmaterial dominierten Verteilung außerhalb des Drahtes.
Die Messung der Dichteverteilung wird zusätzlich durch die Abnahme der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Protons mit dem Target für wachsende Strahl–Drahtabstände erschwert. Daher nimmt die Wechselwirkungsrate mit wachsendem Strahl–Drahtabstand schneller ab als die Protonendichteverteilung.
Nicht zu vergessen ist der Protonenverlust im Kollimator, der zu noch steileren Flanken der Dichteverteilung führt.
Es wurde die Abhängigkeit der transversalen Protonendichteverteilung von zwei sie stark beeinflussenden Parametern, der Strahlenergiestreuung und der Kopplung, untersucht. Das Strahlprofil wird flacher, wenn Strahlenergiestreuung der Teilchen und Kopplung der Maschine vorhanden sind. Untersuchungen des Einflusses beider Größen auf die transversale Teilchendichte haben gezeigt, daß insbesondere nicht zu kleine Werte dieser Größen ein Abflachen des Strahlprofils begünstigen. Dies trägt zur Ratenstabilität bei.

In Zukunft müssen für genaue quantitative Aussagen die strahlphysikalischen Zusammenhänge noch besser verstanden werden. Dies erfordern einige nicht erklärbare Ergebnisse der Simulation.
Außerdem muß der Simulationsalgorithmus verbessert werden. Insbesondere muß die Teilchengenerierung im vierdimensionalen Phasenraum noch gezielter in Drahtnähe erfolgen.
Untersuchungen der Betatronamplituden der Protonen haben gezeigt, daß bei eingeschalteter Kopplung noch nicht optimale realitätsgetreue Anfangsbedingungen für das Haupttracking mit der bestehenden Einteilchen–Tracking–Simulation erreicht werden, da die Betatronamplitude vieler Teilchen nach der Generierung nicht annähernd gleich dem Strahl–Drahtabstand ist.

Anhang A

Das Eingabefile

```
1             nontuple_1 (0 -> no ntuple_1)
1             nontuple_2 (0 -> no ntuple_2)
1             wire_switch (0 -> no wire interaction)
1000          jump     (speziell fuer 1 Teilchen: Gausssprung)
'b'           gaussart ('g'->gauss, 'b'->boxmuller)
.293          tune_x
.298          tune_y
.0004         tune_synch
35.03         beta_x [m]
34.84         beta_y [m]
0.00          alpha_x [rad]
0.01          alpha_y [rad]
-0.47         eta_x [m]
-0.001        eta_y [m]
-0.0135       etap_x [rad]
0.            etap_y [rad]
0.01          cplng = width of coupling resonance, delta(Q)
5.7e-9        emit_x [m*rad]
3.7e-9        emit_y [m*rad]
1.e-3         relative beam energy_spread
1000000.      max_turns
9.0           col_x [sd] (absolute)
9.0           col_y [sd] (absolute)
20.0          aperture [sd]
0.1           diff [sigma/s]
8.            sigma0 (reference position for diff)
23.            slope_diff
2.            difftype (1. x,y indep, else: diffusion in total amplitude)
0.e10         bunch [e]  (0 = no Positronbeam)
7.            beta_x_w
0.5           beta_y_w
-2.           debug
1             nwire   number of wires in target
```

```
 6.00         wire_sd [sd] (absolute)
 0.           wire_th [degrees]
 0.5e-4       dwire_t [m]
 0.5e-3       dwire_l [m]
 'Al'         material
1000         nevt
1            nloop
'col_xy'     lpvar (absolute)
1            lplen
 8.
1            ndevice
'delta_sd'   device
6            nscan
 -2.
 -1.5
 -1.
 -0.5
  0.
  1.
```

Anhang B

Die Aufweitung der Betatronamplitude

Dargestellt sind die Mittelwerte der Betatronamplitude für vier verschiedene Materialien Mat. und einen Außen–Draht nach der Teilchengenerierung $\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{Gen}}$, nach dem Pretracking $\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{Prim}}$, sowie für alle vernichteten und sämtliche getrackten Protonen nach dem Haupttracking–Vorgang, $\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{Verlust\ tot}}$ und $\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{alle}}$. In der letzten Spalte ist außerdem die Betatronamplitudenaufweitung ΔW dargestellt. Für die Draht– und die Kollimatorposition, $\mathrm{W}_{\mathrm{Draht}}$ und $\mathrm{W}_{\mathrm{Kolli}}$, wurden bevorzugt typische Betriebsparameter gewählt, der Diffusionsexponent κ wurde zwischen 2 und 23 variiert. Die übrigen Parameter sind Tabelle 5.1 und 5.2 zu entnehmen.

κ	$\mathrm{W}_{\mathrm{Kolli}}$ $[\sigma]$	$\mathrm{W}_{\mathrm{Draht}}$ $[\sigma]$	Mat.	$\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{Gen}}$	$\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{Prim}}$	$\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{Verlust\ tot}}$	$\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{alle}}$	$\overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{alle}} - \overline{\mathrm{W}}_{\mathrm{Prim}}$
2	9	5	C	9.782	5.559	6.328	6.315	0.756
2	9	5.5	C	11.41	6.229	6.926	6.919	0.690
2	9	6	C	11.65	6.754	7.545	7.540	0.786
2	9	4	Ti	8.249	4.372	6.210	6.206	1.834
2	9	5	Ti	9.440	5.607	7.183	7.176	1.569
2	9	5.5	Ti	10.67	6.226	7.594	7.587	1.361
2	9	6	Ti	11.94	6.775	8.150	8.150	1.375
2	9	5	Cu	9.828	5.584	7.504	7.500	1.916
2	9	6	Cu	11.80	6.771	8.272	8.272	1.501
23	8	4.5	C	8.829	4.996	5.628	5.572	0.576
23	8	5	C	9.822	5.610	6.198	6.110	0.500
23	8	5.5	C	10.52	6.211	6.868	6.745	0.534
23	8	4.5	Ti	8.952	4.984	6.645	6.575	1.591
23	8	5	Ti	9.600	5.575	7.043	6.990	1.415
23	8	5.5	Ti	10.66	6.157	7.456	7.401	1.244
23	8	4.5	Cu	8.720	4.973	7.010	6.960	1.987
23	8	5	Cu	10.29	5.584	7.265	7.227	1.643
23	8	5.5	Cu	10.07	6.116	7.612	7.578	1.462
23	8.5	4.5	C	8.822	4.987	5.624	5.566	0.579
23	8.5	5	C	9.749	5.559	6.219	6.155	0.596
23	8.5	5.5	C	10.94	6.259	6.884	6.745	0.486
23	8.5	4	Al	7.860	4.330	5.484	5.427	1.097
23	8.5	4.5	Al	8.907	5.031	6.148	6.092	1.061
23	8.5	5	Al	10.10	5.592	6.538	6.500	0.908
23	8.5	5.5	Al	10.58	6.149	7.089	7.011	0.862
23	8.5	6	Al	11.65	6.809	7.754	7.671	0.862
23	9	4	Ti	8.346	4.394	6.180	6.118	1.724
23	9	5	Ti	9.885	5.566	7.104	7.036	1.470
23	9	5.5	Ti	10.34	6.120	7.559	7.508	1.388
23	9	6	Ti	11.77	6.785	8.087	8.024	1.239

Literaturverzeichnis

[1] F. Halzen, A.D. Martin:
Quarks and Leptons,
John Wiley & Sons, Inc.,1984

[2] B. Povh · K. Rith · C. Scholz · F. Zetsche:
Teilchen und Kerne,
Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 3. Auflage 1995

[3] K. Wille:
Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen,
B.G.Teubner Stuttgart 1992

[4] T. Lohse et al.:
HERA–B – An Experiment to Study CP Violation in the B System at the HERA Proton Ring,
Proposal, DESY-PRC 94/02, May 1994

[5] E. Hartouni, M. Kreisler et al.:
HERA–B – An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring,
Design Report, DESY-PRC 95/01, January 1995

[6] C. Hast et al.:
Test of Internal Halo Targets in the HERA Proton Ring,
NIM (1994)

[7] T. Lohse:
Simulationsprogramm zur Berechnung von Targeteffizienzen,
unveröffentlicht, 1997

[8] T. Lohse:
private Email, September 1998

[9] M.O. Reber:
Studium von Halo-Targets zur Erzeugung von Proton-Kern-Wechselwirkungen mit hoher Rate am HERA-Protonen-Speicherring,
Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1994

[10] S. Spratte:
Untersuchungen zu den Eigenschaften eines internen Drahttargets für das HERA–B Experiment,
Diplomarbeit, Universität Dortmund, März 1996

[11] M. Bräuer:
Aufbau und Untersuchung der Eigenschaften des Targets für den HERA-B Detektor,
Diplomarbeit, Universität Dortmund, April 1997

[12] J. Klenner:
Ratenmessungen am HERA-B Drahttarget mit Szintillationshodoskopen,
Diplomarbeit, Universität Dortmund, März 1998

[13] M. Seidel:
The Proton Collimation System of HERA,
Doktorarbeit, Universität Hamburg,
DESY 94-103, June 1994

[14] M. Seidel:
persönliches Gespräch,
Juli 1998

[15] B. Holzer:
persönliche Gespräche,
Juli 1998

[16] J. Rieling:
Entwicklung eines Silizium–Vertex–Detektors für das HERA–B–Experiment,
Doktorarbeit, Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg, Dezember 1997

[17] M. Schmelling:
separat erstelltes Diagramm,
August 1998

[18] K. Ehret:
PERFORMANCE OF THE HERA-B Target AND INTERFERENCE WITH HERA OPERATION,
Abhandlung, Universität Dortmund, 1997

[19] K. Ehret:
Target efficiency MC calculation for 95 Test Setup,
'97 Homepage der Target–Gruppe, Universität Dortmund

[20] K. Ehret:
Measurements in 1998; Overview Plots (rates, wire positions),
'98 Homepage der Target–Gruppe, Universität Dortmund

[21] S. Spratte:
separat erstelltes Diagramm,
Oktober 1996

[22] HERA–B VDS–Gruppe:
einzelne Abbildung,
1997

[23] M. Funcke:
Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Dortmund, August 1998

[24] M. Funcke:
Untersuchungen der HERA–B Targetmechanik,
Abhandlung, Universität Dortmund, September 1998

[25] L. S. Brown et al.:
Phys. Rev. D 50 (1994) 1173

[26] S. Spratte:
persönliche Mitteilung,
Juli 1998

[27] B. Holzer et al.:
Liste der strahloptischen Parameter von HERA–p,
1997

[28] V. Pugatch:
HERA-B. Multi-Target Equalizing Steering.,
Abstract, Institute for Nuclear Research, Kiev, March 29, 1998

[29] E. Hering; R. Martin; M. Stohrer:
Physik für Ingenieure,
4., verbesserte Auflage – Düsseldorf: VDI–Verlag, 1992

Danksagung

An erster Stelle gebührt Herrn Prof. Dr. Dietrich Wegener mein aller größter Dank, da durch ihn die Bearbeitung dieses besonders interessanten Themas überhaupt möglich war. Er gibt jedem seiner Schäfchen das stärkende Gefühl, daß er hinter ihm steht und sich für dessen Arbeit sehr interessiert. Seine gelegentlichen deutlichen Hinweise auf die Fehler eines einzelnen sind zur Förderung der Selbstkritik, so glaube ich, sehr hilfreich.

Prof. Dr. Thomas Weis danke ich ebenfalls sehr, da er sich für die Übernahme des Zweitgutachtens bereit erklärt und großes Interesse am Inhalt der Arbeit gezeigt hat.

Außerdem möchte ich dem gesamten Lehrstuhl EV danken. Er hat die Target–Gruppe als gleichwertig integriert und nicht nur als sein Anhängsel betrachtet.

Zu besonderem Dank bin ich Dr. Klaus Ehret verpflichtet. Durch sein gutes Gespür, welches Thema der Diplomarbeit welcher Person gerecht werden könnte, bin ich überhaupt mit diesem sehr interessanten Teil der Physik konfrontiert worden, bei dem es viel zu entdecken gab und immer noch gibt. Das Thema hat sich erst nach vielen Wochen herauskristallisiert, da es ursprünglich anders lauten sollte.
Klaus hat sich trotz zahlreicher anderer HERA–B und familiärer Aufgaben die Zeit genommen, mich sehr gut zu betreuen, mir viele wertvolle Tips zur Arbeitsweise zu geben und die einzelnen Kapitel bis auf die sprachliche Ebene hinab akribisch und mehrmals zu durchforsten. Zur Auflockerung der sehr ernsten Lage konnte er dann auch mal einen Schwank aus seiner Diplomarbeitszeit erzählen.

Dr. Bernhard Holzer und Dr. Mike Seidel gebührt ebenfalls großer Dank, da sie einige Stunden ihrer kostbaren Arbeitszeit geopfert haben, um mir die Strahlphysik näher zu bringen.

Prof. Dr. Thomas Lohse danke ich für eine fruchtbare Diskussion per Email, die mir noch einen wichtigen Denkanstoß geliefert hat.

Nicht zu vergessen sind Michael Funcke (Funcky) und Michael Symalla (Mitch) alias M & M für den vertrauensvollen, menschlichen und trotz des in jedem von uns aufgestauten Stresses doch meistens sehr friedfertigen Umgang. Beide haben mir Tips zur prinzipiellen Arbeitsweise, Korrekturvorschläge und eine Menge Abwechslung in dieser Zeit mitgeben können.
Aus der ein oder anderen fachlichen Diskussion mit Funcky konnte ich auch ein paar Gedankenanstöße ernten. Ganz gewiß bleiben mir auch die gemeinsamen nächtlichen Streifzüge durch Hamburg mit M & M unvergessen, die meistens nicht gerade promille–

arm waren und leider zu selten stattfanden.

Selim İşsever und Stefan Spratte danke ich sehr für Korrekturtips der Arbeit. Beide sind besonders gründlich über einige Kapitel gegangen, wofür ich ihnen sehr danken möchte. Zudem hat Selim mich mit seinen sarkastischen Bemerkungen immer wieder schon während der Auswertung an die zu knappe Zeit erinnert und mich in dieser an Abwechslungen mangelnden Phase angespornt. Er hat im Gegensatz zu mir die Schwierigkeit der Zeiteinteilung schon frühzeitig erkannt. In den letzten Wochen hat er bei mir zudem auf eine vitaminreiche Ernährung geachtet, wofür ich ihm ebenfalls sehr danke.
Stefan wiederum hat sich für die Austreibung des, so finde ich, gar nicht so üblen Wiblingwerder Deutsches eingesetzt. Auch danke ich ihm für die Genehmigung einer Abbildung.

Dr. Michael Schmelling gebührt besonderer Dank für den sicherlich großen Arbeitsaufwand, einige VDS–Runs zu analysieren und mir einen auf Ästhetik getrimmten Plot zur Verfügung zu stellen. Zum besseren Verständnis seiner Arbeit haben auch die informativen und gut erläuternden E–mails beigetragen.

Sven Schaller danke ich sehr für die gute Zusammenarbeit und für ein paar nette Stunden in der Kneipe und der Disco in den ersten Monaten.

Zu besonderem Dank bin ich auch Dr. Ulrich Uwer (Ulli) und Robert Loke verpflichtet, die auf Spezialfragen in PAW fast immer eine Antwort fanden. Auch so manchen wichtigen Ratschlag habe ich von ihnen bekommen.

Jörg Rieling war mir genauso wie Dr. Rainer Wanke beim Lösen einiger Rechner– und PAW–Probleme behilflich.
Jörg danke ich überdies auch für die viele Wochen gewährte Ausleihe seines Dudens der alten und wahren(!) Rechtschreibung und das Überlassen eines Plots.

Martin Bräuer war mir beim Lösen einiger PAW–Problemchen ebenfalls behilflich, wofür ich ihm sehr dankbar bin. Er hatte in der heißen Phase immer aufmunternde Worte übrig, auch wenn ich mir zwischenzeitlich abschweifende und manchmal auch etwas nervige 'Kurz'vorträge über ingenieurtechnische Details anhören mußte.

Außerdem möchte ich Prof. Dr. Valery Pugatch für sein Interesse in den ersten Monaten danken.

Ganz besonders danke ich meinen Eltern, die mir in der schwierigen Zeit des Zusammenschreibens, aber auch in den Monaten davor, mit Rat und praktischer Unterstützung hilfreich zur Seite standen. Auch sie haben auf diese Weise ihren Beitrag zum Zustandekommen dieser Arbeit geleistet.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie unter der Vertragsnummer 05 7Do 55P gefördert.

Falls die ein oder andere Person sich vergessen fühlt, so hat das keine persönlichen, sondern Diplomstreßgründe. All denjenigen möchte ich ebenfalls meinen Dank aussprechen.