

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

Vorgelegt von
Dipl. Phys. Martin Bräuer
aus Wattenscheid (jetzt Bochum)

Tag der mündlichen Prüfung: 31. Oktober 2001

Die Alignierung des HERA-B Vertex- detektors

Gutachter:

Prof. Dr. Karl Tasso Knöpfle
Prof. Dr. Franz Eisele

Kurzfassung

Diese Arbeit behandelt die Alignierung des HERA-B Vertexdetektors, der aus insgesamt 64 hochauflösenden Silizium-Streifendetektoren besteht, die über 2 m Länge verteilt sind und von denen 16 Gruppen in jeweils 2 Achsen mit einer gemessenen Reproduzierbarkeit von besser als 2 μm motorisch verfahrbar sind.

Die Alignierung beruht auf der Minimalisierung der Residuen der im Vertexdetektor eigenständig rekonstruierten Teilchenspuren. Das zweistufige System zur Alignierung benötigt keinerlei Information von den übrigen Spurmeßsystemen und insbesondere keine Kenntnis des Impulses einer Spur.

Prüf- und Filtermethoden stellen sicher, daß Daten ausreichender Qualität für die Alignierung vorliegen, wobei eine Kontrolle der Datenqualität während der Datennahme in Echtzeit möglich ist. Hierzu finden Methoden der *robusten Statistik* Anwendung.

Ausgehend von der Kenntnis der Position von zwei doppelseitigen Detektoren werden in der ersten Stufe zunächst die transversalen Koordinaten der Detektoren korrigiert, wodurch die Spurrekonstruktion im gesamten Vertexdetektor ermöglicht wird. In der zweiten Stufe der Alignierung werden - abhängig von der Einbaulage des jeweiligen Detektors - typische Unsicherheiten von 2 - 7 μm in den transversalen und von 50 - 250 μm in den longitudinalen Koordinaten erreicht; für die Stereowinkel ergeben sich 0,2 - 0,8 *mRad*.

Mit dem alignierten Detektor führt die Analyse von $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfällen auf eine longitudinale Auflösung von 700 μm für Myonspuren mit hohem Impuls. Die Analyse von K_S^0 -Zerfällen erlaubt die Bestimmung des für die Vielfachstreuung verantwortlichen mittleren Materialbudgets von 1 - 2% einer Strahlungslänge.

Abstract

The alignment of the HERA-B vertex-detector consisting of 64 high-resolution silicon-microstrip-detectors distributed over a length of 2 m is described. 16 groups of detectors are movable in two axis and can be positioned with a measured reproducibility of better than 2 μm .

The alignment is based on minimizing track-residuals where the tracks are reconstructed exclusively in the vertexdetector. The two-step alignment procedure does not require any information from the central tracker, and in particular no momentum information.

Test- and filter-routines were developed to select data of reasonable quality for the alignment. Those can in addition be used for on-line quality-control of incoming data. Methods of *robust statistics* are used.

In the first step of the alignment the assumed knowledge of the positions of two double-sided detectors is used to correct the lateral coordinates of the other detectors. In the second step uncertainties of typically 2 - 7 μm for the transversal and of 50 - 250 μm for the longitudinal coordinates are achieved, depending on the individual detector position in the system. For the stereo-angles the remaining uncertainties are 0,2 - 0,8 *mrad*.

The analysis of $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays shows a longitudinal resolution of 700 μm for high-momentum myon-tracks. From the analysis of K_S^0 decays the mean amount of material traversed was determined to be 1 - 2% of a radiation length.

Inhalt

Inhalt	7
Einführung	9
1 Das HERA-B Experiment	11
1.1 CP-Verletzung im Standardmodell.....	11
1.2 Messung der CP-Verletzung bei HERA-B	13
1.3 Der Aufbau des HERA-B Detektors.....	14
1.3.1 Das Targetsystem	16
1.3.2 Die Spurmeßsysteme.....	18
1.3.3 Die Teilchenidentifikationssysteme.....	19
1.3.4 Das Trigger- und Datennahmesystem.....	19
1.4 Status des Experimentes in den Jahren 1998 bis 2000	21
2 Der Vertexdetektor	23
2.1 Funktion und Aufbau der Siliziumdetektoren und Auslesebausteine	23
2.1.1 Das Funktionsprinzip von Siliziumdetektoren.....	23
2.1.2 Die im HERA-B Experiment eingesetzten Detektoren.....	24
2.1.3 Die Auslese der Detektoren.....	26
2.2 Das Gesamtsystem des Vertexdetektors	27
2.2.1 Geometrische Anordnung der Detektoren	27
2.2.2 Aufbau der Detektormodule (Pots)	30
2.2.3 Bewegung der Pots.....	31
2.3 Auswertung der Daten des Vertexdetektors.....	36
2.3.1 Lokalisierung von Treffern.....	37
2.3.2 Spurrekonstruktion	38
2.3.3 Vertexrekonstruktion	43
3 Grobe Alignierung der Vertexdetektor Module	45
3.1 Bestimmung der Ausgangsgeometrie.....	45
3.1.1 Geodätische Vermessung der Manipulatoranordnung	47
3.1.2 Geodätische Vermessung der Detektoren.....	49
3.2 Alignierung ohne Spurfindungsalgorithmus.....	50
3.2.1 Alignierung durch Bestimmung von Häufungspunkten in der Targetebene.....	51
3.2.2 Alignierung mit Spuren von fünf Treffern.....	56
3.2.3 Anwendung und Diskussion der Methoden zur groben Alignierung	60
3.3 Alignierung der Quadranten zueinander.....	62
3.3.1 Das Verfahren der schrittweisen, groben Alignierung	63
4 Datenqualität	69
4.1 Funktionsprüfung von Zählern.....	69
4.1.1 Signal-zu-Rausch-Verhältnisse	70
4.1.2 Trefferverteilungen	72
4.1.3 Korrelationshistogramme	74
4.1.4 Autokorrelationen.....	76
4.2 Sicherstellung der Datenqualität auf der Basis von Einzelereignissen.....	79
4.3 Suche nach problematischen Auslesebausteinen in aufgezeichneten Datensätzen	85
4.3.1 Suche nach problematischen Auslesebausteinen.....	86
4.3.2 Robuste Suche nach problematischen Auslesebausteinen	90
5 Das Präzisionsalignierungssystem	95
5.1 Beschreibung der Methoden	95

5.1.1	Allgemeine Betrachtungen	95
5.1.2	Das Modell zur Spurrekonstruktion und Alignierung	98
5.1.3	Alignierung mit Spurstücken.....	100
5.1.4	Berücksichtigung der Kovarianzmatrix von Spuren und Residuen	103
5.2	Externe Parameter	106
5.2.1	Externe Parameter im Modellsystem.....	108
5.2.2	Behandlung der externen Parameter im Rechenprogramm von Blobel	115
5.3	Bestimmung der effektiven Auflösung einzelner Zählerebenen.....	117
5.3.1	Automatische Bestimmung der Auflösung von Zählerebenen	117
5.3.2	Verwendung von strenger werdenden Auflösungsschnitten	121
5.4	Implementierung des Algorithmus.....	124
5.4.1	Der Algorithmus zur Alignierung.....	125
5.4.2	Verwendete Schnitte	128
5.5	Prüfung des Alignierungsprozesses	130
5.5.1	Die einfache Simulation	131
5.5.2	Überprüfung der ermittelten Fehler	134
5.6	Volle Alignierung der Module.....	136
6	Messungen mit dem Vertexdetektor	145
6.1	Das mechanische Verhalten des Vertexdetektors.....	145
6.1.1	Die Alignierung der z-Positionen und Stereowinkel	145
6.1.2	Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Positionen der Pots beim Verfahren der Manipulatoren	147
6.1.3	Die Langzeit-Stabilität des Vertexdetektors	149
6.2	Das Zusammenspiel von Target und Speicherringanlage.....	152
6.2.1	Untersuchung der Lage und Ausdehnung des Protonenstrahls.....	153
6.2.2	Verteilung der Primärwechselwirkungen auf mehrere Drähte	158
6.2.3	Bewegung der Targetdrähte während des Meßbetriebes.....	159
6.3	Bestimmung der Auflösung des Vertexdetektors	162
6.3.1	Untersuchung der Zerfälle von prompten J/ψ -Mesonen.....	162
6.3.2	Untersuchung der Auflösung des Vertexdetektors mit Spuren aus Zerfällen neutraler Kaonen	170
6.3.3	Diskussion der Ergebnisse der Auflösungsbestimmung.....	173
	Zusammenfassung	177
	Anhang	179
	1 Varianz einer Summe von Verteilungen	179
	2 Robuste Schätzung von Parametern	181
2.1	Schätzung von Parametern aus Messungen mit bekannter Verteilung der Meßfehler.....	181
2.2	Robuste Schätzungen.....	183
2.3	M-Schätzungen.....	185
2.4	Ausgewählte, robuste Rechenvorschriften zur Parameterschätzung	187
2.5	Robuste Anpassung einer Geraden an Korrelationshistogramme.....	189
2.5.1	Zusammenhang zwischen den Parametern der Korrelationsgeraden und den Geometrieparametern.	189
2.5.2	Reduktion des kombinatorischen Untergrundes.....	191
2.5.3	Bestimmung einer ersten Näherung der Geradenparameter.....	193
2.5.4	Die robuste Anpassung der Geradenparameter.....	195
	Danksagung	199
	Literaturverzeichnis	201

Einführung

„Daß ich erkenne, was die Welt
Im Innersten zusammenhält.“

[1]

Seit dem Altertum dauert die Suche der Menschheit nach den letzten Grundbausteinen der uns umgebenden Welt an. Mitte des letzten Jahrhunderts hat sich aus dieser Suche, die eine Suche nach immer kleineren Strukturen ist, die Hochenergiephysik entwickelt. Diese untersucht die subnukleare Struktur der Materie. Bisheriger Höhepunkt ist die Formulierung des sogenannten Standardmodells [2]. Im Rahmen dieses Modells sind die fundamentalen Bausteine der Materie in drei Generationen von jeweils zwei Quarks und zwei Leptonen eingeteilt. Die fundamentalen Wechselwirkungen werden dabei durch Eichtheorien beschrieben, die Wechselwirkungen auf den Austausch von Eichbosonen zurückführen.

Aus dem Noether-Theorem [3] folgt, daß zu jeder Symmetrieoperation – einer Operation, deren Anwendung die Lagrangedichte eines physikalischen Systemes invariant läßt – eine Erhaltungsgröße existiert. Es folgt beispielsweise aus der Invarianz bezüglich zeitlicher Translation die Erhaltung der Energie. Aus der Existenz von Erhaltungsgrößen ergeben sich Auswahlregeln für physikalische Prozesse, woraus folgert, daß bei der Beobachtung der Verletzung einer Auswahlregel, die zugehörige Symmetrie ebenfalls verletzt ist.

Im Rahmen des Standardmodells sind alle Eichtheorien invariant unter Anwendung der kombinierten, diskreten Symmetrieoperationen Ladungsumkehr C , Raumspiegelung P (Paritätsoperation) und Zeitumkehr T [4]. Man spricht von erhaltener CPT -Symmetrie.

Experimentell wurde beobachtet, daß die C und P Symmetrien einzeln verletzt sind. Auch wenn derzeit keine gesicherten experimentellen Hinweise auf eine Verletzung der T Symmetrie existieren, zeigten Christenson et al. erstmals im Jahr 1964, daß bei schwachen Wechselwirkungen die CP -Symmetrie nicht erhalten ist, woraus eine Verletzung der T -Symmetrie abgeleitet werden kann. Bei diesem Experiment wurde beobachtet, daß der schwache Zerfall des neutralen, langlebigen K^0 -Mesons, das einen CP -Eigenwert von -1 besitzt, mit einer Wahrscheinlichkeit von $2 \cdot 10^{-3}$ nicht in einen Endzustand mit drei Pionen und einem CP -Eigenwert von -1 zerfällt, sondern in einen mit 2 Pionen und CP -Eigenwert $+1$ [5].

Aus theoretischen Überlegungen folgt, daß die CP -Verletzung auch im System der sogenannten B -Mesonen meßbar sein muß. Eine solche Messung ist aus folgenden Gründen wichtig:

- Sollte bei schwachen Zerfällen von B -Mesonen die CP -Symmetrie erhalten sein, wären die Beobachtungen im K -System nur schwer innerhalb des Standardmodells zu erklären [6].
- Anders als im K -System sind die zum Verständnis der Ergebnisse notwendigen Parameter der Rechnung vergleichsweise gut bekannt. Zudem ergibt sich durch Messung weiterer Parameter eine Überbestimmung, womit die Konsistenz der Annahmen getestet werden kann [7].
- Aus Symmetrieüberlegungen wird erwartet, daß Materie und Antimaterie zu gleichen Mengen im frühen Kosmos produziert wurden. Die Nichterhaltung der CP -Symmetrie ist eine Voraussetzung zur Erklärung für das beobachtete extreme Ungleichgewicht zwischen Materie und Antimaterie [8].

Es wurden mehrere Experimente aufgebaut, mit denen die CP -Verletzung im B -System untersucht werden soll. Die Experimente Belle [9] und BaBar [10] verwenden zur Produktion von B -Mesonen dedizierte Elektron-Positron-Maschinen. Am deutschen Elektronensynchrotron DESY in Hamburg wurde das Experiment HERA-B aufgebaut. Hier werden die B -Mesonen durch tiefinelastische Wechselwirkungen von Protonen der Speicherringanlage HERA mit den Nukleonen eines festen Targets erzeugt.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist der Vertexdetektor des HERA-B Experimentes. Mit diesem kann die zur Untersuchung der CP-Verletzung im System der neutralen B -Mesonen notwendige Messung der Zerfallslänge der B -Mesonen durchgeführt werden. Dieser Vertexdetektor besteht aus 64 Siliziumstreifenzählern, von denen 56 beweglich sind.

Den Schwerpunkt der Arbeit bildet die geometrische Kalibration des Vertexdetektors, die sogenannte Alignierung dieser Komponente. Es wird gezeigt, wie sich diese weitgehend ohne Benutzung externer Informationen, insbesondere ohne eine Messung der Spurimpulse durchführen läßt.

Im ersten Kapitel werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Messung der CP-Verletzung im System der neutralen B -Mesonen, sowie das HERA-B Experiment vorgestellt. Im darauf folgenden Kapitel werden sowohl der Aufbau des Vertexdetektors, wie auch die Grundlagen der für die Auswertung seiner Daten benutzten Rechnerprogramme beschrieben. Danach wird gezeigt, wie sich eine grobe Alignierung durchführen läßt. Ziel dabei ist es, eine Güte der Alignierung zu erreichen, die es erlaubt, die Programme zur Rekonstruktion von Spuren zu benutzen. Es zeigte sich, daß zur Durchführung der im fünften Kapitel beschriebene Präzisionsalignierung nicht nur gemessene Spuren vorliegen müssen, sondern auch Daten mit sehr hoher Qualität zur Verfügung stehen müssen. Untersuchungen zur Datenqualität und daraus resultierende automatische Systeme zur ihrer Sicherstellung werden daher zuvor im vierten Kapitel gezeigt.

Im abschließenden sechsten Kapitel werden Untersuchungen mit dem Vertexdetektor, insbesondere des mit der Alignierung erreichten Auflösungsvermögens gezeigt

1 Das HERA-B Experiment

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der CP-Verletzung im B-System kurz umrissen, gefolgt von der Beschreibung der beim HERA-B Experiment angewandten Meßmethode. Im dritten Teil des Kapitels ist der Aufbau des HERA-B Detektors beschrieben.

1.1 CP-Verletzung im Standardmodell

Die drei, durch das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschriebenen Generationen von Quarks und Leptonen sind in Tabelle 1-1 zusammengefaßt. Die Wechselwirkungen zwischen diesen Fermionen mit halbzahligen Spin erfolgen durch den Austausch von Eichbosonen, mit ganzzahligen Spin. Die Tabelle nennt jeweils zuerst die Leptonen und Quarks jeder Generation, deren dritte Komponente des schwachen Isospins $+1/2$ beträgt.

Generation	1	2	3
Leptonen	e	μ	τ
	ν_e	ν_μ	ν_τ
Quarks	u	c	t
	d	s	b

Tabelle 1-1 : Die Fermionen des Standardmodells.

Die nur zwischen Quarks wirkende starke Kraft kommt physikalisch durch den Austausch der als „Gluonen“ bezeichneten, masselosen Eichbosonen zustande und wird durch die Eichgruppe $SU(3)$ mathematisch beschrieben [11].

Mathematisch werden elektromagnetische und schwache Kraft vereinheitlichend als elektroschwache Kraft durch die Eichgruppe $SU(2) \times U(1)$ beschrieben. Ihre vier Bosonen koppeln an Quarks und Leptonen. Davon ist das Photon masselos, während sowohl das neutrale Z^0 , als auch die beiden Bosonen des geladenen schwachen Stroms W^\pm Massen von $91,2 \text{ GeV}$ beziehungsweise $80,4 \text{ GeV}$ besitzen [12]. Die elektroschwache Kraft ermöglicht durch Austausch eines W-Bosons direkte Übergänge zwischen den Teilchengenerationen.

Die experimentelle Tatsache des Auftretens von massiven Fermionen und Bosonen wird im Rahmen des Standardmodells durch den Higgs-Mechanismus beschrieben. Die im einfachsten Fall dazu eingeführten vier Felder koppeln an die Fermionen und Bosonen, sowie sich selbst. Der Vakuumenergieerwartungswert dieser Felder ist von Null verschieden, daher kann eine sogenannte spontane Symmetriebrechung auftreten, welche die Massen generiert. Anschaulich ausgedrückt, schirmen dann die „Higgs-Teilchen“ genannten Quanten dieser Felder die Reichweite der schwachen Wechselwirkung ab und verleihen den W und Z Bosonen, sowie den Fermionen eine effektive Masse [13].

Es kann gezeigt werden, daß die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung nicht notwendigerweise identisch sind mit den Masseneigenzuständen der Quarks. Dies beruht auf der Kopplung der Fermionmassen an das Higgs-Feld, deren Parameter vom Standardmodell nicht vorausgesagt werden [11], [14].

Werden konventionsgemäß die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung und der Massen für die schweren Quarks u , c und t identisch gewählt und die Masseneigenzustände der leichteren Quarks mit dem Vektor $(d^M \quad s^M \quad b^M)^T$ bezeichnet, so wird der Übergang zu den Eigenzuständen

den der schwachen Wechselwirkung durch die sogenannte Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrix V_{CKM} , vorgenommen. Diese ist unitär und im allgemeinen komplexwertig. Es gilt somit für den Vektor der mit I bezeichneten Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung der leichteren Quarks:

$$\begin{pmatrix} d^I \\ s^I \\ b^I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d^M \\ s^M \\ b^M \end{pmatrix} \quad (1-1)$$

Die 18 Parameter einer allgemeinen komplexwertigen Matrix mit der Dimension drei reduzieren sich im Fall der CKM-Matrix durch die Forderung der Unitarität zu neun Parametern. Es kann eine Parametrisierung gewählt werden, die drei reelle Winkel und sechs komplexe Phasen enthält. Von diesen sechs Phasen lassen sich vier relative und eine globale durch geeignete Rotation der CKM-Matrix zu Null setzen. Es verbleiben mit den drei reellen Winkeln und der komplexen Phase vier Parameter, die im Standardmodell experimentell zu bestimmen sind.

Es kann gezeigt werden, daß die Komplexwertigkeit der CKM-Matrix, also eine nichtverschwindende komplexe Phase, die einzige Ursache der CP-Verletzung im Standardmodell ist [14]. Üblicherweise wird die CKM-Matrix in der von Wolfenstein eingeführten Parametrisierung mit den vier reellen Parametern λ , A , ρ und η gegeben [15], bei der die Parameter der CKM-Matrix nach dem Parameter $\lambda = V_{us}$ entwickelt werden:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1-2)$$

In der Parametrisierung von Wolfenstein ist die relative Stärke der Quarkübergänge durch Potenzen von λ ausgedrückt, Messungen ergeben $\lambda \cong 0,22$ [12].

Die Unitarität der CKM-Matrix läßt sich durch Bedingungsgleichungen zwischen ihren Parametern ausdrücken. Ein Beispiel dafür ist:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1-3)$$

Diese komplexwertigen Gleichungen lassen sich als Dreiecke in der komplexen Zahlenebene auffassen. Das aus Gleichung (1-3) resultierende Dreieck ist in Teilbild a.) von Abbildung 1-1 dargestellt.

Mit der Phasenkonvention der Parametrisierung nach Wolfenstein ist der Imaginärteil des Summanden $V_{cd}V_{cb}^*$ nahezu reell. Damit kann diese Seite des durch Gleichung (1-3) beschriebenen Dreiecks so gedreht werden, daß sie auf der reellen Achse liegt. Weiterhin kann das Dreieck so reskaliert werden, daß diese Seite die Länge eins hat. Mit diesen Konventionen ergibt sich das in Teilbild b.) von Abbildung 1-1 gezeigte sogenannte Unitaritätsdreieck.

Im Fall von $\eta \neq 0$, bei einer nichtverschwindenden Fläche des Unitaritätsdreiecks wird die Voraussetzung für CP-Verletzung im Standardmodell erfüllt, die in einer komplexwertigen CKM-Matrix besteht.

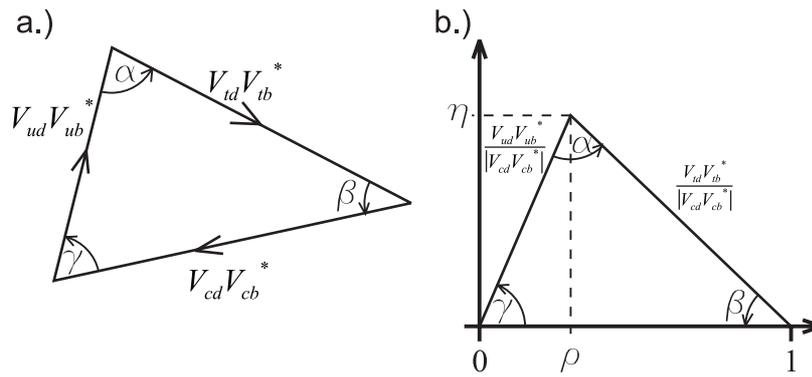


Abbildung 1-1: Das durch Gleichung (1-3) beschriebene Unitaritätsdreieck. Teilbild a zeigt das allgemeine Dreieck, Teilbild b das, aus der im Text beschriebenen Drehung und Skalierung resultierende.

Die in der Abbildung gezeigten Winkel sind über die folgenden Relationen mit den Parametern der CKM-Matrix verbunden:

$$\alpha = \arg \frac{V_{td} V_{tb}^*}{|V_{ud} V_{ub}^*|}, \quad \beta = \arg \frac{V_{cd} V_{cb}^*}{|V_{td} V_{tb}^*|}, \quad \gamma = \arg \frac{V_{ud} V_{ub}^*}{|V_{cd} V_{cb}^*|} \quad (1-4)$$

Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, ist insbesondere der Winkel β experimentell durch die Untersuchung von Zerfällen neutraler B-Mesonen zugänglich. Die Messung eines von Null verschiedenen Winkels β bedeutet den Nachweis der CP-Verletzung im B-System.

Eine weitere Unitaritätsrelation ist $V_{ud} V_{us}^* + V_{cd} V_{cs}^* + V_{td} V_{ts}^* = 0$ diese ist mit den in der Einführung erwähnten Zerfällen von neutralen K-Mesonen verbunden. Der Vergleich von (1-1) und (1-2) ergibt, daß die beiden ersten Summanden von der Größenordnung eins sind und der dritte von der Größenordnung λ^5 . Dies ist der Grund dafür, daß die CP-Verletzung im B-System wesentlich leichter nachweisbar ist als im K-System.

1.2 Messung der CP-Verletzung bei HERA-B

Im Folgenden soll gezeigt werden, mit welcher Methode durch den HERA-B Detektor die zuvor beschriebene CP-Verletzung experimentell überprüft werden kann.

Beim Zerfall schwerer Quarks, der durch den geladenen schwachen Strom vermittelt wird, treten Übergangsamplituden A auf, die ein Produkt von CKM Matrixelementen enthalten. Komplexe CKM-Matrixelemente führen zu einer komplexen Phase in diesen Produkten. Ist die Wahrscheinlichkeit P für einen Übergang nur aus einer Amplitude durch $P \propto |A|^2$ zusammengesetzt, so haben die komplexen Phasen keine physikalische Bedeutung. Ist P jedoch aus mehreren unterschiedlichen Amplituden zusammengesetzt, so kommt es zur Interferenz. Im Fall von zwei unterschiedlichen Amplituden ergibt sich: $P \propto |A_1 + A_2|^2$. Die durch Gleichung (1-4) definierten Winkel beinhalten solche Amplituden.

Bei neutralen B-Mesonen tritt die sogenannte Mischung der Zustände auf. Sie bezeichnet die Erscheinung, daß ein B^0 -Meson, das ein d - und ein Anti- b -Quark enthält, in sein Anteilchen $\overline{B^0}$ übergehen kann, das aus einem Anti- d - und einem b -Quark besteht [16]. Wird als Endzustand ein CP-Eigenzustand gewählt, der sowohl von B^0 als auch von $\overline{B^0}$ erreicht werden kann, so werden die komplexen Phasen der CKM-Matrix durch die Interferenz zwischen dem direkten Zerfall und dem Zerfall nach vorheriger Mischung beobachtbar.

Die Erzeugung von b -Quarks erfolgt im Fall des HERA-B Experiments durch tiefinelastische Proton-Nukleon-Streuung der Protonen des HERA-Speicherringes in einem festen Target, wofür sich die folgende Reaktionsgleichung angeben läßt [17]:

$$\begin{aligned}
pN &\rightarrow b\bar{b} + X \rightarrow B^0 + \bar{B} + Y \\
pN &\rightarrow b\bar{b} + X \rightarrow \bar{B}^0 + B + Y'
\end{aligned}
\tag{1-5}$$

In Gleichung (1-5) bezeichnen X , Y und Y' hadronische Endzustände. B^0 und \bar{B}^0 stehen für die zu untersuchenden neutralen B-Mesonen, während B und \bar{B} beliebige andere Hadronen bezeichnen, die ebenfalls ein b -Quark enthalten. Mit der Speicherringanlage HERA können Protonen auf eine Endenergie von 920 GeV beschleunigt werden. Die Produktionswahrscheinlichkeit für B-Mesonen nach Gleichung (1-5) beträgt bei dieser Energie etwa 10^{-6} .

Einer von mehreren Zerfallskanälen in denen die CP Verletzung gemessen werden kann, ist der Zerfall von B^0 oder \bar{B}^0 in den CP-Eigenzustand aus J/ψ - und K_s^0 -Meson, wobei das J/ψ sofort weiter in ein Leptonpaar zerfällt, während das K_s^0 in ein Paar geladener Pionen zerfällt :

$$\begin{aligned}
B^0 &\rightarrow J/\psi K_s^0 \rightarrow l^+ l^- \pi^+ \pi^- \\
\bar{B}^0 &\rightarrow J/\psi K_s^0 \rightarrow l^+ l^- \pi^+ \pi^-
\end{aligned}
\tag{1-6}$$

Diese Reaktion erlaubt besonders effiziente Schnitte, um den Untergrund aus Reaktionen, bei denen kein B-Meson produziert wurde, zu unterdrücken; aus diesem Grund wird sie in der Literatur auch der „goldene Zerfallskanal“ genannt.

Die CP-Verletzung ist durch einen Unterschied der Zerfallsraten der B^0 und \bar{B}^0 in den selben CP-Eigenzustand $J/\psi K_s^0$ als zeitabhängige Asymmetrie meßbar:

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) - \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)}{\Gamma(B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) + \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)} = \sin 2\beta \sin xt
\tag{1-7}$$

Mit x ist hier der Mischungsparameter zwischen B^0 - und \bar{B}^0 - Zustand bezeichnet. Der Parameter β ist durch Gleichung (1-4) definiert..

Das Wissen, ob ein B^0 - oder \bar{B}^0 -Meson (Signalmeson) in einen beobachteten $J/\psi K_s^0$ -Endzustand zerfallen ist, muß aus dem zusätzlichen nach Gleichung (1-5) entstandenen B-Meson gewonnen werden. Dazu kann zum Beispiel aus dem Ladungsvorzeichen der bei seinem Zerfall entstehenden Leptonen und Kaonen bestimmt werden, ob es ein b - oder \bar{b} -Quark enthielt. Das Signalmeson muß wegen der Quantenzahlerhaltung ein b -Quark mit umgekehrtem Flavour enthalten; es kann so festgestellt werden, ob das Signalmeson ein B^0 oder \bar{B}^0 war [17].

Eine Schwierigkeit des Experimentes ist der sehr geringe Bruchteil von Signalzerfällen. Dieser ergibt sich aus der Produktionswahrscheinlichkeit ($8 \cdot 10^{-7}$) und dem Verzweigungsverhältnis ($4 \cdot 10^{-5}$) für einen Zerfall in den gewünschten Zerfallskanal zu $3,3 \cdot 10^{-11}$. Von diesen Signalzerfällen kann der Detektor nur ungefähr 10% nachweisen. Auf der anderen Seite ist die Beobachtung von etwa 1000 Signalzerfällen nötig, um einen Wert von $\Delta_{\sin 2\beta} = 0,03$ zu messen. Es müssen also 10^{15} tiefinelastische Wechselwirkungen auf Signalzerfälle untersucht werden.

Um den sehr seltenen Zerfall zu detektieren, ist eine hohe Produktionsrate und ein spezialisierter Detektor erforderlich. Die Beschreibung des Detektors ist Thema des nächsten Abschnitts.

1.3 Der Aufbau des HERA-B Detektors

Der für den goldenen Zerfall optimierte HERA-B Detektor ist in einem schematischen Überblick in Abbildung 1-2 gezeigt. In diesem Abschnitt wird sein Aufbau kurz vorgestellt, eine ausführliche

Zusammenstellung von Aufbau und Funktion der Komponenten findet sich in [18], sowie den, bei der Vorstellung der einzelnen Komponenten angegebenen Referenzen.

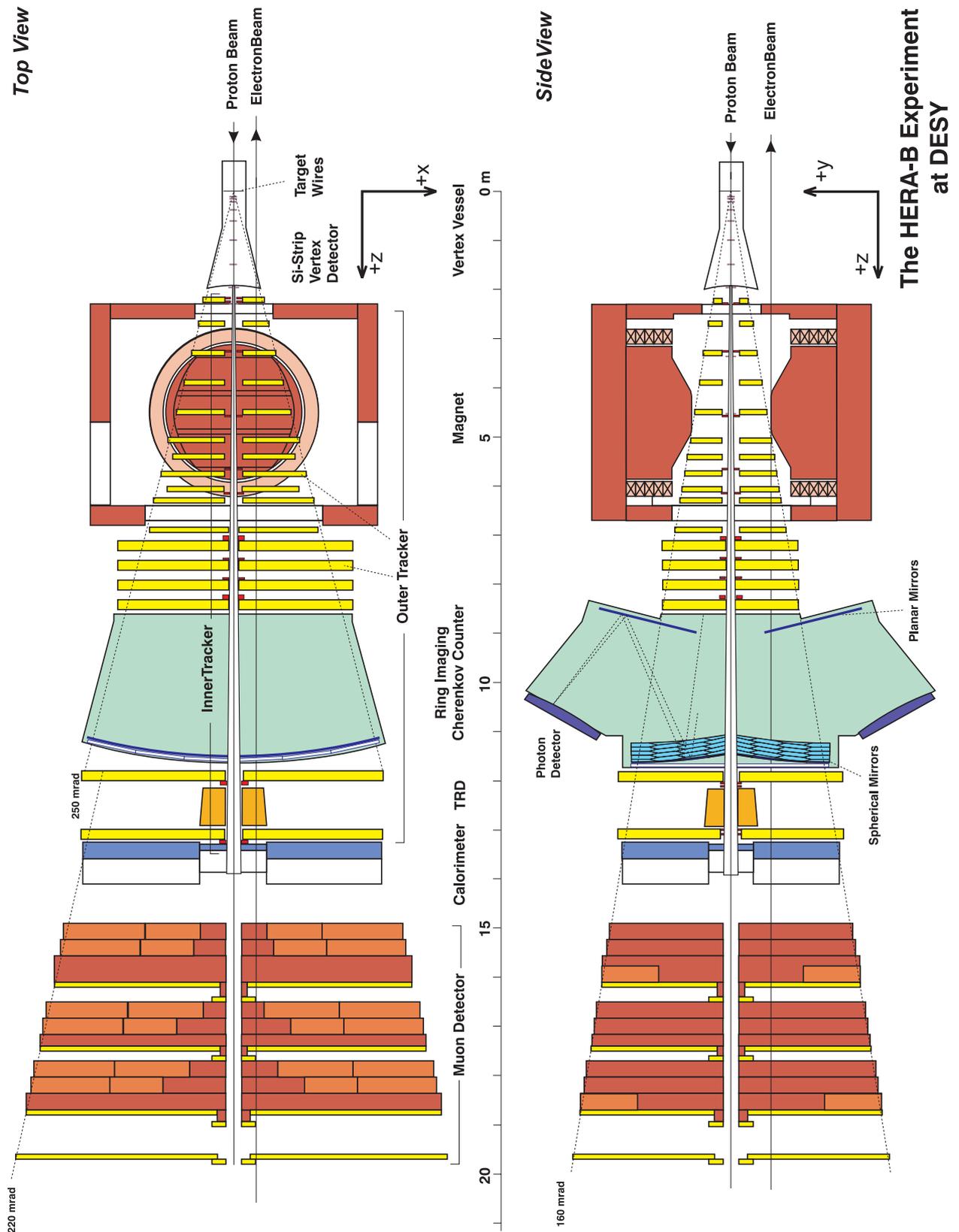


Abbildung 1-2: Schematische Übersichtszeichnung des HERA-B Detektors. Eine Erklärung der Komponenten ist im Text gegeben.

Der Detektor befindet sich in der Westhalle der Speicherringanlage HERA, deren 920 GeV Protonenstrahl zusammen mit einem festen Target zur Produktion der neutralen B-Mesonen verwendet wird. Die Abbildung 1-3 zeigt schematisch die Anordnung der Speicherringanlage. Sowohl Proton- als auch Elektronenstrahl sind mit Strahlrohren durch den HERA-B Detektor geführt.

Die Schwerpunktsenergie der Proton-Nukleon-Reaktion ergibt sich zu ca. 40 GeV. Dies bedeutet, daß die Reaktionsprodukte im Laborsystem einen kleinen Winkel bezüglich der Strahlachse besitzen. Der Detektor ist daher als magnetisches Vorwärtsspektrometer mit konischer Form ausgebildet, das den Raumwinkelbereich (Akzeptanzbereich) von 10 mRad bis 250 mRad im Laborsystem überdeckt. Dies entspricht etwa 90 % des Raumwinkelbereiches im Schwerpunktsystems der Reaktion.

Das rechtshändige Koordinatensystem des HERA-B Detektors hat seinen Ursprung auf der Mittelachse des Protonen-Strahlrohres, wobei die positive z-Achse in Strahlrichtung verläuft. Da die positive y-Achse vertikal nach oben zeigt, ergibt sich ein Verlauf der positiven x-Achse, der zum Zentrum des Speicherringes weist. Die Position des Ursprungs auf der Mittelachse des Strahlrohres bezeichnet einen Punkt in der Nähe des Targets. Per Definition befindet sich dieser Punkt in einem Abstand von 4500 mm vom Mittelpunkt des Magneten.

Die Forderung nach der Beobachtung von 10^{15} tiefinelastischen Wechselwirkungen zur Messung der CP-Verletzung im B-System, übersetzt sich bei einer jährlichen Meßdauer von 3000 Stunden und einer Datennahmezeit von drei Jahren zu einer Proton-Nukleon-Wechselwirkungsrate am Target von etwa 40 MHz. Diese hohen Wechselwirkungsraten führen sowohl zu einer sehr hohen Anzahl von geladenen Spuren als auch zu einer hohen Strahlenbelastung in den Detektorkomponenten.

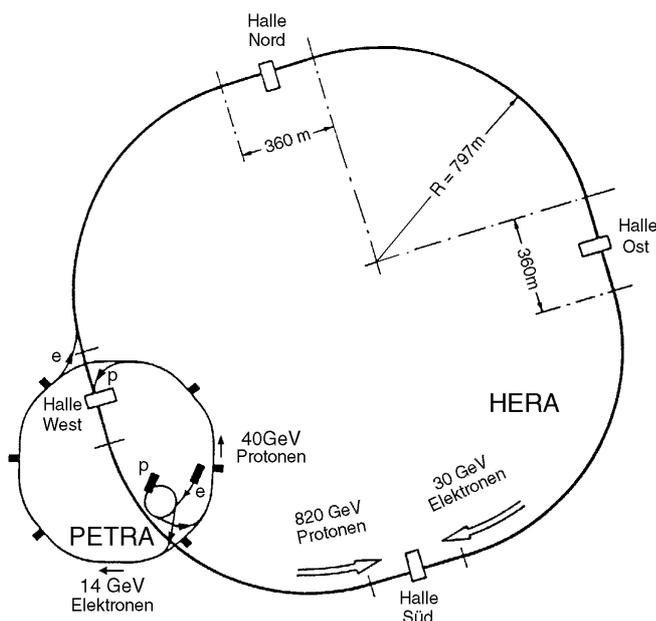


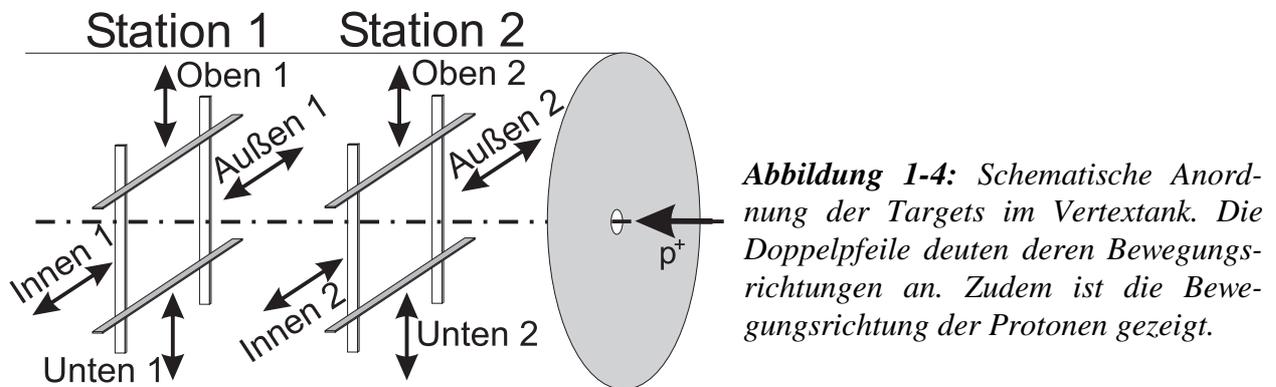
Abbildung 1-3: Die Speicherringanlage HERA mit den Experimentierhallen und den benötigten Vorbeschleunigern. Der HERA-B Detektor befindet sich in „Halle West“. Die Richtung des Umlaufs des Protonenstrahls verläuft von der Halle Nord zur Halle West.

1.3.1 Das Targetsystem

Die Speicherringanlage HERA ist so konzipiert, daß pro Sekunde 8,5 Millionen Protonenpakete das Target des HERA-B Detektors passieren, daher müssen zur Erzeugung der geplanten Wechselwirkungsrate von 40 MHz vier bis fünf simultane Reaktionen erfolgen. Diese werden auf bis zu acht Targetdrähte von zumeist rechteckigem Querschnitt verteilt, die im Betrieb den Protonenstrahl umgeben.

Die Targetdrähte sind auf Keramikgabeln gespannt, die sich im Hochvakuum des Speicherringes im vorderen Bereich des sogenannten Vertexkammers befinden, der in Abschnitt 2.2 vorgestellt wird. Die acht Targets können durch Schrittmotoren unabhängig voneinander verfahren werden [19]. Diese Drähte werden zur Erzeugung von Wechselwirkungen durch die Schrittmotoren in die Außenbereiche des Protonenstrahls gefahren. Durch eine Steuerung erfolgen die Bewegungen der Drähte relativ zum Strahlzentrum so, daß sowohl die Wechselwirkungsrate zeitlich so konstant wie möglich ist, wie auch die Wechselwirkungen möglichst gut auf alle in Strahlhöhe befindlichen Drähte verteilt werden [20], [21].

Abbildung 1-4 zeigt schematisch die Anordnung der Targets bezüglich des Protonenstrahls mit ihrer jeweiligen Bewegungsrichtung, sowie ihre im Laufe der Arbeit verwendeten Bezeichnungen. Die Abmessungen und Materialien der einzelnen Targets für die Meßperiode 2000 sind in Tabelle 1-2 zusammengefaßt. Konventionsgemäß ist mit der Bezeichnung „innen“ eine Targetposition im Inneren des durch den Speicherring definierten Kreises gemeint, mit „außen“ entsprechend eine außerhalb. Innere Targets befinden sich also im HERA-B Koordinatensystem an positiven x-Positionen, äußere an negativen.



Station 1		Oben 1	Unten 1	Innen 1	Außen 1
Material		Titan	Titan	Titan	Titan
Abmessung longitudinal	$[\mu m]$	500	500	500	500
Abmessung transversal	$[\mu m]$	50	50	50	50
z – Position	$[mm]$	-17	-15	-10	-11
fährt in Achse		+ y	- y	+ x	- x

Station 2		Oben 2	Unten 2	Innen 2	Außen 2
Material		Aluminium	Wolfram	Kohlenstoff	Titan (rund)
Abmessung longitudinal	$[\mu m]$	500	500	1000	50
Abmessung transversal	$[\mu m]$	50	50	100	50
z – Position	$[mm]$	-57	-58	-49	-52
fährt in Achse		+ y	- y	+ x	- x

Tabelle 1-2: Material und Geometrie der Drähte. Die Abmessungen sind in Flugrichtung der Protonen (longitudinal) und senkrecht dazu (transversal) angegeben.

1.3.2 Die Spurmeßsysteme

Zu den Spurmeßsystemen des HERA-B Detektors gehören der Vertexdetektor, sowie das Spurkammersystem. Für alle Komponenten bestand beim Entwurf die Forderung einer maximalen Belegungsichte von unter 5 % bei der vorgesehenen Wechselwirkungsrate von 40 MHz.

Die Hauptaufgabe des Vertexdetektors ist sowohl die Bestimmung der Orte der Primärwechselwirkungen (Primärvertices) also auch die der Zerfallsorte (Sekundärvertices) der B-Mesonen. Im goldenen Zerfallskanal zerfallen die B^0 -Mesonen nach einer mittleren Strecke von 9 mm in J/ψ -Mesonen, die sofort weiter in Leptonen also Elektronen oder Myonen zerfallen.

Die aus dem Abstand von Primär- und Sekundärvertex bestimmte Zerfallslänge der B^0 -Mesonen wird zur Unterdrückung des Untergrundes von sogenannten direkten J/ψ -Mesonen benutzt, die in der primären Reaktion produziert werden und sofort in ein Leptonpaar zerfallen.

Für die Messung der Zerfallslänge der B-Mesonen und die Unterdrückung direkter J/ψ -Mesonen ist eine Auflösung des Vertexdetektors von 500 μm in longitudinaler beziehungsweise 25 μm in transversaler Richtung erforderlich [18].

Weiterhin können die Sekundärvertices der K_s^0 -Mesonen rekonstruiert werden, die bereits im Vertexdetektor zerfallen. Aufgrund ihrer mittleren Zerfallslänge von 1,1 m ist dies nur bei einem kleinen Teil der K_s^0 -Mesonen möglich, die Vertices der übrigen befinden sich im Spurkammersystem. Um die Zuordnung von Treffern im Vertexdetektor zu Spuren zu erleichtern, ist dieser so ausgeführt, daß eine eigenständige Spurrekonstruktion möglich ist. Sein Aufbau und seine Funktion sind im folgenden Kapitel beschrieben.

Die Impulsmessung der geladenen Reaktionsprodukte erfolgt mit einem Dipolmagneten in Verbindung mit dem Spurkammersystem. Die Anordnung des Magneten ist so gewählt, daß 85 % der K_s^0 -Mesonen vor dem hinteren Ende des Magneten zerfallen, womit die Impulsmessung der entstehenden Pionen möglich ist. Die angestrebte Impulsauflösung der Kombination von Magnet und Spurmeßsystem beträgt $\Delta p/p = 10^{-4}$ [18].

Zur Anpassung an die nach außen abnehmende Teilchendichte werden für das Spurkammersystem unterschiedliche Technologien eingesetzt. Im innersten Bereich um das Strahlrohr werden Gas-Mikrostreifenzähler verwendet, während im äußeren Bereich Driftzellen mit hexagonaler Form und variierenden Durchmessern und Längen zur Anwendung kommen.

Das innere Spurmeßsystem deckt einen radialen Bereich von 6 cm bis 30 cm ab. Bei der geplanten Wechselwirkungsrate des HERA-B Detektors von 40 MHz ergibt sich für das innerer Spurkammersystem eine Flußdichte minimalionisierender Teilchen von $2 \cdot 10^4 \text{ mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In diesem Fall beträgt die jährlich akkumulierte Strahlungsdosis bis zu 1 Mrad. Bei Bestrahlungstests mit Röntgenstrahlung zeigten die vorgesehenen Gas-Mikrostreifenzähler nach Akkumulation einer Strahlendosis von einigen Mrad kaum Alterungserscheinungen. Im Laufe der Systementwicklung zeigte sich jedoch, daß diese Zähler bei Bestrahlung mit hochionisierenden Teilchen rasch zerstört werden [22]. Aus diesem Grund erfolgt ein Teil der Gasverstärkung bei den nun verwendeten und erfolgreich getesteten Zählern durch eine Gas-Elektron-Multiplier-Folie (GEM) [23]. Zur Auslese der Analogsignale der Kammern wird, wie im Fall des im nächsten Kapitel beschriebenen Vertexdetektors der HELIX Baustein eingesetzt [24].

Das äußere Spurkammersystem füllt den Raumwinkelbereich zwischen dem inneren Spurkammersystem und der äußeren Grenze von 250 mRad aus. Das Grundmaterial der sechseckigen Driftzellen besteht aus leitfähiger Polycarbonatfolie, deren Oberfläche mit Gold bedampft ist, um die nötige Leitfähigkeit herzustellen. Die Zähldrähte bestehen aus 25 μm dicken Wolframdrähten mit Goldüberzug. Der Kompromiß aus einer maximal 5 %igen Belegungsichte und einer möglichst geringen Kanalzahl resultiert in der Verwendung von Zellen mit 5 und 10 mm Durchmesser, woraus sich insgesamt etwa 120000 Auslesekanäle ergeben [25].

1.3.3 Die Teilchenidentifikationssysteme

Zur Teilchenidentifikation wird ein Ringbild-Cherenkovzähler („RICH“) zusammen mit einem Übergangsstrahlungszähler („TRD“) im inneren Bereich, sowie dem elektromagnetischem Kalorimeter („Calorimeter“) und dem Myonsystem („Muon Detektor“) benutzt.

Der Ringbild-Cherenkovzähler dient zur Unterscheidung von Kaonen, Pionen und Protonen. Er besteht aus einem Tank, der mit dem Radiatorgas C_4F_{10} gefüllt ist. Das beim Durchtritt geladener Teilchen durch das Radiatorgas emittierte Cherenkovlicht wird über eine Kombination aus Hohl- und Planspiegeln auf die Ausleseebenen oberhalb und unterhalb des Akzeptanzbereiches fokussiert und dort jeweils von einer Matrix aus insgesamt 27000 Sekundärelektronenvervielfachern ausgelesen. Die Unterscheidung von Kaonen und Pionen ist im Impulsbereich von 12 bis 54 GeV , die von Kaonen und Protonen im Bereich von 23 bis 85 GeV möglich [26].

Der Übergangsstrahlungszähler ist zur besseren Trennung von Elektronen und Hadronen im inneren Bereich mit hoher Spurdichte vorgesehen. Es wird eine Effizienz von 95 % und ein Unterdrückung der Hadronen um den Faktor 100 angestrebt [27].

Das elektromagnetische Kalorimeter überdeckt den vollen Akzeptanzbereich des Spektrometers und wird zur Energiebestimmung von Elektronen und Photonen eingesetzt. Im Fall von HERA-B wird ein Sampling-Kalorimeter aus longitudinal alternierenden Lagen von Absorber- und Szintillatorplatten verwendet. Das Szintillationslicht wird von optischen Fasern gesammelt und von einem Sekundärelektronenvervielfacher pro Kalorimeterzelle ausgelesen. Das Kalorimeter ist in drei Bereiche unterschiedlicher Granularität von jeweils 2000 Zellen segmentiert. Im strahlnächsten Bereich werden Zellen mit Kantenlängen von 22,3 mm verwendet, bei denen das Absorbermaterial aus einer Wolframlegierung besteht. Die Zellen des nächstäußeren Bereiches besitzen eine Kantenlänge von 55,8 mm, gefolgt von solchen mit einer Kantenlänge von 112 mm. In den äußeren Bereichen wird Blei als Absorbermaterial verwendet. Die gemessene Energieauflösung des Kalorimeters beträgt im inneren Bereich $\Delta E/E = \sqrt{(23\%/\sqrt{E})^2 + (3\%)^2}$, im äußeren

$\Delta E/E = \sqrt{(15\%/\sqrt{E})^2 + (3\%)^2}$ [28]. Die Ortsauflösung beträgt im inneren, mittleren und äußeren Bereich 1,2 mm, 4,2 mm und 10 mm [29].

Das Myonsystem besteht aus vier Superlagen von Proportionalkammern. Vor den ersten drei Superlagen befindet sich jeweils ein Absorber mit einer longitudinalen Ausdehnung von 1 m aus Eisen und Stahlbeton. Die Identifikation der Myonen erfolgt aufgrund ihres hohen Durchdringungsvermögens. Die Absorberstärke ergibt sich aus dem Kompromiß zwischen einer möglichst guten Absorption von Hadronen und einer möglichst geringen Vielfachstreuung im Material. Aufgrund der Vielfachstreuung besteht für die Identifikation der Spur eines Myons durch den Detektor eine untere Impulsgrenze von 4,5 GeV/c . Bei einer Effizienz von 99 % wurde eine Wahrscheinlichkeit ein Pion fälschlicherweise als Myon zu identifizieren zu 0,8 % gemessen. Für Kaonen ergab sich eine Wahrscheinlichkeit von 0,6 % [30].

1.3.4 Das Trigger- und Datennahmesystem

Der zeitliche Abstand des Durchfluges zweier aufeinander folgender Protonenpakete beträgt am Speicherring HERA 96 ns. Aus betriebstechnischen Gründen werden nicht alle möglichen Positionen mit Protonenpaketen gefüllt, so daß sich die mittlere Ereignisrate von 8,5 MHz ergibt, obwohl die Auslese der Detektorkomponenten mit 10,4 MHz, dem HERA-Taktsignal erfolgen muß. Aufgabe des vierstufigen Triggersystems ist es, die Ereignisrate von 8,5 MHz auf eine Rate von 25 Hz zu reduzieren, mit der die Ereignisse auf die Massenspeicher geschrieben werden. Eine schematische Übersicht des Systems zeigt die Abbildung 1-5 nach [31].

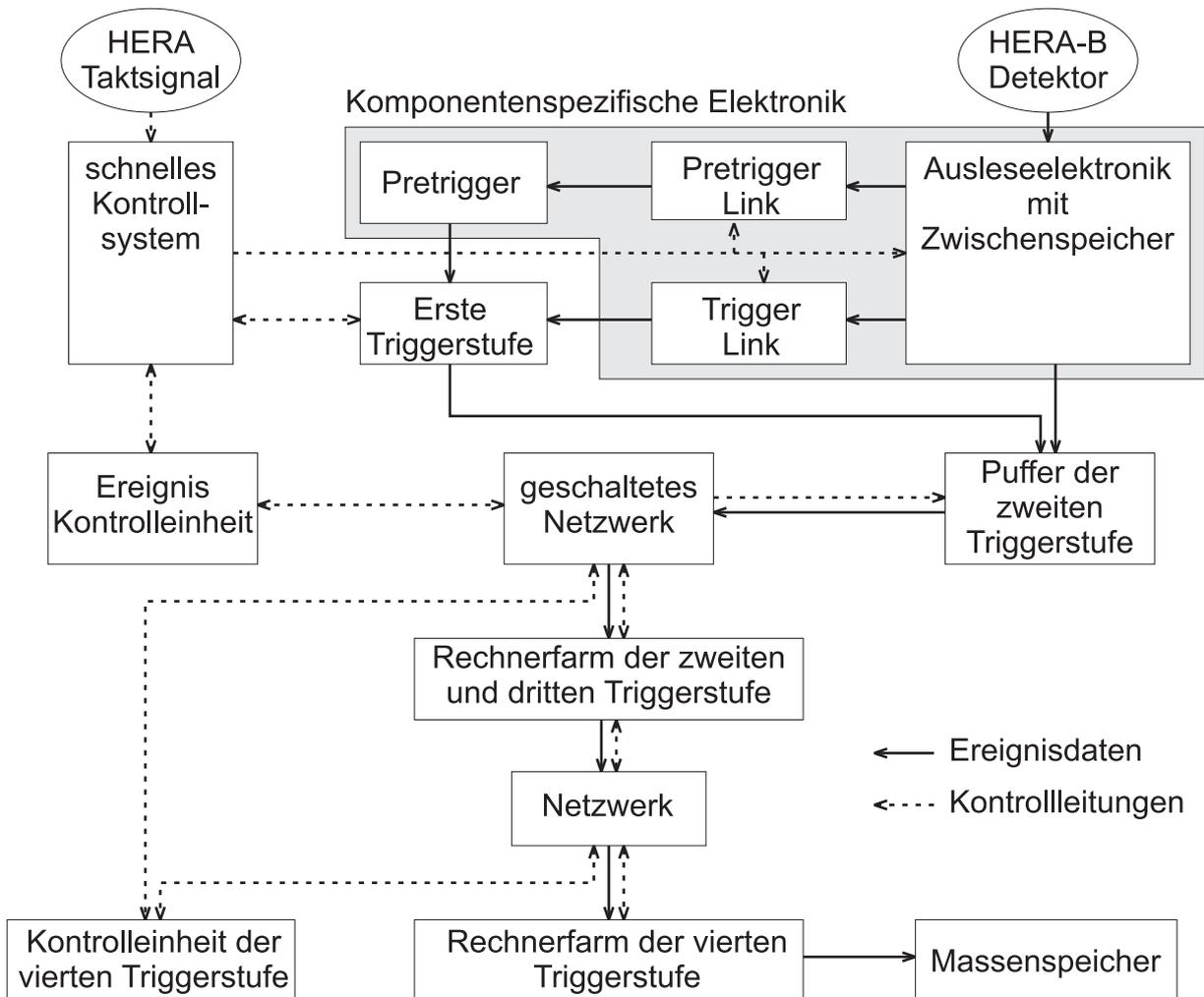


Abbildung 1-5: Schematische Übersicht des Trigger- und Datennahmesystems des HERA-B Experimentes.

Bei jedem HERA-Taktsignal, das ein mögliches Ereignis am Target signalisiert, werden die Signale aller Detektorkomponenten zwischengespeichert.

Die Daten des Kalorimeters und eines Teils des Myonsystems werden über eine Anpassungselektronik, den sogenannten „Link“ an die zugehörigen Pretrigger geschickt. Diese können das mögliche Vorhandensein eines Leptonpaares in einem Ereignis detektieren. Im Fall einer positiven Entscheidung werden die Informationen über die Kandidaten an die erste Triggerstufe weitergegeben. Diese benutzt die Trefferinformationen der Lagen eins, drei und vier des Myonsystems, sowie die der drei hinteren Lagen des Spurmeßsystems und der ersten Lage nach dem Magneten. Hierzu trägt auch das innere Spurkammersystem bei. Der dort und im Vertexdetektor verwendete Auslesebaustein HELIX besitzt deswegen zusätzliche digitale Ausgänge, die einen Treffer in einer Gruppe von acht Kanälen detektieren [32].

Mit den Trefferinformationen führt die erste Triggerstufe eine Spurensuche durch, wobei die Spurkandidaten der Pretrigger als Ausgangsbasis dienen. Auf Basis der Spuren werden die Impulse der Leptonen bestimmt und die invariante Masse der möglichen Mutterteilchen aller Elektronen- und Myonpaare mit ungleichem Ladungsvorzeichen berechnet. Durch einen Schnitt auf die invariante Masse können so die Leptonen aus dem goldenen Zerfallskanal bereits mit der ersten Triggerstufe selektiert werden [33]. Pretrigger und erste Triggerstufe zusammen besitzen eine maximale Entscheidungszeit von $12 \mu\text{s}$. Diese Zeit definiert die Dauer der Zwischenspeicherung der Signale aller Detektorkomponenten [34]. Der Reduktionsfaktor der ersten Triggerstufe beträgt

200. Die erste Triggerstufe erlaubt zudem auch einen Betriebsmodus, in dem nach den Spuren einzelner Leptonen gesucht wird.

Bei einer positiven Triggerentscheidung der ersten Stufe werden die Daten aller Kanäle des HERA-B Detektors ausgelesen, soweit benötigt digitalisiert und in den Pufferspeichern der zweiten Triggerstufe abgelegt. Die zweite Triggerstufe ist als Farm von 240 kommerziellen Rechnern (PC-Architektur) implementiert. Das die Rechner verbindende, geschaltete Netzwerk und die Puffer sind auf der Basis von digitalen Signalprozessoren ausgeführt.

Auf dieser Triggerstufe werden die Spurberechnungen der ersten Triggerstufe unter Verwendung aller Lagen des Spurmeßsystems erneut durchgeführt. Zudem werden die Spuren durch den Magneten verfolgt, und mit den Informationen des Vertexdetektors kombiniert. Um die Datenmenge der mit einer Eingangsrate von 50 kHz arbeitenden zweiten Triggerstufe gering zu halten, werden nur Informationen aus Bereichen in unmittelbarer Nachbarschaft der Spurkandidaten angefordert. Zudem werden die Spuren entgegen der Strahlrichtung verfolgt, wobei im Fall einer frühen negativen Triggerentscheidung keine Informationen aus den vorderen Bereichen des Detektors abgefragt werden. Daher werden Daten vom Vertexdetektor mit einer Rate von etwa 4 kHz angefordert [31].

Für jedes Paar von Spuren ungleich geladener Leptonen wird verlangt, daß diese einen gemeinsamen Vertex haben. Um den Untergrund durch direkte J/ψ -Mesonen zu unterdrücken, wird verlangt, daß der Vertex der J/ψ -Mesonen einen bestimmten Mindestabstand von typisch 4 mm zum Targetdraht hat.

Der Reduktionsfaktor der zweiten Triggerstufe beträgt 100, so daß sich eine Ausgangsrate von 500 Hz ergibt. Bei einer durchschnittlichen Bearbeitungsdauer von $3,8\text{ ms}$ pro Ereignis und der Eingangsrate von 50 kHz werden etwa 190 Prozessoren der Farm für die zweite Triggerstufe benötigt. Die übrigen 50 stehen der dritten Triggerstufe zur Verfügung.

Die Aufgabe der dritten Triggerstufe ist die weitere Reduktion der Ereignisrate um den Faktor zehn bis zwanzig, was bei einem Betrieb des Experimentes mit einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz erforderlich ist. Eine solche Reduktion ist zudem bei der Verwendung von weniger restriktiven Schnitten in der zweiten Filterstufe erforderlich. Die dritte Triggerstufe ist die erste, der die Informationen aus allen Kanälen des Detektors zur Verfügung steht. Insbesondere kann hier eine Spurrekonstruktion im gesamten Vertexdetektor durchgeführt werden [35].

Die Rechner der zweiten und dritten Triggerstufe senden ihre Daten über ein kommerzielles Rechnernetz zu den ebenfalls in PC-Architektur ausgeführten 200 Rechnern der vierten Triggerstufe. Auf dieser Stufe wird eine vollständige Rekonstruktion der Ereignisse vorgenommen. Zudem ist vorgesehen dort Kalibrations- und Alignierungskonstanten zu berechnen. Auf den Rechnern der vierten Triggerstufe wird das Rekonstruktionsprogramm ARTE eingesetzt, das auch bei der nachträglichen Analyse benutzt wird.

Die Daten der getriggerten Ereignisse werden mit den Ergebnissen der Rekonstruktion mit einer Rate von 20 MHz auf Massenspeicher geschrieben. Dies sind zunächst Festplatten, von denen die Daten dann automatisch auf Bandlaufwerke zur Archivierung kopiert werden. Pro Jahr fällt ein Datenvolumen von etwa 20 TB an.

1.4 Status des Experimentes in den Jahren 1998 bis 2000

Dieser Arbeit liegen Daten zugrunde, die im Zeitraum von Oktober 1998 bis August 2000 aufgezeichnet wurden. In dieser Zeit befand sich der HERA-B Detektor in der Aufbauphase, die erst im März 2000 abgeschlossen wurde. Die Inbetriebnahmephase war bis August 2000 noch nicht vollständig für alle Komponenten beendet. Aus diesem Grund fand in der betrachteten Zeit auch keine

Datennahme im zuvor beschriebenen Modus statt. Die Besonderheiten der Datennahme und die Triggerbedingungen sind im Folgenden kurz zusammengestellt.

In der ersten Phase von 1998 bis Mitte des Jahres 1999 waren nur das Target, der RICH und das elektromagnetische Kalorimeter vollständig aufgebaut, wobei letzteres nicht vollständig ausgelesen werden konnte. Von den übrigen Komponenten waren nur Teile instrumentiert, vom Vertexdetektor nur die in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen äußeren und unteren Quadranten der Superlagen drei bis fünf.

Die übrigen Komponenten wurden im Laufe der zweiten Jahreshälfte 1999 und des ersten Quartals 2000 sukzessive nachgerüstet. Im Fall des Vertexdetektors wurden die Superlagen eins bis sieben im Juli 1999 instrumentiert, das System durch den Einbau der Superlage acht im März 2000 vervollständigt.

Insbesondere wurden die im Magneten befindlichen Teile des Spurmeßsystems erst im Sommer 2000 in Betrieb genommen. Daher fand keine Spurverfolgung durch den Magneten statt. Anstelle dessen werden Spuren im Vertexdetektor und hinter dem Magneten rekonstruiert. Die Zuordnung erfolgt dann auf statistischer Basis durch eine Mustererkennung. Da die Alignierung des Vertexdetektors die Spuren im Vertexdetektor verändert erschien dieser Ansatz der Impulsmessung für die Alignierung des Vertexdetektors unbrauchbar.

Da das komplexe Triggersystem auf die Funktion von vielen Komponenten des Detektors angewiesen ist, wurden insgesamt vier wesentliche Triggerszenarien während der Aufzeichnung der dieser Arbeit zugrundeliegenden Daten verwendet.

Zunächst wurde ein einfacher Zufallstrigger eingesetzt, der bei Bereitschaft des Auslesesystems koinzident mit dem HERA-Taktsignal die Auslese des Detektors erzwingt. Die ausgelesenen Daten werden ohne weitere Filterung aufgezeichnet. Der wichtige Vorteil dieses Triggermodus für die Alignierung des Vertexdetektors besteht darin, daß die Triggerentscheidung im Gegensatz zum im vorigen Abschnitt beschriebenen Schema nicht von der Rekonstruktion eines Spurpaars im Vertexdetektor abhängt. Da dies auch für die übrigen an der jeweiligen Triggerentscheidung beteiligten Komponenten gilt, werden Zufallstrigger auch während der Benutzung von komplizierteren Triggerschemata mit einer typischen Rate von 4 Hz generiert.

Das zweite benutzte Triggerschema ist der sogenannte Wechselwirkungstrigger. Bei seiner Verwendung werden ohne die Benutzung der ersten Triggerstufe das Kalorimeter und der RICH von der zweiten Triggerstufe ausgelesen. Eine positive Triggerentscheidung erfolgt, wenn mehr als 20 Photonen im RICH gefunden oder eine deponierte Mindestenergie von 1 GeV im elektromagnetischen Kalorimeter rekonstruiert wird. Dieser Trigger ist damit in der Lage, auf das Auftreten von Wechselwirkungen zu reagieren. Insbesondere bei kleinen Wechselwirkungsraten von unter 10 MHz oder fehlendem Target ist dies von Vorteil, da dann in den Daten keine Ereignisse auftreten, bei denen keine Wechselwirkung stattgefunden hat.

Der Einzelleptontrigger benutzt im wesentlichen die erste Triggerstufe, um das Auftreten der Spur eines Leptons in einem Ereignis zu detektieren. Die zweite Triggerstufe wird dabei nicht benutzt. Dies bedeutet, daß die Triggerrate von der Geschwindigkeit des Speicherns der Daten auf die Massenspeicher bestimmt wird.

Auch der im vorigen Abschnitt beschriebene Dilepton-Modus des Triggersystems wurde zu Testzwecken eingesetzt. Insbesondere erfolgte jedoch hier kein Schnitt auf einen vom Target entfernten Vertex der J/ψ -Mesonen.

2 Der Vertexdetektor

In diesem Kapitel wird der Aufbau und die Funktion der wichtigsten Komponenten des Vertexdetektors beschrieben. Die physikalischen Fragestellungen des HERA-B Experimentes erfordern eine Rekonstruktion der Zerfallslänge von B-Mesonen mit einer Auflösung von $500 \mu\text{m}$, was einer Auflösung in transversaler Richtung von $25 \mu\text{m}$ entspricht [17]. Um dieses, zusammen mit der geforderten Verträglichkeit der hohen Wechselwirkungsrate zu erreichen, wurden für die Realisierung Siliziumstreifendetektoren gewählt [36].

Zunächst wird die Funktion und der Aufbau der Detektoren und Auslesebausteine vorgestellt, danach wird ihre technische Integration zum Vertexdetektor gezeigt. Den Abschluß bildet die Beschreibung der Algorithmen und Programmsysteme, die zur Auswertung der Daten erforderlich sind. Im Rahmen dieser Beschreibung werden bereits wichtige Grundlagen, der in dieser Arbeit behandelten Alignierungs- und Qualitätssicherungsmethoden vorgestellt.

2.1 Funktion und Aufbau der Siliziumdetektoren und Auslesebausteine

2.1.1 Das Funktionsprinzip von Siliziumdetektoren

Siliziumdetektoren stellen im Prinzip Festkörperionisationskammern dar. Geladene Teilchen erzeugen beim Durchtritt durch den Detektor Paare von freien Elektronen und Löchern. Die zur Generation eines Elektron-Loch-Paares im Halbleiter notwendige Energie entspricht der Bandlücke des Materials, im Fall von Silizium bei einer Temperatur von 300 K beträgt diese $1,12 \text{ eV}$. Der dabei tatsächlich auftretende Energieverlust ist im Mittel $3,6 \text{ eV}$, da auch Gitterschwingungen angeregt werden [12]. Aufgrund der Dichte des Siliziums ergibt sich ein Energieverlust pro Wegstrecke von $3,8 \text{ MeV/cm}$ [37]. Beim Durchtritt durch einen üblichen, $300 \mu\text{m}$ dicken Detektor, wird eine Ladung von $3,5 \text{ fC}$ oder 22000 Elektron-Loch Paaren produziert [12].

Das sogenannte Substrat der Detektoren besteht aus einer großflächigen, einkristallinen Scheibe aus hochreinem Silizium. Es ist durch einen Überschuß an Donatoratomen, wie Arsen oder Phosphor, schwach n-dotiert. Nach Erzeugung einer stark p-dotierten Schicht an seiner Oberfläche durch Dotierung mit Akzeptoratomen wie Bor, entsteht im Material ein p-n-Übergang.

An einem solchen p-n-Übergang bildet sich eine von freien Ladungsträgern verarmte Zone aus, die sogenannte Depletionszone. Sie entsteht durch die im Donatormaterial überschüssigen Elektronen, die zur p-Seite diffundieren und mit den dort überschüssigen Löchern rekombinieren. Dadurch reichern sich im Grenzbereich der p-Seite Elektronen an und erzeugen dort eine negative Raumladungszone. Das dabei entstehende elektrische Feld wirkt der weiteren Diffusion von Elektronen auf die p-Seite entgegen; es stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein.

Abbildung 2-1 zeigt in schematischer Weise, wie sich aus einem p-n-Übergang ein Detektor für ionisierende Strahlung aufbauen läßt. Durch Anlegen einer positiven Spannung an die n-dotierte Seite kann die Depletionszone bis über die volle Stärke des Substrates vergrößert werden. Der dazu notwendige, gute ohmsche Kontakt zur potentialführenden Metallisierung wird durch eine starke n-Dotierung der Oberfläche des schwach n-dotierten Substrates hergestellt. Die beim

Durchtritt eines geladenen Teilchens durch den depletierten Detektor erzeugten Elektron-Loch Paare werden aufgrund des Potentials getrennt und können nachgewiesen werden.

Da sich durch eine Strukturierung einer oder beider Seiten des Substrats mehrere, räumlich getrennte Nachweisbereiche auf den Seiten ausbilden lassen, können ortsauflösende Detektoren gefertigt werden. Zu beachten ist, daß im Fall der Auslese beider Detektorseiten Signale unterschiedlicher Polarität gemessen werden. Sollen die Signale aller Auslesekanäle mit einer einheitlichen Elektronik verarbeitet werden, muß diese beide Signalpolaritäten erfassen.

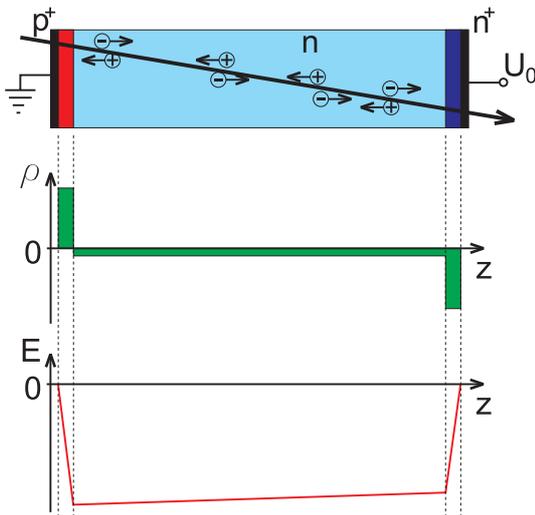


Abbildung 2-1: Schemaskizze zur Funktion eines voll depletierten Siliziumdetektors. Elektronen driften in Richtung der p-Dotierung, Löcher in die andere. Zudem ist der Verlauf der Ladungsdichte ρ und des elektrischen Feldes E skizziert. Abbildung nach [37].

2.1.2 Die im HERA-B Experiment eingesetzten Detektoren

Im HERA-B Experiment werden Siliziumzähler mit Streifenstruktur eingesetzt. Es werden sogenannte einseitige, wie auch doppelseitige Detektoren verwendet. Beide Typen besitzen streifenförmige, stark p-dotierte Strukturen. Bei den einseitigen Detektoren ist die gegenüberliegende n-Seite unstrukturiert, bei den doppelseitigen besitzt auch die n-Seite eine Streifenstruktur, wobei diese Streifen orthogonal zu denen der p-Seite verlaufen.

Von den Streifen werden die Signalladungen nicht über direkt aufgebrachte Metallstreifen zu den Vorverstärkern geführt, sondern kapazitiv auf diese ausgekoppelt. Hierzu ist das p-Implantat von der Metallisierung durch je eine dünne, isolierende Siliziumdioxid- und Siliziumnitridschicht getrennt [38]. Auf diese Weise werden schädliche Effekte, durch anstehende Dauerströme an der Ausleselektronik vermieden [37].

Die Strukturierung der n-Seiten bei doppelseitigen Zähler erfolgt durch eine streifenförmige, starke n-Dotierung. Beim Betrieb wird zwischen diesen Streifen im Substrat unter der Siliziumdioxid-schicht eine Elektronenlage induziert, die zum Kurzschluß der Streifen untereinander führt. Um diese Kurzschlüsse zu verhindern können zwei unterschiedliche Maßnahmen getroffen werden: Bei der sogenannten p-stop-Technologie werden zwischen die stark n-dotierten Streifen p-dotierte Streifen implantiert, während bei der sogenannten p-Spray-Technologie eine großflächige p-Dotierung der ganzen Detektorseite erfolgt [38]. Im Vertexdetektor sind Zähler beider Fertigungstechnologien eingesetzt

Im Laufe der Detektorentwicklung stellte sich heraus, daß die Depletionsspannung am zweckmäßigsten an die implantierten Streifen herangeführt wird, indem diese Streifen über Widerstände aus Polysilizium miteinander und mit der Versorgungsspannung verbunden werden.

Der Betrieb mit hohen Wechselwirkungsraten führt zu Strahlenschäden, die eine Erhöhung der Versorgungsspannung erfordern, um die Detektoren weiterhin voll zu depletieren. Die maximal zulässige Spannung ist auf 500 V festgelegt [38]. Um ein Überschlagen der Spannung an den De-

tektorkanten zu verhindern, wird die hohe Spannungsdifferenz in der Nähe der Kanten durch konzentrische Schutzringstrukturen sukzessive auf null reduziert [37].

Die Auflösung σ eines Streifenzählers ergibt sich mit dem Streifenabstand d zu $\sigma = d/\sqrt{12}$, wenn nur die digitale Information, ob ein Streifen getroffen wurde, verwendet wird. Wird im Gegensatz dazu die Signalhöhe ausgewertet und das Signal kapazitiv auf nichtausgelesene Zwischenstreifen verteilt, so lassen sich mit den verwendeten Zählern bei einem Abstand der ausgelesenen Streifen von etwa $53 \mu\text{m}$ Ortsauflösungen von $3\text{--}5 \mu\text{m}$ erreichen [39]. Dabei ist zu beachten, daß die p-Stop Technologie zur Trennung der n-Streifen aus Platzgründen keine Zwischenstreifen erlaubt. Abbildung 2-2 und Abbildung 2-3 fassen den hier skizzierten Aufbau der realisierten Zählermodule zusammen.

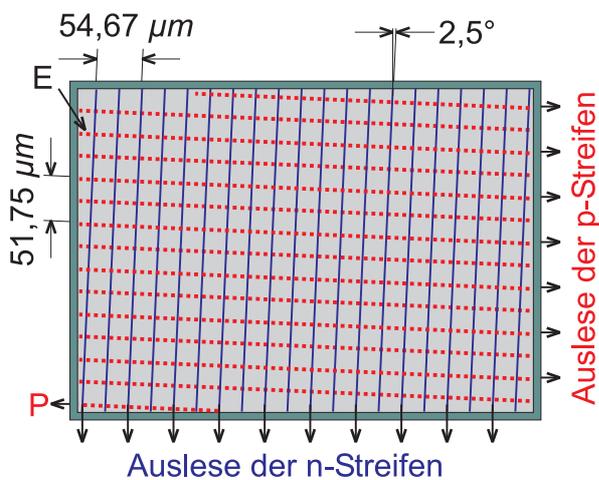


Abbildung 2-2: Skizze der Streifengeometrie eines doppelseitigen Detektors. In dieser Ansicht befinden sich die n-Streifen oben. Im mit E bezeichneten Bereich befinden sich keine n-Streifen. Die Auslese der p-Streifen erfolgt von rechts und für die kurzen Streifen, die in der Region „P“ enden, von links. Abbildung nach [38].

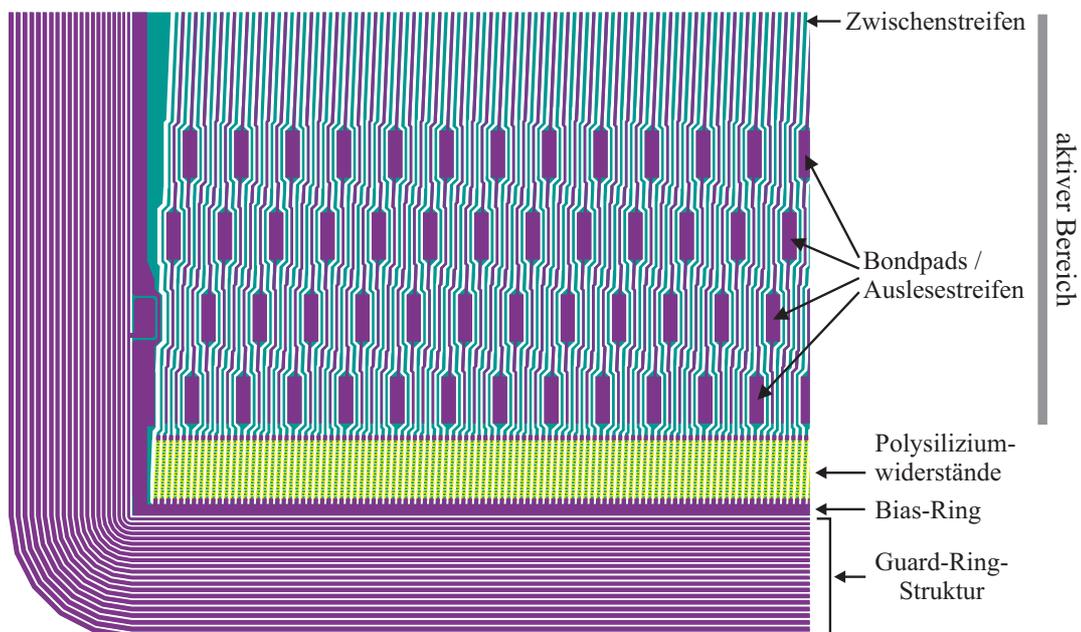


Abbildung 2-3: Entwurfszeichnung der n-Seite eines doppelseitigen Detektors. Von außen nach innen ist zunächst die breite Schutzringstruktur (Guard-Ring), gefolgt vom Spannungsversorgungsring (Bias-Ring) und den hell erscheinenden Polysiliziumwiderständen zu erkennen. Die Auslestestreifen mit ihren breiten Kontaktfeldern für die Ultraschall-Reibschweißung (Bondpads) erscheinen dunkler. Abbildung aus [38].

Die Geometrie der aktiven Bereiche der Detektoren wurde entsprechend den Anforderungen des Experimentes so gewählt, daß die aktive Fläche der Zähler eine rechteckige Form mit den Abmessungen ($70\text{ mm} \times 50\text{ mm}$) bildet. Auf der langen Seite befinden sich 1280 Streifen, die einen Abstand von $54,67\text{ }\mu\text{m}$ besitzen. Diese verlaufen parallel zueinander und unter einem Winkel von $2,5^\circ$ zur kurzen Kante des Detektors. Der Winkel ist notwendig, da eine dreidimensionale Spurrekonstruktion nur möglich ist, wenn die von einer Spur getroffenen Streifen möglichst unterschiedliche Winkel besitzen [40].

Im Fall der doppelseitigen Detektoren weisen die 1024 Streifen der kurzen Seiten einen Abstand von $51,75\text{ }\mu\text{m}$ und einen zu den Streifen der langen Seite orthogonalen Verlauf auf.

Doppelseitige Detektoren bilden die Majorität. Bei diesen sind die Streifen der kurzen Seite durch p-Dotierung, die der langen Seite durch n-Dotierung ausgebildet. Im Fall einseitiger Detektoren befinden sich nur Streifen auf den langen Seiten, die bei sonst gleicher Geometrie durch p-Dotierung gebildet werden.

Aus Gründen der Einfachheit werden im weiteren Verlauf der Arbeit Detektorseiten unabhängig von der Technologie als Zählerebenen bezeichnet. Um den unterschiedlichen Verlauf der Streifen zu kennzeichnen, werden entsprechend der Majorität der doppelseitigen Detektoren die Bezeichnungen n- und p-Geometrie verwendet. Somit bezieht sich n-Geometrie immer auf 1280 über 70 mm verteilte Streifen, p-Geometrie entsprechend auf 1024, die über 50 mm verteilt sind.

2.1.3 Die Auslese der Detektoren

Die Auslese der sehr kleinen Signale von einigen fC der einzelnen Streifen bedingen den Einsatz von rauscharmen, empfindlichen Ladungsverstärkern. Zudem können die Signale nicht über große Entfernungen geführt werden. Daher wurde ein hochintegrierter Auslesebaustein, der HELIX128S entwickelt, der in unmittelbarer Nähe der Detektoren montiert ist.

Dieser Baustein wurde im ASIC Labor der Universität Heidelberg in Kooperation zwischen der Universität und dem Max-Planck-Institut für Kernphysik für die besonderen Anforderungen des HERA-B Experimentes entwickelt. Er ist sowohl für die Auslese der Siliziumdetektoren, als auch für die Auslese der inneren Spurkammern eingesetzt. Im Folgenden werden die wesentlichen Eigenschaften des Bausteins kurz zusammengefaßt, eine ausführliche Beschreibung findet sich in [41].

Aufgrund des vom Speicherring vorgegebenen Zeittaktes von $10,4\text{ MHz}$ darf die Summe aus Anstiegs- und Abfallzeit der Signale im Baustein maximal 96 ns betragen. Jedes Signal muß während der Triggerentscheidung der ersten Stufe für $12\text{ }\mu\text{s}$ zwischen gespeichert werden. Zudem müssen die einzelnen Auslesekanäle einen ähnlich geringen Abstand, wie die Streifen besitzen, damit die Leitungen zwischen Detektoren und Auslesebausteinen kurz gehalten werden können.

Jeder Baustein besitzt 128 Kanäle. Auf dem Baustein werden die Signale aller Eingangskanäle in voneinander unabhängigen Anlogschaltungen durch einen ladungsempfindlichen Vorverstärker und einen Pulsformer aufbereitet und dann in analoger Form in eine Pipeline geschrieben. Diese Pipeline, deren Inhalt zyklisch überschrieben wird, umfaßt 141 Zellen und erlaubt eine ausreichend lange Signalzwischenzeit während der Triggerentscheidung.

Im Fall einer positiven Entscheidung der ersten Triggerstufe werden im Baustein die entsprechenden Zellen markiert und damit vor Überschreibung geschützt. Die Inhalte der markierten Zellen werden für die einzelnen Kanäle verstärkt und durch einen Multiplexer zeitlich sequentiell durch einen Analogausgang ausgegeben. Durch eine Kopplung werden die Signale zweier Bausteine auf einem gemeinsamen Ausgang zeitsequentiell zusammengefaßt.

Im Laufe der Inbetriebnahmephase des HERA-B Detektors wurden verschiedene Entwicklungsstufen des Bausteins eingesetzt, wobei gezeigt werden konnte, daß die Version 2.2 auch der wich-

tigen Anforderung nach einer genügend großen Strahlenhärte genügt. In [41] ist gezeigt, daß der Baustein sicher bis zur maximal erwarteten Strahlungsdosis von 1 *kGy* betrieben werden kann. Die Auslesebausteine jeder Detektorseite bilden zusammen mit diskreten Bausteinen eine Hybrid-schaltung. Von dieser werden die elektrischen Signale zunächst über Kabel zu den so genannten Minicrates geführt. Von dort werden sie optisch in den Elektroniktrailer außerhalb des Experimentes weitergeleitet. Dort erfolgt nach einer Wandlung in elektrische Signale die Digitalisierung in den „Front-End-Drivern“. Die weitere Verarbeitung der Daten erfolgt dann durch das in Abschnitt 1.3.4 beschriebene, allgemeine Datennahmesystem.

2.2 Das Gesamtsystem des Vertexdetektors

In diesem Abschnitt wird die Integration der Komponenten des Vertexdetektors zu einem Gesamtsystem beschrieben. Es wird die Geometrie des Detektors, sowie der technische Aufbau der Detektormodule vorgestellt. Abschließend wird auf die Bewegungsmechanik und die übrige Infrastruktur des Aufbaus eingegangen.

2.2.1 Geometrische Anordnung der Detektoren

Der Detektor ist nicht nur für die hochauflösende Rekonstruktion primärer- und sekundärer Vertices ausgelegt, sondern auch zur eigenständigen Spurfindung. Zudem muß auf der Länge von 2,2 *m* zwischen den Targets und dem Beginn des Spektromettermagneten der Polarwinkelbereich von 10 –250 *mRad* abgedeckt werden. Die dazu benutzte Anordnung der zuvor vorgestellten ortsauflösenden Detektoren wurde mit Hilfe von Simulationen optimiert und ist ausführlich in [36] beschrieben.

Es resultiert ein aus acht Superlagen zusammengesetzter Aufbau, wobei in jeder Superlage vier Ortsmessungen erfolgen, also zwei Lagen doppelseitiger Detektoren eingesetzt sind. Abbildung 2-4 zeigt die Anordnung der Superlagen in *z*-Richtung, die sich aus dem geforderten Polarwinkelbereich und der Bedingung, daß jede Spur die aktiven Flächen dreier Superlagen durchquert, sowie der Ausdehnung der aktiven Fläche der Detektoren, ergibt.

Die Abbildung zeigt auch, daß sich die Innenkanten der aktiven Flächen der Module in einem radialen Abstand von 10 *mm* befinden müssen. Da die Detektoren wegen der Schutzringstrukturen um etwa 3 *mm* größer sind, ist der freie Radius für den Protonenstrahl des Speicherringes noch weiter eingeschränkt. Auf der anderen Seite ist der Strahl bei seiner Füllung um den Faktor 4,5 weiter ausgedehnt und benötigt dazu einen freien Radius von mindestens 17 *mm* [18].

Zur Lösung dieses Problems sind die Detektoren beweglich angeordnet. Damit kann während der Füllung des Speicherringes der benötigte radiale Abstand zur Verfügung gestellt werden, während sich die Detektoren in Meßposition wesentlich dichter am Strahl befinden.

Die Basis des Vertexdetektors bildet der sogenannte Vertextank, durch dessen Zentrum der Strahl verläuft und dessen Wandung sich außerhalb des konischen Akzeptanzbereiches von HERA-B befindet. Der Tank besitzt bei Longitudinalpositionen von unter 700 *mm* eine zylindrische und oberhalb eine konische Außenkontur.

Um den freien Radius für den Strahl verändern zu können, ist jede Superlage in vier beweglich angeordnete Quadranten segmentiert. Jeder Quadrant einer Superlage ist in sich starr und enthält zwei doppelseitige Detektormodule. Diese Einheiten werden nach [42] als Roman-Pots¹ bezeichnet. Im Folgenden wird daher für eine solche Anordnung der englische Begriff „Pot“ verwendet.

¹ Der englische Ausdruck Roman-Pot leitet sich vom Begriff der römischen Amphore ab, da die ersten derartigen Anordnungen eine ähnliche Form besaßen.

Im Vertextank muß zum Betrieb des Speicherringes das sogenannte primäre Vakuum mit Drücken von unter 10^{-8} mbar aufrecht erhalten werden. Um die Detektoren vom primären Vakuum zu trennen und vor den Spiegelströmen der durch den Tank fliegenden Protonenpakete zu schützen, sind sie von dünnwandigen Aluminiumkappen umgeben.

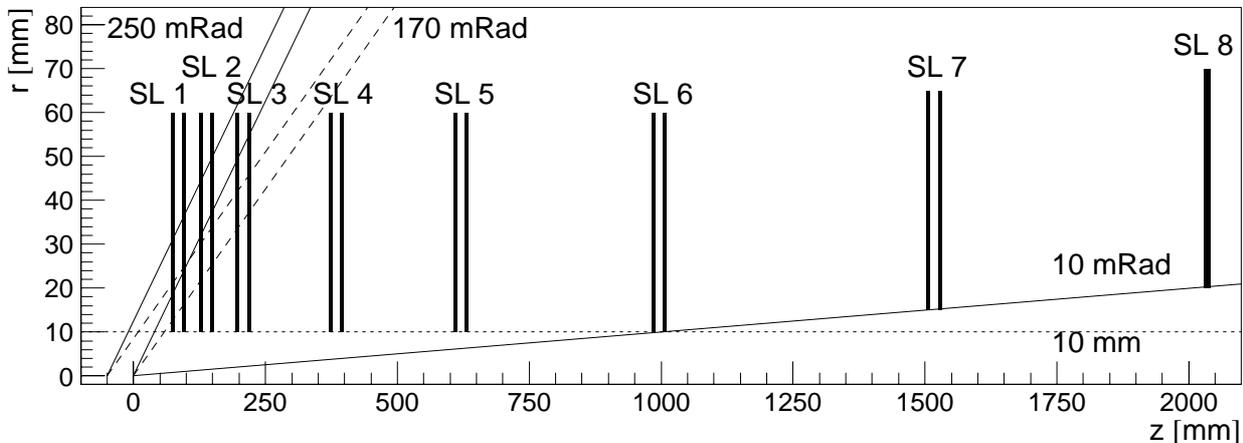


Abbildung 2-4: Radiale Anordnung der Zählermodule als Funktion der z -Position. Für die radialen Positionen wurden die für den geplanten Meßbetrieb vorgesehenen Sollwerte aus [18] eingesetzt. Es ist die innere und äußere Akzeptanzgrenze für die unterschiedlichen z -Positionen der beiden Targetstationen dargestellt.

Die Abbildung 2-5 zeigt in schematischer Form, daß diese Anordnung für den vorliegenden Fall von Spuren mit kleinem Polarwinkel gegenüber einem zylindrischen Strahlrohr von Vorteil ist, da die Kappenwandungen hier fast immer senkrecht durchquert werden, ergibt sich letztlich eine höhere Auflösung des Systems, da die Teilchen weniger streuendes Material durchqueren.

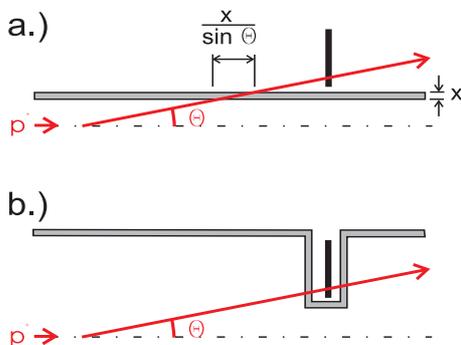


Abbildung 2-5: Mögliche Anordnungen eines Strahlrohres. Für den Vertexdetektor ist die in Teilbild b.) gezeigte Anordnung realisiert, bei der Teilchen mit einem flachen Polarwinkel nur wenig Material durchqueren. Die Detektoren sind schwarz gekennzeichnet.

Bezeichnungsschema von Pots und Detektoren

Die Abbildung 2-6 zeigt in einer perspektivischen Ansicht die Anordnung der Detektoren mit dem Bezeichnungsschema von Pots und Zählerebenen. Exemplarisch ist die Orientierung der Streifen für den Pot 409 dargestellt.

Das Bezeichnungsschema beruht auf einer dreistelligen Numerierung der Pots, die durch Ergänzung von zwei zusätzlichen Ziffern in das Bezeichnungsschema der einzelnen Zählerebenen übergeht. Dadurch ist die Bezeichnung der Zählerebenen mit der technischen Dokumentation konsistent, in der nur Pots bezeichnet sind:

- Die erste Ziffer gibt die Lage des Pots an, wobei die Superlage eins bis drei zur Pot-Lage eins zusammengefaßt sind. Mit zunehmender Longitudinalposition ergeben sich anwachsende Ziffern.
- Die beiden nächsten Ziffern bezeichnen in Analogie zum Zeigerstand einer Uhr mit 00 einen oberen Quadranten mit positiven y-Koordinaten, mit 03 einen mit negativen x-Koordinaten oder bezüglich des Speicherringes äußeren. Für den unteren Quadranten ergeben sich dann die Ziffern 06, für einen inneren 09.
- Die vierte Ziffer bezeichnet, ebenfalls in Strahlrichtung zunehmend von null bis zwei das Detektorpaar des Pots. Diese Ziffer ist, außer für die Superlage zwei und drei, immer null.
- Mit der fünften Ziffer wird die Ordnungsnummer der Zählerebene im Quadranten in z-Richtung gekennzeichnet. Dabei hat die Zählerebene mit n-Geometrie des vorderen Detektors die Nummer null. Mit den Nummern eins und zwei schließen sich die Zählerebenen mit p-Geometrie an, während die Zählerebene mit n-Geometrie des hinteren Detektors die Nummer drei hat.

Die, bezüglich der Strahlrichtung hintere Zählerebene mit n-Geometrie des unteren Quadranten der Superlage acht hat die numerische Bezeichnung 60603. Während 10612 die Zählerebene mit p-Geometrie des Detektors an gleicher Position in Superlage zwei bezeichnet.

Während die Daten für diese Arbeit aufgezeichnet wurden, waren einseitige Detektoren in den vorderen Positionen der Superlage eins bis drei montiert.

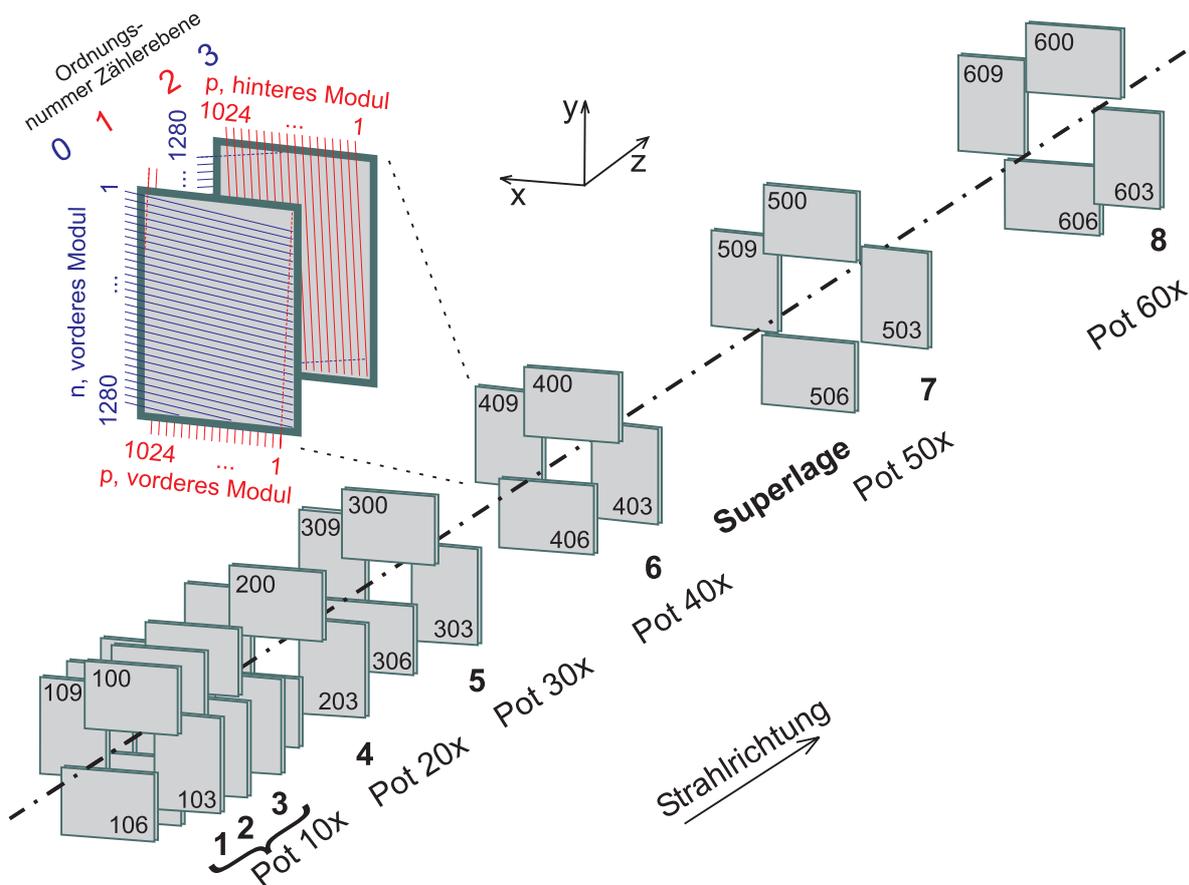


Abbildung 2-6: Übersicht über die räumliche Anordnung der Detektoren zu Quadranten und Superlagen. Der Verlauf der Auslestestreifen für einen Pot ist angedeutet. Außerdem ist das Bezeichnungsschema der Pots angegeben.

2.2.2 Aufbau der Detektormodule (Pots)

Die Abbildung 2-7 zeigt den Aufbau eines Pots. Bei der Konstruktion wurde die im Akzeptanzbereich des Detektors befindliche Materialmenge auf ein Mindestmaß reduziert. Daher sind die beiden Detektoren auf dünne Träger aus Kohlefaserverbundmaterial geklebt. Diese leiten auch die von den Detektoren entwickelte Wärme ab.

In gleicher Weise werden auch die Keramiksubstrate, auf denen die Auslesebausteine mit den nötigen diskreten Bauteilen zu einer Hybridschaltung zusammengefaßt sind, gehalten. Durch diese Trennung der Träger wird die Wärmeabfuhr der Komponenten deutlich erleichtert, wodurch eine tiefere Betriebstemperatur der Detektoren erreicht wird [43]. Die elektrische Verbindung zwischen Detektoren und Auslesebausteinen erfolgt durch sogenannte „Flex-Jumper“, die aus Kupferleiterbahnen auf einem flexiblen Kaptonmaterial bestehen. Durch die Verkürzung der Elektronikträger gegenüber den Detektorträgern, befinden sich die Auslesebausteine auf radialen Positionen, an denen die maximal zulässige Strahlungsdosis nicht überschritten wird.

Weiterhin sind die Detektorträger gekröpft, um Platz für die Elektronik der Seiten mit p-Geometrie zu bieten und zum anderen den Abstand der Detektoren klein zu halten. Der kleine Abstand der Detektoren ist für eine dichte Packung der einzelnen Quadranten einer Superlage erforderlich.

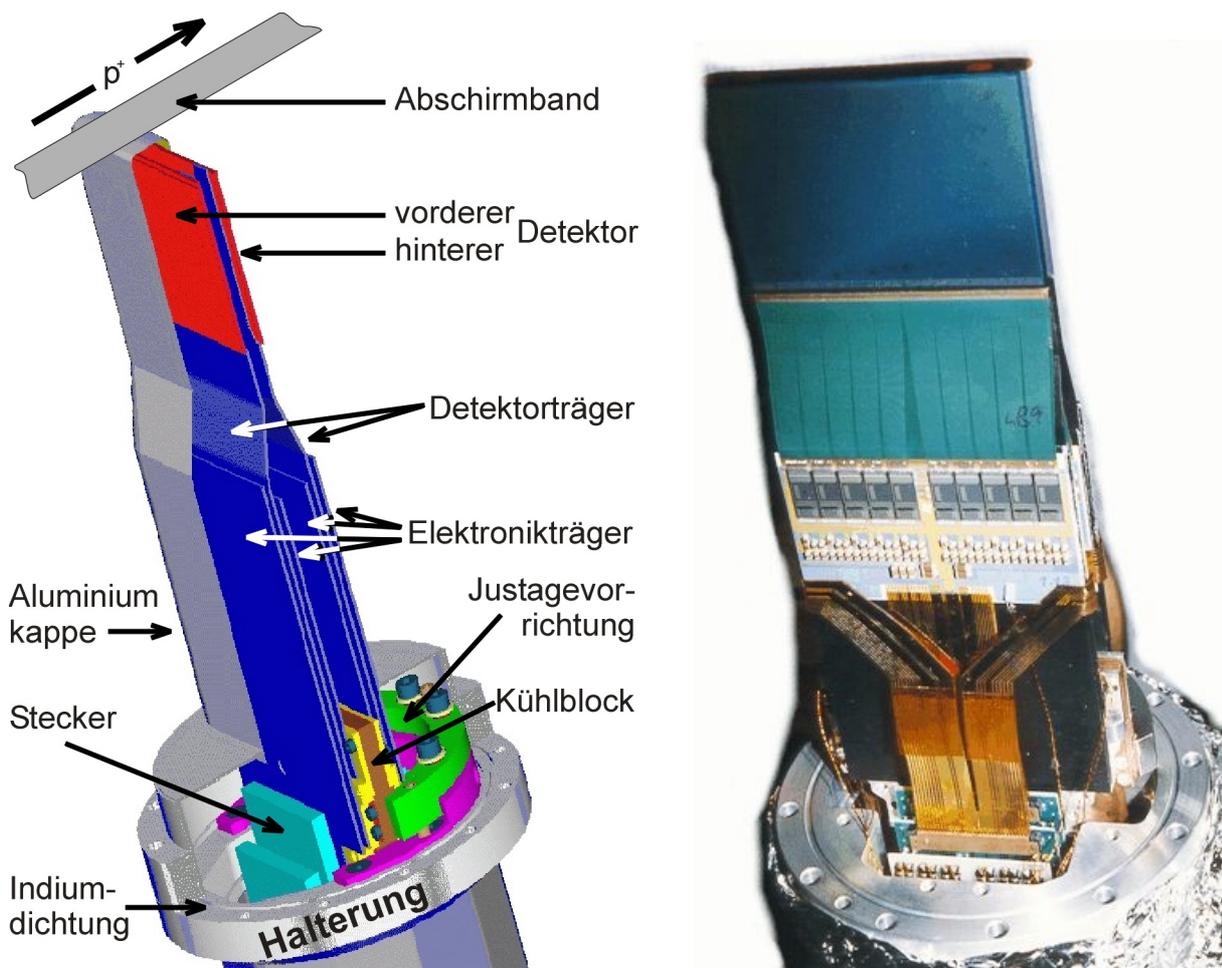


Abbildung 2-7: Übersichtsskizze der Mechanik eines Pots mit Kappe (links), sowie Foto eines mit Detektoren und Elektronik bestückten Pots vor Montage der Kappe (rechts). Zudem ist im linken Teilbild der Verlauf des Protonenstrahls gezeigt.

Alle Träger sind außerhalb des Akzeptanzbereiches mit einem massiven Kühlblock verbunden. Dieser wird vom Kühlmedium durchströmt, welches die Verlustwärme von Detektoren und Elektronik nach außen führt. Der Kühlblock ist über eine halbkreisförmige Justagevorrichtung mit der Halterung aus Edelstahl verbunden. Dadurch ist es möglich die Detektoren auf der Halterung sowohl radial zu positionieren, als auch longitudinal und lateral zu verschwenken.

Damit von den Teilchen so wenig Material wie möglich durchquert wird, befinden sich alle massiven Metallteile der Pots außerhalb des äußeren Akzeptanzbereiches des HERA-B Detektors von 250 mRad . Aus diesem Grund ist auch die Wandung der Pots im Akzeptanzbereich in Form einer nur etwa $150 \mu\text{m}$ dicken Aluminiumkappe ausgeführt. Da diese der Druckdifferenz zwischen dem Primärvakuum des Speicherringes und der Atmosphäre nicht standhalten kann, wird innerhalb der Pots ein sekundäres Vakuum erzeugt. Hieraus resultieren auch die aufwendigen Kühlmaßnahmen. Außerhalb des Akzeptanzbereiches gehen die Kappen in massive Aluminiumkonstruktionen über und überdecken den Kühlblock mit Justagevorrichtung. Diese werden auf die sogenannten Halterungen geflanscht und mit einer Spezialdichtung aus Indium gedichtet. Die Halterungen tragen in den Außenbereichen die nötigen Durchführungen für die elektrischen Signale und das Kühlmedium, sowie die Flansche zur Erzeugung des sekundären Vakuums.

Wie bereits erwähnt, enthalten die vordersten Pots die Detektoren dreier Superlagen. Dies resultiert aus den sehr kleinen, longitudinalen Abständen dieser Superlagen, was die Abbildung 2-8, die den Pot 100 vor Montage der Aluminiumkappe zeigt, erkennen läßt.

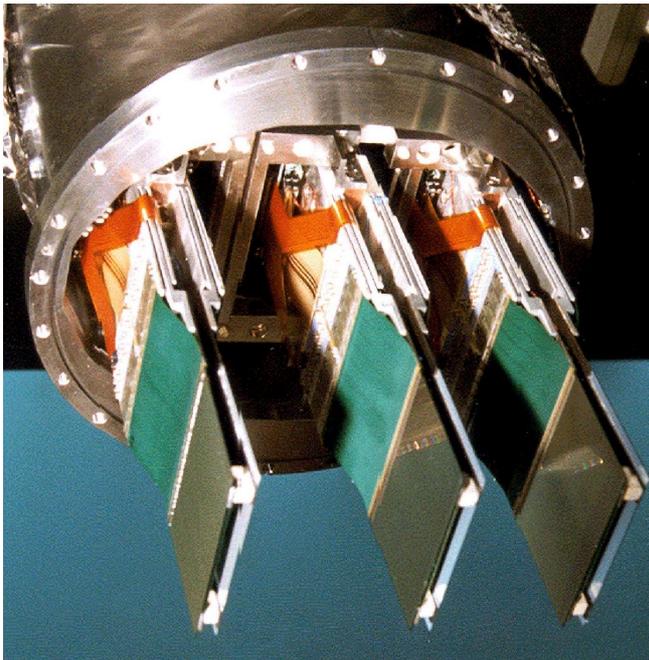


Abbildung 2-8: Foto des bestückten Pots 100 vor Montage der Kappe. Die dichte Packung der drei Detektorpaare ist deutlich zu erkennen. Die z-Positionen der Detektoren nehmen von rechts nach links zu.

2.2.3 Bewegung der Pots

Die Pots sind beweglich angeordnet, weil sie während der Füllung des Speicherringes zurückgezogen werden müssen. Dadurch ändert sich die Ausgangsgeometrie für das in dieser Arbeit entwickelte Alignierungssystem. Dem im folgenden Abschnitt beschriebenen Bewegungssystem kommt daher eine besondere Bedeutung zu.

Um die Positionen der Pots zu verändern, gibt es in jedem Quadranten vier Manipulatoren. Jeder Manipulator erlaubt radiale und laterale Bewegungen. Radial werden die Manipulatoren bewegt, um die Injektions- oder Meßposition anzufahren. Mit lateralen Bewegungen, die senkrecht zur Strahlrichtung und senkrecht zur radialen Richtung erfolgen, kann die Position des am stärksten bestrahlten Bereiches in einen größeren Abstand zum Strahlzentrum gebracht werden. Auf diese

Weise werden zwei Bereiche abwechselnd stark bestrahlt, womit sich die Strahlungsdosis über einen größeren Detektorbereich verteilen läßt [17]. Dieses Prinzip ist mit dem der radialen Bewegung in Abbildung 2-9 schematisch zusammengestellt.

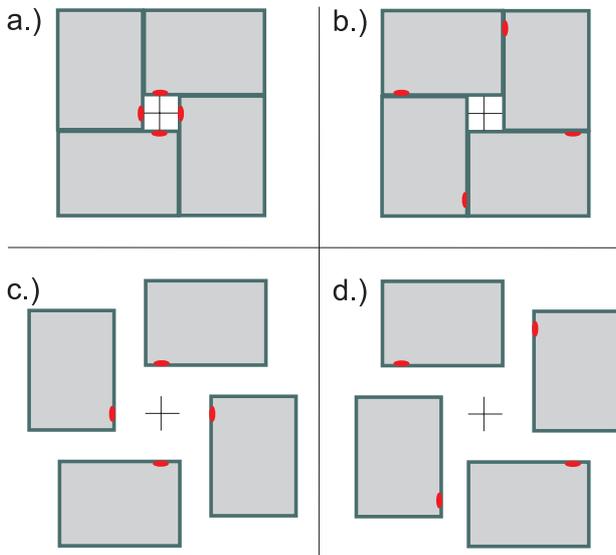


Abbildung 2-9: Schema der vier möglichen Positionen der Manipulatoren. In den Teilbildern a und b sind die Meßpositionen gezeigt, in c und d die Injektionsposition. Der in der Konfiguration a am stärksten bestrahlte Bereich ist gekennzeichnet. Dieser hat in Konfiguration b einen viel größeren Abstand zum Strahlzentrum.

Die Abbildung 2-10 zeigt in einer Übersicht zwei Manipulatoren. Die Unterplatte eines jeden ist mit dem Vertextank verschraubt. Die Zwischenplatte ist durch eine motorisch angetriebene Spindel in lateraler Richtung verfahrbar und dazu über eine Linearführung mit der Unterplatte verbunden. Bei radialer Bewegung wird der Abstand der ebenfalls durch Linearführungen verbundenen Zwischen- und Oberplatte verändert. Die Stellbewegung dazu erfolgt durch mehrere von einer Kette mechanisch synchronisierter Spindeln, von denen eine durch den Radialmotor angetrieben wird.

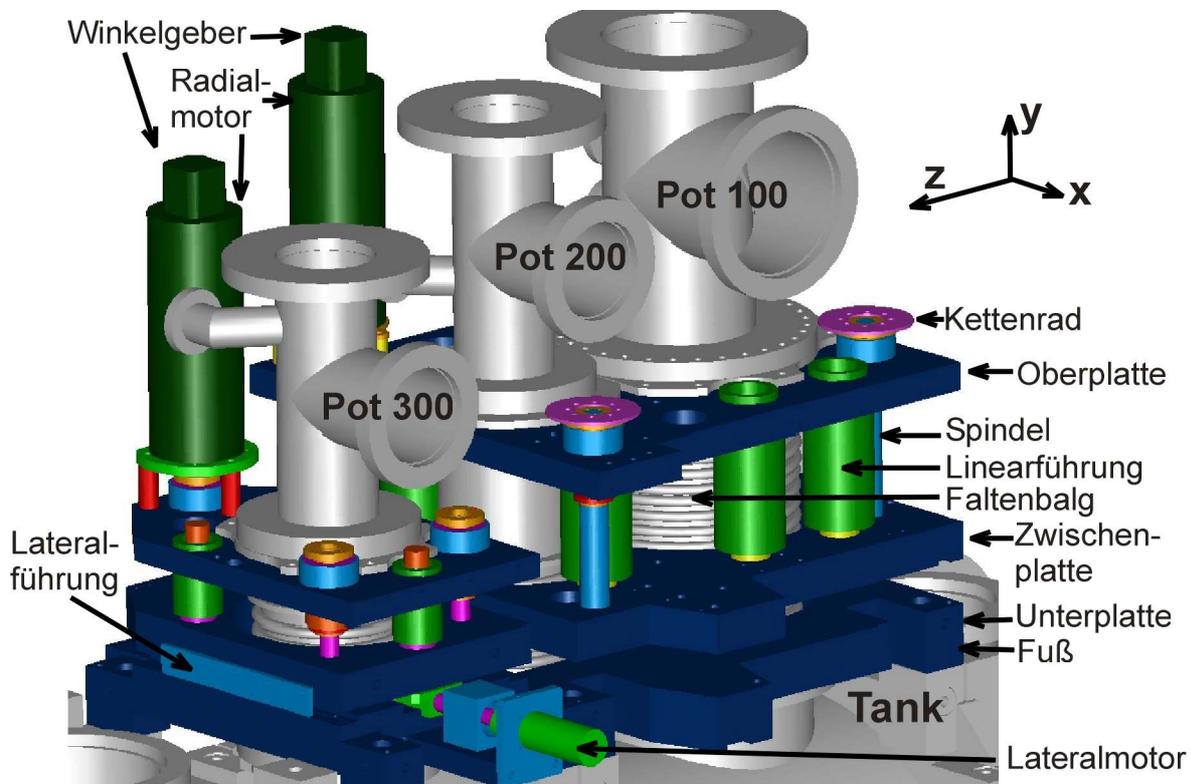


Abbildung 2-10: Technische Übersichtszeichnung der Manipulatoren 100 und 300 mit den zugehörigen Pots und dem Tank. Die Komponenten sind im Text beschrieben.

Die Halterungen der Pots sind auf einen mit der Oberplatte und dem Tank verbundenen, flexiblen Faltenbalg geflanscht, dessen Länge so bemessen ist, daß die benötigten Radial- und Lateralbewegungen ausgeführt werden können. Aufgrund der kleinen Abstände der Superlagen eins bis vier, tragen die vorderen Manipulatoren jeweils zwei Pots, die übrigen einen.

Die Spindeln werden von Gleichstrommotoren mit aufgesetzten Getrieben bewegt. Die Ansteuerung dieser 16 Radial- und 16 Lateralmotoren übernehmen kommerzielle Pulsbreitenregler². Die dazu notwendige Lagerückmeldung der Motorachsen erfolgt über aufgesetzte optische Drehgeber³. Die Regler lassen sich über den digitalen CAN-Bus von einem entfernten Rechner ansprechen. Damit können den Reglern Fahr- oder Konfigurationsbefehle gesendet werden, sowie die Stellung der Motorachsen abgefragt werden.

Die aus Reglern, Netzteilen und Leistungselektronik bestehenden Motorsteuerungen befinden sich außerhalb des Experimentes im Elektronikwagen. Die daraus resultierende Übertragung der Antriebsströme und der Rückmeldesignale über 50 m lange Kabel macht eine Zwischenverstärkung der Drehgebersignale in der Nähe der Motoren erforderlich.

Um die, aus dem System eventuell resultierenden Sicherheitsrisiken beim Überfahren von Endlagen zu minimieren, sind die Antriebsströme jeder Achse über zwei Endschalter am Manipulator geführt. Diese sind so justiert, daß sie öffnen, wenn im Störfall mechanisch intolerable Positionen der Achsen erreicht werden.

Da die Positionierung der Achsen über die Drehgeber erfolgt, die nur inkremental arbeiten, ist für das Anfahren von definierten räumlichen Positionen eine Referenz notwendig. Diese wird durch einen zusätzlichen Schalter erreicht, der einen genau reproduzierbaren Schaltpunkt aufweist⁴. Die Regler können während eines speziellen Betriebszustandes den Motor einer Achse langsam solange verfahren, bis durch diesen Schalter das Erreichen der Referenzposition gemeldet wird. Durch eine geeignete mechanische Anordnung und Justage ist sichergestellt, daß die Referenzposition vor Öffnen des Endschalters erreicht wird und ein eventuelles Auslösen des Endschalters ohne mechanische Beschädigung des Referenzschalters erfolgen kann.

Zur Steuerung der Anordnung dient ein dedizierter Rechner, der sich im Kontrollraum des Experimentes befindet und über eine eigenständige CAN-Busverkabelung mit den Reglern verbunden ist. Mit Hilfe eines im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Steuerungsprogramms können die vor und nach jeder Füllung des Speicherringes notwendigen radialen Fahrbewegungen der Manipulatoren von der Schichtbesatzung des Experimentes in sehr einfacher Weise vorgenommen werden. Aufgrund der eigenständigen Busverkabelung ist dieses System auch unabhängig von den allgemeinen Rechnernetzwerken, so daß sich eine erhöhte Ausfallsicherheit ergibt.

Sowohl die lateralen als auch die radialen Achsen sind mit Linearmaßstäben ausgerüstet, wodurch eine von den Drehgebern unabhängige Messung der Positionen möglich ist. Für die radialen Achsen wird ein optisches System verwendet⁵, während im Fall der lateralen Achsen ein einfacheres System mit kapazitiver Auslese eingesetzt ist⁶.

Durch Vergleich der mit den Drehgebern und den Linearmaßstäben ermittelten Positionen zeigte sich, daß die von den Radialmotoren angefahrenen Meßpositionen extrem genau reproduziert werden können, da sich im Rahmen der Genauigkeit der Maßstäbe keine Abweichungen ergaben. Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit des Systems finden sich in Abschnitt 6.1.2.

Die über zweieinhalb Jahre gewonnenen Betriebserfahrungen zeigen auch, daß der Betrieb der kommerziellen elektrischen und optischen Komponenten direkt am Vertextank problemlos möglich ist. Insbesondere gibt es keine Hinweise auf eventuelle Beschädigungen der Komponenten durch die Strahlenlast.

² Verwendet wird das System der Firma BCE-Elektronik, Lemgo

³ Die eingesetzten Encoder vom Typ HEDS 55 haben eine Auflösung von 500 Pulsen pro Umdrehung.

⁴ Die Reproduzierbarkeit des Schaltpunktes beträgt laut Herstellerangaben (MyCom) 1 μm .

⁵ Das System hat eine Auflösung von 0,078 μm und laut Herstellerangaben (Renishaw) eine Genauigkeit von 2 μm

⁶ Bei diesem System beträgt die Genauigkeit nach Herstellerangaben (Mitutoyo) 30 μm .

Hochfrequenz Abschirmung

Hier wird eine mit der mechanischen Bewegung der Pots verknüpfte Abschirmung zwischen Strahl und Pots beschrieben. Mit dieser wird das Innere des großvolumigen Vertex tanks von den elektromagnetischen Feldern der durchfliegenden Protonenpakete getrennt.

Dies ist nötig, da die Aufweitung des Protonenstrahlrohrs durch den Tank auf die durchfliegenden Pakete als Resonator wirkt, in dem durch den Strahl elektromagnetische Wellen angeregt werden. Diese können ihrerseits auf die danach eintreffenden Protonenpakete zurückwirken, die dadurch so gestört werden, daß ein Luminositätsbetrieb des Speicherringes nicht möglich ist. Aus diesem Grund muß das Tankvolumen durch die Hochfrequenzabschirmung in der Art eines Strahlrohres, von den elektromagnetischen Feldern der Protonenpakete abgeschirmt werden.

Die Abschirmung erfolgt durch vier, den Strahl umschließende Edelstahlbänder, die sich im Akzeptanzbereich des Experimentes befinden und wegen der notwendigen Minimierung des Materials eine Stärke von nur 5 μm aufweisen. Da sich diese Bänder zwischen Zählern und Strahl befinden, müssen auch sie nach dem Ende des Meßbetriebes in radialer Richtung zurückbewegt werden um eine ungestörte Injektion von Protonen in den Speicherring zu ermöglichen.

Das hierzu notwendige System ist in Form einer Übersichtszeichnung in Abbildung 2-11 dargestellt. Das Prinzip beruht darauf, daß die vorderen Pots die Bänder beim Anfahren der Meßposition vor sich her schieben. Diese drücken dazu auf Anschlagplatten, die mit, in radialer Richtung verlaufenden und von Linearführungen getragenen, Schlitten verbunden sind. Bei einem Zurückziehen der Manipulatoren werden die Schlitten durch Federkraft in die Ausgangsposition gedrückt.

Auf jedem Schlitten ist das zugehörige Band durch eine Halteklammer befestigt. Um die Beweglichkeit der Anordnung zusammen mit einer ausreichenden Spannung des Bandes sicherzustellen, besitzt der Schlitten ein in longitudinaler Richtung bewegliches Oberteil, das ebenfalls federbelastet ist.

All diese Komponenten des Systems befinden sich außerhalb des Akzeptanzbereiches. Durch eine dünne Halterung und eine keramische Umlenkrolle wird das jeweilige Band in den Akzeptanzbereich geführt. Ein Foto der resultierenden, komplexen Anordnung zeigt Abbildung 2-12. Der radiale Abstand der Bänder zum Strahl ist am Austrittsfensters des Tanks so gewählt, daß er nicht verändert werden braucht. Dort sind die Bänder deswegen nur angeschlagen.

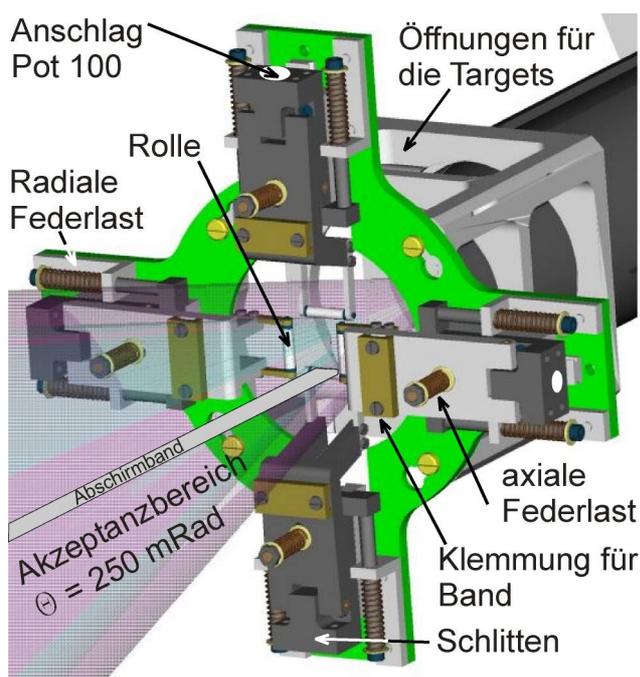


Abbildung 2-11: Technische Übersichtszeichnung der Mechanik zur Bewegung der Hochfrequenzabschirmung. Zur besseren Übersicht sind drei der vier Abschirmbänder und die Anschlagplatten hier weggelassen worden. „Anschlag Pot 100“ markiert die Montageposition der entsprechenden Druckplatte.



Abbildung 2-12: Fotografie der Anordnung von Pot 106, 103 und 109 mit der Hochfrequenzabschirmung. Die Strahlrichtung verläuft von rechts nach links. Die Blickrichtung verläuft entlang $-y$. Die Bänder und die T-förmige Druckplatte zur Bewegung der inneren Abschirmung durch den hier entfernten Pot 100 sind deutlich zu erkennen.

Wegen der beschriebenen Kopplung von Manipulatoren und Hochfrequenzabschirmung stellt das System eine komplexe Einrichtung dar, die sehr eng mit dem Betrieb des Speicherringes verbunden ist. Aus diesem Grund hat die Betriebssicherheit bei seiner Benutzung eine hohe Priorität.

Da aus den vorangegangenen Tests nicht mit Sicherheit erkennbar war, daß ein problemloser Betrieb des Speicherringes möglich ist, wenn der radiale Abstand zwischen den Innenkanten der Detektoren und der Tankmitte gemäß Abbildung 2-4 10 mm beträgt, wurden bis zum Ende der Meßperiode des Jahres 2000 größere radiale Abstände angefahren. Daraus resultierte ein innerer Beginn des Akzeptanzbereiches von 16 mRad. Die Abbildung 2-13 zeigt die Abdeckung des Winkelbereiches für die Superlagen drei bis acht. Diese Konfiguration wurde während der Meßperiode des Jahres 2000 benutzt.

Das System zur Bewegung der Manipulatoren hat sich in der vorgestellten Form als betriebssicher erwiesen. In der gesamten Meßperiode des Jahres 2000 sind keine Störungen für den Betrieb des Speicherringes oder der Detektoren entstanden.

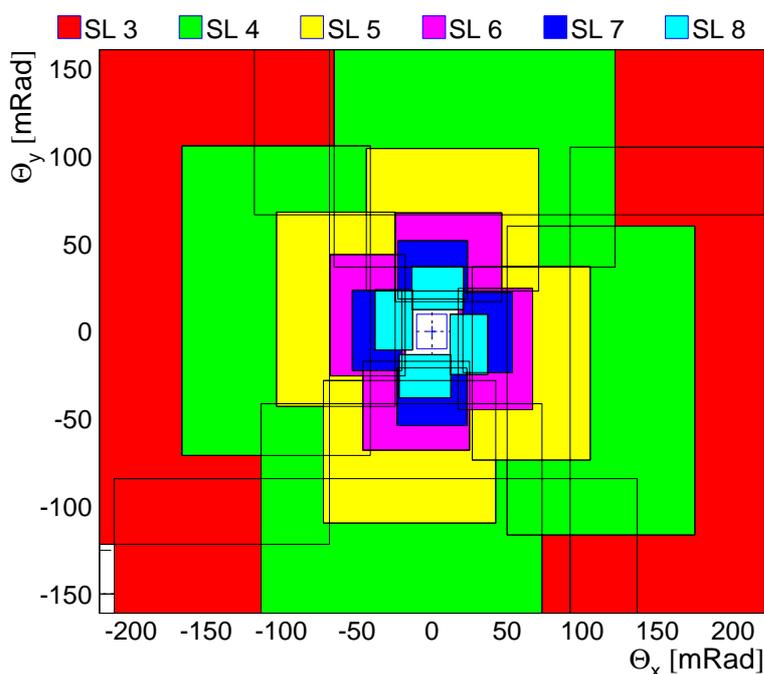


Abbildung 2-13: Abdeckung des Winkelbereiches für die im Jahr 2000 benutzte Konfiguration der Manipulatorpositionen. Es sind die Zählerebenen der Superlagen (SL) 3-8 dargestellt.

Einen Überblick über die Anordnung der in diesem Abschnitt vorgestellten Komponenten des Systems zusammen mit den Targets zeigt die Abbildung 2-14.

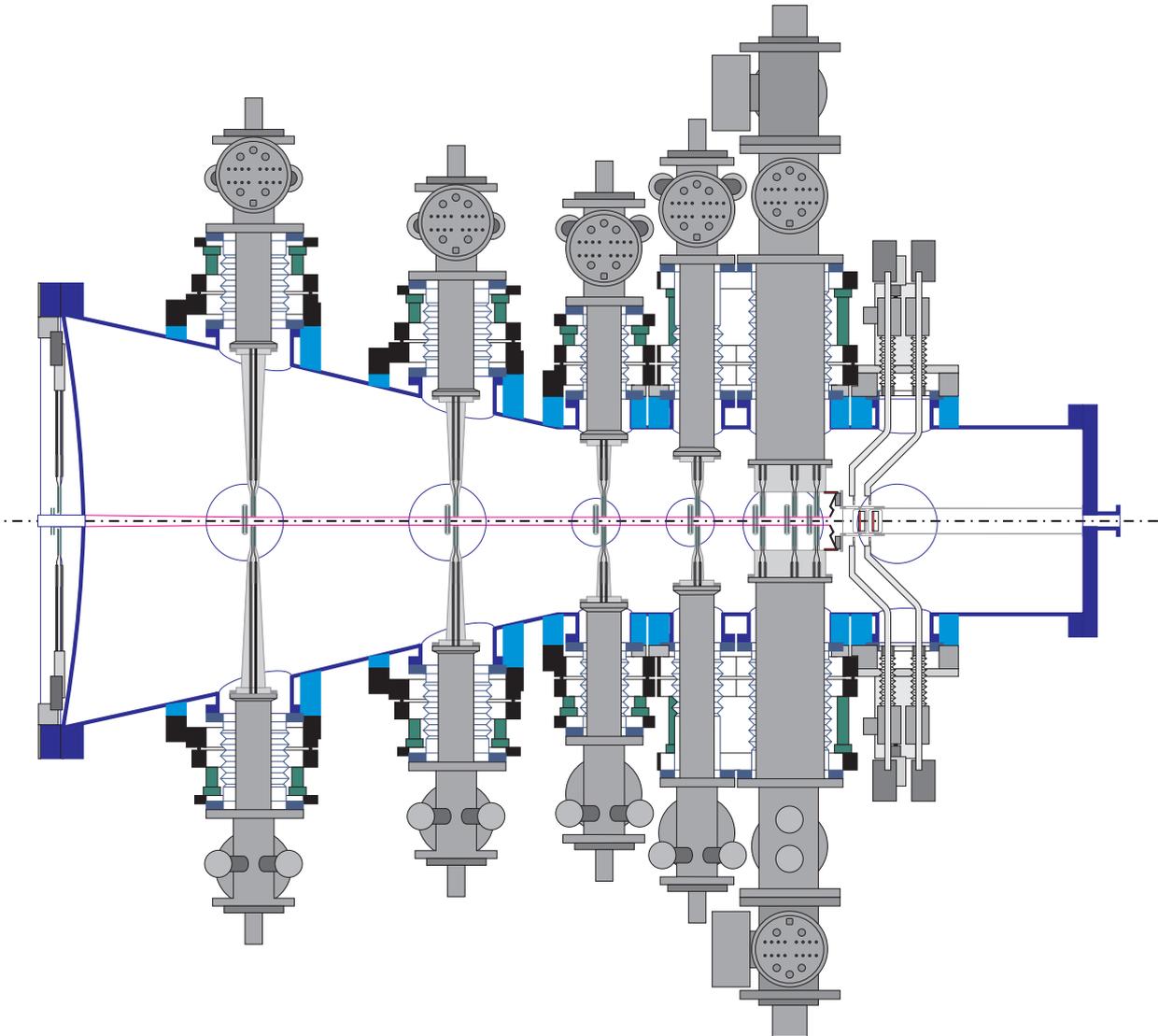


Abbildung 2-14: Schematische Gesamtansicht der Mechanik des Vertexdetektors mit dem Vakuumentank und den Targets. Die Strahlrichtung verläuft von rechts nach links. Es sind die gekröpften Halterungen der Targets und die Pots im Tank zu erkennen. Weiterhin sind die runden Mini-crates und kleineren Flanschpaare des Sekundärvakuumsystems im Außenbereich der Pots erkennbar.

2.3 Auswertung der Daten des Vertexdetektors

Gegenstand dieses Abschnitts ist die kurze Vorstellung der zur Meßdatenaufbereitung und Auswertung eingesetzten Programmsysteme, soweit deren Verständnis für die später gezeigte Aligrierung relevant ist.

2.3.1 Lokalisierung von Treffern

Bei einer positiven Triggerentscheidung werden die von allen Kanälen des Vertexdetektors gemessenen Analoginformationen ausgelesen und digitalisiert. Aus diesen sogenannten Rohdaten müssen Trefferpositionen bestimmt werden. Da gemäß den Entwicklungsvorgaben für die Komponenten des HERA-B Detektors die maximale Belegungsdichte pro Ereignis 5 % beträgt, kann die entstehende Datenmenge etwa um den Faktor 20 reduziert werden, indem nur die Parameter der Treffer aufgezeichnet werden. Für diesen Zweck wird das Programmpaket MARVIN auf den Rechnern der zweiten Triggerstufe eingesetzt.

Bevor mit diesem Programm Trefferpositionen bestimmt werden können, muß zuerst die Zuordnung der analogen Auslesekanäle zu den Positionen der Auslesebausteine auf den Detektoren erfolgen. Da die Auslesereihenfolge der Signale der Kanäle nicht der geometrischen Anordnung der Streifen auf dem Detektor entspricht, muß auch hier eine Zuordnung vorgenommen werden. Beide Zuordnungen erfolgen mit Hilfe von Tabellen. Die erstere berücksichtigt unter anderem die Signalverkabelung, während letztere, die sogenannten Bondtabelle, Informationen aus der Fertigung der Module beinhaltet.

Im Rahmen der Sicherstellung der Datenqualität erfolgt unter anderem auch die Überprüfung dieser Tabellen für neu eingebaute Detektoren. Die dazu verwendeten Methoden sind in Abschnitt 4.1 vorgestellt.

Die weitere Aufbereitung der Rohdaten ist einem mehrstufigen Verfahren unterworfen, das die Zusammensetzung der Signale aus unterschiedlichen Beiträgen berücksichtigt. Diese Beiträge sind:

- Der jedem Kanal eigene Sockelbetrag, der zeitlich langsam, also über viele Ereignisse, variiert.
- Die von Ereignis zu Ereignis variierende kohärente Grundlinienschwungung aller Kanäle eines Bausteins.
- Das stochastische Rauschen.
- Die gesuchten Ladungssignale von den Durchgängen ionisierender Teilchen.

Bei der Rohdatenaufbereitung wird im ersten Schritt der kanalabhängige, zeitlich nachgeführte Sockelbetrag abgezogen, danach wird für jeden Auslesebaustein die Grundlinienschwungung bestimmt und abgezogen.

Nachdem die Daten auf diese Weise aufbereitet sind, erfolgt die Selektion von Treffern, indem nach einem oder mehreren benachbarten Streifen gesucht wird. Die Selektion dieser sogenannten Cluster erfolgt unter Verwendung von Schnitten auf Signalhöhe und gemessenes Rauschen. Die Details des Algorithmus und Untersuchungen zu den verwendeten Schnitten finden sich in [39].

Die Ortsinformation der Treffer ergibt sich aus dem, mit der jeweiligen Signalhöhe gewichteten Mittelwert m aller zum Cluster assoziierten Streifenpositionen. Von jedem Cluster wird zur Datenreduktion nur dieser Mittelwert, die Zahl der beitragenden Streifen - die Clusterbreite -, sowie die Ladungssumme aller Streifen und das Verhältnis von Ladungssumme zum bestimmten Rauschen gespeichert.

Von den p- und n-dotierten Streifen werden Ladungen entgegengesetzter Polarität ausgelesen. Zur Vereinfachung der Behandlung wird diese Polaritätsinformation bei der Trefferselektion nicht ausgewertet. Daher resultiert die Besonderheit, daß auch Cluster mit falschen Ladungsvorzeichen rekonstruiert werden können. Solche Cluster werden zwar aufgezeichnet aber von den Spurfindungsprogrammen im Allgemeinen verworfen. In Abschnitt 4.2 wird ein Verfahren vorgestellt bei dem diese Cluster mit falschem Vorzeichen dazu verwendet werden, problematische Daten zu erkennen.

2.3.2 Spurrekonstruktion

Zur Spurrekonstruktion im HERA-B Vertexdetektor wurde eine Reihe von Programmpaketen mit besonderen Eigenschaften entwickelt. Es sei zunächst das Paket SuSi [36] genannt, welches vor Inbetriebnahme des Vertexdetektors entstand und mit Hilfe von Simulationen optimiert wurde. Aufgrund seines hohen Rechenzeitbedarfs ist es durch die Pakete HOLMES [44] und CATS [45] ersetzt worden. Für den Einsatz in der zweiten und dritten Triggerstufe, wo es auf extrem kurze Rechenzeiten ankommt, werden spezielle Pakete verwendet. Es ist dies in der zweiten Triggerstufe das Paket L2SiLi [46], vorgesehen, für die dritte Triggerstufe ist das Paket OSKAR [47]. In diesem Abschnitt wird zunächst das Spurmodell und das Paket HOLMES ausführlich beschrieben, wodurch wichtige Grundlagen der im nächsten Kapitel vorgestellten Alignierungssysteme gegeben werden.

Das Spurmodell im Vertexdetektor

Der Vertexdetektor wird im Rahmen des Spurmodells als magnetfeldfrei angenommen. Diese Annahme gründet sich auf die Vorgaben bei der Auslegung des Detektors und wird durch Messungen bestätigt [48]. Sie hat zwei wesentliche Konsequenzen:

- Bei alleiniger Verwendung von Messungen des Vertexdetektors läßt sich keine Information über den Impuls einer Spur gewinnen.
- Spuren können durch Geradenstücke beschrieben werden.

Weiterhin vereinfacht die Konstruktion des Detektors, bei der alle Zählerebenen senkrecht zur longitudinalen Richtung stehen, das Spurmodell. Eine Spur wird daher durch die transversalen Koordinaten x und y im Ursprung und den Steigungen $tx = \frac{\partial x}{\partial z}$ und $ty = \frac{\partial y}{\partial z}$ am Nullpunkt der longitudinalen Richtung $z=0$ beschrieben. Diese vier Parameter werden im Spurvektor \vec{t} zusammengefaßt:

$$\vec{t} = (x \quad y \quad tx \quad ty)^T \quad (2-1)$$

Damit kann die z -Koordinate benutzt werden, um die Punkte auf einer Spur zu parametrisieren. An einer bestimmten Longitudinalposition z ergibt sich so für die transversalen Koordinaten:

$$x(z) = x + z \cdot tx \quad \text{und} \quad y(z) = y + z \cdot ty \quad (2-2)$$

Im nächsten Schritt werden die wichtigen Zusammenhänge zwischen diesem Spurmodell und den Messungen behandelt [49]. Die geometrischen Zusammenhänge verdeutlicht die Abbildung 2-15.

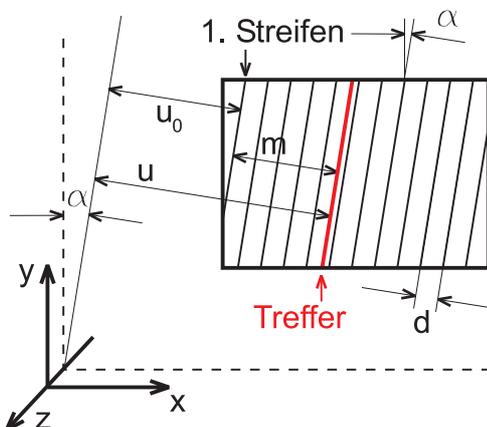


Abbildung 2-15: Geometrischer Zusammenhang der lokalen Koordinate u mit der gemessenen Streifenposition und dem Koordinatensystem des Vertexdetektors.

Die Messungen auf den Zählerebenen werden durch die jeweiligen lokalen Koordinaten u entlang eines Vektors \vec{n} , der in der Zählerebene und senkrecht zu den Streifen verläuft, beschrieben. Wird der Abstand des ersten Streifens einer Zählerebene vom Ursprung des Koordinatensystems mit u_0 und der Streifenabstand mit d bezeichnet, so gilt für die Koordinate u eines Treffers mit der Streifenposition m :

$$u = u_0 + d m \quad (2-3)$$

Mit dem Stereowinkel α , der die Orientierung der Streifen im Koordinatensystem des Vertexdetektors beschreibt, gilt für den Zusammenhang zwischen u und den transversalen Koordinaten:

$$u = x \cos \alpha - y \sin \alpha \quad (2-4)$$

Durch Einsetzen von (2-2) in (2-4) kann die Projektion einer Spur \vec{t} auf die lokale Koordinate u der Zählerebene an der Longitudinalposition z als Skalarprodukt eines Projektionsvektors \vec{p} mit dem Spurvektor ausgedrückt werden:

$$u = \vec{p}^T \cdot \vec{t} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & z \cos \alpha & -z \sin \alpha \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ tx \\ ty \end{pmatrix} \quad (2-5)$$

Für die Spurfindung wird damit jede Zählerebene i durch einen Projektionsvektor (Projektor) \vec{p}_i beschrieben, der eine Funktion des Stereowinkels α_i und der Longitudinalposition z_i dieser Ebene ist. Im Weiteren wird für \vec{p}_i die folgende vereinfachte Schreibweise benutzt:

$$\vec{p}_i^T = (\cos \alpha_i \quad -\sin \alpha_i \quad z_i \cos \alpha_i \quad z_i \sin \alpha_i) = (c_i \quad -s_i \quad z_i c_i \quad z_i s_i) \quad (2-6)$$

Spurrekonstruktion mit HOLMES

Die Vorstellung der Grundlagen des Programmpaketes HOLMES folgt im wesentlichen [44]. Eine Spurrekonstruktion setzt sich aus zwei wesentlichen Schritten zusammen: Der Zuordnung von Treffern zu Spuren und der Spuranpassung. Der im Programmpaket HOLMES angewandte Kalman Formalismus erlaubt es, diese beiden Schritte auf elegante Weise zusammenzuführen. Jedoch müssen vor Anwendung dieses Formalismus bereits Spurvektoren, die sogenannten Spurstartvektoren bekannt sein, deren Bestimmung zunächst angegeben wird.

Die Gleichung (2-1) zeigt, daß zur Beschreibung einer Spur vier Parameter notwendig sind. Es sind also vier Messungen zur Bildung eines Spurstartvektors erforderlich. Ein Spurstartvektor kann aus den vier Treffern eines geeigneten Quadrupletts von Zählerebenen gebildet werden. Diese Quadrupletts werden im Folgenden als Startkombination bezeichnet.

Werden die vier Treffer u_i einer Startkombination zu einem Vektor $\vec{u} = (u_1 \quad u_2 \quad u_3 \quad u_4)$ zusammengefaßt, so gilt für diesen mit den gesuchten Parametern \vec{t} des Spurstartvektors:

$$\vec{u} = \mathbf{M} \cdot \vec{t} \quad (2-7)$$

Dabei bestehen die Zeilenvektoren der Matrix \mathbf{M} aus den in (2-5) definierten Projektoren der Zählerebene der Startkombination:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \vec{p}_1^T \\ \vec{p}_2^T \\ \vec{p}_3^T \\ \vec{p}_4^T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 & z_1 c_1 & -z_1 s_1 \\ c_2 & -s_2 & z_2 c_2 & -z_2 s_2 \\ c_3 & -s_3 & z_3 c_3 & -z_3 s_3 \\ c_4 & -s_4 & z_4 c_4 & -z_4 s_4 \end{pmatrix} \quad (2-8)$$

Unter der Annahme, daß die Messungen i auf den Zählerebenen unabhängig voneinander mit dem Fehler σ_i erfolgen, ergibt sich für die Kovarianzmatrix des Vektors der vier Treffer \vec{u} eine Diagonalmatrix:

$$\mathbf{C}(\vec{u}) = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_4^2 \end{pmatrix} \quad (2-9)$$

Die gesuchten Parameter des Spurstartvektors und ihre Kovarianzmatrix $\mathbf{C}(\vec{t})$ ergeben sich aus der Inversion der durch (2-8) definierten Matrix und durch Fehlerfortpflanzung [50]:

$$\vec{t} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \vec{u}, \quad \mathbf{C}(\vec{t}) = \mathbf{M}^{-1} \cdot \mathbf{C}(\vec{u}) \cdot (\mathbf{M}^{-1})^T \quad (2-10)$$

Die Auswahl geeigneter Quadrupletts von Zählerebenen erfolgt so, daß die resultierenden Fehler des Spurstartvektors möglichst gering sind. Anschaulich ergibt sich, daß solche Startkombinationen besonders geeignet sind, die aus zwei Paaren von Zählerebenen bestehen, die einen möglichst großen longitudinalen Abstand besitzen wobei die Stereowinkel der einzelnen Zählerebenen der beiden Paare jeweils orthogonal zueinander stehen.

Quantitativ kann dies zu der Forderung zusammengefaßt werden, daß die Fehler der Spurstartvektoren möglichst klein sein sollen, was bedeutet, daß die Determinante ihrer Kovarianzmatrix klein sein muß. Unter der vereinfachenden Annahme, daß die Messungen auf den Zählerebenen gleiche Fehler aufweisen gilt:

$$\det \mathbf{C}(\vec{t}) \propto (\det \mathbf{M})^{-2} \quad (2-11)$$

Dies bedeutet, daß der Betrag D der Determinante der Matrix \mathbf{M} zu maximieren ist. Unter den vereinfachenden Annahmen für die Stereowinkel der vier Ebenen $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ und $\alpha_3 = \alpha_4 = \frac{1}{2}\pi$, ergibt sich für D :

$$D = |\det M| = \left| \det \begin{pmatrix} 1 & 0 & z_1 & 0 \\ 1 & 0 & z_2 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & z_3 \\ 0 & -1 & 0 & z_4 \end{pmatrix} \right| = |(z_1 - z_2)(z_4 - z_3)| \quad (2-12)$$

Wird ohne Beschränkung der Allgemeinheit angenommen, daß die z -Positionen in aufsteigender Reihenfolge sortiert sind, also gilt $z_1 \leq z_2 \leq z_3 \leq z_4$, so ergibt sich als obere Schranke für D :

$$D \leq (z_4 - z_1)^2 \quad (2-13)$$

Eine Startkombination wird akzeptiert, wenn sie einen Wert von D besitzt, der größer ist als der resultierende Wert für D einer Kombination von vier gleichmäßig in z verteilten Zählerebenen. Es gilt damit:

$$D \geq D_{\min} = \left[\frac{2}{3}(z_4 - z_3) \right]^2 = \frac{4}{9}(z_4 - z_3)^2 \quad (2-14)$$

Zusätzlich wird die Zahl der Startkombinationen eingeschränkt, indem nur solche akzeptiert werden, die von Zählerebenen eines Quadranten stammen. Noch weiter eingeschränkt wird diese Zahl durch die Forderung, daß jede Startkombination minimal zwei und maximal drei Superlagen umfaßt. Mit diesen Bedingungen ergeben sich bei der in Abbildung 2-13 dargestellten Abdeckung des Winkelbereiches der Meßperiode 325 Startkombinationen pro Quadrant, wenn alle Zählerebenen funktionsfähig sind.

Die Idee des kombinierten Spurfindungs- und Anpassungsalgorithmus ist es, die Liste der möglichen Startkombinationen durchzugehen und entsprechend der Zahl der Treffer in einem Ereignis für jede Startkombination, alle möglichen Spurstartvektoren zu bilden. Von diesen werden solche weiter benutzt, die aus der Richtung der Targetregion kommen.

Für alle so bestimmten Spurstartvektoren werden die Spurdurchstoßpunkte in den Koordinatensystemen der longitudinal benachbarten Ebenen gebildet. Findet sich dabei innerhalb des sogenannten Suchfensters – dessen Größe ein extern vorgegebener Parameter ist – ein weiterer Treffer, werden die Parameter des Spurstartvektors unter Berücksichtigung des hinzugekommenen Treffers modifiziert und das Verfahren mit der Bildung des Durchstoßpunktes in der nächsten Zählerebene fortgesetzt. Dies geschieht so lange, bis sich entweder innerhalb des jeweiligen Suchfensters keine weiteren Treffer finden, oder die erste beziehungsweise letzte Zählerebene in longitudinaler Richtung erreicht ist. Nach der Betrachtung aller Startkombinationen ergibt sich eine Liste von möglichen Spuren. Minimalforderung an eine Spur ist, daß ihr neben den vier Treffern der Startkombination ein weiterer Treffer zugeordnet ist und der Abstand zwischen der in die Targetebene projizierten Spur und dem Target einen maximalen Wert unterschreitet. Dieser maximale Wert ist ebenfalls ein externer Parameter des Algorithmus.

Wie in der Abbildung 2-16 schematisch dargestellt ist, ergibt sich bereits mit einer sehr kleinen Zahl von Treffern auf den Zählerebenen der Startkombinationen eine sehr große Zahl von Spurstartvektoren. Im gezeigten Beispiel werden zwei Spuren betrachtet, von denen in drei der Zählerebenen jeweils zwei Treffer detektiert werden, in der vierten Zählerebene einer. Untersucht werden müssen hierbei schon acht Spurstartvektoren. Die Abbildung zeigt auch, daß Schnitte, die nur Spuren aus der Targetregion akzeptieren, die Zahl der Kombinationsmöglichkeiten schnell reduzieren.

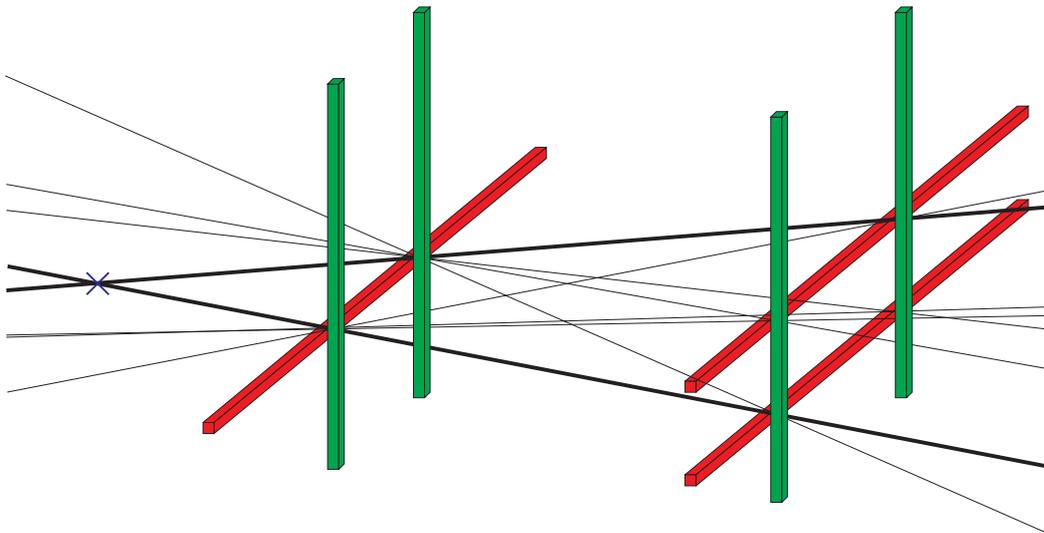


Abbildung 2-16: Schema der resultierenden Spurstartvektoren bei zwei Spuren, die von einer Startkombination aus vier Zählerebenen detektiert werden. Die Treffer sind durch die Balken symbolisiert, die beiden realen Spuren sind hervorgehoben, ihr Ausgangspunkt ist durch das Kreuz markiert.

Die geschickte Behandlung der Listen von Kombinationsmöglichkeiten und das möglichst frühzeitige Verwerfen von unbrauchbaren Kandidaten sind damit wichtige Mittel, die Rechenzeit des Algorithmus klein zu halten.

Nachdem bekannt ist, welche N Treffer mit den lokalen Koordinaten u_i zu einer Spur oder einem Spurstück gehören, ergibt sich nach der Methode der linearen, kleinsten Quadrate der gesuchte

Parametervektor \vec{t} durch Minimierung der C -Funktion, die in eine χ^2 -Funktion übergeht, wenn die Fehler der Einzelmessungen σ_i bekannt sind [50]:

$$C = \sum_{i=1}^N \frac{(u_i - \vec{p}_i^T \vec{t})^2}{\sigma_i^2} \quad (2-15)$$

Die Lösung für den Spurvektor und seine Kovarianzmatrix ergibt sich somit zu:

$$\vec{t} = \left(\sum_{i=1}^N \frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_i^T}{\sigma_i^2} \right)^{-1} \left(\sum_{i=1}^N \frac{u_i}{\sigma_i^2} \vec{p}_i \right), \quad \mathbf{C}(\vec{t}) = \left(\sum_{i=1}^N \frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_i^T}{\sigma_i^2} \right)^{-1} \quad (2-16)$$

Die Anwendung des Kalman-Formalismus erlaubt die sehr schnelle und effiziente Implementierung des Vorganges der Hinzufügung eines Treffers zur Spur. Die Methode des Kalmanfilters ist so aufgebaut, daß sie im Ergebnis der Parameterschätzung unter Benutzung der Methode der kleinsten Quadrate äquivalent ist.

Dies bedeutet, daß im Fall des Kalman-Formalismus nicht alle Messungen von Beginn an vorliegen müssen, sondern sequentiell zu den bereits betrachteten hinzugefügt werden können. Vertiefende Ausführungen zu dieser Methode und ihrer Anwendung auf Probleme der hier betrachteten Art finden sich in [51] und [52].

In [44] ist gezeigt, daß sich im Fall des vorliegenden Spurmodells durch Hinzufügung einer Messung u_n auf einer Zählerebene mit dem Projektor \vec{p}_n eine Änderung des Vektors der Spurparameter um $\Delta\vec{t}$ ergibt zu:

$$\vec{t} \rightarrow \vec{t} + \Delta\vec{t} = \vec{t} + \frac{u_n - \vec{p}_n^T \cdot \vec{t}}{\sigma_n^2 + \vec{p}_n^T \cdot \mathbf{C}(\vec{t}) \cdot \vec{p}_n} \mathbf{C}(\vec{t}) \cdot \vec{p}_n \quad (2-17)$$

Für seine Kovarianzmatrix ergibt sich:

$$\mathbf{C}(\vec{t}) \rightarrow \mathbf{C}(\vec{t}) + \Delta\mathbf{C}(\vec{t}) = \mathbf{C}(\vec{t}) - \frac{(\mathbf{C}(\vec{t}) \cdot \vec{p}_n) \cdot (\mathbf{C}(\vec{t}) \cdot \vec{p}_n)^T}{\sigma_n^2 + \vec{p}_n^T \cdot \mathbf{C}(\vec{t}) \cdot \vec{p}_n} \quad (2-18)$$

Die Struktur von (2-18) entspricht der Erwartung, daß die Unsicherheit von Parameterschätzungen durch Hinzufügung weiterer Messungen kleiner werden, also kleinere Elemente der Kovarianzmatrix resultieren.

Um die Spurparameter und Kovarianzmatrix von der Longitudinalposition z an eine um Δz unterschiedliche zu propagieren, ergibt sich:

$$\vec{t}(z + \Delta z) = \mathbf{T}(\Delta z) \cdot \vec{t}(z), \quad \mathbf{C}(z + \Delta z) = \mathbf{T}(\Delta z) \cdot \mathbf{C}(z) \cdot \mathbf{T}^T(\Delta z) \quad (2-19)$$

Hierbei gilt für die Transportmatrix $\mathbf{T}(\Delta z)$:

$$\mathbf{T}(\Delta z) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \Delta z & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \Delta z \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2-20)$$

Die hier gezeigte Anwendung des Kalman Filters, macht von seiner wichtigen Eigenschaft, des Berücksichtigens von zusätzlichen Störeinflüssen während der Entwicklung, keinen Gebrauch. Bei der Anwendung in der Spurfindung bestehen solche Störeinflüsse in der Vielfachstreuung der Spuren beim Durchtritt von Material. Da im Gang der Rekonstruktion von Spuren im HERA-B Detektor jedoch zunächst Spuren im Vertexdetektor rekonstruiert werden, steht keine Impulsinformation zur Verfügung, so daß die Vielfachstreuung im HOLMES Programmpaket nur durch eine effektive Auflösung der Zählerebenen berücksichtigt wird. Im Rahmen der in Kapitel 5 ge-

zeigten Alignierung wird von der gleichen Voraussetzung ausgegangen, daher wird die Bestimmung der effektiven Auflösungen im Abschnitt 5.3 behandelt.

Spurrekonstruktion mit CATS

Das Programmpaket CATS stellt ein zu HOLMES alternatives Rekonstruktionssystem für Spuren im Vertexdetektor zur Verfügung. Es soll hier kurz vorgestellt werden, da die damit bestimmten Spuren zu der in Abschnitt 6.3 vorgestellten Bestimmung der Auflösungen des Vertexdetektors benutzt wurden. Angesichts der gebotenen Kürze werden hier nur die Grundzüge des Paketes beschrieben, Details finden sich in [45] und [53], sowie den dort angegebenen Referenzen.

Im Fall von CATS erfolgt die Zuordnung von Treffern zu Spuren getrennt von der nachfolgenden Spuranpassung unter Verwendung von sogenannten Raumpunkten. Ein Raumpunkt wird durch die Kombination von Treffern auf mehreren Zählerebenen gebildet, die einen möglichst kurzen longitudinalen Abstand haben müssen, damit Effekte aus der Spurstiegung klein sind. Im vorliegenden Fall werden daher zur Bildung eines Raumpunktes nur Treffer aus den Zählerebenen eines Pots herangezogen und zudem eine Korrektur auf die Spurstiegung angewandt, die sich aus der Annahme ergibt, daß es sich um eine Spur vom Target handelt. Um mögliche Ineffizienzen zu berücksichtigen, wird ein Raumpunkt aus zwei bis vier Treffern aus dem Pot gebildet. Nachdem eine Liste von Raumpunkten für ein Ereignis bestimmt wurde, werden diese durch ein im Rechner simuliertes, neuronales Netz zu Spuren verbunden.

Nach der Spurenfindung, werden die Spurparameter auch im Fall von CATS mit einem Kalmanfilter bestimmt. Hier wird jedoch die Vielfachstreuung im von den Spuren durchquerten Material berücksichtigt. Die dazu notwendigen Impulse werden aus den Steigungen der Spuren geschätzt [54]. Unter der Annahme der Gültigkeit der Schätzungen können so die Kovarianzmatrizen genauer bestimmt werden.

Obwohl der verwendete Algorithmus durch die Betrachtung des durchquerten Materials aufwendiger ist als im Fall von HOLMES, wurde durch geschickte Implementierung erreicht, daß beide Programmpakete ein ähnliches Zeitverhalten aufweisen. Im direkten Vergleich der Programmpakete CATS und HOLMES unter Benutzung von simulierten Ereignissen ergaben sich sehr ähnliche Resultate [55].

Beiden Algorithmen ist gemein, daß sie wegen der fehlenden Impulsmessung auf Schätzungen und Effektivparametrisierungen angewiesen sind. Bessere Kovarianzmatrizen der bestimmten Spurparameter lassen sich also nur durch eine erneute Spuranpassung bestimmen, nachdem durch Verbindung der Spuren mit denen aus dem zentralen Spursystem jeder Spur eine Impulsmessung zugeordnet wurde. Diese Neuanpassung erfolgt nicht mehr im Rahmen der hier beschriebenen Programmpakete des Vertexdetektors.

2.3.3 Vertexrekonstruktion

Aufgabe der Vertexrekonstruktion ist das Auffinden der Ausgangspunkte - der Vertices - der beobachteten Spuren, die mit den Orten der physikalischen Reaktionen identisch sind. Da nur die Spurinformatoren zur Verfügung stehen, sind zur Bestimmung eines Vertex mindestens zwei Spuren notwendig. Vertices werden entsprechend der physikalischen Prozesse in Primär- und Sekundärvertices unterschieden. Die Orte der primären Proton-Nukleon Kollisionen werden als Primärvertices bezeichnet. Als Sekundärvertices werden die Zerfallsorte von Teilchen bezeichnet, die in den primären Wechselwirkungen produziert wurden und die deutlich von den Primärvertices abgesetzt sind.

Zwei rekonstruierte Spuren aus einem Zerfall schneiden sich aufgrund von Vielfachstreuung und der endlichen Auflösung ihrer Detektion im allgemeinen nicht. Die Vertexposition wird daher un-

ter Berücksichtigung der Kovarianzmatrizen der Spuren so bestimmt, daß die mit ihren Fehlern gewichteten Abstände der beitragenden Spuren zum Vertex minimal werden. Zur Erreichung guter Resultate ist also wegen der Vielfachstreuung die Kenntnis des Spurimpulses und die des, von den Spuren durchquerten Materials wünschenswert.

Bevor nach dieser Vorschrift Vertexpositionen bestimmt werden können, müssen die zu einem Vertex beitragenden Spuren von einer Mustererkennung ausgewählt werden. Die Abbildung 2-17 verdeutlicht diese Probleme noch einmal für den Fall eines möglichen Vertex mit drei Spuren.

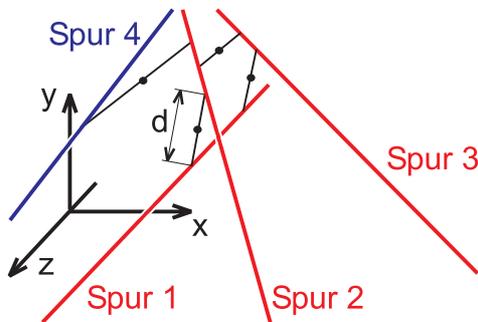


Abbildung 2-17: Schematische Darstellung der geometrischen Zusammenhänge bei der Vertexrekonstruktion. Mit d ist die kürzeste Distanz zweier Spuren bezeichnet. Die Spuren 1-3 gehören zum Vertex, die vierte nicht.

Für die Rekonstruktion primärer und sekundärer Vertexpositionen im HERA-B Detektor wird zur Zeit das Programmpaket GROVER verwendet [56], [57].

In GROVER wird, ähnlich wie in HOLMES, das Minimierungsproblem der Vertexbestimmung durch die Benutzung eines Kalman-Filters gelöst. Auch hier findet also die Mustererkennung und Vertexbestimmung simultan statt. Da a-priori die Assoziation von Spuren zu Vertices nicht bekannt ist, wird wie im Fall des Programmpaketes HOLMES mit Schnitten gearbeitet. Hier werden jedoch keine Suchbereiche verwendet, sondern eine Spur als nicht zum Vertex gehörig betrachtet, wenn sie den Werte der Minimumsfunktion zu stark verändert. Für die erste Schätzung des Vertex wird ein Ensemble von Spuren benutzt, deren jeweiliger fehlergewichteter Abstand zum Target einen bestimmten Wert unterschreitet.

GROVER benutzt interne, zeitlich nachgeführte Positionen der Targets. Dies ist nötig, da, wie in Abschnitt 6.2.3 gezeigt wird, sich sowohl Strahl als auch Targets während des Meßbetriebes merklich bewegen. Zudem können die Primärvertices auf Benutzerwunsch unter der Zwangsbedingung angepaßt werden, daß sich ihre Position innerhalb des Targetmaterials befindet.

Sekundärvertices werden unter Benutzung eines separaten Programnteils von GROVER angepaßt [58]. Neben der effizienten und genauen Numerischen Implementierung des Kalman-Filters wurde der Formalismus so angepaßt, daß auch Zwangsbedingungen berücksichtigt werden können, die aus den kinematischen Zusammenhängen bestimmter Zerfälle resultieren. Dies bedeutet, daß der Anpassungsalgorithmus zum Beispiel Vertexpositionen unter der Annahme bestimmen kann, daß ein J/ψ -Meson in zwei Myonen zerfallen ist, deren Spurparameter, Impuls und Kovarianzmatrix vorgegeben werden.

Bevor das GROVER Paket zur Verfügung stand, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein einfacheres Paket zur Vertexrekonstruktion verwendet [59]. Dieses Paket wird nur bei der Untersuchung von Daten verwendet, die allein mit dem Vertexdetektor aufgenommen wurden, bei denen also keine Impulsmessungen zur Verfügung stehen.

In diesem Programm wird anstelle des Kalman Formalismus die äquivalente Methode der linearen kleinsten Quadrate verwendet. Die Mustererkennung beruht hier auf einem einfachen Durchgehen vieler Kombinationen, für die jeweils die Anpassung durchgeführt wird. Die mangelnde Genauigkeit dieses Programms wegen der einfachen Mustererkennung und fehlenden Impulsinformation kann teilweise ausgeglichen werden, indem nur Vertices mit vielen beitragenden Spuren für die Untersuchung akzeptiert werden.

3 Grobe Alignierung der Vertexdetektor Module

Wie bereits angeführt, ist der Siliziumvertexdetektor des HERA-B Experimentes nicht nur als reiner Vertexdetektor ausgelegt, sondern auch als eigenständiges Spurmeßsystem. Daher konnte der Vertexdetektor bereits zu einem Zeitpunkt in Betrieb genommen werden, als sich die übrigen Spurmeßsysteme noch in der Aufbau- und Inbetriebnahmephase befanden. Dies bedeutet, daß der Vertexdetektor zuerst in sich aligniert werden mußte, ohne daß externe Spuren und insbesondere Impulsmessungen dieser Spuren zur Verfügung standen.

Die Spurfindung im Detektor benötigt eine möglichst gute Kenntnis der geometrischen Anordnung der einzelnen ortsauflösenden Detektoren. Auf der anderen Seite ist eine Alignierung der Detektoren am besten mit den nachgewiesenen Spuren geladener Teilchen möglich. Hierzu werden die sogenannten Residuen r betrachtet, die in diesem Fall definiert sind, als die Abweichung der gemessenen Trefferkoordinate u von der projizierten Durchstoßkoordinate u_i der Spur im lokalen Koordinatensystem der betrachteten Zählerebene:

$$r = u - u_i \quad (3-1)$$

Für die Alignierung, die eine Minimierung aller durch Gleichung (3-1) definierten Residuen darstellt, müssen also bereits Messungen der Spurparameter vorliegen.

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie sich in iterativer Weise die voneinander abhängige Spurrekonstruktion und Alignierung vornehmen läßt. Ziel ist es, eine Güte der Alignierung zu erreichen, welche die Benutzung der in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Programme zur Spurrekonstruktion ermöglicht.

Zunächst wird gezeigt, wie die Ausgangsgeometrie während der Bau und Inbetriebnahmephase bestimmt wurde. Die dabei bestimmten Koordinaten der Komponenten stellen jedoch nur eine erste Schätzung der Positionen der Zählerebenen dar. Es wird deswegen danach ein zweistufiges Verfahren angegeben, daß die Korrektur der Positionen der Zählerebenen eines Quadranten entlang der jeweiligen Meßkoordinaten u relativ zueinander erlaubt.

Aus der danach vorgestellten Bestimmung der Positionen der Quadranten zueinander wurde ein zweites Verfahren zur groben Alignierung entwickelt, daß die schrittweise Alignierung der Zählerebenen aller Quadranten erlaubt.

Die in diesem Kapitel betrachteten Methoden der Alignierung erlauben eine Korrektur der Positionen der Zählerebenen entlang der Meßkoordinaten. Die Bestimmung von Positionskorrekturen in longitudinaler Richtung und der Korrekturen der Stereowinkel erfolgt dann mit dem in Kapitel 5 vorgestellten System zur Präzisionsalignierung, das auf der Basis von Spuren mit hoher Qualität im Vertexdetektor arbeitet.

3.1 Bestimmung der Ausgangsgeometrie

Ausgangspunkt aller Bestimmungen sollten, soweit wie möglich, die Fertigungszeichnungen des Aufbaus sein. Insbesondere wurde der eigentliche Vakuumtank vom Hersteller auf einer präzisen Werkzeugmaschine in evakuiertem Zustand auf die kritischen Endmaße gebracht. Die geforderten Toleranzen für die Manipulatorpositionen betragen $500 \mu\text{m}$ [60].

Der komplexe mechanische Aufbau des Vertexdetektors enthält Justagemöglichkeiten, die eine Verschiebung bestimmter Komponenten gegeneinander erlauben. Aus diesem Grund können die Koordinaten der Zähler nicht direkt aus den Fertigungszeichnungen und Prüfunterlagen übernommen werden. Im vorliegenden Fall lassen sich die Positionen aller Manipulatoren in drei

Raumrichtungen justieren. Zudem kann jeder Zählerträger in seiner Halterung lateral und azimuthal verschwenkt werden, sowie in der radialen Richtung justiert werden.

Die Justagemöglichkeiten erforderten eine möglichst exakte Vermessung des Aufbaus. Zusätzlich erschien eine vorhergehende Prüfung der kritischen Fertigungsmaße ratsam.

Im Rahmen der Vermessungs- und Justagearbeiten müssen neben den bereits erwähnten Koordinatensystemen des HERA-B Detektors und der Zählerebenen weitere beachtet werden. Deren Lage zueinander ist in Abbildung 3-1 schematisch dargestellt und in der folgenden Aufstellung genannt, wobei in Klammern jeweils die in der Abbildung verwendeten Kurzbezeichnungen angegeben sind:

- Das HERA-Koordinatensystem. Um den Durchlauf des Protonenstrahls zu gewährleisten, muß der Tank im Koordinatensystem des HERA-Speicherringes justiert werden. Die dabei geforderte Genauigkeit beträgt etwa $200 \mu\text{m}$. Im Gegensatz zu den anderen benutzten Koordinatensystemen, handelt es sich hierbei um ein linkshändiges System (HERA).
- Das in Abschnitt 1.3 bereits vorgestellte Koordinatensystem des HERA-B Detektors, dessen positive z-Achse mit der Strahlrichtung verläuft (HERA-B).
- Das Tank-Koordinatensystem. Dieses wurde in den Fertigungszeichnungen des Herstellers verwendet. Hier befindet sich der Ursprung auf der Mittelachse an der Position der Bezugsebene des Austrittsflansches. Die z-Achse verläuft dabei auf der Mittelachse entgegen der Strahlrichtung. Die y-Achse verläuft dann nach oben, die x-Achse horizontal (Tank).
- Das Koordinatensystem eines Pots. Bei der Justage der Zählerträger auf den Halterungen wurde mit diesem Bezugssystem gearbeitet, das durch die Mittelachse der Halterung und die Bezugsfläche des Primärvakuumsflansches definiert wird (nicht dargestellt).
- Das Koordinatensystem der Bewegungen eines einzelnen Manipulators. Dieses wird durch die beiden in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Bewegungsrichtungen – radial und lateral - gebildet (Manipulator).
- Das in Abschnitt 2.3.2 vorgestellte Koordinatensystem der Auslesestreifen der Zählerebenen (Zähler).

Letztlich muß die Lage aller dieser Koordinatensysteme untereinander für den Betrieb des Vertexdetektors am Speicherring und die Auswertung seiner Daten zumindest einmal bestimmt werden, bevor dann das Positionieren der Manipulatoren und die Spurrekonstruktion unter Benutzung von jeweils einem Koordinatensystem erfolgt.

Im Rahmen der Vermessungs- und Justagearbeiten wurde zunächst die Anordnung der Manipulatoren nach deren Montage auf den Tank bei protokollierter Stellung der Bewegungsachsen vermessen. Der Tank wurde nach seiner Aufstellung im Experiment justiert, so daß seine Position sowohl im Koordinatensystem des Speicherringes, wie auch des Experimentes dem Soll entspricht. Während der Montage der Pots wurden die Detektoren zunächst justiert, und deren Anordnung danach vermessen. Indem die zuvor beschriebene Lage der Koordinatensysteme untereinander benutzt wird, können die gemessenen Positionen verwendet werden, um die Position der Zählerebenen im HERA-B Koordinatensystem zu bestimmen, womit sich eine erste Schätzung der Alignierungsparameter ergibt.

Im Weiteren wird zunächst die Vermessung der Manipulatoranordnung beschrieben, gefolgt von der Beschreibung der Vermessung und Justage der Detektoren auf den Halterungen. Die hierbei erzielten Ergebnisse werden dann im weiteren Verlauf der Arbeit mit den Positionskorrekturen, die durch die Verwendung von Meßdaten bestimmt wurden, beurteilt.

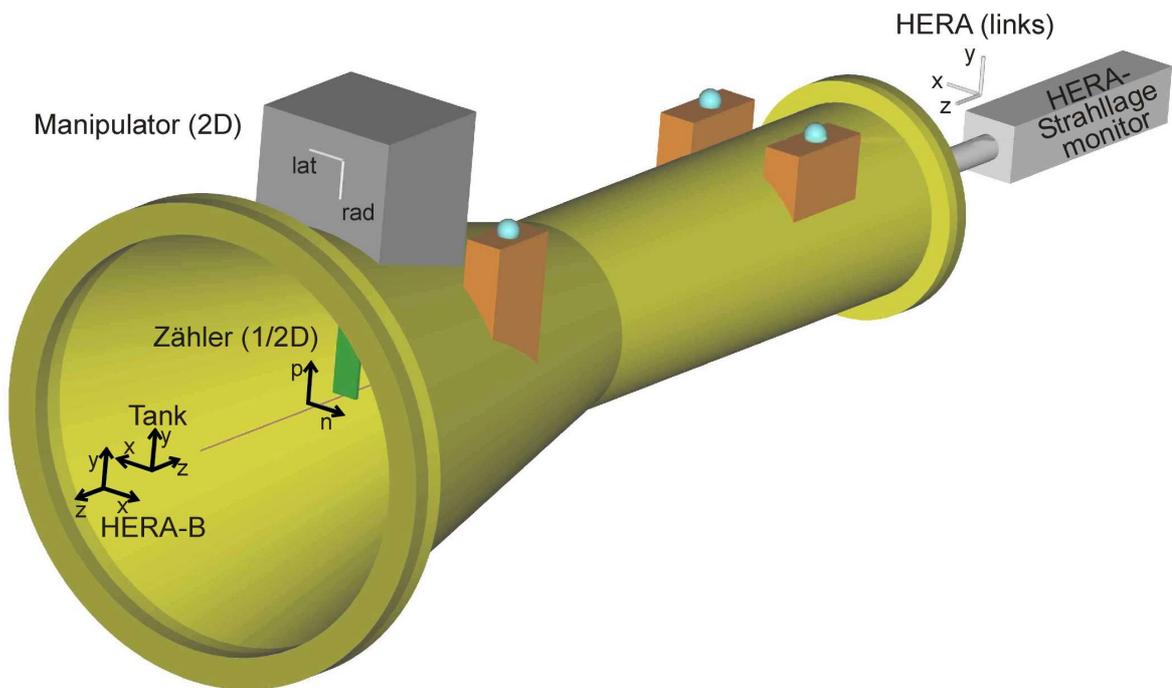


Abbildung 3-1: Die Lage der relevanten Koordinatensysteme am Vertextank zueinander. Die Strahlrichtung verläuft von rechts nach links.

Zur Vermessung und Justage wurden präzise Meßgeräte wie digitale Schieblehren und Anschlagwinkel verwendet. Damit lassen sich kleine Abstände mit einer Genauigkeit von etwa $0,05\text{ mm}$ vermessen⁷. Für eine Prüfung und Justage des Gesamtsystems mit typischen Längen von 2 m sind diese Geräte jedoch nicht einsetzbar. Hierzu wurden geodätische Methoden benutzt.

3.1.1 Geodätische Vermessung der Manipulatoranordnung

Nach Montage der Manipulatoren und erfolgter Justage wurde die gesamte Anordnung mit geodätischen Mitteln vermessen. Dadurch war gleichzeitig eine Kontrolle der Fertigungsmaße des Tanks möglich. Ziel war es, die Positionen der Manipulatoren auf dem Tank zu erfassen und zu große Positionsabweichungen zu korrigieren.

Zur Vermessung wurde eine sogenannte Vollstation⁸ benutzt. Ein derartiges Gerät besteht aus einem elektronischen Präzisionstheodoliten mit integriertem elektrooptischen Distanzmesser und liefert Positionsinformationen der angezielten Objekte in Kugelkoordinaten relativ zum Instrumentenstandort. Der Theodolit besteht aus einem Zielfernrohr, dessen Vertikal- und Horizontalwinkel hochpräzise gemessen werden. Durch besondere Maßnahmen ist sichergestellt, daß sich das Gerät in reproduzierbarer Weise aufstellen läßt. Der integrierte elektrooptische Distanzmesser arbeitet auf interferometrischer Basis, wobei die Frequenz des Meßsignals automatisch variiert wird, um eine absolute Entfernungsmessung zu ermöglichen.

Vom Hersteller in den Tank eingearbeitete Referenzbohrungen ermöglichen es, die Lage von vier Halterungen für Meßziele im Tank-Koordinatensystem zu bestimmen. Als Meßziele kommen so genannte Taylor-Hobson-Kugeln zum Einsatz, die in unterschiedlichen Ausführungen sowohl für

⁷ Die Angabe ist konservativ abgeschätzt, der Hersteller (Mitutoyo) gibt für das verwendete Modell an: Auflösung $10\text{ }\mu\text{m}$, Wiederholgenauigkeit: $10\text{ }\mu\text{m}$, Genauigkeit: $30\text{ }\mu\text{m}$. Die angenommenen $50\text{ }\mu\text{m}$ sollen noch etwaigen Verkantungen bei den teils schlecht zugänglichen Meßstellen Rechnung tragen.

⁸ Bei dem verwendeten Gerät handelt es sich um eine Vollstation des Typs TC2002 der Firma Leica-Geosystems.

hochpräzise Winkelmessungen, wie auch für hochpräzise Streckenmessungen besonders geeignet sind [61]. Damit sind insbesondere die geforderten Aufstellgenauigkeiten von bis zu 100 μm für die Komponenten der Speicherringanlage erreichbar.

Die Meßzielhalterungen befinden sich auf der Tankoberseite und werden dazu benutzt, die Position des Tanks relativ zur Speicherringanlage zu justieren. Zur Vermessung wurde die Vollstation in Protonenstrahlrichtung vor dem Tank aufgestellt und ihre Lage im Tank-Koordinatensystem mit Hilfe der Meßziele bestimmt. Die Manipulatoren wurden in radiale und laterale Referenzpositionen gebracht. Anstelle der Pots wurden in die Flanschöffnungen der Manipulatoren Modelle eingebracht, an deren Spitze ein kombiniertes Entfernungs- und Winkelziel montiert war. Die Geometrie war so bemessen, daß sich das Zentrum des Meßziels auf der Mittelachse des Tanks befinden sollte. Gemessen und erfaßt wurden die möglichen Positionsabweichungen der einzelnen Manipulatoren von der Sollgeometrie. Die Abbildung 3-2 stellt das hier Beschriebene noch einmal in Form einer Skizze dar. Die in Tabelle 3-1 aufgeführten Abweichungen erlaubten eine einwandfreie Funktion der Mechanik, so daß auf eine aufwendige Korrektur verzichtet werden konnte.

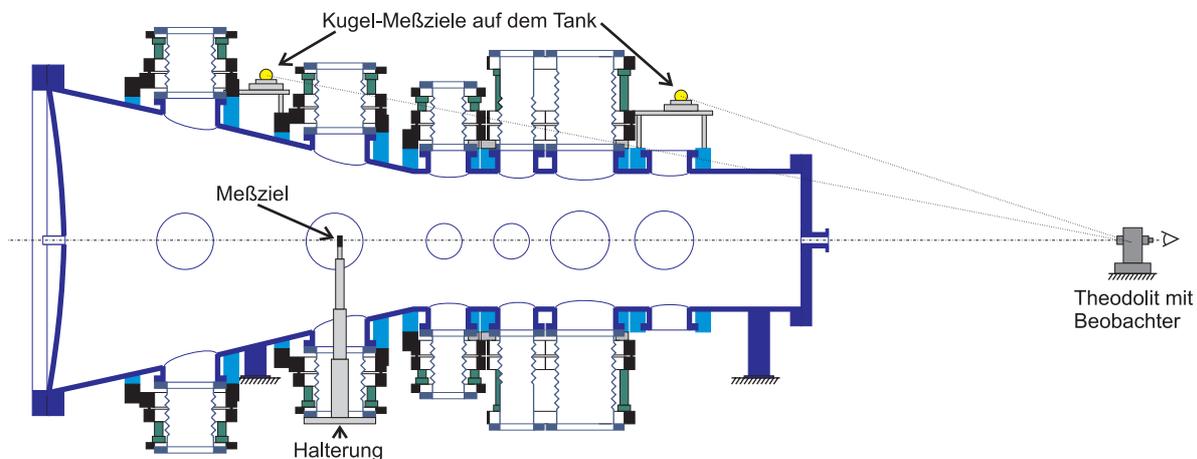


Abbildung 3-2: Übersichtsskizze der Anordnung von Vollstation (Theodolit) und Meßzielen während der Vermessung der Manipulatoranordnung.

SL	Oben x00			Außen x03			Unten x06			Innen x09		
	Δx [mm]	Δy [mm]	Δz [mm]	Δx [mm]	Δy [mm]	Δz [mm]	Δx [mm]	Δy [mm]	Δz [mm]	Δx [mm]	Δy [mm]	Δz [mm]
1-3	1,27	-0,71	-0,84	-0,54	-3,11	-0,87	-1,88	-0,24	-0,09	-0,28	-0,44	0,03
4	0,37	-0,25	-1,88	-0,33	-2,80	0,03	-3,52	-0,04	0,61	-0,34	-0,27	0,03
5	1,32	0,06	0,46	-0,08	-2,87	-0,97	-0,56	-0,66	-0,38	-0,16	-0,12	-0,22
6	2,18	0,99	-1,04	-0,15	0,51	-1,42	1,43	1,03	-1,12	-0,12	0,42	-1,82
7	0,19	0,70	-2,74	0,06	3,71	-1,82	0,06	0,7	-1,82	-	-	-

Tabelle 3-1: Abweichungen von der Sollposition der Manipulatoren im Koordinatensystem des Tanks. Die Tabelle zeigt die Abweichungen in mm der Manipulatorpositionen in den einzelnen Quadranten und Superlagen (SL).

Aus den Daten der Tabelle ist zu erkennen, daß bei den z-Positionen mit steigender Nummer der Superlage systematisch kleinere Werte gemessen werden. Ein solcher Effekt kann auf die nicht sicher bekannte Verteilung der Brechungsindizes der optischen Medien zurückzuführen sein. Diese wird benötigt, um aus den Frequenzmessungen des Distanzmessers die Entfernung zu bestimm-

men. Im vorliegenden Fall wurde der Tank von trockenem Stickstoff durchströmt, welcher gegenüber Luft einen leicht abweichenden Brechungsindex besitzt. Eine genauere Berechnung dieses Einflusses scheitert an der nicht bekannten Verteilung der Brechungsindizes im Bereich der Eintrittsöffnung, wo die Gasmischung mit der atmosphärischen Luft erfolgt und der genauen Temperatur des Stickstoffs im Tank.

Vom Problem der eventuellen systematischen Verschiebung der z-Koordinaten abgesehen, wird für die eigentliche Vermessung eine Genauigkeit von $200\ \mu\text{m}$ angegeben [62]. Die erreichte Genauigkeit wird allerdings von der Justage und Genauigkeit der verwendeten Modelle dominiert, die mit etwa $1\ \text{mm}$ abgeschätzt wird.

3.1.2 Geodätische Vermessung der Detektoren

Während der Montage der unter Laborbedingungen vormontierten Zählerträger auf den Halterungen wurden diese ebenfalls mit geodätischen Mitteln vermessen und entsprechend justiert. Eine Justierung der Zähler auf Sollposition ist hier geboten, da die Aluminiumkappe, welche das Primärvakuum vom Sekundärvakuum innerhalb der Akzeptanz des Experimentes trennt, mit der sehr engen radialen Toleranz von $500\ \mu\text{m}$ gefertigt ist. Eine durch Fehljustage verursachte Berührung des empfindlichen Zählers mit der Kappe könnte die Zerstörung des Zählers bedeuten. Aus dem gleichen Grund darf der Zähler auch nur optisch angetastet werden.

Zur Vermessung wurde ein Präzisionstheodolit⁹ ohne Entfernungsmessung eingesetzt. In einer separaten Messung wurde der Abstand zwischen Instrument und Mittelachse der Halterung, sowie die Winkel, unter welchen die Mittelachse der Halterung senkrecht angezielt werden, bestimmt. Während der Vermessung wurde die Lage des Instrumentes im Koordinatensystem der Halterung durch Anzielung von jeweils zwei Punkten an den drei Flanschen bestimmt. Danach wurden die sichtbaren Grenzen der aktiven Fläche des Zählers angezielt und deren Lage bestimmt. Die Auswertungen der Messungen erfolgten direkt, so daß die Zähler justiert werden konnten. Aus Zeitgründen wurde zumeist nur die korrekte radiale Position justiert, während die lateralen Positionsabweichungen von $1\text{-}2\ \text{mm}$ bestimmt wurden, um damit die Beschreibung der Geometrie zu korrigieren.

Eine mögliche Rotation um die Längsachse der Halterung wurde per Konstruktion durch Anschläge der Halterung verhindert. Der korrekte Abstand der beiden Zähler ist durch Abstandsstücke sichergestellt. Abbildung 3-3 gibt einen schematischen Überblick über die Anordnung.

Die Ergebnisse der geodätischen Vermessung von Tank und Pots erlaubten die Inbetriebnahme des Gesamtsystems. Insbesondere konnte sichergestellt werden, daß die nötigen Fahrbewegungen der Manipulatoren ohne Kollisionen von Pots miteinander möglich sind. Außerdem wurde durch die Vermessung und Justage der Detektoren auf den Halterungen die Montage der Kappen stark erleichtert. Eine weitere Diskussion der Ergebnisse der Vermessung erfolgt unter Benutzung der Ergebnisse der Alignierung in Abschnitt 3.2.3, sowie in 6.1.1.

⁹ Hier kam ein elektronischer Präzisionstheodolit des Typs E2 der Firma Wild (heute Leica-Geosystems) zum Einsatz.

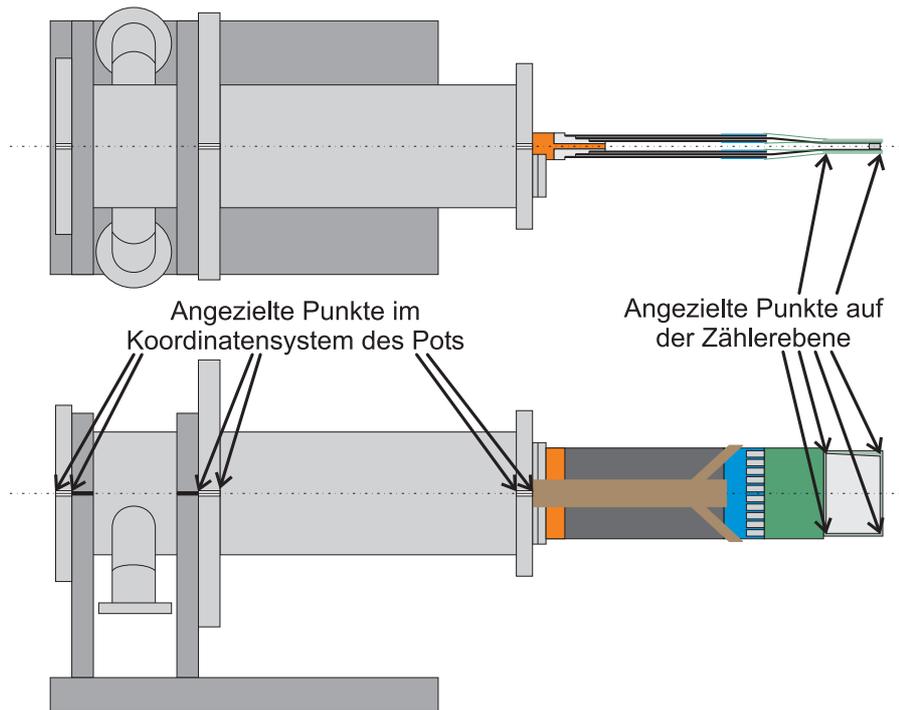


Abbildung 3-3: Übersichtsskizze von der Anordnung zur Vermessung der Module. Die Seitenansicht im unteren Bildteil entspricht der Ansicht aus der Sicht des Beobachters am Theodoliten. Die Längsachse der Pots ist durch die strichpunktierte Linie dargestellt.

3.2 Alignierung ohne Spurfundungsalgorithmus

Bereits mit den Daten aus der Meßperiode von 1998 war eine Spurrekonstruktion im Vertexdetektor möglich. Allerdings erwies sich die Genauigkeit der Geometriedaten, die mit den Methoden des vorigen Abschnittes bestimmt wurden, hierzu als nicht ausreichend. Aus diesem Grund wurden zwei aufeinander aufbauende Methoden entwickelt, welche die Alignierung der Zählerebenen der einzelnen Quadranten zueinander in den radialen und lateralen Koordinaten gestatten. In diesem Abschnitt werden beide Methoden, die Alignierung durch Bestimmung von Häufungspunkten in der Targetebene und die Alignierung mit Spuren von fünf Treffern vorgestellt, wobei die Ausführungen dabei im wesentlichen [44] folgen.

Wie in [63] ausgehend von Überlegungen zu linearen Transformationen gezeigt ist, verbleiben bei der Alignierung unbestimmbare Parameter. Diese externen Parameter müssen also bei der hier betrachteten internen Alignierung festgelegt werden. Bei der Behandlung des Präzisionsalignierungssystems werden die externen Parameter in Abschnitt 5.2 noch einmal gesondert behandelt.

In der Meßperiode von 1998 stand als externer Bezugspunkt der Alignierung nur das Targetsystem des HERA-B Detektors zur Verfügung. Unter der Annahme einer punktförmigen Wechselwirkungszone von bekannter Position ergibt sich ein Bezugspunkt für die Alignierung. Voraussetzung dafür ist die Benutzung eines einzelnen Targetdrahtes. Um die Bewegungen des Targets zu minimieren [21], wurden die Datensätze bei Wechselwirkungsraten von wenigen MHz aufgenommen.

Da nach [63] mit der Festlegung eines Punktes noch nicht alle externen Parameter festgelegt sind, wird bei den im Folgenden vorgestellten Verfahren noch die Position der Zählerebenen mit der größten Longitudinalposition während der Alignierung fixiert. Dies bedeutet, daß die aus der Vermessung bestimmte Position ohne Korrektur übernommen wird.

3.2.1 Alignierung durch Bestimmung von Häufungspunkten in der Targetebene

In der hier behandelten ersten Stufe der Alignierung spielen die in Abschnitt 2.3.2 im Rahmen der Beschreibung des Programmpaketes HOLMES zur Spurrekonstruktion eingeführten Startkombinationen eine zentrale Rolle.

Die Idee des Verfahrens ist es, in jedem Ereignis alle Spurstartvektoren an die Longitudinalposition des Targetdrahtes zu projizieren und die transversalen Positionen in dieser sogenannten Target-Ebene zu untersuchen. Wie bereits anhand der Abbildung 2-16 erläutert wurde, werden viele Spurstartkombinationen aufgrund von falschen Kombinationen der Treffer auf den Zählerebenen der betrachteten Startkombination entstehen. Deren Positionen in der Target-Ebene sollten also gleichmäßig verteilt sein. Die Spurstartvektoren hingegen, die physikalischen Spuren entsprechen, ergeben in der Target-Ebene einen Häufungspunkt.

Den idealen Fall stellt die beliebig gute Auflösung der Zählerebenen, die Abwesenheit von Streuungen der geladenen Teilchen und eine punktförmige Wechselwirkungszone von der alle Spuren ausgehen dar. In diesem Fall schneiden sich aufgrund der Eineindeutigkeit der Spurstartvektoren all jene an der Targetposition, die physikalischen Spuren entsprechen. Wegen der Eineindeutigkeit ist dies auch der Fall, wenn nicht die wahren Positionen der Zählerebenen der Startkombination angenommen wurden. Im Fall falscher Positionen werden jedoch im Allgemeinen für jede Startkombination unterschiedliche Targetpositionen gefunden.

Die Idee der Alignierung ist, die Positionen aller beteiligten Zählerebenen so zu korrigieren, daß von jeder Startkombination dieselbe, extern vorgegebene Targetposition rekonstruiert wird.

Im Folgenden sollen die dazu notwendigen mathematischen Zusammenhänge formuliert werden.

Nach Gleichung (2-9) von Abschnitt 2.3.2 lassen sich die Parameter des Spurstartvektors \vec{t} aus der inversen Matrix \mathbf{M} , die von den vier Projektoren der Zählerebenen der Startkombination gebildet wird und einem Quadruplet von Treffern bestimmen:

$$\vec{t} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ tx \\ ty \end{pmatrix} = \mathbf{M}^{-1} \vec{u} = \begin{pmatrix} \vec{v}_x^T \\ \vec{v}_y^T \\ \vec{v}_{tx}^T \\ \vec{v}_{ty}^T \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \end{pmatrix} \quad (3-2)$$

Hierbei bezeichnen die Komponenten x und y von \vec{t} die Position der Spur am Ursprung der z-Achse, sowie tx und ty die Steigungen der Spur in x- und y-Richtung. In (3-2) sind zudem die Zeilenvektoren der inversen Matrix zusammengefaßt und mit \vec{v}_i bezeichnet, wobei der Index der Bezeichnung der Komponente von \vec{t} entspricht, die sich ergibt, wenn der entsprechende Zeilenvektor mit dem Vektor der Messungen multipliziert wird.

Mit der longitudinalen Targetposition z_t ergibt sich die Position des Durchstoßpunktes des Spurstartvektors in der Target-Ebene \vec{r}_t aus den Parametern des Spurstartvektors \vec{t} :

$$\vec{r}_t = \begin{pmatrix} x_t \\ y_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x + z_t tx \\ y + z_t ty \end{pmatrix} \quad (3-3)$$

Durch Einsetzen von (3-2) in (3-3) und Zusammenfassen ergibt sich:

$$\vec{r}_t = \begin{pmatrix} \left(\vec{v}_x^T + z_t \vec{v}_{tx}^T \right) \cdot \vec{u} \\ \left(\vec{v}_y^T + z_t \vec{v}_{ty}^T \right) \cdot \vec{u} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{v}_{xt}^T \cdot \vec{u} \\ \vec{v}_{yt}^T \cdot \vec{u} \end{pmatrix} \quad (3-4)$$

Dies bedeutet, daß sich die Lage der Durchstoßpunkte für jede mögliche Kombination von Treffern auf den vier Zählerebenen einer Startkombination als Skalarprodukt eines neu definierten

Projektors, \vec{v}_{xt} beziehungsweise \vec{v}_{yt} , mit dem vierkomponentigen Vektor der betrachteten Treffer darstellen läßt.

Eine Alignierung der beitragenden Ebenen entlang der Meßkoordinaten transformiert den Vektor der Meßwerte \vec{u} mit der Alignmentkorrektur $d\vec{u}$:

$$\vec{u} \rightarrow \vec{u} + d\vec{u} \quad (3-5)$$

Aus Gleichung (3-4) ergibt sich dann direkt die Änderung Lage der Durchstoßpunkte in der Targetebene $d\vec{r}$ als:

$$d\vec{r} = \left(\vec{v}_{xt}^T \cdot d\vec{u}, \vec{v}_{yt}^T \cdot d\vec{u} \right)^T \quad (3-6)$$

Damit lassen sich für jede Startkombination die Alignmentkorrekturen bestimmen, welche die rekonstruierten Wechselwirkungsorte in der Targetebene an die extern vorgegebene Position des Targets in dieser Ebene transformieren.

Im nächsten Schritt werden für jede Startkombination die Orte der Wechselwirkungen in der Target-Ebene rekonstruiert. In Abbildung 3-4 sind exemplarisch für vier Startkombinationen die Vektoren \vec{r}_i aller Durchstoßpunkte in einem zweidimensionalen Histogrammen gezeigt. Es ist ein deutliches Signal über dem kombinatorischen Untergrund erkennbar.

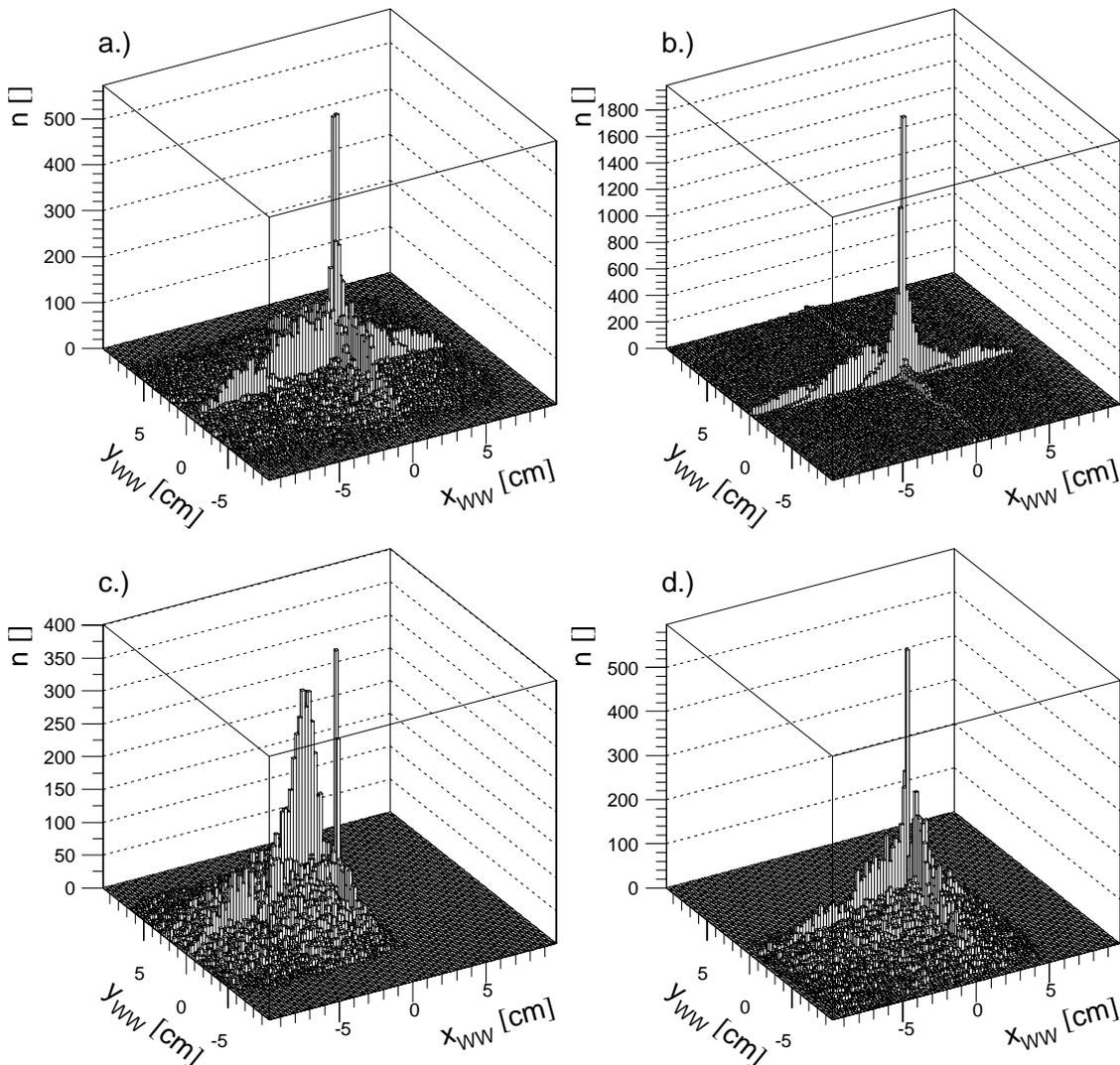


Abbildung 3-4: Zweidimensionale Histogramme der in die Ebene des Targetdrahtes projizierten Geraden, die aus den entsprechenden Startkombinationen bestimmt wurden.

Zur Alignierung ist für jede Startkombination ein solches Histogramm anzulegen und die Lage des Signals zu bestimmen. Bereits in der Meßperiode 1998/1999 ergaben sich aus der Teilbestückung mit 34 eingebauten Detektormodulen bis zu 105 Startkombinationen pro Quadrant. Daher wird ein Verfahren zur automatischen Bestimmung der Signalposition benötigt.

Wie in Abbildung 3-5 zu erkennen ist, kann wegen des kombinatorischen Untergrundes nicht der Mittelwert der resultierenden Verteilung in den x - und y -Projektionen der Histogramme zur Signalbestimmung benutzt werden.

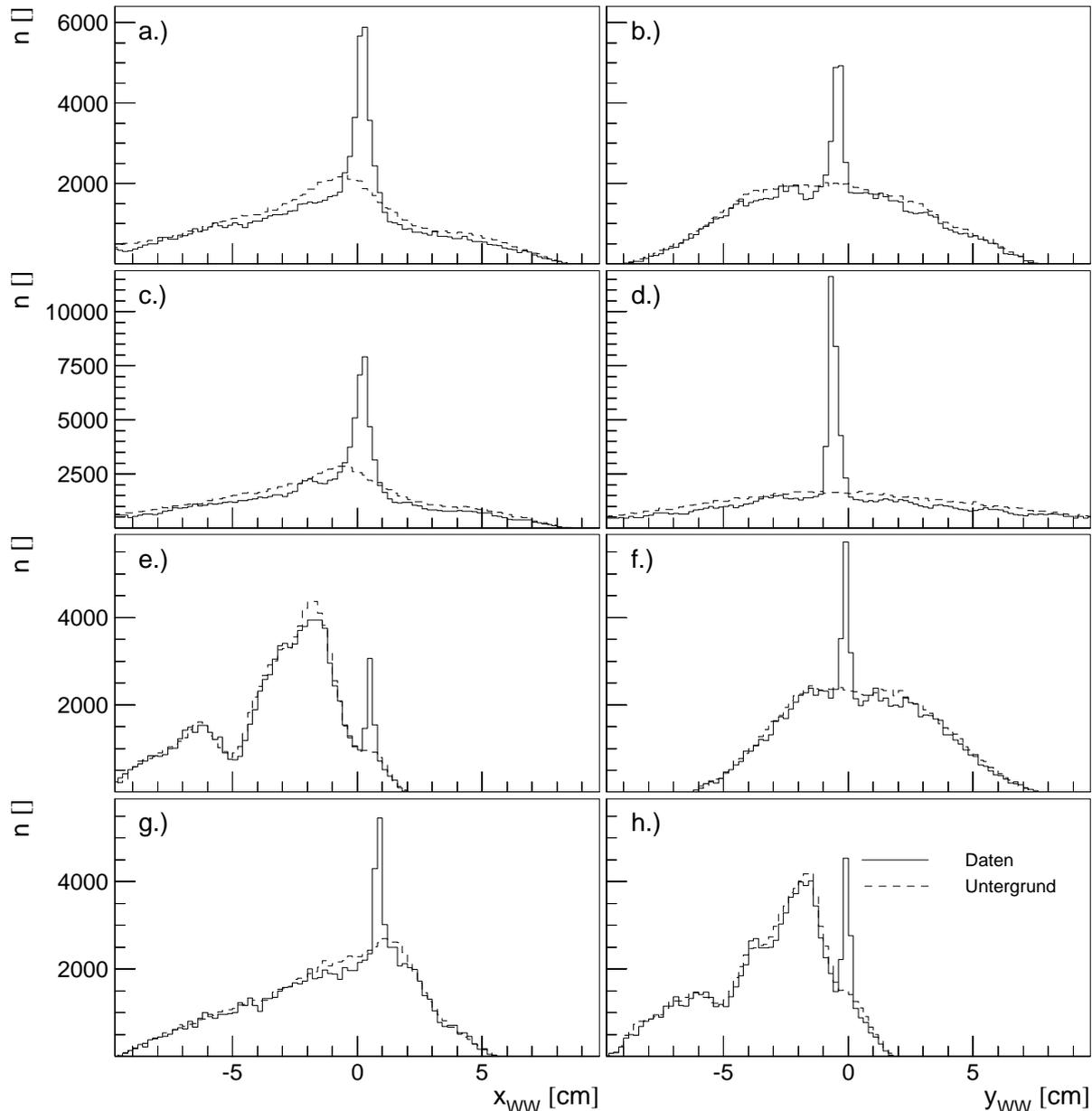


Abbildung 3-5: Projektionen der Histogramme aus Abbildung 3-4 auf die Achsen. Zusätzlich ist eine Abschätzung des kombinatorischen Untergrundes nach der im Text vorgestellten Methode gezeigt.

Aus diesem Grund wird hier der kombinatorische Untergrund in jedem Histogramm direkt aus den Belegungsdichten der zur jeweiligen Startkombination beitragenden Detektorebenen abgeschätzt. Dazu werden die Belegungsdichten für jede Seite während der Prozessierung der Daten aufgenommen. Danach wird für jede Startkombination ein weiteres Histogramm erzeugt. Dieses ist mit Einträgen aus Pseudozufallszahlen, deren Wahrscheinlichkeitsdichte der Belegungsdichte

der jeweiligen Seiten der Startkombination entspricht, gefüllt. Somit stehen für jede Startkombination zwei Histogramme zur Verfügung, deren Zahl von Einträgen gleich ist. Das letztbeschriebene Histogramm stellt dabei jeweils eine Abschätzung des kombinatorischen Untergrundes dar.

Nach Bildung der Differenz der beiden Histogramme ergibt sich in den Projektionen auf die x- und y-Achse ein sehr deutliches Signal bei einem geringen Untergrund. In Abbildung 3-6, welche die resultierenden Differenzhistogramme zeigt, ist zu erkennen, daß sich so der kombinatorische Untergrund nahezu vollständig unterdrücken läßt.

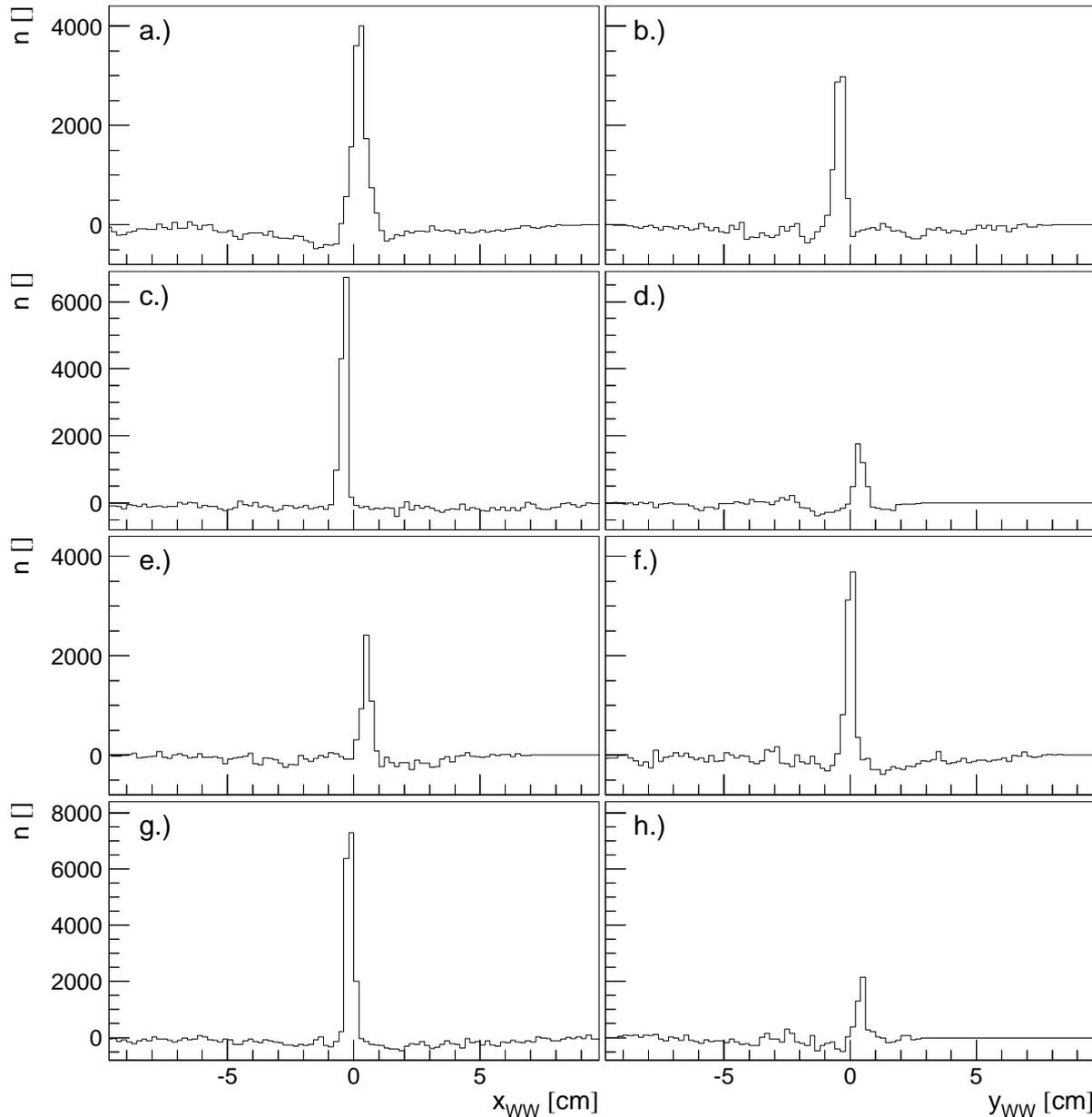


Abbildung 3-6: Differenzhistogramme, gebildet aus den Signal- und Untergrundhistogrammen, die in Abbildung 3-5 dargestellt sind.

Aus den positiven Einträgen der Differenzhistogramme wird nach Gleichung (3-7), die in analoger Weise für y gilt, Mittelwert $\langle x \rangle$ und Standardabweichung σ_x der gesuchten Targetposition aus Sicht der jeweiligen Startkombination bestimmt.

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i, \quad \sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2} \quad (3-7)$$

Mit den Mittelwerten steht die x- und y-Koordinate der von jeder Startkombination rekonstruierten Targetposition zur Verfügung. Mit Hilfe des durch Gleichung (3-6) gegebenen Zusammenhanges können die Positionen der Zählerebenen der Startkombination so bestimmt werden, daß die rekonstruierten Targetpositionen mit den vorgegebenen zusammenfallen.

Da im Allgemeinen jede Zählerebene in mehreren Startkombinationen verwendet wird, wird für die Verschiebungen ein iteratives Verfahren angewandt. Bei Durchführung dieses Verfahrens wird eine C-Funktion minimiert. Diese setzt sich aus der Summe der quadrierten Differenzen zwischen den rekonstruierten Targetpositionen x_i und y_i , sowie den vorgegebenen Positionen x_{Target} und y_{Target} zusammen. Dabei werden die Differenzen in den x- und y-Koordinaten jeweils mit den nach Gleichung (3-7) bestimmten Varianzen $\sigma_{x_i}^2$ und $\sigma_{y_i}^2$ der rekonstruierten Positionen gewichtet. Damit entspricht die Funktion C einer χ^2 Funktion:

$$C = \sum_{i=1}^{N_{\text{Start}}} \left(\frac{(x_i - x_{\text{Target}})^2}{\sigma_{x_i}^2} + \frac{(y_i - y_{\text{Target}})^2}{\sigma_{y_i}^2} \right) \quad (3-8)$$

Zur Minimierung wird das Simplexverfahren von Nelder und Mead benutzt [64]. Hierbei werden in dem n -dimensionalen Raum, der von den Korrekturen der Ebenenpositionen entlang der Meßpositionen aufgespannt wird, Simplices definiert, die von $n+1$ Vektoren in diesem Raum gebildet werden. Ein zweidimensionales Simplex ist demnach ein Dreieck, ein dreidimensionales ein Tetraeder. In jedem Schritt der Iteration erfolgt eine Veränderung des Ausgangssimplex. Dabei wird der Punkt mit dem größten C durch geeignete Spiegelung, Streckung oder Abflachung durch einen neuen Punkt ersetzt. Läßt sich durch die genannten Verformungen kein Punkt mit besserem C finden, so werden im Rahmen der Kontraktion alle Punkte, bis auf den mit dem kleinsten C, ersetzt.

Wie in der Einführung bereits erwähnt, wird eine Unterbestimmung von Gleichung (3-8) vermieden, indem die Position des doppelseitigen Detektors mit dem größten z-Werte eines jeden Quadranten bei der Minimierung nicht verändert wird.

In der praktischen Durchführung wurde daher bei der Auswertung der Daten aus der Meßperiode 1998/1999 die Zählerebenen 40302 und 40303, sowie 40600 und 40601 nicht verändert. Auch nachdem später Module mit noch größerem Abstand zum Target nachgerüstet waren, wurden trotzdem diese Seiten fixiert, um konsistente Geometriedatensätze zu produzieren.

Wie in Abschnitt 4.1.2 gezeigt wird, wurden von den in diesem Zeitraum eingesetzten Detektormodulen in räumlich lokalisierten Bereichen viele Rauschtreffer rekonstruiert. Aus der Tatsache, daß das hier vorgestellte Verfahren trotzdem zufriedenstellend arbeitet zeigt sich die Unempfindlichkeit gegenüber Rauschtreffern.

Das gesamte hier beschriebene Verfahren wurde zweifach iteriert, damit die Geometrie möglichst präzise bestimmt werden konnte. Abbildung 3-7 zeigt die von den jeweiligen Startkombinationen rekonstruierten Targetpositionen vor und nach der zweimaligen Anwendung des beschriebenen Verfahrens. Es ist zu erkennen, daß die Targetpositionen mit der aus der Vermessung bestimmten Geometrie um einige mm streuen, während sich nach Durchführung des ersten Schrittes der groben Alignierung eine gute Übereinstimmung der Positionen ergibt.

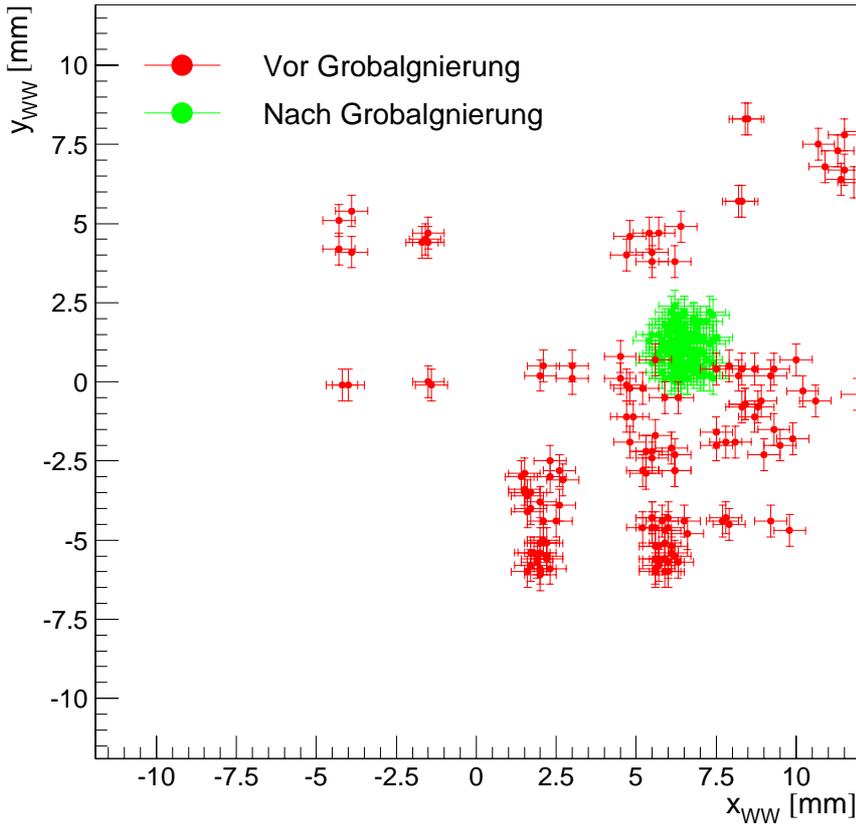


Abbildung 3-7: Die Position der bestimmten Häufungspunkte in der Targelebene vor und nach der Anwendung der ersten Stufe des Verfahrens zur groben Alignierung.

3.2.2 Alignierung mit Spuren von fünf Treffern

In der zweiten Stufe des Verfahrens wird die Alignierung der Module weiter verfeinert. Ziel ist es, nach Anwendung dieser Stufe die Spurrekonstruktionsalgorithmen einsetzen zu können.

Auch bei diesem Verfahren werden zunächst Spurstartvektoren gebildet. Diese werden für das weitere Vorgehen akzeptiert, wenn sie die Target-Ebene in einem Abstand von ± 1 cm von der Targetposition durchstoßen. Alle akzeptierten Spurstartvektoren werden in das lokale Koordinatensystem einer fünften Zählerebene, der so genannten Bestätigungsebene, transformiert.

Die Grundidee des Verfahrens besteht darin, durch Korrektur der Positionen der jeweils beteiligten fünf Zählerebenen die Residuen, die sich aus dem Abstand zwischen dem projizierten Durchstoßpunkt des Spurstartvektors \vec{t} und den Treffern auf der Bestätigungsebene ergeben, zu minimieren.

Die Residuen r auf der Bestätigungsebene werden aus der Position u_c aller Treffer und den Durchstoßpunkten der Spurstartvektoren u_t auf dieser Ebene gebildet. Mit der Definition des Spurstartvektors aus Gleichung (2-9) und dem durch Gleichung (2-5) definierten Projektor \vec{p}_c^T , der den Spurstartvektor in das lokale Koordinatensystem der Bestätigungsebene projiziert, sowie den Trefferpositionen \vec{u} und der inversen Matrix \mathbf{M} der Startkombination, ergibt sich für das Residuum:

$$r = u_c - u_t = u_c - \vec{p}_c^T \mathbf{M}^{-1} \vec{u} \quad (3-9)$$

Für den Zusammenhang zwischen den Alignierungskorrekturen du_c und $d\vec{u}$ entlang der u-Koordinaten der fünf Zählerebenen und der Änderung des Residuums dr gilt:

$$dr = du_c - \vec{p}_c^T \cdot \mathbf{M}^{-1} \cdot d\vec{u} = d\vec{a}^T \cdot \vec{\omega} = \begin{pmatrix} d\vec{u}^T & du_c \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -(\vec{p}_c^T \cdot \mathbf{M}^{-1})^T \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3-10)$$

Hierbei wurden du_c und $d\vec{u}$ zu einem Korrekturvektor $d\vec{a}$ mit fünf Komponenten zusammengefaßt. Analog wurde der neue fünfkomponentige Korrekturvektor $\vec{\omega}$ gebildet. Es läßt sich nun eine quadratische Funktion C angeben, die durch Veränderung der $d\vec{a}$ minimiert wird:

$$C = \sum_r (r + dr)^2 = \sum_r (r + d\vec{a}^T \vec{\omega})^2 \quad (3-11)$$

Insbesondere sind alle dr in (3-11) unabhängig von den individuellen Messungen u . Damit ist es möglich, die Alignierung mit Mittelwerten von Residuen, die über einige hundert Ereignisse bestimmt werden, durchzuführen. Es müssen dazu die Mittelwerte, die sich aus der Kombination aller Startkombinationen mit allen möglichen Bestätigungsebenen ergeben, betrachtet werden.

Zur einfachen, robusten Bestimmung der Mittelwerte werden die Residuen zunächst in Histogrammen akkumuliert. Der kombinatorische Untergrund wird durch die Bestimmung der mittleren Zahl der Einträge in allen Kanälen abgeschätzt. Auch dieses Vorgehen überschätzt den Untergrund, was in der Praxis jedoch einen eher positiven Einfluß auf die Bestimmung der Lage des Signals hat. Die Lage des Signals wird dann als Mittelwert aus den Einträgen bestimmt, die oberhalb der Untergrundschatzung gefunden werden. Abbildung 3-8 zeigt exemplarisch solche Histogramme, sowie die Größe des geschätzten Untergrundes und die ermittelte Lage des Signals mit den aus der Standardabweichung der Differenzverteilung bestimmten Fehlern.

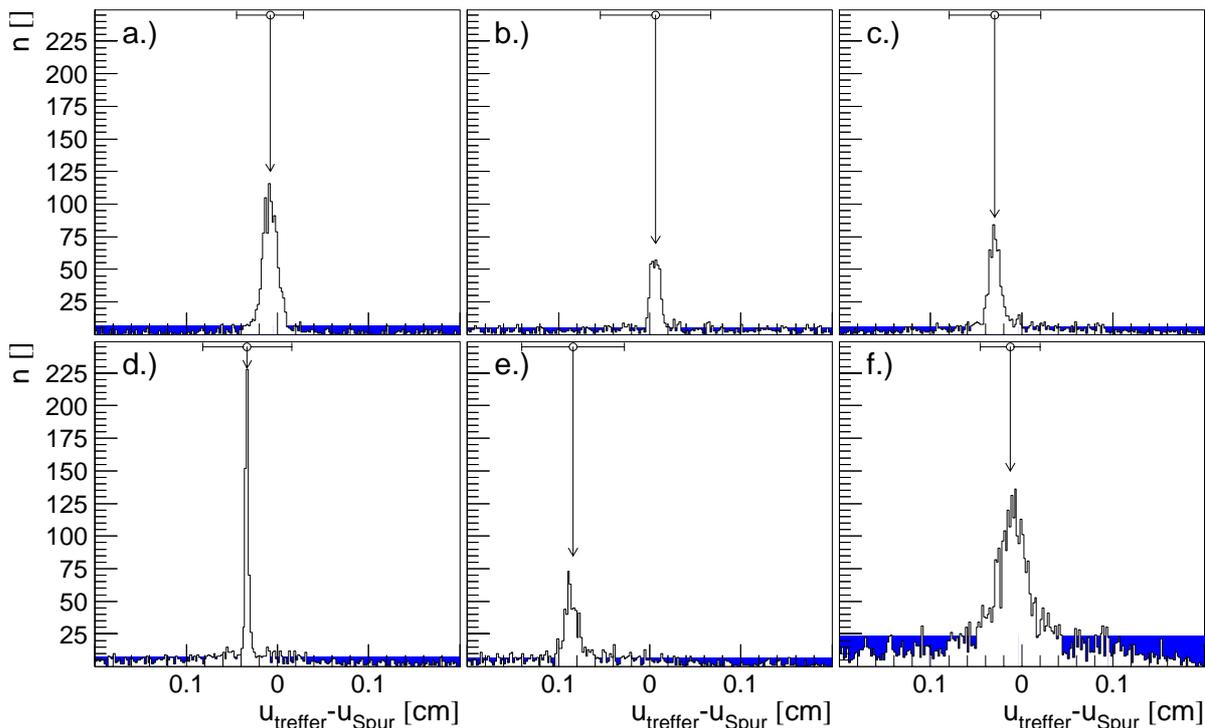


Abbildung 3-8: Exemplarische Darstellung einiger Residuenhistogramme, die bei der Anwendung der Methode des Alignments mit fünf Treffern entstehen. Dunkel dargestellt ist jeweils die, aus der mittleren Zahl von Einträgen pro Kanal hervorgehende Schätzung des Untergrundes. Die senkrechten Pfeile zeigen die automatisch bestimmte Signallage, waagerechten Linien die geschätzten Fehler an.

Nachdem in der beschriebenen Weise die gemittelten Residuen für alle Kombinationen bestimmt wurden, wird die durch Gleichung (3-11) gegebene C -Funktion ebenfalls mit dem im vorigen Abschnitt bereits erwähnten Algorithmus von Nelder und Mead minimiert.

Die Fixierung der externen Parameter erfolgt, indem auch hier in jedem Quadranten die Positionen der beiden auch im vorigen Fall fixierten Zählerebenen nicht verändert werden. Zusätzlich werden die Residuen aus allen verwendeten Spurstartvektoren und den vorgegebenen Targetpositionen gebildet und in die Minimierung einbezogen.

Obwohl das von (3-11) definierte Minimierungsproblem streng quadratisch und damit eineindeutig lösbar ist, gilt dies für den Gesamtprozeß der Alignierung nicht notwendigerweise. Ein Grund hierfür ist, daß die Akzeptierung von Geraden durch den verwendeten Schnitt, der indirekt von der Position der beteiligten Ebenen abhängt, die Funktion des Gesamtproblems unstetig macht. Zusätzlich stellt die Verwendung von Histogrammen auch einen effektiven Schnitt dar, der dazu führt, daß Residuen, die außerhalb des Wertebereiches des Histogramms liegen nicht beitragen. Im Extremfall von Zählerebenen, die eine größere Positionsabweichung von der angenommenen Position haben, als die Wertebereiche der beteiligten Histogramme umfassen, würde überhaupt kein sinnvolles Signal auftauchen.

Daher ist dieses Verfahren auch nur eine zweite Stufe der Alignierung. Weiterhin wurde die Konvergenz durch wiederholte Anwendung des Prozesses untersucht. In Abbildung 3-9 ist, wieder für die schon betrachtete Meßreihe 2753, der Verlauf der C -Funktion mit zunehmender Iterationsnummer dargestellt. Es ist zu erkennen, daß das Verfahren nach zwei Iterationen konvergiert.

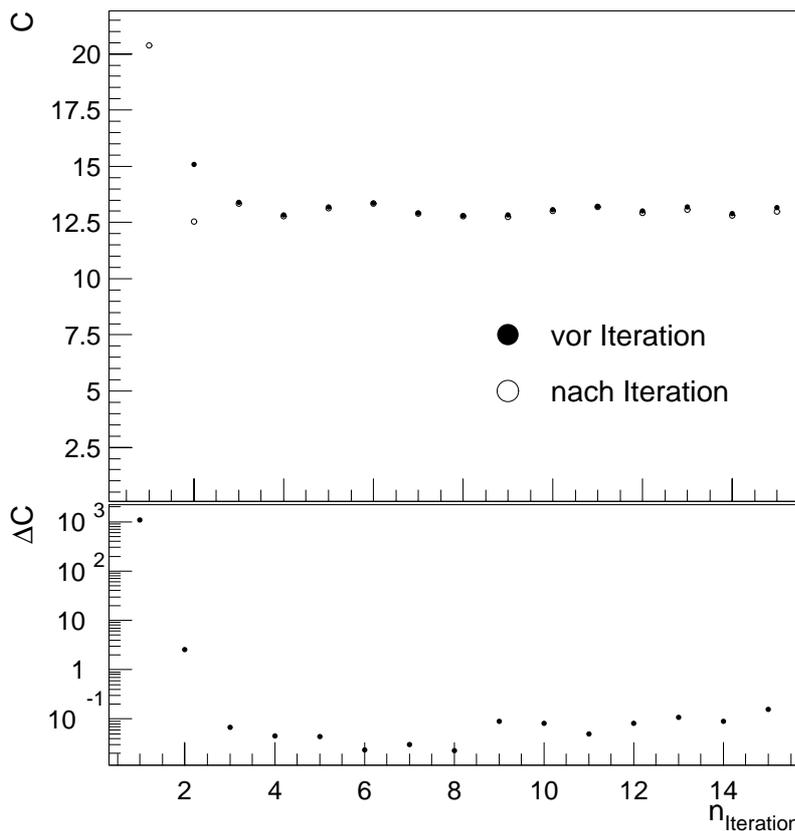


Abbildung 3-9: Entwicklung der C -Funktion mit zunehmender Iterationsnummer. Im unteren Teil sind die Differenzen der Werte der C -Funktion zu Beginn und nach Abschluß der jeweiligen Iteration dargestellt.

Auch der in Abbildung 3-10 gezeigte Verlauf der in den jeweiligen Iterationen ermittelten Positionskorrekturen mit zunehmender Iterationsnummer zeigt die Konvergenz nach zwei Iterationen¹⁰. Daran, daß im ersten Schritt Positionskorrekturen von mehr als $200 \mu\text{m}$ gefunden werden, zeigt

¹⁰ In der Praxis erwies sich die häufige Wiederholung der Iteration als sehr hilfreich um Probleme im Gesamtsystem zu finden. In einem Fall oszillierte die Position einzelner Ebenen um mehr als $200 \mu\text{m}$ von Iteration zu Iteration. Als Grund fand sich dann ein Vorzeichenfehler in der z -Position des Targets.

sich die Notwendigkeit der Anwendung dieses Verfahrens nach der Alignierung mit Häufungspunkten.

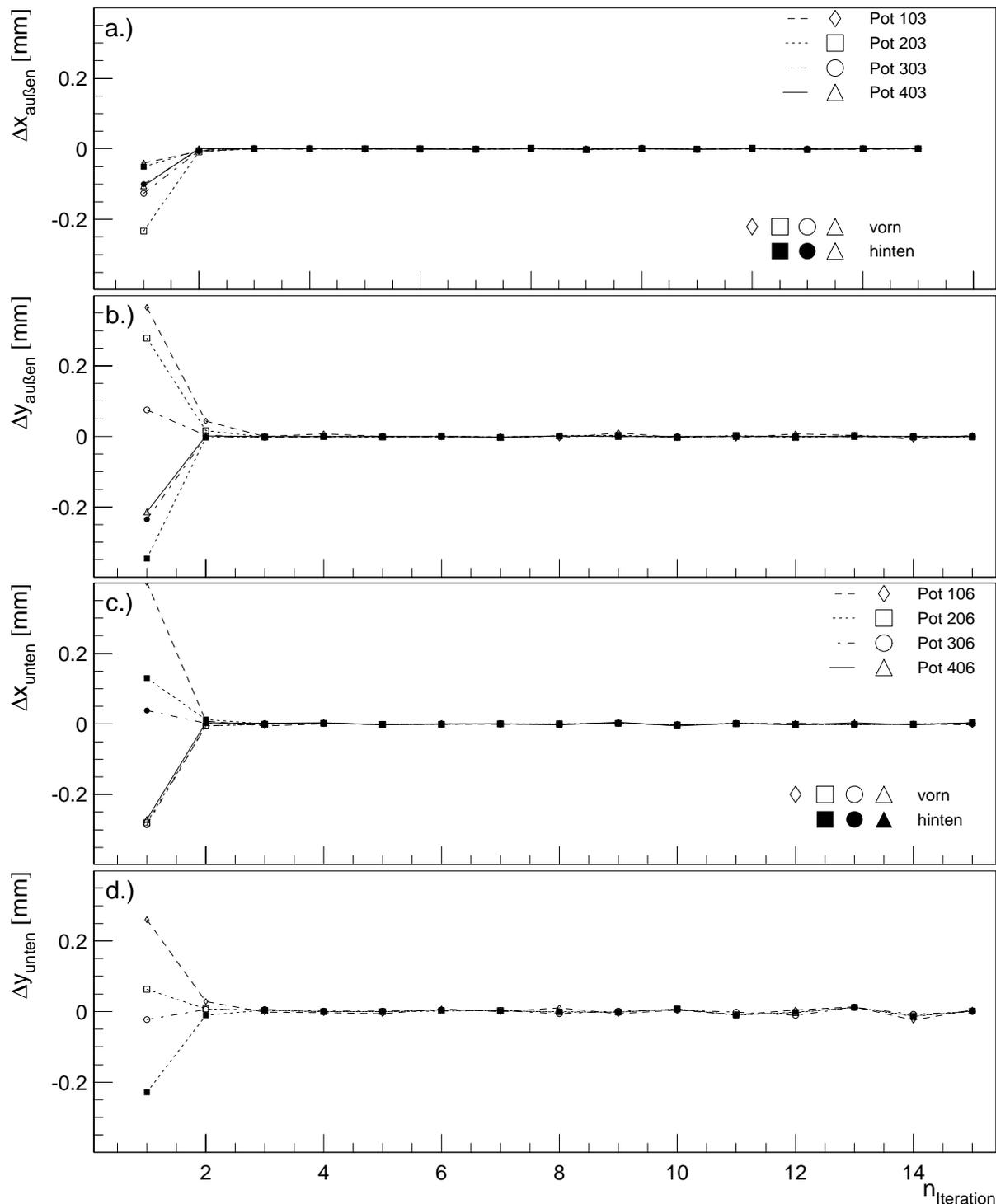


Abbildung 3-10: Entwicklung aller Lagekorrekturparameter mit zunehmender Iterationsnummer. Die großen Korrekturen in der ersten Iteration zeigen die Notwendigkeit dieses zweiten Schrittes nach der in 3.2.1 vorgestellten ersten Alignierung

Die gute Konvergenz zeigt sich daran, daß bei der wiederholten Anwendung des Verfahrens nur noch marginale Positionskorrekturen bestimmt werden. Mit diesem zweiten Schritt der Alignierung ist also das Ziel einer Alignierung, die gut genug für die Benutzung der Spurrekonstruktionsprogramme ist, erreicht worden.

Zu beachten ist jedoch, daß mit den beiden Verfahren nur die Zählerebenen in den einzelnen Quadranten, untereinander aligniert wurden. Wie sich die Positionen zwischen den Zählerebenen zweier Quadranten verhalten, konnte bisher noch nicht angegeben werden.

Im Folgenden werden die mit beiden Verfahren bestimmten Positionskorrekturen mit den zugrundeliegenden Ergebnissen der Vermessung verglichen.

3.2.3 Anwendung und Diskussion der Methoden zur groben Alignierung

Nach Anwendung der beiden vorgestellten Verfahren kann nun die erreichte Genauigkeit der vorher beschriebenen Vermessung und Justage abgeschätzt werden. Dazu sind in Abbildung 3-11 die gefundenen Positionskorrekturen relativ zu den Erwartungen aus der Vermessung gezeigt.

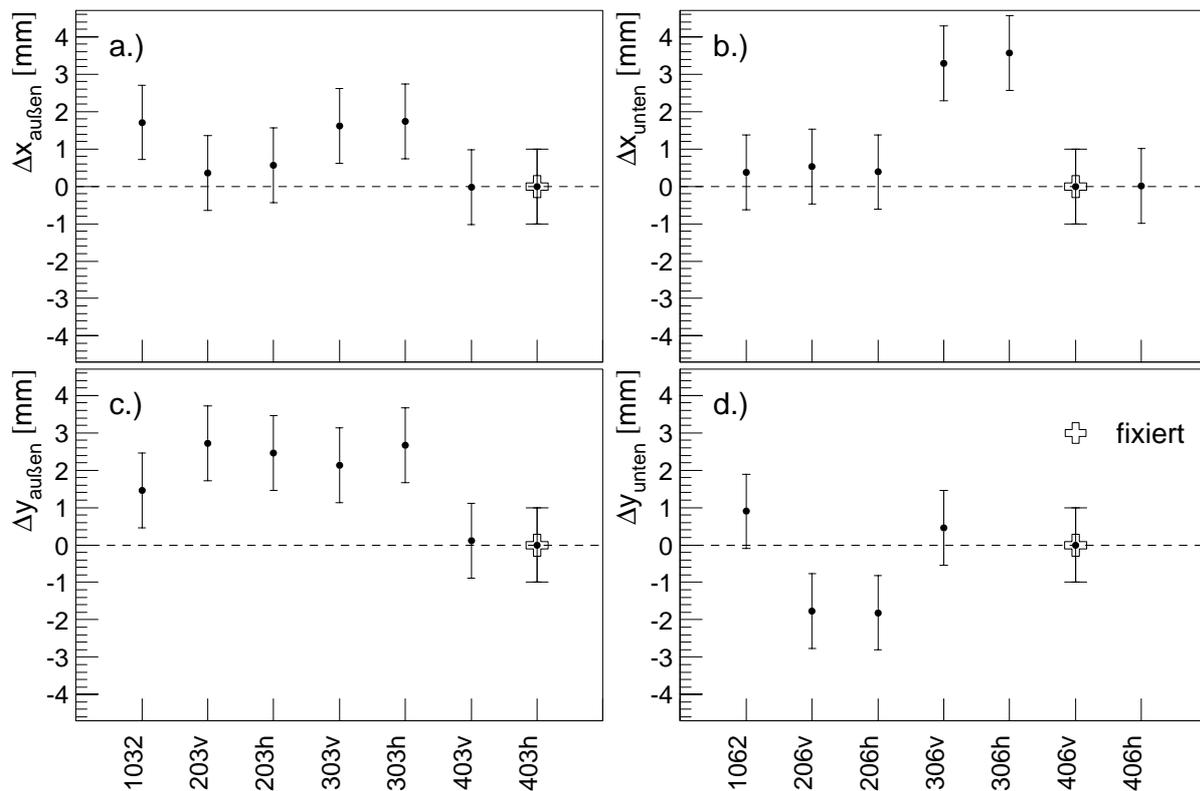


Abbildung 3-11: Durch die Alignierungsverfahren bestimmten Abweichungen in x- und y-Positionen von den aus der Vermessung erwarteten Positionen der Zähler. Im Fall einer exakten und extrem präzisen Vermessung sollten sich die Korrekturen zu Null ergeben. Die nicht positionskorrigierten Module sind gekennzeichnet.

Es ergeben sich Positionsabweichungen von teilweise mehr als drei Millimetern. Diese großen Abweichungen können nicht ausschließlich auf die Unsicherheiten der verwendeten Methoden oder ihre falsche Anwendung zurückgeführt werden. Vielmehr kann leider nicht ausgeschlossen werden, daß insbesondere die Lateralpositionen der einzelnen Manipulatoren während Vermessung und Betrieb schlecht dokumentiert waren. Aus dem Teilbild c.) ist insbesondere zu erkennen, daß die weitgehend willkürliche Festlegung der im Alignierungsprozess fixierten Zählerebenen gefährlich ist, da nicht garantiert werden kann, daß die Koordinaten dieser genau bekannt sind. Ausgehend von diesen Erfahrungen, sollte in Zukunft angestrebt werden, die durch Fixierung ausgezeichneten Ebenen sehr viel sorgfältiger zu vermessen und zu dokumentieren. Insbesondere

sollte die Nachrüstung mit hochgenauen Meßzielen erwogen werden, welche eine Vermessung der Pots nach dem Einbau in den Tank von außen ermöglichen.

Eine weitere Fragestellung ist, mit welcher Genauigkeit die beiden Detektoren eines Pots untereinander positioniert werden. Diese wird durch mechanische Anschläge bei der Montage der Zählerträger auf der Halterung sichergestellt und konnte nicht durch geodätische Vermessung überprüft werden.

Die Detektoren werden unter Benutzung eines Meßmikroskops mit den Trägerplatten verklebt. Die hierbei erreichte Genauigkeit beträgt $50\ \mu\text{m}$. Um die beiden Detektoren untereinander zu positionieren befinden sich an den Kühlblöcken mechanische Anschläge. Der Abstand zwischen diesen ist jedoch klein gegen die Länge der Zählerträger, so daß sich trotz der genauen Anschläge Abweichungen in den Detektorpositionen ergeben können.

Abbildung 3-12 zeigt die ermittelten Positionsabweichungen der beiden Zähler des jeweiligen Pots. Es ergibt sich eine Standardabweichung von $230\ \mu\text{m}$, sowie eine betragsgrößte Abweichung von $530\ \mu\text{m}$.

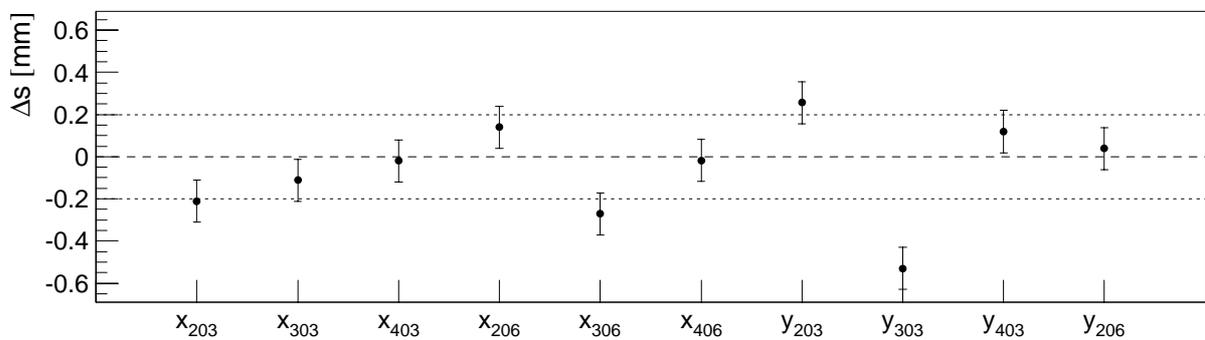


Abbildung 3-12: Von den Alignierungsverfahren gefundenen Positionsunterschiede für die beiden Module eines Pots. Die dargestellten Fehler resultieren aus der Standardabweichung der Daten. Gezeigt ist ebenfalls die maximal zulässige Positionsabweichung von $200\ \mu\text{m}$, bei welcher das Programmpaket HOLMES noch Spuren fände.

Bisher unbeachtet sind systematische Einflüsse, die sich aus den noch nicht durchgeführten Korrekturen der Longitudinalpositionen und Stereowinkeln ergeben. Solche sind erst dem in Kapitel 5 vorgestellten Präzisionsalignierungssystem zugänglich.

Zuletzt sollen noch die Einflüsse aus der Fixierung der unmeßbaren Parameter diskutierte werden. Aus Abbildung 3-11 kann geschlossen werden, daß in den benutzten Ausgangspositionen Fehler von bis zu drei mm zu finden sind. Dies bedeutet jedoch, daß diese Fehler unkorrigiert in systematischer Weise auf die Alignierungsparameter weitergegeben werden, wenn sie die in der Alignierung fixierten Zählerebenen betreffen. Ein solcher Fall liegt wohl bei Teilbild c.) der Abbildung 3-11 vor. Nahezu alle Positionen außer der fixierten weichen deutlich von null ab, so daß die Abweichung mit hoher Wahrscheinlichkeit bei der Bestimmung der Positionen der fixierten Zählerebenen aufgetreten ist. Ohne zusätzliche Informationen kann dies jedoch mit intrinsischen Messungen bis hier nicht überprüft werden.

Neben den fixierten Zählerebenen wurde auch die Position des Ortes der Wechselwirkungen extern vorgegeben.

Die Position der Targetdrähte ist in montiertem Zustand im Tank sichtbar. Damit kann die Position der Drähte relativ zum Tank und untereinander gut bestimmt werden [19]. Es ist eine Genauigkeit in der Bestimmung von deren Position relativ zum Tank von $1\ \text{mm}$ erreichbar [65]. Da die Drahtpositionen als Parameter in die Alignierung des Vertexdetektors eingehen, ist dies auch die Genauigkeit, mit der sich die absolute Position der Zählerebenen relativ zum Tank festlegen läßt.

Da das bisher vorgestellte Konzept zur groben Alignierung eine punktförmige Wechselwirkungszone erfordert, können nur Datensätze zur Alignierung verwendet werden, die unter Benutzung eines Drahtes aufgenommen wurden.

Dies bedeutet, daß zwar die radiale Position des Drahtes bekannt ist, der für die Alignierung benötigte Ort der Wechselwirkungen längs des Drahtes mit den bisher geschilderten Methoden jedoch nicht zugänglich ist. Für diese Koordinaten können die Messungen des in Abbildung 3-1 schematisch angedeuteten Strahllagemonitors benutzt werden. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß dessen Ausleseelektronik in der Meßperiode nur eine Genauigkeit von 2 mm bei der Bestimmung absoluter Strahllagen zuläßt [66].

Im folgenden Abschnitt wird daher auch ein alternatives Konzept zur Alignierung angegeben, daß es erlaubt auf die Messungen mit dem Strahllagemonitor zu verzichten.

3.3 Alignierung der Quadranten zueinander

In diesem Abschnitt wird ein Verfahren angegeben, welches die Bestimmung der Lage von Zählern in unterschiedlichen Quadranten erlaubt. Die Voraussetzung dafür ist, daß eine genügende große Zahl von Spuren, die ausgehend vom Target durch die Zählerebenen von zwei benachbarten Quadranten detektiert werden - sogenannte Interquadrantenspuren - vorliegen. In der zweiten Hälfte der Meßperiode 1998/1999 wurden erstmalig mit den Pots Positionen angefahren, die dies erlaubten. Es wird dargelegt, daß sich durch die Weiterentwicklung des Verfahrens jene des vorigen Abschnittes weitgehend ersetzen lassen.

Mit den Methoden des vorigen Abschnitts lassen sich die Zähler innerhalb eines Quadranten so alignieren, daß mit den Programmpaketen zur Spurrekonstruktion gearbeitet werden kann. Interquadrantenspuren, lassen sich aufgrund der fehlenden Informationen über die Lage der Quadranten zueinander nicht als eine Spur auffinden. Im allgemeinen wird in den beiden Quadranten jeweils eine separate Spur rekonstruiert. Die Idee des Verfahrens zur Alignierung zweier Quadranten zueinander besteht nun darin, daß alle in einem der Quadranten gefundenen Spuren in das lokale Koordinatensystem der Zählerebenen des anderen Quadranten projiziert werden, die einen guten geometrischen Überlapp mit dem bereits alignierten Quadranten besitzen.

Für jedes Ereignis werden nun die Residuen r aus allen Trefferpositionen u auf dieser Ebene und den Durchstoßpunkten aller Spuren des anderen Quadranten u_i gebildet. Wird der Vektor der Spurparameter wieder mit \vec{t} und der, der Zählerebene zugeordnete Projektionsvektor mit \vec{p} bezeichnet, so gilt unter Benutzung der Gleichung (2-5) für die Residuen:

$$r = u - u_i = u - \vec{p}^T \vec{t} \quad (3-12)$$

Unter Benutzung der Spuren und Treffer einiger hundert Ereignisse ergibt sich im Histogramm der Residuenverteilungen, ein klares Korrelationssignal über einem flachen Untergrund. Abbildung 3-13 zeigt exemplarisch solche Histogramme, ebenfalls für den Datensatz 2753 aus der Meßperiode 1998/1999. Aus der Position des Signals läßt sich die Position der untersuchten Ebene im Koordinatensystem der verwendeten Spuren bestimmen.

Für die im vorigen Abschnitt geschilderten Methoden ist die Untersuchung von zwei Ebenen ausreichend. Hier sollten - sofern die aktuelle Überlappsituation der Geometrie dies zuläßt - die in der Alignierung fixierten Zählerebenen des zweiten Quadranten benutzt werden. In diesem Fall braucht dann nur noch die Position eines doppelseitigen Zählers durch die Vermessungsdaten festgelegt werden. Die Position der im Alignment fixierten Zähler der übrigen Quadranten wird mit Hilfe der beschriebenen Korrelationssignale der Interquadrantenspuren korrigiert.

Da so im allgemeinen nur wenige Histogramme benötigt werden, erfolgt die Auswertung hier mit einem interaktiven Programmpaket durch die Anpassung der Funktion einer Normalverteilung

nach Gauß mit einem linearem Untergrundterm an den Ausschnitt des Histogramms mit dem Signal. Abbildung 3-13 zeigt auch die angepaßten Funktionen, sowie die Lage des Signals. In Übereinstimmung mit der aus Abbildung 3-11 resultierenden Vermutung, daß die Vermessungsergebnisse für die y-Koordinate des Pots 403 um 2..3 mm falsch sind, ergibt sich hier aus dem Teilbild c.), daß im äußeren Quadranten Spuren rekonstruiert werden, welche im unteren Quadranten von der Zählerseite 40601 etwa 2,6 mm zu tief gesehen werden.

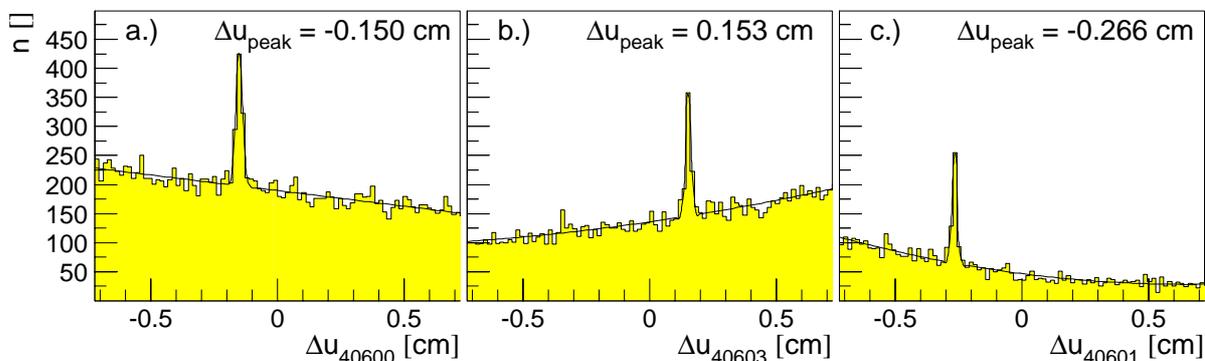


Abbildung 3-13: Korrelationshistogramme, erzeugt mit Spuren im äußeren Quadranten und ihrer Projektion auf Ebenen im unteren Quadranten. (Pot 406). Den drei Verteilungen wurde die Summe aus der Funktion einer Normalverteilung nach Gauß und einem linearem Term angepaßt. Zudem ist die Lage des Mittelwertes des Signals angegeben.

Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts wird gezeigt, wie sich das hier angewandte Verfahren zu einem System ausbauen läßt, daß die Alignierung des Gesamtsystems Vertexdetektor erlaubt.

3.3.1 Das Verfahren der schrittweisen, groben Alignierung

Die Grundidee des Verfahrens zur schrittweisen, groben Alignierung besteht darin, daß zunächst sehr wenige Zählerebenen benutzt werden, um mit dem Programmpaket HOLMES Spuren zu rekonstruieren. Mit diesen und den Treffern in Zählerebenen, die einen ausreichenden geometrischen Überlapp mit den zur Spurrekonstruktion verwendeten besitzen, werden dann in der oben beschriebenen Weise Residuenhistogramme erstellt. Nachdem durch deren Verwendung die Positionen der nicht an der Spurrekonstruktion beteiligten Ebenen bestimmt und korrigiert wurden, werden diese in den folgenden Iterationen ebenfalls zur Spurrekonstruktion herangezogen. Damit tragen immer mehr Ebenen zur Spurrekonstruktion bei, so daß alle Zählerebenen in allen Quadranten, in denen die Spurrekonstruktion möglich ist, und die einen ausreichenden Überlapp untereinander besitzen, relativ zueinander aligniert werden. Die praktische Realisierung der Idee erfordert jedoch die Beachtung verschiedener Besonderheiten und Randbedingungen, die im Folgenden vorgestellt werden.

Die erste Iteration

Für die Spurrekonstruktion in der ersten Iteration sollten so wenig Zählerebenen wie möglich verwendet werden, da deren Position als exakt bekannt vorausgesetzt werden muß.

Bisher wurde zur Fixierung der unmeßbaren Parameter die Position des Ortes der Wechselwirkungen und die zweier orthogonaler Zählerebenen fixiert. Um von Position und Konfiguration des Targets unabhängig zu werden, wird nun anstelle des Targets die Position eines zusätzlichen Paares von Zählerebenen fixiert. Es werden also die Positionen aller Zählerebenen einer Startkombination als bekannt vorausgesetzt. Der Vorteil dieses Vorgehens besteht darin, daß keine punkt-

förmige Wechselwirkungszone gefordert ist und damit auch Datensätze aligniert werden können, bei deren Aufzeichnung mehr als ein Target verwendet wurde.

Um die Konsistenz mit den zuvor benutzten Verfahren zu wahren, werden hier wieder die Zählerebenen 40600 und 40601 fixiert. Unter Beachtung der in Abschnitt 2.3.2 angegebenen Bedingungen für Startkombinationen wurden die Zählerebenen 20600 und 20601 gewählt, die in allen Meßperioden instrumentiert waren und keine Probleme mit der Datenqualität zeigten.

Wie bei der Alignierung durch Bestimmen von Häufungspunkten in der Targetebene, muß jedoch auch in diesem ersten Schritt die Spurrekonstruktion mit dem Programmpaket HOLMES wegen der zu geringen Zahl von Zählerebenen durch ein anderes Verfahren ersetzt werden.

Ausgangspunkt dieses Verfahrens ist die ausschließliche Verwendung einer Startkombination. In jedem Ereignis werden nach dem in Abschnitt 2.3.2 angegebenen Verfahren Spurstartvektoren bestimmt. Dabei ergibt sich durch die Kombinatorik eine große Zahl von Spurstartvektoren, die keiner physikalischen Spur entsprechen. Um deren Zahl zu reduzieren, werden diese unter Verwendung von Gleichung (3-3) in eine Ebene in der geschätzten Mitte zwischen den beiden Targetstationen bei $z_t = -3,0 \text{ cm}$ projiziert und nur solche akzeptiert, die der Bedingung genügen:

$$|x_t| \leq 1 \text{ cm}, \quad |y_t| \leq 1 \text{ cm} \quad (3-13)$$

Mit den auf diese Weise akzeptierten Geraden werden nun die übrigen, doppelseitigen Zählerebenen der Pots, welche die übrigen Zählerebenen der benutzen Startkombination tragen aligniert. Dazu werden für jedes Ereignis alle akzeptierten Spurstartvektoren in die lokalen Koordinatensysteme der vier zu alignierenden Zählerebenen projiziert und die Residuen zu allen Treffern auf der jeweiligen Zählerebene gebildet. Die resultierenden Residuenverteilungen sind in Abbildung 3-14 dargestellt. Auffällig ist, daß der unvermeidliche kombinatorische Untergrund durch den verwendeten Schnitt recht gering ausfällt.

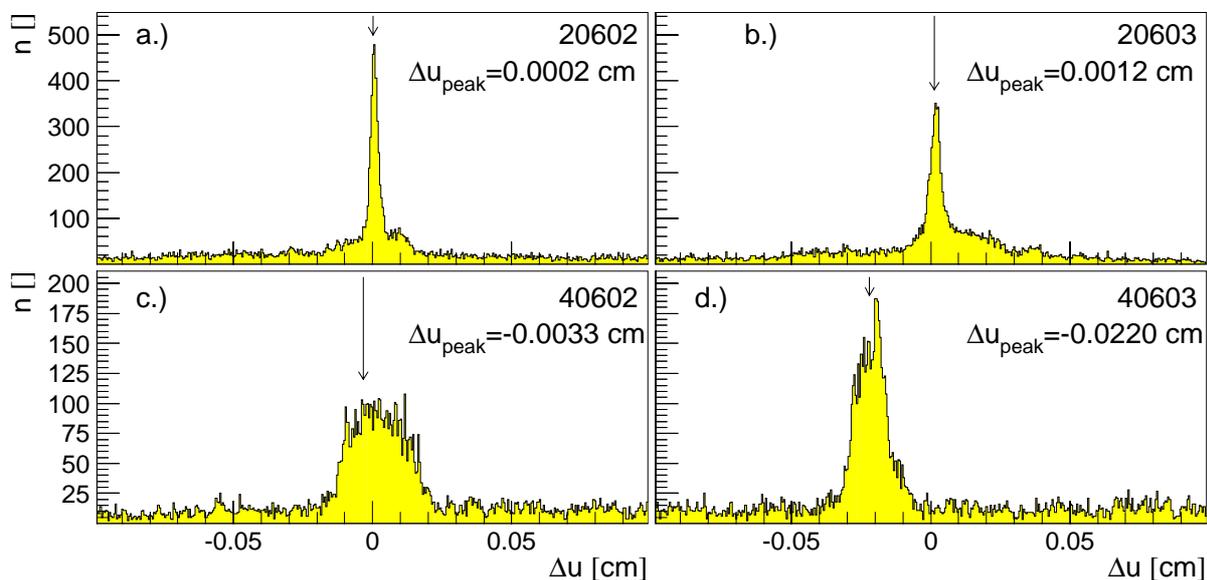


Abbildung 3-14: Residuenverteilungen, gebildet von Geraden, die von allen Treffern in den vorderen Modulen von Pot 206 und 406 gebildet werden und den Treffern in den hinteren Modulen der beiden Pots.

Zur Signalsuche wurde wieder die in Abschnitt 3.2.1 beschriebene, einfache Signalsuche benutzt. Dabei wird eine obere Grenze für kombinatorischen Untergrund durch den Mittelwert über alle Kanalinhalt abgeschätzt. Und der Mittelwert der Differenzverteilung bestimmt, die sich ergibt, wenn nur Einträge im Histogramm betrachtet werden, welche zweifach über dem geschätzten Untergrundanteil liegen.

Auf diese Weise werden im ersten Schritt des Verfahrens die Positionen von vier weiteren Zählerebenen eines Quadranten relativ zu den vier fixierten Zählerebenen bestimmt. Damit stehen acht in sich alignierte Zählerebenen zur Verfügung, so daß in den folgenden Schritten das HOLMES Programmpaket zur Spurrekonstruktion benutzt werden kann.

Nach Anwendung des dargestellten Verfahrens wurden mit dem HOLMES Programmpaket Spuren in den dann alignierten Zählerebenen von Pot 206 und 406 rekonstruiert. Die Abbildung 3-15 zeigt die resultierenden Wechselwirkungspunkte an der Position der angenommenen, mittleren Targetebene.

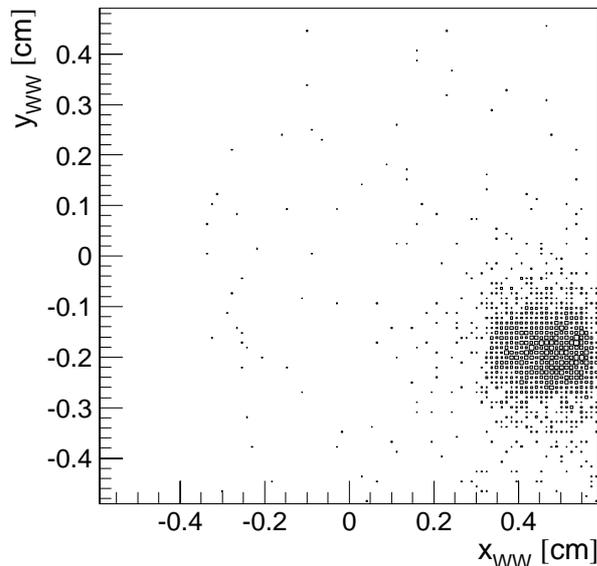


Abbildung 3-15: Verteilung der in die Targetebene projizierten Spuren, welche von Zählern in Pot 206 und 406 rekonstruiert wurden. Die z-Position der Targetebene wurde grob geschätzt, so daß eine scheinbar geringe Auflösung resultiert.

Die Abbildung zeigt auch, daß viele Spuren nicht von dem deutlich erkennbaren Wechselwirkungspunkt ausgehen. Bei diesen handelt es sich in der Hauptsache um Geisterspuren, die aufgrund der geringen Zahl der beitragenden Ebenen bei der Spurrekonstruktion erzeugt werden. Auch täuscht die eigentlich falsche z-Position der Wechselwirkungsebene eine geringere Auflösung des Systems vor, als tatsächlich vorliegt.

Nach diesem Schritt des Verfahrens können externe Informationen in die Geometrie einbezogen werden. Insbesondere sind dies die gemessenen Positionen der Targetdrähte.

Steht beispielsweise für die Alignierung ein Datensatz zur Verfügung, bei dessen Aufzeichnung sowohl horizontale, wie auch vertikale Drähte verwendet wurden, so können die bestimmten Spuren an deren Longitudinalposition projiziert werden und die Differenzen zwischen rekonstruierten und gemessenen Targetpositionen bestimmt werden. Die Position der acht betrachteten Zählerebenen kann mit diesen Differenzen korrigiert werden. Im Gegensatz zu den bisher beschriebenen Konzepten zur groben Alignierung sind die Informationen aus den Strahllogemonitoren nicht erforderlich.

Die übrigen Schritte des Verfahrens

Der weitere Prozeß der Alignierung gliedert sich in vier aufeinanderfolgende Schritte, in deren Verlauf der gesamte Vertexdetektor grob aligniert wird. In jedem Schritt finden mehrere Iterationen des Verfahrens statt. Im ersten Schritt werden die Zählerebenen des unteren Quadranten bis auf die der ersten drei Superlagen aligniert. Im zweiten Schritt werden die verbleibenden Ebenen dann aligniert. Danach werden die Zählerebenen des äußeren und inneren Quadranten aligniert. Mit der Beendigung des vierten Schrittes in der die Zählerebenen des oberen Quadranten aligniert werden, ist der gesamte Prozeß abgeschlossen. Um Rechenzeit zu sparen, werden bei der Durchführung des letzten Schrittes im unteren Quadranten keine Spuren mehr rekonstruiert. Die Abfolge der vier Schritte ist in Abbildung 3-16 zusammengefaßt. In jedem Schritt werden so viele Itera-

tionen durchgeführt, wie benötigt werden, um alle Ebenen zu alignieren. Bei jeder Iteration werden alle Eingangsdaten gelesen und für jedes Ereignis die Spurrekonstruktion in den bereits alignierten und fixierten Zählerebenen durchgeführt.

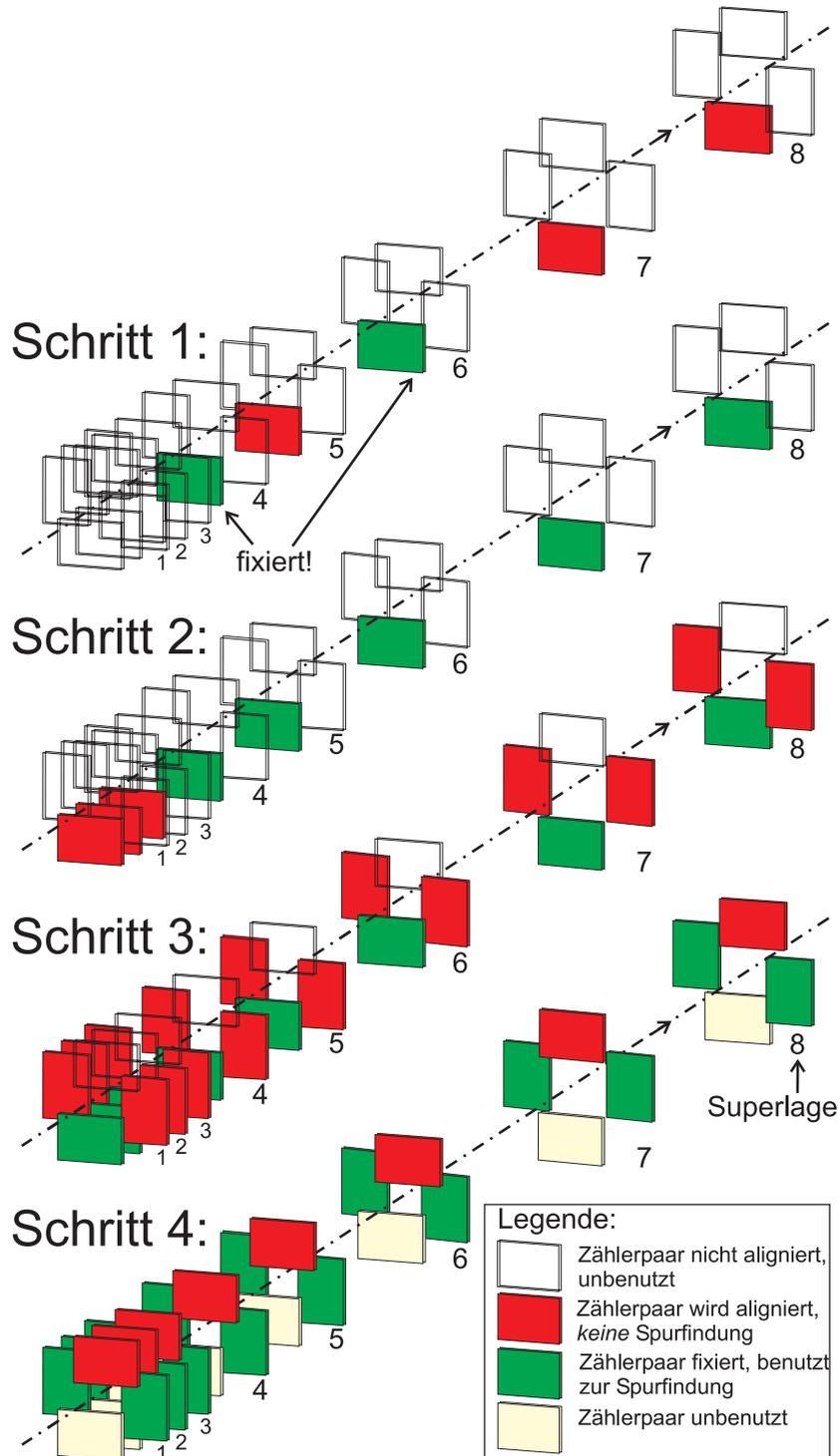


Abbildung 3-16: Schematische Darstellung des Verlaufes der schrittweisen, groben Alignierung.

Um auch trotz eventueller großer Abweichungen in der Position der Ebenen das Verfahren durchführen zu können, umfaßt die Ordinate der Histogramme einen Bereich von $\pm 10 \text{ mm}$, bei einer Kanalzahl von 80 Kanälen. Allerdings erlaubt dieser große Bereich nur eine sehr grobe Bestimmung der Position des Korrelationssignals. Konservativ abgeschätzt, durch die Ausdehnung eines Kanals, ergibt sich für die Genauigkeit der Positionsbestimmung $\pm 250 \mu\text{m}$. Daher wird die Positi-

on einer Zählerebene zunächst grob bestimmt und korrigiert. Danach wird die Ebene nicht sofort zur Spurrekonstruktion benutzt, sondern ihre Position wird einer Feinkorrektur unterzogen, welche auf der Basis eines Histogramms durchgeführt wird, dessen Ordinate einen Bereich von $\pm 1 \text{ mm}$ umfaßt, was mit der Kanalzahl von 80 eine konservative Positioniergenauigkeit des Verfahrens von $25 \mu\text{m}$ ergibt.

Positionsbestimmung der Signale

Der Vergleich von Abbildung 3-13 und Abbildung 3-14 zeigt, daß die Bestimmung der Position des Signals hier durch die unterschiedlichen Situationen erschwert ist. Zunächst wird das Problem analog zu der in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Methode durch die Bildung der Differenz zwischen dem Korrelationshistogramm und einem Untergrundhistogramm vereinfacht.

Die Einträge in den Untergrundhistogrammen werden hier aus der Differenz des projizierten Durchstoßpunktes der Spur und einer Zufallszahl, deren Verteilung der Belegungsdichte der Ebene entspricht, gebildet.

Um zur Bestimmung der Position des Signals in den Differenzhistogrammen eine automatische Anpassung an komplizierte, zusammengesetzte Verteilungsfunktionen zu umgehen, wurden verschiedene Techniken getestet.

Die Verwendung des Mittelwertes des Differenzhistogramms erwies sich hier als ungeeignet, da zum Teil nur eine sehr geringe Statistik zur Verfügung steht, so daß sich der Untergrund auch durch die Differenzbildung nicht vollständig unterdrücken läßt. Auch die Verwendung eines getrimmten Mittelwertes brachte nicht die gewünschten Ergebnisse.

Als geeignet erwies sich eine Methode, die im Differenzhistogramm die abfallenden Flanken des Signals sucht und als Schätzung seiner Position den Mittelwert benutzt. Dazu wird der Kanal mit den meisten Einträgen als eine erste Schätzung der Lage des Signals verwendet. Danach wird ausgehend vom ersten der Kanal gesucht, dessen Zahl von Einträgen 70% des Signals übersteigen. In analoger Weise wird ausgehend vom letzten Kanal jener gesucht, in welchem das Signal 70% unterschreitet.

Zum anderen erwies sich auch die Positionsbestimmung des Signals durch die Berechnung des Medians der Verteilung im Differenzhistogramm als erfolgreich. Aufgrund der klaren Definierbarkeit dieser Größe wurde dieser Methode der Vorzug gegeben.

Die Abbildung 3-17 zeigt für einige typische Beispiele die Ergebnisse der Positionsbestimmung mit den beiden dargestellten Verfahren. In vielen Fällen ergibt sich eine Situation, wie sie in den Teilbildern a.) und d.) dargestellt ist. Hier ist der Untergrundanteil klein und beide Methoden liefern übereinstimmende Resultate. In Fällen wie in Teilbild b.) ist wegen der noch zu schlechten Überlappsituation der betrachteten Zählerebene mit den bereits alignierten, keine Aussage über die relativen Positionen möglich. Beide Verfahren sind so implementiert, daß diese Situation erkannt wird.

Die Beispiele in Teilbild c.) und f.) belegen, daß die beiden Verfahren nicht in allen Fällen die optimale und eventuell wünschenswerte Lösung finden. Das Teilbild c.) zeigt die Alignierung eines Moduls im vierten Schritt. Nach Abbildung 3-16 tragen in diesem Schritt zwei unterschiedliche Quadranten zur Spurrekonstruktion bei. Das erkennbare doppelte Signal entsteht durch die Spuren der beiden unterschiedlichen Quadranten. Diese Inkonsistenz zeigt, daß bei der Alignierung noch weitere Freiheitsgrade, wie die Korrektur der Longitudinalposition und der Stereowinkel zu berücksichtigen sind. Deren Berücksichtigung erfolgt jedoch erst im Rahmen der in Kapitel 5 vorgestellten Präzisionsalignierung.

Aufgrund dieser Unzulänglichkeit der benutzten Systeme wurde die Möglichkeit der Eingabe der Signalposition durch den Anwender vorgesehen, wobei während des Laufes des Programms die erzeugten Histogramme mit einem grafischen Programmpaket interaktiv beurteilt werden können. In der Praxis erwiesen sich nur wenige dieser manuellen Korrekturen als nötig.

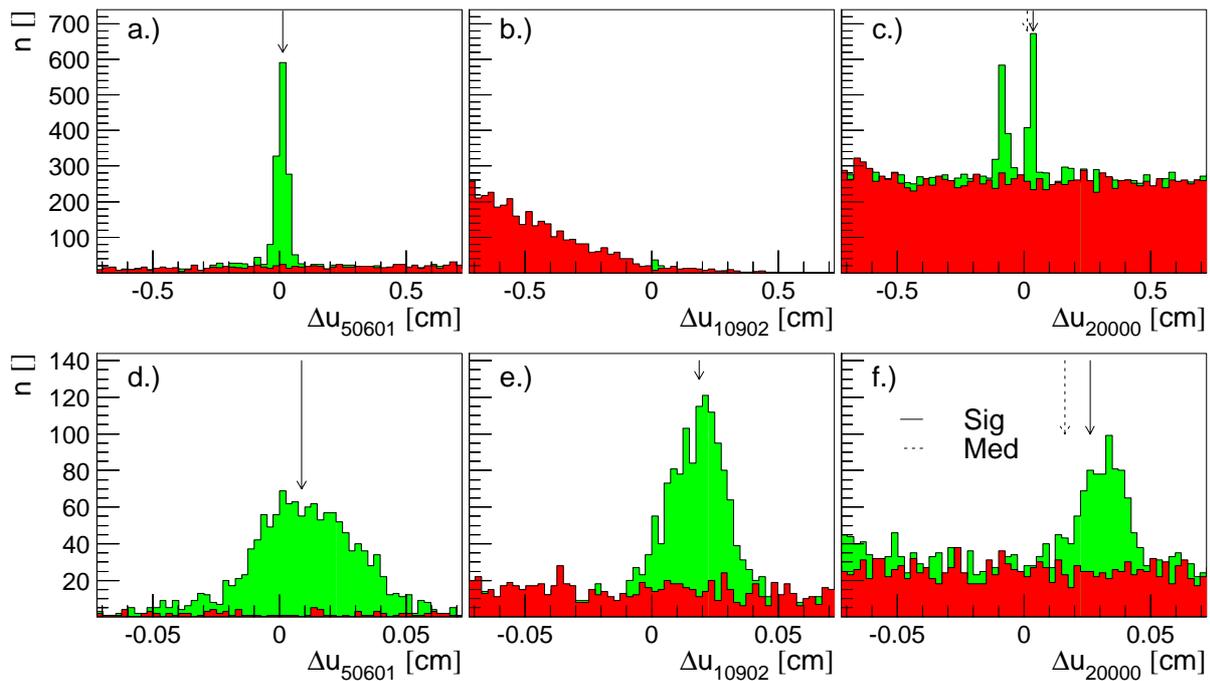


Abbildung 3-17: Beispiele für die bei dem Verfahren der schrittweisen groben Alignierung auszuwertenden Residuenhistogramme. Es ist jeweils das Residuenhistogramm mit dem Untergrundhistogramm überlagert. Zudem ist die, mit der Methode der Flankenmittelwerte (Sig) und dem Median (Med), bestimmte Position des Signals dargestellt. Im Fall von Teilbild b.) sind beide Methoden in der Lage zu erkennen, daß das Signal zu schwach für eine Auswertung ist.

Für die in allen Meßperioden seit Beginn des Jahres 1999 angefahrenen Manipulatorpositionen konnte das hier vorgestellte Verfahren erfolgreich zur groben Alignierung angewendet werden. Somit steht hier ein in sich geschlossenes Verfahren zur Verfügung, das es erlaubt, Ebenen in allen Quadranten zu alignieren.

Dieses Verfahren ist aufgrund der gewählten Wertebereiche der Korrelationshistogramme in der Lage Positionsabweichungen von bis zu $\pm 1 \text{ cm}$ auszugleichen, wobei es alle Zählerebenen mit ausreichendem Überlapp so untereinander aligniert, daß eine Spurrekonstruktion mit ihnen möglich ist. Damit ist die an die grobe Alignierung gestellte Anforderung erfüllt.

Es werden hier nur noch die Positionen der bei der Alignierung fixierten Zählerebenen aus der in Abschnitt 3.1 beschriebenen Vermessung benötigt. Da somit die Vermessung auf die Bestimmung der Positionen der Zählerebenen zweier Pots beschränkt werden kann, sollte sich durch einen größeren Aufwand deren Position in Zukunft besser bestimmen lassen, so daß die durch die Alignierung unbestimmbaren Parameter genauer festgelegt werden können.

Zudem ist das Verfahren im Gegensatz zu den beiden vorher vorgestellten unabhängig von der Targetkonfiguration und erlaubt insbesondere die Verwendung von Datensätzen, die bei gleichzeitiger Verwendung von mehreren Targets aufgenommen wurden. Dadurch können unmeßbare Parameter der Alignierung unter zu Hilfenahme von Messungen der Targetpositionen bestimmt werden. Auf Strahlpositionsinformationen aus den Lagemonitoren kann im Gegensatz zu den zuvor beschriebenen Verfahren verzichtet werden.

4 Datenqualität

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie sich Daten mit möglichst hoher Qualität selektieren lassen. Damit soll erreicht werden, daß die danach vorgestellte Präzisionsalignierung von fehlrekonstruierten Treffern und stark rauschenden Regionen möglichst wenig beeinflußt wird.

Die Datenqualität des Vertexdetektors wird während der Datennahme ständig überwacht, indem ein Teil des Datenstroms von einem dedizierten Rechner mit speziell angepaßten Programmen rekonstruiert und geprüft wird. Auf diese Weise ist es möglich, den Zustand der Detektorkomponenten zu überwachen und bei Fehlfunktionen schnell zu reagieren.

Dies hat die Konsequenz, daß Probleme, die erst nach Trennung der Datenpfade entstehen vom überwachenden Rechner nicht detektiert werden können. Da diese Trennung bereits vor der Trefferrekonstruktion erfolgt, können Probleme bei der Trefferrekonstruktion nicht erkannt werden. Zudem wurden manche Probleme der Datenqualität erst nach Aufzeichnung der Datensätze gefunden.

Aus diesen Gründen wird die Datenqualität von neu zu alignierenden Datensätzen separat geprüft. Damit ergibt sich auch die Möglichkeit für die Alignierung strengere Schnitte auf die Datenqualität anzuwenden, als dies für die übrigen Daten notwendig ist.

Im ersten Abschnitt des Kapitels werden Analysen vorgestellt, die direkt nach dem Einbau von Zählerebenen durchgeführt wurden. Diese dienen nicht der Funktionsprüfung der Detektoren, sondern der Kontrolle, daß alle nötigen Parameter, mit denen Detektoren für die Rekonstruktionsprogramme beschrieben werden, korrekt implementiert sind.

Danach wird die Datenqualität auf Basis von Einzelereignissen betrachtet. Dies erwies sich als nötig, da sich nachträglich herausstellte, daß die unter bestimmten Bedingungen aufgenommenen Datensätze erst aligniert werden können, nachdem einzelne korrumpierte Ereignisse verworfen wurden.

Im Rahmen der Qualitätsuntersuchungen zeigte sich, daß im Allgemeinen die hohe Datenqualität der Detektoren durch Probleme einzelner Auslesebausteine verschlechtert wurde. Aus diesem Grund sind im letzten Abschnitt dieses Kapitels zwei Verfahren angegeben, die entwickelt wurden, um problematische Auslesebausteine vollautomatisch zu detektieren.

4.1 Funktionsprüfung von Zählern

Alle Detektoren und montierten Pots werden vor dem Einbau einer gründlichen und wohldokumentierten Funktionsprüfung unterzogen [39]. Es zeigte sich jedoch immer wieder bei der Durchführung der im vorigen Kapitel besprochenen groben Alignierung, daß die Detektoren fragwürdige Daten lieferten. Als eine Fehlerquelle erwies sich die teilweise inkorrekte Implementierung der Daten, die zur Beschreibung der Zählermodule benötigt werden. Aus diesem Grund müssen vor einer Alignierung sehr sorgfältige Untersuchungen – insbesondere von neu eingebauten Zählern – vorgenommen werden.

Hier werden zunächst Prüfungen des Signal-zu-Rausch-Verhältnis und die Verteilung der rekonstruierten Treffer entlang der sensitiven Koordinate behandelt. Danach werden mit der Untersuchung von Korrelationshistogrammen und Autokorrelationen der in einem Ereignis auf einer Zählerebene rekonstruierten Treffer zwei aufwendigere Verfahren vorgestellt.

4.1.1 Signal-zu-Rausch-Verhältnisse

Wie bereits in [39] und [67] beschrieben wurde, zeigen die Verteilungen der Signal-zu-Rausch-Verhältnisse ob während einer betrachteten Zeitperiode sowohl Zähler und Elektronik als auch die Programme zur automatischen Datenaufbereitung eine hinreichend gute Funktionalität aufwiesen. Das in 2.3.1 vorgestellte Programm MARVIN, welches im automatischen Betrieb verwendet wird, um die Suche nach Treffern in den digitalisierten Rohdaten durchzuführen, wendet keinen Schnitt auf die korrekte Polarität der rekonstruierten Cluster an, weshalb sich in den aufgezeichneten Datensätzen auch Cluster falscher Polarität finden lassen. In der Eingangsstufe der Programme zur Spurrekonstruktion oder zur groben Alignierung wird der Polaritätsschnitt angewandt, wobei das Ladungsvorzeichen ein Parameter jeder Ebene ist. In den folgenden Ausführungen werden solche Cluster, die eine korrekte Polarität besitzen als Cluster mit positiver Polarität bezeichnet. Mit dem Begriff der negativen Polarität sind folglich Cluster mit falscher Polarität gekennzeichnet.

Die Abbildung 4-1 zeigt exemplarisch einige Verteilungen der Signal-zu-Rausch-Verhältnisse. Es wird erwartet, daß die Verteilung im Fall eines Zählers mit fast optimalen Eigenschaften auf der positiven Seite nach einem deutlichen Minimum einen Verlauf mit einem Maximum und einem langsamen Abfall zeigt, also außerhalb des um Null verteilten Rauschens einer Landauverteilung folgt.

Die Landau-Verteilung kann in sehr guter Näherung durch eine Moyalverteilung, welche der Verteilungsfunktion :

$$f(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(x + e^{-x})\right) \quad (4-1)$$

folgt, angenähert werden [68]. Wird mit b die Signalbreite und mit x_m die Position des Maximums der Verteilung und damit der wahrscheinlichste Wert bezeichnet, so ergibt sich mit der Transformation:

$$x \rightarrow \frac{x - x_m}{b} \quad (4-2)$$

eine Parametrisierung der Landau-Verteilung [69]. An die in Abbildung 4-1 gezeigten Histogramme ist jeweils eine solche Funktion angepaßt. Es zeigt sich, daß die Moyalverteilung zumeist die gezeigten Daten nicht gut beschreibt.

Die Abbildung 4-1 zeigt in den Teilbildern a.)-d.) Verteilungen aus der Meßperiode 1998/1999, wobei der Auslesebaustein HELIX 2.0 eingesetzt wurde. Im unteren Bereich sind Verteilungen aus der Meßperiode 1999/2000 dargestellt, wobei die Version 2.2 des Auslesebausteins verwendet wurde. Diese Version des Auslesebausteins führte generell zu einer deutlichen Verbesserung der Datenqualität, die Teilbilder a.) und f.) zeigen den typischen Fall. Trotzdem wurden auch hier problematische Zähler gefunden, wie die Teilbilder g.) und h.) belegen.

Als Erklärung für die nicht optimalen Signal-zu-Rausch-Verhältnisse fanden sich lokale Effekte. Diese können zum Beispiel in der unterschiedlichen Verstärkung der Signale in einzelnen Auslesebausteinen oder im Vorhandensein „schlechter“ Auslesebausteine begründet sein. Wenn aufgrund solcher Effekte rekonstruierte Rauschtreffer zu Spuren beitragen, können diese die Alignierung der betroffenen Ebenen zumindest erschweren.

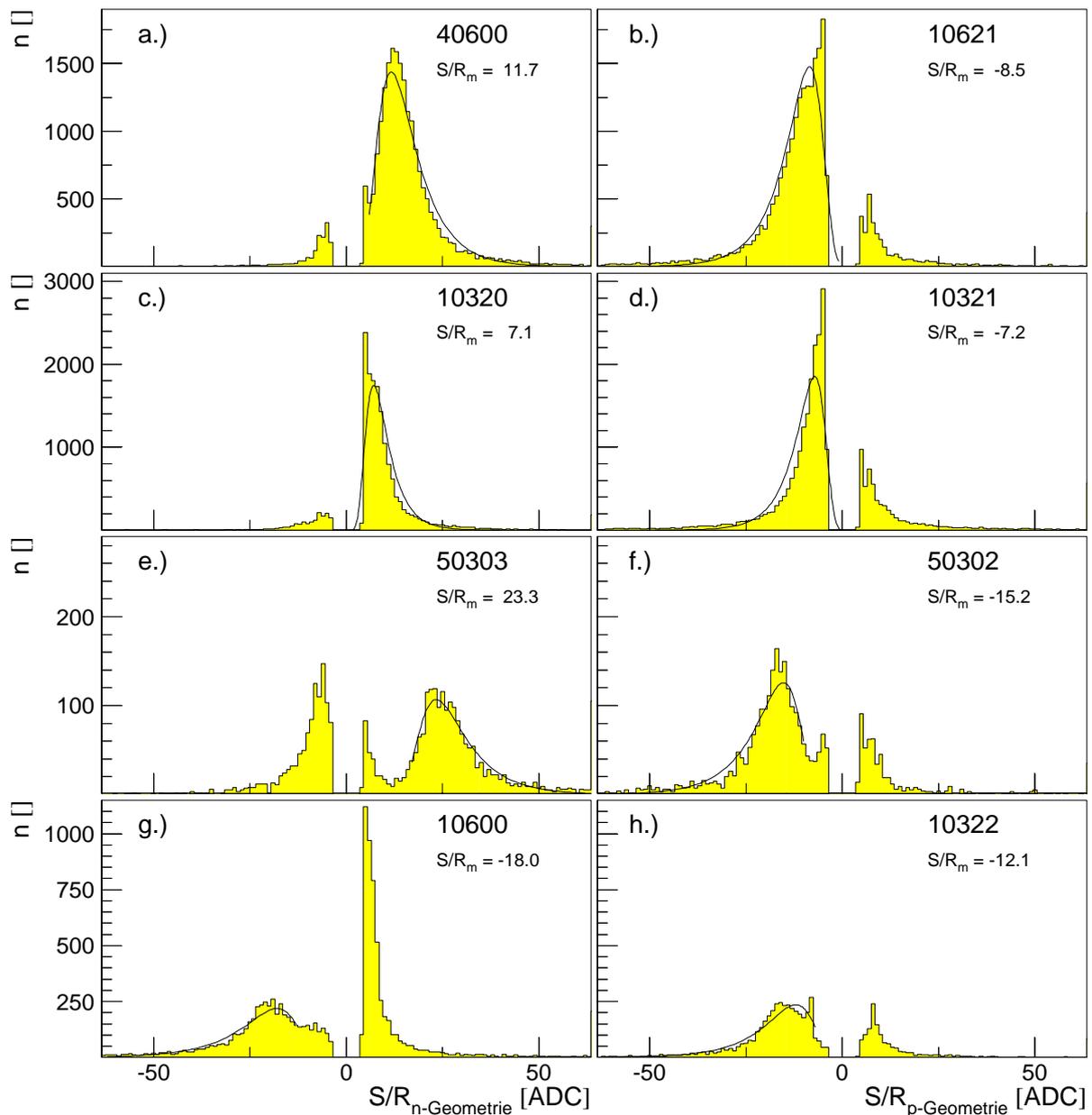


Abbildung 4-1: Histogramme der Signal-zu-Rausch-Verhältnisse für einen Datensatz aus der Meßperiode 1998/1999 (a.-d.) und 1999/2000 (e.-h.). Die im linken Teil betrachteten Zählerebenen besitzen eine n-Seitengeometrie, woraus der Konvention nach ein positives Ladungsvorzeichen für Treffer resultiert. Teilbild g.) zeigt Daten des Moduls 10600, das mit einem einseitigen Zähler bestückt ist, dessen Cluster negative Polarität aufweisen, wie dies für die im linken Teil gezeigten Zählerebenen mit p-Geometrie der Fall ist. Dem Teil der jeweils richtigen Polarität ist eine angepaßte Moyalverteilung überlagert, deren wahrscheinlichster Wert angegeben ist.

Die Existenz des ausgeprägten Minimums der Verteilungen - insbesondere bei Verwendung der neueren Version des Auslesebausteins - kann für einen strengeren Schnitt auf die Datenqualität genutzt werden. Für einen typischen Datensatz zeigt Abbildung 4-2 die gefundene Position des Maximums der Verteilungen. In diesem Fall läge ein günstiger Schnitt bei einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 10. Die Abbildung läßt erkennen, daß für die meisten Zählerebenen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für die n-Seiten 20-25 beträgt, während es für die p-Seiten typischerweise 15-18 beträgt. Diese Werte sind konsistent mit den in [39] angegebenen.

Insbesondere die einseitigen Zähler der Superlagen eins bis drei zeigen im Allgemeinen sehr hohe Signal-zu-Rausch-Verhältnisse. Im Fall der Superlage acht sind die schlechteren Ergebnisse auf

einzelne, stark rauschende Auslesebausteine zurückzuführen. Hier zeigt sich auch, daß teilweise die automatische Anpassung scheiterte, was zu null Einträgen für den wahrscheinlichsten Wert der Moyalverteilung führt.

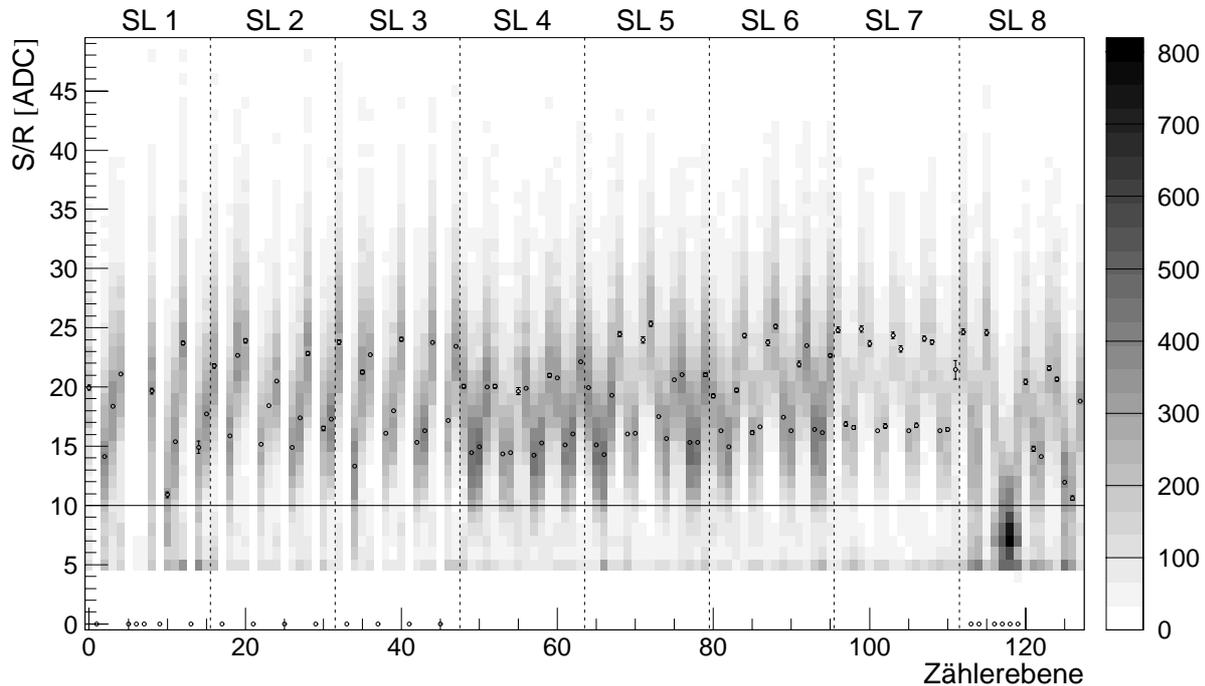


Abbildung 4-2: Die Signal-zu-Rausch-Verhältnisse aller Zählerebenen für den Datensatz 14577. Die Zahl der Einträge in den Kanälen ist durch Grauwerte kodiert. Zusätzlich ist der automatisch bestimmte, wahrscheinlichste Wert der angepassten Moyalverteilung mit dem aus der Anpassung resultierendem Fehler überlagert. Die waagerechte Linie bei einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 10 stellt die Lage des im Text erwähnten strengen Schnitts dar.

4.1.2 Trefferverteilungen

Eine weitere, einfache Möglichkeit zur Beurteilung der Funktionalität einer einzelnen Seite stellt die Untersuchung der Trefferverteilung auf dieser Seite dar. Auch dazu wurden in [39] und [67] Untersuchungen vorgestellt. Im Gegensatz zur vorher beschriebenen Methode wird hier nicht eine einzelne Zählerseite integral beurteilt, sondern die positionsabhängigen Eigenschaften der von einer Zählerebene aufgezeichneten Daten.

Der Verlauf der Trefferverteilung muß im optimalen Fall der physikalischen Belegungsdichteverteilung der Ebenen folgen. Sichtbare Abweichungen deuten auf Probleme in den Daten hin. Werden in etlichen hundert Ereignissen in einem bestimmten Bereich der Zählerebene also deutlich mehr Treffer gefunden als in benachbarten Bereichen, so zeigt dies zum Beispiel ein erhöhtes Rauschen an. Werden hingegen deutlich weniger Treffer gefunden, so zeigt dies, daß die Treffer von Spuren in diesen Bereichen vom Detektor oder der Spurrekonstruktion nicht erfaßt wurden.

Im Falle von etwa azimuthal verlaufenden Streifen konstanter Länge wird im wesentlichen ein Verlauf gemäß einer Verteilung der Form:

$$f(u_{rad}) du_{rad} = \frac{1}{u_{rad}^2} \quad (4-3)$$

erwartet. In [67] ist gezeigt, daß dies wegen des Stereowinkels nicht exakt zutrifft. Für die hier geforderte Beurteilung der Funktionalität einer Zählerseite ist die Näherung von (4-3) jedoch ausreichend. Die Verteilung in (4-3) wird im Fall realer Daten noch mit der Streifenlänge gefaltet. Dies führt dazu, daß die Dichte der Trefferverteilung zu den beiden Enden hin schneller abfällt als durch (4-3) vorhergesagt.

Im Fall von etwa lateral messenden Streifen wird eine flache Verteilung erwartet, die ein Maximum an der Position des Strahlzentrums im Koordinatensystem der jeweiligen Ebene aufweist.

In Abbildung 4-3 sind die Trefferverteilungen der bereits in Abbildung 4-1 betrachteten Zählerebenen dargestellt. Der Vergleich der resultierenden Verteilungen nach der Anwendung des Vorzeichenschnittes mit denen vor seiner Anwendung zeigt, daß in einigen Zählerebenen die Rauschtreffer und die Treffer mit falsch rekonstruiertem Ladungsvorzeichen stark lokalisiert auftreten. Ein besonders deutliches Beispiel stellen die Streifen >950 im Teilbild h.) dar.

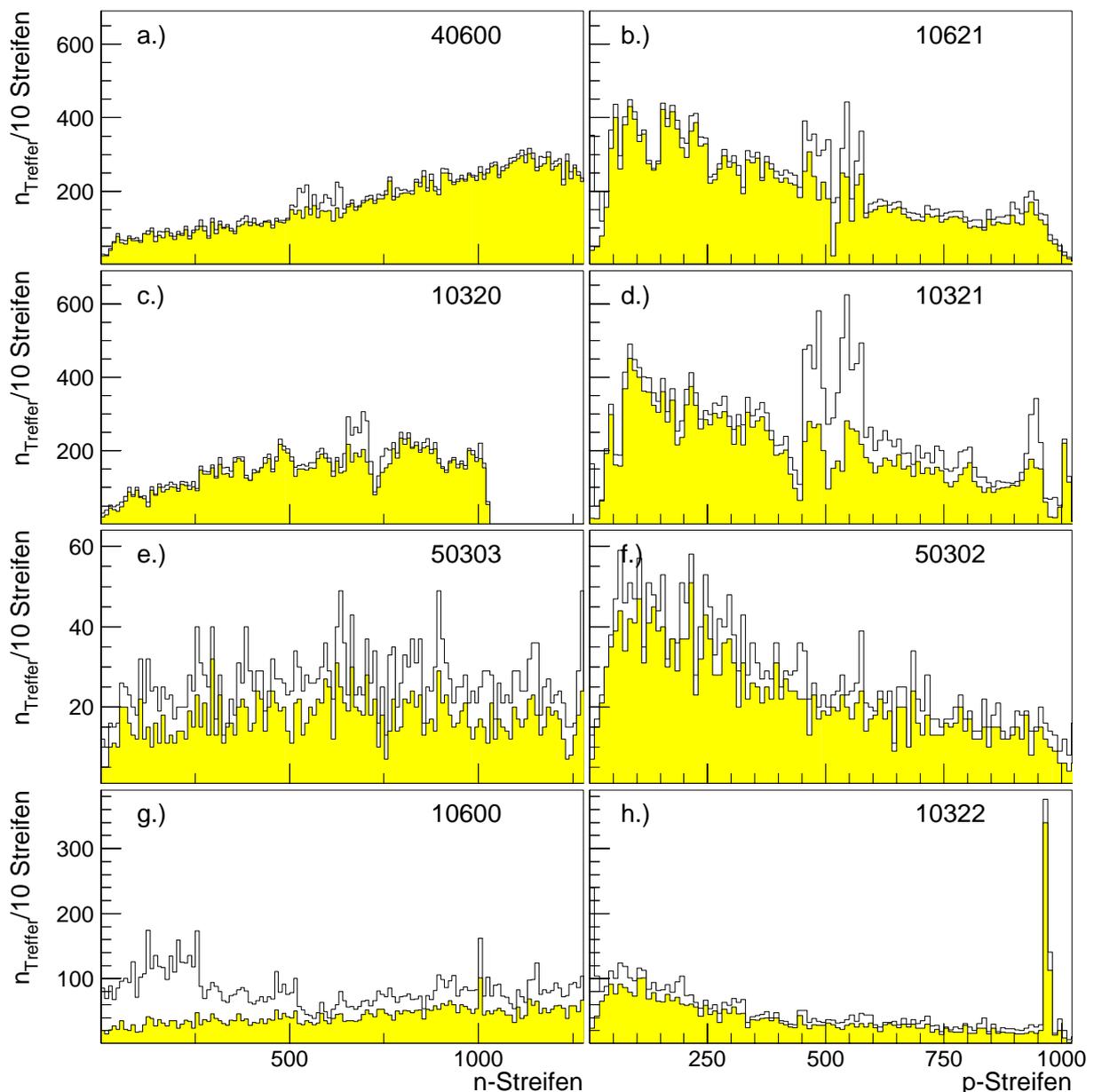


Abbildung 4-3: Histogramme der Trefferverteilungen für die Zählermodule und Datensätze, die bereits in Abbildung 4-1 gezeigt wurden. Die nicht gefüllten Histogramme stellen die Trefferverteilungen vor Anwendung des Vorzeichenschnittes dar, die gefüllten jene nach Anwendung des Schnittes.

Eine hier nicht weiter diskutierte Analyse zeigte, daß die einheitliche Behandlung aller Signale im Baustein eins dieser Zählerebenen der Situation nicht gerecht wird [39]. Wie bereits in Abschnitt 2.1.2 bei der Beschreibung der doppelseitigen Detektoren ausgeführt wurde, erfolgt die Auslese der Seiten mit p-Geometrie von beiden kurzen Seiten der Detektoren. Daher sind die Bausteine eins der p-Seiten der Detektoren sowohl mit den strahl nächsten (0-58), als auch mit maximal strahlfernen Streifen (966-1024) verbunden. Unter anderem durch die unterschiedliche Länge der Leiterbahnen auf dem Verdrahtungsträger ist das Signalverhalten der beiden Gruppen von Kanälen unterschiedlich, was zu fehlerrekonstruierten Clustern führt. Bei den für diese Arbeit durchgeführten Untersuchungen zeigte sich dieses Verhalten insbesondere bei den Detektoren der ersten drei Superlagen. Die Gründe dafür sind nicht völlig verstanden.

4.1.3 Korrelationshistogramme

Eine weitere Untersuchungsmethode zur Datenqualität stellt die Analyse von Korrelationen zwischen den Treffern auf mehreren Zählerebenen dar. Hierzu werden zweidimensionale Histogramme benutzt, die mit den Koordinaten aller Treffer zweier Zählerebenen während eines Ereignisses gemäß der folgenden Vorschrift gefüllt werden:

- Benutze die lokalen Trefferkoordinaten u des ersten Zählers als x-Koordinate ux_i , die des zweiten Zählers als y-Koordinate uy_i ,
- Fülle für alle in einem Ereignis gefundenen x-Koordinaten jeweils einen Eintrag an allen aufgefundenen y-Koordinaten.

Die Abbildung 4-4 verdeutlicht diese Vorschrift noch einmal in schematischer Weise.

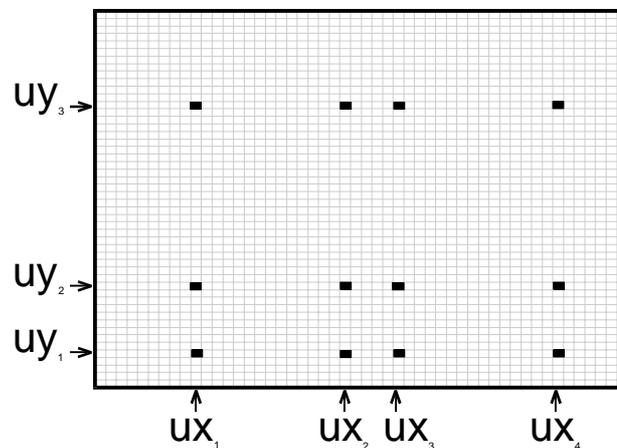


Abbildung 4-4: Schematische Darstellung der Vorschrift zum Füllen der Korrelationshistogramme. Die in einem Ereignis gefundenen Treffer der einen Seite werden mit denen der anderen Seite korreliert.

Im jeweiligen Histogramm werden einige tausend aufgezeichnete Ereignisse akkumuliert. Wenn Teilchen durch beide Zählerebenen traten und dort erkannte Cluster produziert haben und die Streifenwinkel einen parallelen Verlauf haben, so zeigt sich im Histogramm eine schmale Korrelationslinie. Verlaufen die Streifen in unterschiedlichen Winkeln, so wird die Korrelationslinie verbreitert und der senkrechte Schnitt durch den dann resultierenden Korrelationsstreifen mit der Teilchendichte verteilt moduliert. Zählerebenen mit zueinander orthogonalen Streifen zeigen kein Korrelationssignal. Abbildung 4-5 zeigt zwei resultierende Histogramme, wobei der relative

Sollwinkel im ersten Fall 0° und im zweiten 5° beträgt, was dann im zweiten Fall die erwähnte Modulation zeigt.

Die Wichtigkeit der Korrelationshistogramme besteht in der völligen Unabhängigkeit von der Geometrie. Dies bedeutet, daß die Histogramme auch die relative Lage zweier Zähler zeigen, wenn die Geometriedaten entweder nicht zur Verfügung stehen oder eventuell verfälscht sind.

Eine wichtige Gruppe von Problemen besteht in falschen Zuordnungen von Signalen zu Detektoren in den Tabellen, mit denen der Aufbau für Cluster- und Spurrekonstruktion beschrieben wird, in Fehlnumerierungen von Kabeln, der Verwendung von teilweise falschen Tabellen in den Rechnern der Datennahme und simplen Tippfehlern. Diese lassen sich mit den vorher besprochenen Untersuchungen nicht finden. Außerdem liefern meist sogar die Programme zur Spurrekonstruktion Spuren, deren abweichendes Verhalten dann leicht mit einer fehlenden oder inkorrekten Alignierung einzelner Zählerebenen zu erklären ist. In den Korrelationshistogrammen zeigen sich solche Probleme jedoch sehr deutlich.

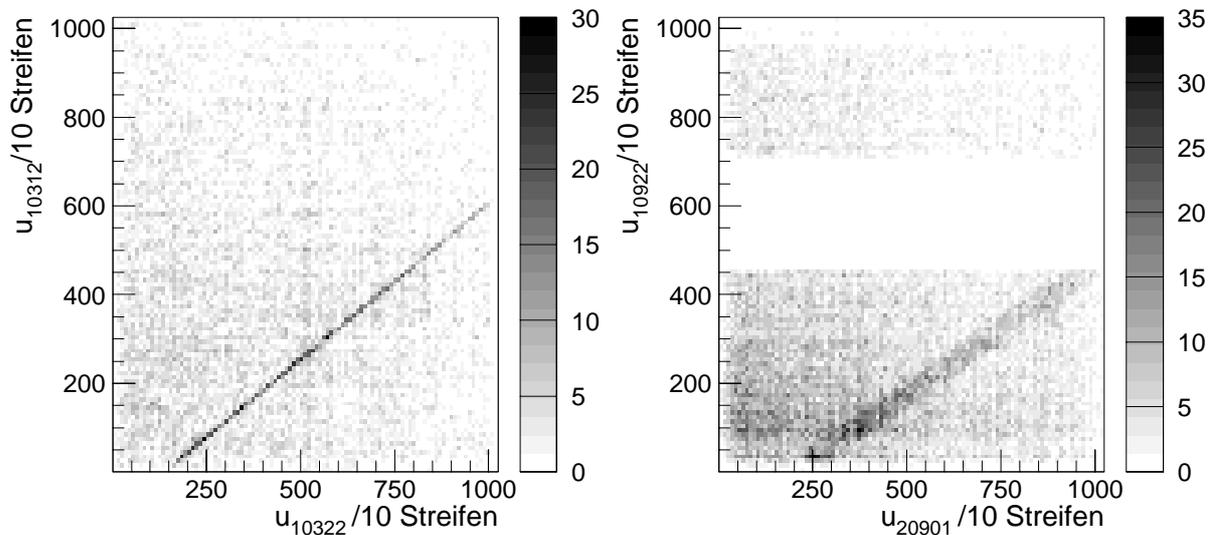


Abbildung 4-5: Beispiel für Korrelationshistogramme. Die Streifen der im linken Teilbild untersuchten Ebenen verlaufen parallel, jene der im rechten Teilbild untersuchten besitzen einen relativen Stereowinkel von 5° . In beiden Fällen sind die Korrelationssignale sehr deutlich zu erkennen – im rechten Teilbild außerdem die Tatsache, daß zwei Helix-Bausteine der Zählerebene 10922 nicht ausgelesen wurden.

In der Praxis wurden meist erst von den im vorigen Kapitel vorgestellten Programmen Korrekturen gefunden, welche entweder bei wiederholter Anwendung der Verfahren variierten, zu unphysikalisch waren oder zu ungewohnten und schwer erklärbaren Verteilungen führten. Dieses Verhalten ließ dann Zweifel an der Gültigkeit der Eingangsdaten in den Tabellen aufkommen, welche den Aufbau beschreiben.

Im Fall des Einbaus der vollständigen Superlage acht traten solche Zweifel auf. Da jedoch der Rest der Module nicht verändert wurde, konnten die ungefähren Geometrieparameter durch die Anwendung von Korrelationshistogrammen unter Verwendung der Signale der Zählerebenen der Superlage sieben bestimmt werden. Insbesondere waren dies die Stereowinkel, welche für die Anwendung der im vorigen Kapitel vorgestellten Algorithmen zur Alignierung benötigt werden.

Ein weiteres Beispiel für eine Problemlösung mit Hilfe der Anwendung der Korrelationshistogramme, stellt das Bereinigen der Zuordnungstabellen der Auslesebausteine zu Beginn der ersten Meßperiode 1999 dar. In den aufgezeichneten Datensätzen zeigten die Verteilungen der Signalzu-Rausch-Verhältnisse und die Trefferverteilungen für alle Ebenen das erwartete Verhalten. Die mehrfache Anwendung des Alignierungsverfahrens durch Bestimmung von Häufungspunkten in der Targetebene auf den gleichen Datensatz, lieferte jeweils stark abweichende Resultate. Die

nähere Untersuchung zeigte in den in Abbildung 3-4 dargestellten Histogrammen der in die Targebene projizierten Geraden vier Signale statt einem Signal. Die dann angefertigten Korrelationshistogramme, zeigten zunächst keine Probleme an, wie im linken Teilbild der Abbildung 4-6 zu erkennen ist.

Bei der Betrachtung von Korrelationen der beiden n-Seiten eines Pots, deren relativer Stereowinkel 185° beträgt, sollte sich eine Antikorrelation ergeben. Erwartet wird also eine Gerade mit dem ungefähren Verlauf von $(0,1280)^T$ nach $(1280,0)^T$. Die gebrochene Struktur in der Abbildung zeigt deutlich das Problem in der Zuordnung von ausgelesenen Streifensignalen zu geometrischen Positionen an.

Im Rahmen der folgenden Prüfung zeigte sich, daß die Reihenfolge des Eintreffens der Signale der Auslesebausteine in der Datennahme irrtümlich für den größten Teil der Zählerebenen falsch angenommen worden war. Die Auswirkungen dieses Irrtums konnten leider nicht nachträglich in den Daten korrigiert werden, da hiervon auch die Suche nach Treffern betroffen war, was bedeutet, daß diese Datensätze für Physikanalysen mit dem Vertexdetektor nicht benutzbar sind.

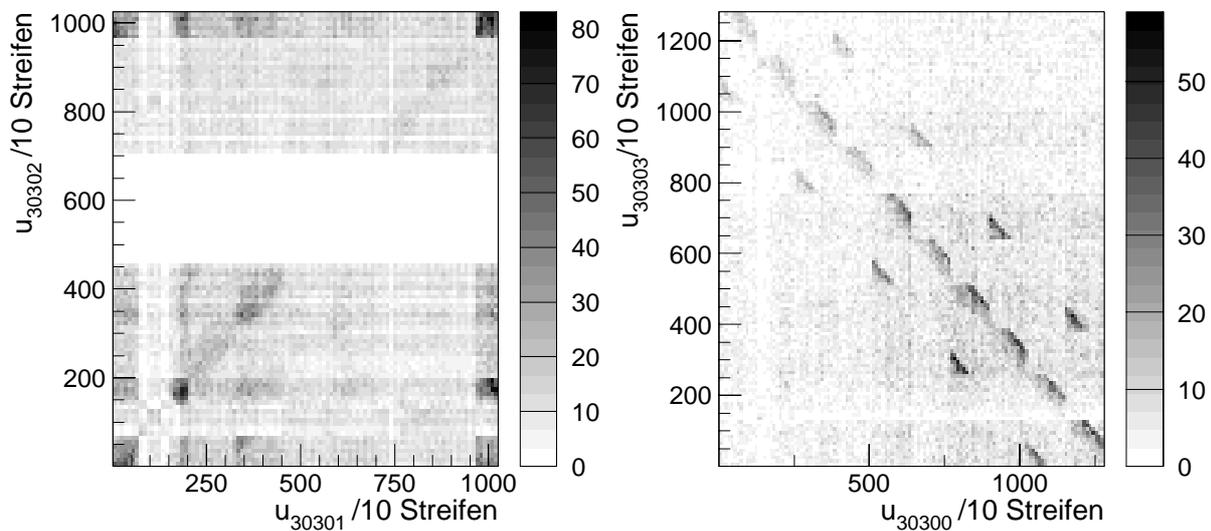


Abbildung 4-6: Weitere Korrelationshistogramme. Im linken Teilbild sind die p -Seiten eines Pots benutzt worden, im rechten die entsprechenden n -Seiten. Der Unterschied im Stereowinkel beträgt 5° und 185° , woraus im letzteren Fall die Antikorrelation, welche die Ausleseprobleme zeigt, herrührt.

Aufgrund der Wichtigkeit der Analysen und der Nützlichkeit der Korrelationshistogramme wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Methode zur Anwendung gebracht, welche die automatische Bewertung dieser Histogramme erlaubt. Daher werden die Korrelationshistogramme und ihre Bewertung im Anhang A2.5 wieder aufgegriffen und eine Methode zur Anpassung einer Geraden mit beliebigem Verlauf an die Korrelationsbänder vorgestellt.

4.1.4 Autokorrelationen

Die Untersuchung von Autokorrelationen der Abstände der Treffer in einzelnen Ebenen wurde auch durch unverständene Probleme, die sich bei der Anwendung der Algorithmen zur groben Alignierung ergaben, motiviert.

In diesem Fall wurde bei der Anwendung des Verfahrens der Suche nach Spuren mit fünf Treffern gefunden, daß sich in den Histogrammen der resultierenden Residuen drei Signale zeigten. Davon war das jeweils zweite das Intensivste. Von einer eventuellen Fehlalignierung erwartet man sehr

verschmierte Signale, welche kaum getrennt sein sollten, da die beitragenden Ebenen unterschiedliche longitudinale Abstände besitzen. Die Abbildung 4-7 zeigt die resultierenden Residuenverteilungen für einen Datensatz mit dem genannten Problem, die sich nach der Alignierung ergeben. Die Abstände der drei unerwarteten Signale im rechten Teilbild betragen etwa $415 \mu\text{m}$.

Diese Signatur von drei schmalen Signalen mit einem relativen Abstand von etwa $410 \mu\text{m}$ wurde in allen problematischen Fällen gefunden. Die Fehlersuche konzentrierte sich deswegen auf die Eigenschaften der Daten einer Ebene. Da der resultierende Abstand der Signale einem Vielfachen des Ausleseabstandes entspricht, wurde ein Fehler in der Bondtabelle in Betracht gezogen.

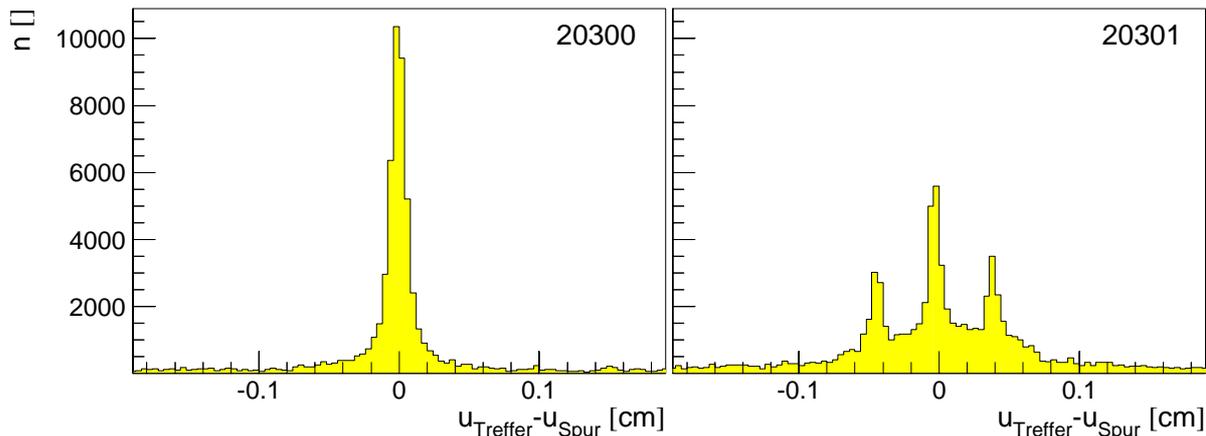


Abbildung 4-7: Residuen auf zwei Zählerebenen nach Konvergenz des Verfahrens der Alignierung mit Spuren aus fünf Treffern. Im rechten Teilbild ist das im Text erläuterte Problem der drei resultierenden Signale zu erkennen.

Wenn ein Treffer von zwei oder mehreren benachbarten Streifen detektiert wird, so kann erwartet werden, daß bei inkorrekt beschriebener Geometrie durch die Bondtabelle diese Streifen in der Rekonstruktion nicht mehr benachbart sind. Aus diesem Grund wird eine Untersuchung des Abstandes der Treffer auf einer Zählerebene bei jedem Ereignis – eine Autokorrelationsanalyse – durchgeführt.

Die typische Verteilung von Clusterbreiten ist für den Fall der korrekten Rekonstruktion in Abbildung 4-8 gezeigt. Es zeigt sich, daß die Mehrzahl der Cluster eine Breite von zwei oder mehr Auslestreifen besitzen, wobei zwischen p- und n-Seiten nur marginale Unterschiede bestehen. Die Autokorrelationsanalyse kann also durchgeführt werden.

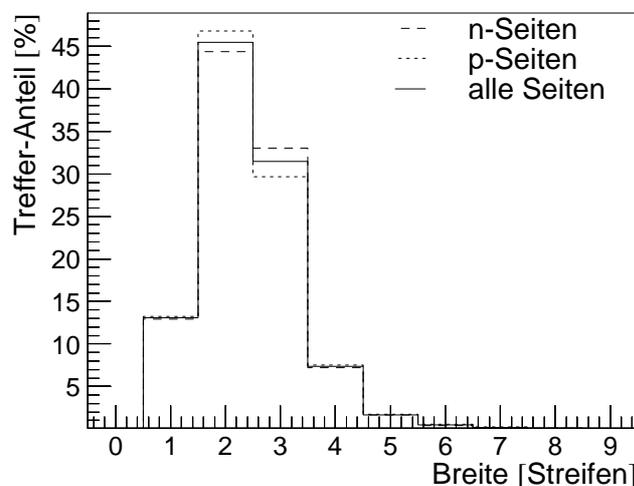


Abbildung 4-8: Typische Verteilung der Clusterbreiten.

Im Rahmen der Analyse wurden für jeden Treffer die Abstände zu allen anderen Treffern eines Ereignisses bestimmt. Erwartet wird in diesem Fall eine flache Verteilung, die sich von nahe Null bis zum größten möglichen Abstand, welcher der Streifenzahl entspricht, erstreckt. Außerdem

muß diese Verteilung zu großen Abständen hin abfallen, entsprechend des unwahrscheinlichen Falls des Auftretens von exakt einem Treffer im ersten und letzten Streifen eines Zählers. Im Fehlerfall werden starke Spitzen in der Verteilung erwartet. Diese ergeben sich, wenn bei einem Treffer Ladungen auf mehr als einem Streifen entstehen, und die dabei beteiligten, physikalisch benachbarten Streifen aufgrund von Zuordnungsfehlern als weit entfernt angenommen werden. In diesem Fall erfolgt die fälschliche Rekonstruktion von mehreren Treffern mit sehr kleinen Breiten.

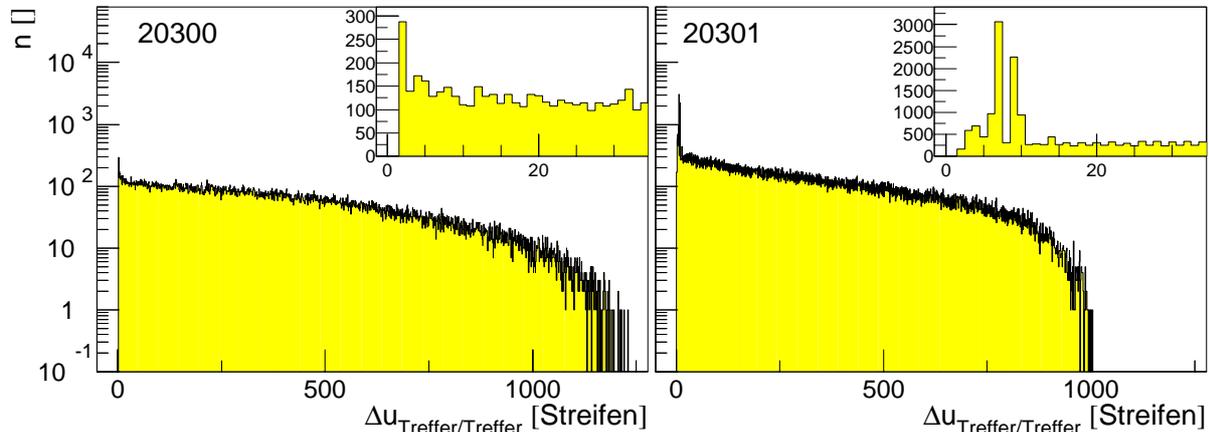


Abbildung 4-9: Verteilung der Abstände von allen Treffern auf einer Ebene zu allen anderen Treffern auf dieser Ebene während eines Ereignisses. Um die Diagnose von Problemen zu erleichtern ist der Beginn der Verteilung in linearem Maßstab jeweils überlagert. Die im linken Teilbild dargestellte Verteilung für Treffer auf der Zählerebene 20300 weist im wesentlichen den erwarteten Verlauf auf. Im rechten Teilbild zeigen sich extreme Häufungen im Bereich eines Abstandes von sieben und neun Streifen.

Die Abbildung 4-9 zeigt die Verteilung der Trefferabstände für die bereits in Abbildung 4-7 betrachteten Zählerebenen. Die Verteilung zeigt für die Zählerebene 20300 den erwarteten Verlauf. Im Fall von Zählerebene 20301 sind starke Überhöhungen im Bereich eines Abstandes von sieben und neun Streifen vorhanden. Dies entspricht einem Abstand von etwa 362 und 465 μm . Ein solcher Abstand ist konsistent mit dem Abstand der drei Signale in Abbildung 4-7. In diesem Fall stellte sich heraus, daß das Problem in der Verwendung einer falschen Version des Programms zur Trefferrekonstruktion auf den Rechnern der zweiten Filterstufe lag. Aufgrund von Änderungen im Datenformat wurde die Bondtabelle durch diese Version korruptiert. Auch hier konnten die rekonstruierten Treffer nicht korrigiert werden, so daß erneut einige Datensätze sowohl zur Alignierung des Vertexdetektors als auch zur Physikanalyse unbenutzbar sind.

Die Distanzuntersuchungen zeigen gelegentlich auch in deutlicher Weise das Vorhandensein problematischer Auslesebausteine auf einer Zählerebene an. Ein solches Beispiel ist in Abbildung 4-10 dargestellt. Gezeigt ist die Verteilung der Trefferabstände und die Verteilung der Trefferpositionen einer p-Seite. Das bereits am Ende von Abschnitt 4.1.2 diskutierte Problem der Auslesebausteine eins der p-Seiten tritt auch hier deutlich zutage. Insbesondere zeigen die Trefferabstandsverteilungen ein stark unphysikalisches Verhalten, da der betroffene Baustein aufgrund der Leiterbahnführung sowohl die Cluster strahlnaher Treffer, wie auch die strahlferner Treffer verarbeitet. Dies erklärt die erkennbare Häufung von Treffern mit kleinem und großem Abstand. Zusätzlich zeigt die Ausschnittvergrößerung der Abstandsverteilung, daß besonders viele Treffer mit einem Abstand von $4n$ Streifen gefunden werden. Solche Probleme lassen sich nach der Trefferrekonstruktion in den Daten wohl nur noch durch Ausschluß ganzer Regionen mildern. Im vorliegenden Fall führt in der Tat der Ausschluß von Baustein eins der Ebene zu dem erwarteten Verlauf der Trefferabstandsverteilung. Dies zeigt, daß diese Verteilungen teilweise sehr sensitiv auf

das Vorliegen von Problemen hindeutet, was die automatische Untersuchung der Verteilungen für Routinekontrollen attraktiv macht. Dieser Ansatz kann in Zukunft wahrscheinlich erfolgreich weiterentwickelt werden, um die Wirksamkeit der automatischen Prozeduren zu verbessern.

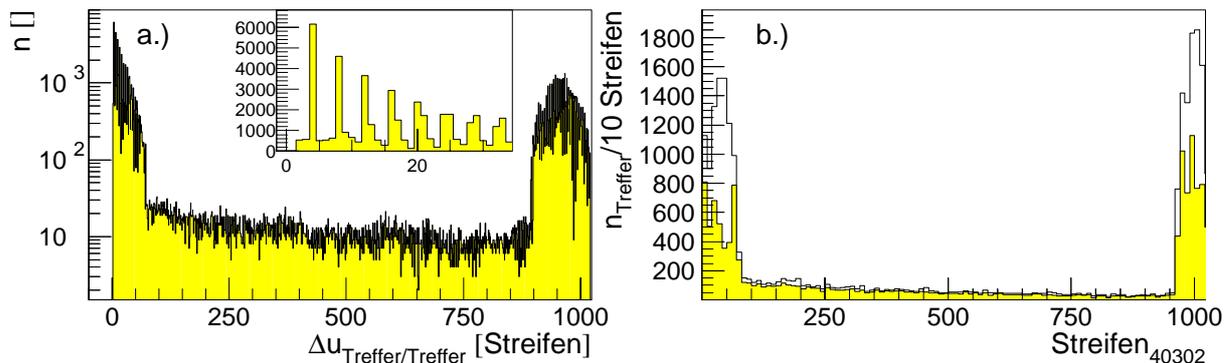


Abbildung 4-10: Teilbild a.) Abstandsverteilungen von Treffern auf einer Ebene mit einem problematischen Auslesebaustein. Teilbild b.) Trefferverteilung der untersuchten Ebene. Schattiert die Verteilung der Treffer mit richtigem Ladungsvorzeichen, überlagert (offen) jene aller Treffer. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Auslesebaustein 1 betroffen ist.

4.2 Sicherstellung der Datenqualität auf der Basis von Einzelereignissen

Im Abschnitt 1.3.4 wurden die drei wesentlichen Triggerbedingungen vorgestellt, die für die Aufzeichnung der Datensätze der Meßperiode des Jahres 2000 verwendet wurden. Die Untersuchung der Daten des Vertexdetektors zeigte eine starke Abhängigkeit der Datenqualität von den drei Triggerbedingungen:

- Zufallstrigger (Minimum-Bias-Trigger),
- Dilepton-Trigger (J/ψ -Trigger),
- Einzellepton-Trigger (e/μ -Trigger).

Die Datensätze, die unter Verwendung des Dilepton-Triggers aufgezeichnet wurden, zeigen im Fall des Vertexdetektors die beste Qualität. Vor allem bei der Verwendung des Einzellepton-Triggers zeigten sich ungewöhnlich viele Rauschtreffer.

Dies konnte darauf zurückgeführt werden, daß der Vertexdetektor sehr unregelmäßig ausgelesen wurde, wenn die eingestellte Triggerrate an die Grenzen der möglichen Bandbreite des Datennahmesystems stößt, wenn also große Totzeiten auftreten. Der Auslesebaustein HELIX 2.2 besitzt jedoch die Eigenschaft, daß sich die Verstärkung der Ausgangsstufe der Pipeline stark verändern kann, wenn während einer Zeit von etwa 50 ms keine Auslese der Daten erfolgt. Dies führt dann zu ungültigen nachgeführten Konstanten im Programm zur Trefferrekonstruktion und in der Folge meist zur Rekonstruktion einer Vielzahl von unphysikalischen Clustern in einem Ereignis [70].

Auch bei Verwendung des Zufallstrigger tritt dieses Problem auf, konnte jedoch durch Justierung der Trigger- und Wechselwirkungsrate während der Datennahme gemildert werden.

Die direkte Detektion des geschilderten Problems durch Untersuchung des zeitlichen Abstandes der einzelnen Ereignisse ist zwar möglich, jedoch schwer zu realisieren, da die Ereignisse im Allgemeinen in ungeordneter Reihenfolge auf dem Massenspeichermedium auftreten.

In diesem Abschnitt soll daher ein Verfahren vorgestellt werden, mit dem sich die Auswirkungen des genannten Problems durch die Anwendung von Qualitätsschnitten auf der Basis einzelner Ereignisse beseitigen lassen. Die Untersuchung beschränkt sich wieder auf die Betrachtung von bereits rekonstruierten Clustern, wobei Cluster mit der erwarteten Polarität als Cluster mit positiver Polarität bezeichnet werden.

Einen ersten Eindruck vom qualitativen Unterschied der rekonstruierten Cluster gibt die Abbildung 4-11, welche die prozentuale Verteilung der Trefferbreiten aller Cluster (Teilbilder a.-c.) und der positiven Cluster zeigt (Teilbilder d. - f.). Es ist hier ein deutlicher Unterschied der Verteilung im Fall der Verwendung des Einzelleptontriggers zu erkennen. Die Abbildung zeigt jedoch auch, daß ein Schnitt auf die Clusterbreite keine Auswahl der korrumpierten Ereignisse erlaubt.

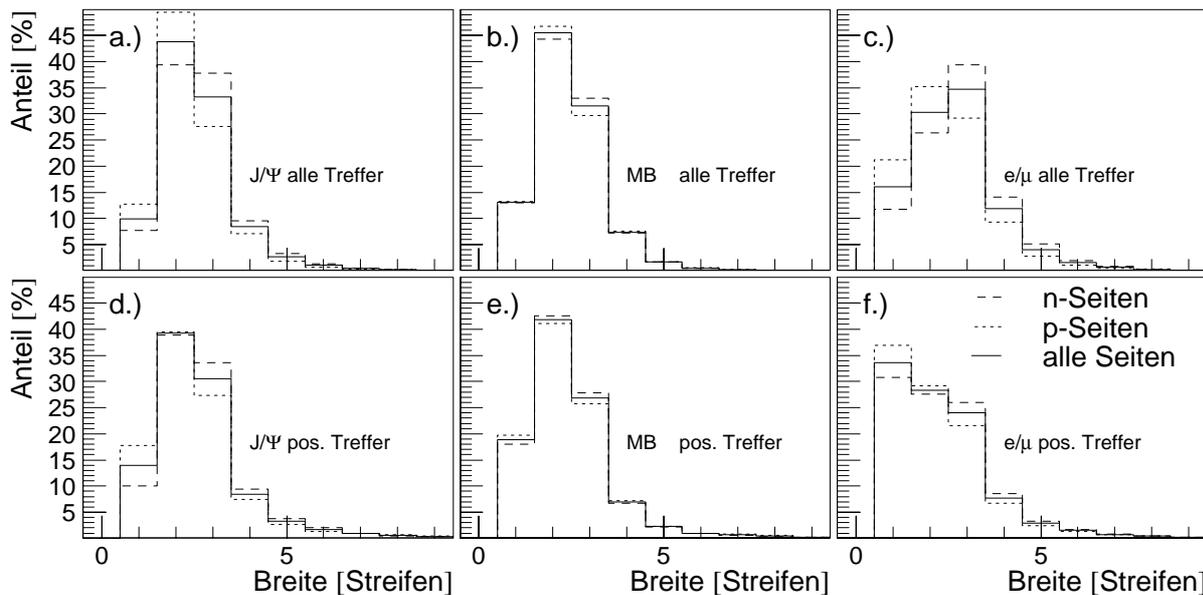


Abbildung 4-11: Verteilung der Clusterbreiten für die drei betrachteten Triggersituationen. In den Teilbildern a. - c. sind zusätzlich die Verteilungen der Breiten aller Cluster gezeigt.

Ein erster wichtiger Schnitt ist der auf die Clusterpolarität. Dieser Schnitt läßt sich in einen wesentlich strengeren wandeln, indem nur Cluster akzeptiert werden, die einen bestimmten Wert des Signal-Rauschverhältnisses im Bereich des richtigen Vorzeichens überschreiten. Die Analyse in Abschnitt 4.1.1 zeigte, daß ein Wert von 10 für die untere Grenze des zulässigen Signal-zu-Rausch-Verhältnisses einen strengen aber sinnvollen Wert darstellt.

Eine weitere Möglichkeit unphysikalische Treffer – wie sie aus korrumpierten Ereignissen herrühren – zu identifizieren, besteht in der Zählung der Treffer pro Ereignis. Die folgende Analyse dient dem Auffinden geeigneter Schnitte für die Zahl der Treffer pro Ereignis und pro individuellem Auslesebaustein. Problematische Bausteine können so identifiziert werden. Ein korrumpiertes Ereignis kann dann an der Zahl solcher Bausteine erkannt werden.

In Abbildung 4-12 ist die Zahl der Treffer pro Auslesebaustein pro Ereignis für den Datensatz 17137, der unter Benutzung des Einzelleptontriggers aufgezeichnet wurde, gezeigt. Die Abbildung zeigt, daß bis zu 90 Treffer pro Ereignis gefunden werden.

Die Zahl der Treffer pro Auslesebaustein pro Ereignis, die im idealen Fall durch die Poisson-Verteilung beschrieben wird, soll nun abgeschätzt werden. Die Poisson-Verteilung hat die normierte Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung:

$$f(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \quad (4-4)$$

Für die beiden ersten Momente und die Streuung gilt:

$$\langle k \rangle = \lambda, \quad \langle k^2 \rangle = \lambda(\lambda + 1), \quad \sigma(k) = \sqrt{\lambda} \quad (4-5)$$

Der Vertexdetektor wurde so ausgelegt, daß für die Streifen mit der höchsten auftretenden Belegungsdichte bei einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz eine Belegungsdichte von 5% nicht überschritten wird. Es ergibt sich also als obere Grenze $\lambda = 0,05 \cdot 128 = 6,4$ und $\sigma = \sqrt{6,4}$. Addiert man zur mittleren Zahl von 6,4 Treffern pro Auslesebaustein drei Standardabweichungen, so sollte die höchste Zahl von gleichzeitigen Treffern in einem Auslesebaustein während eines Ereignisses bei etwa 14 liegen.

Hieraus ist ersichtlich, daß die schon erwähnte Fehlfunktion die in Abbildung 4-12 gezeigte Verteilung stark beeinflusst. Außerdem sind p- und n-Seiten im Bereich von 11 - 60 Treffern in ähnlichem Maß betroffen, so daß diese Unterscheidung in der weiteren Diskussion entfällt.

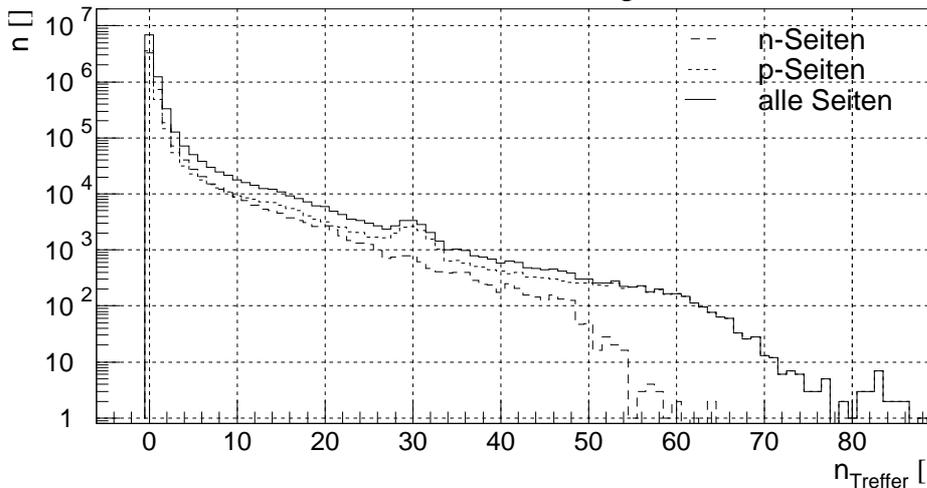


Abbildung 4-12: Verteilung der Zahl der Treffer pro Auslesebaustein pro Ereignis.

Im Folgenden soll die Korrelation zwischen der Zahl der Treffer pro Ereignis und Auslesebaustein mit richtigem Ladungsvorzeichen und denen mit falschem Ladungsvorzeichen untersucht werden. Im Fall der idealen Funktion von Detektoren, Auslese und Rekonstruktion sollten keine Cluster mit negativer Polarität und insbesondere keine Korrelationen zwischen negativen und positiven Clustern gefunden werden.

Im realen Fall können negative Cluster aufgrund von Rauscheffekten rekonstruiert werden, wodurch auch die Trefferrekonstruktion in ihrer Umgebung beeinträchtigt wird. Aus diesem Grund sind nicht nur rekonstruierte negative Cluster möglich, sondern es können auch Korrelationen zwischen negativen und positiven Clustern auftreten.

Solche Korrelationen sind in Abbildung 4-13 gezeigt. Diese zweidimensionalen Histogramme, in denen die Zahl der Treffer mit falschem Vorzeichen gegen jene mit richtigem Vorzeichen aufgetragen sind, zeigen die erwartete, unerwünschte Korrelation. Im linken Teilbild sind die Wertepaare aller Auslesechips enthalten, im rechten sind die als „schlecht“ bekannten Auslesebausteine ausgeschlossen worden. Durch den Ausschluß, der aufgrund der Beurteilung von Trefferverteilungen der Ebenen vorgenommen wurde, verschwinden vor allem die Häufungen von bestimmten Werten, die im linken Teilbild deutlich zu erkennen sind. Diese Häufungen zeigen an, daß während eines Ereignisses eine Zahl von n Treffern mit dem richtigen Vorzeichen und von m Treffern mit falschem Vorzeichen pro Auslesebaustein rekonstruiert wird. Der Unterschied in den Verteilungen zeigt, daß solche Fälle in jenen Auslesebausteinen vorkommen, die auch problematische Trefferverteilungen zeigen.

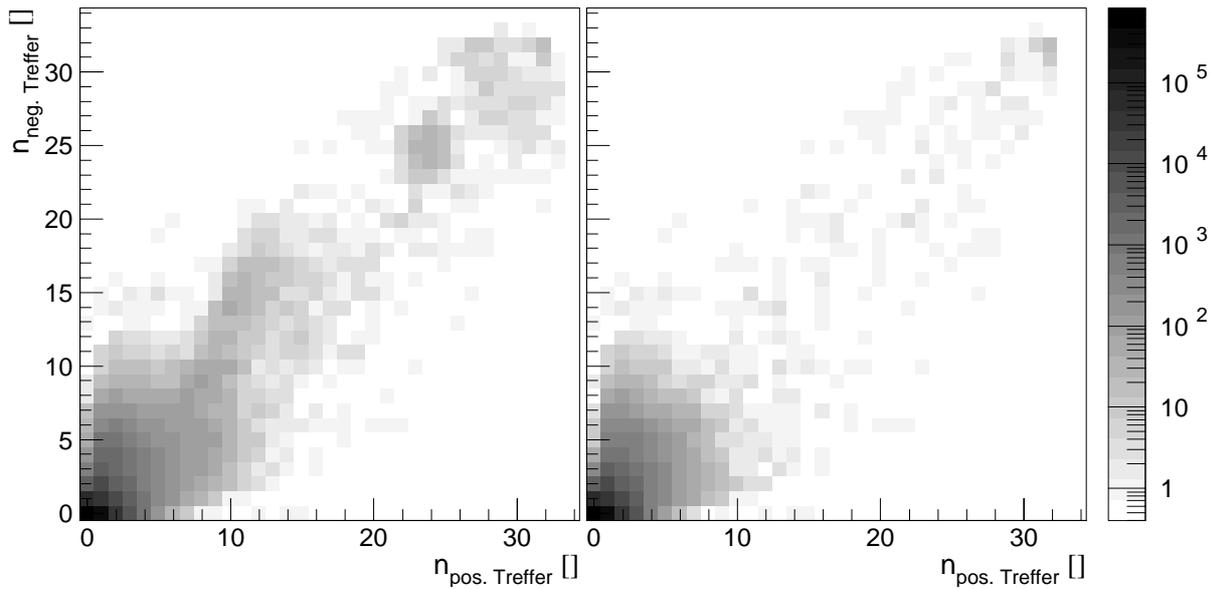


Abbildung 4-13: Verteilung der Zahl der negativen Treffer in Abhängigkeit von der Zahl der positiven Treffer pro Auslesebaustein und Ereignis. Das linke Teilbild zeigt die Verteilung für alle Auslesebausteine, das rechte nur die Situation nach dem Ausschluß der als „schlecht“ bekannten Auslesebausteine.

Die zum Vergleich gezeigte Abbildung 4-14, welche die Verteilung für einen Datensatz zeigt, der bei gleicher Wechselwirkungsrate unter Verwendung des Dilepton-Trigger aufgenommen wurde ergibt ein sehr ähnliches Resultat. Auch hier zeigt sich am Unterschied der Verteilungen, daß die Korrelationen von positiven und negativen Clustern durch die problematischen Auslesebausteine hervorgerufen werden, deren Treffer im rechten Teilbild unterdrückt wurden. Die erkennbare Häufung von 32 negativen Treffern zeigt an, daß nicht alle problematischen Auslesebausteine erkannt und ausgeschlossen wurden.

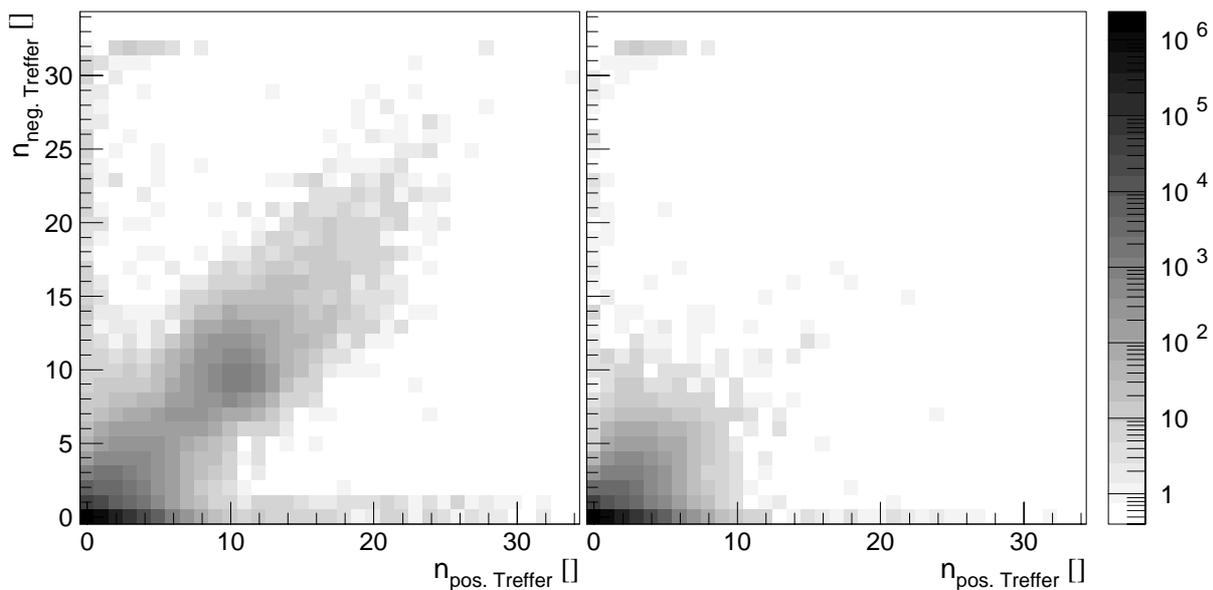


Abbildung 4-14: Verteilung der Zahl der negativen Treffer in Abhängigkeit von der Zahl der positiven Treffer pro Auslesebaustein und Ereignis. Wie in Abbildung 4-13 zeigt hier das linke Teilbild die Verteilung aller Bausteine, das rechte nur jene der für gut Befundenen.

In beiden Fällen zeigt sich, daß nur sehr wenige Ereignisse mit mehr als 15 Treffern mit richtigem oder falschem Vorzeichen detektiert werden, wenn alle Auslesebausteine mit problematischen Trefferverteilungen ausgeschlossen werden. Schnitte auf die positiven und negativen Trefferzahlen sind daher sinnvoll und können in beiden Situationen angewandt werden.

Mit dem bereits gefundenen Schnitt auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis S/R wird folgende Bedingungsgleichung für die Annahme des i -ten Cluster eines Auslesebausteins in einem Ereignis verwendet, wenn in dessen Bereich $n_{negativ}$ Treffer mit falschen Vorzeichen und $n_{positiv}$ Treffer mit richtigem Vorzeichen rekonstruiert wurden:

$$S/R_i \geq 10 \wedge n_{negativ} \leq 5 \wedge n_{positiv} \leq 15 \quad (4-6)$$

Mit dem durch Gleichung (4-6) gegebenen Schnittkriterium können während eines Ereignisses Auslesebausteine mit korrumpierten Daten erkannt werden. Ereignisse, in denen zu große Totzeiten auftreten, können durch die Zahl der Bausteine, die dem Schnittkriterium von Gleichung (4-6) nicht genügen, erkannt werden.

Aus diesem Grund wird insbesondere im Fall der Verwendung des Einzelleptontriggers ein vierter Schnitt verwendet, der nur eine maximale Zahl von „schlechten“ Auslesebausteinen pro Ereignis zuläßt, andernfalls wird das gesamte Ereignis verworfen. Die Verteilung der Zahl der pro Ereignis für „schlecht“ befundenen Auslesebausteinen findet sich in Abbildung 4-15. Die Verwendung des Einzellepton-Triggers zeigt sich deutlich daran, daß häufig eine große Zahl von „schlechten“ Auslesebausteinen in einem Ereignis gefunden wird. Zu beachten ist auch, daß hier kein vorheriger Schnitt auf etwaige „schlechte“ Auslesebausteine vorgenommen wurde.

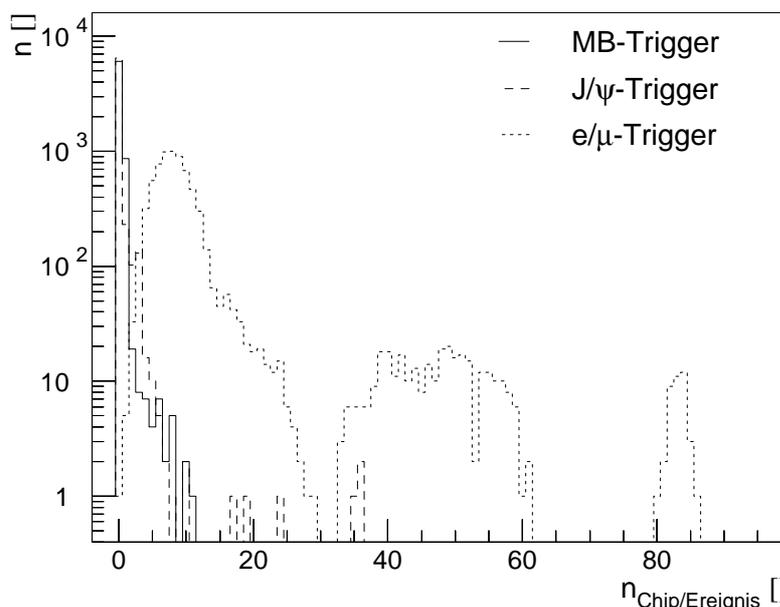


Abbildung 4-15: Zahl der Auslesebausteine pro Ereignis, deren Trefferzahlen die Schnittbedingung aus Gleichung (4-6) nicht erfüllen. Die Verteilungen sind für die drei untersuchten Triggerbedingungen gezeigt.

Aus der Abbildung 4-15 ist zu erkennen, daß bei Verwendung des Einzellepton-Triggers in keinem Ereignis alle Bausteine für unproblematisch befunden werden. Dies ist auf zusätzlich vorhandene fehlerhafte Bausteine zurückzuführen.

Für die Alignment wurde ein Schnitt auf maximal 40 problematische Bausteine pro Ereignis gewählt. In der in Abbildung 4-15 gezeigten Situation, wäre der geeignete Schnitt 30, dies bedeutet aber, daß beim Auftreten von nur wenigen weiteren fehlerhaften Bausteinen kaum noch ein Ereignis akzeptiert würde. Aus dem Vergleich mit weiteren Datensätzen ergab sich der Schnitt auf 40 „schlechte“ Bausteine pro Ereignis.

Werden die vier Schnitte auf die zu Referenzzwecken betrachteten Datensätze angewandt, ergibt sich eine Reduktion der Zahl der Ereignisse und Cluster. In Tabelle 4-1: sind die Ergebnisse für zwei Werte des Schnittparameters auf die Zahl der negativen Cluster zusammengefaßt. Außer

beim Einzellepton-Trigger werden von beiden Schnitten 70 – 80 % aller Cluster akzeptiert. Zudem ist zu erkennen, daß bei der Verwendung des Dileptontriggers die wenigsten nicht akzeptierten Cluster auftreten. Insbesondere ist kaum ein Unterschied zwischen der Verwendung der beiden Parameter erkennbar. Dies bedeutet in Übereinstimmung mit der Erwartung, daß in dieser Triggersituation praktisch keine großen Totzeiten vorkommen. Ähnliches gilt bei der Betrachtung der Daten, die während der Verwendung des Dilepton-Triggers durch Zufallstrigger aufgezeichnet wurden. Auch diese werden vom Wert des Schnittparameter praktisch nicht beeinflußt. Die Verwendung des reinen Zufallstriggers zeigt jedoch eine deutliche Abhängigkeit, was auf die Existenz von vereinzelt Ereignissen hindeutet, die vom Problem der zu großen Totzeit betroffen sind.

Zahl Treffer mit falschem Vorzeichen	Zufallstrigger	Dilepton-Trigger Zufallereignisse	Dilepton-Trigger	Einzellepton- Trigger
< 15	75 %	72 %	78 %	49 %
< 5	73 %	72 %	77 %	40 %

Tabelle 4-1: Anteil der Cluster, welche die im Text vorgestellten Schnitte passieren, für vier Situationen. Die zugrundeliegenden Datensätze sind 14577 (Zufallstrigger), 16874 (Dilepton-Trigger) und 17137 (Einzellepton-Trigger)

Die Betrachtung der Trefferverteilungen für den Fall der Verwendung des Einzelleptontriggers zeigte, daß der schwächere Schnitt auf maximal 15 falsche Treffer pro Ereignis und Auslesebaustein nicht ausreicht, um sinnvolle Verteilungen zu erhalten. In Abbildung 4-16 sind die Trefferverteilungen aller Zählerebenen vor- und nach der Anwendung der dargestellten Schnitte gezeigt. Obwohl bereits die Cluster, die von bestimmten Auslesebausteinen rekonstruiert wurden, ausgeschlossen sind, ergibt sich im Fall der Rohdaten ein extrem unphysikalisches Bild. Erst nach Anwendung der oben vorgestellten Schnitte, tritt die erwartete Struktur wieder deutlich hervor. Es sind in beiden Teilbildern die p-Seiten, welche nur 1024 Streifen besitzen deutlich auszumachen. Diese Seiten zeigen auch im Bereich niedriger Streifennummern die höchste Trefferzahl, da der Streifen eins der jeweils strahlnächste ist. Die n-Seiten besitzen lateral verlaufende Streifen, so daß sich die Zonen höchster Trefferzahl etwa in der Mitte ergeben.

Graphische Darstellungen der hier gezeigten Art erwiesen sich im Routinebetrieb als sehr nützlich, um einen schnellen Überblick über den Zustand aller Streifen zu erhalten. Zusätzlich konnten dann die Verteilungen für bestimmte Ebenen in Form der gewohnten eindimensionalen Histogramme angefordert werden.

Mit dem in diesem Abschnitt vorgestellten Verfahren ist es also möglich, die durch lange Totzeiten entstehenden Probleme zu mildern. Dazu werden für einzelne Ereignisse die Cluster einzelner Auslesebausteine verworfen. Die Anwendung dieser Schnitte kann Einfluß auf die Effizienz der Spurmessung von physikalisch wichtigen Ereignissen haben. Diese Einflüsse betreffen jedoch nicht die angestrebte Alignierung und werden deshalb hier nicht weiter untersucht.

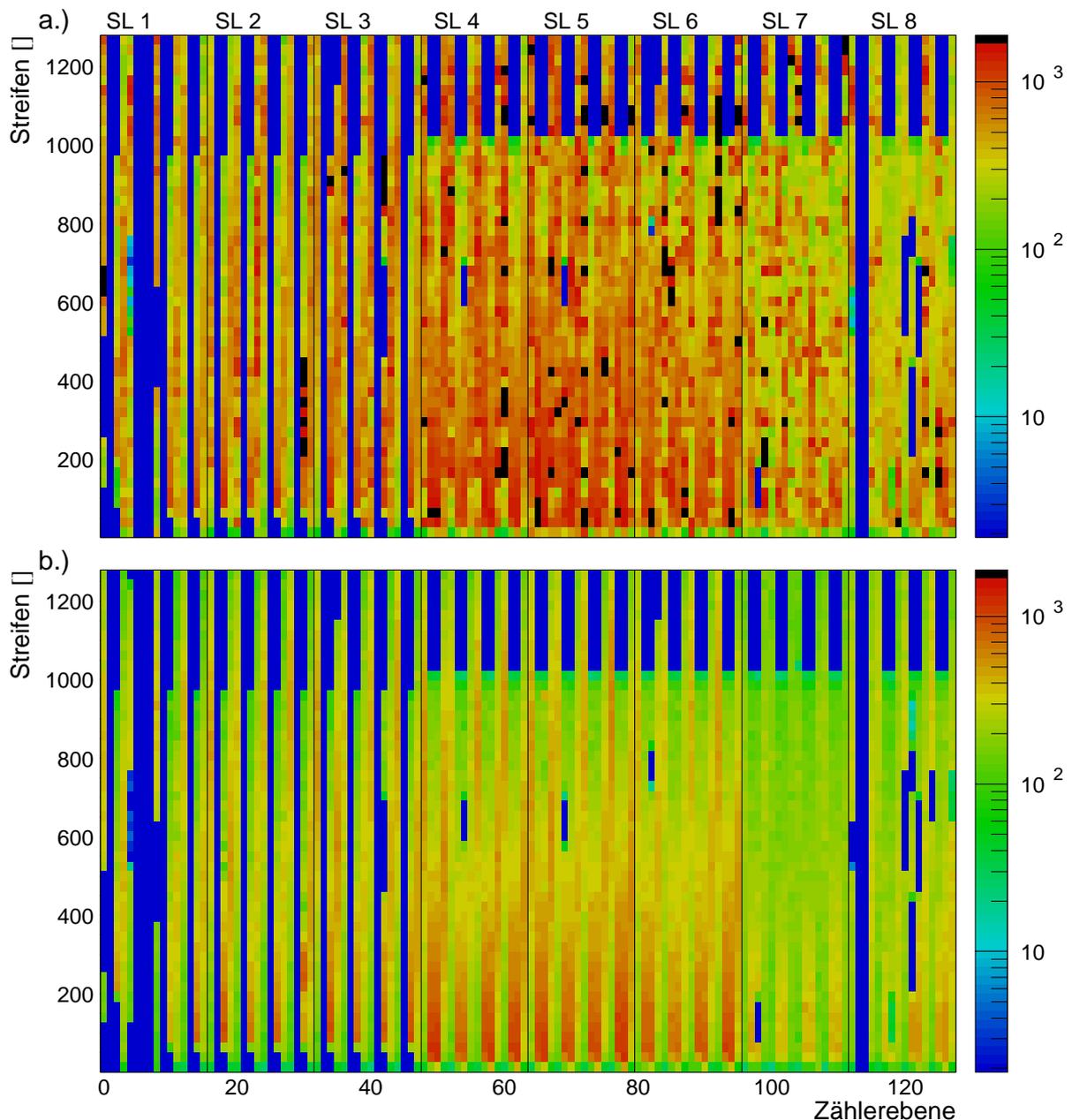


Abbildung 4-16: Übersicht der Trefferverteilungen vor und nach der Verwendung der Einzelergebnisschnitte bei Daten, welche unter Verwendung des Einzellepton-Triggers aufgezeichnet wurden. Die Zahl der Treffer pro 10 Streifen ist farblich kodiert. Die p -Seiten sind sehr deutlich wegen ihrer geringeren Zahl von Streifen zu erkennen. Weiterhin sind auch die nicht montierten Zählerebenen in Superlage 1-3, sowie defekte Bereiche sichtbar.

4.3 Suche nach problematischen Auslesebausteinen in aufgezeichneten Datensätzen

In diesem Abschnitt werden zwei Verfahren vorgestellt, die es erlauben, problematische Auslesebausteine vollautomatisch durch die Analyse von Trefferverteilungen zu detektieren. Dies ist nötig, da sich zeigte, daß die Anwendung der vorher beschriebenen Schnitte auf Einzelereignisse nicht alle unphysikalischen Treffer unterdrücken können. Insbesondere für eine spätere Vollauto-

matisierung der Alignierung ist eine solche Detektion, mit der Daten von hoher Qualität selektiert werden, wichtig.

Die beiden Methoden wurden zeitlich nacheinander entwickelt, wobei die erste während der Datennahme über acht Monate benutzt wurde. Die später daraus entwickelte zweite Methode, die sich der Methoden der robusten Statistik bedient, wurde während der Neurekonstruktion der Daten am Anfang des Jahres 2001 erfolgreich verwendet.

Die Abbildung 4-17 zeigt, daß die integrale Betrachtung aller Treffer pro Zählerebene nicht sinnvoll ist. Es ist hier kaum eine Auffälligkeit in der Zahl der Treffer pro Ebene zu erkennen, obwohl die der Abbildung zugrundeliegenden Daten nicht von unphysikalischen Treffern bereinigt sind. Lediglich in Teilbild b.) ist kein Treffer für die zweite Zählerebene von Superlage acht zu erkennen, was auf eine in diesem Zeitraum fehlende Hochspannung zurückzuführen ist. Weiterhin ist in Teilbild c.) zu erkennen, daß im Fall der dritten Zählerebene von Superlage sieben offensichtlich zu viele Treffer gefunden werden.

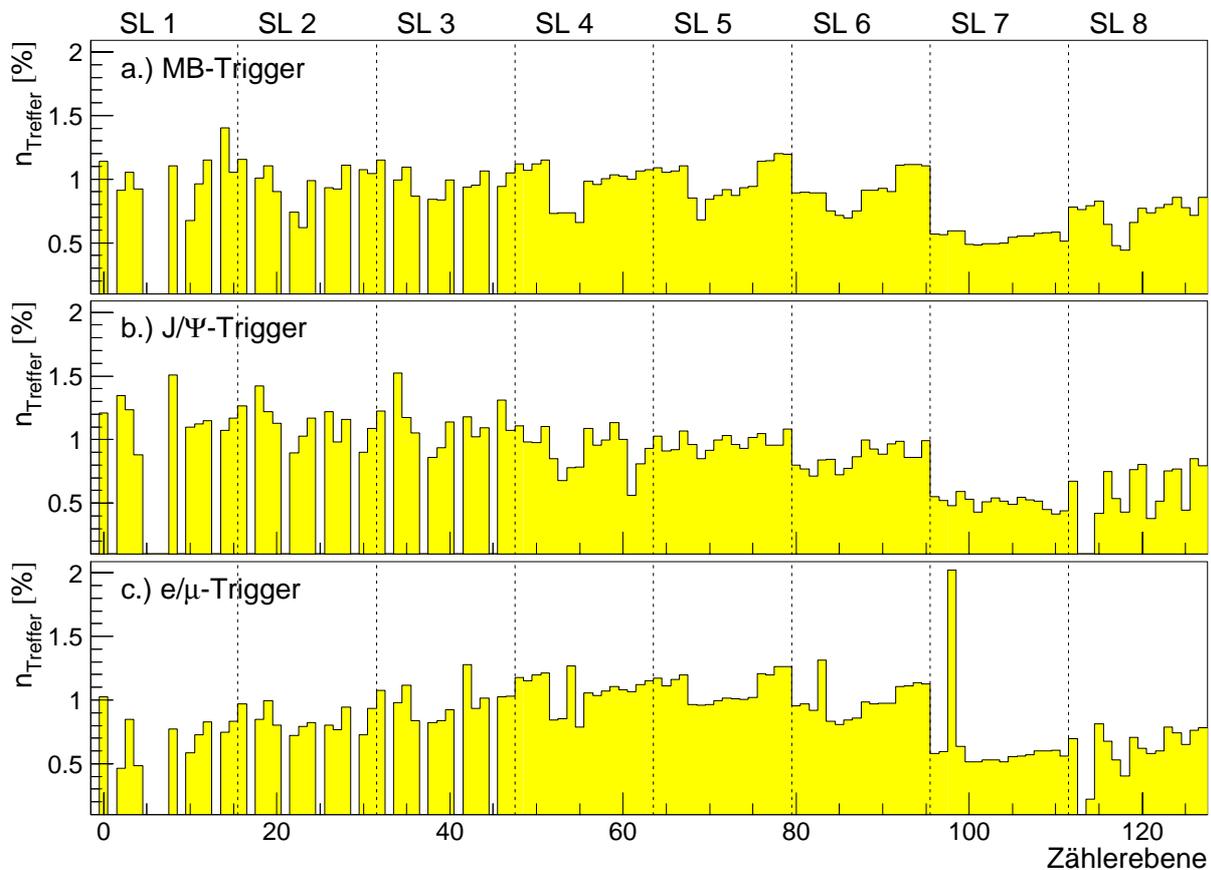


Abbildung 4-17: Zahl der Treffer pro Ebene.

4.3.1 Suche nach problematischen Auslesebausteinen

Die Grundidee dieses Verfahrens besteht darin, den Erkennungsprozeß eines Benutzers im Rechner mit einfachen Mitteln nachzubilden. Ein erfahrener Benutzer vergleicht die gefundenen Trefferverteilungen mit seinem Vorwissen und entscheidet für einen bestimmten Bereich, ob die Verteilung anzunehmen oder abzulehnen ist. Ein solches Verfahren nachzubilden, fällt in den Bereich der automatischen Bildverarbeitung, der auch heute noch Gegenstand intensiver Forschungen ist. Es wurde hier ein vereinfachtes Verfahren entwickelt, das auf Basis des Vergleiches der tatsäch-

lich vorliegenden Verteilung mit einer Referenz arbeitet. Da als kleinste Einheit immer ein ganzer Auslesebaustein betrachtet wird, geht die Methode vom Vergleich zweier Histogramme aus, deren einzelne Kanäle jeweils exakt einem Auslesebaustein entsprechen.

Bei den in der Meßperiode 1999/2000 angefahrenen Manipulatorpositionen ergeben sich drei verschiedene Gruppen von Trefferverteilungen, deren Referenzverteilungen in Abbildung 4-18 gezeigt sind. Der für n- und p-Seiten unterschiedliche Verlauf der Verteilungen wurde bereits in Abschnitt 4.1.2 diskutiert. Die Abbildung 2-6 zeigt, daß die Zählrichtung der Streifen bei den vorderen und hinteren n-Seiten eines Pots entgegengesetzt verläuft, daher müssen hier beide Fälle unterschieden werden.

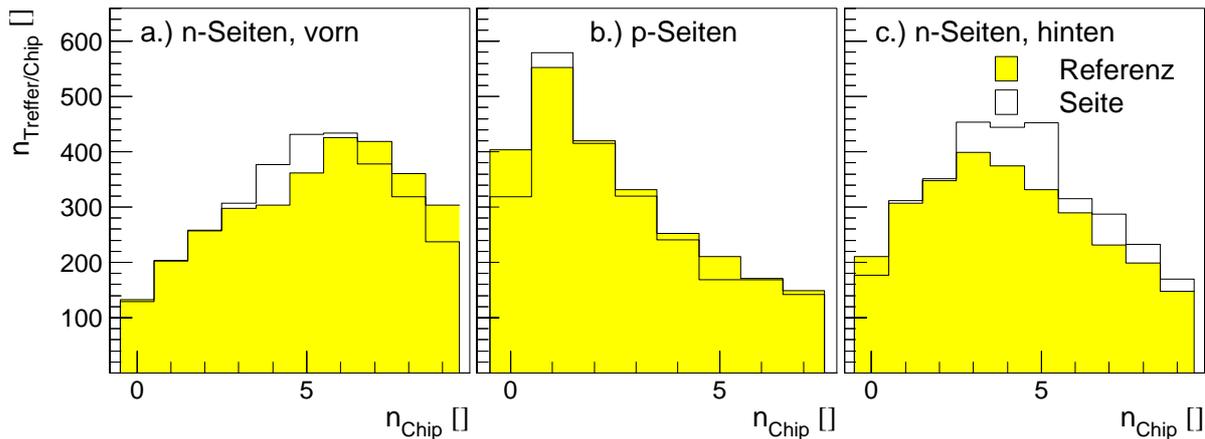


Abbildung 4-18: Automatisch erzeugte Referenzhistogramme für die drei möglichen Typen von Zählerebenen. Überlagert ist zusätzlich exemplarisch der Verlauf einer Seite des jeweiligen Typs.

Das hier vorgestellte System benutzt keine Referenzhistogramme aus der Analyse von Daten oder aus Monte-Carlo Rechnungen. Anstelle dessen werden die Referenzhistogramme vom untersuchenden Prozeß automatisch generiert. Dies erlaubt eine völlige Unabhängigkeit von der mit den Manipulatoren angefahrenen Geometrie.

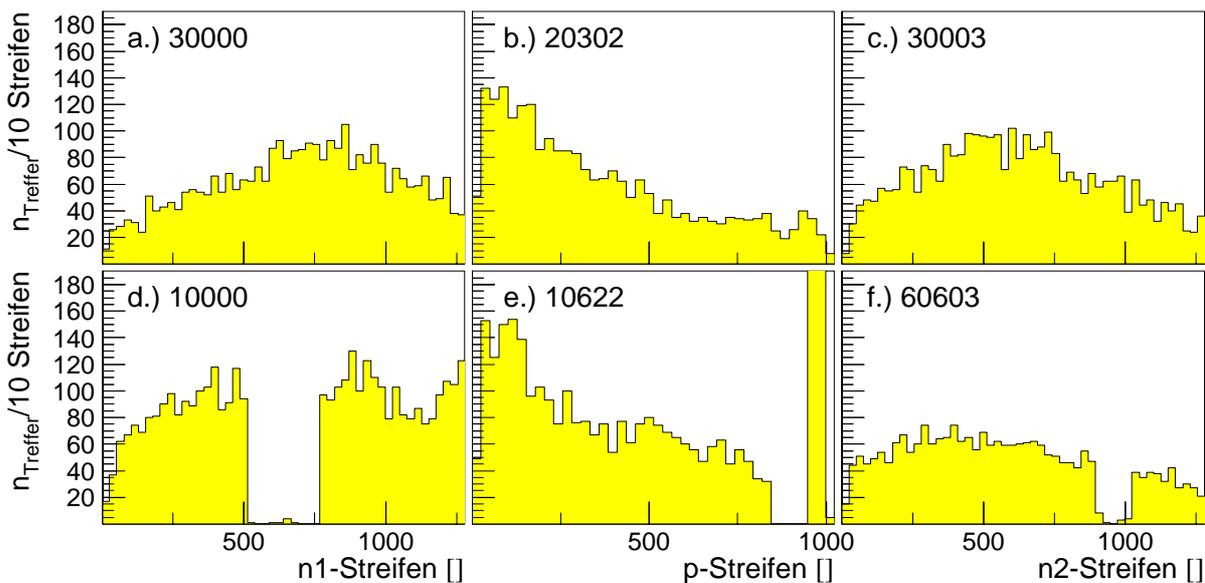


Abbildung 4-19: Histogramme der Trefferverteilungen der in diesem Abschnitt exemplarisch gezeigten Zählerebenen.

Die drei, mit dem Index k bezeichneten Referenzverteilungen werden als Mittelwerte aus den Verteilungen aller N_k Zählerebenen, die zu einer Gruppe gehören, generiert. Wird mit $n_{i,j,k}$ die Zahl der Treffer eines Bausteins bezeichnet, so ergibt sich für den Referenzwert des Auslesebausteins an der Position i in der Gruppe k :

$$\bar{n}_{i,k} = \frac{1}{N_k} \sum_{j=1}^{N_k} n_{i,j,k} \quad (4-7)$$

Die in Abbildung 4-18 gezeigten Referenzhistogramme wurden auf diesem Weg gewonnen. In den folgenden Ausführungen werden exemplarisch sechs Zählerebenen betrachtet, für welche die Abbildung 4-19 den Verlauf der Trefferverteilungen zeigt. Die obere Reihe enthält Verteilungen, die den zu erwartenden Verlauf zeigen, die untere Reihe solche, die zweifelhafte Auslesebausteine aufweisen.

Zur Bewertung der einzelnen Trefferzahlen wird nicht auf die absolute Zahl von Treffern pro Auslesebaustein in der jeweiligen Gruppe und Position geschritten, sondern auf den Quotient aus der tatsächlichen und der nach (4-7) bestimmten mittleren Trefferzahl:

$$w_{i,j,k} = \frac{n_{i,j,k}}{\bar{n}_{i,k}} \quad (4-8)$$

Abbildung 4-20 zeigt diese Quotienten für die sechs exemplarisch betrachteten Zählerebenen. Aus Vergleichen der in etlichen Datensätzen gefundenen Trefferzahlen ergab sich ein sinnvolles Schnittkriterium zu:

$$0,1 < w_{i,j,k} < 1,9 \quad (4-9)$$

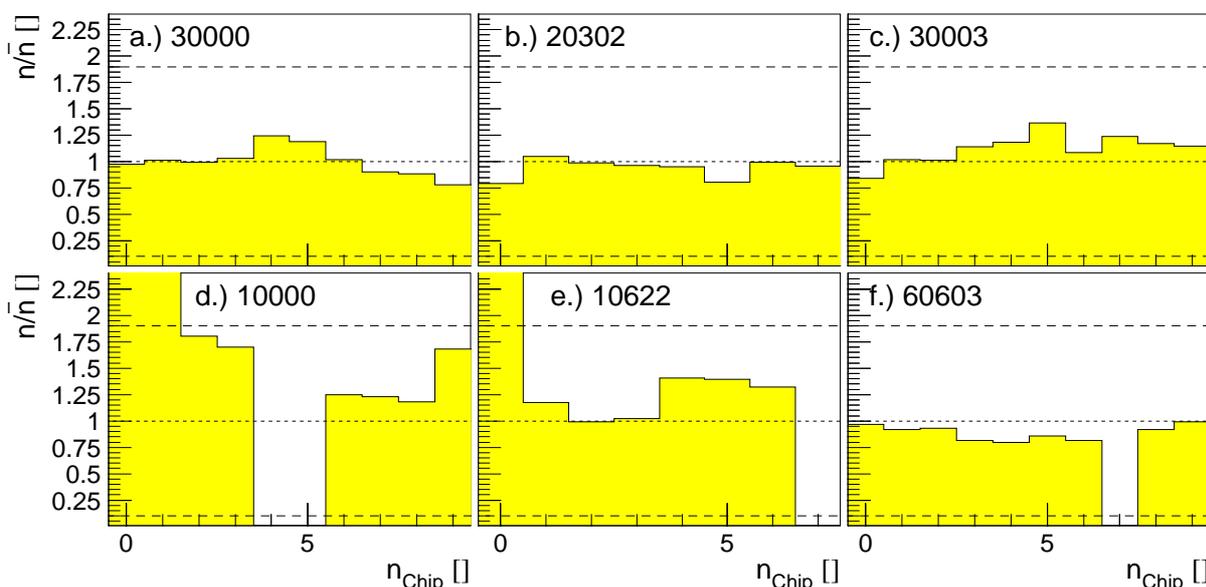


Abbildung 4-20: Quotient aus der tatsächlichen und der Referenztrefferzahl, für die exemplarisch betrachteten Ebenen. Die verwendeten Schnitte außerhalb derer ein Auslesebaustein als „schlecht“ befunden wird, sind durch die gestrichelten Linien dargestellt.

Im Fall der Abbildung 4-20 zeigt sich, daß insbesondere die Bereiche, in denen zu wenige oder gar keine Treffer rekonstruiert werden, von den verwendeten Schnitten alle gefunden werden. Sichtbar ist allerdings auch in Teilbild d.), daß die Trefferzahlen der beiden ersten Bausteine von der Schnittbedingung nicht akzeptiert werden, obwohl dies aus Abbildung 4-19 nicht erwartet werden kann. Die betrachtete Zählerebene 10000 ist in Superlage eins montiert und weist aufgrund der Nähe zum Target einen wesentlich flacheren Verlauf der Trefferzahlen auf, als das für

den Rest der Zählerebenen der Fall ist. Der Ausschluß der Treffer dieser Bausteine ist für die Alignierung unproblematisch, da dieser Bereich der Superlage eins nur noch von Spuren getroffen wird, die einen so steilen Winkel haben, daß sie im Vertexdetektor im allgemeinen nicht mehr rekonstruiert werden können.

In der weiteren Analyse werden solche Zählerebenen ausgeschlossen und als schlecht im betrachteten Zeitraum klassiert, wenn weniger als fünf Auslesebausteine den Schnitt (4-9) passieren.

Um den unterschiedlichen Radialpositionen einzelner Superlagen Rechnung zu tragen, werden die nach Gleichung (4-8) bestimmten Quotienten der als gut befundenen Zählerebenen über die $A_{j,k}$ Auslesebausteine, welche in der betrachteten Ebene den Schnitt nach Gleichung (4-9) passiert haben gebildet als:

$$\bar{m}_{j,k} = \frac{1}{A_{j,k}} \sum_{i=1}^{A_{j,k}} w_{i,j,k} \quad (4-10)$$

In der Folge wird nun auf die Abweichung des Quotienten vom Mittelwert geschnitten:

$$-0,7 < w_{i,j,k} - \bar{m}_{j,k} < 0,7 \quad (4-11)$$

Die in Gleichung (4-11) auftretenden Differenzen sind in Abbildung 4-21 für die betrachteten Zählerebenen zusammengestellt. Dabei ist zu beachten, daß die mittleren Trefferzahlen der Auslesebausteine, die den Schnitt von (4-9) nicht passieren, hier auf ungültige Werte gesetzt wurden.

Die hier beschriebene Form erwies sich – wie bereits am Beispiel der Zählerebene 10000 diskutiert – als nicht perfekt, aber als ausreichend, um die Zahl „schlechter“ Auslesebausteine einzuschätzen. Insbesondere konnten Probleme, welche viele Bausteine betreffen, erkannt werden.

Obwohl die Erkennungsrate des Verfahrens nicht in allen Fällen hoch genug für die Vollautomatisierung der Alignierung ist, lieferten die Ergebnisse nützliche Hinweise bei der manuellen Erstellung der Ausschlußtabellen für die Alignierung.

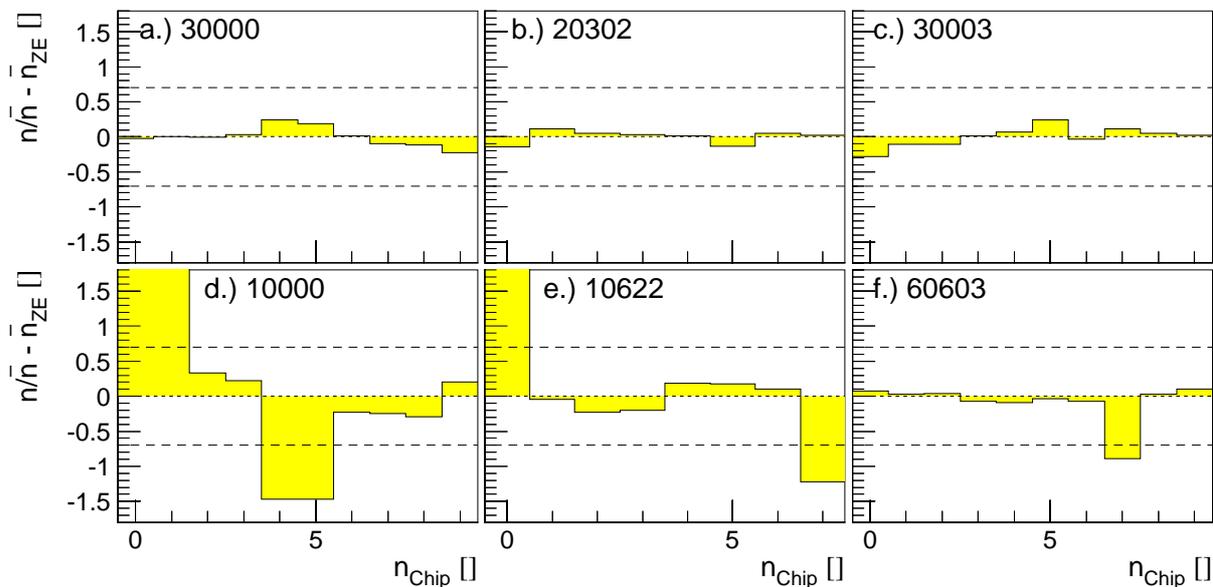


Abbildung 4-21: Abweichung der normierten Trefferzahl vom Mittelwert der jeweiligen Gruppe für die in Abbildung 4-20 bereits gezeigten Situationen. Die verwendeten Schnitte sind durch die gestrichelten Linien dargestellt.

4.3.2 Robuste Suche nach problematischen Auslesebausteinen

Um das im vorigen Abschnitt beschriebene Verfahren zu verbessern, wurden in einer zweiten Iteration die Methoden der robusten Statistik verwendet. Dadurch können Verzerrungen der Mittelwerte, vor allem aber der Streuungen durch stark von der Norm abweichende Trefferzahlen vermieden werden. Ein Beispiel für die starke Verzerrung von Mittelwert und Streuung durch eine einzelnen Beobachtung zeigt die Abbildung 4-22. Hier wird auch die Überlegenheit der verwendeten robusten Analoga zu den Mittelwert und Streuung deutlich.

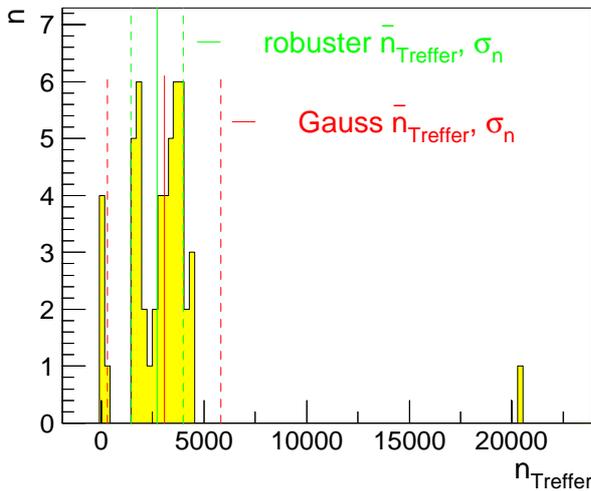


Abbildung 4-22: Vergleich von Streuung und Mittelwert mit den robusten Analoga für die Trefferzahlen des neunten Auslesebausteins der p-Seiten. Die durchgezogene Linie zeigt jeweils den bestimmten Mittelwert, die gestrichelten zeigen die Standardabweichung. Die robust bestimmten Größen sind durch die längeren Linien kenntlich gemacht.

Für die Erstellung der Referenzhistogramme wurde für den Mittelwert eine M-Schätzung mit der ψ -Funktion nach Hampel und die dualgewichtete, mittlere Varianz gewählt. Beide Verfahren sind in Anhang 2.4 mit den hier benutzten Standardparametern der Literatur und den zugehörigen Referenzen angegeben. Generell wurden Bausteine, die keine Treffer detektiert haben, nicht in die Berechnung aufgenommen. Für den bereits im vorigen Abschnitt betrachteten Datensatz zeigt Abbildung 4-23 die so bestimmten Mittelwerte ${}_r\bar{n}_{i,k}$ und Streuungen ${}_r\sigma_{i,k}$, wobei der Index r hier die Verwendung robuster Methoden anzeigen soll.

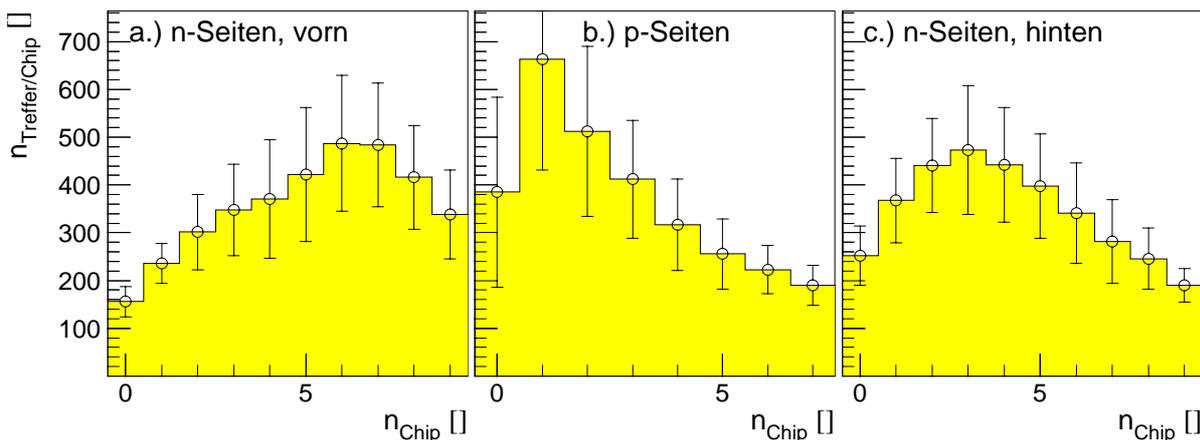


Abbildung 4-23: Mit robusten Mittelwerten, automatisch erzeugte Referenzhistogramme für die drei möglichen Typen von Zählerebenen.

Mit den nun vorhandenen Streuungen, kann der erste Schnitt auf Signifikanzen durchgeführt werden, für die gilt:

$${}_r S_{i,j,k} = \frac{n_{i,j,k} - {}_r\bar{n}_{i,k}}{{}_r\sigma_{i,k}} \tag{4-12}$$

Die Treffer eines Auslesebausteins werden verworfen wenn die Signifikanz der folgenden – relativ losen – Schnittbedingung nicht genügt:

$$-3 < r s_{i,j,k} < 5 \quad (4-13)$$

Weiterhin wird eine ganze Zählerebene als unbrauchbar befunden, wenn weniger als vier Auslesebausteine die Schnittbedingung erfüllen. Hier wird schärfer auf Bausteine mit einer zu geringen Trefferzahl geschnitten, da die vorherige Anwendung der Einzelereignisschnitte die Trefferzahlen von problematischen Bausteinen nach unten verschieben. Die Schnittbedingung ist bewußt so gehalten, daß unterschiedliche Radialpositionen der Superlagen berücksichtigt werden.

Die Verteilung der nach Gleichung (4-12) bestimmten Signifikanzen sind in Abbildung 4-24 zusammen mit den durch (4-13) angegebenen Schnitten für den betrachteten Datensatz dargestellt, während Abbildung 4-25 die Signifikanzen der sechs Beispielebenen zeigt. Bei der Betrachtung der Abbildungen fällt zunächst auf, daß auch hier wieder in eine Verteilung geschnitten wird, wobei der Verteilung direkt nicht anzusehen ist, ob die Signale fehlerhafter Bausteine oder physikalische Signale ausgeschlossen werden. Dies wird am Beispiel der Zählerebene 10000 deutlich, wobei auch hier die wesentlich vom Mittelwert aller anderen Ebenen abweichende Trefferzahl im Bereich der beiden ersten Auslesebausteine sichtbar ist.

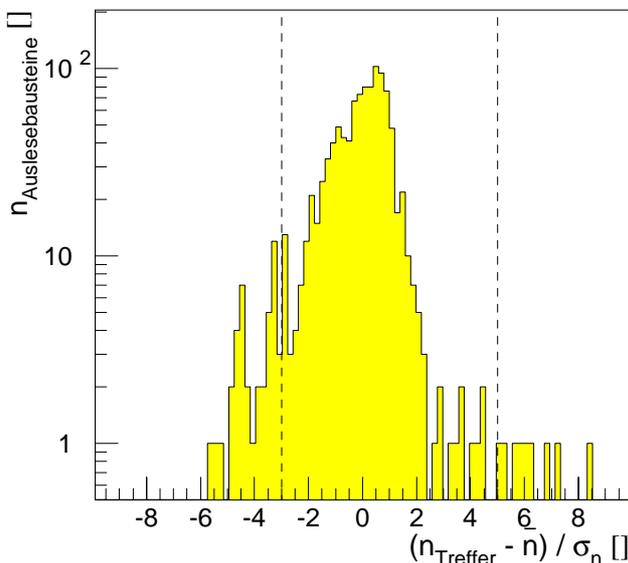


Abbildung 4-24: Verteilung der Signifikanzen aller Auslesebausteine. Die verwendeten Schnitte sind durch die unterbrochenen Linien dargestellt.

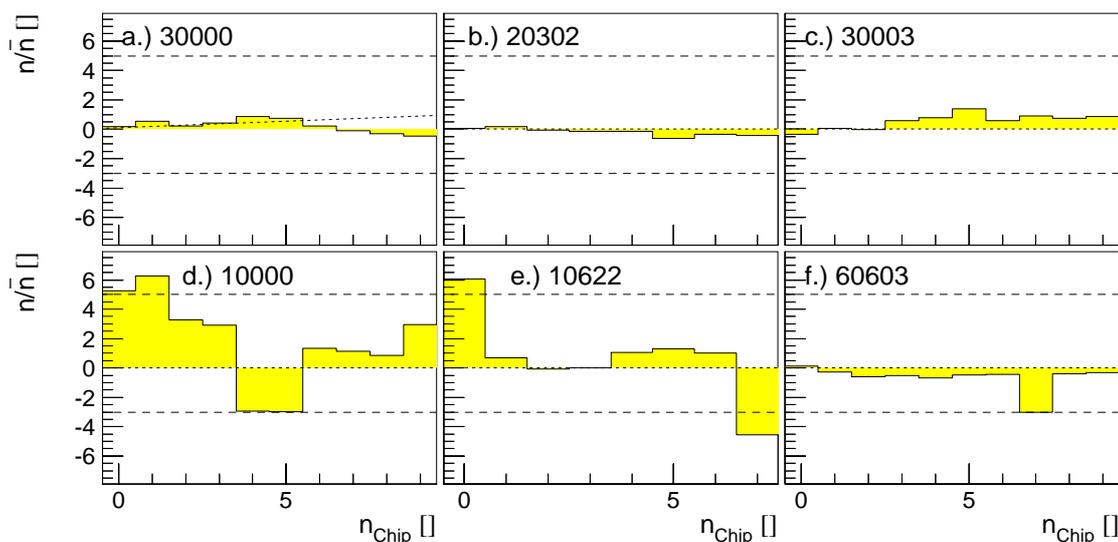


Abbildung 4-25: Signifikanzen nach (4-12) und Schnitte nach (4-13) für die Beispielebenen.

Auch hier wird in einem nächsten Schritt wieder eine Normierung auf die robust bestimmte, mittlere Trefferzahl pro Ebene ${}_r\bar{m}_{j,k}$ vorgenommen. Für den Beispieldatensatz zeigt die Abbildung 4-26 die erzielten Resultate. In der in Teilbild a.) gezeigten Verteilung ist deutlich der Beitrag der radial weiter außen stehenden Zählerebenen der Superlage sieben als Ausläufer zu kleinen Werten erkennbar. Zusammenfassend zeigt Teilbild b.) die gefundenen Mittelwerte mit den Streuungen. Der Verlauf der Werte mit der Ordnungsnummer der Zählerebenen folgt dem Teilbild b.) der Abbildung 4-17, wobei hier allerdings die Werte auf Basis der beitragenden Auslesebausteine gebildet wurden und insgesamt deutlich weniger Statistik vorhanden ist.

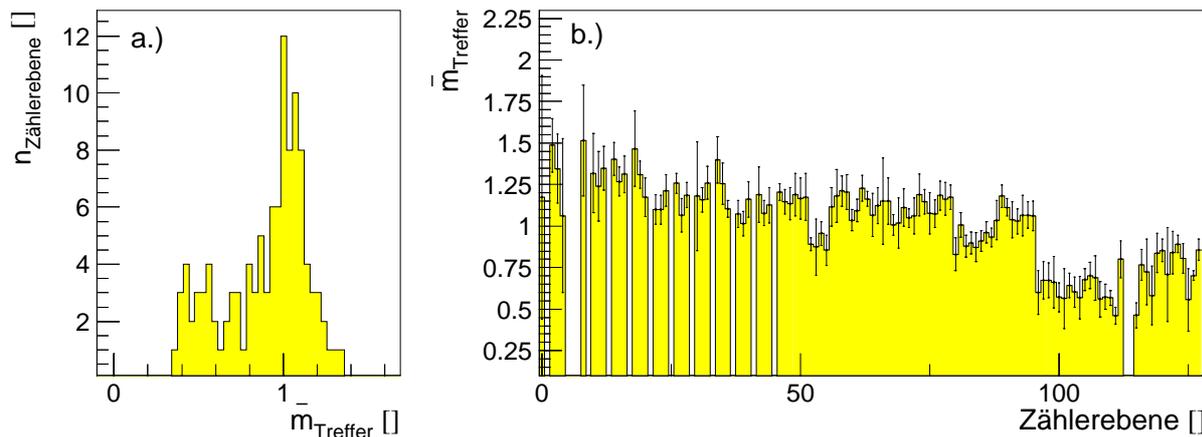


Abbildung 4-26: Normierte, mittlere Zahl der Treffer auf allen Ebenen. Teilbild a. zeigt die Verteilung und Teilbild b. die Position der Ebene.

Für die Normierung auf die mittlere Trefferzahl ergibt sich dann:

$${}_r s_{i,j,k} = \frac{{}_r S_{i,j,k}}{{}_r \bar{m}_{j,k}} = \frac{{}_r n_{i,j,k} - {}_r n_{i,k}}{{}_r \sigma_{i,k} \cdot {}_r \bar{m}_{j,k}} \quad (4-14)$$

Die bisher akzeptierten Treffer eines Auslesebausteins werden verworfen, wenn die schärfere Schnittbedingung:

$$-2 < {}_r s_{i,j,k} < 2 \quad (4-15)$$

nicht erfüllt wird. Die Treffer aus allen Auslesebausteinen, welche die Bedingung (4-15) erfüllen, werden im weiteren akzeptiert.

Die Verteilung der normierten Signifikanzen, die in Abbildung 4-27 gezeigt ist, entspricht im Kern weitgehend der einer Normalverteilung nach Gauß. Die Schnittbedingung (4-15) könnte demnach eventuell noch weiter verschärft werden, was sich aber für die Anforderungen der Alignierung im Rahmen dieser Arbeit als unnötig erwies.

In Abbildung 4-28 sind die normierten Signifikanzen der diskutierten Beispielebenen gezeigt. Auch dieses Verfahren ist in der Lage, zumindest alle unbrauchbaren Regionen zu detektieren. Die Diagnose beider Verfahren ist bei den hier betrachteten Beispielen identisch. Auch dieses Verfahren detektiert offensichtlich nicht vorhandene Probleme in Superlage eins. Für die Alignierung erwies es sich jedoch als sinnvoll eher Treffer zu verwerfen, als zu viele Rauschtreffern zu akzeptieren.

Der große Vorteil des hier geschilderten verbesserten Verfahrens liegt in der deutlich geringeren Variabilität der Zahl der „schlechten“ Auslesebausteine. Dies bedeutet, daß mit diesem Verfahren deutlich weniger Bausteine zwischen der Klassifizierung gut und schlecht springen.

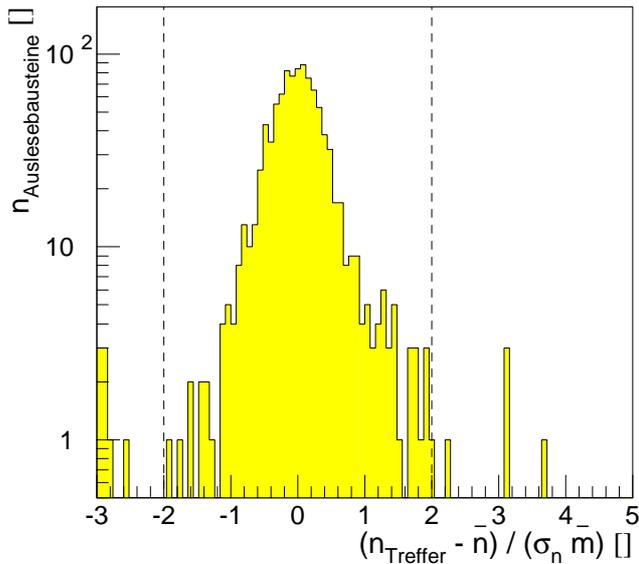


Abbildung 4-27: Verteilung der Signifikanzen aller Auslesebausteine nach der Normierung auf die Einbaulage. Die verwendeten Schritte sind durch die gestrichelten Linien angedeutet.

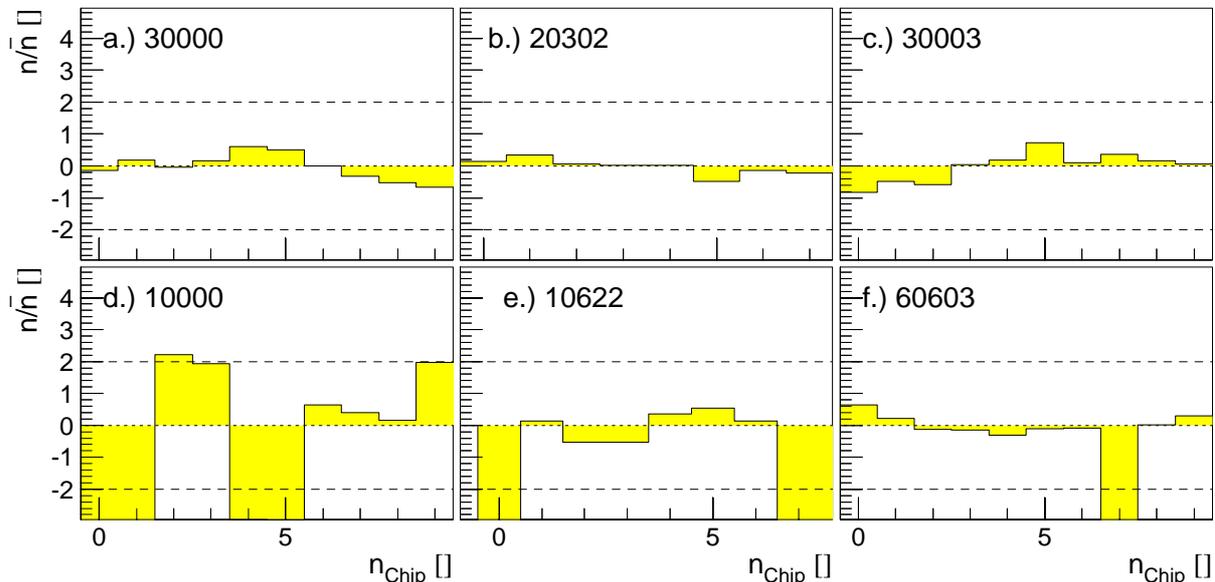


Abbildung 4-28: Die Signifikanzen für einige Ebenen nach der Normierung auf die Einbaulage.

Dies ist wichtig für eine spätere vollautomatische Alignierung. Dort ist es sinnvoll, nur eine Alignierung mit den bereits aufgezeichneten Daten vorzunehmen, wenn nicht zu viele Auslesebausteine zur Zahl der bereits vorher vorhandenen als „schlecht“ klassifizierten hinzukommen. Im anderen Fall muß davon ausgegangen werden, daß zu viele störende unphysikalische Treffer in den rekonstruierten Spuren verwendet wurden, was die Qualität der Alignierung herabsetzen würde.

5 Das Präzisionsalignierungssystem

In diesem Kapitel wird dargelegt, wie sich der Vertexdetektor unter Verwendung von Spuren alignieren läßt. Nachdem die zur Benutzung der Spurrekonstruktion notwendige grobe Alignierung bereits in Kapitel 3 vorgestellt wurde, erlaubt das hier entwickelte System neben der Korrektur der transversalen Positionen auch die der longitudinalen, sowie die Korrektur der Stereowinkel.

Zur Alignierung wurden zwei verschiedenen Methoden verwendet, deren mathematischen Grundlagen vorgestellt werden, weiterhin wird begründet, warum der Zweiten der Vorzug gegeben wurde. Nachdem gezeigt wurde, wie die unmeßbaren, externen Parameter behandelt und die nötige Bestimmung der effektiven Auflösung erfolgt, wird die Implementierung des Systems vorgestellt. Danach wird gezeigt, wie das System überprüft wurde. Zu bemerken ist noch, daß für die analytischen Berechnungen dieses Kapitels das Programmpaket *Mathematica* [71] zum Einsatz kam.

5.1 Beschreibung der Methoden

Bevor die mathematische Beschreibung der beiden untersuchten Konzepte zur Präzisionsalignierung erfolgt, werden einige allgemeingültige Zusammenhänge zur Alignierung betrachtet. Zudem werden die, bei der Alignierung auftretenden Probleme an einem sehr einfachen Modell gezeigt.

Das erste beschriebene Konzept zur Alignierung stellt eine Erweiterung der in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Alignierung mit Spurstücken von fünf Treffern dar, wobei hier zusätzlich die Korrektur der Longitudinalpositionen und des Stereowinkels möglich ist.

Nachdem gezeigt wurde, daß dieser Ansatz Probleme aufweist, wird das zweite im Rahmen dieser Arbeit betrachtete Konzept vorgestellt, das zu einem vollständigen System ausgebaut wurde.

5.1.1 Allgemeine Betrachtungen

Der Grundgedanke der Alignierung ist, die bereits in Gleichung (3-1) definierten Residuen zwischen Spuren und Treffern zu minimieren. Die Alignierung stellt ein hochdimensionales, im allgemeinen nichtlineares Minimierungsproblem dar. Im Gegensatz zu dem in Abschnitt 3.3 vorgestellten System erfolgt diese Minimierung dann im Falle der Präzisionsalignierung global und simultan für alle Zählerebenen und Freiheitsgerade. Dies bietet den Vorteil, daß alle Zählerebenen gleich behandelt werden und nicht einzelne Gruppen durch die Reihenfolge der Bearbeitung ausgezeichnet werden.

Ein schrittweises Vorgehen, wie dies zum Beispiel im Fall der schrittweisen, groben Alignierung in Abschnitt 3.3 angewandt wird, stellt mathematisch im Grunde ein Minimieren entlang der Koordinatenrichtungen dar. Ein solches Vorgehen ist in der Literatur als problematisch beschrieben [50], [69] und [72].

Probleme der beschriebenen Art wurden bereits in Teilbild c.) der Abbildung 3-17 durch das Auftreten von zwei Signalen im letzten Schritt der groben Alignierung erkennbar. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß das Gesamtsystem dort deutlich überbestimmt ist. Im Fall einer globalen Minimierung werden solche Probleme sehr viel gleichmäßiger auf alle Residuen verteilt.

Hier werden zunächst allgemeine Residuen, die als die Abweichung zwischen einem Meßwert und dem durch das Modell vorhergesagten Wert definiert sind, betrachtet. Weiterhin werden Korrelationen zwischen Residuen und Spurparametern, sowie die Minimierungsstrategie unter der Rand-

bedingung, daß die Treffer der zu alignierenden Zählerebenen zur Spurrekonstruktion beitragen diskutiert.

Die Größe von Residuen

Hier soll für ein allgemeines lineares Modell der Zusammenhang zwischen den Varianzen der Messungen und den Varianzen der Residuen hergeleitet werden. In diesem Fall sind die Residuen als die Differenzen zwischen den gemessenen Werten und den Voraussagen des Modells definiert. Nach Ableitung des allgemeinen Zusammenhangs werden kurz die Konsequenzen für ein einfaches Modell diskutiert.

In einem beliebigen, linearen Modell läßt sich der Vektor der Meßgrößen durch die Verknüpfung des Vektors \vec{x} der gesuchten Parameter mit der sogenannten Designmatrix \mathbf{A} beschreiben. Durch den Meßprozeß ist aber dem Vektor der Messungen \vec{y} der Vektor $\vec{\varepsilon}$ von Zufallszahlen überlagert, dessen Komponenten hier als unabhängige, Zufallszahlen aus einer Normalverteilung nach Gauß, mit der gemeinsamen Varianz σ^2 angenommen werden. Es gilt somit für den Vektor der Messungen :

$$\vec{y} = \mathbf{A} \cdot \vec{x} + \vec{\varepsilon} \quad (5-1)$$

Da unkorrelierte Messungen auf den einzelnen Zählerebenen betrachtet werden sollen, ergibt sich nach der Methode der kleinsten Quadrate als Schätzung für den Vektor der gesuchten Größen $\tilde{\vec{x}}$ [69]:

$$\tilde{\vec{x}} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \cdot \mathbf{A}^T \vec{y} \quad (5-2)$$

Für die Kovarianzmatrix $\mathbf{V}(\tilde{\vec{x}})$ gilt:

$$\mathbf{V}(\tilde{\vec{x}}) = \sigma^2 (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \quad (5-3)$$

Die Schätzung für die wahren Werte $\tilde{\vec{y}}$ ergibt sich als:

$$\tilde{\vec{y}} = \mathbf{A} (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \vec{y} \quad (5-4)$$

Die Anwendung der Fehlerfortpflanzung ergibt dann für die Kovarianzmatrix der geschätzten wahren Werte:

$$\mathbf{V}(\tilde{\vec{y}}) = \sigma^2 \mathbf{A} (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \quad (5-5)$$

In den obigen Ausdrücken tauchen die gesuchten Residuen $\vec{\varepsilon}$ bereits auf. Für eine Schätzung dieser gilt somit:

$$\tilde{\vec{\varepsilon}} = \vec{y} - \tilde{\vec{y}} = \vec{y} - \mathbf{A} \cdot \tilde{\vec{x}} = \vec{y} - \mathbf{A} (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \vec{y} = \left(\mathbf{1} - \mathbf{A} (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \right) \cdot \vec{y} \quad (5-6)$$

mit der Kovarianzmatrix:

$$\mathbf{V}(\tilde{\vec{\varepsilon}}) = \sigma^2 \left(\mathbf{1} - \mathbf{A} (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \right) \quad (5-7)$$

Diese Gleichung stellt den Zusammenhang zwischen den Varianzen der Spurreiduen und der Varianz der den Messungen zugrunde liegenden Verteilung dar.

Exemplarisch soll dies gezeigt werden für den Fall der Anpassung einer Geraden mit Steigung m und Achsenabschnitt n an k Meßwerte \vec{y} , die von der kontrollierten Variable \vec{z} abhängen. Es gilt dann für den Vektor der gesuchten Parameter \vec{x} und die Designmatrix \mathbf{A} :

$$\vec{x} = (n, m)^T, \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & z_1 \\ \vdots & \vdots \\ 1 & z_k \end{pmatrix} \quad (5-8)$$

Die Varianzen der Residuen ergeben sich aus den Diagonalelementen $\mathbf{V}(\tilde{\varepsilon})_{ii}$ der durch (5-7) beschriebenen Kovarianzmatrix, die sich durch Einsetzen von (5-8) und Umformen, unter Benutzung des Ausdrucks für das mittlere \bar{z} vereinfacht zu [73]:

$$\mathbf{V}(\tilde{\varepsilon})_{ii} = \sigma^2 \left(1 - \frac{1}{k} - \frac{(z_i - \bar{z})^2}{\sum_{j=1}^k (z_j - \bar{z})^2} \right) \quad (5-9)$$

Dies bedeutet, daß die Varianz der Residuen für Werte von z in der Nähe des mittleren z am größten ist, während sie in der Nähe der größten und kleinsten z -Werte am kleinsten ist.

Korrelationen von Spur und Alignierungsparametern

Die Benutzung der Treffer von der zu alignierenden Ebene bei der Spuranpassung führt zu einer Korrelation zwischen den Parametern der Spur und den gesuchten Alignierungskorrekturen. Insbesondere in der Behandlung dieser Korrelation unterscheiden sich die unterschiedlichen Konzepte der Alignierung.

Eine Methode um das Problem anzugehen, besteht darin, den Prozeß der Alignierung zu iterieren, ohne die Korrelationen zu beachten. Dieses Vorgehen erscheint zunächst problemlos, da nur die Zahl der für die nichtlinearen Minimierungsverfahren ohnehin durchzuführenden Iterationen erhöht wird. Bereits in den Erfahrungen früherer Experimente der experimentellen Hochenergiephysik zeigte sich, daß dies nicht zutrifft [74]. Einfache statistische Überlegungen zeigen, daß insbesondere die Iterationen in ungünstigen Fällen nur sehr langsam gegen den wahren Wert konvergieren. Zumindest ist im Fall großer Systeme viel unnötige Rechenzeit erforderlich. Zudem wird in der Literatur immer betont, daß alle Korrelationen zu beachten sind, um richtige Ergebnisse zu erhalten. Dies gilt auch für die Deutschen Industrienorm 1319-4, welche die Behandlung von Unsicherheiten bei der Auswertung von Meßdaten zum Inhalt hat [75].

Probleme der Minimierungsstrategien bei einer Alignierung

Eine weitere Schwierigkeit der Alignierung stellt die Benutzung eines Spurrekonstruktionssystems dar. In diesen Systemen sind Schnitte implementiert, die anhand des Abstandes eines Treffers zur angenommenen Spur bestimmen, ob der Treffer zu dieser assoziiert werden soll oder nicht. Die Alignierung der Zählerebenen verändert aber gerade diesen Abstand. Dies bedeutet, daß bei Treffern, die einen genügend großen Abstand zur Spur besitzen, bereits eine sehr kleine Variation der Alignierungsparameter der zugehörigen Zählerebene darüber entscheidet ob sie zur Spur assoziiert werden oder nicht. Im ersten Fall trägt der Treffer wegen des großen Abstandes mit einem vergleichsweise großen Beitrag zur Minimumfunktion bei. Wird der Treffer im anderen Fall nicht als zur Spur gehörig betrachtet, so verschwindet sein Einfluß auf die Minimumfunktion. Es resultiert also durch die Schnitte ein in den Alignierungsparametern unstetiger Verlauf der Minimumfunktion.

Dies bedeutet auch, daß wegen der Schnitte im Fall eines völlig linearen Alignierungsproblems Unstetigkeiten und lokale Minima auftreten können, welche die Minimierung erheblich beeinträchtigen können.

Im allgemeinen Fall des nichtlinearen Alignierungsproblems ist es daher sinnvoll, einen anderen Weg zu beschreiten. Hier wird die Zuordnung der Treffer zu den Spuren während der Iterationsschritte konstant gehalten. Dies bedeutet, daß die Alignierung für ein gegebenes Ensemble von Spuren und zugeordneten Treffern mit einer linearisierten Minimumfunktion iterativ durchgeführt wird. Nach der Korrektur der Geometriedaten mit den ermittelten Alignierungsparametern wird

dann nur die Spuranpassung wiederholt, wobei die Spur-Treffer Zuordnung identisch bleibt. Mit den neu bestimmten Spurparametern wird die Alignierung dann wiederholt. Damit werden die beschriebenen Schwierigkeiten durch die Schnitte vermieden. Beide hier beschriebenen Wege sind in Abbildung 5-1 zusammengefaßt.

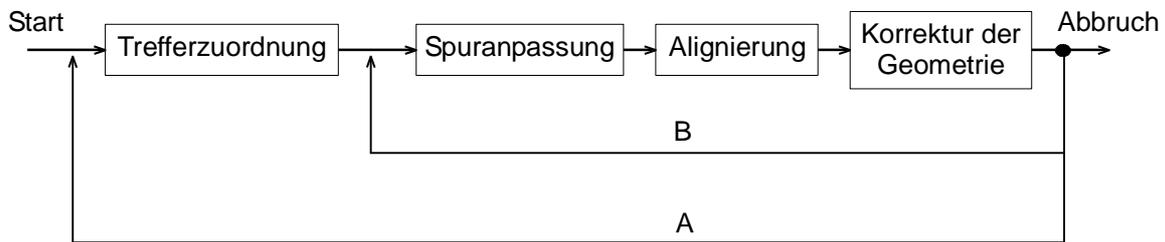


Abbildung 5-1: Flußschema der Minimierung im Rahmen der Alignierung. Wird für den Verlauf der Iterationen der Weg A gewählt, ergibt sich im allgemeinen eine unstetige Minimumfunktion, da bei der Zuordnung von Treffern zu Spuren Abstandsschnitte verwendet werden. Im Fall des Weges B ist die Situation besser kontrollierbar.

5.1.2 Das Modell zur Spurrekonstruktion und Alignierung

Viele Besonderheiten der später vorgestellten Methoden zur Alignierung eines Detektors können bereits an einem einfachen Modell zur Spurrekonstruktion und Alignierung gezeigt werden, das hier eingeführt wird.

Es handelt sich um ein „eindimensionales“ Spurmodell, das bedeutet ein Modell, in dem die Spuren alle parallel zueinander und senkrecht zu den Zählerebenen verlaufen. Die Spurparameter lassen sich somit durch den Skalar t_1 darstellen. Insbesondere kann die im vorigen Abschnitt erwähnte Korrelation zwischen Alignierungs- und Spurparametern sehr einfach nachvollzogen werden.

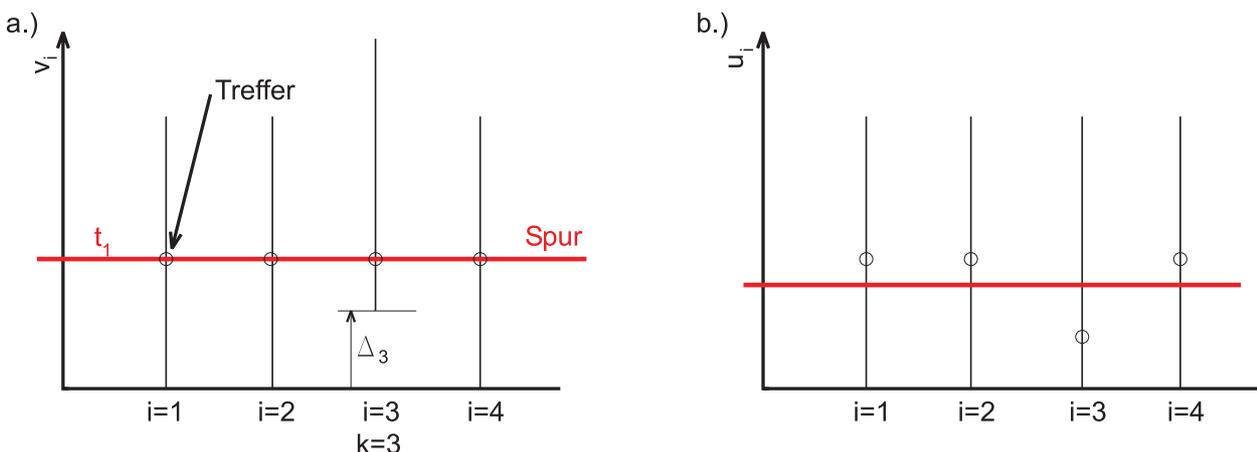


Abbildung 5-2: Skizze des stark vereinfachten Modells zur Spurrekonstruktion und Alignierung. Der Teil a. zeigt die wahre Situation im globalen Koordinatensystem der Meßeinrichtung. Teil b. die Situation aus Sicht des lokalen Koordinatensystems, welche die Fehlalignierung von Ebene $i=3$ nicht berücksichtigt.

Die Spurdurchstoßpunkte befinden sich im globalen Koordinatensystem des Meßgerätes auf der i -ten Zählerebene an der Position v_i , die gemessenen seien mit u_i bezeichnet, wobei die wahre Position der Zählerebenen Δ_i nicht bekannt ist, so daß der Zusammenhang

$$v_i = u_i + \Delta_i \quad (5-10)$$

besteht. Für die zu bestimmenden Schätzungen der wahren Positionen der einzelnen Zählerebenen – den Alignierungsparametern a_i gilt somit:

$$a_i = \Delta_i \quad (5-11)$$

Ein möglicher Weg zur Bestimmung der a_i ist ein iteratives Vorgehen, bei dem die Spuranpassung nach jeder Korrektur der a_i wiederholt wird. Im Folgenden wird dieses Vorgehen und seine Probleme kurz skizziert.

Es ergibt sich in der j -ten Iteration als Schätzung für die globale Position des Treffers:

$${}^j p_i = u_i + ({}^{j-1} a_i) \quad (5-12)$$

Weiterhin ist schlußendlich für die physikalische Analyse der Daten der Verlauf der Spur im globalen Koordinatensystem gesucht. Wird von einer gleichen Auflösung aller beitragenden N Zählerebenen ausgegangen, so ist der Spurparameter t_1 der arithmetische Mittelwert der gemessenen Trefferpositionen. Mit den Schätzungen für die globale Trefferposition ergibt sich also in der Iteration mit dem Index j :

$${}^j t_1 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i + ({}^{j-1} a_i)) \quad (5-13)$$

Für die Residuen gilt:

$${}^j r_i = {}^j p_i - {}^j t_1 = u_i + {}^j a_i - {}^j t_1 \quad (5-14)$$

Im hier betrachteten Beispiel eines iterativen Vorgehens soll nun davon ausgegangen werden, daß die Zählerebene k fehllaligniert ist, also gilt:

$$\Delta_{i \neq k} = 0, \quad \Delta_k \neq 0 \quad (5-15)$$

Daher wird dann von der Zählerebene k der Wert $u_k = v_k - \Delta_k$ beobachtet.

Alle resultierenden Spurparameter, Residuen und Alignierungsparameter ergeben sich dann für die Iteration j unterschiedlich. In der ersten Iteration ist die Ausgangsnäherung ${}^0 a_i = 0$. Daher ergibt die Gleichung (5-13) als Schätzung für den Spurparameter \bar{u} . Für den wahren Wert des Spurparameters ergibt sich unter Berücksichtigung von Gleichung (5-10):

$${}^1 t_1 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N {}^1 p_i = \frac{1}{N} \left(-\Delta_k + \sum_{i=1}^N u_i \right) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i - \frac{\Delta_k}{N} = \bar{u} - \frac{\Delta_k}{N} \quad (5-16)$$

Der Betrag der Fehlalignierung führt somit zu einem verzerrten Mittelwert, der insbesondere bei kleinem N stark vom wahren Wert \bar{v} abweicht. Für die Residuen ergibt sich im Fall des ersten Schrittes:

$${}^1 r_i = p_i - {}^1 t_1 = u_i - \bar{u} \quad (5-17)$$

Es zeigt sich, daß aufgrund der verzerrten Mittelwerte Residuen resultieren, die im Mittel nicht Null ergeben. Die in einem Schritt gefundenen Alignierungskorrekturen ${}^j a_i$ sind:

$${}^j a_i = ({}^{j-1} a_i - {}^j r_i = ({}^{j-1} a_i - u_i - ({}^{j-1} a_i + {}^j t_1 - u_i)) \quad (5-18)$$

Im zweiten Schritt ergibt sich dann:

$${}^2 t_1 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - u_i + \bar{u}) = {}^1 t_1 \quad (5-19)$$

Dies bedeutet aber, daß im hier betrachteten linearen Fall mit einem Schritt Konvergenz eintritt, da weder der Spurparameter, noch die daraus resultierenden Residuen in weiteren Schritten eine Veränderung erfahren.

Im Beispiel wurde die unbekannte Verschiebung Δ_k nicht gefunden, dafür aber nach Gleichung (5-18) Positionskorrekturen 1a_i für alle Zählerebenen. Das Verfahren ist erfolgreich mit dem ersten Schritt konvergiert, die Residuen ergeben sich sogar zu null.

Es zeigt sich hier deutlich die Abhängigkeit einer intrinsischen Alignierung von der Behandlung der unbestimmbaren externen Parameter. Aufgrund seiner Einfachheit wird dieses Modell bei der Behandlung externer Parameter in Abschnitt 5.2 wieder aufgegriffen.

5.1.3 Alignierung mit Spurstücken

In diesem Abschnitt wird ein erstes, konkretes Verfahren zur Alignierung des Vertexdetektors angegeben, welches bis in den Sommer des Jahres 2000 verwendet wurde. Die Grundidee der Alignierung mit Spurstücken ist es, wie bereits in Abschnitt 3.2.2 ein Spurstück durch vier Treffer in einer geeigneten Kombination von Zählerebenen eineindeutig festzulegen und dieses auf die Bestätigungsebene zu projizieren. In diesem Fall besteht keine Korrelation zwischen den Spurparametern und dem Treffer auf der Bestätigungsebene. Das aus der Position des Treffers in der Bestätigungsebene und dem projizierten Durchstoßpunkt des Spurstücks in dieser Ebene berechnete Residuum kann also für die Alignierung verwendet werden. Da in diesem Fall eine Präzisionsalignierung vorgenommen werden soll, die nicht nur die Position der Ebenen entlang der Meßkoordinate, sondern auch die longitudinale Position, sowie den Stereowinkel korrigiert, werden nicht die Residuen aus allen Treffern eines Ereignisses auf der Bestätigungsebene benutzt. Um dieses zu erreichen, werden – im Gegensatz zu der Methode von Abschnitt 3.2.2- ausschließlich jene Trefferkombinationen betrachtet, die zu einer Spur gehören. Auch dieses Verfahren ist in [44] beschrieben.

Bereits in Gleichung (3-9) wurde der Zusammenhang zwischen dem Residuum r auf der Bestätigungsebene c mit der Trefferposition u_c auf dieser Ebene, sowie dem Produkt aus dem Projektor der Bestätigungsebene \vec{p}_c^T , der inversen Matrix \mathbf{M} der Startkombination und dem Vektor \vec{u} der Trefferpositionen angegeben:

$$r = u_c - \vec{p}_c^T \mathbf{M}^{-1} \vec{u} \quad (5-20)$$

Unter der Annahme kleiner Korrekturen der Alignierung, ergibt sich der Zusammenhang zwischen diesen und dem Residuum als das totale Differential von Gleichung (5-20):

$$dr = du - d\vec{p}_c^T \mathbf{M}^{-1} \vec{u} - \vec{p}_c^T d\mathbf{M}^{-1} \vec{u} - \vec{p}_c^T \mathbf{M}^{-1} d\vec{u} \quad (5-21)$$

Der allgemeine Projektor $\vec{p} = (\cos \alpha, -\sin \alpha, z \cos \alpha, -z \sin \alpha)^T$, mit dem sich eine Spur mit dem Parametervektor \vec{l} in das lokale Koordinatensystem einer Zählerebene projizieren läßt, besitzt das totale Differential:

$$d\vec{p} = d\alpha \frac{\partial \vec{p}}{\partial \alpha} + dz \frac{\partial \vec{p}}{\partial z} = d\alpha \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ -\cos \alpha \\ -z \sin \alpha \\ -z \cos \alpha \end{pmatrix} + dz \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \cos \alpha \\ -\sin \alpha \end{pmatrix} = d\alpha \vec{w} + dz \vec{l} \quad (5-22)$$

Wobei zur Vereinfachung die Notation \vec{w} und \vec{l} für die partiellen Ableitungen eingeführt werden. Mit dieser Notation ergibt sich für das Differential der Geometriematrix \mathbf{M} :

$$d\mathbf{M} = \begin{pmatrix} d\alpha_0 \vec{w}_0^T + dz_0 \vec{l}_0^T \\ d\alpha_1 \vec{w}_1^T + dz_1 \vec{l}_1^T \\ d\alpha_2 \vec{w}_2^T + dz_2 \vec{l}_2^T \\ d\alpha_3 \vec{w}_3^T + dz_3 \vec{l}_3^T \end{pmatrix} \quad (5-23)$$

Das totale Differential der inversen Geometriematrix ergibt sich unter Beachtung der Tatsache, daß das totale Differential der Einheitsmatrix Null ist:

$$\begin{aligned} \mathbf{M} \cdot \mathbf{M}^{-1} &= \mathbf{1} \\ \Rightarrow d(\mathbf{M} \cdot \mathbf{M}^{-1}) &= (d\mathbf{M}) \cdot \mathbf{M}^{-1} + \mathbf{M} \cdot (d\mathbf{M}^{-1}) = 0 \\ \Rightarrow d\mathbf{M}^{-1} &= -\mathbf{M}^{-1}(d\mathbf{M})\mathbf{M}^{-1} \end{aligned} \quad (5-24)$$

Werden die Terme aus Gleichung (5-21) zusammengefaßt und zusätzlich folgende Substitutionen

$$\vec{p}_c^T \mathbf{M}^{-1} = \vec{f}^T, \quad \vec{w}_i^T \mathbf{M}^{-1} \vec{u} = g_i^T, \quad \vec{w}_i^T \mathbf{M}^{-1} \vec{u} = h_i^T \quad (5-25)$$

vorgenommen, so ergibt sich:

$$dr = (du_c - d\alpha_c g_c - dz_c h_c) - \sum_{i=0}^3 (du_i \cdot f_i - d\alpha_i \cdot f_i g_i - dz_i \cdot f_i h_i) \quad (5-26)$$

Die obige Gleichung, beschreibt die Auswirkung der Änderung der jeweils drei Parameter der fünf beteiligten Ebenen auf das Residuum in der Bestätigungsebene in linearer Näherung. Ihre Struktur ist die eines Skalarproduktes zwischen dem Vektor der insgesamt 15 Alignierungskorrekturparameter \vec{a} der fünf beteiligten Zählerebenen und einem Gewichtsvektor $\vec{\omega}$. Das Alignierungsproblem läßt sich also durch die Funktion C beschreiben:

$$C = \sum_r (r + dr)^2 = \sum_r (r + \vec{a} \cdot \vec{\omega})^2 \quad (5-27)$$

Im vorliegenden Fall hängen alle Gewichtsvektoren $\vec{\omega}$ von den Messungen in den Bestätigungsebenen \vec{u} ab. Daher können hier nicht die Mittelwerte von vielen Ereignissen verwendet werden. Für alle in der Summe auftretenden Beiträge zum Gesamtresiduum müssen also mindestens der gefundene Gewichtsvektor $\vec{\omega}$ und ein Indexvektor, der die fünf beteiligten Zählerebenen bezeichnet, gespeichert werden. Um C zu minimieren, werden die Positionsparameter aller Zählerebenen variiert. Hierzu kann zum Beispiel wieder der in Abschnitt 3.2.1 bereits angesprochene Algorithmus von Nelder und Mead verwendet werden.

In ersten Tests der konkreten Implementierung wurden 500-1000 Spuren benutzt. Dies ergab eine so große Zahl von Summanden in Gleichung (5-27), daß der verwendete Rechner diese nicht mehr im Arbeitsspeicher halten konnte. Aufgrund der Auslagerung der Daten auf den Massenspeicher ergaben sich inakzeptable Rechenzeiten von bis zu drei Stunden.

Aus diesem Grund wurde die folgende Zusammenfassung und Vereinfachung entwickelt:

Da die dr linear von den \vec{a} abhängen, ist Gleichung (5-27) eine quadratische Form in \vec{a} . Aus diesem Grund existiert im Parameterraum höchstens ein Minimum. Dieses Minimum läßt sich daher direkt angeben. Weiterhin läßt sich Gleichung (5-27) so umformen, daß die Summationen der einzelnen Terme vor der Minimierung ausgeführt werden können:

$$C = \sum_r (r + dr)^2 = \sum_r (r + \vec{a} \cdot \vec{\omega})^2 = \left(\sum_r r^2 \right) + 2\vec{a}^T \cdot \left(\sum_r r \vec{\omega} \right) + \vec{a}^T \cdot \left(\sum_r \vec{\omega} \cdot \vec{\omega}^T \right) \cdot \vec{a} \quad (5-28)$$

Es braucht also, unabhängig von der Zahl der beitragenden Residuen, nur noch ein Skalar, ein Vektor und eine quadratische Matrix gespeichert zu werden. Die Dimension von Matrix und Vektor entspricht hier der Gesamtzahl der betrachteten Alignierungsparameter. Für den gesuchten

Vektor \vec{a} der Position des Minimums der C -Funktion im Raum der Alignierungsparameter ergibt sich:

$$C \stackrel{!}{=} \min \Rightarrow \frac{\partial C}{\partial \vec{a}} = 0 \quad (5-29)$$

Daraus folgt dann mit Gleichung (5-27) :

$$\left(\sum_r r \vec{\omega} \right) + \left(\sum_r \vec{\omega} \cdot \vec{\omega}^T \right) \cdot \vec{a} = 0 \Rightarrow \vec{a} = - \left(\sum_r \vec{\omega} \cdot \vec{\omega}^T \right)^{-1} \cdot \left(\sum_r r \vec{\omega} \right) \quad (5-30)$$

Mit dieser Gleichung steht eine lineare Näherung für die Bestimmung der Alignierungsparameter zur Verfügung. Neben der korrekten Akkumulation von Matrix und Vektor während des Abarbeitens der Liste mit Spuren ist insbesondere die numerische Inversion der Matrix ein entscheidender Bestandteil der Realisierung des angegebenen Verfahrens.

Die Gleichung (5-22) zeigt, daß der Zusammenhang zwischen den durch Gleichung (5-27) definierten Residuen und den Positionsparametern nicht linear ist. Daher stellt \vec{a} nur einen Korrekturvektor dar. Um alle Positionsparameter zu bestimmen, müssen also Näherungswerte für die Parameter vorliegen und das Gesamtproblem muß iteriert werden.

Kritische Diskussion des Verfahrens

In der Praxis wurde dieses Verfahren bereits während der Meßperiode 1998/1999 in der Form eines Rechnerprogramms zur Einsatzreife gebracht.

Schwächen des Systems zeigten sich, als die Longitudinalposition der Zählerebenen der Superlage acht nach deren Einbau systematisch untersucht wurden. Die ermittelten Positionen für Meßreihen, die in einem zeitlichen Abstand von einigen Minuten aufgenommen wurden, zeigten Schwankungen von bis zu zwei Millimetern. Dies ist weder aufgrund der typischen Fehler von einigen 0,1 mm, noch aufgrund von wirklichen mechanischen Änderungen im Aufbau erklärbar. Aus diesem Grund wurde zuerst das verwendete Rechenprogramm, später jedoch auch das Verfahren und der zugrunde liegende Ansatz einer kritischen Prüfung unterzogen.

Als Problem des Verfahrens erweist sich der Umgang mit der Zahl der Freiheitsgrade des Systems. Zur Festlegung einer Geraden im Raum werden $p = 4$ Parameter benötigt. Eine Spur mit n Treffern hat also $d_s = n - 4$ Freiheitsgrade. Im Gesamtsystem der Alignierung ergibt sich mit der Zahl p_A der Alignierungsparameter für die Zahl der Freiheitsgrade:

$$d = \sum_{\text{Spuren}} (n_{\text{Treffern}} - 4) - p_A \quad (5-31)$$

Bei der praktischen Anwendung wurden für die untersuchten Datensätze im Mittel neun Treffer pro Spur gefunden, bei 20.000 akzeptierten Spuren pro betrachtetem Datensatz ergeben sich so im Mittel etwa 100.000 Freiheitsgrade für die Alignierung, wobei die wenigen hundert Alignierungsparameter kaum ins Gewicht fallen.

Das Verfahren der Alignierung geht jedoch von deutlich mehr Freiheitsgraden aus, was nun durch Abschätzung von deren Zahl begründet werden soll:

Im Rahmen der Alignierung mit Spurstücken ergibt die Vorschrift einen Freiheitsgrad pro Summand in Gleichung (5-27). Dies resultiert aus der Tatsache, daß zur Definition jedes Spurstücks vier Treffer beitragen, während zur Messung des Residuums der fünfte Treffer benutzt wird. Die Zahl der Summanden in (5-27) ergibt sich aus der Zahl der beitragenden Spurstücke. Im Fall einer Spur mit n Treffern ergibt sich die Zahl N_s der möglichen Startkombinationen und damit die Zahl der zu betrachtenden Spurstücke aus der Kombination von Trefferzahl und der Anzahl der Ebenen pro Startkombination:

$$N_s = \binom{n}{4} = \frac{n!}{4!(n-4)!} = \frac{1}{24}(n^4 - 6n^3 + 11n^2 - 6n) \quad (5-32)$$

Da für jedes resultierende Spurstück das Residuum zwischen diesem und den verbleibenden Treffern der Spur gebildet werden soll, ergibt sich die Zahl der Summanden, welche aus der gegebenen Spur resultieren zu:

$$N = N_s \cdot (n-4) \quad (5-33)$$

Die Zahl der Summanden steigt also nicht linear mit der Zahl n der Treffer pro Spur, sondern mit der fünften Potenz. Aufgrund dieses Verfahrens geht auch bei der Gewichtung der Einzelmessungen mit den Fehlern die C -Funktion nicht in eine χ^2 -Funktion mit d Freiheitsgraden über. Dies bedeutet wiederum, daß sich die Fehler der mit Gleichung (5-30) bestimmten Parameter nicht aus der inversen Kovarianzmatrix ergeben.

Da also mit dem hier vorgestellten Algorithmus die Fehler der Alignierungsparameter nicht bestimmbar sind und zudem die genannten Probleme bei der Alignierung der Longitudinalpositionen der Superlage acht bestanden, wurde dieser Ansatz zugunsten des im nächsten Abschnitt beschriebenen Verfahrens aufgegeben.

5.1.4 Berücksichtigung der Kovarianzmatrix von Spuren und Residuen

Bei der Suche nach alternativen Verfahren stellte sich heraus, daß Blobel in [69] und [76] ein anderes Verfahren angegeben hat, welches die Korrelationen zwischen Residuen und Spurparametern explizit beachtet. Dieses ist in mehreren Experimenten bereits erfolgreich getestet worden [77].

Das Verfahren ist zunächst ausschließlich für lineare Zusammenhänge entwickelt worden. Nichtlineare Probleme müssen bei dem Vorhandensein erster Näherungen linearisiert werden, wobei das Gesamtsystem zu iterieren ist. Im Folgenden werden als Alignierungsparameter nur Korrekturparameter betrachtet. Wie im vorigen Abschnitt sollen diese hier auch durch den Vektor \vec{a} zusammengefaßt werden. Das Konzept des Verfahrens wird im Folgenden zunächst für lineare Probleme vorgestellt, danach wird gezeigt, wie es auf das vorliegende nichtlineare Problem der Alignierung angewendet werden kann.

Die Grundidee des Verfahrens besteht darin, die volle Korrelationsmatrix des zugrundeliegenden Problems zu betrachten. Dies bedeutet, daß nicht nur die Korrelationen der Alignierungsparameter untereinander, sondern auch jene zwischen den Alignierungsparametern und allen Spurparametern beachtet werden. In diesem Fall ist dann nur ein einfaches lineares Problem kleinster Quadrate zu lösen.

In diesem Fall besteht ein linearer Zusammenhang f zwischen dem Vektor der Messungen \vec{y} und dem der Parameter \vec{x} . Als Parameter ergeben sich nicht nur die Alignierungsparameter, sondern auch die Spurparameter. Für die Elemente i, j der sogenannten Designmatrix \mathbf{A} des Problems gilt, wobei sich der Index i über alle Messungen, j über alle Parameter erstreckt :

$$A_{ij} = \frac{\partial f_i}{\partial x_j} \quad (5-34)$$

Damit ergibt sich für die Residuen zwischen Meßwerten und den Funktionswerten:

$$\vec{r} = \vec{y} - \mathbf{A}\vec{x} \quad (5-35)$$

Zusätzlich muß noch die Gewichtsmatrix \mathbf{W} beachtet werden, welche die im allgemeinen unterschiedlichen Meßunsicherheiten auf den beteiligten Ebenen und eventuelle Korrelationen zwischen den gemessenen Werten berücksichtigt. Da sich die Treffer einer Spur alle auf unterschiedlichen

Ebenen befinden, ist \mathbf{W} hier eine Diagonalmatrix, deren Diagonale durch den Vektor der quadratischen Meßfehler der jeweiligen Treffer σ_i gebildet wird:

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \sigma_N^2 \end{pmatrix} \quad (5-36)$$

Das Prinzip der „kleinsten Quadrate“, das sich unter Annahme von Fehlern, die einer Normalverteilung nach Gauß entstammen, aus der sehr allgemeinen „Maximum-Likelihood Methode“ herleiten läßt, ergibt die folgende, allgemeine C -Funktion [76]:

$$C = \vec{r}^T \cdot \mathbf{W} \cdot \vec{r} = (\vec{y} - \mathbf{A} \cdot \vec{x})^T \cdot \mathbf{W} \cdot (\vec{y} - \mathbf{A} \cdot \vec{x}) \quad (5-37)$$

Auch dies ist eine quadratische Form der gesuchten Korrekturen, so daß sich die Lösung analog zu Gleichung (5-30) ergibt als:

$$(\mathbf{A}^T \cdot \mathbf{W} \cdot \mathbf{A}) \cdot \vec{x} = \mathbf{A}^T \cdot \mathbf{W} \cdot \vec{y} \quad (5-38)$$

Nach der Inversion der Matrix kann der Lösungsvektor \vec{x} direkt angegeben werden:

$$\vec{x} = (\mathbf{A}^T \cdot \mathbf{W} \cdot \mathbf{A})^{-1} \cdot \mathbf{A}^T \cdot \mathbf{W} \cdot \vec{y} \quad (5-39)$$

In der Praxis erweist sich diese Gleichung als unbenutzbar. Der Grund ist die Tatsache, daß die Dimension N des Problems bei der Bearbeitung sinnvoller Fragestellungen im Rahmen der Alignierung viel zu groß für eine Speicherung oder gar eine numerische Inversion der auftretenden Matrix ist. N ergibt sich als Summe aus der Zahl N_s der Spuren, deren vier Parameter gesucht werden und der Zahl der Alignierungsparameter N_A :

$$N = 4N_s + N_A \quad (5-40)$$

Dies bedeutet, daß N im Bereich einiger zehntausend liegt. Derartige Matrizen lassen sich in voller Form auch mit aktueller Rechner Technik fast nicht mehr handhaben. Die Behandlung und insbesondere die Inversion der Matrix trotzdem zu ermöglichen stellt die Besonderheit des Verfahrens von Blobel dar.

Zunächst ist die entscheidende Feststellung, daß die oben beschriebene Matrix sehr viel Nullen enthält, also sehr wenig „dicht“ ist. Dies ergibt sich aus der Tatsache, daß keine Korrelationen zwischen einzelnen Spuren auftreten. Zudem werden die Spurparameter während der Alignierung nicht benötigt. Lediglich die Korrelationen zwischen Spur- und Alignierungsparametern sind wichtig. Blobels Verfahren besteht in der Reduzierung der Matrixgröße, unter Berücksichtigung dieser beiden Punkte.

Gleichung (5-38) hat die Struktur des Produktes einer symmetrischen Matrix $\mathbf{M} = \mathbf{A}^T \cdot \mathbf{W} \cdot \mathbf{A}$ mit dem Vektor \vec{x} , wobei sich der Vektor $\vec{d} = \mathbf{A}^T \cdot \mathbf{W} \cdot \vec{y}$ ergibt. Unter der Voraussetzung, daß die Spuren voneinander unabhängig sind, also die Korrelationen der Spur mit dem Index i mit allen anderen Spuren Null ist, zerfällt die Matrix \mathbf{M} in drei Teile:

Der erste Teil ist eine Untermatrix von der Dimension des Vektors \vec{a} der N_A gesuchten Alignierungsparameter und durch eine Summe von Teilmatrizen \mathbf{C}_i darstellbar. Der zweite Teil verknüpft die Parameter \vec{t}_i der Spur i mit den Messungen im Vektor $\vec{\beta}_i$ über die Untermatrix $\mathbf{\Gamma}_i$. Der dritte Teil faßt die Korrelationen zwischen den Parametern der i -ten Spur und den Alignierungsparametern durch die Rechteckmatrix \mathbf{G}_i zusammen. In diesem Fall ergibt sich für den Vektor \vec{d} ein Teil $\vec{\beta}_i$, der nur Spurparameter betrifft und ein Teil \vec{b}_i , der für die i -te Spur auch die Alignierungsparameter betrifft. Gleichung (5-38) läßt sich damit schreiben als:

$$\left(\begin{array}{c|ccc} \sum \mathbf{C}_i & \cdots & \mathbf{G}_i & \cdots \\ \vdots & \ddots & 0 & 0 \\ \mathbf{G}_i^T & 0 & \mathbf{\Gamma}_i & 0 \\ \vdots & 0 & 0 & \ddots \end{array} \right) \cdot \begin{pmatrix} \vec{a} \\ \vdots \\ \vec{t}_i \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum \vec{b}_i \\ \vdots \\ \vec{\beta}_i \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (5-41)$$

Für das vorliegende Problem der Alignierung interessieren nur die Alignierungsparameter. Für jede beitragende Spur brauchen also nur die in Gleichung (5-41) bezeichneten Teile der Matrix beachtet werden.

Würden die Korrelationen zwischen Alignierungs- und Spurparametern vernachlässigt, so ergäbe sich für die Parameter der Spur i :

$$\mathbf{\Gamma}_i \cdot \vec{t}_i = \vec{\beta}_i \Rightarrow \vec{t}_i = \mathbf{\Gamma}_i^{-1} \cdot \vec{\beta}_i \quad (5-42)$$

Zu Lösung des Problems der Alignierung genügt die Inversion einer Matrix \mathbf{C}' mit nachfolgender Multiplikation mit dem Vektor \vec{b}' , deren Dimension durch die Zahl der Alignierungsparameter gegeben ist. Es sei:

$$\mathbf{C}' \cdot \vec{a} = \vec{b}' \quad (5-43)$$

Mit den Partitionierungsformeln aus Kapitel 3.7 in [69] lassen sich die \mathbf{C}' und \vec{b}' angeben als:

$$\mathbf{C}' = \sum_i \mathbf{C}_i - \sum_i \mathbf{G}_i \cdot \mathbf{\Gamma}_i^{-1} \cdot \mathbf{G}_i^T, \quad \vec{b}' = \sum_i \vec{b}_i - \sum_i \mathbf{G}_i \cdot \mathbf{\Gamma}_i^{-1} \cdot \vec{\beta}_i \quad (5-44)$$

Dies bedeutet, daß die zu einer Spur beitragenden Messungen nacheinander abgearbeitet werden können, wobei die Korrelationen der Spuren mit den Alignierungsparametern beachtet werden, ohne die volle Matrix zu berücksichtigen. Es ist nur noch die quadratische Matrix, welche die Zeilenzahl und Spaltenzahl N_A besitzt zu invertieren. In der algorithmischen Realisierung des Programmpaketes von Blobel wird zudem noch die Symmetrie der Matrix ausgenutzt, die den Speicherbedarf für die Matrix noch einmal um etwa die Hälfte reduziert. Für die gesuchten Alignierungsparameter ergibt sich nun:

$$\boxed{\vec{a} = \mathbf{C}'^{-1} \cdot \vec{b}'} \quad (5-45)$$

Dies zeigt, daß die in Gleichung (5-44) definierte Matrix \mathbf{C}' die inverse Kovarianzmatrix der Alignierungsparameter ist.

Zur konkreten Anwendung des Verfahrens müssen aus dem linearen Modell die Elemente der Designmatrix bestimmt werden. Wird nur eine Alignierung der Zählerebenen entlang der Meßkoordinaten durchgeführt, so liegt ein lineares Problem vor. Für das lineare Modell, das die Abhängigkeit von Spur- und Alignierungsparametern beschreibt gilt nach Gleichung (2-5) für den Zusammenhang zwischen Trefferkoordinate u , Alignierungsparameter du der getroffenen Ebene, die den gegebenen Projektor \vec{p} besitzt und den Spurparametern \vec{t} :

$$u = \vec{p}^T \vec{t} + du \quad (5-46)$$

Da nach Gleichung (5-34) die Elemente der Designmatrix \mathbf{A} die Ableitungen der Gleichungen des Spurmodells nach den Parametern sind, ergibt sich:

$$\frac{\partial u}{\partial du} = 1, \quad \frac{\partial u}{\partial \vec{t}} = \vec{p} \quad (5-47)$$

Das Verfahren in der bisher vorgestellten Form könnte direkt für die Alignierung der Zählerebenen des Vertexdetektors benutzt werden, sofern nur die Position der Zählerebenen entlang der Meßrichtung korrigiert werden soll.

Da bei der Alignierung jedoch auch die longitudinalen Positionen z mit dz , sowie die Stereowinkel α mit $d\alpha$ korrigiert werden sollen, ergibt sich folgendes Modell, das in den betrachteten Parametern nichtlinear ist:

$$u = \vec{p}^T \vec{t} = x_0 \cos \alpha - y_0 \sin \alpha + t_x z \cos \alpha - t_y z \sin \alpha \quad (5-48)$$

Um das Problem zu linearisieren, wird die Gleichung in erster Ordnung entwickelt. Dazu wird für die partielle Ableitung des Projektors nach den Winkeln und z -Positionen wieder die in Gleichung (5-22) des vorigen Abschnitts eingeführte Notation benutzt:

$$\vec{w} = \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ -\cos \alpha \\ -z \sin \alpha \\ -z \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad \vec{l} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \cos \alpha \\ -\sin \alpha \end{pmatrix} \quad (5-49)$$

In linearer Näherung ergibt sich mit den Alignierungskorrekturen der Meßkoordinate du , der Longitudinalposition dz und denen der Stereowinkel $d\alpha$:

$$u \rightarrow u + du, \quad z \rightarrow z + dz, \quad \alpha \rightarrow \alpha + d\alpha \quad (5-50)$$

Zudem wird in Gleichung (5-48) die Ersetzung gemacht:

$$\vec{t} \rightarrow \vec{t} + \Delta \vec{t}, \quad \vec{p} \rightarrow \vec{p} + \Delta \vec{p} \quad (5-51)$$

Damit ergibt sich dann für das Modell, wenn alle Produkte von Korrekturparametern in der hier betrachteten ersten Ordnung vernachlässigt werden:

$$\begin{aligned} u + du &= (\vec{p} + \Delta \vec{p})^T \cdot (\vec{t} + \Delta \vec{t}) = (\vec{p} + dz \cdot \vec{l} + d\alpha \cdot \vec{w})^T \cdot (\vec{t} + \Delta \vec{t}) \\ \Rightarrow \quad u - \vec{p}^T \cdot \vec{t} &= -du + dz \cdot \vec{l} + d\alpha \cdot \vec{w} + \vec{p}^T \cdot \Delta \vec{t} \end{aligned} \quad (5-52)$$

In diesem linearisierten Modell treten die Spurparameter und Messungen nicht mehr auf, sondern nur noch deren Abweichung zur Schätzung der Spurparameter $\Delta \vec{t}$, welche vorher ohne die Alignierung bestimmt werden müssen. Aus diesem Grund wird der Prozeß der vorherigen Spuranpassung und der Alignierung iteriert. Dabei wird die Zuordnung zwischen Treffern und Spuren beibehalten, es wird also der Weg B im Flußdiagramm der Abbildung 5-1 benutzt. Um den Fortschritt des Prozesses zu kontrollieren, kann eine C -Funktion in der folgenden Weise gebildet werden, wobei der Index i über die Treffer u_i aller Spuren mit den Parametern \vec{t} läuft und σ_i die Fehler der Messungen aus (5-36) sind:

$$C = \sum_i \frac{(u_i - \vec{p}^T \cdot \vec{t})^2}{\sigma_i^2} \quad (5-53)$$

Die Iteration wird abgebrochen, wenn der Unterschied in den Werten der C -Funktion in zwei aufeinanderfolgenden Alignierungsschritten einen hinreichend kleinen Wert annimmt.

Unter Benutzung dieses nichtlinearen Ansatzes ist es also möglich, ein Verfahren anzugeben, mit dem sich alle Zählerebenen des Vertexdetektors simultan in allen zu betrachteten Freiheitsgeraden alignieren lassen. Im weiteren Verlauf des Kapitels wird nun zunächst die Implementierung dieses Verfahrens vorgestellt, und danach werden seine Eigenschaften diskutiert.

5.2 Externe Parameter

In beiden bisher vorgestellten Systemen besteht ein wichtiger Schritt in der Inversion der akkumulierten Matrix. Es erweist sich, daß diese Matrix im allgemeinen nicht den vollen Rang besitzt, so daß die Inversion nicht möglich ist. Dies ist durch das Vorhandensein sogenannter externer Para-

meter zu erklären. Externe Parameter sind solche, die aus internen Messungen nicht festgelegt werden können. Dies bedeutet, daß die externen Parameter in Transformationen auftauchen, welche die interne Geometrie nicht meßbar verändern. Ein einfaches Beispiel hierfür ist die Translation des Gesamtsystems im Raum.

Die Problematik der externen Parameter ist bereits in Abschnitt 3.2 angedeutet worden. Das Problem wurde dort gelöst, indem die Parameter einer geeigneten Zahl von Zählerebenen im globalen Koordinatensystem als exakt bekannt und fixiert definiert wurden. Letztlich ist eine solche Auszeichnung von einzelnen Zählerebenen nur beim Vorliegen von weiteren, externen Informationen sinnvoll. Solche Informationen kommen zum einen durch andere oder genauere Vermessung der ausgezeichneten Ebenen oder durch die Tatsache einer besonderen Behandlung anderer Ebenen zustande. Eine besondere Behandlung von einzelnen Ebenen stellt im Fall des Vertexdetektors insbesondere das kontrollierte Verfahren einiger Pots dar. Um hier die Kompatibilität mit der vorher verwendeten Geometrie zu wahren, müssen dann die Parameter der nicht bewegten Zählerebenen fixiert werden.

Insbesondere wenn keine kontrollierbaren Eingriffe von Außen vorliegen, ist die Auszeichnung einzelner Zählerebenen nicht sinnvoll. In solchen Fällen können jedoch Linearkombinationen von Parametern fixiert werden. Beispiele von Linearkombinationen sind die Schwerpunkte des Systems in den betrachteten Koordinaten.

Ein mathematisch eleganterer und kontrollierbarer Weg kann durch die Benutzung der Tatsache, daß bei beiden untersuchten Algorithmen die wesentliche Geometrieinformation in Matrixform vorliegt, beschrieben werden. Das Verfahren der Singulärwertzerlegung erlaubt, die unbestimmbaren externen Parameter direkt aufzufinden. Zusätzlich stellt dieses Verfahren sicher, daß solche Parameter, welche im allgemeinen Linearkombinationen von Alignierungsparametern sind, nicht verändert werden. Im Folgenden werden die mathematischen Hintergründe kurz dargelegt, für weitere Details sei auf [50] und [78] verwiesen.

Die Singulärwertzerlegung einer Matrix stellt eine spezielle Zerlegung einer $(m \times n)$ -Matrix \mathbf{A} dar:

$$\mathbf{A} = \mathbf{U} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{V}^T \quad (5-54)$$

Dabei ist die Matrix \mathbf{S} eine $(m \times n)$ Matrix, die Matrix \mathbf{U} eine orthogonale $(m \times m)$ Matrix, sowie \mathbf{V} eine orthogonale $(n \times n)$ Matrix. Die Matrix \mathbf{S} hat die spezielle Gestalt:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \mathbf{D} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5-55)$$

Wobei \mathbf{D} eine $(k \times k)$ -Diagonalmatrix, mit $k = \text{Rang}(\mathbf{A})$ ist. Für die Lösung eines eventuell unterbestimmten Problems der Form $\mathbf{A}\vec{x} \approx \vec{b}$, wie es bei den linearisierten Alignierungsproblemen auftritt, ergibt sich unter Benutzung von Gleichung (5-54):

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{V}^T \vec{x} \approx \mathbf{U}^T \cdot \vec{b} \quad (5-56)$$

Mit den Ersetzungen

$$\mathbf{V}^T \cdot \vec{x} = \vec{p} = \begin{pmatrix} \vec{p}_1 \\ \vec{p}_2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{U}^T \cdot \vec{b} = \vec{g} = \begin{pmatrix} \vec{g}_1 \\ \vec{g}_2 \end{pmatrix} \quad (5-57)$$

für die gilt:

$$\dim \vec{p}_1 = \dim \vec{g}_1 = k = \text{Rang}(\mathbf{A}) \quad (5-58)$$

ergibt sich

$$\mathbf{S} \cdot \vec{p} = \vec{g} \quad (5-59)$$

oder

$$\begin{aligned} \mathbf{D} \cdot \vec{p}_1 &= \vec{g}_1, & \mathbf{0} \cdot \vec{p}_2 &= \vec{g}_2 \\ \Rightarrow \vec{p}_1 &= \mathbf{D}^{-1} \cdot \vec{g}_1, & \vec{p}_2 &\text{ beliebig} \end{aligned} \quad (5-60)$$

Die Lösung minimalen Betrages ist dann:

$$\vec{x} = \mathbf{V} \cdot \begin{pmatrix} \vec{p}_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5-61)$$

Aufgrund der Eigenschaft des minimalen Betrages der Lösung stellt die Singulärwertzerlegung hier eine sehr attraktive Möglichkeit dar, die Alignierungsprobleme zu lösen.

Ein weiterer Vorteil des Verfahrens der Singulärwertzerlegung ist, daß auch Matrizen, welche numerisch nahezu singulär sind, invertiert werden können. Im vorliegenden Problem der Alignierung treten solche Matrizen insbesondere auf, wenn einzelne Zählerebenen aufgrund von technischen Problemen nur extrem wenige oder keine Treffer aufweisen. Dies ist dann der Fall, wenn die von einzelnen Auslesebausteinen oder ganzen Zählerebenen detektierten Treffer verworfen wurden, da diese von den im vorigen Kapitel beschriebenen Methoden als zweifelhaft klassiert wurden.

Zusammengefaßt ergeben sich drei Methoden, welche den Umgang mit intern unbestimmbaren Parametern erlauben:

- Fixierung einer genügend großen Zahl von Alignierungsparametern durch Fixierung der Parameter der entsprechenden Zählerebenen.
- Fixierung geeigneter Linearkombinationen von Alignierungsparametern.
- Inversion der Matrizen unter Benutzung der Technik der Singulärwertzerlegung.

Im folgenden Abschnitt werden diese Methoden anhand des bereits vorgestellten Modellsystems weiter diskutiert.

5.2.1 Externe Parameter im Modellsystem

Auch im bereits in Abschnitt 5.1.2 vorgestellten Modellsystem, treten intrinsisch unbestimmbare, externe Parameter auf. Die Messungen auf den Zählerebenen legen die absolute Position des Gesamtsystems nicht fest. Dies bedeutet, daß eine Translation entlang v die Ergebnisse der Gleichungen (5-13) und (5-14) invariant läßt.

Damit ergibt sich, daß das Verfahren in der bisher vorgestellten Form im allgemeinen Korrekturwerte liefert, die eine unterschiedliche Position des Schwerpunktes der Zählerebenen im globalen Koordinatensystem ergeben.

Für die folgenden Betrachtungen der externen Parameter wird die Zahl der Zählerebenen N im Modell auf drei reduziert. In diesem Fall spannen die verbleibenden drei Parameter einen dreidimensionalen Lösungsraum auf. Aus der Translationsinvarianz in v ergibt sich, daß ein externer Parameter vorliegt, das Problem also zwei verbleibende freie Parameter besitzt.

Das iterative Vorgehen mit Fixierung externer Parameter

In Fortsetzung der Diskussion aus Abschnitt 5.1.2 mit der Beschränkung auf drei Ebenen soll hier zunächst die Methode des Iterierens ohne Beachtung der Korrelationen weiter betrachtet werden, wobei die erste Ebene willkürlich als fixiert angenommen wird. Aufgrund der Fixierung der Ebene eins läßt sich die Gleichung (5-18) umschreiben zu:

$${}^j \vec{a} = \left(0, {}^j t_1 - u_2, {}^j t_1 - u_3 \right)^T \quad (5-62)$$

Für den Spurparameter gilt:

$${}^j t_1 = \frac{1}{3} \left(u_1 + {}^{(j-1)} a_1 + u_2 + {}^{(j-1)} a_2 + u_3 + {}^{(j-1)} a_3 \right) = \bar{u} + \frac{1}{3} \left({}^{(j-1)} a_2 + {}^{(j-1)} a_3 \right) \quad (5-63)$$

Durch Einsetzen ergibt sich:

$${}^j \vec{a} = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{u} + \frac{1}{3} \left({}^{(j-1)} a_2 + {}^{(j-1)} a_3 \right) - u_2 \\ \bar{u} + \frac{1}{3} \left({}^{(j-1)} a_2 + {}^{(j-1)} a_3 \right) - u_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{u} + \frac{1}{3} \left({}^{(j-1)} a_2 + {}^{(j-1)} a_3 \right) - u_2 \\ \bar{u} + \frac{1}{3} \left({}^{(j-1)} a_2 + {}^{(j-1)} a_3 \right) - u_3 \end{pmatrix} \quad (5-64)$$

In der nullten Iteration gilt ${}^0 \vec{a} = \vec{0}$, weiterhin soll Ebene drei um die Größe Δ_3 fehlaligiert sein, so daß sich aus Gleichung (5-10) ergibt:

$$u_3 = v_3 - \Delta_3 \quad (5-65)$$

Dann gilt nach Gleichung (5-16):

$${}^1 t_1 = \bar{u} \Rightarrow {}^1 \vec{a} = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{u} - u_2 \\ \bar{u} - u_3 \end{pmatrix} \quad (5-66)$$

Für die Aligierungsparameter der ersten Iterationen ergibt sich hier:

$$\begin{aligned} {}^1 a_2 &= \bar{u} & -u_2 \\ {}^1 a_3 &= \bar{u} & -u_3 \end{aligned} \quad (5-67)$$

$$\begin{aligned} {}^2 a_2 &= \bar{u} \left(1 + \frac{2}{3} \right) & -u_2 \left(1 + \frac{1}{3} \right) & -u_3 \left(\frac{1}{3} \right) \\ {}^2 a_3 &= \bar{u} \left(1 + \frac{2}{3} \right) & -u_3 \left(1 + \frac{1}{3} \right) & -u_2 \left(\frac{1}{3} \right) \end{aligned} \quad (5-68)$$

$$\begin{aligned} {}^3 a_2 &= \bar{u} \left(1 + \frac{2}{3} + \frac{4}{9} \right) & -u_2 \left(1 + \frac{1}{3} + \frac{2}{9} \right) & -u_3 \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{9} \right) \\ {}^3 a_3 &= \bar{u} \left(1 + \frac{2}{3} + \frac{4}{9} \right) & -u_3 \left(1 + \frac{1}{3} + \frac{2}{9} \right) & -u_2 \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{9} \right) \end{aligned} \quad (5-69)$$

$$\begin{aligned} {}^4 a_2 &= \bar{u} \left(1 + \frac{2}{3} + \frac{4}{9} + \frac{8}{27} \right) - u_2 \left(1 + \frac{1}{3} + \frac{2}{9} + \frac{4}{27} \right) - u_3 \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{9} + \frac{4}{27} \right) \\ {}^4 a_3 &= \bar{u} \left(1 + \frac{2}{3} + \frac{4}{9} + \frac{8}{27} \right) - u_3 \left(1 + \frac{1}{3} + \frac{2}{9} + \frac{4}{27} \right) - u_2 \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{9} + \frac{4}{27} \right) \end{aligned} \quad (5-70)$$

Aus diesen Gleichungen ist ersichtlich, daß für die Aligierungsparameter in der Iteration j gilt:

$${}^j a_2 = \bar{u} (1 + 2^j s) - u_2 (1 + {}^j s) - u_3 {}^j s, \quad {}^j a_3 = \bar{u} (1 + 2^j s) - u_3 (1 + {}^j s) - u_2 {}^j s \quad (5-71)$$

Wobei für die auftretende Reihe gilt:

$${}^j s = \sum_{k=1}^j \frac{2^{k-1}}{3^k} = 1 - \left(\frac{2}{3} \right)^j \quad (5-72)$$

Für diese ergibt sich im Grenzwert $j \rightarrow \infty$ Eins. Daher streben die Alignierungskorrekturen gegen die Werte:

$$\begin{aligned} a_2 &= 3\bar{u} - 2u_2 - u_3 = u_1 - u_2 \\ a_3 &= 3\bar{u} - 2u_3 - u_2 = u_1 - u_3 \end{aligned} \quad (5-73)$$

Dies ist das Ergebnis, welches aus der Betrachtung der in Abbildung 5-2 dargestellten Situation folgert, wenn die Position der Zählerebene eins als fixiert angenommen wird, da bei fixierter Ebene Eins am Ende der Iterationen alle Zählerebenen so aligniert sein müssen, daß die Position ihres Ursprunges mit dem der ersten zusammenfällt. Die Rechnung zeigt jedoch, daß die Iterationen nur sehr langsam gegen den erwarteten Wert konvergieren.

Bei der Vorstellung und einführenden Diskussion des Modellsystems zeigte sich bereits nach dem ersten Schritt Konvergenz. Der wichtige Einwand gegen die Durchführung dieses Verfahrens ist der, daß dort das Gesamtsystem in keiner Weise fixiert wurde, womit sich dann in den unmeßbaren globalen Koordinaten freie Verschiebungen ergeben können. Erst durch die Fixierung von mindestens einer Zählerebene im System, während der Durchführung der Alignierung, bleibt das System reproduzierbar.

Externe Parameter im Verfahren Blobel

Das Modellsystem ist zudem mit den Spezialisierungen dieses Abschnittes geeignet, nicht nur daß Verfahren Blobel zu demonstrieren, sondern auch den unterschiedlichen Umgang mit externen Parametern zu zeigen. Wie bisher wird auch hier zur Demonstration des Verfahrens zunächst von drei Zählerebenen und einer Spur ausgegangen. In diesem Fall ist das Problem streng linear, so daß das Verfahren keine Iterationen erfordert.

Es ergibt sich für die Messung der i . Zählerebene u_i , welche um den unbekanntem Werte a_i fehlaligniert ist, mit dem Spurparameter t_1 :

$$u_i = a_i + t_1 \quad (5-74)$$

Hieraus ergibt sich unter Benutzung von Gleichung (5-34) die sehr einfache Designmatrix und die Gewichtsmatrix des Systems:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{W} = \begin{pmatrix} W_1 & 0 & 0 \\ 0 & W_2 & 0 \\ 0 & 0 & W_3 \end{pmatrix} \quad (5-75)$$

Das lineare Gleichungssystem ergibt sich dann aus der Spezialisierung von Gleichung (5-38) als:

$$\begin{pmatrix} W_1 & 0 & 0 & W_1 \\ 0 & W_2 & 0 & W_2 \\ 0 & 0 & W_3 & W_3 \\ W_1 & W_2 & W_3 & W_1 + W_2 + W_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ t_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_1 u_1 \\ W_2 u_2 \\ W_3 u_3 \\ W_1 u_1 + W_2 u_2 + W_3 u_3 \end{pmatrix} \quad (5-76)$$

Durch Vergleich der Matrix mit der in Gleichung (5-41) symbolisch dargestellten, ergibt sich für die Submatrizen der Spurparameter und Korrelationen:

$$\mathbf{\Gamma}_1 = W_1 + W_2 + W_3, \quad \mathbf{G}_1^T = (W_1 \quad W_2 \quad W_3) \quad (5-77)$$

Zur weiteren Vereinfachung der folgenden Ausdrücke sollen hier für die drei Gewichtsfaktoren die folgenden Vereinfachungen benutzt werden:

$$W_1 = W, \quad W_2 = aW, \quad W_3 = bW \quad (5-78)$$

Damit ergibt sich dann nach Gleichung (5-44) für die Matrix der Alignierungsparameter:

$$\begin{aligned} \mathbf{C}' &= \mathbf{C}_1 - \mathbf{G}_1 \cdot \mathbf{\Gamma}_1 \cdot \mathbf{G}_1^T = W \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 \\ 0 & 0 & b \end{pmatrix} - \frac{W}{1+a+b} \begin{pmatrix} 1 & a & b \\ a & a^2 & ab \\ b & ab & b^2 \end{pmatrix} \\ &= \frac{W}{1+a+b} \begin{pmatrix} a+b & -a & -b \\ -a & a(1+b) & -ab \\ -b & -ab & b(1+a) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5-79)$$

Die resultierende Matrix hat die Determinante Null, da sie aufgrund der intrinsisch unbestimmbaren globalen Parameter nur einen Rang von zwei besitzt.

Weiterhin gilt für den Vektor der Messungen \vec{y} und den Vektor \vec{b} :

$$\vec{y} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \vec{b}_1 \\ \beta_1 \end{pmatrix} = \mathbf{A}^T \cdot \mathbf{W} \cdot \vec{y} = \begin{pmatrix} u_1 \\ au_2 \\ bu_3 \\ u_1 + au_2 + bu_3 \end{pmatrix} \quad (5-80)$$

Gleichung (5-42) ergibt für den Spurparameter t_1 erwartungsgemäß den gewichteten und möglicherweise mit den hier noch unbekanntem Alignierungsparametern verzerrten Mittelwert:

$$t_1 = \mathbf{\Gamma}_1^{-1} \cdot \vec{\beta}_1 = \frac{u_1 + au_2 + bu_3}{1+a+b} \quad (5-81)$$

Die Gleichungen (5-79), (5-80) und (5-81) ergeben also die gesuchten Größen für das Verfahren von Blobel. In der Einführung zu diesem Abschnitt wurden drei Methoden zur Behandlung der externen Parameter angegeben. Diese sollen für das Beispiel, welches in der obigen Weise nach dem Verfahren von Blobel behandelt wird, diskutiert werden.

Die erste Methode besteht in der Auszeichnung einer Zählerebene durch die Festlegung, daß deren Position im globalen Koordinatensystem exakt bekannt ist. Dies erlaubt es, die Matrix zu invertieren. Wird, wie in der Diskussion des iterativen Vorgehens wieder die Position der Zählerebene eins als bekannt vorausgesetzt, so ergibt sich für die Matrix:

$$\mathbf{C}'^{-1} = \frac{1+a+b}{W} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & a(1+b) & -ab \\ 0 & -ab & b(1+a) \end{pmatrix}^{-1} = \frac{1+a+b}{W} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1+a}{aW} & \frac{1}{W} \\ 0 & \frac{1}{W} & \frac{1+b}{W} \end{pmatrix} \quad (5-82)$$

Aus formalen Gründen wurde in der obigen Gleichung das Matrixelement der fixierten Zählerebene in ein Element gewandelt, welches den ersten Alignierungsparameter invariant läßt. Der von Blobel implementierte Algorithmus entfernt in der Rechnung die entsprechenden Matrixelemente, behält jedoch die übrigen unverändert bei. Das Resultat der Matrixinversion kann direkt mit den Resultaten des vorher diskutierten naiven Modells verglichen werden, wenn die Gewichte hier zu eins gesetzt werden. Die Matrix ergibt sich dann zu:

$$\mathbf{C}'^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 1 \\ 0 & 1 & 2 \end{pmatrix} \quad (5-83)$$

Aus Gleichung (5-42) und (5-45) ergibt sich unter den genannten Vereinfachungen für die Spur und Alignierungsparameter, wenn nach Konstruktion der Alignierungsparameter der Zählerebene eins zu Null gesetzt wird:

$$t_1 = \frac{u_1 + u_2 + u_3}{3}, \quad \vec{a} = \mathbf{C}'^{-1} \cdot \vec{b}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ u_2 - u_1 \\ u_3 - u_1 \end{pmatrix} \quad (5-84)$$

Hier zeigt sich, daß das Verfahren von Blobel in einem Schritt exakt die gleichen Resultate liefert, wie das iterative Vorgehen. Die in Gleichung (5-73) und (5-84) vertauschten Vorzeichen gehen auf die unterschiedlichen Vorzeichen für die Alignierungsparameter in den Ansätzen in Gleichung (5-18) und (5-74) zurück.

Die zweite Methode im Umgang mit externen Parametern besteht in der Benutzung der Singulärwertzerlegung. Für die durch Gleichung (5-79) gegebene Matrix \mathbf{C}' , welche die inverse Kovarianzmatrix der Alignierungsparameter ist, ergeben sich die Eigenwerte:

$$\begin{aligned} ew_1 &= a + b + ab - \sqrt{t} \\ ew_2 &= a + b + ab + \sqrt{t} \\ ew_3 &= 0 \end{aligned} \quad (5-85)$$

Wobei hier die Vereinfachung

$$t = (a^2 + b^2 + a^2b^2 - a^2b - ab^2 - ab)^2 \quad (5-86)$$

benutzt wurde. Die zugehörigen Eigenvektoren lauten:

$$\vec{v}_1 = \begin{pmatrix} -\frac{a(b+t)+bt+t^2-a^2b^2}{b(b-a^2+t^2)} \\ \frac{a(a-b^2+t)}{b(b-a^2+t^2)} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \vec{v}_2 = \begin{pmatrix} -\frac{a(b-t)-bt+t^2-a^2b^2}{b(a^2-b+t^2)} \\ \frac{a(a-b^2+t)}{b(a^2-b+t^2)} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5-87)$$

$$\vec{v}_3 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

In diesem Fall ergibt die Singulärwertzerlegung in Übereinstimmung mit den Erwartungen, daß die Matrix einen Rang von zwei hat, da sich ein Eigenwert zu Null ergibt. Die dadurch beschriebene geometrische Figur ist ein zu einem Zylinder mit elliptischem Querschnitt entartetes Ellipsoid. Die Achse des Zylinders verläuft im vorliegenden Fall entlang des Eigenvektors \vec{v}_3 , und somit parallel zur ersten Winkelhalbierenden im von den Alignierungsparametern aufgespannten Raum. Auch dieses Resultat entspricht den Erwartungen, daß sich der Schwerpunkt der Zählerebenen verschieben läßt, ohne daß dies in den Alignierungsparametern sichtbar wäre.

In [63] wurde unabhängig von diesen Resultaten vorgeschlagen, die Schwerpunkte der Systeme zu fixieren. Dort ist jedoch nicht der Einfluß unterschiedlicher Spurzahlen in den Ebenen untersucht worden. Eine solche Untersuchung kann hier im Rahmen des vorgestellten Beispiels auf einfache Weise erfolgen.

Im Fall von mehr als einer Spur ergibt sich anstelle der Gleichung (5-75) mit den Vereinfachungen von Gleichung (5-78), wenn angenommen wird, daß die erste Spur wie vorher geschildert alle Ebenen schneidet, die zweite hingegen nur die Ebenen eins und zwei:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{W} = \begin{pmatrix} W & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & aW & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & bW & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & W & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & aW \end{pmatrix} \quad (5-88)$$

Die inverse Kovarianzmatrix \mathbf{C}'^{-1} der Alignierungsparameter ergibt sich dann zu:

$$\mathbf{C}' = \begin{pmatrix} 2W & 0 & 0 \\ 0 & 2aW & 0 \\ 0 & 0 & bW \end{pmatrix} - \frac{W}{1+a+b} \begin{pmatrix} 1 & a & b \\ a & a^2 & ab \\ b & ab & b^2 \end{pmatrix} - \frac{W}{1+a} \begin{pmatrix} 1 & a & 0 \\ a & a^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5-89)$$

Wie die obige Gleichung zeigt, werden die Ausdrücke bereits im vorliegenden Fall sehr kompliziert, so daß in den weiteren Betrachtungen zusätzliche Vereinfachungen vorgenommen werden. Für den Fall, daß die Auflösung aller drei Zählerebenen zu eins gesetzt wird, ergibt sich für die inverse Kovarianzmatrix, die Eigenwerte und die Eigenvektoren:

$$\mathbf{C}' = \frac{1}{6} \begin{pmatrix} 7 & -5 & -2 \\ -5 & 7 & -2 \\ -2 & -2 & 4 \end{pmatrix}, \quad \begin{array}{l} ew_1 = 0 \quad v_1 = (1 \ 1 \ 1)^T \\ ew_2 = 1 \quad v_2 = (-\frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \ 1)^T \\ ew_3 = 2 \quad v_3 = (-1 \ 1 \ 1)^T \end{array} \quad (5-90)$$

Auch hier ergibt sich der Eigenvektor zum Eigenwert Null als parallel zur ersten Winkelhalbierenden im von den drei Alignierungsparametern aufgespannten Raum.

Um die Eigenschaften dieses Ergebnisses zu verstehen, soll nun zunächst die geometrische Interpretation der Kovarianzmatrix allgemein dargestellt werden.

Aufgrund der Konstruktion des benutzten Verfahrens der linearen kleinsten Quadrate, beschreibt die n -dimensionale Kovarianzmatrix das Gebiet im Raum der n Alignierungsparameter um die gefundene Lösung, in welchem sich der wahre Wert der Lösung mit der Wahrscheinlichkeit von

$$W = P\left(\frac{n}{2}, \frac{1}{2}\right) = \frac{1}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} \int_0^{\frac{n}{2}} e^{-t} t^{\frac{n}{2}-1} dt \quad (5-91)$$

befindet [50], wobei P die durch:

$$P(a, x) \equiv \left(\int_0^{\infty} t^{a-1} e^{-t} dt \right)^{-1} \int_x^{\infty} t^{a-1} e^{-t} dt \quad (5-92)$$

definierte unvollständige Gammafunktion ist [79]. Im hier diskutierten Fall von drei Parametern wobei der Rang des Problems wegen des auftretenden Eigenwertes von Null zwei ist, ergibt sich also ein Gebiet, welches die Form eines Zylinders mit elliptischem Querschnitt besitzt.

Jede Festlegung des externen Parameters beschreibt die Lage einer Ebene im Raum der Alignierungsparameter. In dieser Ebene ergibt sich dann eine Schnittfigur zwischen der Ebene und dem deformierten Zylinder. Das Zentrum der Schnittfigur befindet sich so am Ort der resultierenden Schätzung für die Alignierungsparameter, während die Kontur in der Ebene das Gebiet beschreibt, in welchem sich der Ort der wahren Alignierungsparameter in der Ebene mit einer Wahrscheinlichkeit von $W = P\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\right) = 39,3\%$ befindet. Fast jede mögliche Lage der Schnittebene im Raum der Parameter bedeutet eine Festlegung des externen Parameters. Die wichtige unzulässige Ausnahme stellen Ebenen dar, welche den Eigenvektor zum Eigenwert Null enthalten. Aufgrund ihrer Konstruktion liefert die Singulärwertzerlegung als Lösung eine Schnittebene, in welcher die resultierende Kovarianzellipse den kleinsten Flächeninhalt besitzt. Die Normale dieser Ebene ist dann im Fall von drei Parametern parallel zu dem Eigenvektor, welcher zum Eigenwert Null gehört.

Für den vorliegenden Fall zeigt Abbildung 5-3 die durch Gleichung (5-90) beschriebene Lösung in grafischer Form für den Fall von perfekt alignierten Zählerebenen. Alle gültigen Lösungen für die Alignierungsparameter müssen in dieser Darstellung auf der ersten Winkelhalbierenden, also einer Ursprungsgeraden, die durch den Punkt $(1 \ 1 \ 1)^T$ geht, liegen. Neben der Lösungsgeraden ist die Kontur des entarteten Kovarianzellipsoids dargestellt. Weiterhin ist die aus der Singulärwertzerlegung resultierende Schnittebene gezeigt. Die von Null verschiedenen Eigenwerte beschreiben somit die Länge der Halbachsen des Schnittellipsoids in der Schnittebene, während die Eigenvektoren die räumliche Richtung der Hauptachsen vorgeben.

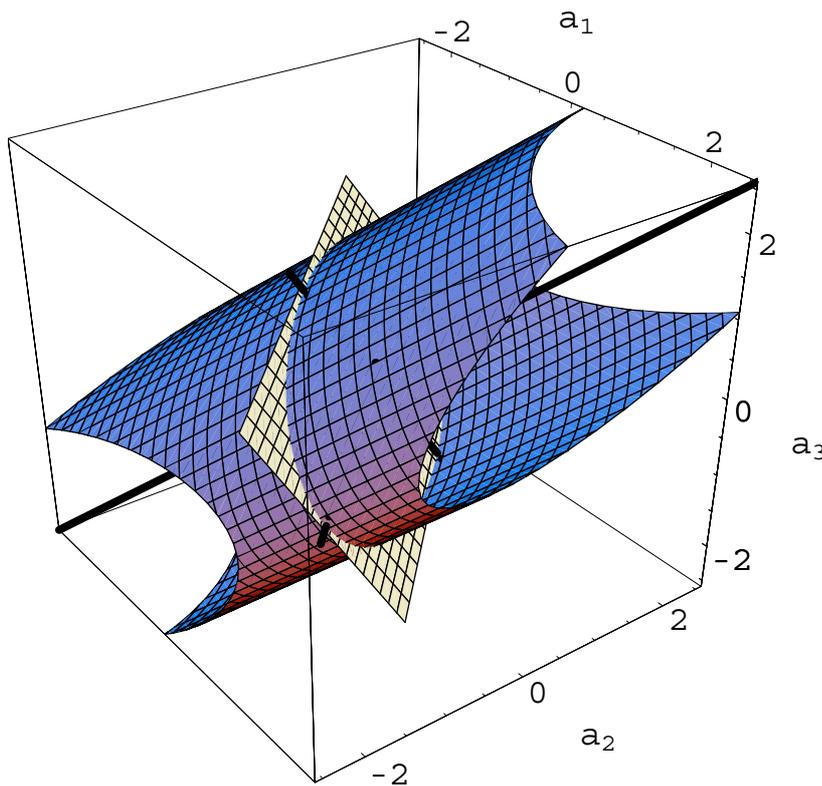


Abbildung 5-3: Darstellung der resultierenden Fehler der Alignierungsparameter im Modellsystem, bestimmt mit dem Verfahren von Blobel. Die Vektoren aller gültigen Lösungen des Problems liegen auf der gezeigten Ursprungsgeraden. Die Kontur wird von der entarteten Kovarianzellipse der Parameter beschrieben und gibt die Unsicherheiten der Orte der Parameter an.

Bisher wurden im Rahmen des einfachen Modells bei einer Alignierung mit Blobels Verfahren sowohl der Fall betrachtet, bei dem alle Spuren alle Ebenen durchstoßen und die Treffer auch gefunden und korrekt zugeordnet werden, als auch der, in welchem nicht alle Spuren zur Alignierung aller Ebenen benutzt wurden. In beiden Fällen zeigte sich, daß eine Translation des gemeinsamen Schwerpunktes der Zählerebenen prinzipiell unmeßbar ist.

Um auch den Fall zu betrachten, indem die Auflösungen der drei Zählerebenen unterschiedlich sind, wird die Spezialisierung von Gleichung (5-90) durch die Annahme gleicher Auflösungen aufgehoben. Mit den speziellen Zahlenwerten

$$w = 1,2, \quad a = 1,1, \quad b = 1,5 \quad (5-93)$$

ergeben sich die Eigenwerte und Eigenvektoren:

$$\begin{aligned} ew_1 &= 2,517 & v_1 &= (-0,687 \quad 0,725 \quad -0,037)^T \\ ew_2 &= 1,573, & v_2 &= (-0,440 \quad -0,375 \quad 0,816)^T \\ ew_3 &= 0 & v_3 &= (-0,577 \quad -0,577 \quad -0,577)^T \end{aligned} \quad (5-94)$$

Dieses Ergebnis zeigt, daß auch bei unterschiedlichen Auflösungen der Zählerebenen, die Position des gemeinsamen Schwerpunktes der Alignierungsparameter unmeßbar ist. Im Fall der gezeigten drei einfachen Beispiele, ergibt sich auch eine Unabhängigkeit sowohl von den Einzelauflösungen, als auch von den Nachweiswahrscheinlichkeiten.

Die Fixierung von Linearkombinationen wurde schon durch die bisher vorgestellten Betrachtungen behandelt. Insgesamt zeigt sich am Beispiel des Modellsystems, daß die Fixierung der unmeßbaren Parameter durch alle Linearkombinationen von Alignierungsparametern erfolgt, die zu Ebenen im Parameterraum führen, die nicht parallel zu den Eigenvektoren verlaufen, welche zu den Eigenwerten Null der inversen Kovarianzmatrizen gehören. Auch die Fixierung einzelner Ebenen stellt letztendlich nur eine spezielle Linearkombination dar. Die Besonderheit der Singulärwertzerlegung besteht darin, daß die Linearkombination bestimmt wird, die zu dem Kovarianzellipsoid mit kleinstem Volumen führt.

5.2.2 Behandlung der externen Parameter im Rechenprogramm von Blobel

Obwohl die Singulärwertzerlegung der Matrizen eine gute Möglichkeit zur Behandlung des Inversionsproblems darstellt, ist diese nicht im Rechenprogramm von Blobel implementiert. Anstelle dessen ist eine Inversion nach dem Eliminationsverfahren nach Gauß mit Pivotisierung implementiert [76]. Dieses Verfahren verbraucht deutlich weniger Rechenzeit als die Methode Singulärwertzerlegung [80].

Das Eliminationsverfahren ist so modifiziert, daß auch die Inversion von rankdefizitären Matrizen möglich ist. Im Verfahren wird die inverse Matrix \mathbf{C}^{-1} am Speicherplatz der Ausgangsmatrix \mathbf{C} aufgebaut, was insbesondere bei hochdimensionalen Matrizen eine ökonomische Vorgehensweise darstellt. In jedem Schritt des Algorithmus wird zunächst ein Element \mathbf{C}_{kk} auf der Diagonalen der symmetrischen Matrix gewählt, das so genannte Pivotelement. Alle Elemente der Matrix werden nun nach drei Regeln transformiert:

- Alle Elemente \mathbf{C}_{ij} , welche sich nicht in der Zeile oder Spalte des Pivotelementes befinden, werden unter Ausnutzung der Symmetrie der Matrix gemäß der folgenden Formel transformiert:

$$\mathbf{C}_{ij} \rightarrow \mathbf{C}_{ij} - \frac{\mathbf{C}_{kj} \mathbf{C}_{ik}}{\mathbf{C}_{kk}} = \mathbf{C}_{ij} - \frac{\mathbf{C}_{jk} \mathbf{C}_{ik}}{\mathbf{C}_{kk}} \quad (5-95)$$

- Die Elemente in der Zeile und Spalte, welches das Pivotelement beinhalten, werden durch das Pivotelement dividiert.
- Das Pivotelement wird durch sein negativ Inverses ersetzt.

Nachdem Pivotelemente an allen n unterschiedlichen Positionen der Diagonalen der Matrix in beliebiger Ordnung gewählt wurden, ergibt sich die negative inverse Matrix am Ort der Ausgangsmatrix. Die Wahl der Pivotelemente erfolgt so, daß von den verbliebenen Elementen jeweils das größte gewählt wird.

Sobald externe Parameter vorhanden sind, ergeben sich die letzten unbearbeiteten Pivotelemente zu Null, was das Verfahren aufgrund der notwendigen Divisionen kollabieren läßt. In diesem Fall werden alle Zahlenwerte der betroffenen Zeilen und Spalten zu Null gesetzt. Weiterhin wird vom System ein numerisch nahezu singuläres Problem erkannt, indem der Quotient aus dem Diagonalelement der Ausgangsmatrix und dem aktuellen Wert gebildet und mit der internen Rechengenauigkeit verglichen wird. Sollte sich hierbei ein zu kleiner Wert ergeben, wird das entsprechende Pivotelement ebenfalls zu Null angenommen. Da sich durch das Löschen der Einträge in der Matrix auch die betroffenen Elemente des Lösungsvektors zu Null ergeben, werden auch hier ungemessene Parameter nicht verändert. Insbesondere werden die Alignierungsparameter von Zähler-ebenen, von denen keine Daten vorliegen, nicht verändert.

Die großen Vorteile des hier gezeigten Verfahrens bestehen in seiner hohen Rechengeschwindigkeit und der einfachen Implementierung. Nachteilig ist der in der Literatur [50], [78], [81] erwähnte eventuelle große Genauigkeitsverlust durch Stellenauslöschung in Gleichungen vom Typ von (5-95). Weiterhin kann das System nur Parameter von einzelnen Zählerebenen als externe Parameter betrachten und in der geschilderten Weise fixieren, da beim ersten Auftreten von Pivotelementen von nahezu Null der Inversionsprozeß abgebrochen wird. Linearkombinationen können also nicht in dieser Weise berücksichtigt werden.

Der Algorithmus stellt jedoch zusätzlich einen Weg zur Verfügung, Linearkombinationen von Parametern zu fixieren. Dies wird durch die Einführung von linearen Zwangsbedingungen ermöglicht [76]. Der Vektor jeder Zwangsbedingung \vec{f} muß dazu linear vom Alignierungsparametern \vec{a} abhängen, so daß mit einem beliebigen Skalar f_0 gilt:

$$\vec{a}^T \cdot \vec{f} = f_0 \quad (5-96)$$

Die Grundgleichung der linearen Alignierung (5-43) geht dann über in ,

$$\left(\begin{array}{c|c} \mathbf{C} & \vec{f} \\ \hline \vec{f}^T & \mathbf{0} \end{array} \right) \cdot \begin{pmatrix} \vec{a} \\ \lambda \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{b} \\ f_0 \end{pmatrix} \quad (5-97)$$

wenn nach der Methode der Lagrangeschen Multiplikatoren für jede Bedingung ein zusätzlicher Parameter λ eingeführt wird.

Mit dieser Technik ist es möglich, Linearkombinationen von Parametern zu fixieren. Hier wurden zunächst die sieben in [63] angegebenen Kombinationen gewählt. Dies sind:

- Der Schwerpunkt aller Zählerebenen in x , y , z und dem Stereowinkel α .
- Die Summe der Scherungen in x und y , die vom Abstand der einzelnen Zählerebene zur mittleren z -Position aller Ebenen abhängt.
- Der z -Skalierungsfaktor, welcher ebenfalls vom Abstand der einzelnen Zählerebene zur mittleren z -Position aller Ebenen abhängt

Insgesamt ergeben sich auf diese Weise sieben Vektoren \vec{f} , welche die Zwangsbedingungen beschreiben. Diese Vektoren enthalten an den Positionen der nicht von der jeweiligen Bedingung betroffenen Parameter Nullen. Die übrigen Komponenten j der Vektoren ergeben sich für die i -te Zählerebene, die den Stereowinkel α_i und die Longitudinalposition z_i besitzt unter Benutzung des mittleren Longitudinalposition aller Zählerebenen $\bar{z} = \sum_j z_j$ zu:

$$\begin{aligned} f_{x,j} &= \cos \alpha_i, & f_{y,j} &= \sin \alpha_i, & f_{z,j} &= 1, & f_{\alpha,j} &= 1 \\ f_{ix,j} &= \cos \alpha_i (z_i - \bar{z}), & f_{iy,j} &= \sin \alpha_i (z_i - \bar{z}) \\ f_{sz,j} &= (z_i - \bar{z}) \end{aligned} \quad (5-98)$$

Bereits bei der Diskussion des Modellsystems zeigte sich, daß die Linearkombinationen, die den Schwerpunkt des Systems fixieren, unabhängig von den unterschiedlichen beitragenden Trefferzahlen der einzelnen Zählerebenen identisch zu den Linearkombinationen sind, die in der Singulärwertzerlegung als unmeßbar gefunden wurden. In [63] wurden die Effekte von unterschiedlichen Trefferzahlen nicht berücksichtigt. Trotz der analytischen Resultate für das Modellsystem, könnten unterschiedliche Trefferzahlen im realen Modell andere Linearkombinationen erfordern.

Aus diesem Grund wurde zu Testzwecken nicht nur das Inversionsverfahren von Blobel unter Benutzung der Zwangsbedingungen aus Gleichung (5-98) eingesetzt, sondern zu Testzwecken auch die numerische Inversion der Matrix der Alignierungsparameter unter Benutzung des Verfahrens der Singulärwertzerlegung. Hierzu kam das Programmpaket LAPACK zum Einsatz [82].

Es zeigten sich in den untersuchten Fällen des vollen Systems nur marginale Unterschiede in den von beiden Programmen gefundenen Lösungsvektoren. Die bestimmten numerischen Werte betragen alle weniger als ein Hundertstel des gefundenen Fehlers. Damit ergibt sich, daß das Inversionsverfahren von Blobel numerisch stabil ist und sinnvolle Linearkombinationen für die Fixierung externer Parameter gewählt wurden. Da das Verfahren von Blobel Resultate liefert, die denen der Singulärwertzerlegung sehr nahe kommen, kann sein Geschwindigkeitsvorteil bei der Inversion offenbar benutzt werden, ohne daß numerische Probleme bei der Inversion auftreten. Außerdem zeigt sich, daß der Vertexdetektor in den untersuchten Konfigurationen einen hinreichend großen geometrischen Überlapp der einzelnen Zählerebenen besitzt, um im Sinne der Alignierung als ein starrer Körper mit nur sieben unmeßbaren Parametern betrachtet zu werden.

5.3 Bestimmung der effektiven Auflösung einzelner Zählerebenen

Wichtige Eingangsgrößen des Systems der Alignierung stellen die Auflösungen der einzelnen Zählerebenen dar. Nur für den Fall, daß die Auflösungen der einzelnen Module bekannt sind, sind die aus den Diagonalelementen der Kovarianzmatrix gewonnenen Fehler sinnvoll.

Die prinzipbedingte Einzeltrefferauflösung der verwendeten Zählerebenen ist in [39] in Abhängigkeit von diversen Parametern untersucht worden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die intrinsische Auflösung der verwendeten Zähler ein Wert von unter $5 \mu\text{m}$ gefunden.

Die Auflösung des Vertexdetektors als Gesamtsystem ist von der Vielfachstreuung dominiert [17], dies bedeutet aber, daß die Fehler der einzelnen Messungen stark vom Impuls der Spuren und von der Menge des durchquerten Materials abhängen. Problematisch ist daher, daß bei der Implementierung der Alignierung im Rahmen der vorliegenden Arbeit keine sichere Zuordnung von Impulsen zu den einzelnen Spuren im zentralen Spurmeßsystem zur Verfügung stand. Dies bedeutet, daß die Fehler der Trefferpositionen einer einzelnen Spur schwer zugänglich sind.

Zudem tragen neben der Vielfachstreuung Rauschtreffer und fälschlich zu einer Spur zugeordnete Treffer zu einer Verschlechterung der guten intrinsischen Auflösung der Detektoren bei. Aus diesem Grund ist es erforderlich mit den im Kapitel 4 gezeigten Methoden Rauschtreffer soweit wie möglich zu minimieren.

Um für die Alignierung sinnvolle Fehler der einzelnen Messungen angeben zu können, wird mit effektiven Auflösungen der Zählerebenen gearbeitet. Zudem werden nach einem Vorschlag aus [76] im Laufe der Alignierung immer strengere Schnitte auf die Residuen der Spuren vorgenommen. Die Bestimmung der effektiven Auflösung einzelner Zählerebenen und die Implementierung der Schnitte ist Gegenstand des folgenden Abschnittes.

Letztlich führt die Anwendung der hier vorgestellten Methoden dazu, daß sich der Vertexdetektor ohne die Verwendung externer Informationsquellen, wie einer Impulsmessung der einzelnen Spuren, intrinsisch präzise alignieren läßt.

5.3.1 Automatische Bestimmung der Auflösung von Zählerebenen

Eine Auflösungs-messung kann aus Daten über die Spurre-siduen erfolgen. Dies wirft jedoch hier alle mit Spurre-siduen verbundenen Probleme auf. Wie bereits in [40] an sehr frühen Daten des HERA-B Vertexdetektors im Vergleich mit Simulationen gezeigt und in Abschnitt 5.1.1 der vorliegenden Arbeit mathematisch belegt wurde, ergeben sich für die Residuen, wenn die Treffer selbst zur Spurrekonstruktion beitragen Breiten, die von der z-Position der Zählerebene abhängen.

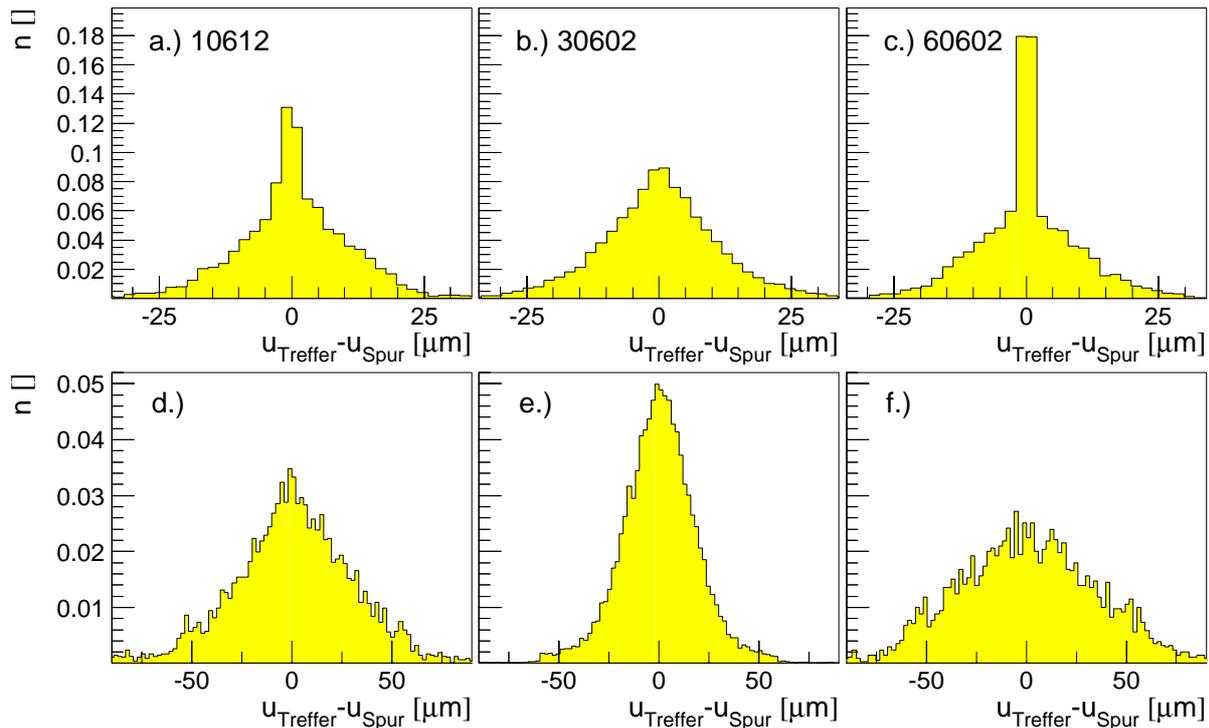


Abbildung 5-4: a. – c.: Typische Verteilung der Residuen für drei Zählerebenen. Die Treffer auf den betrachteten Ebenen trugen jeweils zur Spuranpassung bei. d. - f.: Unverzerrte Residuen derselben Zählerebenen. Zum besseren Vergleich sind die Verteilungen auf das Integral eins normiert. Wie im Text diskutiert, folgen die Residuen nicht einer Normalverteilung nach Gauß.

Um derartige Probleme zu vermeiden und zu den wahren Breiten der Residuenverteilungen zu kommen, die ein Maß für die Auflösung der einzelnen Zählerebene darstellt, können die Effekte des Beitrages des untersuchten Treffers auf die Spurrekonstruktion, die durch Gleichung (5-7) gegeben sind, herausgerechnet werden. Ein solches Vorgehen ist in [83] und der dort zitierten Literatur beschrieben.

Im Rahmen des hier beschriebenen Systems wird dieser Ansatz jedoch nicht verwendet. Der Grund liegt in der Tatsache, daß Gleichung (5-7) nur in dem Fall gilt, in dem die wahren Residuen einer Normalverteilung nach Gauß folgen. Solange jedoch keine Kenntnis des Impulses der einzelnen Spuren zur Verfügung steht, also zu einer Residuenverteilung Spuren mit unterschiedlichen Impulsen beitragen, ist diese Voraussetzung nicht erfüllt.

Die Abbildung 5-4 zeigt dies an drei extremen Beispielen von Residuenverteilungen. Den Teilbildern a.) und c.) liegt jeweils eine Zählerebene aus der ersten und letzten Superlage zugrunde, um die dort merklichen Abweichungen von der erwarteten Normalverteilung zu zeigen. Der typische Fall ist in Teilbild b.) gezeigt.

Um trotzdem die Auflösung aus den Residuen zu bestimmen, wird die Spuranpassung für alle Treffer wiederholt, wobei der Treffer, dessen Abstand zur Spur im Residuum bestimmt werden soll, explizit von der Spuranpassung ausgeschlossen wird. In diesem Fall sind die Spurparameter unverzerrt durch den Treffer auf der Zählerebene, in der das Residuum bestimmt wird. In ähnlicher Weise arbeitet auch das System der schrittweisen, groben Alignierung, welches auch explizit die Treffer der zu alignierenden Ebene von der Spurrekonstruktion ausschließt.

Im unteren Bereich von Abbildung 5-4 sind die entsprechenden, unverzerrten Residuen für dieselben Zählerebenen und Daten dargestellt. Auch diese Abbildung zeigt, daß die Residuenverteilungen nicht einer Normalverteilung nach Gauß folgen. Im wesentlichen ergeben sich in den Verteilungen zwei Bereiche, einen Kern, der einen Verlauf entsprechend der Normalverteilung nach

Gauß zeigen sollte und einen Außenbereich, welcher davon deutlich abweicht. Einige mögliche Parametrisierungen für diese Verteilungen sind:

- Zunächst kann die gesamte Verteilung betrachtet werden. Die gesuchte effektive Auflösung ergibt sich dann aus der Varianz der Verteilung.
- In [52] und [40] wurden die Residuenverteilungen durch die Summation von zwei oder drei unterschiedlichen Gaußverteilungen beschrieben. Eine effektive Auflösung kann aus der Standardabweichung der Summe angegeben werden. Im Fall gleicher Mittelwerte gilt für diese nach Anhang 1, wenn σ_i die Standardabweichung und a_i den Anteil der Einzelverteilung i an der Gesamtverteilung bezeichnen:

$$\sigma = \sqrt{\sum_i a_i \sigma_i^2} \quad (5-99)$$

- Weitere, kompliziertere Parametrisierungen für die Beiträge außerhalb des Kerns der Verteilung sind möglich, erfordern jedoch mehr Aufwand, um die Anpassungen durchzuführen.
- Die Standardabweichung des Kerns der Verteilung kann mit den Mitteln der robusten Statistik bestimmt werden, wenn die übrigen Beiträge klein genug sind.

In Tabelle 5-1 sind für die in Abbildung 5-4 exemplarisch gezeigten unverzerrten Residuenverteilungen die resultierenden Parameter angegeben. Es zeigen sich zunächst, wie erwartet große Unterschiede in den bestimmten Breiten der Verteilung. Im Fall der Verwendung der einfachen Varianz ist zu beachten, daß hier nur Residuen berücksichtigt wurden, die in den Wertebereich des Histogramms fallen, welcher sich über den Bereich von $\pm 100 \mu\text{m}$ erstreckt. Es zeigt sich klar, daß die schwierige Anpassung an komplizierte Summen von Funktionen Resultate liefert, die recht gut mit denen des robusten Verfahrens übereinstimmen.

Verfahren:	Mittlere, effektive Auflösung [μm]		
	Ebene 10612	Ebene 30602	Ebene 60602
Varianz (auf $\pm 100 \mu\text{m}$ geschnitten)	30,5	19,0	34,7
Gaußverteilung	$28,3 \pm 0,4$	$17,5 \pm 0,1$	$34,0 \pm 1,3$
Summe aus zwei Gaußverteilungen	$27,8 \pm 0,4$	$17,0 \pm 0,1$	$37,3 \pm 1,0$
Gaußverteilung mit linearem Untergrund	$27,0 \pm 0,8$	$16,6 \pm 0,1$	$42,7 \pm 1,5$
Robust: Geschnittener Median	23,9	16,8	28,1

Tabelle 5-1: Mit den unterschiedlichen Verfahren bestimmte Breite der in Abbildung 5-4 gezeigten unverzerrten Residuenverteilungen. Im Fall der Anpassungen sind die dann zur Verfügung stehenden Fehler der angepaßten Parameter angegeben.

Für die Alignierung müssen die notwendigen Auflösungsbestimmungen vollautomatisch vorgenommen werden. Aus diesem Grund müssen die Verfahren den Kriterien der möglichst niedrigen Versagensrate und der Automatisierbarkeit genügen. Insbesondere sind Anpassungen an hochgradig nichtlineare Funktionen, wie dies die Überlagerung von einer oder mehreren Gaußverteilungen mit anderen Verteilungen darstellen, sehr schwer zu automatisieren. Meist scheitert die Anpassung an der ersten Schätzung der Parameter. In der Literatur gibt es Ansätze diese Probleme zu überwinden, sie erfordern jedoch einen großen Programmier- und Rechenaufwand [84], [85].

Aus diesem Grund wurde die robuste Methode für die Bestimmung der effektiven Auflösung aus der Breite der Residuen für die Implementierung der Alignierung gewählt. Diese Methode besteht in der Verwendung des Medians des Absolutbetrages der Abweichungen vom Median der Vertei-

lung. Um den Einfluß von extrem großen Residuen zu beschränken, werden nur Residuen betrachtet, deren Betrag kleiner als ein Schnittparameter ist. Als geeignet für den Schnittparameter erwies sich ein Wert von $\pm 150 \mu m$

Dieses Verfahren ist besonders sensitiv auf den Kern der Verteilung. Ein solches Verhalten ist jedoch gewünscht, da zur Durchführung der Alignierung nur Interesse an den Spuren und Treffern mit der höchsten Qualität besteht. Folglich wird die effektive Auflösung im Bereich des Kerns der Residuenverteilung bestimmt. Treffer, die zu große Residuen zu den Durchstoßpunkten der unverzerrten Spuren aufweisen, müssen dann von der weiteren Alignierung ausgeschlossen werden.

Die Abbildung 5-5 zeigt die automatisch bestimmte Auflösung aller Zählerebenen für Daten aus dem Datensatz 14577 nach erfolgter Alignierung. Zusätzlich ist jeweils eine Anpassung an die Funktion einer Normalverteilung nach Gauß mit linearem Untergrundanteil für alle Zählerebenen versucht worden. Die resultierenden Werte für die Breite mit ihren aus der Anpassung resultierenden, statistischen Fehlern sind ebenfalls gezeigt. Die Anpassung erfolgte im Bereich von $\pm 60 \mu m$. Die Abbildung zeigt klar, daß die Resultate beider Verfahren im Rahmen der bestimmten Fehler des Anpassungsverfahrens weitgehend übereinstimmen, wobei zu beachten ist, daß für das robuste Verfahren keine Fehler bestimmt wurden. Die vom Anpassungsverfahren bestimmten Breiten hängen sehr sensitiv von der Größe des Anpassungsbereiches ab. Daher sind die systematischen Fehler sicher größer als die angegebenen statistischen.

Einige Zählerebenen – insbesondere solche mit extrem schlechter Auflösung – zeigen jedoch deutliche Abweichungen oder ein völliges Versagen der Anpassung. Dies kann im Detail dann durch die dort vorliegenden Verteilungen der Residuen, die stark vom Verlauf der Normalverteilung nach Gauß abweichen, verstanden werden. Solche Verteilungen entstehen aufgrund von Rauschen und insbesondere von nicht identifizierten, „problematischen“ Auslesebausteinen.

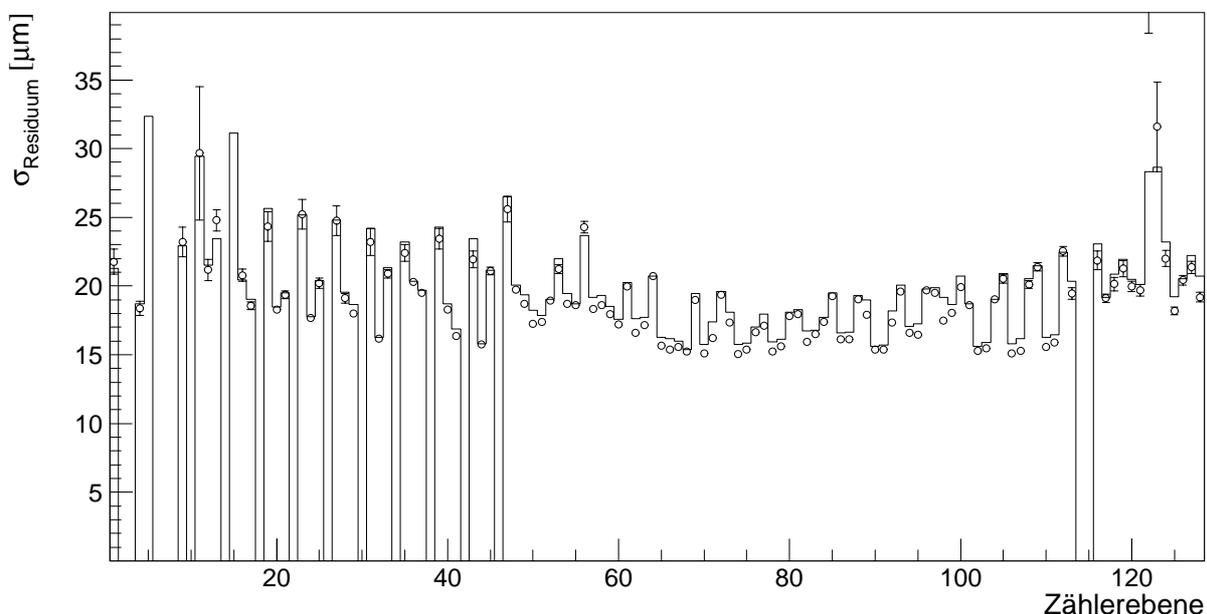


Abbildung 5-5: Automatisch bestimmte effektive Auflösungen der einzelnen Zählerebenen. Die automatisch bestimmten Werte sind als Histogramm gezeigt. Die Kreise mit Fehlerbalken bezeichnen die gemittelte Breite, die sich aus der Anpassung der Verteilungen an die Summe von zwei Normalverteilungen nach Gauß ergibt.

Die Abbildung zeigt weiterhin, daß die effektiven Auflösungen der einzelnen Zählerebenen variieren. Aus dem in der Abbildung gezeigten Beispiel ergibt sich ein Bereich von etwa $15 - 30 \mu\text{m}$. In Abschnitt 2.3.2 wurde bei der Vorstellung der Spurrekonstruktionssysteme betont, daß das HOLMES Programmpaket nur eine globale effektive Einzeltrefferauflösung benutzt. Nach den hier gezeigten Untersuchungen erscheint es sinnvoll mit individuellen Auflösungen zu arbeiten, da sich diese um bis zu einem Faktor zwei unterscheiden können.

Auch die Bestimmung der Residuen mit Hilfe der unverzerrten Spuren unterliegt noch Problemen, da der Durchstoßpunkt der Spur in der Zählerebene des zu untersuchenden Treffers einen Fehler aufweist, der ebenfalls von der geometrischen Anordnung der zur Spurrekonstruktion beitragenden Zählerebenen abhängt.

Strenggenommen kann auch dieser Fehler mit Gleichung (5-7) nur für den Fall bestimmt werden, in dem alle Fehler einer Normalverteilung nach Gauß entstammen. Da dies jedoch hier nicht zutrifft, ist dieser Fehler nur schwer zugänglich.

In Zukunft können also eventuell noch Verbesserungen entweder durch die Einbeziehung von Impulsinformationen oder durch Bestimmung der Spurparameter mit robusten Methoden erreicht werden. Für die hier untersuchten Probleme der Alignierung erweisen sich die bisher vorgestellten Techniken als hinreichend.

5.3.2 Verwendung von strenger werdenden Auflösungschnitten

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, wie sich die effektive Auflösung einer Zählerebene vollautomatisch bestimmen läßt. Da zudem keine Verfahren zur robusten Spuranpassung zur Verfügung stehen, läßt sich das Vorhandensein von Schätzungen für die effektiven Auflösungen dafür benutzen, im Laufe der Alignierung extrem strenge Schnitte auf die Residuen anzuwenden. Die zur Realisierung eines derartigen Vorgehens notwendigen Randbedingungen sollen nun beschrieben werden.

Da zur effektiven Auflösung und zu den Residuen selbstverständlich auch die Alignierungsparameter beitragen, sind Schnitte auf individuelle Residuen sehr gefährlich. Das Problem besteht darin, daß eventuell richtige Zuordnungen von Treffern zu Spuren aufgrund von zu großen Residuen verworfen werden und somit in Folge falsche Alignierungskorrekturen berechnet werden.

Die Kernidee des Verfahrens besteht darin, die bereits in Abschnitt 5.1.1 erwähnten Iterationen, die wegen der Nichtlinearität des Alignierungsproblems notwendig sind, auszudehnen. Dies bedeutet, daß nach erkannter Konvergenz der Alignierung eines Spurensamples jeweils strengere Schnitte auf die Residuen angewandt werden. Dieses Vorgehen geht auf einen Vorschlag in [76] zurück, wobei dort jedoch primär lineare Alignierungsprobleme besprochen werden.

Den Iterationen der Alignierung werden somit zusätzliche Iterationen überlagert. In jeder Iteration wird eine Spur nur akzeptiert, wenn für alle Residuen r in der i . Iteration gilt:

$$r = |u_{\text{Treffers}} - u_{\text{Spur}}| \leq {}^i s = {}^i f \cdot {}^i \sigma_j \quad (5-100)$$

Der Parameter ${}^i \sigma_j$ bezeichnet hier die effektive Auflösung der einzelnen Zählerebene j in der Iteration i . Vor jeder Iteration wird der Wert des Toleranzfaktors ${}^i f$ festgelegt und die effektive Auflösung aller Zählerebenen bestimmt. Danach werden alle Spuren verworfen, welche die Bedingung von Gleichung (5-100) nicht erfüllen. Der Wert des Toleranzfaktors wird zunächst sehr groß gewählt, und im Laufe der Iterationen in folgender, nichtlinearer Weise verkleinert:

$${}^i f = \sqrt{{}^{i-1} f} \quad (5-101)$$

Um noch eine sinnvolle Zahl von Spuren zu behalten, werden nur 4 Iterationen durchgeführt. Die benutzten Werte für den Toleranzfaktor sind in Tabelle 5-2 zusammengestellt.

Iteration	Toleranzfaktor
1	100,00
2	10,00
3	3,16
4	1,78

Tabelle 5-2: Die Werte der Toleranzfaktoren für unverzerrte Spurresiduen in den einzelnen Iterationen.

Mit diesen Toleranzfaktoren für die vier Iterationen ergibt sich eine mit fortschreitender Iteration sinkende Spurzahl. Ein solches Verhalten ist erwartet und erwünscht, da Teilchen mit niedrigem Impuls stärker gestreut werden und so zu großen Residuen führen. Durch die Schnitte werden also Teilchen mit hohem Impuls, die daher zu relativ kleinen Residuen führen bevorzugt.

Das Vorhandensein von Spuren mit niedrigem Impuls in den Daten zeigt sich in Abbildung 5-6, wo der Vergleich der resultierenden Spurzahlen in Abhängigkeit von der Iterationsnummer für Daten und Simulation zusammengestellt ist. Die in Abschnitt 5.5.1 beschriebene einfache Simulation, die keine Vielfachstreuung berücksichtigt, erlaubt den Vergleich der Daten mit der idealisierten Situation. Die Spurzahlen in Daten und Simulation weichen im Lauf der Iterationen deutlich von einander ab. Diese, zunächst zunehmende Abweichung, wird mit der vierten Iteration wieder geringer. Das zeigt den nicht gauß'schen Verlauf der Verteilung der Residuen in den Daten an. Zudem zeigt die abnehmende Differenz in der vierten Iteration, daß durch die Schnitte in den Daten tatsächlich Spuren guter Qualität selektieren.

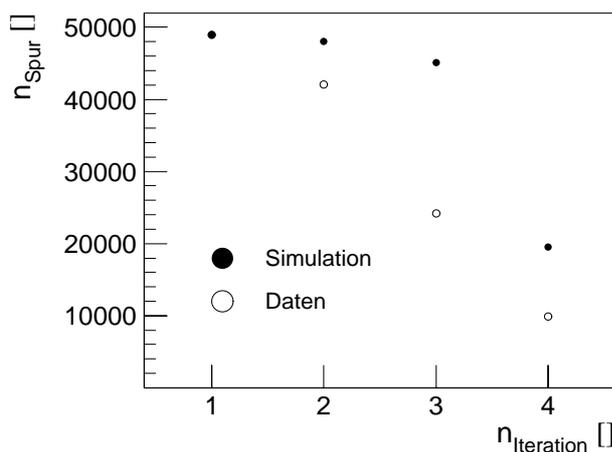


Abbildung 5-6: Zahl der akzeptierten Spuren während der einzelnen Iterationen für Daten und simulierte Spuren. Es wurde für die Iterationen jeweils ein Schnitt auf die unverzerrten Residuen von 100, 10, 3,16 und 1,75 vorgenommen.

In Abbildung 5-7 und Abbildung 5-8 sind für Daten die Verteilungen aller Residuen für das Ausgangsensemble von Spuren sowie nach Anwendung der vier in Tabelle 5-2 gezeigten Schnitte dargestellt. Im betrachteten Bereich der Verteilungen von $\pm 50 \mu\text{m}$ ist, für die in Abbildung 5-7 gezeigten ersten drei Fälle eine Parametrisierung der Verteilungen durch die Überlagerung von zwei Gaußfunktionen nötig, um die Daten zu beschreiben. Im Fall der beiden strengsten Schnitte ist eine Parametrisierung durch eine Gaußfunktion mit konstantem Untergrundterm ausreichend, um die resultierenden Verteilungen zu beschreiben. Die Form dieser Verteilungen kommt einer reinen Gaußverteilung bereits so nah, daß es sich als kaum möglich erweist, hier mit der Überlagerung von zwei Gaußfunktionen zu arbeiten. Die resultierenden Breiten sind in Tabelle 5-3 zusammengestellt. Hier sind, sowohl die resultierenden Einzelbreiten, als auch für die ersten drei Anpassungen die nach Gleichung (5-99) bestimmten effektiven Breiten aufgeführt. Es ist klar zu erkennen, daß die Anpassungen für alle Verteilungen einen Kernbereich mit einer Breite von etwa $14 \mu\text{m}$ finden. Dies ist die Breite, die auch die Residuenverteilung besitzt, die sich unter Benutzung des strengsten Schnittes ergibt.

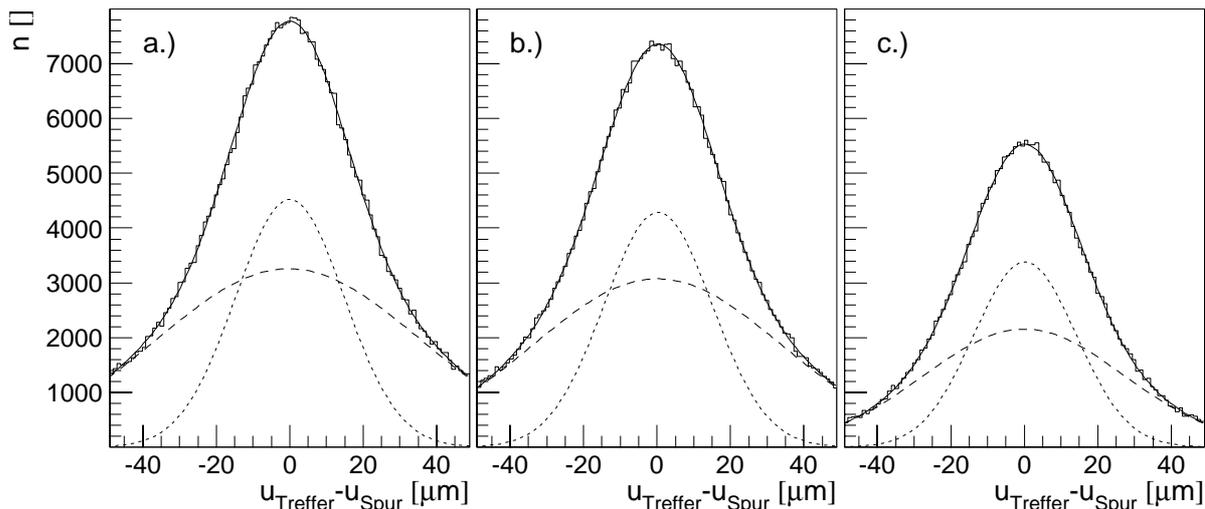


Abbildung 5-7: Die Verteilung aller Residuen für die drei schwachen Schnitte auf die Spurqualität in den Daten. Die in Teilbild a. gezeigte Verteilung ist ungeschnitten, die Teilbilder b. und c. zeigen die bei Verwendung der Toleranzfaktoren 100 und 10 resultierenden Verteilungen. An die Verteilungen wurde die Summe von zwei Normalverteilungen nach Gauß angepasst. Die angepasste Summenfunktion, sowie die Einzelfunktionen sind jeweils dargestellt.

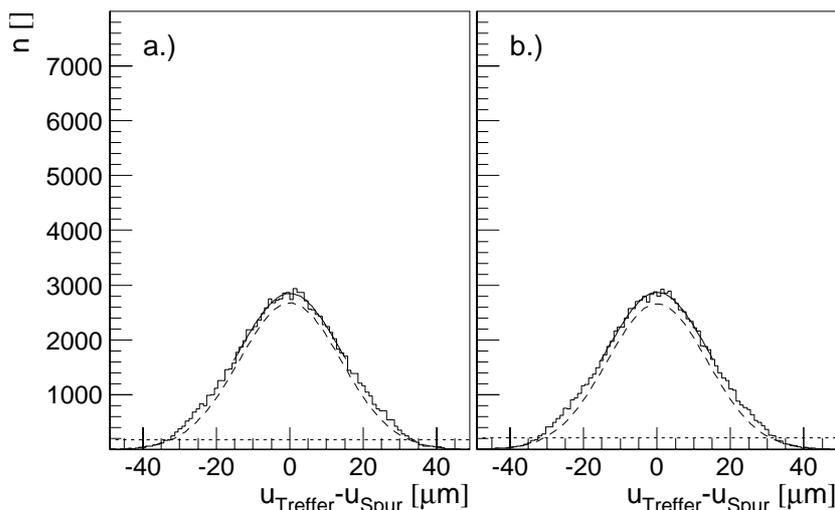


Abbildung 5-8: Die Verteilung aller Residuen für die beiden strengen Schnitte auf die Spurqualität. Dargestellt in den Teilbildern a. und b. sind die resultierenden Verteilungen für die Toleranzparameter 3,16 und 1,75. Zur Parametrisierung der Verteilungen wurde die Summe aus einer Normalverteilung nach Gauß und einer konstanten Funktion verwendet. Die angepasste Summe, sowie die Einzelfunktionen sind jeweils dargestellt.

Toleranzfaktor	σ_1 [μm]	σ_2 [μm]	σ_t [μm]
∞	$14,8 \pm 0,3$	$35,7 \pm 1,0$	$25,85 \pm 0,04$
100,00	$14,7 \pm 0,2$	$33,9 \pm 0,9$	$24,69 \pm 0,04$
10,00	$14,0 \pm 0,2$	$27,3 \pm 0,5$	$20,24 \pm 0,04$
3,16			$13,7 \pm 0,6$
1,75			$13,7 \pm 0,3$

Tabelle 5-3: Breiten der angepassten Funktionen der in Abbildung 5-7 und Abbildung 5-8 dargestellten Residuenverteilungen.

Mit den Verfahren der strenger werdenden Schnitte auf die unverzerrten Residuen kann, ohne daß für jede Spur eine Impulsmessung zur Verfügung steht, eine Alignierung mit Spuren sehr hoher Qualität vorgenommen werden. Dies zeigt die Abbildung 5-9 in sehr deutlicher Weise. Hier ist die Verteilung der unverzerrten Residuen aller Spuren gezeigt, die mit der Verteilung der Residuen überlagert ist, die sich ergibt, wenn der strengste Schnitt verwendet wird. Dieser Schnitt erlaubt ein maximales, unverzerrtes Residuum vom 1,75fachen der mit dem robusten Verfahren bestimmten Auflösung der beteiligten Zählerebene. Es ist zu erkennen, daß die Verteilung der geschnittenen Residuen dem Verlauf einer Normalverteilung nach Gauß folgt, während dies für die ungeschnittenen Residuen nicht gilt.

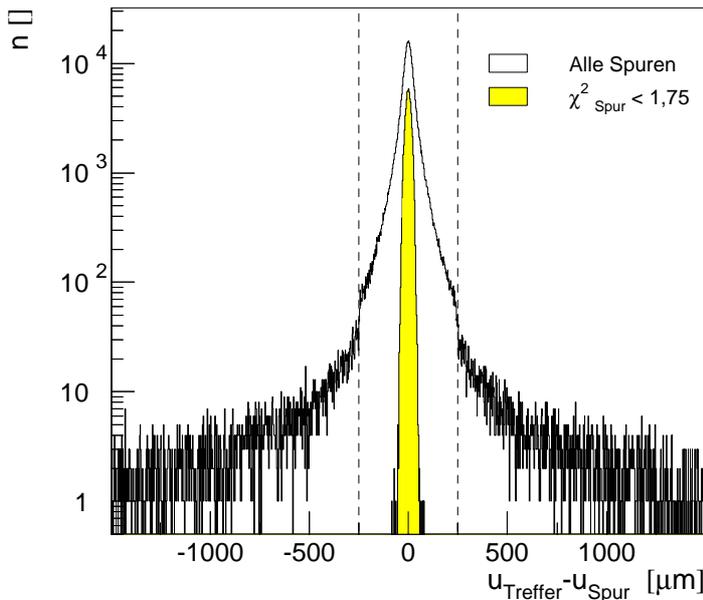


Abbildung 5-9: Verteilung aller Residuen ohne Schnitte und nach Anwendung des strengsten Schnittkriteriums. Durch die Linien ist die Größe des Suchfensters der Spurrekonstruktion angedeutet.

Nach Tabelle 5-3 resultiert aus den hier gezeigten Messungen somit für die effektive Einzelspurauflösung:

$$\sigma_E \cong 14 \mu\text{m} \quad (5-102)$$

Das vorgestellte System erlaubt also nicht nur die für die Alignierung benötigten effektiven Auflösungen der individuellen Zählerebenen zu bestimmen, sondern auch Schnitte vorzunehmen, die ohne Impulsmessung einzelner Spuren Eingangsdaten von hoher Qualität für die Alignierung zur Verfügung stellen. Das zur Bestimmung der effektiven Auflösung angegebene Verfahren benutzt die Techniken der robusten Statistik, wobei hier bewußt eine einfache Rechenvorschrift zum Einsatz kommt, um die Zuverlässigkeit des Systems sicherzustellen. Die damit erhaltenen Resultate erweisen sich als ausreichend für den Zweck der Alignierung. Im nun folgenden Abschnitt wird die Integration des hier gezeigten, wichtigen Verfahrens in das Gesamtsystem der Alignierung vorgestellt.

5.4 Implementierung des Algorithmus

Nachdem in den drei vorangegangenen Abschnitten zunächst die mathematischen Grundlagen dargestellt wurden, außerdem die Behandlung von unmeßbaren Parametern betrachtet wurde und Methoden zur Bestimmung der benötigten effektiven Einzeltrefferauflösung angegeben wurden, die für den Ansatz nach kleinsten Quadraten benötigt werden, soll hier die Implementierung des vollen Systems zur Alignierung gezeigt werden. Die im System verwendeten Schnitte auf die Da-

ten werden zusammengestellt und deren Auswirkungen analysiert, soweit dies nicht in vorigen Abschnitten bereits erfolgt ist.

5.4.1 Der Algorithmus zur Alignierung

Die Implementierung des Algorithmus zur Alignierung erfolgte in Form eines eigenständigen Rechnerprogramms. Im Folgenden werden die einzelnen Bearbeitungsschritte des Systems zunächst aufgeführt und danach diskutiert. Eine Zusammenfassung in Form eines Fließschemas zeigt die Abbildung 5-10. Der Algorithmus besteht aus drei ineinander geschachtelten Schleifen, in denen die nötigen Iterationen durchgeführt werden. Die Spur/Trefferzuordnung erfolgt nur in der äußeren Schleife. In der nächsten Schleife sind die immer strengeren Schnitte auf die Residuen realisiert. In der innersten Schleife wird die in Abschnitt 5.1.4 beschriebene iterative Alignierung unter Benutzung des Verfahrens von Blobel durchgeführt.

Die Präzisionsalignierung erfordert zunächst eine Zuordnung der Treffer zu Spuren. Im Rahmen dieses Schrittes erfolgt auch eine Spuranpassung, deren Ergebnisse für das weitere Vorgehen nicht verwendet werden, es wird nur die Zuordnung von Treffern zu einer Spur verwendet.

Es wird intern eine lineare Liste von Vektoren, die sich aus Trefferkoordinate und einem Index für die Zählerebene zusammensetzen, geführt. Im Rahmen dieser Trefferliste geht die Zuordnung von Spuren zu Ereignissen vollständig verloren, es werden nur Spuren betrachtet. Die gesamte Liste kann somit auch als ein „Superereignis“ aufgefaßt werden. In der Trefferliste werden die einzelnen Spuren dadurch unterschieden, daß der letzte zu einer Spur gehörende Treffer einen negativen Index besitzt. Der Vorteil dieser Technik besteht im hochkompakten Datenformat. Die Trefferliste läßt sich zudem auf Massenspeicher bringen. Damit ist es möglich, mehrere Eingabequellen für den Algorithmus der Alignierung zu nutzen:

- Das Spurrekonstruktionsprogramm HOLMES
- Treffer von Spuren, die mit dem Rekonstruktionsprogramm ARTE zugeordnet wurden.
- Simulierte Spuren

Im Fall der routinemäßigen Alignierung wird das Programmpaket HOLMES zur Zuordnung von Treffern zu Spuren verwendet, die Trefferliste wird dann auch nur im Arbeitsspeicher des Rechners gehalten. In diesem Fall wird die Kombination von Trefferzuordnung und Alignierung so lange iteriert, bis von der Alignierung nur noch Korrekturen gefunden werden, die wesentlich kleiner als ihre statistischen Fehler sind. Drei Iterationen erwiesen sich dazu in der Praxis des routinemäßigen Alignierens als ausreichend. Da hier die Änderung der Zuordnung von Treffern zu Spuren in jedem Iterationsschritt verändert wird, ist es nicht möglich, den Wert einer C-Funktion als Abbruchkriterium zu benutzen.

Die vier nötigen Iterationen, durch die das im vorigen Abschnitt vorgestellte System von immer strengeren Schnitten auf die Residuen realisiert wird, werden in der nächsten Schleife durchgeführt. Zu Beginn müssen also die Auflösungen bestimmt werden und die Schnitte angewandt werden. Aus den in der Trefferliste enthaltenen Daten werden dazu die effektiven Auflösungen mit der im vorigen Abschnitt vorgestellten Methode bestimmt. Dazu werden zuerst unverzerrte Residuen berechnet, die robust bestimmte Breite der resultierenden Verteilungen wird dann als Maß für die effektive Auflösung der einzelnen Ebenen benutzt. Danach werden alle Spuren verworfen, die Treffer enthalten, deren unverzerrte Spurresiduen die Bedingung von Gleichung (5-100) nicht erfüllen. Diese Bedingung besagt, daß das jeweilige Residuum kleiner als die um den jeweiligen Toleranzfaktor vergrößerte effektive Auflösung der Zählerebene sein muß. Bei der Realisierung wurde hier noch ausgenutzt, daß die unverzerrten Residuen, deren Berechnung recht zeitaufwendig ist, schon für die Bestimmung der Auflösung berechnet wurden. Dazu werden diese

Residuen alle zwischengespeichert und ihre Werte nach der Auflösungsberechnung bei der Anwendung des Schnittes wieder verwendet.

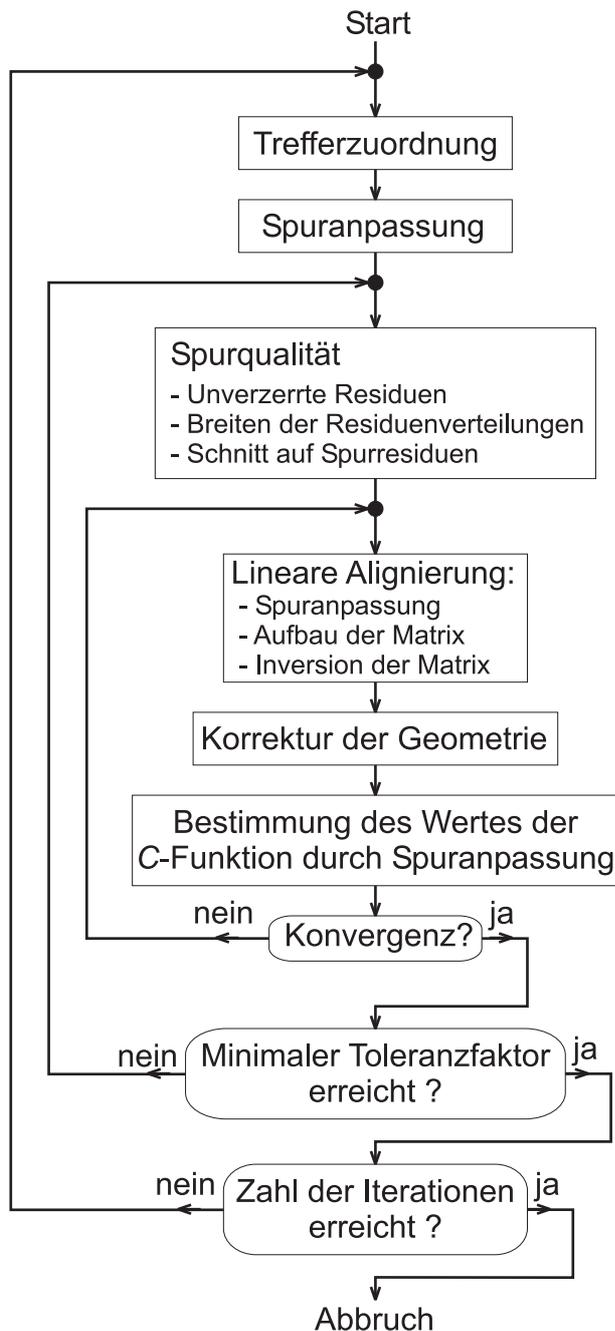


Abbildung 5-10: Fließschema des Algorithmus zur Präzisionsalignierung. Dargestellt sind alle wesentlichen Schritte des Programmes.

In der innersten Schleife werden dann mit dem linearen, Blobel'schen Verfahren Korrekturen für die Alignierungsparameter bestimmt. Nachdem zuvor die Spur / Trefferzuordnung erfolgt ist und die effektiven Auflösungen der Zählerebenen bestimmt wurden, kann nun der in Abschnitt 5.1.4 beschriebene Formalismus zur Bestimmung der Korrekturen verwendet werden. In jeder Iteration werden die Korrekturen nach ihrer Bestimmung auf die Geometrie angewandt. Danach wird eine erneute Anpassung aller Spuren im Ensemble vorgenommen. Erst aus deren Residuen wird analog zu Gleichung (5-53) die zur Konvergenzbeurteilung verwendete C-Funktion bestimmt:

$$C = \sum_{i,j} \frac{(u_{i,j} - \vec{p}_j^T \cdot \vec{t}_i)^2}{\sigma_j^2} \quad (5-103)$$

In der Gleichung läuft der Index i über alle Spuren, der Index j über alle Treffer der jeweiligen Spur. Mit $u_{i,j}$ ist also der Treffer j auf der Zählerebene mit der effektiven Auflösung σ_j und dem Projektor \vec{p}_j bezeichnet, welcher der Spur i mit den Spurparametern \vec{t}_i zugeordnet ist. Als sinnvolles Abbruchkriterium für die Iterationen stellte sich die folgende Bedingung heraus:

$$|\Delta C| \leq 0,002 \quad (5-104)$$

Bei typischen Werten der C -Funktion von 250000 entspricht dies einer extrem kleinen Änderung der C -Funktion, der schon im Grenzbereich der relativen, numerischen Genauigkeit des verwendeten Rechners von $2 \cdot 10^{-4}$ liegt [50].

Das hier beschriebene System zur Alignierung wurde direkt nach seiner Fertigstellung und Qualifizierung durch die in den folgenden Abschnitten vorgestellten Methoden für die routinemäßige Alignierung verwendet. Hier wurden dann typischerweise Spurdatensätze mit 20000 Spuren verwendet, denen zufallsgetriggerte Ereignisse zugrunde liegen. Die Verwendung der zufallsgetriggerten Ereignisse erscheint nötig, da Spuren im Vertexdetektor zur Triggerentscheidung in der zweiten Stufe des Triggersystems beitragen. Durch die ausschließliche Verwendung von Zufalls-triggerern soll eine mögliche Verzerrung der Geometrien durch die Triggerbedingung vermieden werden [86].

Die mit diesem Rechenprogramm erhaltenen Resultate werden im nächsten Abschnitt diskutiert und insbesondere auch mit den Ergebnissen verglichen, die sich bei der Verwendung von simulierten Spuren ergeben. Zunächst sollen jedoch noch einmal die verwendeten Schnitte zusammengestellt und diskutiert werden.

Zuletzt soll noch eine Bemerkung zur Verwendung von individuellen, effektiven Einzelspurauflösungen der Zählerebenen und den strenger werdenden Schnitten erfolgen:

Die effektiven Einzeltrefferauflösungen werden aus den jeweils vorliegenden Daten im Verlauf der Iterationen bestimmt. Zudem werden die maximal zulässigen Residuen verkleinert. Dies ist in diesem Fall physikalisch dadurch motiviert, daß keine Impulsmessung zur Verfügung steht und daher keine Impulsschnitte verwendet werden können. Die ausschließliche Verwendung kleiner Residuen in den ersten Iterationen der Alignierung birgt die Gefahr, daß einzelne, schlecht alignierte Regionen des Detektors nicht durch gemeinsame Spuren mit den übrigen Detektorteilen verbunden werden, da die Treffer der gemeinsamen Spuren aufgrund der zu großen Residuen für die Alignierung verworfen werden. Der Blick auf das Gesamtsystem zeigt, daß im Laufe der Iterationen die effektiven Auflösungen an die verbesserte Alignierung angepaßt werden. Im Grunde stellt dieses System – wie auch der zugrunde liegende Vorschlag in [76] – ein Verfahren dar, das es erlaubt, die Residuenverteilungen, die wegen der fehlenden Impulsmessung nicht einer Normalverteilung nach Gauß folgen, mit einem mathematischen Verfahren zu bearbeiten, das eigentlich nur für Residuen gilt, die aus einer Normalverteilung entstammen. Die Schnitte machen das Verfahren also robust im Sinne der Definition der robusten Statistik. Hier kann jedoch die Begründung des Vorgehens physikalisch motiviert werden.

In Anhang A2.5 ist exemplarisch die robuste Anpassung von Geraden an die in Abschnitt 4.1.3 vorgestellten Korrelationshistogramme diskutiert. Dort wird eine identische Behandlungsweise der Datenpunkte verwendet.

Bei dem System der Präzisionsalignierung bekommt in ähnlicher Weise ein im Laufe der Iterationen verworfener Datenpunkt in der Anpassung das Gewicht Null. Zudem bekommen die Messungen von unterschiedlichen Zählerebenen durch die Bestimmung und Festlegung der individuellen Einzeltrefferauflösungen in dem durch Gleichung (5-39) beschriebenen linearen Zusammenhang von Messungen, Fehlern und gesuchten Parametern ein individuelles Gewicht.

5.4.2 Verwendete Schnitte

Um die Möglichkeiten und Grenzen des Programms zu verstehen, ist es nötig, alle verwendeten Schnitte zu betrachten. Das Programm zur Alignierung enthält als wirksame Schnitte nur jene auf die unverzerrten Residuen, die verwendet werden, um iterativ zu immer besseren Spurqualitäten zu gelangen. Entscheidend sind somit die Schnitte, die vom Spurrekonstruktionssystem verwendet werden.

Die im Spurrekonstruktionssystem angewandten Schnitte sind zunächst jene, die in Abschnitt 4.2 vorgestellt wurden, die eine hohe Datenqualität auf der Basis von Einzelereignissen sicherstellen sollen. Insbesondere gehört dazu der Schnitt auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der einzelne Treffer nur akzeptiert, wenn dieses Verhältnis größer ist als zehn.

Weiterhin ist im Fall der Verwendung des HOLMES Programmpaketes die Größe des Suchfensters der entscheidende Parameter. Dieses Suchfenster legt den Bereich um den extrapolierten Spurdurchstoßpunkt in einer Zählerebene fest, in der ein Treffer rekonstruiert worden sein muß, wenn er zur Spur assoziiert werden soll. Die Größe dieses Fensters wird in Einheiten der verwendeten, globalen Einzetrefferauflösung angegeben. Da die Ergebnisse der Spuranpassung und insbesondere die bestimmten Fehler der Spurparameter nicht interessieren, braucht die Trennung in Einzelspurauflösung und Fenstergröße nicht vorgenommen zu werden. Entscheidend ist allein die Größe des Fensters.

Die Größe des Suchfensters hat einen starken Einfluß auf die Verteilung aller unverzerrten Residuen. Dies ergibt sich daraus, daß nur eine Fenstergröße für alle Zählerebenen benutzt wird, zudem die Treffer auf der betrachteten Ebene vor Projektion der Spur noch keinen Einfluß auf die Spurparameter und damit das zu prüfende Residuuum hatten. Die Abbildung 5-11 zeigt die resultierenden Verteilungen der unverzerrten Residuen für einige Größen des Suchfensters. Es ergeben sich zwei wichtige Feststellungen: Zum einen ist kaum eine Veränderung der Breite des Kerns der Verteilung erkennbar, zum anderen sind die Außenbereiche der Verteilungen mit steigender Suchfenstergröße immer stärker betont. Außerdem ist für die Suchfenstergrößen von 250 und 500 μm kaum eine Veränderung der Breite erkennbar. Die Tatsache, daß die Kerne der Verteilungen alle nahezu gleiche Breiten aufweisen, läßt darauf schließen, daß die Rekonstruktion der zu diesen Residuen beitragenden Spuren mit hohem Impuls fast unabhängig von der Größe des Suchfensters erfolgt.

Die Größe des Suchbereiches ist aus einem anderen Grund noch ein sehr kritischer Parameter der Alignierung: Wenn eine Zählerebene um einen Betrag fehlaligniert ist, der größer ist als die Größe des Suchfensters, dann können keine Spuren rekonstruiert werden, die physikalische Treffer aufweisen, die sowohl auf der betroffenen Zählerebene als auch auf den übrigen Zählerebenen rekonstruiert wurden. Die Korrektur eines solchen Fehlers ist im Rahmen der Präzisionsalignierung mit Spuren nicht möglich. Dies ist auch der Hauptgrund, weshalb die in Kapitel 3 beschriebenen Techniken zur groben Alignierung vor dem Einsatz des Systems zur Präzisionsalignierung benutzt werden müssen.

Die Abbildung 5-11 belegt auch, daß der sinnvolle Wertebereich für die Größe des Suchfensters durch die dort zugrunde liegenden Parameter weitgehend abgedeckt wird. Dies wird deutlich an der Tatsache, daß für das kleinste Suchfenster mit einer Größe von 60 μm eine Unstetigkeit in der Verteilung bei diesem Wert zu erkennen ist. Es wird also offensichtlich in die Verteilung geschnitten. Auf der anderen Seite erscheinen größere Suchfenster als 250 μm nicht sinnvoll, da sich die Verteilungen für 250 und 500 μm kaum noch unterscheiden.

Im Routineeinsatz wurde die schon in [44] angegebene Größe des Suchbereiches von 200 μm verwendet, die sich auch während der späteren Optimierung des Systems als geeignet herausstellte [87]. Dieser Wert für die Größe des Suchfensters entspricht auch der angestrebten Genauigkeit der Methoden des groben Alignments. Dies stellt somit sicher, daß der Präzisionsalignierung Spu-

ren von physikalischen Treffern zur Verfügung stehen. Für die routinemäßige Alignierung wurde eine Größe des Suchfensters von $245 \mu\text{m}$ gewählt.

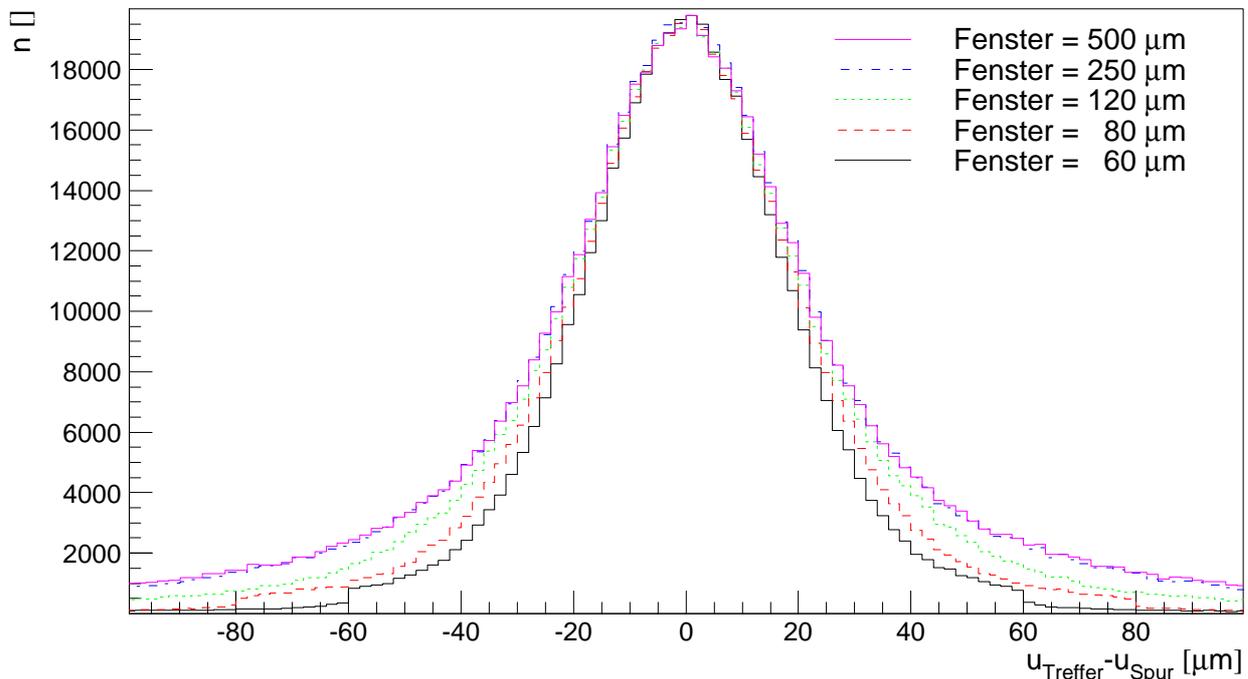


Abbildung 5-11: Die Verteilungen aller unverzerrten Residuen für unterschiedliche Größen des bei der Spurrekonstruktion verwendeten Suchfensters. Die Verteilungen wurden auf ein einheitliches Maximum normiert.

Einen weiteren Schnitt stellt der sogenannte Isolationsschnitt dar. Dieser wird angewendet, um die in Abschnitt 5.1.1 geschilderten Probleme zu mildern, die entstehen wenn, wie im vorliegenden Fall Iterationen über das Spurrekonstruktionssystem ausgeführt werden. Der Isolationsschnitt fordert, daß sich in einem Bereich bestimmter Größe um einen Treffer, der zu einer Spur assoziiert ist, kein weiterer Treffer befindet. Damit kann nicht nur die Wahrscheinlichkeit von Fehlzuordnungen vermieden werden, sondern insbesondere auch der Fall vermieden werden, indem die Zuordnung von zwei benachbarten Treffern zu einer Spur von Iteration zu Iteration verändert wird, während nur kleine Korrekturen an der Position der Ebene erfolgen.

Spuren, deren Treffer alle dem Kriterium eines großen Isolationsschnittes genügen, sind seltener, als solche, die den Anforderungen eines kleinen Isolationsschnittes genügen. In Abbildung 5-12 ist der prozentuale Anteil der akzeptierten Spuren in Abhängigkeit vom verwendeten Isolationsschnitt für drei verschiedene Werte der Größe des Suchfensters gezeigt.

Eine merkliche Reduktion der Spurzahlgibt sich erst ab einem Wert für den Isolationsschnitt von $150 \mu\text{m}$. Dies ist damit zu erklären, daß das Trefferrekonstruktionssystem MARVIN mindestens einen Abstand von einem Streifen zwischen zwei Clustern fordert. Ab einem Wert von $250 \mu\text{m}$ nimmt der prozentuale Anteil der akzeptierten Spuren etwa linear mit zunehmender Größe des Isolationsschnittes ab, um bei einer Größe des Isolationsschnittes von einem Millimeter den Wert von 65% zu erreichen. Außerdem zeigen sich nur marginale Unterschiede für die Verwendung von unterschiedlichen Suchfenstergrößen.

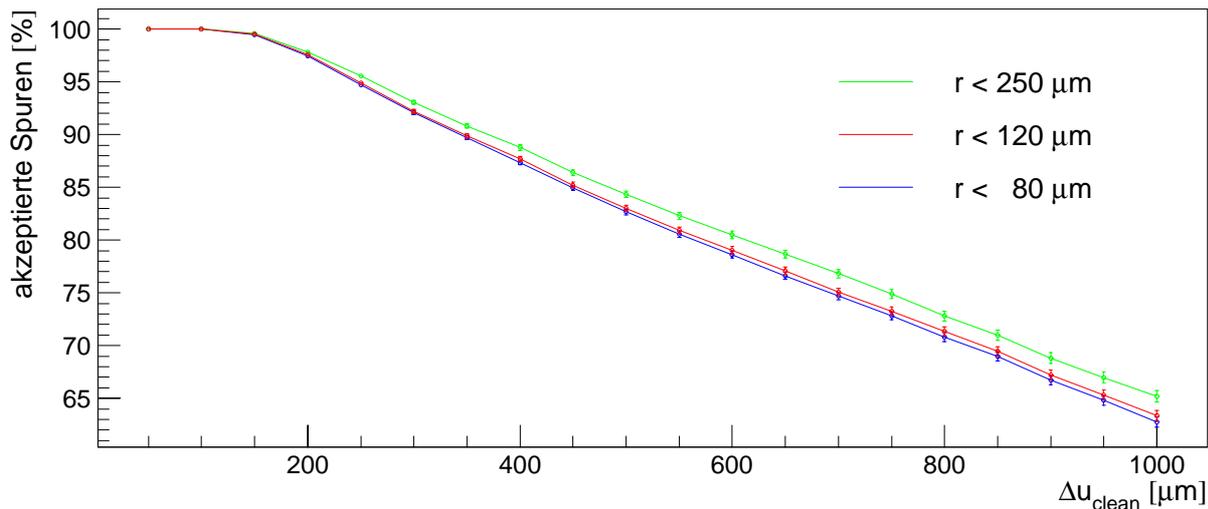


Abbildung 5-12: Anteil der akzeptierten Spuren an der Gesamtzahl aller rekonstruierten Spuren in Abhängigkeit des Isolationsschnittes für drei verschiedene Größen des Suchfensters in der Spurrekonstruktion.

Für das System der Alignierung wird ein Wert von $750 \mu\text{m}$ für die Größe des Isolationsschnittes benutzt, der somit etwa dem dreifachen der Größe des Suchfensters des Spurrekonstruktionsprogrammes entspricht. Weiterhin werden alle Spuren verworfen, denen mindestens ein Treffer zugeordnet ist, der die Bedingung des Isolationsschnittes nicht erfüllt.

Die Schnitte und Parameter für die routinemäßige Verwendung des Alignierungssystems sind in Tabelle 5-4 noch einmal zusammengestellt.

Wechselwirkungsrate	5 MHz
Trigger	Zufall
Zahl der Ereignisse	10000
Spurrekonstruktionsalgorithmus	HOLMES
Suchfenstersgröße, Spurrekonstruktion	$245 \mu\text{m}$
Isolationsschnitt	$750 \mu\text{m}$
Zahl der Iterationen mit Spurrekonstruktion	3
Spurzahl Beginn	20000
Spurzahl Ende	5000

Tabelle 5-4: Parameter für die routinemäßige Präzisionsalignierung und resultierende Kenngrößen.

Neben den Maßnahmen zur Qualitätssicherung der Spuren sowohl auf Ereignisbasis, als auch auf Spurbasis sind also zwei Schnitte entscheidend für die Alignierung, die beide außerhalb des Alignierungssystems liegen. Mit der erfolgten Diskussion dieser Schnitte ist die Vorstellung des Systems abgeschlossen. Im weiteren Verlauf des Kapitels wird nun sein Verhalten zunächst im Rahmen von Simulationen und dann bei der Verwendung von Meßdaten gezeigt.

5.5 Prüfung des Alignierungsprozesses

Allen im Verlauf der vorliegenden Arbeit untersuchten Alignierungssystemen ist gemeinsam, daß diese kleine Korrekturen der Geometrieparameter finden, während die wahre Geometrie jedoch

nicht bekannt ist. Ein Vergleich der jeweiligen Geometriedatensätze ist dann zumindest sehr schwer. Um das Alignierungssystem zu entwickeln und zu prüfen wurden daher zwei verschiedene Simulationen entwickelt und eingesetzt. Wesentlich war hier eine einfache Simulation, die zum schnellen Testen der Programme während der Entwicklung eingesetzt wurde.

Da die Behandlung von Fehlfunktionen und lokal konzentriertem Rauschen mit allen Simulationssystemen schwierig ist, wird in der Folge eine Methode vorgestellt, die es erlaubt durch eine Pseudosimulation die Konsistenz der vom System bestimmten Fehler unter Benutzung von realen Daten abzuschätzen.

5.5.1 Die einfache Simulation

Um Simulationen und Tests sehr einfach und schnell durchführen zu können, wurde ein Programm entwickelt, das gerade Spuren durch den Vertexdetektor simuliert. Dabei werden nur geometrische Effekte berücksichtigt. Dies bedeutet, daß die Spurparameter durch Pseudozufallszahlen ermittelt werden und die so simulierten Spuren auf alle Zählerebenen projiziert werden. Ein Treffer wird dann auf der jeweiligen Zählerebene als erkannt angesehen, wenn sich die Durchstoßkoordinate auf der als rechteckig angesehenen, aktiven Fläche befindet. Es werden die Durchstoßkoordinaten und die Indizes der Zählerebenen in einer Trefferliste gespeichert. Im Rahmen dieser Simulation wird also keine Spurerkennung durchgeführt. Damit entfallen auch die Schritte auf Einzelereignisdatenqualität und Isolation eines Treffers auf der Zählerebene.

Zur Simulation der weiteren Effekte werden durch eine Verschmierung der jeweiligen Durchstoßkoordinate mit einer Zufallszahl parametrisiert, die einer zentrierten Normalverteilung nach Gauß bei vorgegebener Varianz entstammt.

Um möglichst vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, wurde der Ort der Wechselwirkungen aus den Daten bestimmt. In Abbildung 5-13 sind die resultierende Verteilungen und die Parameter der Anpassung gezeigt.

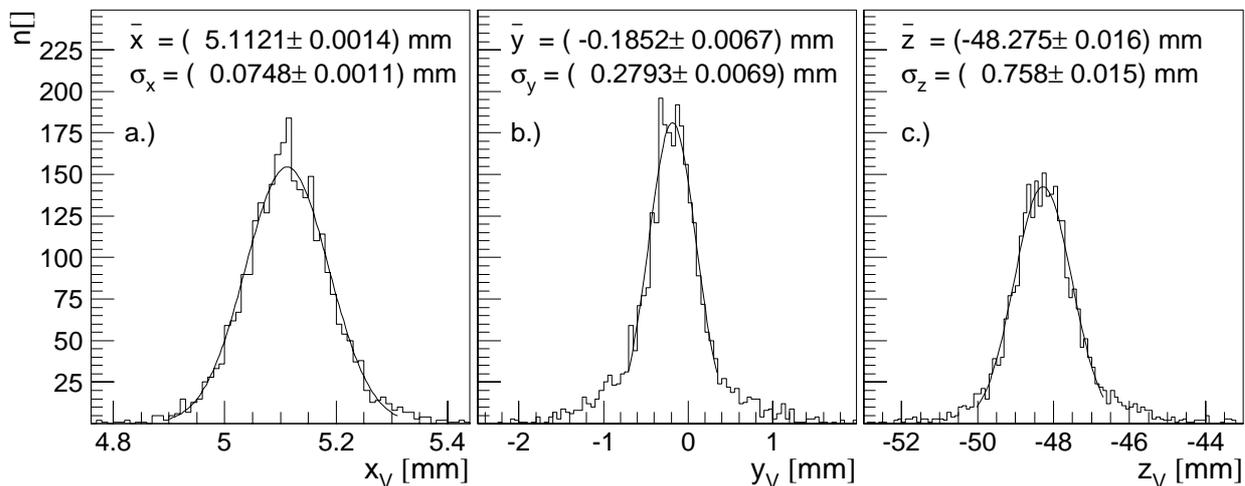


Abbildung 5-13: Gemessene Verteilungen der in die drei Raumrichtungen projizierten Primärvertexposition. Zur Durchführung der Simulation wurde die Position des Ortes der Wechselwirkungen für den in diesem Kapitel betrachteten Datensatz bestimmt.

Mit der Position des Ortes der Wechselwirkung, die mit der aus den Anpassungen bestimmten Breite verschmiert wurde, wurde der Ausgangsort der jeweiligen Spur festgelegt. Für die Steigungen wurde zunächst der Spurwinkel relativ zur x-Achse aus einer Gleichverteilung im Intervall $[-\pi; \pi]$ bestimmt. Der Winkel relativ zur z-Achse wurde dann aus einer Verteilung der Form r^{-x}

bestimmt. Um Übereinstimmung der aus den Daten bestimmten Spursteigung und denen der Simulation zu erhalten, wurde ein Wert von 1,3 für x gewählt.

Um eine realistische Simulation zu erhalten, werden die simulierten Treffer, die sich im Bereich der Auslesebausteine befinden, für die sich in den Daten ein nicht tolerierbares Verhalten zeigte, verworfen. Die resultierende Verteilung der Zahl der Treffer pro Spur die der Spursteigungen sind in Abbildung 5-14 gezeigt. Die Übereinstimmung von Daten und Simulation ist vor allem für die Trefferzahl pro Spur verbesserungsfähig, auf der anderen Seite sind hier noch nicht alle Effekte parametrisiert, die beide Verteilungen beeinflussen können. Für Tests und die Entwicklung des Programms zur Alignierung erwies sich jedoch die Simulation der rein geometrischen Effekte als sinnvoll, um aus unterschiedlichen Geometrien schnell simulierte Spuren zu erzeugen.

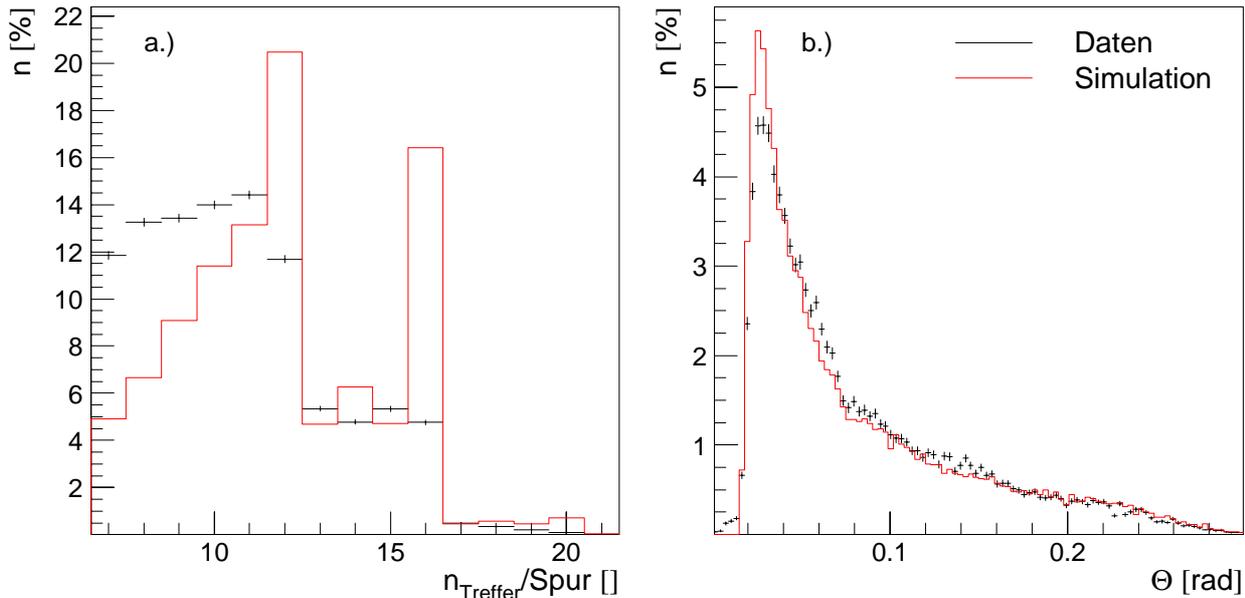


Abbildung 5-14: Relative Verteilung von Trefferzahl pro Spur und Spursteigung für Daten (Fehlerkreuze) und simulierte Spuren (Histogramm) unter Ausschluß von Regionen mit schlechtem Auslesebausteinen. In der Simulation wurden die Treffer verworfen, die im Bereich von Auslesebausteinen auftreten, die in den Daten verworfen wurden.

Bei der Simulation werden immer Geometriekorrekturen gefunden, die sich nur im Rahmen der Fehler von der wahren Geometrie unterscheiden. Die Abbildung 5-15 zeigt exemplarisch die gefundenen Abweichungen von der Ausgangsgeometrie mit den dazugehörigen Fehlern. Für die simulierte Alignierung wurden die Linearkombinationen aus Gleichung (5-98) fixiert. Zu erkennen ist, daß eine relative große Korrektur des Stereowinkels der ersten Lagen dazu führt, daß in den hinteren Lagen entgegengesetzte Korrekturen auftreten, um den Schwerpunkt konstant zu halten.

Bei der Untersuchung von Geometrieabweichungen ist zu beachten, daß die Einzelfehler der Parameter miteinander korreliert sind. Es müssen also die Kovarianzmatrizen der beiden zu vergleichenden Parametersätze beachtet werden. Aufgrund der Dimension der Kovarianzmatrix von typischerweise $v = 240$, ist die direkte Angabe dieser Matrix in lesbarer Form nicht sinnvoll.

Im Fall von Fehlern, die einer Normalverteilung nach Gauß mit bekannter Varianz folgen, kann aber ein χ^2 Test über die Kompatibilität der Geometrien, dargestellt durch die Vektoren \vec{a}_i mit den Kovarianzmatrizen \mathbf{C}_i , durchgeführt werden [50]. Für χ^2 gilt:

$$\chi^2 = (\vec{a}_1 - \vec{a}_2)^T \cdot (\mathbf{C}_1 + \mathbf{C}_2)^{-1} \cdot (\vec{a}_1 - \vec{a}_2) \quad (5-105)$$

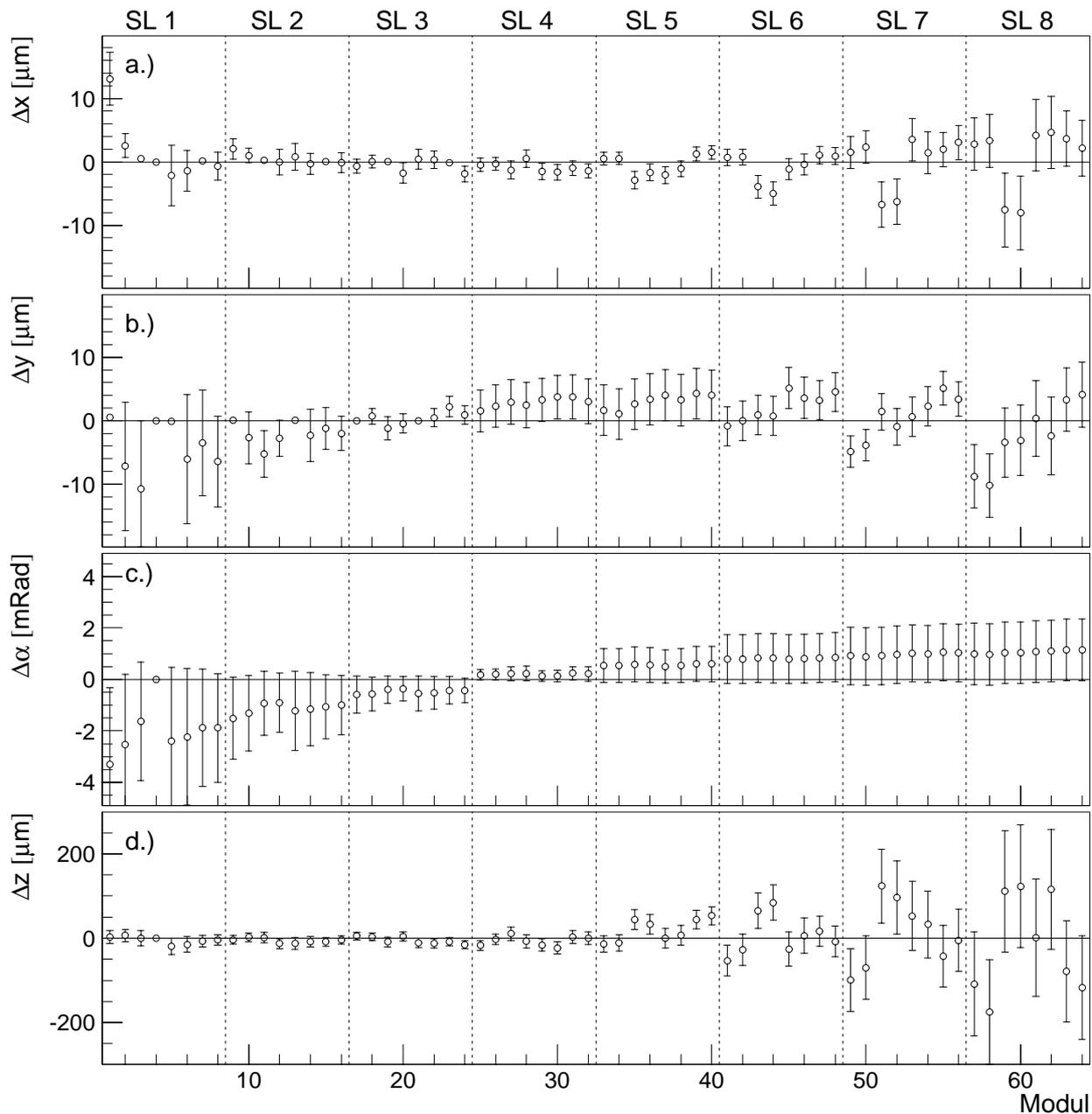


Abbildung 5-15: Abweichung der angepaßten Parameter von der wahren Geometrie bei der Verwendung eines simulierten Datensatzes. Die dargestellten Fehler sind die vom Alignierungssystem in der letzten Iteration gefundenen Fehler der Parameter.

Im Fall der korrekten Beschreibung der wahren Situation und der genauen Kenntnis der beitragenden Fehler, gibt die in Gleichung (5-92) definierte unvollständige Gammafunktion die Wahrscheinlichkeit $P\left(\frac{\nu}{2}, \frac{\chi^2}{2}\right)$ dafür an, zufällig einen Wert für χ^2 zu finden, der größer oder gleich dem gefundenen χ^2 ist, wenn ν die Zahl der in der jeweiligen Alignierung bestimmten Freiheitsgrade ist [79].

Im Fall der in Abbildung 5-15 verglichenen Geometrien ergibt Gleichung (5-105) einen Wert von $\chi^2 = 102$, für den die Wahrscheinlichkeit, daß beide Geometrien identisch sind, praktisch 100 % ist.

Mit der Simulation kann auch die Abhängigkeit der Größe der statistischen Fehler von der Zahl der beitragenden Ausgangsspuren ermittelt werden. Da bei der Untersuchung von realen Daten

häufig die für die z-Position der Zählerebenen von Superlage acht im Rahmen der Fehler unerwartet große Korrekturen bestimmt wurden, bestand die Frage, ob die Behandlung der z-Positionskorrekturen und die Bestimmung der zugehörigen Fehler richtig implementiert sind. Die Abbildung 5-16 zeigt jedoch, daß im Fall der Simulation die Größe der Fehler, erwartungsgemäß invers quadratisch mit der Zahl der beitragenden Spuren abnimmt. Zu erkennen ist ferner, daß sich bei der Verwendung von 100000 Spuren die z-Positionen der Module von Superlage acht (Ebene 60300) mit einem statistischen Fehler von weniger als 100 μm bestimmen lassen. Da diese Module nur den Bereich der kleinsten Transversalwinkel abdecken, ist eine Alignierung von deren z-Positionen am wenigsten sensitiv. Es zeigt sich hier, daß zumindest im Fall der Simulation, sehr kleine statistische Fehler in allen Parametern erreichbar sind..

Diese Resultate geben auch einen Hinweis, wie viele Spuren bei der praktischen Durchführung der Alignierung benutzt werden sollten. Hier muß ein Kompromiß zwischen Rechenzeit und Datenahmezeit auf der einen und statistischem Fehler der Alignierung auf der anderen Seite gefunden werden. Aus praktischen Erwägungen wurden für die Alignierung Spurdatsätze aus etwa 20000 Spuren benutzt.

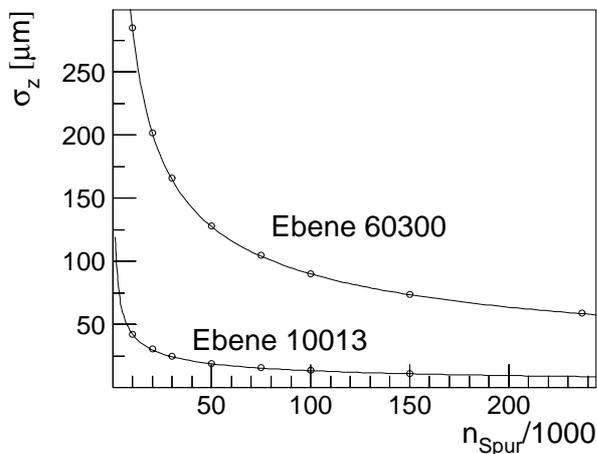


Abbildung 5-16: Die Größe der Fehler der angepaßten z-Position für zwei Zählerebenen als Funktion der Ausgangsspurzahl.

5.5.2 Überprüfung der ermittelten Fehler

Zur wirklichen Verifizierung der Gültigkeit der mit dem Alignierungssystem bestimmten Fehler ist die Simulation mit dem einfachen System nicht ausreichend. Auf der anderen Seite zeigte sich während der Entwicklung und praktischen Anwendung des Systems, daß unphysikalische Treffer starke Einflüsse auf die Alignierung haben. In Kapitel fünf wurde zwar gezeigt, wie sich solche Treffer unterdrücken lassen, daß ihre vollständige Unterdrückung gelingt, erscheint jedoch unwahrscheinlich. Die volle Simulation der physikalischen Effekte im HERA-B Vertexdetektor schließt die Simulation solcher problematischer Auslesebausteine nicht ein, aus diesem Grund wurde die Bootstrap-Methode [88] zur Überprüfung der Größe der ermittelten Fehler verwendet. Die Grundidee der Bootstrap-Methode ist eine Art Simulation mit den gemessenen Daten durchzuführen. Für diese Methode ist es nötig, daß die eingehenden Messungen, hier also entweder Spuren oder Ereignisse in willkürlicher Weise fortlaufend nummeriert sind. Gemäß der Vorschrift in [88] werden aus einem Satz von Messungen viele synthetische Datensätze gebildet, die dieselbe Größe wie der Ausgangsdatsatz besitzen. Dazu wird für jeden Datensatz per gleichverteilter Zufallszahl solange die Nummer der in den jeweiligen synthetischen Datensatz einzufügenden Messung im Ausgangsdatsatz bestimmt, bis im zu synthetisierenden Datensatz genau so viele Messungen enthalten sind, wie im Datensatz der Messungen. Die auf diese Weise entstehenden Datensätze sind nicht disjunkt zueinander und enthalten zudem Duplikate der Messungen. Es kann jedoch auch bei sehr kleinen Ausgangsdatsätzen eine beliebige Menge von Datensätzen von der

Größe des Ausgangsdatensatzes erzeugt werden. Im Rahmen der Methode wird dann mit jedem so synthetisch generierten Datensatz die Anpassung der Parameter durchgeführt. Für jeden Parameter wird dann der Mittelwert und die Standardabweichung der bei der Anpassung der einzelnen Datensätze gefundenen Werte ermittelt. Die Standardabweichung ergibt dann ein Maß für den Fehler des jeweiligen Parameters.

Dieses Verfahren wurde in leicht abgewandelter Form dazu eingesetzt, die Größe der aus der Kovarianzmatrix ermittelten Fehler der Alignierungsparameter zu überprüfen. Dazu wurden 50000 Spuren unter Verwendung einer bestmöglich alignierten Geometrie rekonstruiert. Aus diesen Spuren wurden für insgesamt 500 Spurdatensätze jeweils die Nummern der zu verwendenden 20000 Spuren pro Spurdatensatz durch gleichverteilte Pseudozufallszahlen bestimmt.

Die Motivation für das zur Literatur abweichende Vorgehen besteht darin, daß hier weniger doppelt auftretende Spuren in den generierten Datensätzen vorkommen. Dies erschien sinnvoll, da sich hier auf relativ einfache Weise die zu untersuchende Statistik erhöhen läßt.

Die Abbildung 5-17 zeigt die Resultate der Untersuchung. Es sind jeweils die Fehler bei der Bestimmung der Ausgangsgeometrie aus den Daten mit den Standardabweichungen der aus den 500 Alignierungen ermittelten Parameterwerte überlagert. Es zeigt sich eine recht weitgehende Übereinstimmung. Allerdings liefert die Methode des Bootstrap in der geschilderten Form vor allem für die Fehler der z-Positionen der Superlage sieben und acht systematisch höhere Werte. Dies gilt auch in schwächerem Maße für die Korrektur des Stereowinkels. Mögliche Erklärungen für diesen Effekt sind:

- Die Parameter sind miteinander korreliert, während hier nur die unkorrelierten Fehler betrachtet werden.
- Die Quadratwurzel der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix von angepaßten Parametern sind nur im Fall exakt linearer Zusammenhänge die Fehler. Besonders die Alignierung der z-Position der Zählerebenen und des Stereowinkels stehen jedoch in einem nichtlinearen Zusammenhang zu den Treffern und Spurparametern, da Gleichung (5-52) nur in erster Näherung gilt. Abweichungen sind also vor allem bei diesen Parametern zu erwarten, was sich auch in Abbildung 5-17 zeigt.
- In jeden Spurdatensatz gehen unterschiedliche Zahlen von Spuren ein, die aufgrund ihres kleinen Impulses stark gestreut wurden oder die unphysikalische Treffer aufweisen. Durch solche Residuenverteilungen, die nicht einer Normalverteilung nach Gauß folgen, werden die Fehler zusätzlich vergrößert. Die größeren Abweichungen zwischen den von der Bootstrappmethode und der Anpassung bestimmten Fehler der Superlage acht können auf solche Effekte zurückzuführen sein, da sich in dieser Superlage später deutlich mehr unbenutzbare Auslesebausteine fanden. Zudem sollte auch die Vielfachstreuung hier problematischer sein, da das Material des Austrittsfensters von den Teilchen durchquert werden muß.

Insgesamt zeigt sich trotz der genannten Probleme die relativ gute Übereinstimmung der mit beiden Methoden bestimmten Größe der Fehler. Daraus ergibt sich, daß die Fehler der Alignierung weitgehend konsistent bestimmt werden. Diese Konsistenz konnte erst mit der Methode der individuellen Bestimmung der Einzeltrefferauflösung der Zählerebenen erreicht werden. Die Einzeltrefferauflösungen gehen aufgrund des durch Gleichung (5-36) und (5-39) beschriebenen Zusammenhanges direkt in die Größe der Fehler der Anpassungsparameter ein. Durch deren individuelle Bestimmung und die strenger werdenden Schnitte wird der Einfluß der oben genannten Probleme stark gemildert.

Für eine gegebene Zuordnung von Treffern zu Spuren liefert das Alignierungssystem also brauchbare Fehlerschätzungen. Nicht untersucht wurde ein Einfluß der Spurrekonstruktion auf die Fehler der Alignierungsparameter. Da für die Prozessierung der hier vorgestellten Überprüfung mit 500 Spurdatensätzen bereits eine Rechenzeit von etwa 30 Stunden benötigt wurde, erscheint eine

Anwendung der Bootstrap Methode auf die volle Alignierung, für die auf dem selben Rechner pro Datensatz mit 20000 Spuren etwa 20 Minuten benötigt werden, nicht möglich. Insgesamt zeigen die in diesem Abschnitt vorgestellten Simulationmethoden, daß das Alignierungssystem im Rahmen der Fehler und der untersuchten Einflüsse konsistente Resultate liefert.

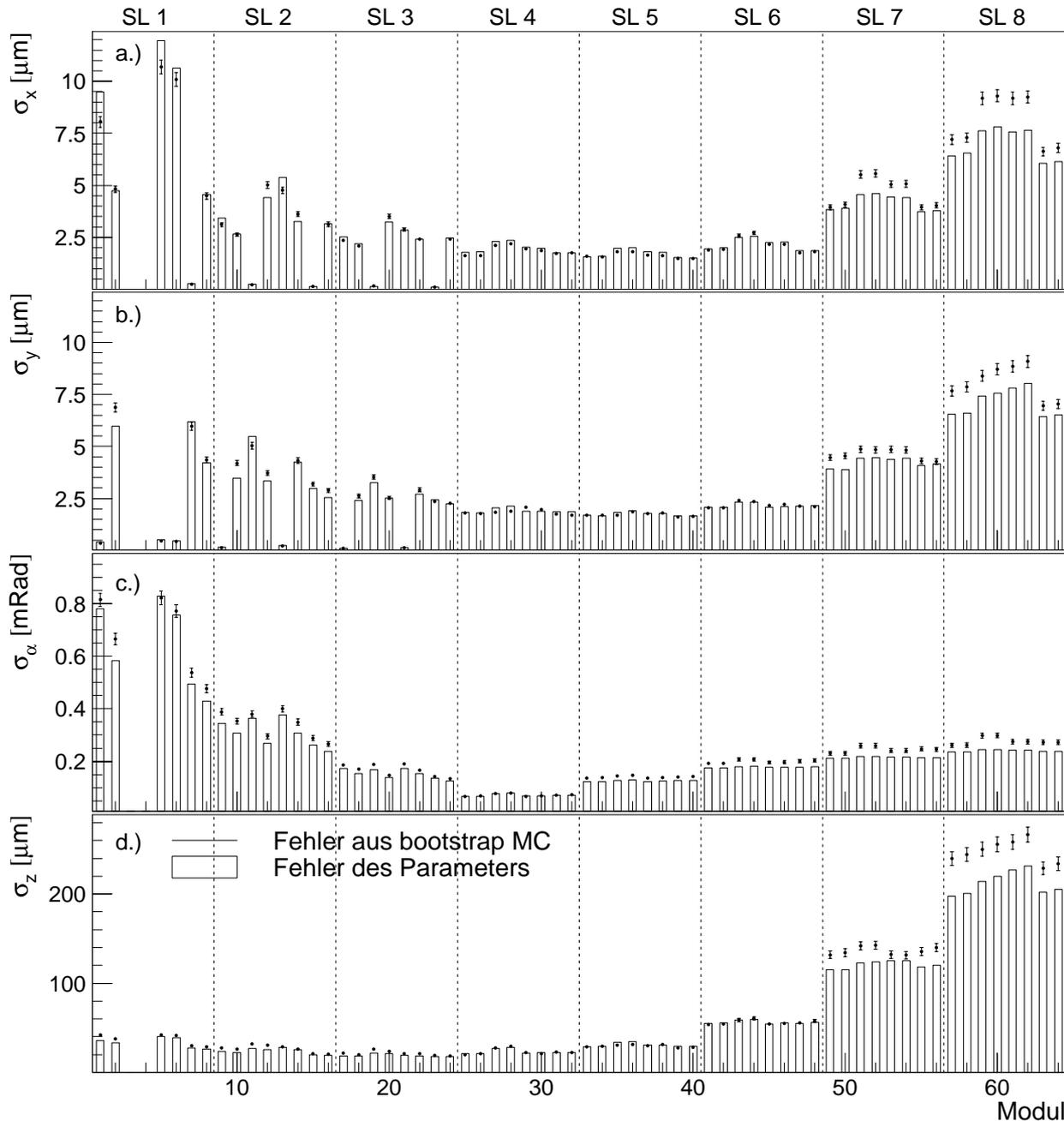


Abbildung 5-17: Die Größe der vom Alignierungssystem ermittelten Fehler im Vergleich zu den Fehlern, die mit der Bootstrap-Methode bestimmt wurden als Funktion der Modulnummer.

5.6 Volle Alignierung der Module

Im Rahmen dieser Arbeit wurde vor der Implementierung des Verfahrens von Blobel die Alignierung mit Spurstücken als funktionsfähiges Gesamtsystem implementiert. Die bereits diskutierten

Probleme der Alignierung mit Spurstücken fanden sich erst bei der Analyse der Daten. Dazu wurden Techniken zur Beurteilung von Alignierungssystemen entwickelt und eingesetzt, die in diesem Abschnitt am Beispiel des Verfahrens von Blobel vorgestellt und diskutiert werden sollen. Dabei wird das Systemverhalten bei der Betrachtung aller Alignierungsparameter gezeigt.

Einen ersten, sehr wichtigen Test stellt die Untersuchung der Konvergenz des Verfahrens dar. Große Probleme des Systems oder der Eingangsdaten zeigen sich in einem sehr schlechten Konvergenzverhalten. Konvergenz kann zudem überprüft werden, indem die ermittelte Geometrie den benutzten Programmen mit exakt den gleichen Parametern übergeben wird und die Alignierung erneut durchgeführt wird. In diesem Fall sollte die Konvergenz sehr schnell erfolgen und es sollten sich nur sehr kleine Änderungen ergeben. Mit einem solchen Vorgehen werden vor allem Programmierfehler in den Programmteilen, mit denen die Behandlung der Geometriedaten durchgeführt wird, offenbar. Es zeigt sich bereits hier, daß bei dem Vergleich von unterschiedlichen Geometrien immer die vollen Kovarianzmatrizen der Parameter berücksichtigt werden müssen.

In Abbildung 5-18 ist das Konvergenzverhalten des Alignierungssystems bei der Alignierung von Datensatz 14577, ausgehend von den Ergebnissen der in Abschnitt 3.3.1 gezeigten, schrittweisen groben Alignierung, gezeigt. Dazu wurde der Wert der nach Gleichung (5-105) definierten χ^2 -Funktion für die Kompatibilität von zwei Geometrien zwischen Eingangs- und Ausgangsgeometrie nach jeder vollen Iteration mit Spurrekonstruktion bestimmt und gegen die Nummer der Iteration aufgetragen. Das betrachtete Problem hat aufgrund von Fehlfunktionen einiger Zählerebenen und den einseitigen Modulen 247 Parameter, so daß bereits der in der zweiten Iteration gefundene Wert für χ^2 von 102 eine Wahrscheinlichkeit für eine Änderung der Geometrie während der Iteration von 0 ergibt. Im vorliegenden Fall wurden während eines Programmlaufes drei Iterationen mit Spurrekonstruktion durchgeführt. In der Abbildung sind die Ergebnisse von insgesamt fünf Programmläufen dargestellt. Es zeigt sich, daß trotz großer Geometriekorrekturen in den ersten Iterationen recht schnell sehr kleine Änderungen des χ^2 -Wertes erreicht werden. Weiterhin ist erkennbar, daß nach einem Neustart des Programmes zunächst relativ große Änderungen gefunden werden. Dies ist durch eine Besonderheit des verwendeten System zu verstehen:

Die Ergebnisse des Programms werden als lesbare Textdatei ausgegeben. In dieser Datei, deren Format bereits sehr früh festgelegt wurde, werden zwar laterale Koordinaten mit einer Präzision von $0,1 \mu\text{m}$ gespeichert, z-Positionen jedoch nur mit einer Präzision von $10 \mu\text{m}$ und Stereowinkel mit einer von $0,0001^\circ$ ($0,1 \text{ mDeg}$). Durch diesen Genauigkeitsverlust können sowohl die hier sichtbaren Abweichungen, als auch die in Abbildung 5-15 gefundene Systematik, die beim Vergleich von Ausgangsgeometrie und unter Verwendung von simulierten Spuren bestimmter Geometrie sichtbar wurden, verstanden werden.

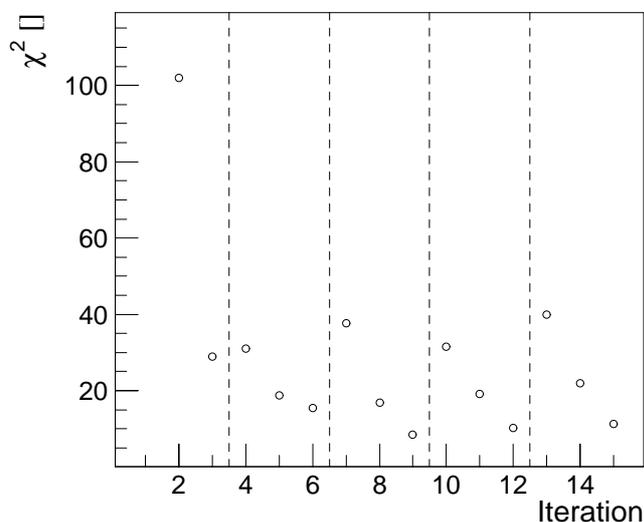


Abbildung 5-18: Verlauf des χ^2 -Wertes für die Kompatibilität der Geometrien während der Iterationen. Die unterbrochenen Linien zeigen die Grenzen der fünf nacheinander durchgeführten Programmläufe an.

Ein weiterer Schritt in der Untersuchung eines Alignierungsverfahrens besteht in der Betrachtung der resultierenden Residuen. Die wahrscheinlichsten Werte der Verteilungen sollten sehr nahe bei null liegen und es sollten keine großen Abweichungen einzelner Gruppen von Werten auftreten. Bei der Betrachtung der Residuen ist ein wichtiger Punkt zu beachten: Die wahrscheinlichsten Werte der Verteilung mit ihren statistischen Fehlern ergeben einen Freiheitsgrad pro Zählerebene. Wird bei der Alignierung der Zählerebenen mehr als ein Parameter verändert, so gibt es mehr Freiheitsgrade als Zählerebenen. Dies bedeutet, daß die wahrscheinlichsten Werte der Residuenverteilungen dann alle im Rahmen ihrer statistischen Fehler mit Null sehr gut verträglich sein müssen.

Für den Datensatz 14577 sind in Abbildung 5-19 die wahrscheinlichsten Werte der Residuenverteilungen für alle Zählerebenen gezeigt. Wie bereits beschrieben, wurden bei der Bestimmung der Residuen die jeweils betrachteten Zählerebenen von der Spuranpassung ausgenommen, so daß die Residuenverteilungen nicht durch den Beitrag der Treffer zur Spurmessung verzerrt werden. Es sind einige nicht mit Null verträgliche Werte klar erkennbar, diese kommen zumeist von den Superlage eins und acht. Hierfür ist wohl nicht nur die schlechte Ausleuchtung der Superlage eins mit Spuren, sondern im Fall von Superlage acht auch das Vorhandensein undetektierter, problematischer Auslesebausteine verantwortlich. Insgesamt zeigt sich aber auch, daß die wahrscheinlichsten Werte aller unverzerrten Residuenverteilungen im Bereich von $3 \mu\text{m}$ um Null verteilt sind. Dieser Wert ist deutlich kleiner, als die in Abbildung 5-5 bereits gezeigten Breiten der Verteilungen, für die sich ein Mittelwert von etwa $14 \mu\text{m}$ ergab.

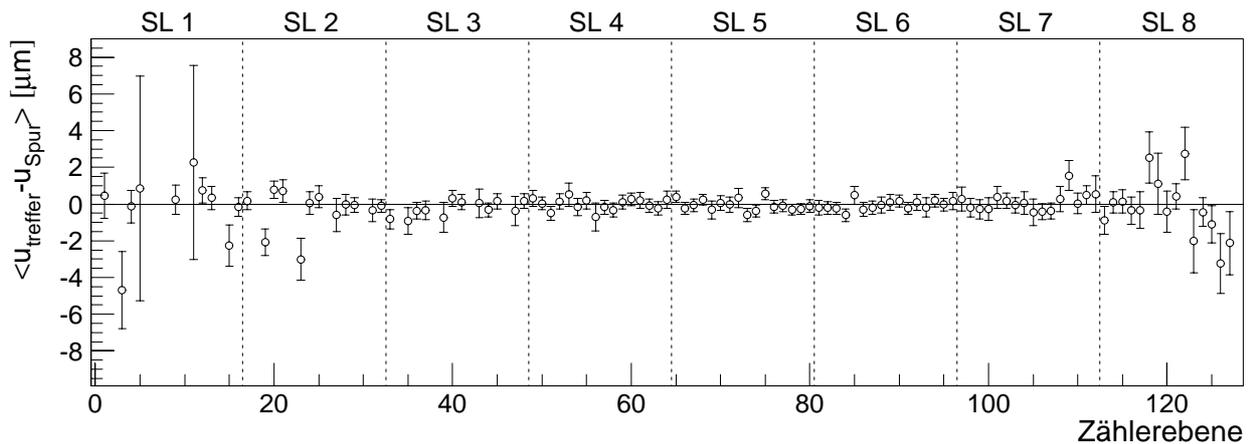


Abbildung 5-19: Position des wahrscheinlichsten Wertes der Residuenverteilung nach der Alignierung für alle Zählerebenen. Bei der Bestimmung des Residuums war die betrachtete Zählerebene jeweils von der Spuranpassung ausgeschlossen.

Wichtig ist weiterhin, daß ein Alignierungssystem künstlich eingefügte Geometriefehler von bekannter Größe findet und der gefundene Ausgleich im Rahmen der Fehler mit der Änderung übereinstimmt. Das Verfahren ist jedoch nicht ganz unproblematisch, da von der Alignierung in jedem Fall kleine Änderungen der gesamten Geometrie gefunden werden. Insbesondere muß sichergestellt sein, daß bereits eine hinreichend gute Konvergenz erfolgt ist. Dies geschieht dann am einfachsten, indem die unveränderte Ausgangsgeometrie zuvor noch einem Rechengang mit den beabsichtigten Werten der Parameter unterworfen wird. Aus dem Unterschied zwischen dem so erhaltenen Ausgangsdatsatz und denen, die nach der Alignierung der gestörten Geometrie erhalten wurden, kann auf die Möglichkeit des Systems geschlossen werden, künstlich herbeigeführte Änderungen auszugleichen.

Dabei muß jedoch beachtet werden, daß bei der Fixierung von Linearkombinationen von Parametern die entsprechenden Schwerpunkte und Skalierungsfaktoren durch die Einführung von künstlichen Geometriefehlern nicht verändert werden.

Die Ergebnisse solcher Untersuchungen sind in den Abbildung 5-20 und Abbildung 5-21 zusammengestellt. Dazu wurden die x-, y- und z-Koordinaten sowie der Stereowinkel aller Module der Pots 303 und 309 systematisch variiert. In den Abbildungen sind die resultierenden Abweichungen zur Ausgangsgeometrie für die neun unterschiedlichen Variationen mit den ermittelten Fehlern der Alignierungsparameter für die drei durchgeführten Wiederholungen der Trefferzuordnung bei jeder Alignment gezeigt.

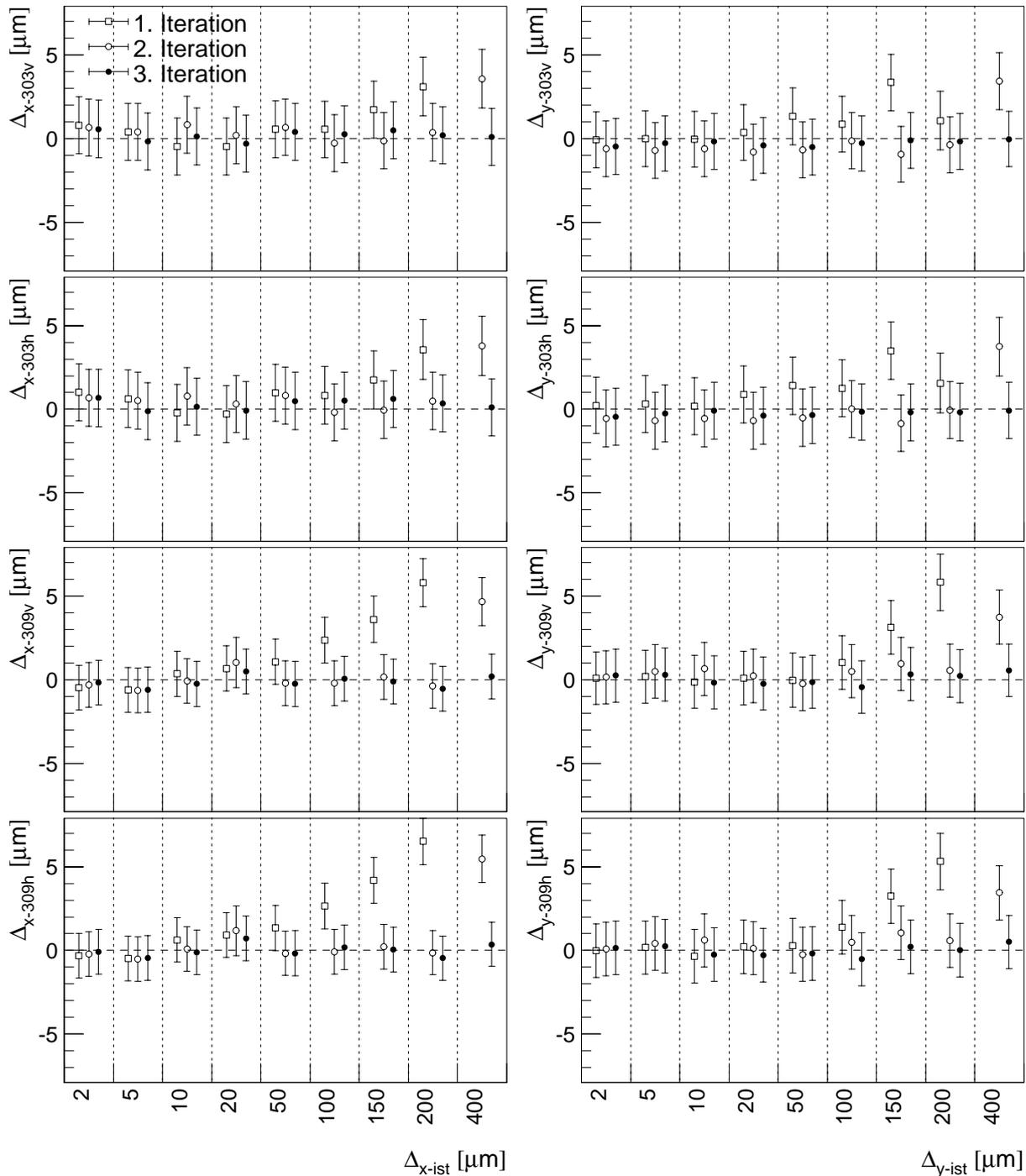


Abbildung 5-20: Differenzen zur Kontrollgeometrie bei Variation der x- und y-Positionen der Pots 303 und 309. Auf der Abszisse ist jeweils die Größe der Variation angegeben, während die Ordinaten die bei den drei Iterationen des Systems auftretenden Differenzen zur Ausgangsgeometrie zeigen.

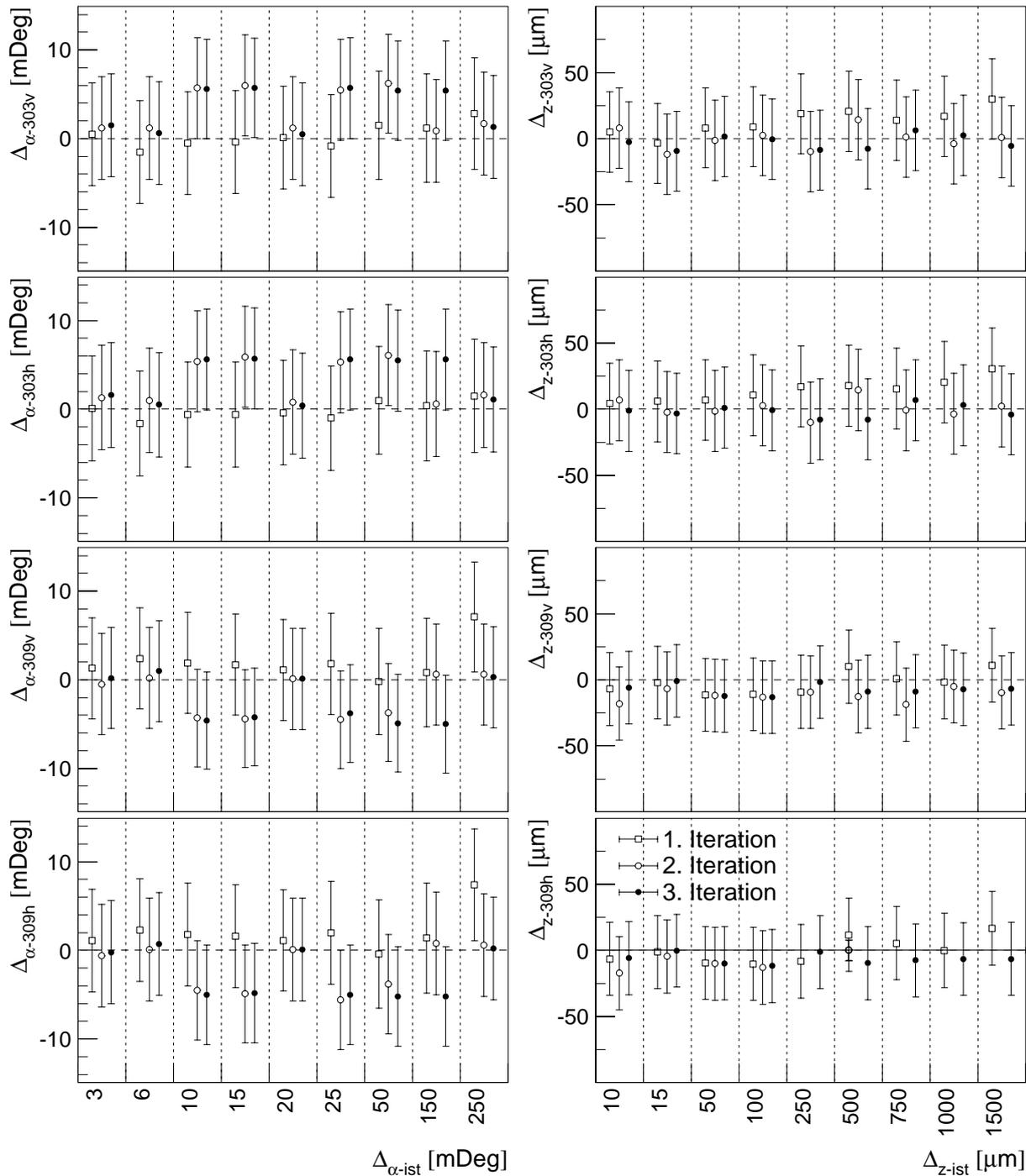


Abbildung 5-21: Differenzen zur Kontrollgeometrie bei kontrollierter Variation der Stereowinkel und z -Positionen der Pots 303 und 309. Wie in Abbildung 5-20 ist auch hier die Größe der Variation auf der Ordinate angegeben, während die Abszisse die im Lauf der drei Iterationen gefundene Differenz zur Ausgangsgeometrie mit dem Fehler der Anpassungen zeigt.

Beide Abbildungen belegen, daß kontrolliert eingefügte Geometrievariationen vom Alignierungssystem korrigiert werden. Bereits sehr kleine Abweichungen, in der Größenordnung der statistischen Fehler werden deutlich genauer korrigiert, als dies aus der Betrachtung der statistischen Fehler erwartet werden kann. Auch werden im Verlauf der drei Wiederholungen der Trefferzuordnung des Rechenprogramms die sehr großen Abweichungen gefunden und korrigiert. Insbesondere die Korrektur der lateralen Störungen von $400\ \mu\text{m}$ wird vom System im Laufe der dritten Iteration durchgeführt. Das dies nicht in der ersten Iteration gelingt, entspricht den Erwartungen,

da die Größe des Suchbereiches für die Spurrekonstruktion $245 \mu\text{m}$ betrug. Auch hieran zeigt sich, daß die Durchführung von drei Wiederholungen der Trefferzuordnung im Fall der Alignierung des Vertexdetektors sinnvoll ist.

Da auch die zeitliche Stabilität der Geometrie untersucht werden soll, ist es besonders wichtig, daß die Alignierung bei gleicher wahrer Geometrie nur geometrische Änderungen im Rahmen der gefundenen Fehler produziert. Eine sehr einfache Idee für einen Test dieser Forderung ist, zwei Datensätze zu benutzen, die unmittelbar hintereinander aufgenommen wurden. Das Problem hierbei ist, daß es bei unbekanntem Verhalten der Geometrie des Detektorsystems praktisch unmöglich ist zu garantieren, daß sich keine Änderungen ergeben haben. Als wesentlich sicherer erschien hier die Teilung eines großen Datensatzes, indem in ein Ensemble von Ereignissen nur jedes n -te Ereignis der Ausgangsdaten aufgenommen werden. In die übrigen i Ensembles werden jeweils die $(n+i)$ -ten Ereignisse aufgenommen. Auf diese Weise entstehen n voneinander unabhängige Datensätze, mit denen die Alignierung durchgeführt werden kann. Wenn n klein ist, betreffen etwaige zeitliche Veränderungen der Meßbedingungen alle Subdatensätze in gleicher Weise. Auf der anderen Seite sind die einzelnen Subdatensätze disjunkt, so daß sich mit den Gleichungen (5-105) die Wahrscheinlichkeit für eine stochastische Geometrieabweichung angeben läßt. Ein Wert von nahezu Null für diese Wahrscheinlichkeit läßt entweder auf Probleme in der Realisierung des Rechenprogramms oder auf weitgehend unverstandene Fehler schließen.

Für den Datensatz 14577 wurde die beschriebene Untersuchung unter Benutzung einer Zweiteilung durchgeführt. Im Ausgangsdatsatz fanden sich in etwa 20000 Ereignissen und etwa 48000 akzeptierte Spuren. Die beiden erzeugten, disjunkten Datensätze besaßen entsprechend eine halb so große Statistik. Mit beiden Subdatensätzen erfolgte eine Alignierung. Mit den Kovarianzmatrizen ergab sich ein χ^2 -Wert für die Kompatibilität der Ausgangsgeometrie mit den bestimmten Geometrien im Fall der geraden Ereignisnummern von 175, im Fall der ungeraden Ereignisnummern einer von 179. Die Wahrscheinlichkeit einer Übereinstimmung beträgt jeweils über 95%. Der χ^2 -Wert für die Kompatibilität der beiden, aus disjunkten Subdatensätzen bestimmten Geometrien beträgt 482 oder etwa 1,9 pro Freiheitsgrad, wofür sich aus der unvollständigen Gammafunktion eine Wahrscheinlichkeit von nahezu Null ergibt. Dies bedeutet, daß die Alignierung von zwei disjunkten Subdatensätzen eines Datensatzes in Geometrien resultiert, die im Rahmen der Fehler nicht übereinstimmen.

Da die gefundenen Positionsabweichungen der beiden Alignierungen in Superlage eins und acht besonders groß waren und dort, wie bereits mehrfach erwähnt, entweder eine schlechte Ausleuchtung oder Auslesebausteine mit zweifelhaftem Verhalten vorlagen, wurde der Test unter Ausschluß der beiden Superlagen wiederholt. Dazu wurde zunächst die Ausgangsgeometrie ohne Verwendung der Treffer in den ausgeschlossenen Superlagen aligniert, danach erneut jeweils eine Spurrekonstruktion und Alignierung mit den disjunkten Subdatensätzen durchgeführt. Auch hier ergeben sich für die Kompatibilität der Ausgangsgeometrie mit den aus den disjunkten Subdatensätzen bestimmten χ^2 -Werte von 112 beziehungsweise 106, was einer Wahrscheinlichkeit von über 50% dafür entspricht, daß die Geometrien identisch sind. Weiterhin ergibt sich ein hoher χ^2 -Wert von 301 oder 1,6 pro Freiheitsgrad mit einer resultierenden Wahrscheinlichkeit von nahezu Null für die Annahme, daß beide Parametersätze die selbe Geometrie beschreiben. Die hier gefundenen Positionsunterschiede mit den zugehörigen Fehlern sind in Abbildung 5-22 gezeigt.

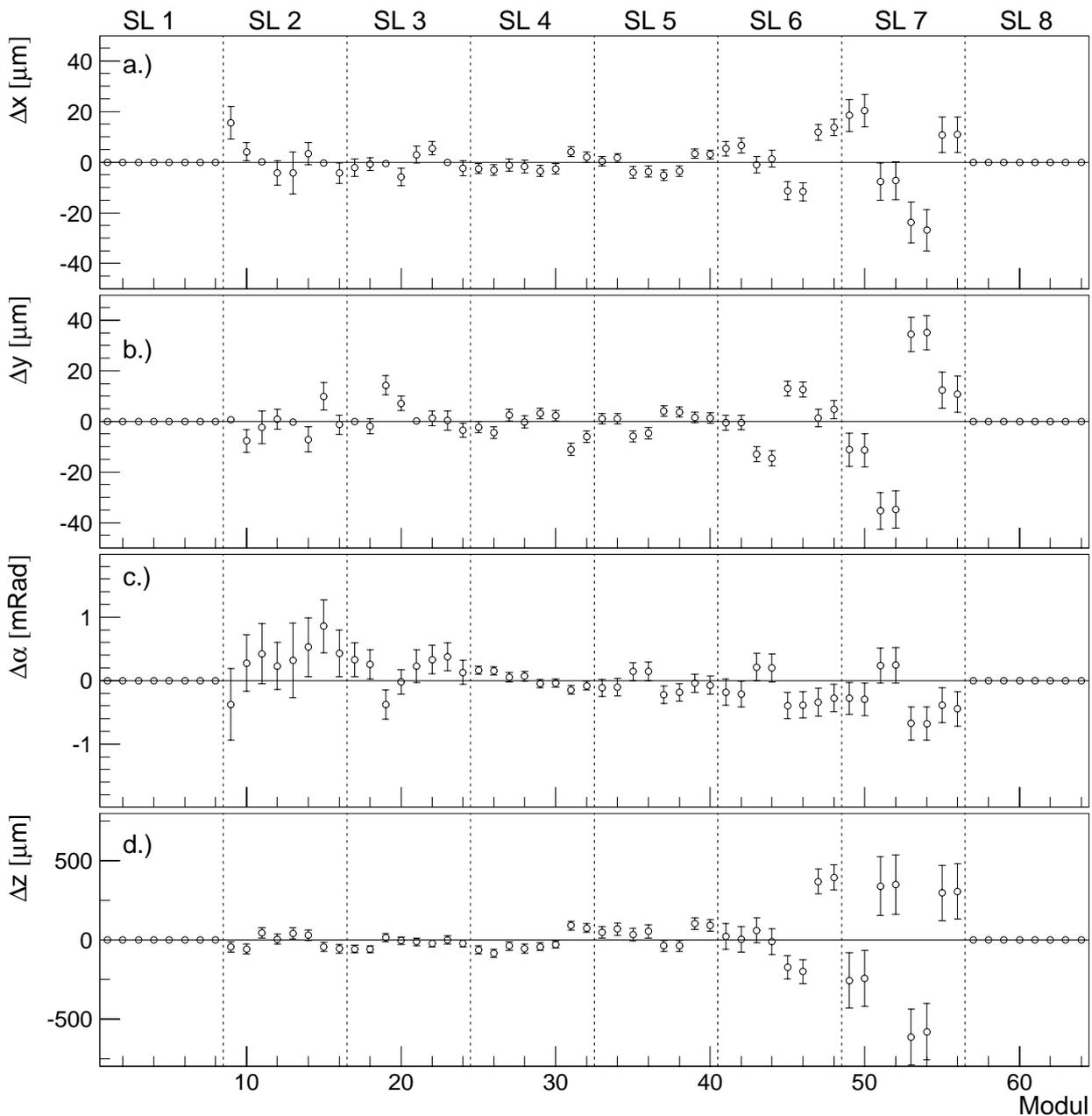


Abbildung 5-22: Resultierende Unterschiede der Geometrien bei zweigeteilter Alignierung eines Datensatzes. Dargestellt sind die Differenzen der Geometrieparameter der einzelnen Module, die sich ergeben, wenn die Alignierung mit zwei disjunkten (gerade und ungerade Ereignisnummern) Subdatensätzen des selben Datensatzes durchgeführt wird. Die vom Alignierungssystem bestimmten Fehler sind angegeben.

Wie die Abbildung zeigt, werden kaum inkompatible Rotationskorrekturen gefunden. In den anderen Parametern zeigen sich hingegen deutliche Differenzen. Dies bedeutet, daß trotz aller Maßnahmen einzelne Treffer in den zur Alignierung benutzten, im jeweils letzten Schritt hoch selektierten Spurdatsätzen immer noch Beiträge zur Alignierung liefern die durch die Fehlerabschätzungen nicht erfaßt werden. Da im letzten Abschnitt mit der Bootstrap-Methode gezeigt wurde, daß die Fehler bei der reinen Anwendung des Alignierungssystems ohne Benutzung der Spurerkennung weitgehend konsistent sind, muß der hier gefundene Einfluß mit der Benutzung der Spurerkennung zusammenhängen. In der Tat konnte Kompatibilität der Geometrien erreicht werden, wenn der in Abschnitt 5.4.2 diskutierte Schnitt auf die Größe des für die Spurrekonstruktion

benutzten Suchfensters auf bis zu $60 \mu\text{m}$ verkleinert wird. Daher sollte der unerwartet große Wert der χ^2 -Funktion für die Kompatibilität zweier Geometrien im Auftreten von unphysikalischen Treffern oder der Existenz von stark vielfach gestreuten Spuren in den zur Alignierung benutzten Datensätzen zu suchen sein. Im Fall der hier gewählten Parametersätze zeigen die obigen Ergebnisse nun, daß die Fehler vom Alignierungssystem um einen Faktor von etwa 1,6 unterschätzt werden. Wie bereits am Ende von Abschnitt 5.5.2 diskutiert wurde, erscheint eine Anwendung der dort vorgestellten Bootstrap-Methode auf das volle Problem aufgrund der benötigten Rechenzeit nicht sinnvoll.

Eine weitere, mögliche Ursache für das zuvor beschriebene Problem des Alignierungssystems bei der Betrachtung von disjunkten Daten bei identischer Geometrie kann darin bestehen, daß weitere Freiheitsgrade des Systems in die Alignierung eingezogen werden müssen.

Solche, bisher unberücksichtigten Parameter bestehen in der Rotationen der Zählerebenen um die x- oder y-Achse. Solche Rotationen könnten durch die Anpassung des Streifenabstandes der einzelnen Zählerebenen in linearer Näherung berücksichtigt werden.

Um die Zahl der Parameter klein zu halten, wird angenommen, daß die z-Positionen und Stereowinkel der beiden Zählerebenen eines Moduls fix zueinander und exakt bekannt sind. Um zu überprüfen, ob die unberücksichtigten Rotationsparameter einen nennenswerten Einfluß auf die Alignierung haben, wurde eine Alignierung des Detektors durchgeführt, wobei die Fixierung der Positions- und Stereowinkelkorrekturparameter der beiden Zählerebenen eines Moduls bei einem Teil der Module aufgehoben wurde. Wenn die bisher betrachtete Zahl der Parameter ausreichend ist, sollten für die beiden Zählerebenen eines Moduls nahezu identische z-Positionen und Stereowinkel gefunden werden.

Die Ergebnisse einer Alignierung, bei der die doppelseitigen Module der Superlagen fünf und sechs (Pots 30x und 40x) nicht als fixiert angenommen wurden, sind in Tabelle 5-5 gezeigt. Dort ist erkennbar, daß auch unter der Annahme, daß die Fehler um den Faktor zwei unterschätzt sind, noch signifikante Differenzen bestimmt werden. Insbesondere zeigen sich resultierende Differenzen der z-Abstände $\Delta_z(n, p)$, die größer sind als die Dicke der verwendeten Siliziummodule. Es liegen also tatsächlich noch bisher unberücksichtigte Freiheitsgrade im System vor. Aus der Tabelle geht auch hervor, daß die Anpassung konsistente Resultate lieferte, da die z-Abstände der Mitten der beiden Module $\Delta_z(v, h)$ eines Pots im Rahmen der Fehler sehr gut mit denen übereinstimmen, die sich ergeben, wenn zur Alignierung die übliche Fixierung der beiden Zählerebenen eines Module angenommen wird.

Nahezu alle gefundenen Unterschiede im Stereowinkel $\Delta_\alpha(n, p)$ sind mit den Fehlern konsistent.

Es ist auffällig, daß für die Module, bei denen eine mit Null inkonsistente Korrektur des Stereowinkels gefunden wird, auch große Inkonsistenzen in den z-Positionen bestehen.

Im Prinzip kann auch nicht ausgeschlossen werden, daß die gemessenen Unterschiede der Korrekturen des Stereowinkels auf einem nicht orthogonalen Verlauf der Streifen der p- und n-Seite eines Moduls beruhen. Diese werden während der Herstellung unabhängig voneinander aufgebracht. Dabei wird durch optische Passermarkierungen auf Oberseite und Unterseite der Module sichergestellt, daß eine maximale Positionsabweichung von $5 \mu\text{m}$ zwischen den Strukturen der Ober- und Unterseite besteht [89]. Bei einer Länge von 70 mm ergibt sich so eine Abweichung der Stereowinkel von $70 \mu\text{Rad}$ oder 4 mDeg . Diese mögliche Abweichung ist weit kleiner als die typischen, statistischen Fehler des Alignierungssystems mit den hier betrachteten Parametern.

Aus dieser Untersuchung läßt sich ableiten, daß die Ergebnisse der Alignierung noch weiter verbessert werden können. Allerdings erhöhen die dann nötigen zusätzlichen Parameter nicht nur die Komplexität des Systems. Es erhöht sich durch ihre Betrachtung auch die Zahl der unbestimmbaren, externen Parameter. Zudem erfordern mehr Freiheitsgrade eine höhere Statistik und können

auch die numerische Stabilität des Gesamtsystems negativ beeinflussen. Aus diesem Grund werden die zusätzlichen Freiheitsgrade im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

Pot	Lage	z-Position			Rotation um z
		$\Delta_z(n, p)$ [μm]	$\Delta_z(v, h)$ [mm] Seiten verbunden	$\Delta_z(v, h)$ [mm] Seiten getrennt	$\Delta_\alpha(n, p)$ [mDeg]
300	vorn	190 ± 40	$6,71 \pm 0,06$	$6,70 \pm 0,09$	16 ± 8
	hinten	130 ± 40			-13 ± 8
303	vorn	710 ± 60	$6,57 \pm 0,08$	$6,56 \pm 0,11$	29 ± 10
	hinten	-880 ± 60			-39 ± 10
306	vorn	-60 ± 50	$6,82 \pm 0,07$	$6,84 \pm 0,10$	2 ± 9
	hinten	-100 ± 50			-2 ± 9
309	vorn	540 ± 50	$6,95 \pm 0,07$	$6,94 \pm 0,10$	13 ± 9
	hinten	490 ± 50			-12 ± 9
400	vorn	190 ± 90	$6,74 \pm 0,13$	$6,76 \pm 0,18$	5 ± 11
	hinten	-30 ± 90			-4 ± 11
403	vorn	80 ± 100	$7,51 \pm 0,14$	$7,50 \pm 0,20$	6 ± 12
	hinten	-360 ± 100			-17 ± 12
406	vorn	250 ± 100	$6,74 \pm 0,14$	$6,78 \pm 0,19$	-4 ± 11
	hinten	30 ± 100			-4 ± 11
409	vorn	-100 ± 100	$7,58 \pm 0,14$	$7,62 \pm 0,20$	-5 ± 11
	hinten	-340 ± 100			-1 ± 12

Tabelle 5-5: Von der Alignierung bestimmte Unterschiede in z-Position und Stereowinkelkorrektur, wenn die beiden Seiten der doppelseitigen Module als unabhängig betrachtet werden. Zum Vergleich ist der z-Abstand zwischen den Schwerpunkten der beiden Module eines Pots $\Delta_z(v, h)$ sowohl für den üblichen Fall, indem die Zählerebenen eines Moduls als verbunden, als auch für den hier untersuchten Fall der möglichen Trennung, angegeben.

Abschließend zusammengefaßt, wurde in diesem Kapitel das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Präzisionsalignierungssystem vorgestellt. Dieses System erlaubt entsprechend den Anforderungen die simultane Präzisionsalignierung aller Zählerebenen des Vertexdetektors. Hierbei werden nicht nur die lateralen Koordinaten, sondern auch die z-Positionen und Stereowinkel der doppel- oder einseitigen Zählermodule korrigiert. Es lassen sich bereits bei der Benutzung von 10000 typischen Ereignissen der Physikdatennahme des Jahres 2000 ohne Impulsmessung sehr kleine, weitgehend konsistente Fehler der Parameter erreichen. Der Einfluß von stark vielfach gestreuten Teilchen mit niedrigem Impuls wird weitgehend vermieden, indem in Anlehnung an die Methoden der robusten Statistik, solche Spuren durch die strenger werdenden Schnitte verworfen werden und zusätzlich die effektiven Auflösungen der Zählerebenen während der Iterationen aus den betrachteten Daten bestimmt werden.

Die hier zuletzt vorgestellten Prüfungen haben ergeben, daß auch bei der Verwendung sehr strenger Qualitätsmaßstäbe die ermittelten Fehler der Parameter besser als einen Faktor zwei mit den Erwartungen übereinstimmen. Zudem wurde gezeigt, daß sich die Alignierung eventuell noch verbessern läßt indem die bisher unberücksichtigten Rotationen der Zählerebenen um die x- und y-Achse als weitere Alignierungsparameter einbezogen werden.

6 Messungen mit dem Vertexdetektor

In diesem Kapitel werden Messungen mit dem alignierten Vertexdetektor aus der Meßperiode vom 18.11.1999 bis zum 25.8.2000 vorgestellt. In dieser Zeit wurden nahezu alle übrigen Komponenten des HERA-B Detektors eingebaut und in Betrieb genommen. Insbesondere die Spurrkammern und die erste Stufe des Triggersystems wurden in dieser Periode in Betrieb genommen und trugen daher nur während kurzer Zeiten zur Datennahme bei. Eine Zusammenstellung der in dieser Zeit mit dem HERA-B Detektor erzielten, vorläufigen physikalischen Ergebnisse findet sich in [90].

Hier sollen zunächst die mechanischen Eigenschaften des Detektorsystems unter Benutzung der im vorigen Kapitel vorgestellten Präzisionsalignierung untersucht werden. Der folgende Abschnitt enthält Untersuchungen des Targetsystems mit dem Vertexdetektor. Die im letzten Abschnitt gezeigten Analysen zweier Teilchenzerfälle erlauben eine Beurteilung des Gesamtsystems-Vertexdetektor insbesondere der Güte seiner Alignierung.

6.1 Das mechanische Verhalten des Vertexdetektors

Mit Hilfe des Systems zur Alignierung kann gezeigt werden, wie sich der komplizierte und durch die Manipulatoren hoch bewegliche mechanische Aufbau des Vertexdetektors über einen längeren Zeitraum verhält. Zunächst sollen jedoch die aus der Alignierung bestimmten Parameter mit den aus Vorgaben und Vermessung resultierenden Sollparametern verglichen werden. Für den Fall der lateralen Positionsparameter ist dies bereits im Abschnitt 3.2.3 und 3.3 geschehen. In der anschließenden Untersuchung wird die Reproduzierbarkeit der Geometrie beim Verfahren der Manipulatoren überprüft, zum Abschluß wird die zeitliche Stabilität des Gesamtsystems untersucht.

6.1.1 Die Alignierung der z-Positionen und Stereowinkel

Da erst das im vorigen Kapitel vorgestellte System zur Präzisionsalignierung eine Korrektur von z-Positionen und Stereowinkeln erlaubt, kann jetzt ein Vergleich der Eingangsdaten mit den Ergebnissen der Alignierung gezeigt werden. Für den Vergleich, ist die Verwendung der Ergebnisse des in Abschnitt 3.3 vorgestellten Verfahrens zur schrittweisen, groben Alignierung notwendig. Bei der Anwendung dieses Verfahrens wurden die Sollstereowinkel und die aus der Vermessung bestimmten Korrekturen der z-Positionen zugrundegelegt.

Ausgehend von dieser Basis wurde eine vollständige Präzisionsalignierung durchgeführt. Problematisch ist hier die Behandlung der unbestimmbaren Parameter. Das einfache Prinzip, die Schwerpunkte gemäß Gleichung (5-98) zu fixieren, kann nicht ohne weiteres verwendet werden, da die z-Positionen der Superlage acht nie vermessen wurden. Zudem wurde bei Routinekontrollen des Aufbaus bemerkt, daß die Platten der vier vorderen Manipulatoren unter Vakuumlast Durchbiegungen nach innen zeigten. Dieser Effekt, der einen Einfluß auf die z-Positionen der Zählerebenen von Superlage eins bis vier erwarten läßt, kann mit der Alignierung untersucht werden. Es sollten jedoch die aus der Vermessung bestimmten z-Positionen dieser Zählerebenen nicht in den als konstant betrachteten Mittelwert eingehen.

Um den Einfluß solcher Effekte auf die Geometrie zu vermeiden, erfolgte die Alignierung in folgenden Schritten:

- Automatische Prüfung der zugrundeliegenden Daten von 20000 Ereignissen aus dem Datensatz 14577 mit der robusten Methode zur automatischen Suche nach problematischen Auslesebausteinen. Da für die folgenden Untersuchungen eine sehr hohe Qualität der Daten erwünscht ist, wurden nach einer Prüfung der Trefferverteilungen weitere Auslesebausteine als unbrauchbar markiert.
- Die Ausgangsgeometrie ergibt sich aus den Ergebnissen der groben Alignierung, der Annahme von Sollstereowinkeln und von z-Positionen aus der Vermessung.
- Es wurde eine Alignierung unter Ausschluß der in den Zählerebenen der Superlagen eins bis vier und acht gefundenen Treffern durchgeführt. Dabei wurden die externen Parameter durch Gleichung (5-98) fixiert.
- Da sich bei der Alignierung die Positionen der Zählerebenen in Superlage fünf bis sieben gegen die restlichen stark verschoben hatten, mußten deren Lateralpositionen erneut unter Verwendung des Systems der schrittweisen, groben Alignierung korrigiert werden. Dabei wurden die Positionen der bereits präzisionsalignierten Zählerebenen fixiert.
- Danach erfolgte eine Durchführung der Präzisionsalignierung, wobei wieder alle Positionen der bereits alignierten Zählerebenen der Superlagen drei bis sieben fixiert wurden. Die Alignierung wurde demnach ohne die Fixierung der Schwerpunkte nach Gleichung (5-98) durchgeführt.
- Im letzten Schritt wurden dann erneut die externen Parameter nach Gleichung (5-98) fixiert und alle Module simultan aligniert.

Mit diesem Vorgehen ergaben sich die in Abbildung 6-1 gezeigten Unterschiede in den z-Positionen und Stereowinkeln. Es ist klar zu erkennen, daß die Rotation der Module um die z-Achse deutlich um etwa 10 mRad variiert. Kleine Rotationen der Module um die z-Achse sind im Rahmen der mechanischen Toleranzen des Aufbaus durchaus möglich. Die genauere Betrachtung der gefundenen Abweichungen zeigt, daß hier wohl zwei Effekte vorliegen: Es gibt Paare von Modulen, für die eine nahezu gleiche Stereowinkelkorrektur bestimmt wurde. Ein Beispiel dafür sind die Module 41 und 42. Diese sind gemeinsam im inneren Pot der Superlage sechs montiert. Dies bedeutet, daß in solchen Fällen der ganze Pot rotiert ist, während die Module zueinander sehr präzise positioniert sind. Es findet sich jedoch auch der umgekehrte Fall, in dem die beiden Module einen großen Unterschied in der Stereowinkelkorrektur aufweisen.

Die Betrachtung der z-Positionen zeigt, daß die z-Positionen der Module von Superlage fünf bis sieben ähnliche Streuungen gegenüber den aus der Vermessung erwarteten Werten aufweisen, wie bereits die in Kapitel vier diskutierten Korrekturen der Lateralpositionen.

Deutlich zu erkennen ist, daß im Fall von Superlage eins bis drei die Abstände der beiden Detektoren in einem Pot systematisch um $400 \mu\text{m}$ unterschiedlich gefunden werden. Dies ist damit zu erklären, daß für die Abstände der Detektorpaare nur recht grobe Schätzungen vorliegen. Weiterhin ist in den vorliegenden Daten keine systematische Verschiebung der z-Positionen der Detektorpaare in Superlage eins bis vier zu erkennen. Eventuelle systematische Effekte erscheinen im Vergleich zu den großen Abweichungen der z-Positionen der Superlage eins und den Modulen des oberen Quadranten nicht sehr signifikant.

Auch die Abbildung 6-1 zeigt deutlich, daß die Ergebnisse der geodätischen Vermessung des Aufbaus wenig brauchbar sind. Als mögliche Gründe kommen trotz der hier nicht erkennbaren Systematik Verzüge des Gesamtsystems unter Vakuum in Betracht. Weiterhin sind eventuelle, nach der Vermessung erfolgte Justagen und Korrekturen nur schlecht dokumentiert. Schließlich stellte sich auch während der Vermessung heraus, daß die verwendete Meßzielhalterung unerwartet große Toleranzen erlaubte. Es ist daher zu bedauern, daß bei der Vermessung der Anordnung vorbereitete, eng tolerierte Modelle, die auf den Halterungen plaziert werden sollten, um das Ge-

samtsystem aus Halterung, Manipulator und Tank zu vermessen aus Zeitgründen nicht zum Einsatz kamen.

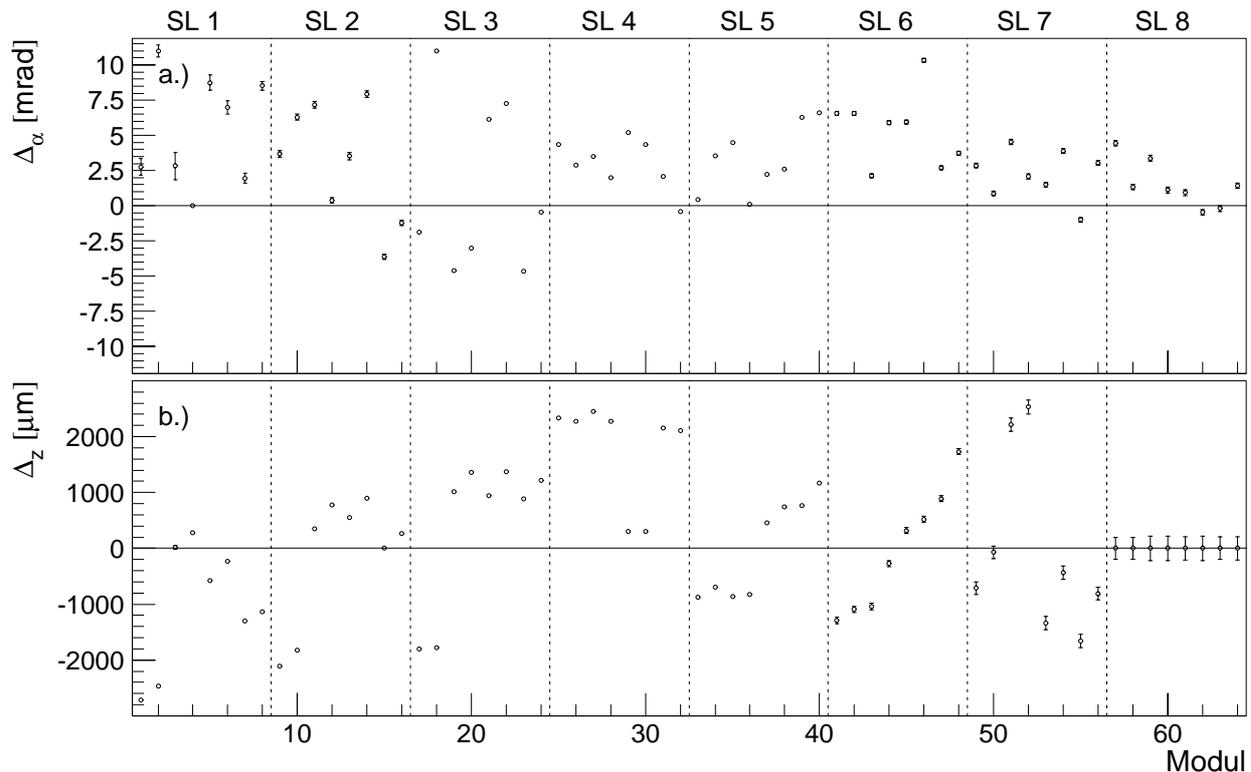


Abbildung 6-1: Abweichungen der durch die Alignierung bestimmten Stereowinkel und z -Positionen aller Module des Vertexdetektors. Für die z -Positionen der Superlage (SL) acht standen keine genauen Informationen zur Verfügung, so daß die Differenz zu den Erwartungen hier auf Null gesetzt wurde. Für jede Superlage sind die Korrekturwerte der Modulpaare der Pots in der Reihenfolge oben, außen, unten und innen angegeben.

6.1.2 Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Positionen der Pots beim Verfahren der Manipulatoren

Da die Pots des HERA-B Vertexdetektors während der Injektion des Protonenstrahls zurückgezogen werden müssen, wird die Detektorgeometrie bei jeder Füllung des Protonenspeicherringes verändert. Hier soll die Reproduzierbarkeit der dazu benutzten Manipulatoren untersucht werden. Es wurden zwei dedizierte Meßreihen aufgenommen, bei denen sich die Pots zunächst in Meßposition befanden. Nach einem Zurückziehen der Pots auf Injektionsposition wurden diese unmittelbar im Anschluß wieder auf Meßposition gefahren. Danach wurde der zweite Datensatz aufgenommen. Die Wechselwirkungsrate betrug in beiden Fällen 5 MHz , beide Datensätze umfassen jeweils 30000 Ereignisse. Mit dem Programm zur Alignierung wurde die Geometrie für den ersten Datensatz bestimmt. Da die Bewegungen nur in x - oder y -Richtung erfolgen und die Zählerebenen der Superlage sieben und acht nicht bewegt wurden, wurden nur die Meßkoordinaten der Zählerebenen der übrigen Superlagen unter Benutzung des zweiten Datensatzes aligniert. In Abbildung 6-2 sind die Differenzen der resultierenden x - und y -Positionen dargestellt.

Hier zeigt sich ein zur Abbildung 5-22 ähnliches Verhalten. Auch dort fanden sich bei gleichen Geometrien Positionsunterschiede, die im Rahmen der, in beiden Fällen angegebenen, statistischen Fehler nicht mit Null verträglich sind. Dies wird besonders deutlich bei der Betrachtung der inne-

ren und äußeren Pots der Superlage sechs. Da diese Pots in x-Richtung gefahren werden, ist die bestimmte Positionsabweichung ein „Resultat“ der Alignierung. Dies ist mit den Ergebnissen von Abschnitt 5.6, bei denen solche Abweichungen auch ohne Veränderung der Geometrie gefunden wurden, konsistent.

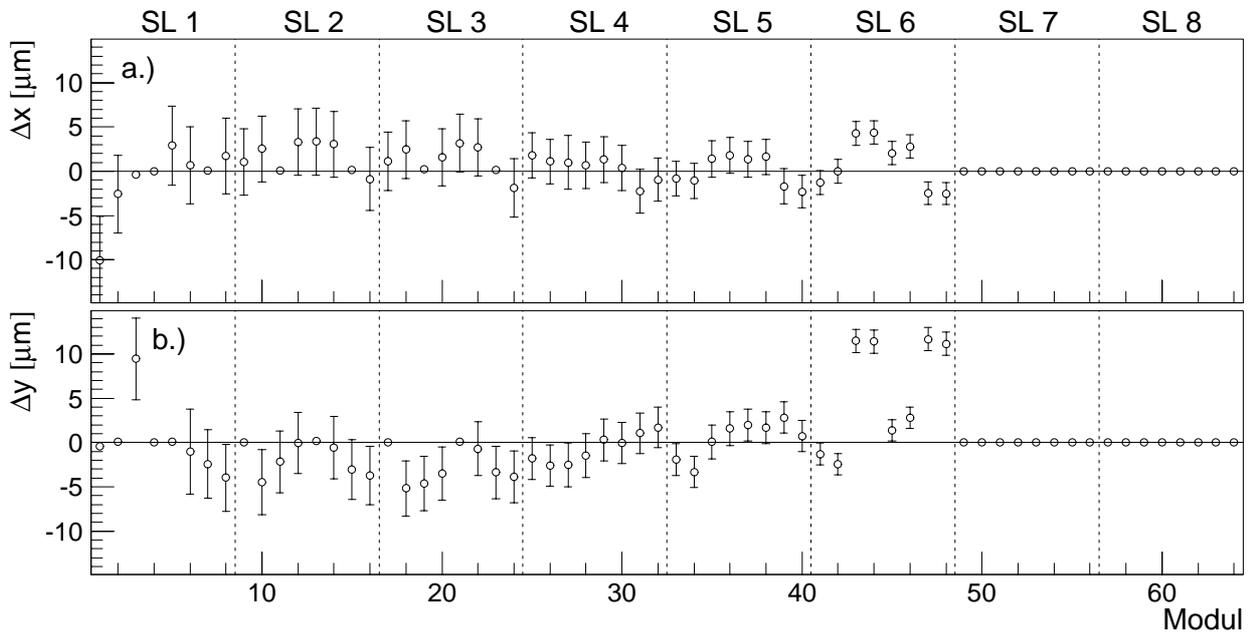


Abbildung 6-2: Von der Alignierung gefundene Differenzen der x - und y -Koordinaten nach Verfahren der Manipulatoren auf Injektions- und Meßposition. Hierzu wurde der erste Datensatz in Meßposition aufgenommen. Nach dem Fahren auf Injektionsposition wurde erneut die Meßposition angefahren und im Anschluß daran der zweite Datensatz aufgezeichnet. Die gezeigten Fehler sind die vom Alignierungssystem bestimmten.

Im Rahmen der Fehler der Alignierung sind also praktisch keine Positionsabweichungen beim Verfahren der Pots zu beobachten. Um dies zu verifizieren, sind in Tabelle 6-1 die von den Linearmaßstäben bestimmten Positionen der Pots während der Aufnahme der beiden Datensätze gezeigt. Die vom Hersteller angegebene Genauigkeit dieser Maßstäbe ist mit $2\ \mu\text{m}$ etwas kleiner als die Fehler der Alignierung in diesem Fall. Es ist in der Tabelle klar zu erkennen, daß die Positionen in hervorragender Weise reproduziert werden. Dieses Resultat wurde auch bei den übrigen untersuchten Tests beobachtet.

Superlagen		Oben [mm]	Außen [mm]	Unten [mm]	Innen [mm]
1-4	R vor Herausfahren	19,945	19,963	19,951	20,000
	R nach Hereinfahren	19,945	19,963	19,951	20,000
5	R vor Herausfahren	18,858	19,000	19,046	18,885
	R nach Hereinfahren	18,858	19,000	19,046	18,885
6	R vor Herausfahren	19,004	18,981	18,986	18,983
	R nach Hereinfahren	19,004	18,981	18,986	18,983
7	R vor Herausfahren	9,982	9,989	10,080	9,998
	R nach Hereinfahren	9,982	9,989	10,080	9,998

Tabelle 6-1: Von den Linearmaßstäben bestimmte Position der Pots während der Aufnahme der beiden Datensätze zur Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Geometrie. Die Genauigkeit der Linearmaßstäbe beträgt nach Herstellerangaben $2\ \mu\text{m}$.

Die Manipulatoren erlauben also eine Reproduzierbarkeit der Pot-Positionen die besser ist, als mit den zur Verfügung stehende Mitteln gemessen werden kann. Dies zeigt, daß der Vertexdetektor nicht nach jeder zur Injektion des Speicherringes erforderlichen Fahrbewegung der Pots neu aligniert werden muß.

6.1.3 Die Langzeit-Stabilität des Vertexdetektors

Gegenstand der letzten Untersuchung zu den mechanischen Eigenschaften des Vertexdetektors ist sein Langzeitverhalten. Dazu wurden die Alignierungskonstanten von 33 Datensätzen bestimmt¹¹. Diese wurden unter Verwendung des Myon-Paartriggers im Zeitraum vom 1. bis zum 31.07.2000 aufgezeichnet und werden für die physikalischen Analysen im Rahmen dieser und anderer Arbeiten [91] hauptsächlich verwendet. Hinweise, daß die Qualität der im Vertexdetektor rekonstruierten Spuren zeitabhängig ist, ergaben sich bereits bei der ersten Analyse dieser Daten [92].

Bei der Alignierung wurden die in Abschnitt 5.2.2 beschriebenen Linearkombinationen konstant gehalten. Da diese im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht bestimmt werden, jedoch auch Langzeitschwankungen unterliegen können, konzentriert sich die Analyse auf die Betrachtung der Abstände zwischen gegenüberliegenden Modulen. Bei Konstanzhaltung der Schwerpunkte sollten Abweichungen hier besonders deutlich sichtbar werden. Zudem werden diese Abstände kaum durch Änderungen der Longitudinalpositionen der Zählerebenen oder der Stereowinkelkorrektur beeinflusst. Abbildung 6-3 verdeutlicht die geometrischen Zusammenhänge.

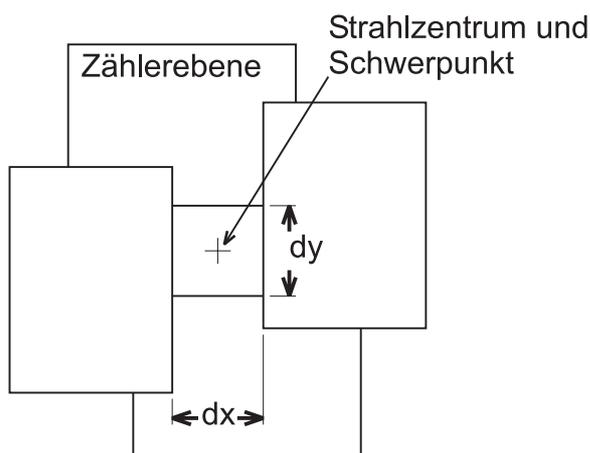


Abbildung 6-3: Skizze der zur Untersuchung der Langzeitstabilität betrachteten Parameter. Durch Fixierung des Schwerpunktes, der idealerweise mit dem Strahlzentrum zusammenfällt, werden die Geometrieänderungen in dx und dy sichtbar. Durch den Überlapp sind die dx und dy in einer Superlage sehr gut bestimmbar.

In Abbildung 6-4 und Abbildung 6-5 sind die Abweichungen der Abstände in x- und y-Richtung vom Mittelwert dieser Abstände als Funktion der Zeit dargestellt. Dazu wurden die Abstände der Superlagen eins bis drei von der Analyse ausgeschlossen. Dies vermeidet mögliche Probleme mit den einseitigen Modulen.

Die Abstände des vorderen und hinteren Moduls eines Pots wurden völlig unabhängig voneinander bestimmt. Damit ergibt sich hier die Möglichkeit eventuelle Probleme bei der Alignierung einzelner Module aufgrund von schlechten oder fehlenden Daten an einer großen Differenz zwischen den beiden Abstandsänderungen zu erkennen. Ein Beispiel für derartige seltene Änderungen sind die x-Abstände der Superlage acht am Tag 20.

Zu erkennen sind im betrachteten Zeitraum Abstandsvariationen für die Superlagen vier bis acht von $\pm 25 \mu m$. Im Fall von Superlage sieben ergeben sich Variationen von $\pm 40 \mu m$ und für Superlage acht von bis zu $\pm 80 \mu m$.

¹¹ An dieser Stelle sei Kendall Reves für die nette und für beide Seiten sehr fruchtbare Zusammenarbeit bei der Massenalignierung dieser Datensätze im November 2000 gedankt.

Nachdem im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, daß das Verfahren der Manipulatoren mit sehr hoher Präzision erfolgt, kann die Bewegungsmechanik als Ursache für die Variationen ausgeschlossen werden. Neben der Möglichkeit, daß die erkennbaren Variationen durch Probleme der Alignierung resultieren, kommen als Erklärung des hier beobachteten Verhaltens thermische Verzüge des Gesamtsystems in Betracht.

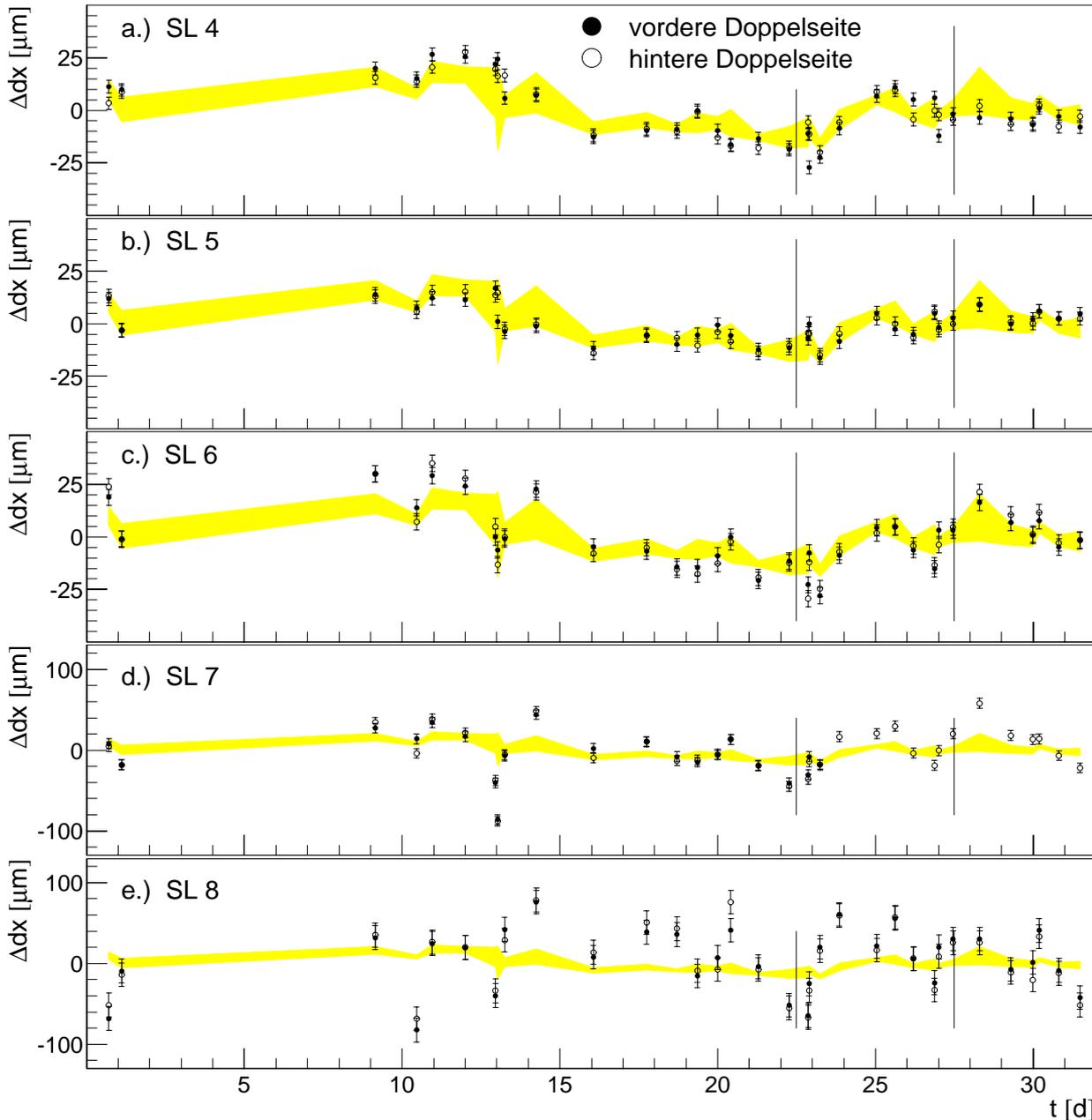


Abbildung 6-4: Zeitlicher Verlauf der x -Abstände der Module der Superlage vier bis acht während eines Monats. Es ist jeweils die Differenz der Abstände zum Mittelwert über die gesamte Zeit aufgetragen. Die Abstände mit den Fehlern wurden aus der Alignierung bestimmt.

Da die Halterungen gekühlt und durch das Vakuum isoliert sind, sollten die Abstandsunterschiede in diesem Fall aus Längenänderungen des Vakuumtanks und der Manipulatoren resultieren, welche die verbindenden Elemente darstellen. Es ist also jeweils der Abstand der Oberplatten gegenüberliegender Manipulatoren zu berücksichtigen. Die Abbildung 2-14 zeigt, daß diese Abstände bei unterschiedlichen Superlagen nicht konstant sind.

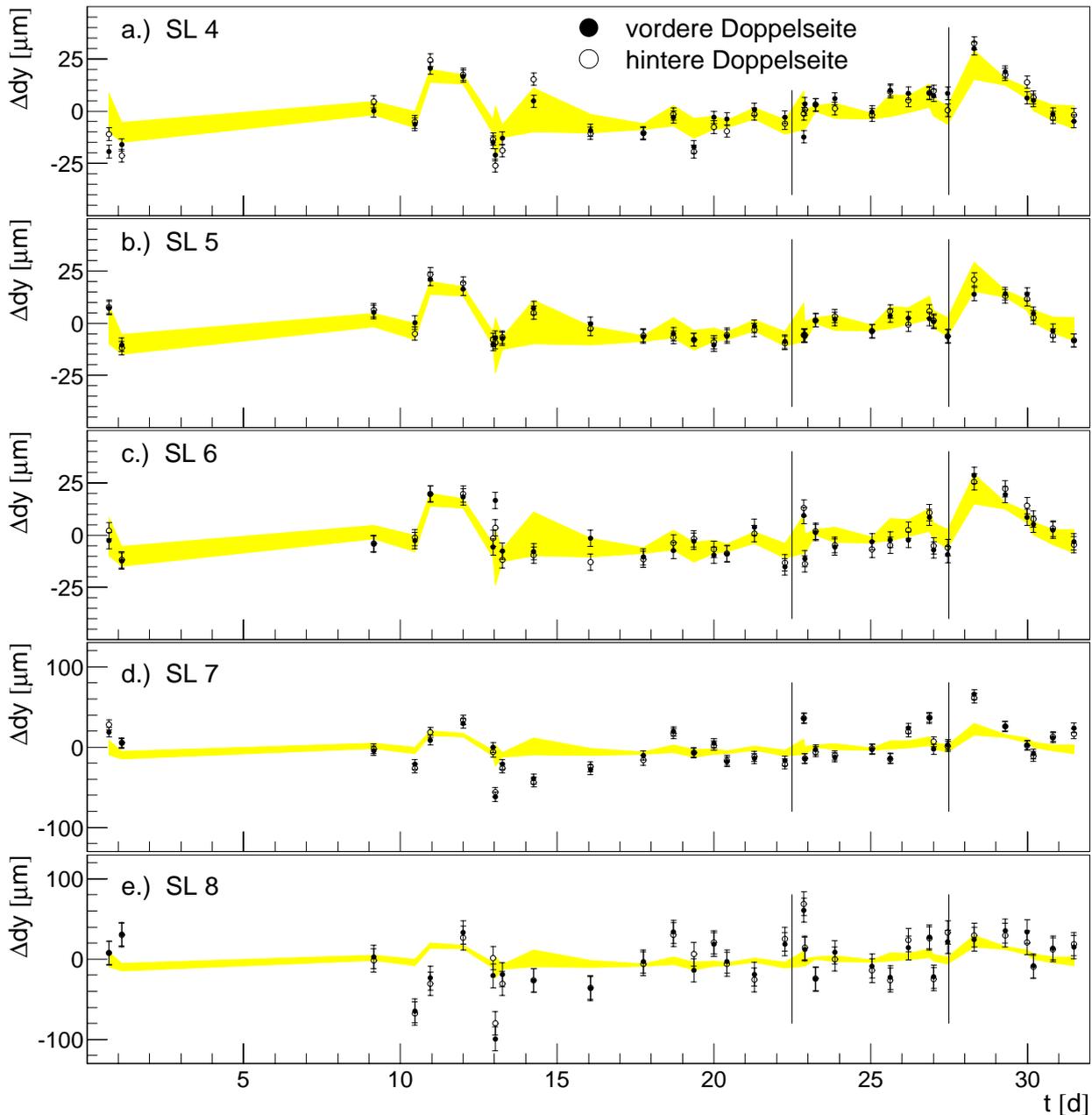


Abbildung 6-5: Zeitlicher Verlauf der y-Abstände der Module der Superlage vier bis acht während eines Monats. Wie in Abbildung 6-4 ist hier jeweils die Differenz zum zeitlichen Mittelwert gegen die Zeit aufgetragen.

Um die Hypothese einer Längenvariation der Haltestrukturen zu untermauern, sind in Abbildung 6-6 die Korrelationen der Mittelwerte, normiert auf einen Abstand der Oberplatten der Manipulatoren von 1000 mm dargestellt. Die resultierenden Korrelationskoeffizienten von 0,55 bis 0,8 zeigen an, daß jeweils in x- und y-Richtung ausgeprägte Korrelationen zwischen den Abstandsänderungen der Superlagen bestehen. Die Untersuchung der Korrelationen zwischen den Abstandsänderungen in x- und y-Richtung einer Superlage ergab deutlich niedrigere Koeffizienten von 0,02 bis 0,44.

Da sich jeweils in x- und y-Richtung deutliche Korrelationen zwischen den Superlagen ergeben, ist für die jeweiligen Zeitpunkte der Alignierung eine mittlere Abstandsvariation der einzelnen Superlage berechnet und als Band, dessen jeweilige Breite der zugehörigen Fehler anzeigt in Abbildung 6-4 und Abbildung 6-5 eingetragen.

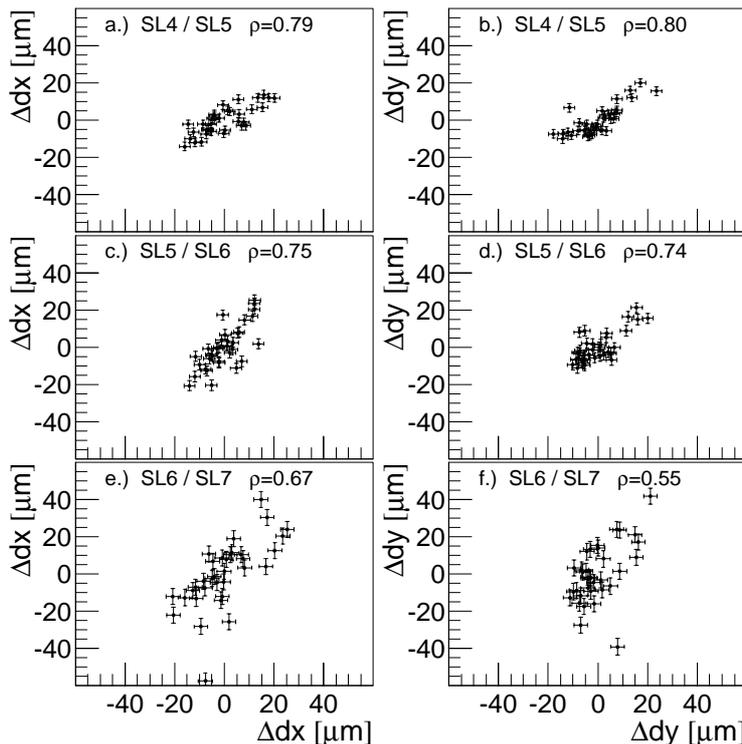


Abbildung 6-6: Korrelationen der Abstandsvariationen zwischen den Superlagen. Die Variationen sind auf einen Abstand der Oberplatten der Manipulatoren von 500 mm normiert.

Im betrachteten Zeitraum ergibt sich für den mittleren Normabstand der Manipulatoroberplatten von 1000 mm eine Spannweite von etwa 35 μm .

Für den Tank wird ein linearer, thermischer Ausdehnungskoeffizient von $(20 - 40) \mu\text{m} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ erwartet [93]. Die beobachtete Spannweite der Abstandsvariation entspricht somit einer Temperaturvariation von 1-2 K. Dies liegt im Rahmen der aufgezeichneten Temperaturvariation am Vertextank

Es ergibt sich aus den Langzeituntersuchungen somit, daß die Alignierung des Detektors regelmäßig durchgeführt werden muß, um eventuelle Auswirkungen von Temperaturvariationen im Aufbau auszugleichen. Allerdings lassen sich aus den hier gezeigten Ergebnissen nur erste Hinweise auf mögliche Auswirkungen von Temperaturvariationen ableiten. Um die angeführte Hypothese zu belegen, sind zusätzliche Messungen und eine Analyse der Temperaturverläufe nötig. Diese ist im betrachteten Zeitraum aufgrund von Aufzeichnungsproblemen nicht möglich.

6.2 Das Zusammenspiel von Target und Speicherringanlage

Nach der Diskussion der geometrischen Effekte des Aufbaus des Vertexdetektors, soll nun gezeigt werden, daß der Vertexdetektor gut zur Untersuchung des Zusammenspiels von Targets und Speicherringanlage geeignet ist. Solche Untersuchungen wurden bereits in der frühen Testphase des Vertexdetektors im Jahr 1996 zur Überprüfung der Messungen mit dem Targetsystem durchgeführt [19], [36].

Es wird zunächst unter Benutzung von Daten aus dedizierten Messungen gezeigt, daß sich wichtige Parameter des Targetbetriebes mit dem Vertexdetektor messen lassen. Zudem erlauben diese Messungen Prüfungen der Konsistenz der Alignierung des Vertexdetektors. In der Folge wird dann die für die geplanten physikalischen Messungen des Experimentes wichtige Verteilung der Primärwechselwirkungen auf mehrere Targetdrähte gezeigt. Danach wird der zeitliche Verlauf der Primärvertexposition untersucht.

6.2.1 Untersuchung der Lage und Ausdehnung des Protonenstrahls

Im Normalbetrieb des Targetsystems stellen die benutzten Targetdrähte die äußere Begrenzung der im Speicherring umlaufenden Teilchen in der jeweiligen Richtung dar. Die Lage und typische Ausdehnung des Protonenstrahls sind somit wichtige Betriebsparameter des Targetsystems. Im Folgenden wird zunächst gezeigt, wie sich diese Parameter allein unter Benutzung von Messungen mit dem Vertexdetektor bestimmen lassen. Danach kann dann die Position der Targetdrähte während der Erzeugung einer bestimmten Wechselwirkungsrate in Einheiten des Abstandes vom Strahlzentrum bestimmt werden.

Zu diesem Zweck wurden am 22.6.2000 dedizierte Messungen mit dem Detektor unter Verwendung des Wechselwirkungstriggers durchgeführt. Es wurden dabei nacheinander die Targetdrähte der ersten Station einzeln in die Außenbereiche des Protonenstrahls gebracht, um jeweils für einige Minuten unterschiedliche Wechselwirkungsrate zu erzeugen. In den Zeiten konstanter Wechselwirkungsrate, wurde eine Meßreihe mit mehr als 15000 Ereignissen aufgenommen. Vor und nach den Messungen bei unterschiedlichen Wechselwirkungsrate für einen Draht wurde zusätzlich eine Meßreihe aufgenommen, bei der sich kein Target in Strahlhöhe befand. Das gesamte Meßprogramm nahm sechs Stunden in Anspruch.

Mit den fünf letztgenannten Datensätzen können Spuren im Vertexdetektor rekonstruiert werden, die von tiefinelastischen Wechselwirkungen der Protonen mit den Restgasatomen im Bereich des Vertexdetektors ausgehen. Aufgrund der Verwendung des in Abschnitt 1.4 beschriebenen Wechselwirkungstriggers, werden solche seltenen Strahl-Restgasereignisse in den aufgezeichneten Datensätzen angereichert.

Um zu überprüfen, ob sich die Meßbedingungen während der Gesamtzeit verändert haben, wurden die fünf Datensätze mit möglichen Strahl-Restgasereignissen zunächst getrennt betrachtet. Um die Orte der Strahl-Restgaswechselwirkungen zu rekonstruieren, wurde die Rekonstruktion der Teilchenspuren im Vertexdetektor mit den im vorigen Kapitel diskutierten Schnitten, die für die Alignierung verwendet werden, durchgeführt. Die Wechselwirkungsorte wurden durch die Rekonstruktion von Vertices mit mehr als zwei Spuren bestimmt.

In Abbildung 6-7 ist die x- und y-Position der rekonstruierten Vertices im Koordinatensystem des Vertexdetektors als Funktion ihrer z-Position separat für die fünf zur Verfügung stehenden Datensätze zusammengestellt.

Unter der Annahme, daß das Restgas homogen verteilt ist, kann die Lage des Strahlzentrums aus dem Mittelwert rekonstruierter Wechselwirkungsorte bestimmt werden. Die Abbildung zeigt jedoch, daß der Strahlposition sowohl in x- als auch in y-Richtung eine Funktion der z-Position ist. Da der Vertexdetektor für den Protonenstrahl eine Driftstrecke darstellt, kann die Strahlhöhe als Funktion der z-Position durch eine Gerade beschrieben werden. Die an die Vertexpositionen angepaßten Geraden sind ebenfalls gezeigt.

Die Geraden wurden unter der Annahme von gleichen Fehlern in x- und y-Richtung angepaßt und die in der Abbildung gezeigten Fehler a-posteriori aus den Ergebnissen der Anpassung bestimmt. Diese Fehler berücksichtigen damit nicht nur die Fehler der Vertexbestimmung, sondern auch die deutlich größere Ausdehnung des Strahls. Diese Abschätzung der Fehler erlaubt eine Angabe von statistischen Fehlern der Anpassungsparameter.

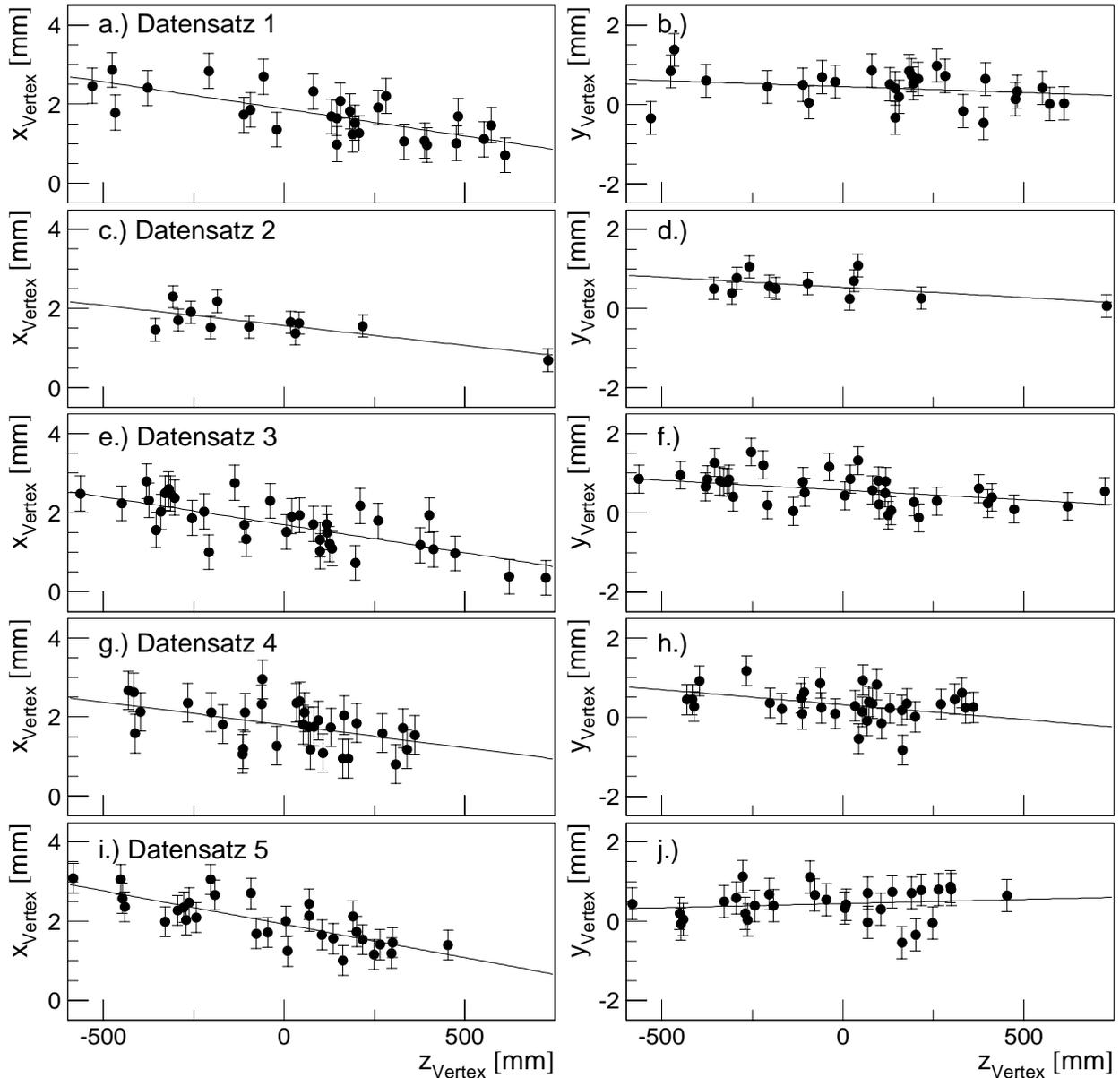


Abbildung 6-7: Rekonstruierte Vertices von Strahl-Restgasereignissen aus fünf Datensätzen ohne Target. Die Datensätze wurden während einer Testphase im Abstand von jeweils einer Stunde aufgenommen. Dargestellt sind die rekonstruierten Orte von Vertices mit mehr als zwei Spuren in x - und y -Richtung in Abhängigkeit von der z -Position. Die angegebenen Fehler der Einzelmessungen wurden *a-posteriori* aus der Anpassung an die ebenfalls gezeigten Geraden ermittelt.

Die aus der Anpassung der in Abbildung 6-7 dargestellten Geraden resultierenden Parameter sind in Abbildung 6-8 mit den statistischen Fehlern zusammengestellt. Im Rahmen der Fehler stimmen die gefundenen Parameter der Geraden überein. Dies bedeutet, daß sich die für die Strahlage im Vertexdetektor relevanten Parameter des Protonenspeicherringes im Laufe des Zeitraumes der Messungen nicht geändert haben. Solche Änderungen können durchaus erwartet werden, da der Meßzeitraum gegen die typische Dauer einer Luminostätsperiode der Maschine von neun Stunden nicht zu vernachlässigen ist. Es existieren eine Reihe von Einflußgrößen, die während solcher Zeiträume variabel sind, und die einen Einfluß auf Lage und Richtung des Strahls im Vertexdetektor haben können [20].

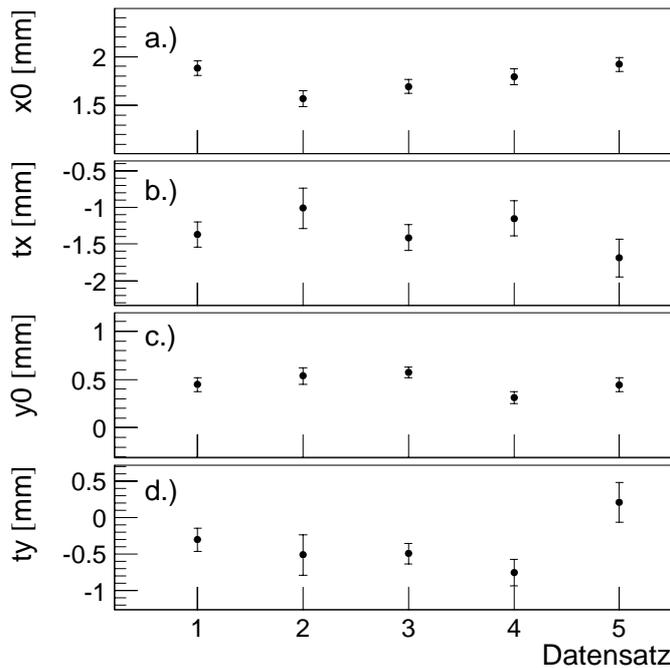


Abbildung 6-8: Die von der Geradenanpassung bestimmten Parameter für die fünf untersuchten Strahl-Restgas-Datensätze. Die Parameter der in Abbildung 6-7 gezeigten Vertices geben Ort und Steigung des Zentrums des Protonenstrahls im Koordinatensystem des Vertexdetektors an.

Der durch die obige Abbildung bestätigte Sachverhalt, daß im untersuchten Meßzeitraum Strahl-lage und Winkel annähernd gleich geblieben sind, erlaubt es, die Daten aller fünf Datensätze gemeinsam zu betrachten.

Die Abbildung 6-9 zeigt die rekonstruierten x- und y-Positionen aller Strahl-Restgaswechselwirkungen in den untersuchten Datensätzen als Funktion der z-Position. Es wurde auch hier zur Bestimmung von Strahl-lage und Winkel in x- und y-Richtung eine Gerade an die Positionen angepaßt.

Die resultierenden Gleichungen zur Beschreibung der Lage des Protonenstrahls im Koordinatensystem des Vertexdetektors lauten:

$$\begin{aligned} x(z) &= (-1,340 \pm 0,098) \cdot 10^{-3} z + (1,795 \pm 0,036) \text{ mm} \\ y(z) &= (-0,422 \pm 0,088) \cdot 10^{-3} z + (0,453 \pm 0,036) \text{ mm} \end{aligned} \quad (6-1)$$

Die Sollwinkel des Strahls im Vertexdetektor betragen [17]:

$$t_x = \frac{\Delta x}{\Delta z} = -0,7 \cdot 10^{-3}, \quad t_y = \frac{\Delta y}{\Delta z} = 0 \quad (6-2)$$

Aus dem Vergleich der Steigungen läßt sich abschätzen, daß die von der internen Alignierung unmeßbaren Scherparameter des Koordinatensystems des Vertexdetektors in x- und y- Richtung deutlich unter einem mRad betragen.

Aus den Messungen der Strahlposition des Lagemonitors WR10 ergibt sich an der z-Position $z = -1000 \text{ mm}$ [94]:

$$x = (1,05 \pm 0,1) \text{ mm}, \quad y = (0,5 \pm 0,1) \text{ mm} \quad (6-3)$$

Durch Rückextrapolation mit den Sollwinkeln des Strahls ergibt sich am Ort des Lagemonitors eine mit dem Vertexdetektor bestimmte Position des Strahlzentrums von

$$x = (1,095 \pm 0,036) \text{ mm}, \quad y = (0,453 \pm 0,036) \text{ mm} \quad (6-4)$$

Die Position des Strahlzentrums stimmt also im Rahmen der hier gegebenen statistischen Fehler der Ablesungen des Strahllagemonitors unter Berücksichtigung der Sollsteigung der Strahl-lage in x-Richtung gut mit den Messungen überein.

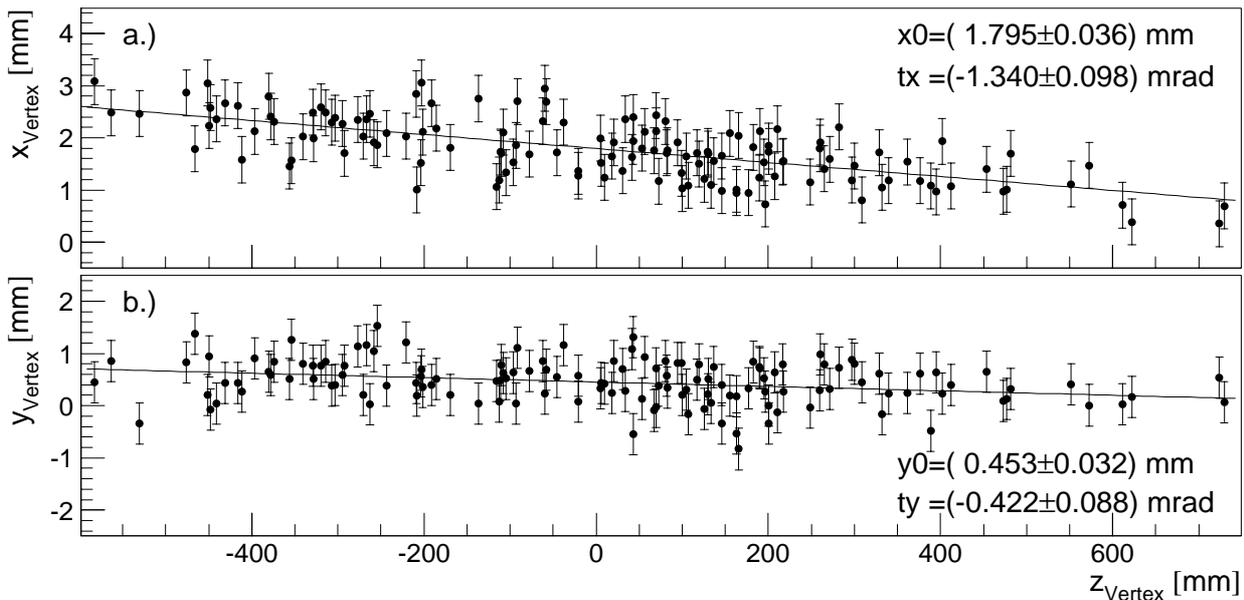


Abbildung 6-9: Gemeinsame Darstellung aller rekonstruierten Vertices von Strahl-Restgasereignissen der fünf untersuchten Datensätze ohne Target. Es ist die x - und y -Position in Abhängigkeit von der z -Position dargestellt. Die Parameter der jeweils erfolgten Geradenanpassung sind mit den statistischen Fehlern angegeben. Auch hier wurden die Fehler der Einzelmessungen *a-posteriori* aus der Geradenanpassung bestimmt.

Nach der Bestimmung der räumlichen Lage des Strahlzentrums kann aus der Abweichung der Primärvertexpositionen von den angepaßten Geraden das Profil des Protonenstrahls gemessen werden und daraus seine Ausdehnung bestimmt werden.

Unter der Annahme, daß die Restgasanteile im Bereich um den Strahl homogen verteilt sind, ergibt sich die Verteilung der Abweichungen zwischen rekonstruierter Wechselwirkungsposition und angepaßter Geraden aus dem Strahlprofil und der Auflösung des Vertexdetektors. Die Teilchendichteverteilung des Protonenstrahls entspricht insbesondere nahe am Strahlkern einer Normalverteilung nach Gauß [20]. Erwartet wird aus den während der Messungen bestimmten Parametern des Protonenstrahls eine Standardabweichung der Verteilung von $\sigma = (330 \pm 70) \mu\text{m}$ [94].

In Abbildung 6-10 sind die resultierenden Abstandsverteilungen dargestellt. Die Anpassung an eine Normalverteilung nach Gauß ergibt $\sigma_x = (439 \pm 26) \mu\text{m}$ und $\sigma_y = (394 \pm 23) \mu\text{m}$. Da das Verhältnis der Strahlquerschnitte recht gut aus unabhängigen Messungen bekannt ist und nahezu eins betragen muß [20], wird es hier benutzt, wobei sich ein Mittelwert für den Strahlquerschnitt von $\sigma = (413 \pm 13) \mu\text{m}$ ergibt. Angesichts der unberücksichtigten Auflösung des Vertexdetektors von der Größenordnung von $50 \mu\text{m}$ und der doch relativ kleinen Zahl von Ereignissen und der Unsicherheiten der erwarteten Werte, ist dies eine gute Übereinstimmung. Die Kenntnis von Strahlage und Ausdehnung erlaubt im Weiteren die Orte der Strahl-Targetwechselwirkungen normiert auf diese Strahlparameter anzugeben.

Wie bereits ausgeführt, wurden im Rahmen der Messungen auch mit den Targets der Station I unterschiedliche Wechselwirkungsraten erzeugt. Weiter untersucht werden sollen die Datensätze, bei denen mit einem einzelnen Target eine Wechselwirkungsrate von 10 MHz erzeugt wurde. Eine solche Wechselwirkungsrate ist bereits deutlich höher als die natürliche Protonenverlustrate des Speicherringes. Daher werden die Targetdrähte von der Steuerautomatik zur Aufrechterhaltung der Rate mit der Zeit immer näher an das Strahlzentrum bewegt [19].

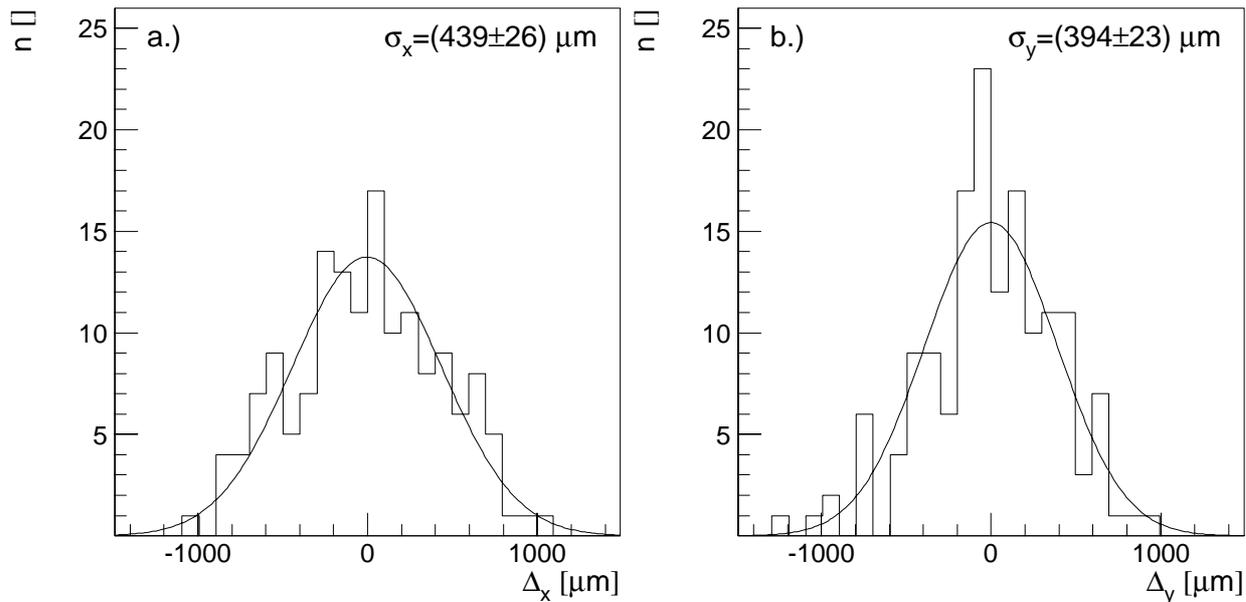


Abbildung 6-10: Verteilungen der Abstände der rekonstruierten Vertices der Strahl-Restgasereignisse zu den angepassten Geraden. Die resultierenden Verteilungen stellen jeweils das mit der Auflösung des Vertexdetektors gefaltete transversale Profil des Protonenstrahls dar.

Die Abbildung 6-11 zeigt den zeitlichen Verlauf der radialen Position der Primärwechselwirkungen für die vier Targets der Station I. Es wurden die rekonstruierten Primärvertexpositionen in Bezug auf den radialen Abstand zum Strahlzentrum in Einheiten der Strahlausdehnung bestimmt. In der Abbildung sind die Mittelwerte und Standardabweichungen der so bestimmten Radialpositionen als Funktion der Zeit aufgetragen.

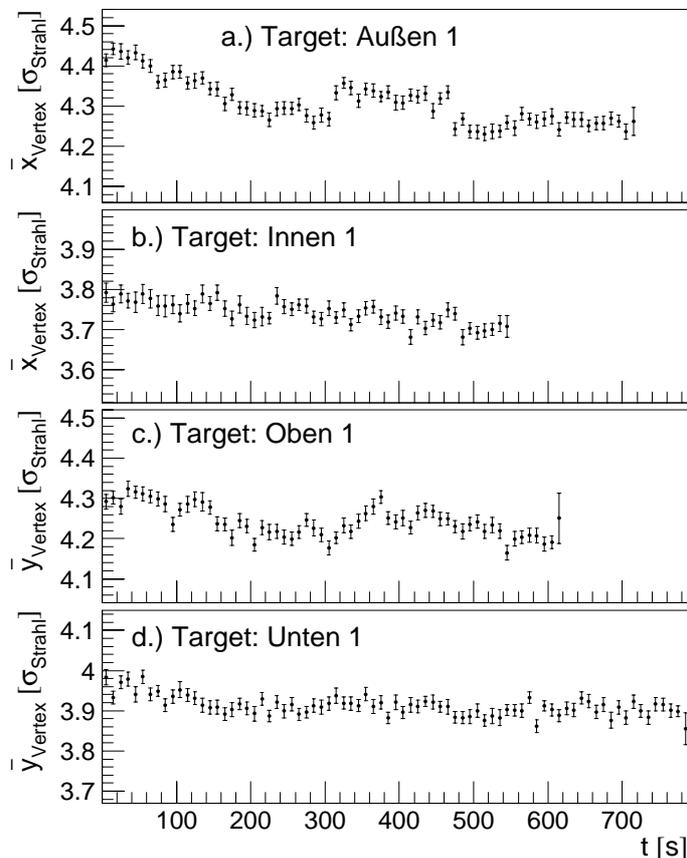


Abbildung 6-11: Zeitlicher Verlauf der rekonstruierten Primärvertexposition bei der Benutzung der vier Targetdrähte der ersten Station. Dargestellt ist jeweils die, über 100 Sekunden gemittelte Position des Primärvertex mit seinem statistischen Fehler in Einheiten der Strahlausdehnung.

Die Betrachtung der Radialgeschwindigkeiten ergibt für die einzelnen Targets ein recht unterschiedliches Bild. Für das innere und untere Target ist neben einigen Fluktuationen eine zeitlich konstante Targetposition erkennbar. Dies stimmt mit den in [19] gezeigten Messungen überein.

Dort wurde für etwa vergleichbare Bedingungen eine Bewegung von $0,15 \frac{\sigma_{\text{Strahl}}}{h}$ gefunden.

Vor allem im Fall des äußeren Targets wird jedoch über den Zeitraum von 12 Minuten eine Bewegung von $0,2 \sigma_{\text{Strahl}}$ beobachtet. Dieses Phänomen ist auf die Existenz von Teilchen mit geringerer Energie als der Sollenergie zurückzuführen, die aufgrund der Strahldynamik im Fall des HERA-B Detektors am Ort der äußeren und oberen Targets auftreten. Nähere Untersuchungen zu diesem sogenannten „Coasting-Beam“ finden sich in [20].

Zum Abschluß sind in Abbildung 6-12 die x-y-Positionen aller rekonstruierten Primärvertices der vier betrachteten Datensätze mit Wechselwirkungen auf den Targets dargestellt. Die Besonderheit dieser Abbildung liegt in der Tatsache, daß mit Hilfe der in diesem Abschnitt beschriebenen Untersuchungen zum ersten Mal auch die Lage und Ausdehnung des Protonenstrahls durch eine simultane Messung mit hoher Genauigkeit relativ zu den Wechselwirkungsorten bestimmt wurde. Die beobachtete Lage der Häufungspunkte der Primärvertices in Bezug auf das Zentrum des Protonenstrahls entsprechen den Erwartungen [94] und sind verträglich mit den in [20] gezeigten Messungen. Aus der Strahldynamik ergibt sich, daß die Drahtpositionen in horizontaler und vertikaler Ebene bezüglich des Strahlzentrums unterschiedlich sein können.

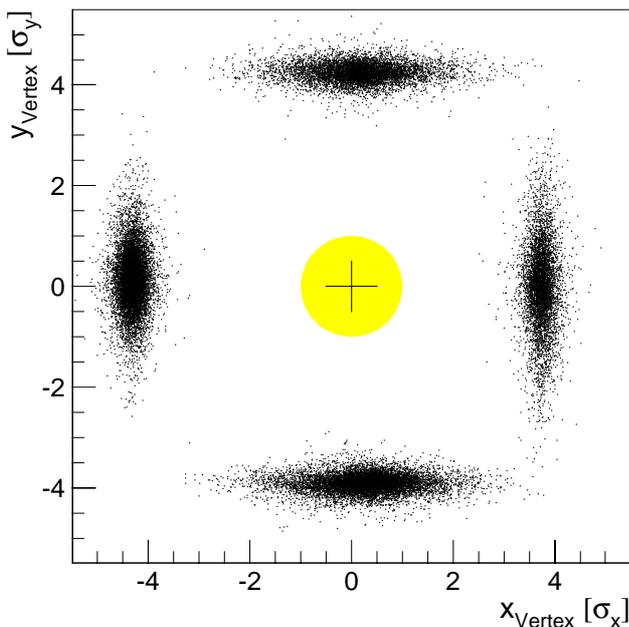


Abbildung 6-12: Rekonstruierte Primärvertexposition in der x-y-Ebene bei der Benutzung der vier Targetdrähte der ersten Station. Die einzelnen Drähte wurden zeitlich nacheinander an den Strahl gebracht. Die Strahllage und Ausdehnung wurde aus den Strahl-Restgas-Datensätzen bestimmt. Die Position des Strahlzentrums ist markiert und seine 1σ Kontur durch den schattierten Kreis angedeutet.

6.2.2 Verteilung der Primärwechselwirkungen auf mehrere Drähte

In der Meßperiode des Jahres 2000 wurden nur selten mehr als zwei Targetdrähte gleichzeitig benutzt. Um die für den geplanten Betrieb wichtige Verteilung der Wechselwirkungen auf acht Targetdrähte zu zeigen, steht nur ein Datensatz zur Verfügung.

In Abbildung 6-13 sind die rekonstruierten Primärvertexpositionen dargestellt. Es ist klar zu erkennen, daß die Wechselwirkungen auf den einzelnen Drähten räumlich gut getrennt werden können. Im Fall der oberen Drähte sind deutlich zwei Häufungspunkte pro Draht zu erkennen. Diese werden durch die bereits im vorigen Abschnitt erwähnten Beiträge des „Coasting-Beam“ verursacht. Die Abbildung zeigt somit in eindrucksvoller Weise, daß der Vertexdetektor auch ein geeignetes Werkzeug zur Untersuchung der Targets und Strahldynamik ist.

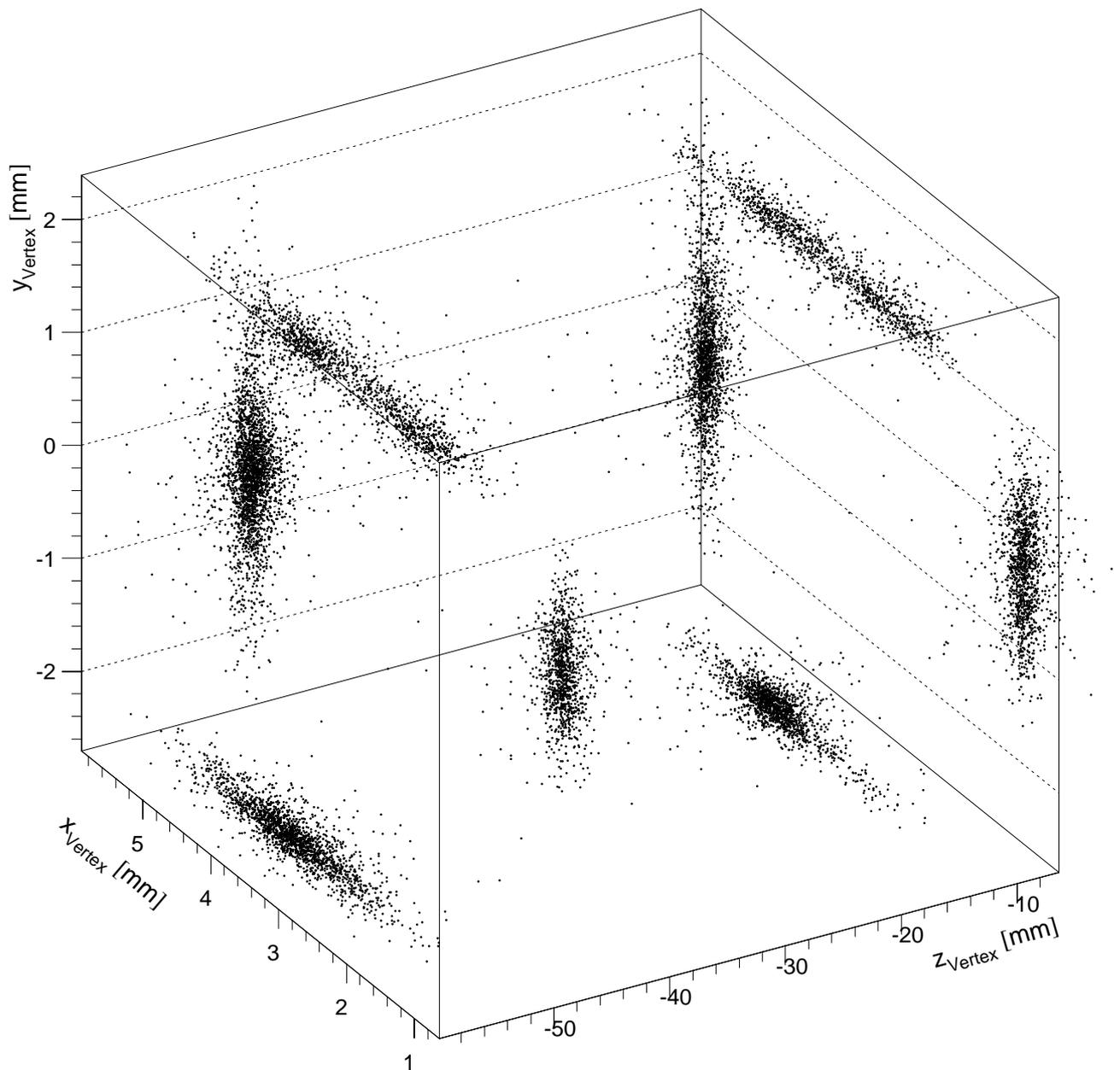


Abbildung 6-13: Rekonstruierte Primärvertexpositionen eines Datensatzes bei dessen Aufzeichnung alle acht Targetdrähte benutzt wurden. Es wurden nur Vertices mit mehr als drei Spuren akzeptiert. Bei den oberen Drähten ist der Beitrag des im Text erwähnten „coasting-beams“ gut zu erkennen.

6.2.3 Bewegung der Targetdrähte während des Meßbetriebes

In diesem Abschnitt soll der zeitliche Verlauf der Primärvertexposition untersucht werden. Dazu werden die rekonstruierten Primärvertices mit mehr als fünf Spuren eines Datensatzes, der bei Verwendung des Myon-Paartriggers aufgezeichnet wurden, verwendet. Die Wechselwirkungsrate betrug 5 MHz , es wurden die beiden Targetdrähte Unten 1 und Innen 2 simultan verwendet. Dieser Datensatz wurde ausgewählt, da er über die lange Zeit von 10 h . aufgezeichnet wurde. Für die

anderen, zumeist wesentlich kürzeren Datensätze, zeigt sich ein ähnliches Verhalten des Targetsystems.

Die Abbildung 6-14 zeigt den zeitlichen Verlauf der Primärvertexpositionen in x-, y- und z-Richtung separat für beide Drähte als Funktion der Zeit. Dargestellt sind die über 100 s gemittelten Positionen mit den dabei bestimmten Fehlern der jeweiligen Mittelwerte. Der Draht Innen 2 ist in y-Richtung ausgedehnt, der Draht Unten 1 in x-Richtung. Bei radialer Annäherung an das Strahlzentrum bewegt sich der Draht Innen 2 in Richtung kleinerer x-Werte, der Draht Unten 1 in Richtung größerer y-Werte.

Nach den Messungen in [56] besitzt der Vertexdetektor für Primärvertices mit mehr als fünf Spuren eine transversale Auflösung von weniger als $37 \mu\text{m}$ und eine longitudinale Auflösung von weniger als $380 \mu\text{m}$. Aufgrund der Mittelung werden die Drahtpositionen in Bewegungsrichtung jedoch mit dem deutlich kleineren Fehler von $2,5\text{-}4 \mu\text{m}$ bestimmt. In Ausdehnungsrichtung der Drähte ergeben sich wegen der Strahlausdehnung Fehler von $25\text{-}30 \mu\text{m}$.

Die Targetdrähte nähern sich während der beobachteten Zeit von 10 h dem Strahlzentrum um $100 \mu\text{m}$. Wird auch hier die in Abschnitt 6.2.1 gefundene Strahlausdehnung von $400 \mu\text{m}$ zugrundegelegt, so resultiert eine Annäherungsgeschwindigkeit von $0,025 \frac{\sigma_{\text{Strahl}}}{h}$. Diese ist damit deut-

lich geringer, als dies in Abbildung 6-11 sichtbar ist. Zu erklären ist dies mit der um den Faktor vier geringeren Wechselwirkungsrate pro Draht. Nach den Messungen in [21] ist bei Wechselwirkungsraten pro Draht von deutlich unter fünf MHz die natürliche Diffusionsrate von Protonen aus dem Strahlzentrum hoch genug, um die Rate aufrecht zu halten. Eine Annäherung der Drähte an das Strahlzentrum sollte in diesem Regime daher kaum noch auftreten.

Neben der erwarteten Bewegung der Drähte zum Strahlzentrum sind vor allem in den y-Positionen überlagerte Bewegungen zu erkennen. Solche Bewegungen resultieren aus Lageänderungen des Protonenstrahls im Speicherring. Diese werden vorgenommen, um diverse Effekte, insbesondere solche, die aus thermischen Ausdehnungen resultieren, zu kompensieren. Damit kann allen Experimenten eine gleichbleibend hohe Datenrate und Qualität zur Verfügung gestellt werden.

Die Existenz solcher Bewegungen muß jedoch bei der integralen Betrachtung von Primärvertexpositionen berücksichtigt werden. Dies ist insbesondere bei physikalischen Analysen wichtig, wenn die verwendeten Daten über einen großen Zeitraum akkumuliert wurden.

Die Betrachtung der z-Positionen in den Teilbildern e.) und f.) der Abbildung 6-14 zeigt, daß diese zeitlich nicht konstant sind. Der zeitliche Verlauf kann im Rahmen der Fehler der Messungen von $25\text{-}40 \mu\text{m}$ durch eine gleichförmige Bewegung beschrieben werden. Nach den Anpassungen vergrößert sich der Abstand der Vertices vom Draht Innen 2 zu den Zählerebenen mit einer Geschwindigkeit von $(3,83 \pm 0,72) \mu\text{m}/h$. Für den Draht Unten 1 ergibt sich $(4,33 \pm 0,51) \mu\text{m}/h$. Beide Werte sind also konsistent miteinander.

Als Erklärung für dieses Verhalten kommt eine thermische Ausdehnung des gesamten Aufbaus in Frage. Wird angenommen, daß die ersten Treffer der Spuren bei einem z-Abstand von 400mm registriert werden, so ergibt sich mit den, bei der Untersuchung der Langzeitstabilität in Abschnitt 6.1.3 verwendeten Zahlenwerten eine Temperaturänderung von $0,25\text{-}0,5 \text{K}$, was über einem Zeitraum von 10 h plausibel ist. Die beobachtete Drift ist zwar gegen die longitudinale Primärvertexauflösung sehr klein. Zu beachten ist jedoch, daß ein solcher Effekt der Ausdehnung in z-Richtung einen nicht sichtbaren, externen Parameter der internen Alignierung darstellt. Zukünftige Untersuchungen der hier gezeigten Art können über solche Parameter Aufschluß geben.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Primärvertexpositionen in allen Richtungen zeitlichen Schwankungen unterliegen, die beachtet und nachgeführt werden müssen.

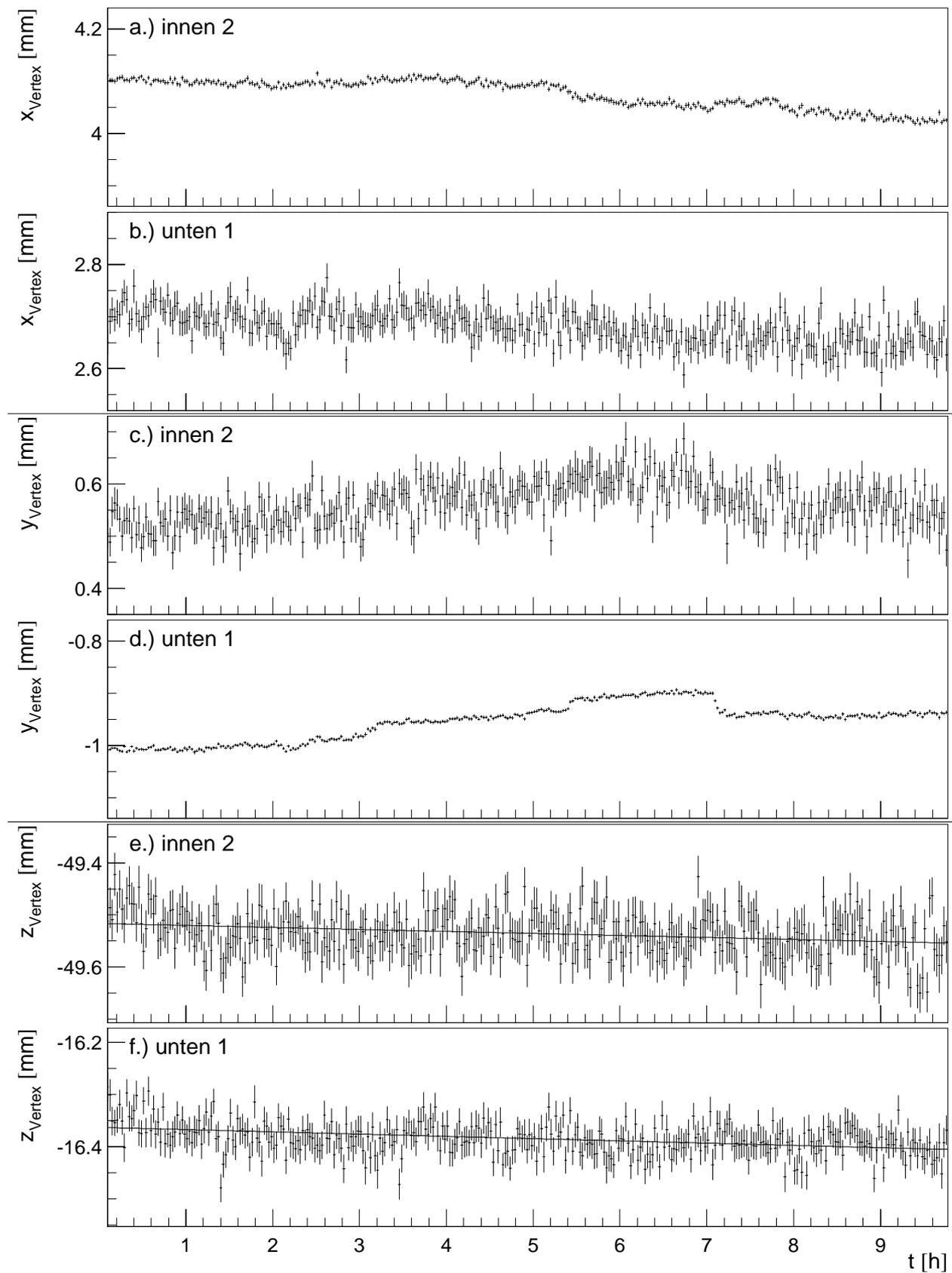


Abbildung 6-14: Zeitlicher Verlauf der Primärvertexexposition über einen Zeitraum von zehn Stunden. Verwendet wurden die Drähte Unten 1 und Innen 2. Dargestellt sind die, über 100 s gemittelten Positionen der Vertices mit ihren Standardabweichungen.

6.3 Bestimmung der Auflösung des Vertexdetektors

In diesem Abschnitt soll das Auflösungsvermögen des Vertexdetektors bei der Untersuchung physikalischer Zerfälle bestimmt werden. Dazu werden zwei, für den geplanten Betrieb des HERA-B Detektors wesentliche Prozesse herangezogen. Es ist dies zum einen der Zerfall von direkten J/ψ -Mesonen in zwei Myonen und der Zerfall von K_S^0 -Mesonen in Pionen. Für diese Reaktionen steht eine genügend große, verwertbare Datenmenge aus der Meßperiode 2000 zur Verfügung.

6.3.1 Untersuchung der Zerfälle von prompten J/ψ -Mesonen

Im geplanten Meßbetrieb des HERA-B Experimentes sollen die am Target produzierten B-Mesonen durch ihre Zerfälle in J/ψ -Mesonen, die in Folge sofort weiter in Leptonpaare zerfallen, rekonstruiert werden. Dazu ist es nötig, die von diesen Zerfällen ausgehenden Leptonspuren von denen zu diskriminieren, die aus den Zerfällen der im Target mit sehr viel höherer Rate produzierten direkten J/ψ -Mesonen stammen. Das Auflösungsvermögen des Vertexdetektors für die beim Zerfall der J/ψ -Mesonen produzierten Leptonen ist daher ein kritischer Parameter des Gesamtexperimentes. Dessen Bestimmung ist Gegenstand der folgenden Untersuchungen. Dabei wird zunächst die Selektion der Ausgangsdaten vorgestellt, und dann die longitudinale Auflösung und die Impactparameterauflösung bestimmt.

Zur Analyse wurde das Ensemble von Datensätzen, die unter Verwendung des Myon-Paartriggers im Zeitraum vom 1.7. bis zum 9.8.2000 aufgezeichnet wurden, verwendet. Für diesen Zeitraum wurden die in Abschnitt 6.1.3 bei der Untersuchung der Langzeitstabilität betrachteten 33 Sätze von Alignierungskonstanten bestimmt. Mit diesen wurde im Februar 2001 eine Reprozessierung aller aufgezeichneten Ereignisse durchgeführt. Die Ereignisse, in denen Kandidaten für einen Zerfall von J/ψ -Mesonen gefunden wurden, sind in einem Subdatensatz zusammengefaßt [90]. Von den Ereignissen im Subdatensatz wurden die relevanten Größen der Kandidaten für eine J/ψ -Mesonzerfall nach folgenden Kriterien selektiert:

- Im HERA-B Detektor wurden zwei durchgehende Myonspuren mit unterschiedlichem Ladungsvorzeichen gefunden.
- Nach Ausschluß der beiden Myonspuren ist im Restereignis mindestens ein Primärvertex mit mehr als drei Spuren enthalten.
- Die beiden Myonspuren sind mit dem Zerfall eines Mutterteilchens mit mehr als 2,4 GeV verträglich.

Das in Abbildung 6-15 dargestellte Spektrum der invarianten Massen der so gefundenen Kandidaten zeigt ein klares Signal der J/ψ -Mesonzerfälle bei 3,1 GeV. Es ist jedoch auch das Vorhandensein eines Untergrundanteils ersichtlich. Um diesen weiter zu reduzieren werden auf die selektierten Kandidaten folgende Schnitte [95] und [96] verwendet:

- Die Transversalimpulse der einzelnen Myonspuren sind größer als 1 GeV.
- Die Summe der Transversalimpulse der Myonspuren ist größer als 2,5 GeV.
- Aus den beiden Myonspuren kann ein gemeinsamer Vertex mit einem $\chi^2 < 10$ rekonstruiert werden.
- Die vom Myonsystem bestimmte Wahrscheinlichkeit (Likelihood) für die Hypothese eines Myons beträgt bei jeder Spur $> 0,1$ [97].

- Die Summe der mit dem RICH bestimmten Wahrscheinlichkeiten für die Hypothese eines Elektrons, Myons und Pions beträgt $> 0,05$ [98]. Da die drei genannten Teilchen für den RICH bei Impulsen von mehr als 10 GeV ununterscheidbar sind, wird hier die Summe der Wahrscheinlichkeiten verwendet

Die Abbildung 6-15 zeigt, daß durch diese Schnitte der Anteil der Untergrundereignisse deutlich gesenkt werden kann. Durch Anpassung der Massenspektren an eine Gaußverteilung mit einem exponentiell verteilten Untergrund, ergibt sich für das Rohspektrum ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 1,7, das durch die Anwendung der Schnitte auf 7,8 verbessert wird. Allerdings reduzieren die Schnitte die Zahl der Kandidaten im Signal von 2800 auf 1900. Um die Zahl der Untergrundereignisse für die folgende Analyse weiter zu reduzieren, wird gefordert, daß die invariante Masse zwischen $2,95$ und $3,2 \text{ GeV}$ beträgt.

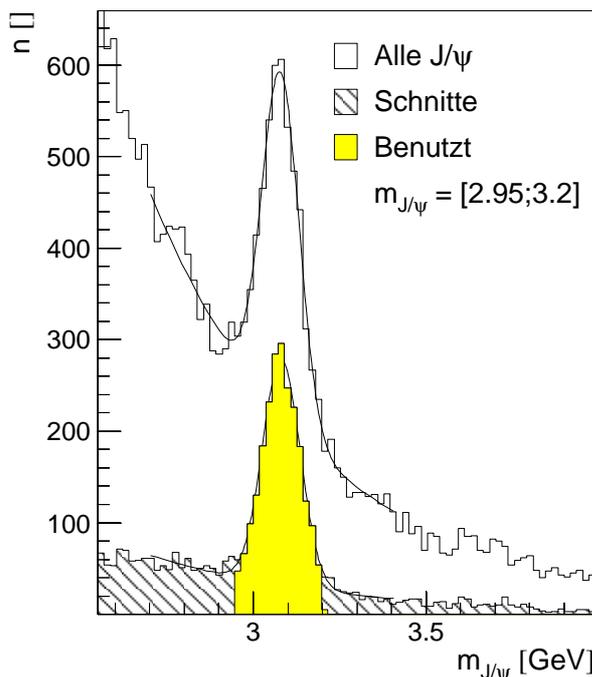


Abbildung 6-15: Verteilung der rekonstruierten, invarianten Masse der J/ψ -Mesonen. Dargestellt sind die Verteilungen sowohl für alle zur Verfügung stehenden Ereignisse, als auch für die im Rahmen der hier vorgestellten Analyse selektierten Ereignisse.

Der in den Massenspektren erkennbare große Untergrundanteil ist in Simulationsstudien nicht reproduzierbar und hat nach dem bisherigen Verständnis zwei Ursachen:

Zum einen wird sicherlich auf Myonen getriggert, die aus dem Zerfall von Pionen im Detektor stammen. Obwohl dieser Prozeß von der Simulation berücksichtigt wird, müßten ähnlich viele Ereignisse simuliert werden, wie Wechselwirkungen der realen Datennahme zugrunde liegen. Aufgrund der dafür benötigten enormen Zahl von simulierten Ereignissen ist eine solche volle Triggersimulation bisher nicht durchgeführt worden.

Zudem läßt sich der Untergrundanteil stark reduzieren, wenn gefordert wird, daß die Spuren auch rekonstruierten Teilchendurchgängen im RICH zugeordnet werden können. Dies zeigt, daß im zentralen Spurmeßsystem viele Spuren rekonstruiert werden, die nicht von physikalischen Teilchendurchgängen hervorgerufen werden. Die aktuellen Untersuchungsergebnisse belegen, daß sich diese durch Verbesserungen der Rekonstruktionsprogramme stark unterdrücken lassen.

Messung der impulsabhängigen Impactparameterauflösung

Zur Charakterisierung von Auflösungen wird in der Literatur zumeist die Impactparameterauflösung der betrachteten Systeme angegeben. Der Impactparameter ist als der Abstand vom Ort der Wechselwirkung zur rekonstruierten Spur definiert. Unter Benutzung der prompten Myonen, die in der primären Wechselwirkung produziert werden, kann die Impactparameterauflösung bestimmt werden.

Da im Fall des HERA-B Vertexdetektors die primären Wechselwirkungen auf die Targetdrähte verteilt sind, wird hier der Abstand zwischen dem Primärvertex, der ohne die beiden Myonspuren rekonstruiert wurde zu den Myonspuren an der z-Position des Primärvertex bestimmt. Da die Myonspuren explizit von der Rekonstruktion des Primärvertex ausgeschlossen werden, ist dieser nicht identisch mit dem wahren Ort der Wechselwirkung. Dies bedeutet, daß auch die Auflösung der Primärvertices berücksichtigt werden muß. Die Abbildung 6-16 zeigt die Geometrie in schematischer Weise.

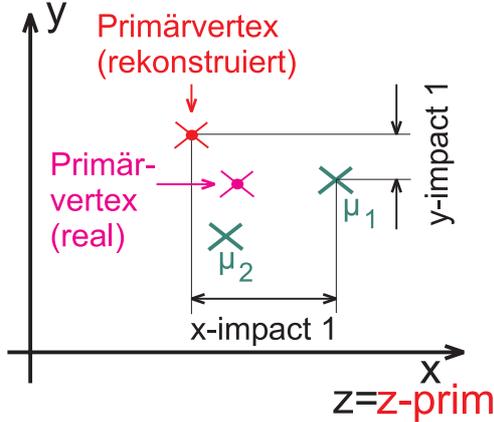


Abbildung 6-16: Definition der zur Bestimmung der Impactparameterauflösung verwendeten Größen. Der Primärvertex wird explizit ohne die Myonspuren rekonstruiert. In der Analyse werden die x- und y-Abstände der Myonspuren vom zugehörigen Primärvertex untersucht. Die Abstandsbestimmung erfolgt an der z-Position des Primärvertex.

Die Impactparameterauflösung parametrisiert damit sowohl die intrinsischen Auflösungseffekte des Detektorsystems mit möglichen Fehlern der Alignmentung als auch den Einfluß der Vielfachstreuung der Teilchen vor der Detektion des ersten Treffers ihrer Spuren. Wegen der Vielfachstreuung wird die Impactparameterauflösung als Funktion des Impulses p angegeben. Dabei wird der detektorintrinsische und der aufgrund der Vielfachstreuung impulsabhängige Term, quadratisch addiert:

$$\sigma_{\text{Impact}} = \sqrt{\sigma_{\text{det}}^2 + \sigma_{\text{vs}}(p)^2} \quad (6-5)$$

Die Vielfachstreuung wird im wesentlichen durch vielfache, elastische Coulombstreuung in den Kernfeldern des durchquerten Materials hervorgerufen. Wird mit x/X_0 die Dicke des durchquerten Materials in Strahlungslänge bezeichnet, so gilt nach [12] für den resultierenden Streuwinkel θ_0 :

$$\theta_0 = \frac{13,6 \text{ MeV} / c}{\beta p} \cdot z \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left(1 + 0,038 \cdot \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right) \quad (6-6)$$

Im Fall der hier betrachteten Myonen mit der Ladungszahl $z=1$ kann das Verhältnis von Geschwindigkeit zu Vakuumlichtgeschwindigkeit β zu eins gesetzt werden. Mit diesen Vereinfachungen und dem Abstand d zwischen Vielfachstreuer und Detektion ergibt sich für kleine Winkel:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{vs}} &= d \cdot \theta_0 \\ &= d \cdot \frac{0,0136 \text{ GeV}}{p [\text{GeV}]} \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left(1 + 0,038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right) \end{aligned} \quad (6-7)$$

Damit ergibt sich aus Gleichung (6-5) für den funktionalen Zusammenhang von Impactparameterauflösung und Impuls:

$$\sigma_{\text{Impact}} = \sqrt{a^2 + \left(\frac{b}{p} \right)^2}, \quad a = \sigma_{\text{det}}, \quad b = d \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left(1 + 0,038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right) \cdot 0,0136 \text{ GeV} \quad (6-8)$$

Um die beiden gesuchten Parameter a und b zu bestimmen, wird die jeweils betrachtete Myonspur an die z -Position des Primärvertex extrapoliert und ihr Abstand zum Primärvertex in x - und y -Richtung bestimmt. Um die Impulsabhängigkeit zu berücksichtigen, erfolgt eine Unterteilung in Impulsintervalle. In jedem Intervall wird an die Verteilung der Abstände die Summe aus einer Gaußverteilung mit dem Mittelwert Null und einem konstanten Term angepaßt.

Die Abbildung 6-17 zeigt den so bestimmten Verlauf der Impactparameterauflösung in x - und y -Richtung für Impulsintervalle zwischen 5 und 65 GeV mit einer Breite von 5 GeV. Zudem wurde in beiden Fällen eine Anpassung der durch Gleichung (6-8) gegebenen Funktion durchgeführt.

Zum Vergleich sind die aus simulierten Ereignissen resultierenden Ergebnisse gezeigt. Für die Simulation wurden prompte J/ψ -Mesonen am Draht Innen 2 und Unten 1 zusammen mit einer Poisson-verteilten Zahl von Minimum-Bias Ereignissen mit Mittelwert 0,5 generiert und die Detektion der Teilchen durch den HERA-B Detektor unter Berücksichtigung der Triggerkette und der eventuellen Ineffizienzen der Komponenten simuliert [90]. Es standen der Analyse 5350 simulierte Ereignisse zur Verfügung.

Die Anpassungen beschreiben die gegebenen Daten recht gut und ergeben auch untereinander konsistente Werte. Die Abbildung zeigt auch, daß für Impulse von mehr als 20 GeV die Impulsabhängigkeit zu vernachlässigen ist. In Abbildung 6-18 ist die Verteilung der Impactparameter für solche Spuren gezeigt. Die Resultate der Anpassung stimmen im Rahmen der Fehler gut mit den zuvor bestimmten überein.

In Tabelle 6-2 sind die Ergebnisse der Anpassungen aus Abbildung 6-17 und Abbildung 6-18 zusammengestellt. Die Ergebnisse für Spuren mit hohem Impuls stimmen bei beiden Methoden in den Daten gut überein. Weiterhin ist erkennbar, daß alle Anpassungsparameter für beide Richtungen übereinstimmen. Die Übereinstimmung zwischen Daten und simulierten Ergebnissen ist jedoch nicht gut. Dieser Umstand wird im nächsten Abschnitt weiter untersucht.

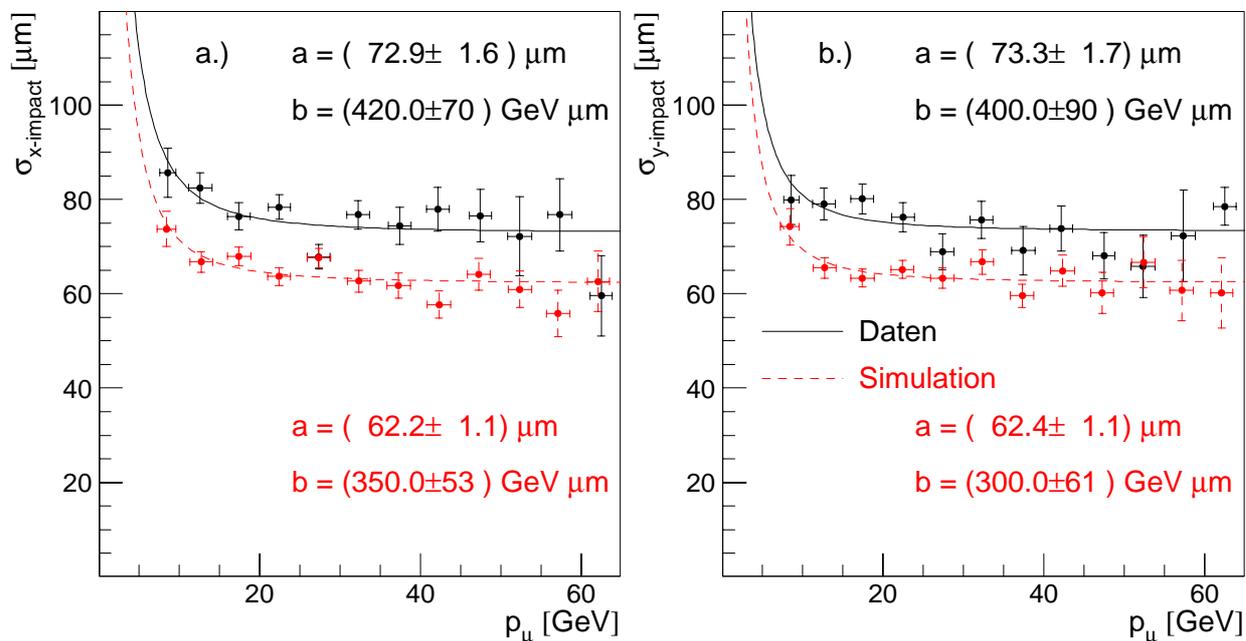


Abbildung 6-17: Die Impactparameter der Myonspuren in x - und y -Richtung als Funktion des Impulses. Der Impulsbereich von 5-65 GeV wurde in Teilbereiche von 5 GeV aufgeteilt. Die Kurven in den beiden Teilbildern zeigen den Verlauf der durch Gleichung (6-8) gegebenen Funktion, wobei die von der Anpassung bestimmten Parameter ebenfalls gezeigt sind.

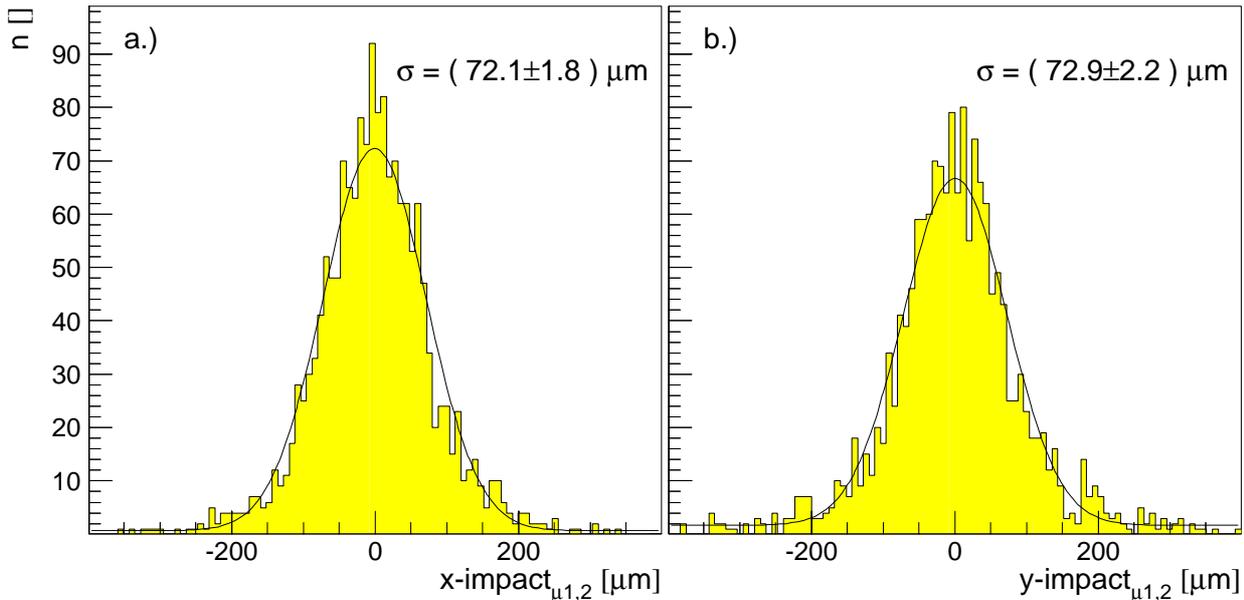


Abbildung 6-18: Verteilung der Impactparameter der Myonspuren mit mehr als 20 GeV in x- und y-Richtung.

Richtung	Parameter	Daten	Simulation
x	b [GeV µm]	420 ± 70	350 ± 50
	a [µm]	72,9 ± 1,6	62,2 ± 1,1
p > 20 GeV	σ [µm]	72,1 ± 1,8	62,4 ± 1,2
y	b [GeV µm]	400 ± 90	300 ± 60
	a [µm]	73,3 ± 1,7	64,4 ± 1,1
p > 20 GeV	σ [µm]	72,9 ± 2,2	64,2 ± 1,3

Tabelle 6-2: Zusammenstellung der an die Verteilungen der Impactparameter angepassten Größen für Daten und simulierte Ereignisse

Wie bereits ausgeführt, geht in die Impactparameterverteilung die Unsicherheit in der Bestimmung des Primärvertex ein. Die Verteilung der von der Anpassung bestimmten Fehler der ohne die Myonspuren rekonstruierten Primärvertices ist für die x-, y- und z-Richtung in Abbildung 6-19 zusammengestellt. Es ergibt sich für die x- und y-Richtung ein mittlerer Fehler von $\sigma_{\text{Prim}} = 46 \mu\text{m}$. Damit folgt für die korrigierte Impactparameterauflösung σ_{Impact} bei hohem Impuls mit der zuvor bestimmten Impactparameterauflösung σ :

$$\sigma_{\text{Impact}} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{\text{Prim}}^2} = 57 \mu\text{m} \quad (6-9)$$

Aus der Untersuchung von simulierten Ereignissen resultiert $\sigma_{\text{Prim}} = 45 \mu\text{m}$, aus Gleichung (6-9) folgt dann $\sigma_{\text{Impact}} = 44 \mu\text{m}$. Obwohl für die Impactparameterauflösung in den Daten und der Simulation abweichende Ergebnisse gefunden wurden, stimmen die mittleren Fehler der Primärvertices recht gut überein. Der Grund dafür ist, daß die Bestimmung der Primärvertices ohne Impulsinformation vorgenommen wird. Die dabei benutzten Effektivparametrisierungen sind so gewählt, daß Daten und Simulation übereinstimmen [57].

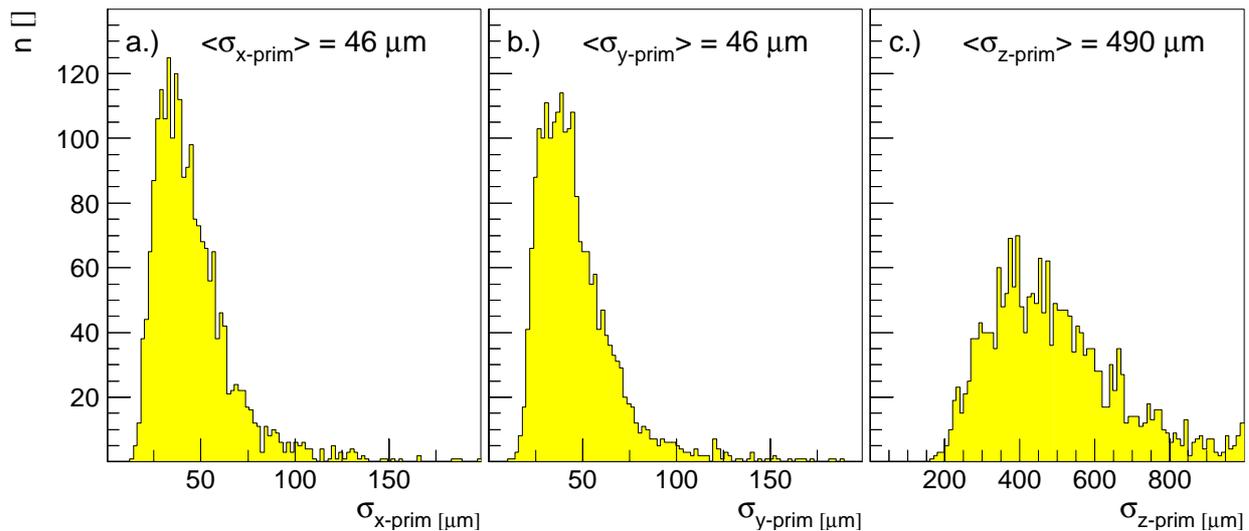


Abbildung 6-19: Fehler der Primärvertices. Angegeben sind die vom Rekonstruktionsprogramm Grover bestimmten statistischen Fehler der Primärvertices ohne die Myonspuren für die x -, y - und z -Richtung.

Bestimmung des kleinsten Abstandes der Myonspuren aus den Zerfällen des J/ψ -Mesons

Im Gegensatz zur Untersuchung des Impactparameters ist die Bestimmung des kleinsten Abstandes d der beiden Myonspuren unabhängig von der Bestimmung des Primärvertex und von der Impulsmessung. Auch hier wird eine Parametrisierung gemäß Gleichung (6-8) benutzt, welche den kleinste Abstand durch die quadratische Addition eines konstanten und eines vom Kehrwert des Impulses abhängigen Term beschreibt. Die numerischen Resultate sind jedoch wegen des Beitrages von zwei Spuren nicht ohne weiteres vergleichbar.

Analog zu der Analyse der Impactparameter wurden auch hier die Daten in Impulsintervalle entsprechend dem mittleren Impuls der beiden Myonspuren geteilt und an die jeweilige Verteilung der kleinsten Abstände der Spuren die Summe einer um Null zentrierten Verteilung nach Gauß und einem konstanten Term angepaßt. Um über möglichst gleiche Impulse zu mitteln, erfolgt ein Schnitt auf das maximale Impulsverhältnis der beiden Myonspuren von zwei.

Die Abbildung 6-20 zeigt den so bestimmten Verlauf der Standardabweichung des kleinsten Abstandes, sowie eine Anpassung an die, durch Gleichung (6-8) gegebene Funktion sowohl für Daten wie auch für simulierte Ereignisse. Es ist zu erkennen, daß die beobachtete funktionale Abhängigkeit vom mittleren Spurimpuls der beiden Myonen oberhalb von 20 GeV schwach wird. Allerdings ist in den Daten die Unsicherheit des impulsabhängigen Terms hoch, was mit den recht großen Fehlern der Standardabweichungen und den fehlenden Daten bei Impulsen von unter 10 GeV zu begründen ist. Daher wird die Untersuchung der Impulsabhängigkeit im Abschnitt 6.3.2 mit Pionen aus dem Zerfall des K_S^0 -Mesons durchgeführt.

In Abbildung 6-21 ist die Verteilung der kleinsten Abstände der Myonspuren für mittlere Spurimpulse von mehr als 20 GeV gezeigt. Die Parameter der Anpassungen sind mit den Resultaten aus der Analyse der simulierten Ereignisse in Tabelle 6-3 zusammengestellt. Es zeigt sich auch hier, daß die Resultate der Anpassungen für mittlere Impulse von mehr als 20 GeV identisch zu denen der Anpassung an Gleichung (6-8) sind. Es ist also zu vermuten, daß die in Abbildung 6-20 gezeigte Impulsabhängigkeit die wahre Situation deutlich überschätzt.

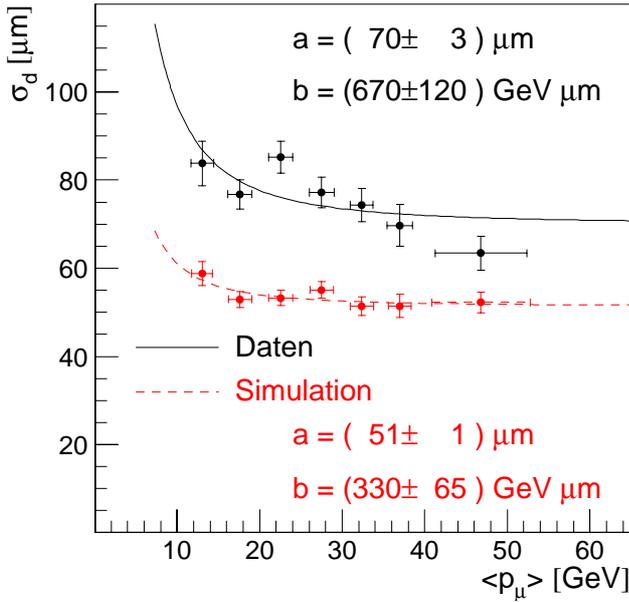


Abbildung 6-20: Verlauf des kleinsten Abstandes der rekonstruierten Myonspuren als Funktion des mittleren Impulses der beiden Myonen.

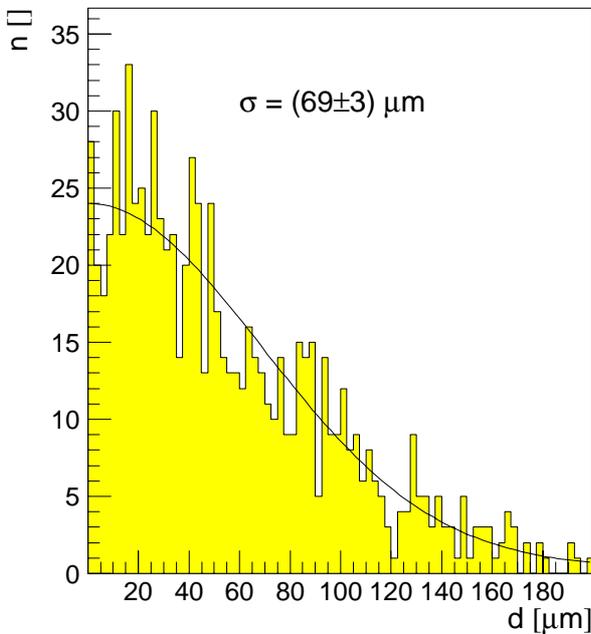


Abbildung 6-21: Verteilung des kleinsten Abstandes der rekonstruierten Myonspuren für mittlere Impulse von mehr als 20 GeV.

Parameter	Daten	Simulation
b [GeV μm]	670 ± 120	330 ± 65
a [μm]	70 ± 3	51 ± 1
σ [μm]	69 ± 3	48 ± 1

Tabelle 6-3: Zusammenstellung der impulsabhängigen kleinsten Abstände der Myonspuren für Daten und simulierte Ereignisse

Der Vergleich der Daten mit der Simulation zeigt, daß die in der Simulation gefundene Impulsabhängigkeit um den Faktor zwei geringer ist als die in den Daten gefundene. Zudem ist die Auflösung bei hohen Impulsen, wie bei der Untersuchung der Impactparameter, in den Daten deutlich schlechter. Dies deutet darauf hin, daß in den Daten zusätzliche Effekte beitragen.

Eine naheliegende Erklärung für diese Diskrepanzen besteht in eventuellen Zeitabhängigkeiten entweder der Spurparameter oder der Untergrundbeiträge.

Da in dieser Analyse recht wenige Ereignisse zur Verfügung stehen, ist eine weitere Differenzierung zur Untersuchung der Zeitabhängigkeit problematisch. Trotzdem konnte durch eine systematische Untersuchung ein Zeitbereich gefunden werden, in dem die Verteilung der kleinsten Ab-

stände der Spuren für mittlere Impulse von mehr als 20 GeV eine Standardabweichung von $(54 \pm 4) \mu\text{m}$ aufweist. Die Verteilung ist in Abbildung 6-22 gezeigt. Der Zeitbereich umfaßt den Tag 22 bis 28 der Datennahmeperiode im Juli 2000 und ist in Abbildung 6-4 und Abbildung 6-5 in Abschnitt 6.1.3, in dem die Zeitabhängigkeit der von der Alignierung gefundenen Geometrieuntersucht wurde, markiert. Gründe für diese Zeitabhängigkeit bestehen entweder in einer zu selten durchgeführten Alignierung oder in zeitlich variablen Untergrundbeiträgen, die die hier gezeigten Verteilungen beeinflussen. In weitergehenden Untersuchungen mit höherer Statistik können solche Effekte durch schärfere Schnitte oder die Betrachtung kürzerer Zeitintervalle untersucht werden. Dies scheint mit den zur Verfügung stehenden Daten jedoch nicht möglich.

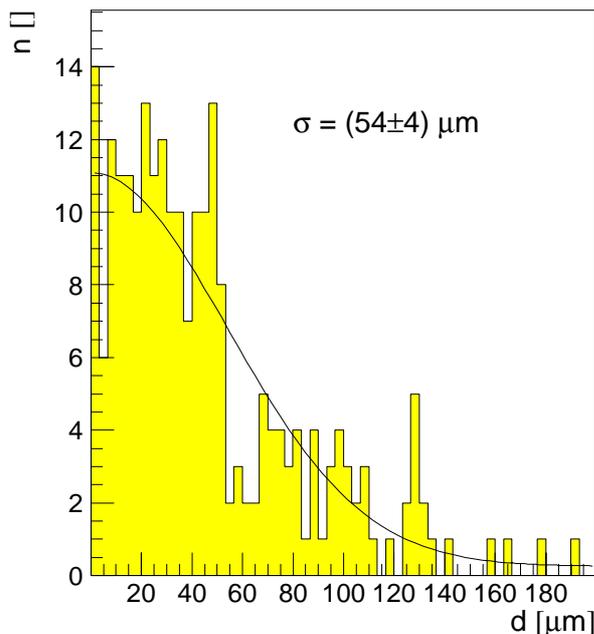


Abbildung 6-22: Verteilung des kleinsten Abstandes der rekonstruierten Myonspuren für mittlere Impulse der beiden Myonen von oberhalb 20 GeV. Es wurden nur Daten aus dem in Abbildung 6-4 markierten Zeitraum von Tag 22 bis 27 verwendet.

Messung der longitudinalen Auflösung des Vertexdetektors für Myonspuren aus den Zerfällen des J/ψ -Mesons

Neben der Impactparameterauflösung und dem kleinsten Abstand der Myonspuren sollen hier die rekonstruierten z-Positionen der J/ψ -Mesonen untersucht werden. Um die Impulsabhängigkeit der Untersuchungen zu vermeiden, wird hier mit mittleren Impulsen der Myonspuren von mehr als 20 GeV gearbeitet.

Die Abbildung 6-23 zeigt die resultierende Verteilung der rekonstruierten z-Positionen für Daten und Simulation. Es sind zwei klar getrennte Signale an den Positionen der beiden verwendeten Targetdrähte Innen 2, der die kleinere z-Position besitzt, und Unten 1 erkennbar. Für die Bestimmung der Standardabweichungen wurde an das jeweilige Signal eine Normalverteilung nach Gauß angepaßt.

In die Standardabweichungen geht die unterschiedliche Ausdehnung der beiden verwendeten Drähte in z-Richtung ein. Da die Produktionsorte der J/ψ -Mesonen über die z-Ausdehnung der Drähte flach verteilt sind; gilt:

$$\sigma_{\text{Detektor}} = \sqrt{\sigma_z^2 - \frac{d^2}{12}} \quad (6-10)$$

In Tabelle 6-4 sind die für Daten und Simulation erhaltenen Ergebnisse zusammengestellt, wobei bei der Angabe der Fehler davon ausgegangen wurde, daß der Fehler der jeweiligen Drahtbreite aufgrund des Fertigungsverfahrens zu vernachlässigen ist [19]. Nach Korrektur der Drahtbreiten ergibt sich für die Daten eine mittlere Standardabweichung von $700 \mu\text{m}$, während die Simulation

den geringeren Wert von $550 \mu\text{m}$ ergibt. Auch für diesen Befund sind wohl die im vorigen Abschnitt untersuchten zeitabhängigen Verschlechterungen verantwortlich. Eine Untersuchung von zeitabhängigen Effekten, welche die Statistik weiter reduzieren, scheint nicht sinnvoll, da die statistischen Fehler hier bereits 5% betragen.

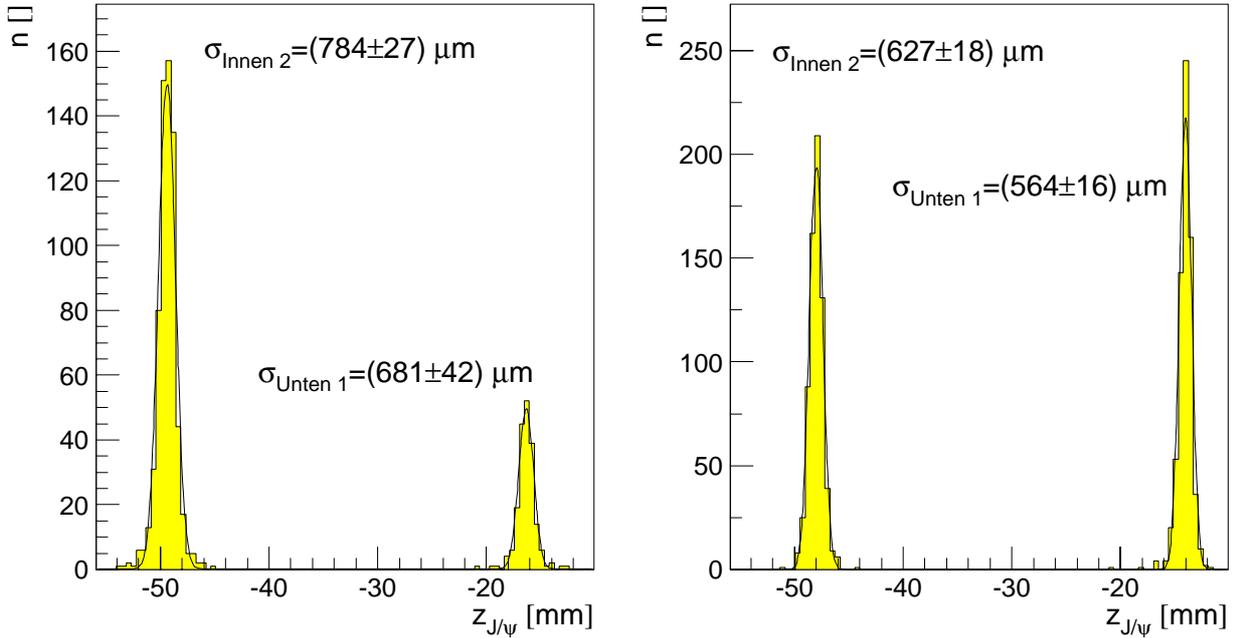


Abbildung 6-23: Verteilung der Positionen der rekonstruierten Zerfallsvertices von J/ψ -Mesonen für mittlere Spurimpulse von mehr als 20 GeV . Dem linken Teilbild liegen Daten zugrunde, dem rechten simulierte Ereignisse.

		Draht	Daten	Simulation
Anpassung	[μm]	Unten 1	681 ± 42	564 ± 16
	[μm]	Innen 2	784 ± 30	627 ± 18
σ_{Detektor}	[μm]	Unten 1	670 ± 40	550 ± 20
	[μm]	Innen 2	730 ± 30	560 ± 20

Tabelle 6-4: Zusammenstellung der Standardabweichungen der aus Daten und Simulation bestimmten z -Positionen der Zerfallsvertices der J/ψ -Mesonen.

6.3.2 Untersuchung der Auflösung des Vertexdetektors mit Spuren aus Zerfällen neutraler Kaonen

Die Untersuchungen des vorigen Abschnitts sollen nun durch die Untersuchung der Impactparameter von Spuren mit kleinen Impulsen ergänzt werden. Dazu wird der Zweikörperzerfall von K_S^0 -Mesonen in Pionen verwendet:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (6-11)$$

Dieser Zerfall ist für eine derartige Untersuchung gut geeignet, da aufgrund der kurzen Lebensdauer des K_S^0 -Mesons, das in seinem Ruhesystem eine mittlere Lebensdauer von $c\tau = 2,679 \text{ cm}$ besitzt [12], die Spuren von etwa 20 % aller Zerfälle im Vertexdetektor nachweisbar sind [17].

Für die Untersuchungen wurden die zuvor genannten Datensätze verwendet, die unter Verwendung des Myon-Paartriggers aufgezeichnet wurden. Zusätzlich jedoch auch die Datensätze 17116 bis 17266, die unter Benutzung des Einzellepton-Triggers aufgenommen wurden. Diese Datensätze

ze wurden innerhalb von vier Tagen aufgezeichnet. Weiterhin wurde die Alignierung des Vertexdetektors für alle Datensätze durchgeführt.

Zur Analyse wurden die physikalisch relevanten Größen der Ereignisse in einem reduzierten Datensatz zusammengefaßt. Ein K_S^0 -Meson Zerfall im Vertexdetektor wurde unter den folgenden Bedingungen als Kandidat akzeptiert [99]:

- Es muß ein Primärvertex gefunden werden.
- Es muß ein Sekundärvertex, dessen beide Spuren einen kleinsten Abstand von unter $400 \mu\text{m}$ aufweisen, gefunden werden.
- Die Lebensdauer des K_S^0 -Mesons in seinem Ruhesystem muß mindestens $c\tau = 1,3 \text{ mm}$ betragen.
- Der aus der Kinematik des Zerfalls extrapolierte Impactparameter des K_S^0 -Mesons in Bezug auf den nächsten Primärvertex muß kleiner als 6 mm sein.

Für die Auswertung stehen im Fall des Einzellepton-Triggers etwa 46000 Kandidaten zur Verfügung, während es im Fall der Verwendung des Myon-Paartriggers 43000 Kandidaten sind. In Abbildung 6-24 ist für den ersten Fall das invariante Massenspektrum gezeigt.

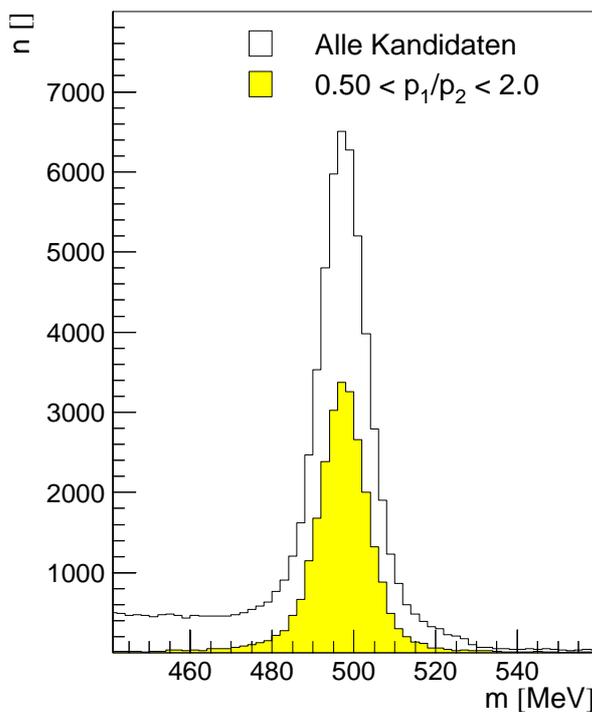


Abbildung 6-24: Verteilung der rekonstruierten, invarianten Masse der K_S^0 -Mesonen. Es ist sowohl die Verteilung aller K_S^0 Mesonen, als auch jene, die sich bei Verwendung des Schnittes auf das Verhältnis der Impulse ergeben, gezeigt.

In Abbildung 6-25 sind die Impulsbeträge der beiden Zerfallsteilchen gegeneinander aufgetragen. Es ist klar zu erkennen, daß Schnitte auf das Verhältnis der Impulse die zur Verfügung stehende Zahl von Ereignissen stark reduzieren können. Weiterhin sind in der Abbildung zwei unbesetzte Bänder zu erkennen. Diese resultieren aus der Unterdrückung von Zerfällen von Λ -Baryonen:

$$\Lambda \rightarrow p^+ \pi^-, \quad \bar{\Lambda} \rightarrow p^- \pi^+ \quad (6-12)$$

Solche Zerfälle passieren die oben genannten Selektionsschnitte, lassen sich aber durch die Bestimmung der invarianten Massen der Tochterteilchen erkennen.

Um eine genügend große Zahl von Ereignissen für die Untersuchung des Auflösungsvermögens übrig zu behalten, wurde für den Schnitt auf das maximale Verhältnis der Impulsbeträge ein Wert von zwei gewählt. Die Abbildung 6-24 zeigt, daß durch diesen Schnitt der Untergrundanteil im Rohspektrum stark reduziert, das Signal jedoch etwa halbiert wird.

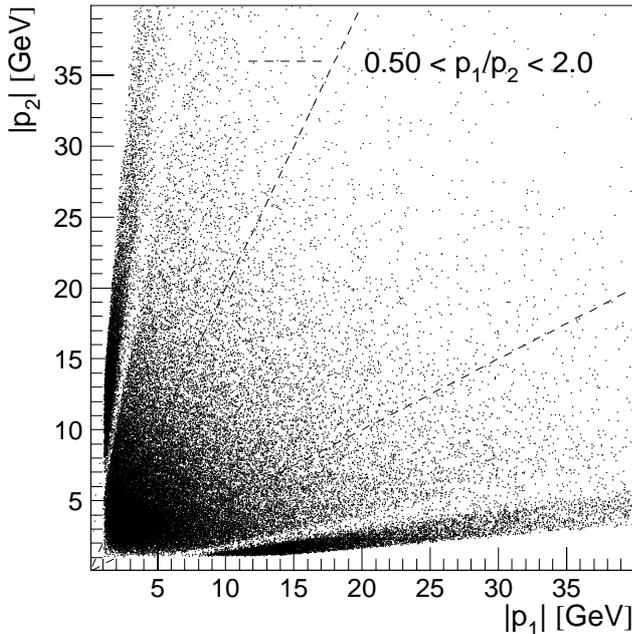


Abbildung 6-25: Rekonstruierte Impulsbeiträge der geladenen Pionen aus dem Zerfall der K_s^0 -Mesonen. Die Linien geben die Lage der Schnitte auf das Verhältnis der beteiligten Impulse an.

Wegen der Zahl der zur Verfügung stehenden rekonstruierten Zerfälle wurde der Bereich der mittleren Impulse von 2 - 32 GeV in 29 Unterbereiche geteilt.

Aufgrund des geringeren Untergrundanteils und der kleineren Statistik in den Impulsintervallen wurde zur Bestimmung der Standardabweichung der skalierte Median aus dem kleinsten Abstand der Spuren benutzt. Der Fehler wurde jeweils durch die in Abschnitt 5.5.2 beschriebene Bootstrap-Methode bestimmt.

Die Abbildung 6-26 zeigt den resultierenden Verlauf der Einzelspurauflösung als Funktion des mittleren Impulsbetrages für beide Meßperioden. Es ist klar die erwartete, starke Abhängigkeit der Auflösung mit dem Impuls zu erkennen. Auch hier wurde eine Funktion nach Gleichung (6-8) angepaßt.

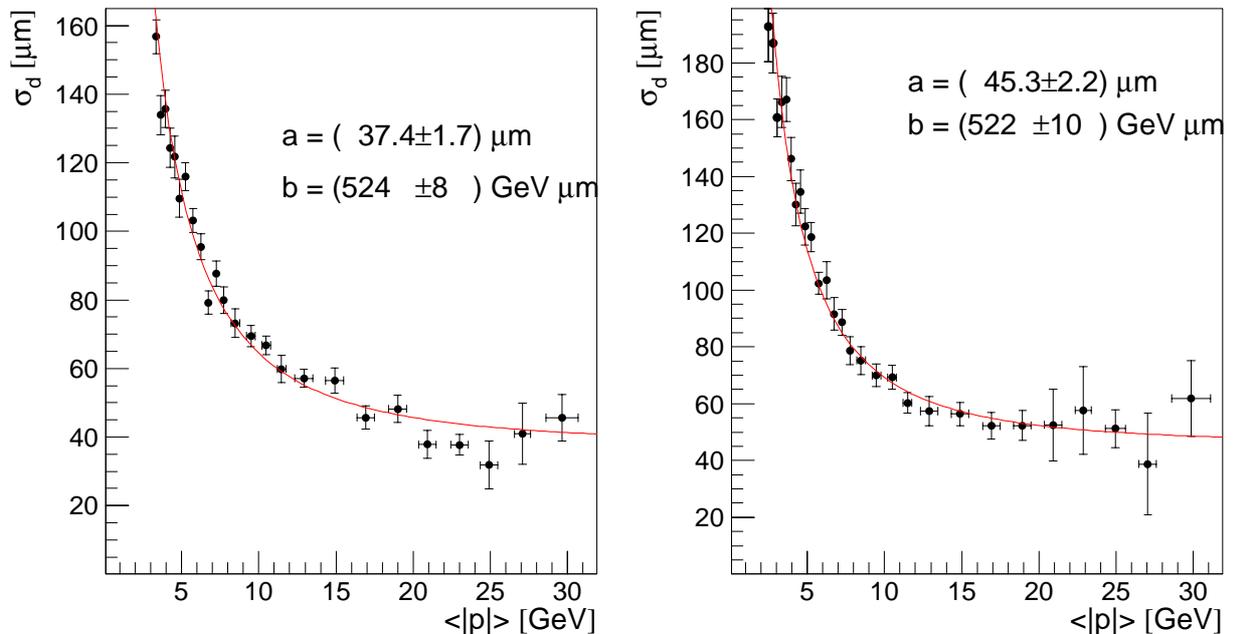


Abbildung 6-26: Einzelspurauflösung der Pion-Spuren aus dem Zerfall der K_s^0 -Mesonen als Funktion des mittleren Spurimpulses der Pionen. Rechts: Einzellepton-Trigger Links: Myon-paartrigger. An die Daten wurde eine Funktion nach Gleichung (6-8) angepaßt, die resultierenden Parameter sind angegeben.

Der impulsabhängige Term ist für beide Meßperioden identisch, während die Auflösung für hohe Impulse im Fall der ersten Meßperiode (Myonpaartigger) deutlich schlechter ist. Auch dieser Umstand deutet auf bisher unverstandene Zeiteffekte in diesen Daten hin.

6.3.3 Diskussion der Ergebnisse der Auflösungsbestimmung

Eine wesentliche Aufgabe des Vertexdetektors im geplanten Meßbetrieb ist die Bestimmung der Zerfallslänge der B -Mesonen. Aus den Daten konnte die z -Auflösung für Myonspuren von mehr als 20 GeV aus dem Zerfall der J/ψ -Mesonen zu $700 \mu\text{m}$ bestimmt werden, während die Simulation $550 \mu\text{m}$ ergab.

Bei der Untersuchung der kleinsten Abstände der Myonspuren mit einem Impuls von mehr als 20 GeV Spuren wurde eine Standardabweichung von $70 \mu\text{m}$ gefunden. Zumindest während einer bestimmten Zeitperiode fand sich hier ein Wert von $54 \mu\text{m}$, der mit dem Ergebnis aus der Simulation von $48 \mu\text{m}$ gut verträglich ist. Dies ergibt den deutlichen Hinweis, daß die Alignierung noch häufiger durchzuführen ist.

Der HERA-B Vertexdetektor ist für eine gute Impactparameterauflösung ausgelegt. Die Untersuchung der Impactparameterverteilungen ergaben keine sicheren Ergebnisse zu Impulsabhängigkeit. Daher wurde zunächst die Impulsabhängigkeit des kleinsten Abstandes der Myonspuren untersucht. In einem zweiten Schritt konnte die Impulsabhängigkeit des kleinsten Abstandes der Pionspuren aus dem Zerfall des K_S^0 -Meson viel sicherer bestimmt werden.

Mit der Kenntnis der Extrapolationslänge d kann aus Gleichung (6-8) die durchquerte effektive Materialmenge in Strahlungslänge bestimmt werden. In diesem Fall wird die Annahme gemacht, daß die Streuung unmittelbar vor der Detektion des Treffers mit der kleinsten z -Koordinate erfolgt. Die Rückextrapolation vom Ort dieser Messung zum Zerfallsvertex des Mutterteilchens ist dann die Extrapolationslänge. Weiterhin geht die Annahme ein, daß die Vielfachstreuung im Detektormaterial zwischen den Treffern vernachlässigt werden kann. Die folgenden Rechnungen werden mit der mittleren Extrapolationslänge der jeweiligen Zerfälle durchgeführt. In Abbildung 6-27 ist die Verteilung der Extrapolationsabstände sowohl für die Zerfälle der J/ψ -Mesonen als auch für die der K_S^0 -Mesonen dargestellt. Es ist klar zu erkennen, daß es sich um recht breite Verteilungen handelt, womit sich ergibt, daß die auf Basis der mittleren Extrapolationslänge bestimmte Materialmenge nur einen ersten Anhaltspunkt über die tatsächlichen Verhältnisse gibt.

Im Fall der J/ψ -Mesonen zeigt sich durch den Impulsschnitt, daß die mittlere Extrapolationslänge vom jeweiligen Impuls abhängt.

Um die Vergleichbarkeit der Resultate weiter zu untersuchen, wurde im Fall der K_S^0 -Mesonen ein Schnitt auf eine kleinste Extrapolationslänge so gewählt, daß sich eine mittlere Extrapolationslänge ähnlich wie im Fall der J/ψ -Mesonen ergibt. Auch diese geschnittene Verteilung ist mit dem resultierenden Mittelwert im rechten Teilbild von Abbildung 6-27 gezeigt. Die resultierende Impulsabhängigkeit des kleinsten Abstandes der Spuren in Abbildung 6-28 dargestellt. Während zuvor für den impulsabhängigen Parameter b in Gleichung (6-8) ein Wert von $523 \text{ GeV } \mu\text{m}$ gefunden wurde, ergibt sich in diesem Fall ein Wert von $820 \text{ GeV } \mu\text{m}$. Dies zeigt, daß die hier verwendeten Abschätzungen der durchquerten Materialmenge einer weiteren Überprüfung bedürfen, für die jedoch wohl eine viel größere Statistik nötig ist.

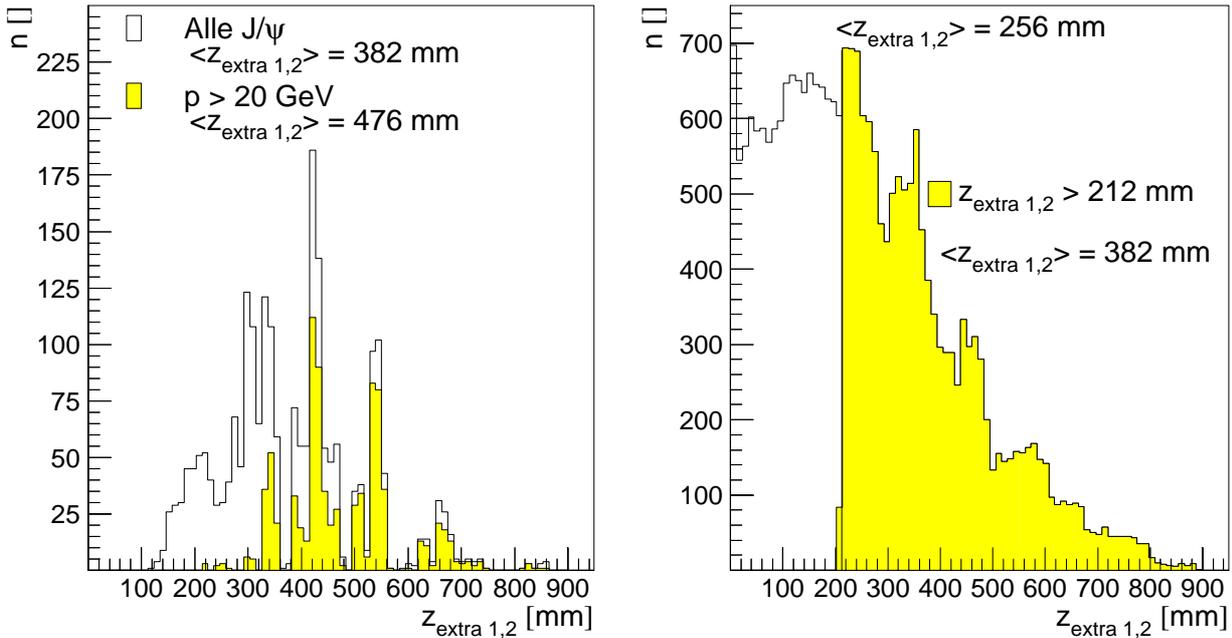


Abbildung 6-27: Verteilung des longitudinalen Abstandes zwischen Zerfallsvertex und erstem detektierten Treffer der Spuren der Tochterpartikel für J/ψ -Mesonen (links) und K_s^0 -Mesonen (rechts). Die getönten Histogramme zeigen jeweils die Situation bei Anwendung der gezeigten Schnitte.

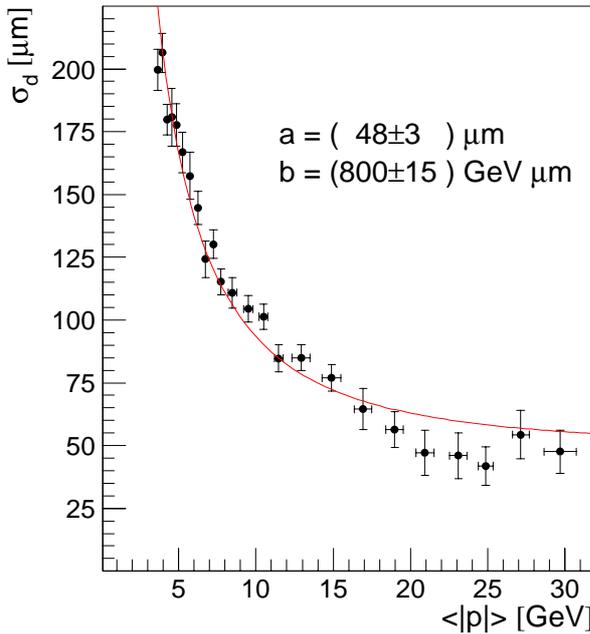


Abbildung 6-28: Einzelspurauflösung der Pion-Spuren als Funktion des mittleren Spurimpulses der Pionen bei Verwendung des Schnittes auf eine minimale Extrapolationslänge (Einzellepton-Trigger). An die Daten wurde eine Funktion nach Gleichung (6-8) angepaßt, die resultierenden Parameter sind angegeben.

Um die Impulsabhängigkeiten von Impactparameterverteilungen und Abstandsdaten vergleichen zu können, soll ein Zusammenhang zwischen der Impulsabhängigkeit der Standardabweichung $\sigma(p)$ des Impactparameters mit der des kleinsten Abstandes der Spuren σ_d hergeleitet werden:

Zum bestimmten kleinsten Abstand d der Spuren tragen gleichermaßen die Abweichungen der beiden an die z -Position des Ortes des kleinsten Abstandes extrapolierten Einzelspuren Δx und Δy bei. Aus der Impactparameterauflösung in x - und y -Richtung, σ_x und σ_y , ergibt sich die mittlere Unsicherheit der Vertexposition in x - und y -Richtung zu:

$$\langle \Delta x^2 \rangle = 2 \cdot \sigma_x^2, \quad \langle \Delta y^2 \rangle = 2 \cdot \sigma_y^2 \quad (6-13)$$

Mit der Vereinfachung $\sigma_x \cong \sigma_y = \sigma$ gilt:

$$\sigma_d^2 = \langle d^2 \rangle = 4 \cdot \sigma^2 \Rightarrow \sigma = \frac{\sigma_d}{2} \quad (6-14)$$

Gleichung (6-14) bedeutet, daß die effektiven Strahlungslängen für die Abstandsdaten halbiert werden müssen, um sie mit denen der Impactparameterdaten zu vergleichen.

Die effektiven durchquerten Materialmengen lassen sich aus den zugehörigen Extrapolationslängen d und den Anpassungsparametern b durch numerische Inversion [71] von Gleichung (6-8) berechnen. Die Resultate sind in Tabelle 6-5 zusammengestellt.

Wird die Gleichung (6-14) auf die Abstandsdaten in der Tabelle angewandt, ergibt sich ein Wert von (1,1 - 1,7) % Strahlungslänge. Im Rahmen der untersuchten Daten ergibt sich so eine effektive Materialmenge von 1 - 2% Strahlungslänge. Dies entspricht den Designvorgaben aus [18].

Daten:	b [GeV μ m]	d [mm]	x/X_0 [%]
Impactp. x Daten	420 \pm 70	382	0,96 \pm 0,29
Impactp. y Daten	400 \pm 90	382	0,88 \pm 0,36
Impactp. x Simulation	350 \pm 50	382	0,69 \pm 0,18
Impactp. y Simulation	300 \pm 60	382	0,52 \pm 0,19
μ -Abstand Daten	670 \pm 120	382	2,26 \pm 0,74
μ -Abstand Simulation	330 \pm 65	256	1,29 \pm 0,46
π -Abstand	524 \pm 8	256	3,00 \pm 0,09
π -Abstand, Schnitt	820 \pm 15	382	3,29 \pm 0,11

Tabelle 6-5: Effektive Strahlungslänge für Daten und simulierte Ereignisse nach Gleichung (6-8).

Zusammenfassung

Diese Arbeit behandelt die Alignierung des Vertexdetektor des HERA-B Detektors, der zur Untersuchung der CP-Verletzung im Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 \rightarrow l^+l^- \pi^+ \pi^-$ am 920 GeV Protonenspeicherring HERA gebaut wurde. Die Aufgabe des Vertexdetektors besteht in der Messung der Zerfallslänge der B-Mesonen, sowie der Rekonstruktion der übrigen Zerfallsvertices. Aufgebaut ist er aus 64 beweglich angeordneten Siliziumstreifenzählern, deren aktiver Bereich in einem radialen Abstand von 10 mm zum Strahl beginnt. Der longitudinale Abstand zwischen dem ersten und letzten Detektor von etwa 1900 mm erlaubt eine Abdeckung des Raumwinkelbereiches von 10 – 250 mRad im Laborsystem.

Die Designanforderung besteht in einem longitudinalen Auflösungsvermögens von 500 μm . Zudem muß im Vertexdetektor eine eigenständige Spurfindung möglich sein. Für die Füllung des Speicherringes müssen die Detektoren motorisch auf einen um 15 mm größeren radialen Abstand zum Strahlzentrum verfahren werden. Es ergeben sich insgesamt 32 bewegliche Achsen, da die Detektoren zusätzlich zur gleichmäßigeren Verteilung der hohen Strahlenbelastung lateral bewegt werden können.

Der Vertexdetektor ist eine der ersten fertiggestellten und betriebenen Komponenten des Experimentes. Daher sind die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verfahren zur Alignierung des Vertexdetektors so entworfen worden, daß sie von den übrigen Komponenten des Spurmeßsystems – insbesondere der Impulsmessung – unabhängig sind.

Nach den vorbereitenden Vermessungen und Justagen erfolgt die Alignierung in zwei Stufen. Zunächst wird eine grobe Alignierung vorgenommen, deren Ziel es ist, die Benutzung der Spurfindungssysteme zu ermöglichen. Dabei werden nur die transversalen Koordinaten der Zähler korrigiert. In einem zweiten Schritt schließt dann die Präzisionsalignierung an, bei der auch die Longitudinalpositionen und die Stereowinkel der Detektoren korrigiert werden.

Für den ersten Schritt genügt die genaue Kenntnis der Position von zwei doppelseitigen Zählern, die sich in einem Quadranten befinden und einen Longitudinalabstand von einigen Zentimetern besitzen. Es konnte gezeigt werden, daß sich alle anderen Zähler relativ dazu alignieren lassen. Nach Abschluß dieses Schrittes können die Programme zur Spurrekonstruktion eingesetzt werden, die eine maximale Positionsunsicherheit von 200 μm tolerieren. Die Genauigkeit der Methode des groben Alignments liegt zwar bei unter 25 μm , da diese durch unkorrigierte Longitudinalpositionen und Stereowinkel deutlich verschlechtert wird, ist die Anwendung der zweiten Stufe notwendig.

In der zweiten Stufe der Alignierung wird die Methode der kleinsten Quadrate eingesetzt, um die Residuen zwischen rekonstruierten Spuren und Treffern durch simultane Variation der transversalen und longitudinalen Positionen aller Detektoren, sowie der Stereowinkel zu minimieren. Aufgrund der fehlenden Impulsinformation mußten besondere Maßnahmen entwickelt werden, um die nicht gauß'schen Residuenverteilungen zu handhaben.

Die resultierenden Unsicherheiten in der Bestimmung der zu alignierenden Größen wurden detailliert untersucht. Bei der Verwendung von 20000 Spuren ergibt die Verwendung des Algorithmus - abhängig von der Einbaulage des Detektors - Unsicherheiten in den transversalen Koordinaten von 2 - 7 μm , für die longitudinalen von 50 – 250 μm und für die Stereowinkel 0,2 – 0,8 mRad. Weiterhin wurde gezeigt, daß das Alignmentsystem in der Lage ist, kontrollierte Variationen der Geometrie auszugleichen. Auf einem Intel Rechner mit 500 MHz Taktfrequenz werden für die Alignierung mit dreifacher Spurrekonstruktion typischerweise 20 Minuten benötigt.

Die Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Alignierung ergab eine starke Abhängigkeit von den Schnitten des Spurrekonstruktionssystems. Es zeigte sich, daß bei der Verwendung der Standardparameter für die Spurrekonstruktion, mit denen auch viele Spuren mit niedrigem Impuls rekonstruiert werden, die Unsicherheiten in den Alignierungsparametern um den Faktor 1,6 unter-

schätzt werden. Zudem wurden Hinweise gefunden, daß eventuell weitere Parameter bei der Alignierung berücksichtigt werden müssen.

Während der Entwicklung der Verfahren zur Alignierung stellte sich heraus, daß die Prüfung und eventuelle Filterung der Eingangsdaten wesentlich für eine gute Alignierung sind. Insbesondere müssen rekonstruierte Treffer, die nicht von Teilchendurchgängen stammen weitgehend unterdrückt werden. Aus diesem Grund wurden Prüf- und Filtermethoden erarbeitet, um nicht nur Daten ausreichender Qualität für die Alignierung zur Verfügung zu stellen, sondern auch eine Echtzeitkontrolle der Datenqualität während der Aufzeichnung zu ermöglichen. Als wesentlich stellten sich hier Probleme im Betrieb einzelner Auslesebausteine heraus. Es wurden zwei Methoden entwickelt, um solche Bausteine vollautomatisch zu erkennen. Hierzu wurden unter anderem Methoden der „robusten Statistik“ angewandt.

Die Untersuchung der Bewegungsmechanik des Vertexdetektors ergab, daß die Positionen der Detektoren beim Verfahren im Rahmen einer Meßgenauigkeit von $2 \mu\text{m}$ reproduziert werden. Auf der anderen Seite zeigte sich, daß es nötig ist, das System etwa einmal pro Füllung des Speicherringes zu alignieren. Bei der mehrfachen Alignierung wurden Positionsabweichungen von einigen $10 \mu\text{m}$ gefunden, die eventuell mit thermisch bedingten Verzügen des Gesamtaufbaus erklärt werden können.

Es konnte gezeigt werden, daß der Vertexdetektor gut geeignet ist, das Zusammenspiel von Targetsystem und Speicherringanlage zu untersuchen. Insbesondere ist die Rekonstruktion und Trennung der Primärvertices bei der Verwendung von mehreren Drähten möglich. Damit konnte die gleichmäßige Verteilung der Wechselwirkungen auf die bis zu acht Targetdrähte gezeigt werden. Mit den im Jahr 2000 aufgezeichneten Daten wurde das Auflösungsvermögen des Vertexdetektors untersucht. Dazu wurden sowohl die Myonen aus dem Zerfall der am Target produzierten J/ψ -Mesonen, wie auch die Pionen aus Zerfällen von K_S^0 -Mesonen benutzt.

Für Myonen mit hohem Impuls ergab sich eine Impactparameterauflösung in x- und y-Richtung von $57 \mu\text{m}$, während die Simulation $44 \mu\text{m}$ ergab. Eine ähnliche Diskrepanz zeigte sich bei der Untersuchung der longitudinalen Auflösung, für die ein Wert von $700 \mu\text{m}$ bestimmt wurde, während die Simulation $550 \mu\text{m}$ ergab. Bei der Untersuchung des kleinsten Abstandes der Myonspuren mit hohem Impuls, bei der in den Daten eine Auflösung von $70 \mu\text{m}$ und in der Simulation eine von $50 \mu\text{m}$ gefunden wurde, fand sich jedoch in den Daten ein Zeitbereich, bei dem eine Auflösung von $55 \mu\text{m}$ resultiert. Es steht also zu erwarten, daß die gefundenen Diskrepanzen zur Simulation durch eine noch häufigere Alignierung weiter reduziert werden. Dazu sind jedoch weitere Untersuchungen im Jahr 2002 nötig.

Insbesondere mit den Pionen aus dem Zerfall der K_S^0 -Mesonen wurde die Vielfachstreuung der Teilchen untersucht. Es ergab sich, daß die Teilchen im Mittel vor der Detektion eine Materialmenge durchqueren, die 1 - 2% einer Strahlungslänge entspricht. Dies entspricht den Erwartungen aus den Designvorgaben.

In dieser Arbeit wurden wichtige Beiträge zur Sicherstellung einer hohen Datenqualität des Vertexdetektors geleistet. Weiterhin wurde eine Möglichkeit gefunden, das Gesamtsystem unabhängig vom übrigen Spurmeßsystem zu alignieren. Mit den Resultaten aus der Datennahme im Jahr 2000 konnte gezeigt werden, daß die Auflösung des Vertexdetektors bereits im Bereich der Designvorgaben liegt. Zudem wurden Hinweise gefunden, daß sich durch eine regelmäßige Alignierung die aus der Simulation resultierenden Erwartungen noch besser erfüllen lassen.

Anhang

1 Varianz einer Summe von Verteilungen

In diesem Abschnitt soll die Varianz einer Summe $F(x)$ von beliebigen, einzelnen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen bestimmt werden. Die Voraussetzungen für die einzelnen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen $f_k(x)$ sind:

- Die Summe $F(x)$ der normierten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen ist ebenfalls normiert, es gilt also:

$$F(x) = \sum_k a_k f_k(x), \quad \sum_k a_k = 1 \quad (\text{A1-1})$$

Die a_k beschreiben den relativen Anteil der normierten Einzelverteilung an der Gesamtverteilung.

- Für alle $f_k(x)$ existiert jeweils der Mittelwert μ_k :

$$\mu_k = \int x f_k(x) dx \quad (\text{A1-2})$$

- Für alle $f_k(x)$ existiert jeweils die Varianz σ_k^2 :

$$\sigma_k^2 = \int x^2 f_k(x) dx - \left(\int x f_k(x) dx \right)^2 \quad (\text{A1-3})$$

- Alle Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen sind unkorreliert.

Unter Benutzung von (A1-2) und (A1-3) ergibt sich für die Varianz σ^2 von $F(x)$:

$$\sigma^2 = \int x^2 F(x) dx - \left(\int x F(x) dx \right)^2 = \sum_k a_k (\sigma_k^2 + \mu_k^2) - \left(\sum_k a_k \mu_k \right)^2 \quad (\text{A1-4})$$

Diese Gleichung läßt sich auflösen und umformen zu:

$$\sigma^2 = \sum_k a_k \sigma_k^2 + \sum_k a_k \mu_k^2 - \sum_{k,l} a_k a_l \mu_k \mu_l \quad (\text{A1-5})$$

Durch Verwendung von $\sum_k a_k = 1$ aus (A1-1) kann der zweite Term mit dem dritten zusammengefaßt werden:

$$\sum_k a_k \mu_k^2 - \sum_{k,l} a_k a_l \mu_k \mu_l = \sum_{k,l} a_k a_l \mu_k (\mu_k - \mu_l) \quad (\text{A1-6})$$

Damit ergibt sich die gesuchte Varianz zu:

$$\sigma^2 = \sum_k a_k \sigma_k^2 + \sum_{k,l} a_k a_l \mu_k (\mu_k - \mu_l) \quad (\text{A1-7})$$

Für den Fall, daß die Mittelwerte gleich sind, also gilt $\mu_k = \mu$, ergibt sich eine weitere Vereinfachung:

$$\sigma^2 = \sum_k a_k \sigma_k^2 \quad (\text{A1-8})$$

Es gilt allgemein für die Summe beliebiger Varianzen, daß die Varianz der Summe von Verteilungen das gewichtete Mittel der Einzelvarianzen ist, wenn die Mittelwerte gleich sind. Voraussetzung ist nur, daß die beiden ersten Momente der Verteilungen definiert sind.

2 Robuste Schätzung von Parametern

Hier soll das, in der Arbeit mehrfach verwendete, Prinzip der kleinsten Quadrate zur Schätzung von Parametern aus gemessenen Daten zur „robusten“ Statistik verallgemeinert werden. Die dabei erzielten Ergebnisse sind im Verlauf der Arbeit mehrfach verwendet. Nachdem die Grundlagen des Prinzips der kleinsten Quadrate vorgestellt wurden, schließen sich einige allgemeine Bemerkungen zur robusten Statistik an. Insbesondere wird aufgezeigt, daß die hier beschriebenen Techniken teilweise nur die Verallgemeinerung und Formalisierung der in der experimentellen Hochenergiephysik üblichen Arbeitsweisen sind. Danach werden die vielen robusten Verfahren zugrundeliegenden M-Schätzungen behandelt. Die konkreten Vorschriften zur Bestimmung robuster Analoga zu Mittelwert und Standardabweichung werden dann im letzten Abschnitt gezeigt.

2.1 Schätzung von Parametern aus Messungen mit bekannter Verteilung der Meßfehler

Einen allgemeinen Ansatz zur Bestimmung von direkt oder indirekt meßbaren Parametern \vec{a} aus gemessenen Daten stellt die „Maximum-Likelihood-Methode“ dar [50]. Die folgenden Ausführungen folgen zumeist [79].

Dabei sei $p(y_i; f(x_i, \vec{a}))$ der Wahrscheinlichkeitsdichte, welche die Meßwerte y_i mit den Werten der kontrollierten Variablen x_i und der Voraussage des Modells $f(x_i; \vec{a})$ verknüpft.

Die a-posteriori-Wahrscheinlichkeit bei einem Versuch i einen Wert y_i in einem gegebenen, kleinen Intervall dy zu finden ist:

$$dP_i = p(y_i; f(x_i, \vec{a}))dy \quad (\text{A2-1})$$

Die Wahrscheinlichkeit dP alle beobachteten Ergebnisse $\vec{y}_1, \vec{y}_2, \dots, \vec{y}_N$ zu finden ist dann das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten:

$$dP = \prod_{i=1}^N p(y_i; f(x_i, \vec{a}))dy \quad (\text{A2-2})$$

Nach der Maximum-Likelihood-Methode sind die Parameter so zu wählen, daß dP maximal wird. Diese Maximierung eines Produktes ist äquivalent zur Minimierung des negativen Logarithmus des Ausdrucks (A2-2), für den mit $\rho = -\ln p$ gilt:

$$\sum_{i=1}^N \rho(y_i; f(x_i, \vec{a})) = \min \quad (\text{A2-3})$$

Oft ist ρ nur Funktion eines Parameters z_i , der mit den angenommenen Meßfehlern gewichteten Differenz aus Messung und Voraussage des Modells:

$$z_i = \frac{y_i - f(x_i, \vec{a})}{\sigma_i} \quad (\text{A2-4})$$

In diesem, als lokale Schätzung bezeichneten, häufigen Fall, muß der folgende Ausdruck in \vec{a} minimiert werden.

$$\sum_{i=1}^N \rho \left(\frac{y_i - f(x_i, \vec{a})}{\sigma_i} \right) = \min_{\vec{a}} \quad (\text{A2-5})$$

Mit der Definition:

$$\psi(z) = \frac{d\rho(z)}{dz} \quad (\text{A2-6})$$

ergibt sich anstelle von (A2-5) die Vorschrift, die Parameter \vec{a} so zu wählen, daß gilt:

$$\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i} \psi \left(\frac{y_i - f(x_i, \vec{a})}{\sigma_i} \right) \left(\frac{\partial f(x_i, \vec{a})}{\partial \vec{a}} \right) = 0 \quad (\text{A2-7})$$

Somit stehen zwei unterschiedliche Möglichkeiten zur Bestimmung der Parameter zur Verfügung. Entweder die Minimierung von Gleichung (A2-5) oder die Lösung des durch (A2-7) gegebenen Gleichungssystems.

Anschaulich ausgedrückt bedeutet dies, daß die Funktion $\psi(z)$ das mit dem angenommenen Fehler normierte Gewicht einer einzelnen Messung auf die Bestimmung der Parameter beschreibt. Aus diesem Grund wird $\psi(z)$ auch als Gewichtsfunktion bezeichnet.

Die Parameter lassen sich auch nur dann korrekt bestimmen, wenn die, bei den Messungen zugrundeliegende Wahrscheinlichkeitsdichte bekannt ist. In der Folge sollen drei wichtige Verteilungen exemplarisch diskutiert werden.

Im Fall einer zugrundeliegenden Normalverteilung nach Gauß gilt:

$$P \left(\frac{y_i - f(x_i, \vec{a})}{\sigma_i} \right) \propto \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{y_i - f(x_i, \vec{a})}{\sigma_i} \right)^2 \right) \quad (\text{A2-8})$$

In diesem Fall gilt:

$$\rho(z) = \frac{z^2}{2}, \quad \psi(z) = z \quad (\text{A2-9})$$

Mit der Spezialisierung von (A2-9) ist der hier beschriebene Formalismus identisch zur Methode der kleinsten Quadrate [69].

Eine andere, mögliche Verteilung der Abweichungen von der theoretischen Vorhersage ist die doppelt-exponentielle Verteilung. Diese ist gegeben durch:

$$P \left(\frac{y_i - f(x_i, \vec{a})}{\sigma_i} \right) \propto \exp \left(- \left| \frac{y_i - f(x_i, \vec{a})}{\sigma_i} \right| \right) \quad (\text{A2-10})$$

Damit ergibt sich:

$$\rho(z) = |z|, \quad \psi(z) = \text{sgn}(z) \quad (\text{A2-11})$$

Die Durchführung dieses Verfahrens entspricht der Bildung des Medians.

Der Vergleich von (A2-8) und (A2-10) zeigt, daß die Wahrscheinlichkeit einen weit von der Vorhersage abweichenden Meßwert zu finden im Fall der doppelt-exponentiellen Verteilung deutlich größer ist als bei den Normalverteilungen nach Gauß. Ein solches Verhalten ist noch stärker bei folgender Verteilung ausgeprägt:

$$Pr \left(\frac{y_i - f(x_i, \vec{a})}{\sigma_i} \right) \propto \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{y_i - f(x_i, \vec{a})}{\sigma_i} \right)^2} \quad (\text{A2-12})$$

Diese wird in der mathematischen Literatur als Cauchy- oder Lorentzverteilung bezeichnet, in der Hochenergiephysik als Breit-Wigner-Verteilung [69]. Für die ρ - und ψ -Funktion gilt :

$$\rho(z) = \log\left(1 + \frac{1}{2}z^2\right), \quad \psi(z) = \frac{z}{1 + \frac{1}{2}z^2} \quad (\text{A2-13})$$

Für alle drei Verteilungen ist in Abbildung A2-1 der Verlauf der ρ - und ψ -Funktionen als Funktion der normierten Abweichung des Meßwertes von der Vorhersage dargestellt. Es zeigen sich in dieser Zusammenstellung die sehr deutlichen Unterschiede in der Wahrscheinlichkeit, einen von der Vorhersage abweichenden Wert zu finden.

Während im Fall der Normalverteilung das Gewicht von abweichenden Messungen linear mit der Abweichung steigt, tragen im Fall des Medians abweichende Messungen alle mit demselben relativen Gewicht bei. Im Fall der Cauchy-Verteilung strebt das Gewicht mit steigender Abweichung nach einem Anstieg asymptotisch gegen Null.

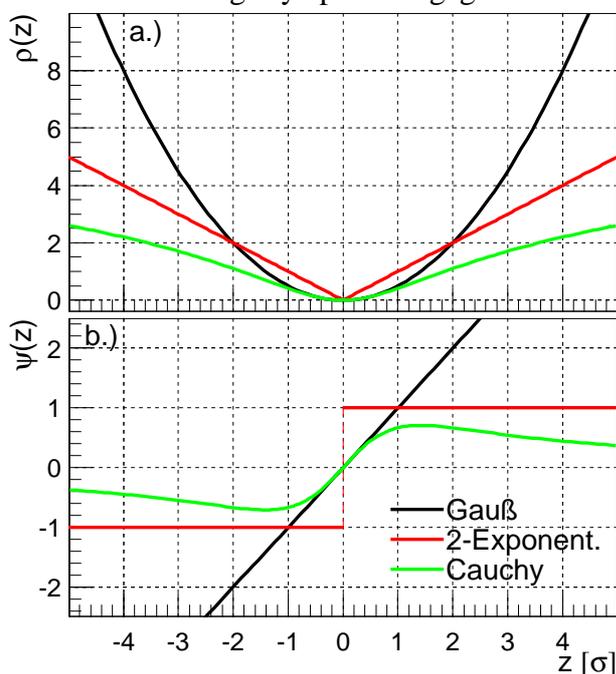


Abbildung A2-1: Die Graphen der Funktion ρ und deren Ableitung ψ der drei im Text erwähnten Verteilungsfunktionen in Abhängigkeit von den Abweichungen zwischen Meßwert und Vorhersage aus dem Modell. Die Abweichungen sind in Einheiten des Meßfehlers angegeben.

2.2 Robuste Schätzungen

Der von G.E.P. Box geprägte, technische Begriff „robust“ hat im Rahmen der Statistik eine sehr klar umrissene Bedeutung: Nach Huber bedeutet er, daß die Rechenvorschriften insensitive gegenüber kleinen Abweichungen von den Annahmen sind [100]. Insbesondere bedeutet dies, daß die Schätzwerte der Parameter auch dann noch den wahren Parametern möglichst weitgehend entsprechen, wenn die angenommene Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung in Wahrheit nicht exakt realisiert wurde.

In der experimentellen Praxis tritt dieser Fall auf, da die wahren Verteilungen nicht bekannt sind. Zudem können Kommunikations- oder Speicherstörungen verheerende Folgen haben, sobald die Exponenten der gemessenen Zahlenwerte betroffen sind. Dies trifft sowohl für manuell aufgenommene, wie für digitale, vollautomatisierte Messungen zu.

Nachdem bereits in sehr frühen Arbeiten, wie zum Beispiel [101] solche Probleme diskutiert und beachtet wurden, existieren erst seit den sechziger Jahren mathematisch gut fundierte „robuste“ Methoden. Eine tiefgehende Abhandlung der mathematischen Probleme findet sich bei Huber

[100]. Das praktische Vorgehen bei der Verwendung der robusten Statistik findet sich in [102]. Zu diesem aktuellen Forschungsbereich der angewandten Mathematik finden sich nicht nur eine große Zahl von Veröffentlichungen, sondern auch sehr moderne Lehrbücher:

In [103] sind die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten, robusten Methoden zur Bestimmung von Mittelwert und Varianz von Verteilungen beschrieben. [104] faßt die aktuelle Literatur zu den von „Ausreißern“ in Daten hervorgerufenen Problemen und deren Lösung zusammen. In [105] und [106] sind die modernen Entwicklungen zur robusten Regression dargestellt.

In [69] sind neben der Forderung nach Robustheit drei weitere, wünschenswerte Eigenschaften für Methoden zur Bestimmung von Schätzwerten $\hat{\vec{a}}$ der wahren Parameter \vec{a}_0 zusammengestellt:

- Konsistenz: $\lim_{N \rightarrow \infty} \hat{\vec{a}} = \vec{a}_0$.
- Erwartungstreue: $E[\hat{a}] = a_0$. Wobei $E[\hat{a}]$ der Erwartungswert des einzelnen Parameters ist.
- Effektivität: Die Varianz der Schätzungen $\hat{\vec{a}}$ soll möglichst klein sein. Im Fall von exakt bekannten Verteilungen liefert die Maximum-Likelihood-Methode Schätzungen mit kleinster Varianz. Die Effizienz wird angegeben als das Verhältnis dieser kleinsten Varianz zur Varianz des robusten Schätzwertes.

Für den Fall, daß die Fehler einer Normalverteilungen nach Gauß folgen, hat die Methode der kleinsten Quadrate diese drei Eigenschaften [50]. Wie im vorigen Abschnitt ausgeführt, ergibt die Maximum-Likelihood-Methode bei bekannter Verteilung der Abweichungen der Messungen von den wahren Werten die kleinstmögliche Varianz [69]. Um die Forderung nach Robustheit zu erfüllen, wird üblicherweise Effektivität der Methoden eingebüßt.

Robuste Methoden stellen einen Kompromiß der widersprüchlichen Forderungen nach hoher Effektivität auf der einen Seite und Robustheit auf der anderen Seite dar. Aufgrund der Vielzahl von möglichen Anwendung gibt es in der Literatur keine optimale, robuste Methode, sondern eine große Zahl von Methoden. Generell sind robuste Verfahren gegenüber denen der Statistik nach Gauß komplexer und rechenaufwendiger.

Bei der Auswahl der Methode spielen neben den praktischen Fragen der Realisierung, die Frage nach der Effizienz und jene nach dem sogenannten „breakdown-point“ ϵ_N^* eine wichtige Rolle. Der breakdown-point ist anschaulich definiert als der größte, mögliche Anteil von Messungen, die unbeschränkte Werte annehmen dürfen, ohne daß die Schätzungen der Parameter beliebige Werte annehmen. Eine mathematisch strenge Behandlung des breakdown-point findet sich in Kapitel 1.4 von [100].

Im Fall der Methode der kleinsten Quadrate reicht bereits eine Messung mit extrem (unendlich) großem Meßwert aus, um die Schätzung der Parameter unbeschränkt zu verzerren. Sind N Messungen durchgeführt worden, so gilt für den breakdown-point:

$$\epsilon_N^* = 1/N \quad (\text{A2-14})$$

Definitionsgemäß beträgt der maximal mögliche breakdown-point 50 %. Dies ergibt sich aus der Tatsache, daß nicht mehr zwischen den gestörten und ungestörten Meßwerten unterschieden werden kann, wenn mehr als die Hälfte der Messungen gestört ist. Dies gilt, sofern keine zusätzlichen Informationsquellen ausgenutzt werden, die außerhalb der mathematischen Beschreibung liegen.

Ein übliches Vorgehen der experimentellen Hochenergiephysik, um die genannten Probleme zu umgehen, stellt die Benutzung von Histogrammen dar. Ein Histogramm wird durch drei Parameter, den kleinsten und größten zulässigen Wert, sowie die Kanalbreite definiert. Die Größen Mittelwert und Standardabweichung sind dann im Gegensatz zu den entsprechenden Angaben unter Berücksichtigung aller Messungen robust, da Messungen außerhalb der Grenzen nicht beitragen.

Steht eine ausreichend große Zahl von Einträgen im Histogramm zur Verfügung, so können beliebige Funktionen an die Kanalinhalt angepaßt werden. Auf diese Weise können die Parameter der Verteilungen von Signalen und Untergrundbeiträgen bestimmt werden.

Auch diese, robuste Vorgehensweise hat eventuell Probleme:

- Es muß eine ausreichend hohe Zahl von Einträgen im Histogramm vorhanden sein.
- Die Methode ist völlig insensitiv gegenüber eventuellen Signalen außerhalb der Histogrammgrenzen, daher ist eine Automation ihrer Wahl schwer.
- Die Anpassungen komplizierter Verteilungen an die Signale sind problematisch und im allgemeinen schwer automatisierbar.

Nach diesen allgemeinen Bemerkungen werden im folgenden Abschnitt die wichtigen M-Schätzungen vorgestellt, während die konkreten Vorgehensweisen zur Gewinnung robuster Schätzungen für Parameter im letzten Abschnitt angegeben sind.

2.3 M-Schätzungen

Die in Abschnitt A2.1 vorgestellte Methode der „maximum likelihood“ stellt die Basis für die sogenannten „M-Schätzungen“ der robusten Statistik dar. Das Prinzip der M-Schätzungen beruht darauf, die Methode der „maximum likelihood“ unter Verwendung von speziellen Gewichtsfunktionen $\psi(z)$ zu benutzen. Diese ergeben sich nicht mehr aus Messungen oder Annahmen, sondern werden so konstruiert, daß sie die gewünschten Eigenschaften besitzen.

Die M-Schätzungen werden typischerweise nach dem Gewicht von sehr weit von der Vorhersage entfernten Messungen charakterisiert, also dem asymptotischen Verhalten der Gewichtsfunktion $\psi(z)$:

- Nicht-zurücksteigende („non-redescending“) Funktionen. Für diese gilt $\lim_{z \rightarrow +\infty} \psi(z) > 0 \wedge \lim_{z \rightarrow -\infty} \psi(z) < 0$. Die ψ -Funktion der doppelt-exponentiellen Verteilung mit dem von z unabhängigen Verlauf fällt in diese Gruppe
- Zurücksteigende („redescending“) Funktionen, für die gilt $\lim_{z \rightarrow \pm\infty} \psi(z) = 0$. Diese Funktionen, zu denen die ψ -Funktion der Cauchy Verteilung gehört, geben sehr großen Abweichungen überhaupt kein Gewicht. Werden, wie im Beispiel eines Histogrammes, Mittelwerte nur aus Werten eines bestimmten Bereiches gebildet, so haben auch hier Meßwerte außerhalb dieses Bereiches das Gewicht Null.

In Abschnitt A2.1 ist neben der Normalverteilungen nach Gauß bereits je ein Mitglied dieser beiden Klassen von M-Schätzungen genannt worden. Die Eigenschaften einiger Vertreter beider Klassen sind in Tabelle A2-1 zusammengefaßt, während Abbildung A2-2 die Graphen der ρ - und ψ -Funktionen der drei zurücksteigenden Funktionen zeigt.

Aus der Klasse der nicht-zurücksteigenden ψ -Funktionen ist die des Medians besonders wichtig. Die Effizienz beträgt zwar nur 64 %, wenn die Daten aus einer Normalverteilung entstammen, dafür wird der höchst mögliche breakdown-point von 50 % erreicht.

In [100] ist gezeigt, daß für Beobachtungen mit normalverteilten Fehlern, die mit einem bestimmten Prozentsatz von Beobachtungen mit sehr viel größeren Fehlern gemischt sind, die Funktion „Huber-2“ optimale Eigenschaften hat. Huber-2 in diesem Fall hohe Effizienzen, ohne die Vorteile des hochrobusten Medians bei wenigen, großen Fehlmessungen aufzugeben.

In der Klasse der zurücksteigenden Funktionen sind die Funktionen „Tukey“ und „Hampel“ die wichtigsten. Während sich Hampel aus Huber-2 ergibt, wenn die Funktion zurücksteigend konstruiert wird, stellt Tukey einen kontinuierlichen Übergang zwischen den unterschiedlichen Regimes dar.

Für konkrete Anwendungsfälle steht also eine gewisse Auswahl von Verfahren zur Verfügung, so daß dem Problem angepaßte Lösungen gewählt werden können.

Klasse	Name	Bereich	$\psi(z)$	$\rho(z)$	Parameter
Nicht robust	Gauß		z	$\frac{1}{2} z^2$	
Nicht zurücksteigend	Median		$\text{sgn}(z)$	$ z $	
	Huber-2	$ z \leq a$ $ z > a$	z $a \text{sgn}(z)$	$\frac{1}{2} z^2$ $a z - \frac{1}{2} a^2$	$a=1,28$ [103]
Zurücksteigend	Tukey	$ z \leq a$ $ z > a$	$z \left(1 - \left(\frac{z}{a}\right)^2\right)^2$ 0	$\frac{1}{2} z^2 - \frac{2}{3a^2} z^4 + \frac{1}{6a^4} z^6$ $\frac{1}{6} a^2$	$a=6,0$ [79]
	Andrews	$ z \leq a\pi$ $ z > a\pi$	$\sin\left(\frac{z}{a}\right)$ 0	$a(1 - \cos(z))$ $2a$	$a=2,1$ [79]
	Hampel	$ z \leq a$ $a < z \leq b$ $b < z \leq c$ $ z > c$	z $a \text{sgn}(z)$ $a \frac{z - c \text{sgn}(z)}{b - c}$ 0	$\frac{1}{2} z^2$ $a z - \frac{1}{2} a^2$ $a \frac{\frac{1}{2} z^2 - c z }{b - c} - \frac{7}{6} a^2$ $a(b + c - a)$	$a=2,5$ $b=5,0$ $c=7,5$ [102]

Tabelle A2-1: Zusammenstellung der wichtigsten M-Schätzungen, mit den Literaturvorschlägen für die Parameter.

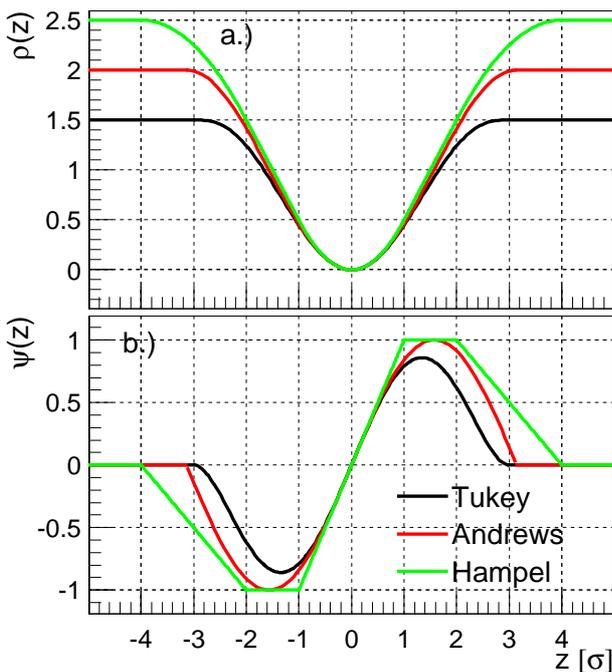


Abbildung A2-2: Die Graphen der zurücksteigenden ρ - und Ψ -Funktionen aus Tabelle A2-1 in Abhängigkeit von den Abweichungen zwischen Meßwert und Vorhersage aus dem Modell. Die Abweichungen sind in Einheiten des Meßfehlers angegeben. Die Parameter wurden in dieser exemplarischen Darstellung so gewählt, daß sich sinnvolle Graphen ergeben.

2.4 Ausgewählte, robuste Rechenverfahren zur Parameterschätzung

Abschließend sollen hier konkrete Verfahren angegeben werden, wie sich robuste Schätzwerte gewinnen lassen.

Verfahren ohne M-Schätzung

Da bei der Benutzung der M-Schätzungen die in Gleichung (A2-4) eingehenden Meßfehler zu- meist vorher aus den Daten zu schätzen sind, kommt der robusten Bestimmung von Mittelwert und Standardabweichung ohne Verwendung von M-Schätzungen eine wichtige Bedeutung zu. Diese sollen zunächst hier behandelt werden. In der Literatur finden sich dazu eine Reihe von Verfahren, die keiner vorherigen Kenntnis von Schätzwerten bedürfen.

Solange die Effizienz nicht wichtig ist, ist der Median einer Verteilung ein sehr gut geeigneter Schätzwert für ihren Mittelwert, da er den höchst möglichen breakdown-point besitzt. Dies ist wichtig, da robuste M-Schätzungen mit hohem breakdown-point nicht durch einen niedrigeren breakdown-point der Eingangsschätzungen unbrauchbar gemacht werden sollen. Obwohl mathematisch schwer faßbar, ist der Median praktisch sehr leicht durch Sortieren der Eingangsdaten auffindbar.

Andere derartige Verfahren verändern zunächst einen Teil ε_T der kleinsten und größten Meßwerte. Diese werden entweder verworfen („trimmen“ der Daten) oder auf den jeweils kleinsten beziehungsweise größten, akzeptierten Meßwert gesetzt („winsorisieren“ der Daten) [104]. Danach wird der konventionelle, nicht-robuste Mittelwert gebildet. Diese Verfahren haben jedoch einen niedrigeren breakdown-point und sind daher für die Gewinnung erster Schätzungen wenig attraktiv.

Die wichtigste Methode um die Standardabweichung einer Verteilung zu schätzen ist die Benutzung des Medians der Beträge der Abweichung der einzelnen Meßwerte x_i vom (geschätzten) Mittelwert der Verteilung \bar{x} (Median Absolute Deviation, *MAD*). Zu beachten ist hier, daß das Resultat um den Faktor 0,6745 gegenüber der Standardabweichung einer Normalverteilung nach Gauß reduziert ist, so daß üblicherweise der skalierte *MAD* als robuste Schätzung der Standardabweichung einer Verteilung angegeben wird [100]:

$$SMAD = \frac{\text{median}|x_i - \bar{x}|}{0,6745} \quad (\text{A2-15})$$

Implementierung von Verfahren mit M-Schätzung

Die Vorgehensweise bei der Verwendung von M-Schätzungen erfolgt analog zur Vorgehensweise bei der Methode der maximum-likelihood. Dies bedeutet, daß die Gleichung (A2-5) minimiert oder die Lösung des Gleichungssystems (A2-7) gesucht wird.

Hierbei treten in der Praxis die folgenden Probleme auf:

- Die angenommenen Meßfehler σ_i werden für die Gleichung (A2-4) benötigt und müssen zuvor bestimmt werden.
- Für beide Vorgehensweisen werden Startwerte der Parameter benötigt.
- Die durch Gleichung (A2-5) beschriebene Funktion hat nicht nur lokale Minima, sondern ist auch für bestimmte, übliche ρ -Funktionen unstetig.

- Die Bereiche asymptotisch kleiner Funktionswerte führen ebenfalls zu Problemen der Minimierung [79].

Diese Aufzählung zeigt, daß die robusten Methoden in der Realisierung viel aufwendiger sind. Werden nur M-Schätzungen betrachtet, so ist dies direkt aus dem Vergleich der ρ -Funktionen für das Verfahren unter Benutzung der Statistik nach Gauß und der robusten Verfahren zu erkennen. Ein konkretes Verfahren zur M-Schätzung des Mittelwertes ergibt sich aus der Verwendung der ψ -Funktion Huber-2, wobei als erste Schätzung des Mittelwertes der Median benutzt wird, die Standardabweichung mit dem nach (A2-15) bestimmten SMAD geschätzt wird. Wird die Gleichung (A2-7) nach dem Gauß-Newton-Verfahren gelöst, so ergibt sich für die Iterationsgleichung [103]:

$$\bar{x}_{k+1} = \bar{x}_k + \frac{SMAD \cdot A}{B}, \quad A = \sum_{i=1}^N \psi \left(\frac{x_i - \bar{x}_k}{SMAD} \right), \quad B = \sum_{i=1}^N \psi' \left(\frac{x_i - \bar{x}_k}{SMAD} \right) \quad (A2-16)$$

Ein Verfahren zur Bestimmung der Standardabweichung des inneren Bereiches einer Verteilung mit Hilfe von M-Schätzungen ist die dualgewichtete mittlere Varianz. Hier wird die zurücksteigende ψ -Funktion von Tukey benutzt, jedoch nur eine Iteration des Gauß-Newton-Verfahrens ausgeführt. In [103] und der dort zitierten Literatur ist angegeben, daß diese gute Effizienzen für stark unterschiedliche Verteilungen besitzt. Die notwendigen Gleichungen lauten, mit M als Schätzung für den Mittelwert:

$$\hat{\xi} = \frac{\sqrt{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N a_i (x_i - M)^2 (1 - Y_i^2)^4}}{\left| \sum_{i=1}^N a_i (1 - Y_i^2) (1 - 5Y_i^2) \right|}, \quad a_i = \begin{cases} 1 & Y_i < 1 \\ 0 & Y_i \geq 1 \end{cases}, \quad Y_i = \frac{x_i - M}{9 \cdot MAD} \quad (A2-17)$$

Neben der Verwendung des Gauß-Newton-Verfahrens können die ψ -Funktionen der M-Schätzungen in den üblichen Formalismus des Verfahrens der Parameterschätzung nach kleinsten Quadraten eingebracht werden. Dazu wird das Verfahren iteriert, wobei die dort auftauchenden Gewichte der Einzelmessungen $W_i = \sigma_i^{-2}$ (Vergleiche Abschnitt 5.1.4) in der $(k+1)$ -ten Iteration bestimmt werden zu:

$$W_i^{(k+1)} = \frac{\psi(z_i^{(k)})}{z_i^{(k)}} \quad (A2-18)$$

Mit Gleichung (A2-18) steht also eine Möglichkeit zur Verfügung, die Verfahren zur Schätzung von Parametern nach der Methode der kleinsten Quadrate in robuste Verfahren zu wandeln.

Nach der Wahl einer geeigneten ψ -Funktion können die Rechenprogramme direkt unter Verwendung von Gleichung (A2-18) modifiziert werden. In der Literatur wird dieses Verfahren gelegentlich als Methode der W-Schätzungen bezeichnet. Problematisch ist jedoch die Schätzung der Startwerte und die Konvergenz des Verfahrens. Diese sind sehr von der konkreten Implementierung abhängig und wahrscheinlich der Grund dafür, daß mathematische Beweise der verwendeten Methoden, insbesondere die Wahl einer optimalen ψ -Funktion sehr schwer sind.

Zur Robusten Regression sei noch angemerkt, daß die hier vorgestellten Methoden fehlerhafte Werte der abhängigen Variablen nicht erkennen können. Sollen auch solche berücksichtigt werden, so müssen noch aufwendigere Methoden benutzt werden. Da diese über den Rahmen der vorliegenden Arbeit weit hinaus gehen sei der Leser auf die Literatur verwiesen [106].

2.5 Robuste Anpassung einer Geraden an Korrelationshistogramme

In diesem Abschnitt soll als Anwendungsbeispiel der robusten Statistik das Anpassen einer Geraden an die in Abschnitt 4.1.3 vorgestellten Korrelationshistogramme gezeigt werden.

Bei der Füllung der Korrelationshistogramme wird für jedes Ereignis jeder Treffer auf der einen Zählerebene mit jedem der anderen kombiniert. Daher ergibt sich ein kombinatorischer Untergrund, der dazu führt, daß die Anpassung einer Geraden an das Korrelationssignal mit der Methode der kleinsten Quadrate versagt. Im Verlauf des folgenden Abschnitts wird gezeigt, wie die Anpassung mit den Mitteln der robusten Statistik erfolgen kann.

Vor der Entwicklung der Anpassungsmethode wird zunächst beschrieben, wie die Parameter der zu bestimmenden Geraden mit den Geometrieparametern zusammenhängen. Danach wird die starke Reduktion des kombinatorischen Untergrundes vorgestellt. Nachdem ein Verfahren angegeben ist, wie sich die benötigten ersten Schätzungen der Geradenparameter bestimmen lassen, wird die robuste Anpassung entwickelt.

Anwendungen des hier vorgestellten Verfahrens bestehen in der vorgestellten Kontrolle der richtigen Zuordnung von Treffern zu geometrischen Positionen in Spurmeßsystemen [107]. Da sich bei dieser Anwendung üblicherweise sehr viele Kombinationsmöglichkeiten von Zählerebenen oder Modulen ergeben, ist die Automatisierung der Geradenanpassung sinnvoll. Weiterhin erfolgt im HERA-B Experiment die globale Alignierung der Subsysteme zueinander unter Benutzung von Korrelationshistogrammen [108].

Durch den in diesem Abschnitt abgeleiteten Zusammenhang zwischen den Geradenparametern und geometrischen Positionen der Zählerebenen ergibt sich die Möglichkeit einer von allen Spurrekonstruktionsprogrammen unabhängigen Kontrolle der Alignierung.

2.5.1 Zusammenhang zwischen den Parametern der Korrelationsgeraden und den Geometrieparametern.

Die Korrelationslinien zeigen an, an welcher Position des zweiten Zählers ein Treffer erfolgt, wenn einer an einer bestimmten Position des ersten Zählers registriert wurde. Die Parameter der Geraden - Achsenabschnitt und Steigung - hängen von den z-Positionen der Zähler relativ zum Target und den Abständen des jeweils ersten Streifens der Zählerebenen zur z-Achse ab. Im Folgenden soll diese Abhängigkeit hergeleitet werden.

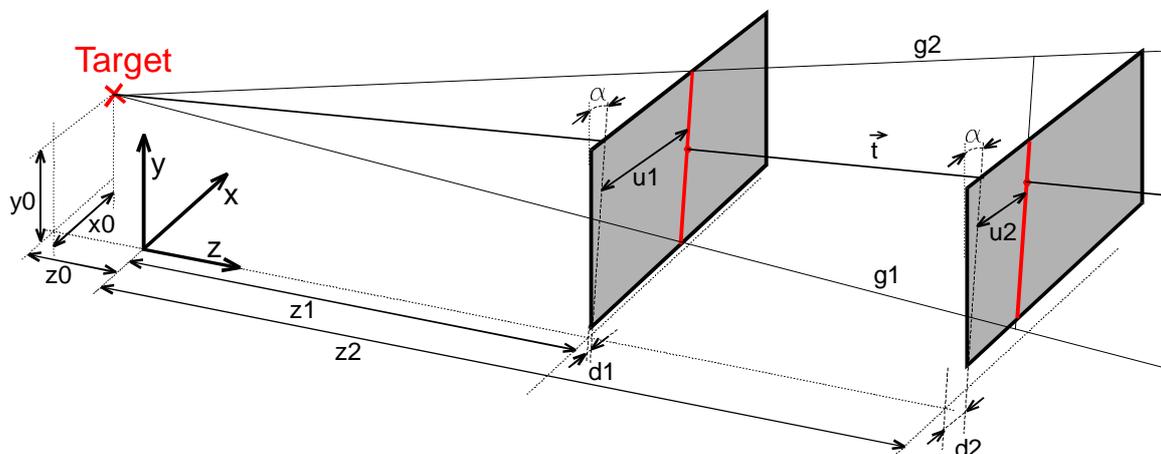


Abbildung A2-3: Skizze der Geometrie der Spuren und Zählerebenen die zu den Korrelationsgeraden beitragen.

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit soll hier angenommen werden, daß die Positionen der Treffer der Zählerebene 1 im Histogramm entlang der x-Achse eingetragen werden und die lokalen Trefferkoordinaten hier mit u_1 bezeichnet werden. Von Zählerebene 2 registrierte Treffer sollen entsprechend entlang der y-Achse eingetragen werden, wobei ihre lokalen Koordinaten mit u_2 bezeichnet werden. Weiterhin sei der Ort der Wechselwirkungen durch die Koordinaten x_0 , y_0 und z_0 gegeben.

Es ist nun die Position u_2 durch u_1 auszudrücken. Die Abbildung A2-3, welche die beschriebene Situation in schematischer Darstellung zeigt, läßt erkennen, daß nur solche Spuren zu einem Korrelationssignal beitragen können, die in der durch die Geraden g_1 und g_2 aufgespannten Ebene verlaufen. Aus diesem Grund wird ein zweidimensionales Koordinatensystem gewählt, welches von dem, um den Stereowinkel α gedrehten Meßkoordinaten u und der z-Achse aufgespannt wird. Die lokale Messung der u_i wird durch die Addition der Positionen der ersten Streifen d_i in ein globales u' -z-Koordinatensystem, welches seinen z-Ursprung am Ort der Wechselwirkung hat, transformiert:

$$\begin{aligned} u_i' &= d_i + u_i \\ z_i &= z_0 + z_i' \end{aligned} \quad (\text{A2-19})$$

Für die Position des Ortes der Wechselwirkung in diesem Koordinatensystem gilt:

$$u_0' = x_0 \cos(\alpha) - y_0 \sin(\alpha) \quad (\text{A2-20})$$

Benötigt wird nun die Steigung der Spuren im u' -z-Koordinatensystem, welche sich aus den Meßkoordinaten der Treffer in der ersten Zählerebene bestimmen läßt:

$$t_u' = \frac{1}{z_1} (d_1 + u_1 - u_0') \quad (\text{A2-21})$$

An der z-Position der zweiten Ebene gilt dann:

$$\begin{aligned} u_2' &= u_2 + d_2 \\ &= u_0' + z_2 \cdot t_u' \\ &= u_0' + z_2 \cdot \frac{1}{z_1} (d_1 + u_1 - u_0') \end{aligned} \quad (\text{A2-22})$$

Durch Umstellung der obigen Gleichung läßt sich dann der gesuchte Zusammenhang in Abhängigkeit von Steigung m und Achsenabschnitt n der gesuchten Geraden ableiten:

$$u_2 = \underbrace{\frac{z_2}{z_1}}_m \cdot u_1 + \underbrace{u_0' - d_2 - \frac{z_2}{z_1} (u_0' - d_1)}_n \quad (\text{A2-23})$$

Werden nur in z nahe beieinanderliegende Zählerebenen betrachtet, gilt $z_1 \approx z_2$, so vereinfacht sich der obige Zusammenhang weiter:

$$u_2 = u_1 + d_1 - d_2 \quad (\text{A2-24})$$

Wird hier insbesondere im Fall alignierter Ebenen mit globalen Trefferpositionen gearbeitet, gilt $d_i = 0$, was bedeutet, daß sich Ursprungsgeraden mit der Steigung von nahezu eins ergeben müssen.

Damit stellt das hier vorgestellte System eine alternative Möglichkeit einer Alignierung dar, wenn die Möglichkeit einer vollautomatischen Bestimmung der Geradenparameter besteht. Weiterhin erscheint es sinnvoll, dieses System als einen alternativen Weg einzusetzen, um die gespeicherten

Geometriedaten zu überprüfen. Im Fall des Systems der inneren Spurkammern wurden solche Fehler durch die Beurteilung der Korrelationshistogramme „von Hand“ erkannt.

2.5.2 Reduktion des kombinatorischen Untergrundes

Aufgrund der Vorschrift zum Füllen der Korrelationshistogramme enthalten diese einen flachen Untergrund, der aus der Kombination aller unkorrelierten Treffer während eines Ereignisses herührt. Hier soll zunächst vorgestellt werden, wie sich dieser Untergrund reduzieren läßt. Die Abbildung A2-4 zeigt exemplarisch ein Korrelationshistogramm. Sowohl die Korrelationslinie, die auf der Ordinate etwa bei Streifen 120 beginnt, wie der kombinatorische Untergrund sind erkennbar.

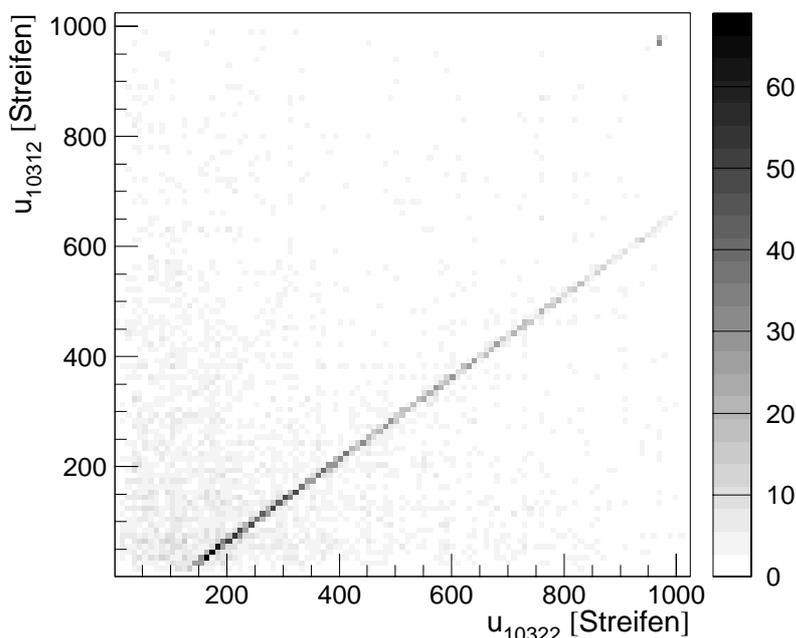


Abbildung A2-4: Das Korrelationshistogramm der Zählerebene 10322 und 10312. Die Korrelationslinie ist zusammen mit dem kombinatorischen Untergrund klar zu erkennen.

Das hierzu gewählte Vorgehen bestimmt den Untergrund unter Verwendung der Projektionen des Inhaltes des jeweiligen Korrelationshistogramms auf die Achsen. Diese beiden Projektionen sind somit nichts anderes als die Trefferverteilung der beiden Ebenen im betrachteten Datensatz. Bestünde überhaupt keine Korrelation zwischen den Zählerebenen, was der Fall ist, wenn zum Beispiel die Treffer unterschiedlicher Ereignisse kombiniert werden, so zeigten die Histogramme nur den kombinatorischen Untergrund. Genauso zeigt sich dieser wenn im Histogramm Einträge vorgenommen werden, welche eine Verteilungsfunktion besitzen, die der Trefferverteilung der Ebene entspricht. Die Information über eine Korrelation geht also durch die Bildung der Projektion vollständig verloren. Der Verlauf des kombinatorischen Untergrundes läßt sich bestimmen, indem ein zweites Korrelationshistogramm unter Verwendung der Trefferverteilungen gefüllt wird. Prinzipiell könnte das Füllen des Untergrundhistogramms in ähnlicher Weise erfolgen, wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben. Allerdings sollen hier nicht Pseudozufallszahlen verwendet werden, sondern eine andere Methode:

Bei der ereignisunabhängigen Betrachtung der Projektionen besagt die Zahl der Einträge in einem Kanal aus der Projektion auf eine Achse Sx_i oder Sy_i , wie oft die Einträge der anderen Projektion in einem bestimmten Kanal des Untergrundhistogramms $U_{i,j}$ eingetragen werden sollen. Es handelt sich also um ein Produkt:

$$U_{i,j} = Sx_i \cdot Sy_j \quad (\text{A2-25})$$

Das resultierende Histogramm besitzt nun den Verlauf des geschätzten, kombinatorischen Untergrundes des zu untersuchenden Korrelationshistogramms. In Abbildung A2-5 ist für den oben bereits betrachteten Fall ein solches Untergrundhistogramm gezeigt.

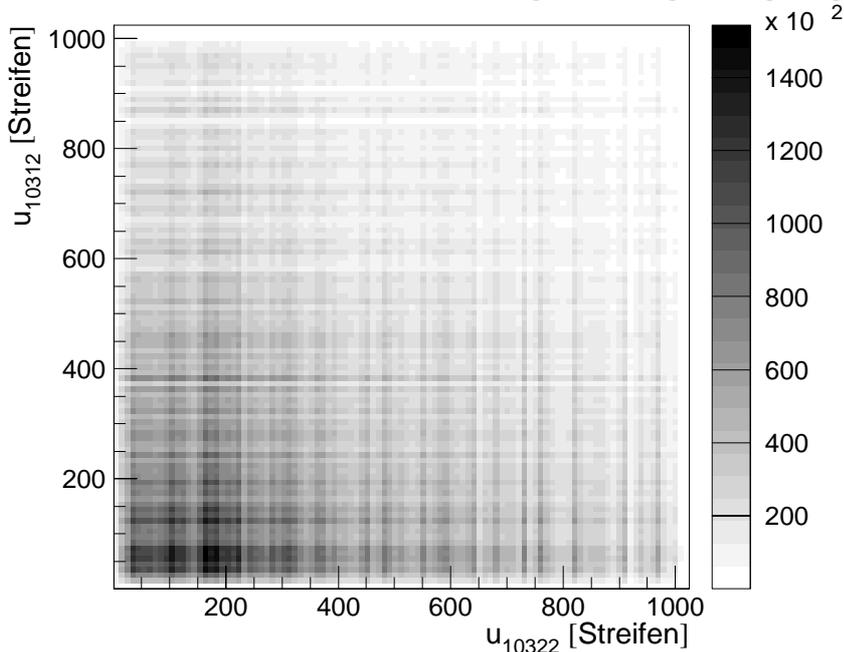


Abbildung A2-5: Histogramm mit der Abschätzung des kombinatorischen Untergrundes, welcher der Abbildung A2-4 zugrunde liegt.

Vor der Differenzbildung aus Korrelations- und Untergrundhistogramm muß noch die Normierung des Untergrundhistogramms erfolgen. In diesem Fall wird auf das Integral des Korrelationshistogramms normiert, wobei der Faktor c_u eine willkürliche Skalierung des Untergrundhistogramms erlaubt. Bei der Differenzbildung muß zudem berücksichtigt werden, daß keine Korrelationseinträge von weniger als Null vorkommen können. Für die Inhalte der Kanäle des untergrundreduzierten Histogramms $R_{i,j}$ gilt also:

$$R_{i,j} = \max \left(0, S_{i,j} - c_u \cdot \frac{U_{i,j}}{\sum_{i,j} U_{i,j}} \sum_{i,j} S_{i,j} \right) \quad (\text{A2-26})$$

Im günstigen Fall, das bedeutet bei gut funktionierenden Zählerebenen und einem großen geometrischen Überlapp, sollten viele Einträge im Korrelationshistogramm entlang der zu suchenden Korrelationslinie aufgrund von Spuren erfolgen. Aus diesem Grund wird insbesondere eine schmale Korrelationslinie aus dem kombinatorischen Untergrund hervorstechen. Die Normierung des Untergrundhistogramms auf alle Einträge, also Untergrund und Signal, überschätzt den kombinatorischen Untergrund. Sind die Signaleinträge jedoch in einem kleinen Bereich konzentriert, so tritt die Korrelationslinie deutlich hervor und behält diese Eigenschaft auch nach der Untergrundsubtraktion.

Die Überschätzung des Untergrundes ist sogar wünschenswert, um den Beitrag des kombinatorischen Untergrundes weitgehend zu unterdrücken. Die Zahl der Kanäle im Korrelationshistogramm ist üblicherweise groß, so daß ein einzelner Kanal damit nur wenige Einträge enthält. Insbesondere finden sich weit entfernt von der Korrelationslinie nur wenige Einträge. Deren Zahl unterliegt einer Streuung gemäß der Poissonverteilung um den wahren Wert. Wird nun von einem Kanalinhalt die auf beliebige Weise bestimmte Zahl der durch den kombinatorischen Untergrund hervorgerufenen Einträge abgezogen, so ergibt sich immer der Kanalinhalt null, wenn die Zahl der Einträge aufgrund der statistischen Fluktuation geringer war, als aus der Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes erwartet wurde. Findet hingegen eine Überschätzung des kombinatorischen Untergrundes statt, so werden mehr störende Kombinationen eliminiert. Aus diesem Grund

erlaubt in Gleichung (A2-26) der Faktor c_u eine bewußte Überschätzung des kombinatorischen Untergrundes. Um das Nutzsignal möglichst wenig zu verfälschen, sollte ein c_u gewählt werden, welches möglichst nahe bei eins liegt. In der Praxis ergaben sich insbesondere bei der Zugrundelegung weniger Ereignisse mit einem Faktor $c_u = 1,5$ gute Resultate.

2.5.3 Bestimmung einer ersten Näherung der Geradenparameter

Den in Abschnitt A2.4 vorgestellten Verfahren ist gemein, daß eine Schätzung sowohl über die Breite des Bereiches, indem die Residuenverteilung einer Normalverteilung nach Gauß folgt, sowie des ungefähren Verlaufes der Geraden benötigt wird. Um diese beiden entscheidenden Voraussetzungen zu erfüllen, wurde hier ein Weg beschritten, welcher das Prinzip der Freiheit der vorherigen Annahme über Verlauf und Breite der Korrelationslinie nicht aufgibt.

Die Methode zum Auffinden der Geraden besteht darin, von den Kanälen $R_{i,j}$ des untergrundreduzierten Histogramms jene vier zu suchen, welche die größte Zahl von Einträgen aufweisen. Als erste Schätzung wird angenommen, daß die gesuchte Gerade durch das Paar von Kanalschwerpunkten verläuft, die den größten Abstand aller möglichen Kombinationen der vier selektierten Kanäle besitzt. Dieses Verfahren zeigte in der Praxis recht gute Resultate. Allerdings insbesondere bei sehr breiten Korrelationslinien, welche bei der Kombination von Ebenen mit unterschiedlichem Stereowinkel entstehen, wurden gelegentlich recht schlechte Anfangsparameter der Geraden gefunden. In Abbildung A2-6 ist in Teilbild a.) der auf Basis des beschriebenen Näherungsverfahrens ermittelte Verlauf der Korrelationsgeraden zusammen mit dem untergrundreduzierten Histogramm dargestellt. Teilbild b.) zeigt die Situation für den Fall, daß die Näherung in der erwähnten Weise versagt.

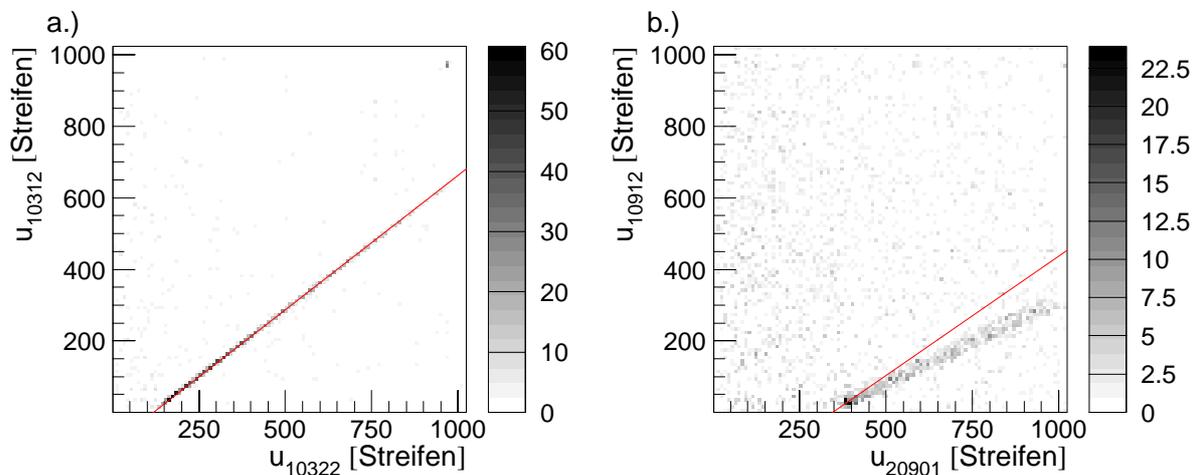


Abbildung A2-6: Untergrundreduzierte Korrelationshistogramme zusammen mit der ersten Schätzung des Linienverlaufes. In Teil b., welcher die Korrelationen zwischen zwei p -Seiten mit einem relativen Stereowinkel von 5° zeigt, wird aufgrund der stark konzentrierten Kanäle mit der höchsten Zahl von Einträgen eine schlechte erste Schätzung für den Verlauf der Geraden gefunden.

Insgesamt stellte sich heraus, daß selbst recht starke Fehlanpassungen, wie sie in Teilbild b.) der Abbildung A2-6 zu erkennen sind, immer noch ein unproblematisches Auffinden der Korrelationsgeraden erlauben.

In einem nächsten Schritt ist ein Verfahren angegeben, das erlaubt, die Breite des unmittelbaren Einflußbereiches der Geraden abzuschätzen. Dafür und für das weitere Vorgehen erweist es sich

als günstiger, von der durch Gleichung (A2-23) nahegelegten Steigungs-Achsenabschnittsform der Geradengleichung abzuweichen und zur Hesse-Normalenform überzugehen:

$$\begin{aligned} x \cdot \cos \alpha + y \cdot \sin \alpha - d &= 0 \\ \text{oder :} \quad r \cdot x + s \cdot y + t &= 0 \end{aligned} \quad (\text{ A2-27 })$$

Punkte auf der Geraden sind dabei mit x und y bezeichnet, α stellt hier den Winkel zwischen der Normalen der Gerade und der x -Achse dar, d den Abstand zum Ursprung [109], [110]. In dieser Parametrisierung kann der Abstand a eines Punktes mit den Koordinaten $(x_1, y_1)^T$ zur Geraden besonders elegant angegeben werden:

$$a = x_1 \cdot \cos \alpha + y_1 \cdot \sin \alpha - d \quad (\text{ A2-28 })$$

Der zweite Vorteil dieser Parametrisierung besteht darin, daß der Wertebereich beider Parameter für eine Korrelationsgerade nach oben und unten beschränkt ist. Da die Gerade keine Verlaufsrichtung auszeichnet, gilt für alle zulässigen α und d :

$$\begin{aligned} \alpha &= [-90^\circ ; 90^\circ[\\ d &= [-\sqrt{2} \max(u_i) ; \sqrt{2} \max(u_i)] \end{aligned} \quad (\text{ A2-29 })$$

Hierbei erstreckt sich der Index i über alle vorkommenden Treffer. Die Grenzen des Abstandsparameters erklären sich dadurch, daß die Gerade als Korrelationsgerade zumindest die äußerste Ecke des Korrelationshistogramms berühren muß, wobei sich der Abstand zum Ursprung aus der Länge der Diagonalen ergibt.

Gleichung (A2-28) kann dazu benutzt werden, den senkrechten Abstand der Geraden zum Schwerpunkt eines Kanals des reduzierten Korrelationshistogramms zu bestimmen. Es läßt sich also für alle Kanalhalte der, mit den Kanalhalten $R_{i,j}$ gewichtete Abstand $\Delta d_{i,j}$ zum angenommenen Verlauf der Korrelationsgeraden, welche die Parameter α_0 und d_0 besitzt, angeben:

$$\Delta d_{i,j} = (x_i \cdot \cos \alpha_0 + y_j \sin \alpha_0 - d_0) \cdot R_{i,j} \quad (\text{ A2-30 })$$

Die Breite des Kerns der resultierenden Verteilung, stellt ein Maß für die Größe des Einflußbereichs der Geraden dar.

In Abbildung A2-7 sind die resultierenden Verteilungen für die beiden bereits in Abbildung A2-6 gezeigten reduzierten Korrelationshistogramme dargestellt. Für den Verlauf der Geraden wurde das oben angegebene Schätzverfahren benutzt. Insbesondere in Teil b.) der Abbildung ist zu erkennen, daß aufgrund der schlechten ersten Schätzung der Geradenparameter nicht nur der Einflußbereich sehr groß ist, sondern auch ein enormer Untergrund vorhanden ist. Gesucht ist in beiden Histogrammen die Breite des Kerns der Verteilung. Es zeigt sich, daß die robusten Schätzmethoden für die Breite dieses Kerns alle versagen. Der Grund ist der, daß unter sehr allgemeinen Bedingungen gezeigt werden kann, daß die robusten Schätzverfahren nur mit einer maximalen Kontamination von 50 % arbeiten können [100].

Allerdings stellte sich die bereits in Abschnitt 3.2.2 vorgestellte Methode zur Signalfindung als ein geeignetes Mittel heraus, um die Breite des Signals zu bestimmen. Wie oben bereits erwähnt wurde, unterliegt die Zahl der Einträge in den Kanälen des Korrelationshistogramms aufgrund der kleinen Zahl von Einträgen relativ großen statistischen Fluktuationen. Nachdem diese nicht nur reduziert wurden, sondern auch die Zahl der übrigen Einträge im Histogramm der Abstandsverteilung in sehr viel weniger Kanälen zusammengefaßt wird, reduzieren sich die relativen statistischen Fluktuationen. Der leicht überschätzte Untergrundanteil wird hier wieder durch die mittlere Anzahl der Einträge im Histogramm parametrisiert. Nach dieser Reduktion wird die gesuchte Breite mit der dualgewichteten, mittleren Varianz bestimmt.

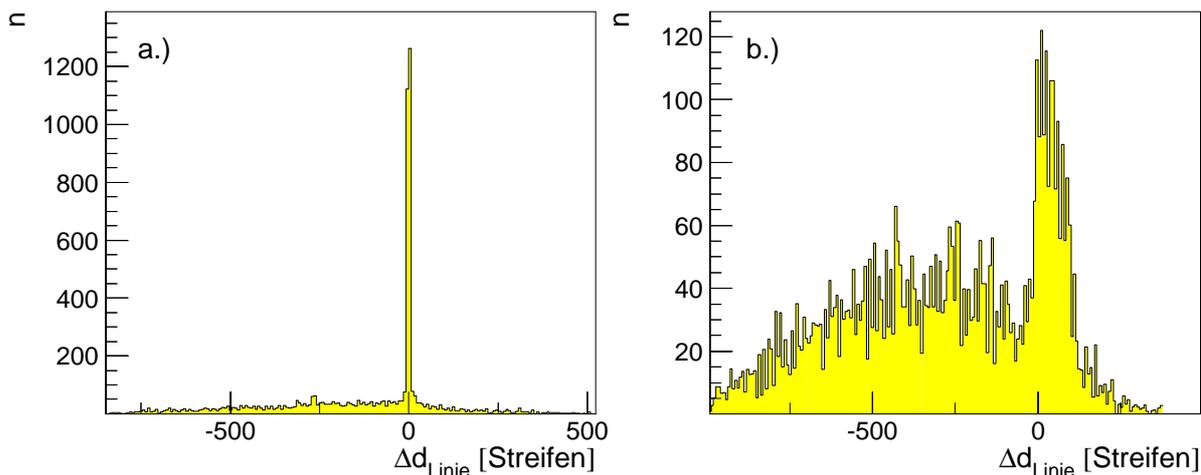


Abbildung A2-7: Zahl der Einträge der in Abbildung A2-6 gezeigten Histogramme für eine Projektion entlang der Geraden. Die den Teilbildern a. und b. zugrundeliegenden Korrelationshistogramme sind in den entsprechenden Teilbildern der Abbildung A2-6 gezeigt.

2.5.4 Die robuste Anpassung der Geradenparameter

Nachdem bis hierher gezeigt wurde, wie die Voraussetzungen des Vorhandenseins erster Schätzungen für die Geradenparameter und die Breite erfüllt werden können, soll nun auf die weitere Analyse, die robuste Anpassung der Geradenparameter unter Verwendung von M-Schätzungen eingegangen werden.

Im vorliegenden Problem treten nur zwei Parameter auf, deren voller Wertebereich in der bereits vorgestellten Parametrisierung der Geraden durch die Hesse-Normalenform nach oben und unten beschränkt ist. Die untersuchte Problemstellung ist also einfach zu überschauen und wird aus diesem Grund ausführlich vorgestellt.

Um den Einfluß der Einträge jener Kanäle, die nicht auf der Korrelationslinie liegen und die aufgrund von statistischen Fluktuationen nicht durch die Subtraktion des geschätzten kombinatorischen Untergrundes beseitigt wurden, klein zu halten beziehungsweise völlig zum Verschwinden zu bringen, werden nur die zurücksteigenden Gewichtsfunktionen von Tukey, Andrews und Hampel betrachtet.

Auch im vorliegenden Fall sind die Gewichtsfunktionen nur Funktionen eines Parameters z , wobei sich für jeden Punkt mit dem Index i dieser Parameter z_i mit dem nach Gleichung (A2-27) bestimmten Abstand a_i , in Einheiten des angenommenen Meßfehlers σ_i ergibt:

$$z_i = \frac{a_i}{\sigma_i} = \frac{x_i \cdot \cos \alpha + y_i \cdot \sin \alpha - d}{\sigma_i} \quad (\text{A2-31})$$

Aufgrund des exemplarischen Charakters der folgenden Ausführungen, werden hier zunächst die Eigenschaften der drei erwähnten Vorschläge für die Parametrisierung der ψ -Funktion diskutiert.

Nach Tabelle A2-1 gilt für die ψ -Funktion in Tukeys Vorschlag für $|z| < c$ die Gleichung:

$$\psi(z) = z \left(1 - \frac{z^2}{c^2} \right)^2 \quad (\text{A2-32})$$

Vorteil dieser ψ -Funktion ist der glatte Verlauf, der eventuell günstig für Minimierungen ist. Dies wird jedoch durch den Nachteil überwogen, der im Auftreten von hohen Potenzen von bis zu z^5

besteht. Hier kann erwartet werden, daß auch bei Verwendung der doppelt-genauen Maschinenarithmetik bei den auftretenden Additionen eine katastrophale Stellenauslöschung eintritt. Aus diesem Grund werden hier nur die beiden übrigen vorgeschlagenen ψ -Funktionen weiter untersucht.

Wie im Abschnitt A2.4 ausgeführt wurde, kann entweder die Gleichung (A2-5) minimiert werden oder die Lösung des durch (A2-7) bestimmten Gleichungssystems gesucht werden. Hier soll zunächst der erste Fall untersucht werden, da sich die Funktionswerte der Gleichung (A2-5) aufgrund des vorliegenden zweidimensionalen, beschränkten Parameterraums graphisch darstellen lassen.

In der Abbildung A2-8 sind diese Funktionswerte in Abhängigkeit des Winkels und des Ursprungsabstandsparameters der Geraden für das in Teilbild b.) von Abbildung A2-6 gezeigte Korrelationshistogramm dargestellt. Teilbild a.) von Abbildung A2-8 zeigt die Funktionswerte der ρ -Funktion nach Andrews, Teilbild b.) die der ρ -Funktion Hampel. Da hier der gesamte Parameterraum dargestellt ist, ist die Betrachtung der Gewichtsfunktion für die deutlich überschätzte Breite des Einflußbereiches der Korrelationsgeraden sehr instruktiv. Die Funktionswerte wurden jeweils auf den Funktionswert an der Stelle im Parameterraum normiert, die der ersten Schätzung der Parameterwerte entspricht.

Bei der Betrachtung der Abbildungen fallen zunächst die, in der Literatur [102] hervorgehobenen, Nebenminima der Funktionen auf. Allerdings zeigen die Abbildungen auch den für die vorliegende Untersuchung typischen Fall, daß sich die Nebenminima weit vom Minimum des, der ersten Schätzung benachbarten Minimums befinden. Außerdem ist zu erkennen, daß dieses Minimum das Hauptminimum darstellt. Dies bedeutet, daß bei der zur Verfügung stehenden ersten Schätzung, relativ einfache Suchmethoden anwendbar sind, um die exakte Lage des Hauptminimums im Parameterraum der Funktion zu bestimmen.

Die Abbildung zeigt auch, daß der Verlauf der Gewichtsfunktion im Fall des Vorschlages von Andrews extrem flach verläuft und insbesondere in der Nähe des absoluten Minimums Maxima besitzt. Im Fall des Vorschlages von Hampel ist der Verlauf der Gewichtsfunktion in der Nähe des Minimums deutlich steiler und weist auch keine, in sehr detaillierten Betrachtungen der Funktion erkennbaren, Maxima im Nahbereich des Minimums auf. Obwohl beide Vorschläge untersucht wurden und sich bei allen betrachteten Korrelationshistogrammen keine Probleme zeigten, wurde aufgrund der geschilderten Topologie dem Vorschlag von Hampel der Vorzug gegeben.

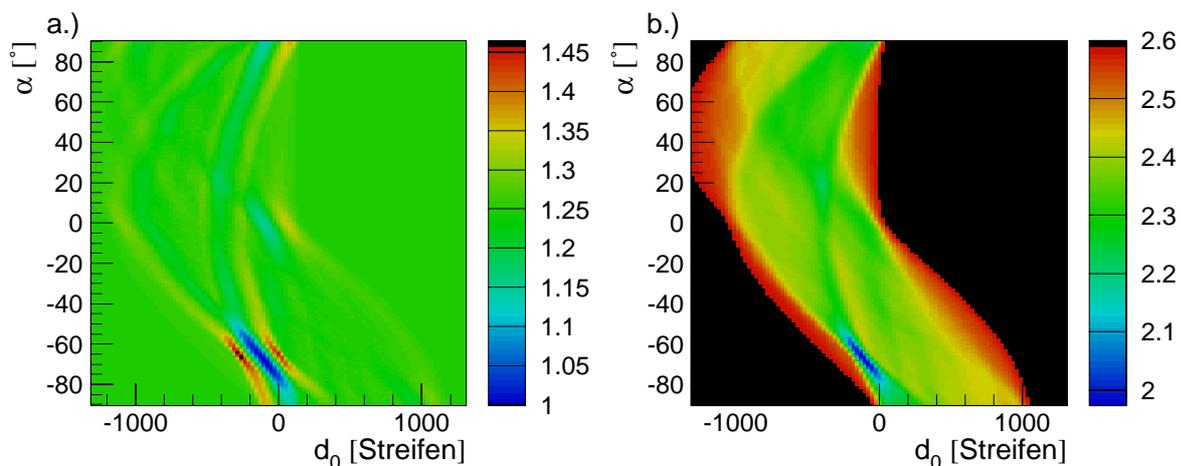


Abbildung A2-8: Verlauf der ρ -Funktion der robusten Anpassung im gesamten zulässigen Parameterraum von Ursprungsentfernung und Winkel der Geraden. Die Graustufen geben den normierten Werte der Gewichtsfunktion an. Dargestellt ist die Gewichtsfunktion für die Korrelation von Zählerebene 20901 mit 1091. In Teil a. ist die ρ -Funktion nach Andrews verwendet worden, in Teil b. jene nach Hampel.

Wie die obigen Ausführungen und Abbildungen zeigen, sind die Anfangsschätzungen gut genug für das in Abschnitt A2.4 beschriebene iterative Gauß-Newton-Verfahren.

Bei der Anwendung dieses Verfahrens wird die bisher, insbesondere für die Schätzung der Breite des Einflußbereiches eingesetzte Hesse-Normalenform nicht weiter verwendet, sondern die Steigungs-Achsenabschnitts-Form benutzt. Die Gleichung für die Bestimmung der Steigung m und des Achsenabschnitts n lautet [110]:

$$m = \frac{-\cos \alpha}{\sin \alpha}, \quad n = \frac{-d}{\sin \alpha} \quad (\text{A2-33})$$

Die aus dieser Parametrisierung resultierenden Gewichtsfunktionen sind für einen Teilbereich des Parameterraumes für die verwendete ψ -Funktion nach Hampel in Abbildung A2-9 für die beiden bereits in Abbildung A2-6 vorgestellten Situationen gezeigt. Im Teilbild b.) ist deutlich die Auswirkung der nicht optimalen Ausgangsschätzung der Breite des Einflußbereiches der Geraden zu erkennen.

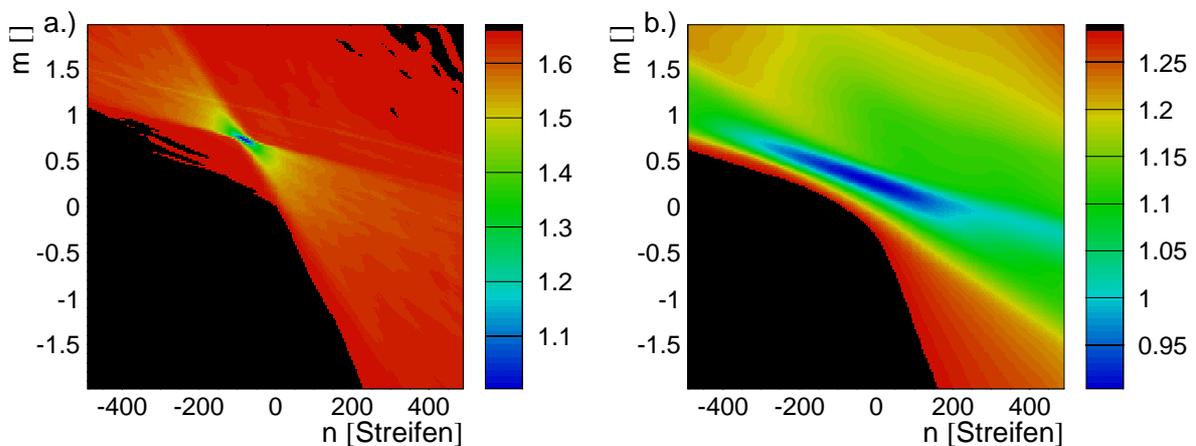


Abbildung A2-9: Verlauf der normierten Gewichtsfunktion der robusten Anpassung in Abhängigkeit von Achsenabschnitt und Steigung in einem Teilbereich des Parameterraumes. In Teil a.) ist die normierte Gewichtsfunktion nach Hampel des Korrelationshistogramms zwischen Zählerebene 10322 und 10312 dargestellt, während Teil b.) jene für die Korrelation zwischen Zählerebene 20901 mit 10912 zeigt.

Zur Bestimmung von m und n wurde die Gleichung (A2-18) solange iteriert, bis die relative Änderung des Wertes der Minimumfunktion kleiner als $3 \cdot 10^{-4}$ wurde, ein Wert der nach einem Vorschlag aus [50] der Wurzel der relativen Maschinenrechengenauigkeit entspricht. Das hier angegebene Verfahren konvergiert im allgemeinen nach drei bis acht Iterationen mit guten Resultaten. Der große Vorteil besteht darin, daß die verwendete Regression auch Schätzwerte für die Fehler der Geradenparameter liefert.

Die Abbildung A2-10 zeigt noch einmal die reduzierten Korrelationshistogramme aus Abbildung A2-6, wobei hier die Geraden überlagert sind, die sich aus der Anwendung des vorgestellten Verfahrens ergeben. Außerdem ist die nachträglich erneut bestimmte Standardabweichung in dem Bereich um die Gerade, in dem die Residuen einer Normalverteilung nach Gauß entstammen, dargestellt.

Insgesamt erwies sich das Anpassungsverfahren in der hier gezeigten Form als geeignet. In allen untersuchten Kombinationen von Zählerebenen wurden augenscheinlich „passende“ Geradenparameter gefunden. In den Fällen jedoch, in denen zum Korrelationshistogramm übermäßig viele Treffer aufgrund von Rauschen aus problematischen Regionen der Zählerebenen beitragen, täuschen diese ein unphysikalisches absolutes Minimum vor, das von der Anpassung auch gefunden wird. Liegen gute Schätzungen über den erwarteten Verlauf der Geraden vor, so kann auf deren

Basis auch das daraus resultierende Nebenminimum, das zur Spurkorrelationsgeraden gehört, bestimmt werden.

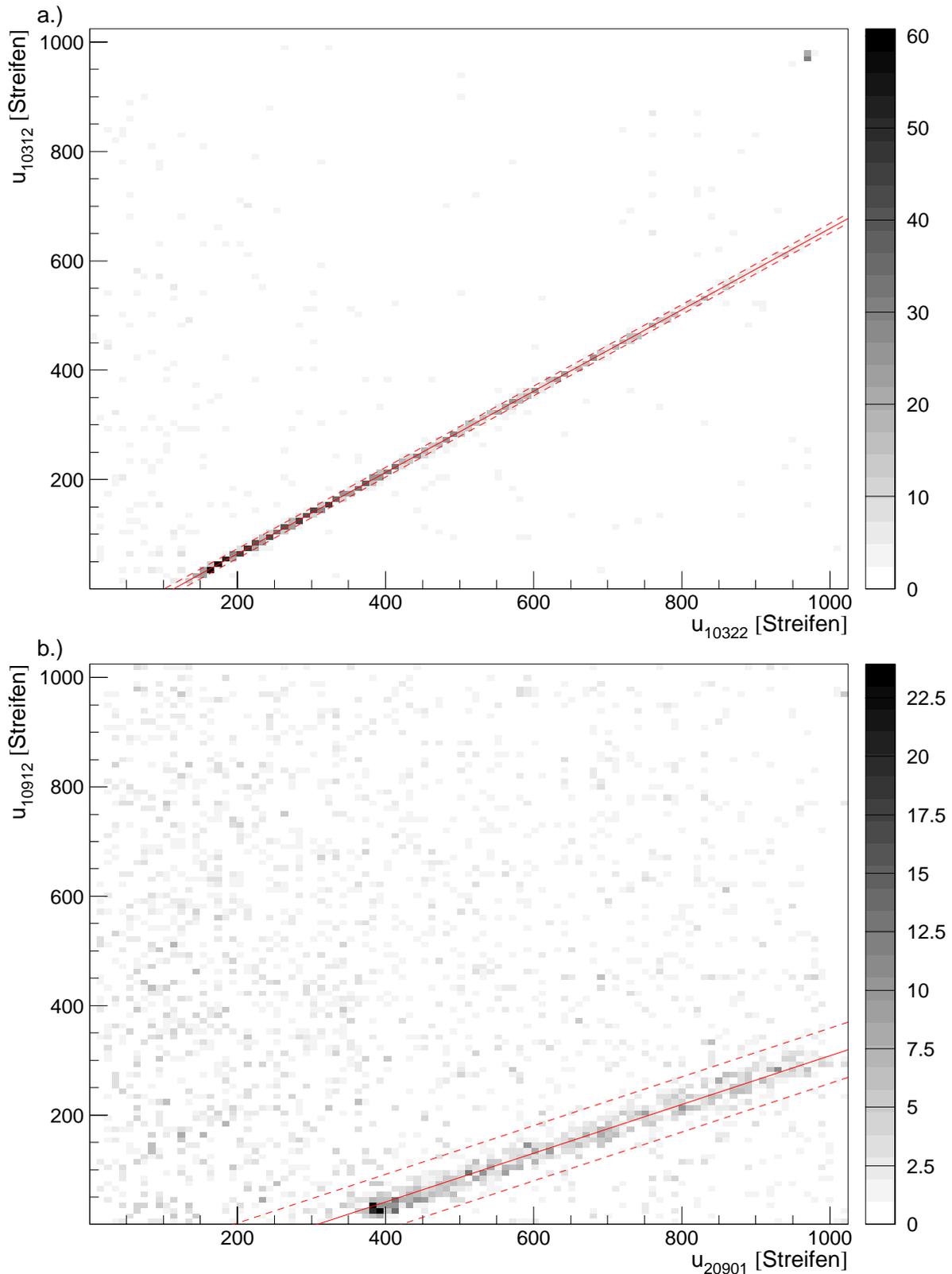


Abbildung A2-10: Ergebnisse der Anpassung von Geraden für die beiden in diesem Abschnitt diskutierten Fälle. Die gestrichelten Linien deuten die von der Anpassung gefundenen Standardabweichungen der Meßfehler ohne das Vorhandensein des kombinatorischen Untergrundes an.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich zunächst bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Karl Tasso Knöpfle für die interessante Aufgabenstellung und seine stete persönliche Betreuung herzlich bedanken. Weiterhin danke ich ihm, daß ich einen großen Teil meiner Arbeit am DESY in Hamburg durchführen konnte.

Herrn Prof. Dr. Franz Eisele danke ich für die sofortige Bereitschaft zur Übernahme des Zweitgutachtens.

Weiterhin bedanke ich mich bei allen Mitgliedern der Heidelberger HERA-B Gruppe für die nette und kollegiale Zusammenarbeit. Besonders in Erinnerung bleiben werden mir die Diskussionen mit Priv. Doz. Dr. Michael Schmelling über Alignierungsprobleme, Physik und das sonstige Leben. Unvergessen wird mir auch die Zusammenarbeit mit Dr. Bernhard Schwingenheuer, Dr. Thorsten Glebe und Dr. Christian Bauer bei der Fertigstellung von Hard- und Software des Vertexdetektors bleiben. Später stieß dann Dr. Federico Sanchez – mein früheres Opfer in langen Nächten, wenn ich das HERA-B Datennahmesystem wieder an den Abgrund gebracht hatte – zum Alignment Team und unterstützte mich sehr in den Fragen zur Analyse.

Mein besonderer Dank gebührt auch den Mitarbeitern der Elektronik- und Feinmechanikwerkstätten des Max-Planck-Institutes für Kernphysik in Heidelberg für die unkomplizierte Zusammenarbeit und die stete Hilfsbereitschaft.

In sehr angenehmer Erinnerung bleiben wird mir auch die Zusammenarbeit mit den Kollegen der HERA-B Gruppe des Münchener Max-Planck-Institutes unter der Leitung von Dr. Iris Abt beim Bau und Betrieb des Vertexdetektors, sowie mancher gemeinsamer unvergessener Unternehmungen.

Prof. Dr. Volker Blobel von der Universität Hamburg möchte ich hier noch einmal besonders für die Beantwortung meiner zahlreichen Fragen zum Alignment danken.

Allen Mitarbeitern der HERA Maschinengruppe unter Leitung von Dr. Ferdinand Willeke, sowie den Dortmunder Kollegen von der HERA-B Targetgruppe unter Leitung von Dr. Klaus Ehret sei noch einmal besonders herzlich für die gute Zusammenarbeit ganz dicht am Protonenstrahl gedankt.

Herzlich bedanken möchte ich mich auch bei meinen Eltern, die mir nicht nur das Studium ermöglichen, sondern mich bis heute bei jeder Gelegenheit mit Rat und Tat unterstützen.

Zu einer unerwarteten Zeit fand ich einen „Schimmer von Sonnenaufgang“ – vielen Dank an meine Freundin Zulgerel für ihr Verständnis in den letzten, schwierigen Monaten.

Literaturverzeichnis

- [1] J. W. Goethe : „Faust“, Reclam Verlag, Stuttgart, 1986
- [2] H. Fritzsche, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, Phys. Lett. B47, S. 365, 1973
- [3] E. Noether: „Der Endlichkeitssatz der Invarianten endlicher Gruppen“, Mathe. Ann. 77, S. 89-92, 1916
- [4] D. Perkins : „Hochenergiephysik“, Addison-Wesley, Bonn, 1990
- [5] Christenson et al, Phys. Rev. Lett. 13, S. 138, 1964
- [6] L. Wolfenstein, Phys. Lett. 13, S. 562, 1964
- [7] P.F. Harrison, H. R. Quinn (Herausgeber): „The BaBar Physics Book“, SLAC-Report 504, 1998
- [8] Ellis J.: „Grand Unified Theories in Cosmology“, Phil. Trans. Roy. Soc. A307, London, 1982
- [9] M. T. Cheng et al. (BELLE) „Technical Design Report“, KEK-Report 95-1, 1995
- [10] D. Boutigny et al. (BaBar), „BaBar Technical Design Report“, SLAC-R-95-457, 1995
- [11] F. Halzen, A. Martin : „Quarks and Leptons“, John Wiley & Sons Inc., 1984
- [12] Particle DataGroup: „Review of Particle Physics“, Eur. Phys. J. C15, 2000
- [13] P. Schümser: „Feynmandiagramme und Eichtheorie für Experimentalphysiker“, Springer-Verlag, 1988
- [14] Y. Nir: „CP-Violation In and Beyond the Standard Model“, Vorlesungsskript des Stanford Summer Institutes, 1999, unveröffentlicht
- [15] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51, S. 1945, 1983
- [16] H. Albrecht et al., Phys. Lett B192, S. 245 ff, 1987
H. Albrecht et al., Phys. Lett B186, S. 247 ff, 1987
- [17] T. Lohse et al.: „An Experiment to Study the CP-Violation in the B-System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring, Proposal“, DESY-PRC 924/02, 1994
- [18] E. Hartouni et al.: „HERA-B Design Report“, DESY-PRC 95/01, 1995
- [19] M. Bräuer „Aufbau und Untersuchung der Eigenschaften des Targetes für den HERA-B Detektor“, Diplomarbeit, Universität Dortmund 1997, unveröffentlicht
- [20] S. Spratte: „Bestimmung der wechselwirkungsrate des HERA-B Targets und Untersuchung des Coasting Beam am HERA Protonen-Ring“, Dissertation, Universität Daortmund, 2000
- [21] S. Issever: „Das Target-Kontrollsystem des HERA-B Detektors“, Dissertation, Universität Dortmund, 2001
- [22] T. Zeuner: „The MSGC-GEM Inner Tracker for HERA-B“, Nuclear Instruments and Materials, A446(2000), 324-330
- [23] C. Krauss et al.: „Inner Tracker Performance in 2000“, interne HERA-B Veröffentlichung, HERA-B 01-060, Januar 2001
- [24] W. Gradl: „Das innere Spurkammersystem von HERA-B“, Dissertation, Universität Heidelberg, in Vorbereitung
- [25] M. Capeans: „Status of the Outer Tracker for the HERA-B Experiment“, Nuclear Instruments and Methods, A446(2000), 317-323
- [26] J.L. Rosen: „The HERA-B Ring Imaging Cherenkov Detector“, Nuclear Instruments and Methods, A408(1998), 191-198
- [27] V. Saveliev: „The HERA-B Transition Radiation Detector“, Nuclear Instruments and Methods, A408(1998), 289-295
- [28] B. Giacobbe, private Mitteilung, Mai 2001
- [29] D. Samtlebe; „“, Dissertation Universität Hamburg, in Vorbereitung

- [30] M. Titov: „The MUON System in the HERA-B Experiment“, Nuclear Instruments and Methods, A446(2000), 355-365
- [31] G. Wagner: „Aufbau und Test der mit Digitalen-Signal-Prozessoren realisierten Komponenten des Datennahmesystems von HERA-B“, Dissertation, Universität Hamburg, 2000
- [32] S. Keller: „Aufbau eines Spurtriggers bei HERA-B mit GEM-MSGC-Detektoren“, Dissertation der Universität-Gesamthochschule Siegen, in Vorbereitung
- [33] E. Gerndt, S. Xella: „HERA-B: Trigger System“, Nuclear Instruments and Methods, A446(2000), 264-273
- [34] E. Gerndt: „HERA-B Pretrigger and FLT Latency“, interne HERA-B Veröffentlichung, HERA-B 00-013, 2000
- [35] U. Schwanke: „Trigger and Reconstruction Farms in the HERA-B Experiment and Algorithms for a third level trigger“, Dissertation, Humboldt Universität, Berlin, 2000
- [36] J. Rieling: „Entwicklung eines Silizium-Vertex-Detektors für das HERA-B Experiment“, Dissertation der Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 1997
- [37] G. Lutz, A.S. Schwarz: „Silicon Devices for Charged-Particle Track and Vertex Detection“, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 45(1995):295-335
- [38] I. Abt et al.: „Double sided microstrip detectors for the high radiation environment in the HERA-B experiment“, NIM A439, (2000) 442
- [39] W. Wagner: „Auswertung der Daten des HERA-B Vertexdetektors im Hinblick auf die physikalischen Eigenschaften der verwendeten Siliziumstreifenzähler“, Dissertation Ludwig-Maximilians-Universität München, 1999
- [40] B. Moshus: „Suche nach Charm Mesonen bei HERA-B“, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1999
- [41] U. Trunk: „Development and Characterisation of the Radiation Tolerant HELIX128-2 Readout Chip for the HERA-B Microstrip Detektors“, Dissertation der Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 2001
- [42] J. Ellett et al.: „Development and Test of a Large Silicon Strip System for a Hadron Collider Beauty Trigger“, NIM, A317, (1992)
- [43] L. Seybold: „Thermische Modellierung der HERA-B Vertexdetektormodule“, Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 1997, unveröffentlicht
- [44] M. Schmelling: „The HOLMES Programm-Package“, interne HERA-B Veröffentlichung, HERA-B 99-086, 1999
- [45] I. Kisel, S. Maschiocchi: „CATS – A Cellular automaton for Tracking in Silicon for the HERA-B Vertex Detektor“, interne HERA-B Veröffentlichung, HERA-B 99-242, 1999
- [46] S. Xella: „Second Level Trigger Algorithm of the HERA-B Detektor“, Dissertation, Niels-Bohr-Institut, Kopenhagen, 1999
- [47] S. Scharein: „Die dritte Stufe des HERA-B Triggersystems“, Dissertation, Humboldt-Universität, Berlin, 2000
- [48] J. Thom: „Der Aufbau des Vertex-Detektors zur Messung des Bs-Mixing Parameters und die Magnetfeldvermessung des Spektrometers beim HERA-B Experiment“, Diplomarbeit Universität Hamburg, 1996, unveröffentlicht
- [49] R. Wanke.: „Note on the VDS Readout Geometry“, HERA-B, 1997, unveröffentlicht
- [50] S. Brandt: „Datenanalyse“, B.I. Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1992
- [51] R. Mankel: „Application of the Kalman Filter Technique in the HERA-B Track Rekonstruktion“, überarbeitete Version, HERA-B, 1997, unveröffentlicht
- [52] A. Hüpper: „Der ARGUS Siliziumvertexdetektor und seine Anwendung auf die Bestimmung der Lebensdauer des Tau Leptons“, Dissertation der Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 1996

- [53] D. Emeliyanov, I. Kisel: „CATS track fitting algorithm based on the discrete Kalman filter“, interne HERA-B Veröffentlichung, HERA-B 00-032, 2000
- [54] I. Kisel, private Mitteilung, März 2001
- [55] T. Glebe, private Mitteilung, April 2001
- [56] T. Perschke: „Inklusive Multiplizität geladener Teilchen beim HERA-B Fixed-Target Experiment“, Dissertation Ludwig-Maximilians-Universität München, 2001
- [57] D. Emeliyanov, I. Kisel, S. Masciocchi, M. Sang, Yu. Vassiliev: „Primary Vertex Reconstruction by Rover“, interne HERA-B Veröffentlichung, HERA-B 00-139, 2000
- [58] V. Eiges et al.: „Test of Vertex Reconstruction and Fitting algorithms on Data“, interne HERA-B Veröffentlichung, HERA-B 00-182, 2000
- [59] Michael Schmelling, private Mitteilung, August 1999
- [60] Fertigungszeichnung „VDS Vessel: Port and Holes Location“, VDS-1-076-0, MPI f. Kernphysik, Heidelberg, 10.5.1995, unveröffentlicht,
- [61] Rank-Taylor-Hobson-Industries: „Optical Alignment With the Taylor-Hobson Micro Alignment Telescope and its Accessories“, Leicester 1965, reprinted 1981
- [62] J. Prenting (DESY-ZMEA), „Vermessung der Targets im HERA-B Vertex“ private Mitteilung 10.03.1998
- [63] R. Mankel: „A ‚Canonical‘ Procedure to fix External Degrees of Freedom in the Internal Alignment of a Tracking System“, interne HERA-B Veröffentlichung, HERA-B 99-087, 1999
- [64] J. A. Nelder, R. Mead, Computer Journal, 7 (1965), 308
- [65] K. Ehret, private Mitteilung, Januar 1999
- [66] M. Wendt (DESY-MHE), J. Prenting (DESY-ZMEA), private Mitteilung, November 2000.
- [67] K. Riechmann: „Einsatz von Siliziumdetektoren in der Hochstrahlungsumgebung von HERA-B“, MPI-PhE/98-18, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1998
- [68] J.E. Moyal, Phil. Mag. **46** (1955) 263
- [69] V. Blobel, E. Lohrmann: „Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse“, Teubner Verlag, 1998
- [70] C. Bauer, private Mitteilung, Januar 2001
- [71] S. Wolfram: „Das Mathematica Buch: Mathematica Version 3“, 3. Auflage, Addison-Wesley-Longman, 1997
- [72] J. E. Dennis jr., R. B. Schnabel: „Numerical Methods for Unconstrained Optimization and Nonlinear Equations“, Prentice Hall , 1983
- [73] V. Barnett, T. Lewis: „Outliers in Statistical Data“, John Wiley and Sons, 3rd Edition, 1994
- [74] G. D’Agostini : „On the Use of the Covariance Matrix to Fit Correlated Data“, DESY 1993-175, Dez. 1993
- [75] Deutsches Institut für Normung, DIN 1319-4: „Grundbegriffe der Meßtechnik, Behandlung von Unsicherheiten bei der Auswertung von Messungen“, Beuth Verlag, Dez. 1985
- [76] V. Blobel: „Linear Least Squares Fits with a Large Number of Parameters“, Version 0.99, Sept. 1999, unveröffentlicht, vgl. : <http://www.desy.de/~blobel>
- [77] D. Pitzel et. al.: „The H1 silicon Vertex Detektor“, Veröffentlichung der ETH Zürich, ETHZ-IPP PR-2000-1, hep-ex/0002044, Februar 2000
- [78] G.H. Golub, C.F. Van Loan: „Matrix Computations“, 3. Auflage, John Hopkins University Press, 1996
- [79] W. H. Press et. al.: „Numerical Recipies in C“, Cambridge University Press, zweite Auflage, 1999
- [80] V. Blobel, private Mitteilung, Februar 2001
- [81] H. R. Schwarz: „Numerische Mathematik“, 2. Auflage, B. G. Teubner Verlag, Stuttgart

- 1988
- [82] E. Anderson et. al.: „LAPACK User's Guide, Release 3.0, 2nd Edition“, SIAM Publications, Philadelphia, 1999
- [83] W. Hulsbergen: „OuterTracker Calibration for Run 14577“, internes HERA-B Dokument, 2001
- [84] A. Kosche: „Die Messung der $f_2(1270)$ - und $K_2^{*0}(1430)$ -Produktion in Ereignissen der e^+e^- -Annihilation im Energiebereich der Y -Resonanzen“, Dissertation, Universität Dortmund, 1996
- [85] H.P. Schwefel: „Evolution and Optimum Seeking“, Wiley, Chichester, 1994
- [86] T. Oest, private Mitteilung, Februar 1999
- [87] T. Glebe, private Mitteilung, März 2001
- [88] B. Efron: „The Jackknife, the Bootstrap, and other Resampling Plans“, S.I.A.M., 1982
- [89] W. Wagner, private Mitteilung, Juni 1999
- [90] The HERA-B Collaboration: „HERA-B, Report on Status and Prospects“, DESY-PRC 00/04, Oktober 2000
- [91] K. Reeves: „Open Beauty Production at the HERA-B Experiment“, Dissertation, University of Texas, Austin, in Vorbereitung
- [92] S. Maschiocchi, private Mitteilung, Juni 2000
- [93] V. Mallinger, private Mitteilung, September 1998
- [94] K. Ehret, private Mitteilung, April 2001
- [95] U. Husemann: „Prospects of Drell-Yan Physics with the HERA-B Detector“, Diplomarbeit, Universität Dortmund 2001, unveröffentlicht
- [96] R. Pestotnik: „Identification of Pions, Kaons and Protons in the HERA-B Spectrometer“, Dissertation, University of Ljubljana, 2001
- [97] U. Husemann, private Mitteilung, Juli 2001
- [98] P. Krizan: „RICH particle Identification for 2002“, interne HERA-B Veröffentlichung, HERA-B 01-084, 2001
- [99] F. Sanchez, private Mitteilung, Januar 2001.
- [100] P.J. Huber: „Robust Statistics“, Wiley, 1981
- [101] A. S. Eddington: „Stellar Movements and the Structure of the Universe“, Macmillan, London, 1914
- [102] R.L. Launer, G.N. Wilkinson (Herausgeber): „Robustness in Statistics“, Academic Press, New York, 1979
- [103] R. R. Wilcox: „Introduction to Robust Estimation and Hypothesis Testing“, Academic Press, 1997
- [104] V. Barnett, T. Lewis: „Outliers in Statistical Data“, 3. Auflage, John Wiley and Sons, 1994
- [105] T.P. Hettmansperger, J.W. McKean: „Robust Nonparametric Statistical Methods“, Arnold, 1998
- [106] P. J. Rousseeuw, A.M. Leroy: „Robust Regression and Outlier Detection“, John Wiley and Sons, 1987
- [107] O. Barsukova, W. Hulsbergen, A. Lanyov: „Check-Up and Update of the OTR Cabeling and Geometry“, interne HERA-B Veröffentlichung, HERA-B 01-007, 2001
- [108] F. Sanchez, private Mitteilung, Dezember 2000
- [109] I.N. Bronnstein, K.A. Semendjajew: „Taschenbuch der Mathematik“, 25. Auflage, B.G. Teubner Verlag, 1991
- [110] S. Harrington: „Computer Graphics. A Programming Approach“, McGraw-Hill Verlag, 1987