

Ein  
Röntgen-CCD Apparat  
zur Eichung  
großflächiger Driftkammern

KLAUS PLATZER



München 2004





Ein  
Röntgen-CCD Apparat  
zur Eichung  
großflächiger Driftkammern

Dissertation  
an der Fakultät Physik  
der Ludwig-Maximilians-Universität  
München

vorgelegt von  
Klaus Platzer  
aus München

München, den 25. Mai 2004

1. Gutachter : Prof. Dr. W. Dünneberger
2. Gutachter : Prof. Dr. A. Staude

Tag der mündlichen Prüfung : 29.7.2004

## Zusammenfassung

Mit dem Ziel, die  $3.2 \times 2.8 \text{ m}^2$  großen Strohhalm-driftkammern des COMPASS Experiments zu untersuchen und deren Geometrie zu eichen, wurde ein neuartiger Röntgen-CCD Apparat entwickelt. Für die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen wird gefordert, dass der Verlauf der Anodendrähte dieser Kammern mit einer Genauigkeit bekannt ist, die die intrinsische Ortsauflösung der Driftrohre von  $150 \mu\text{m}$  deutlich übertrifft. In dieser Arbeit wird ein Verfahren vorgestellt, das die Drahtpositionen auf  $25 \mu\text{m}$  genau bestimmen kann, was im zentralen Detektorbereich durch eine Überprüfung der Messergebnisse mit Teilchenstrahlen bestätigt werden konnte.

Die Strohhalm-driftrohre werden von einer Röntgenröhre auf eine  $20 \times 30 \text{ mm}^2$  große CCD abgebildet, dank deren hoher Auflösung können die Positionen der abgebildeten Drahtschatten auf  $2 \mu\text{m}$  genau bestimmt werden. Um die  $8 \text{ m}^2$  Detektorfläche untersuchen zu können, wurde ein Messaufbau aus Aluminium konstruiert, in dem die betrachteten Detektoren befestigt werden und mittels dessen Röntgenquelle und CCD relativ zum Detektor bewegt werden können. Die Genauigkeit bezieht das Verfahren dabei nicht aus der mechanischen Präzision des Messaufbaus, sondern aus einem dreistufigen stereoskopischen Datennahmeverfahren, das die Rekonstruktion der CCD-Bewegung aus den aufgenommenen Daten selbst erlaubt. Zusätzlich wird die Position der CCD alle 30 cm mittels eines Gitters von geeichten Referenzdrähten rekali-briert.

Die insgesamt 15 Strohhalm-doppel-ebenen wurden vor ihrem Einbau in das COMPASS Experiment der etwa 8-stündigen Röntgeneichung mit anschließender automatischer Bildanalyse unterzogen. Das Ergebnis ist eine Matrix, die die absoluten Koordinaten der Anodendrähte mit einer Genauigkeit von  $25 \mu\text{m}$  wiedergibt. Die typisch  $200 \mu\text{m}$  Abweichung der Drähte von ihrer Nominalposition muss im Hinblick auf die Ortsauflösung mit dieser Matrix korrigiert werden. Dazu muss diese mit einem Skalierungsfaktor, der die thermische Ausdehnung des Detektors berücksichtigt, an die momentan herrschende Umgebungstemperatur angepasst werden.

Nach einem Jahr Datennahme wurden die Ergebnisse der Röntgeneichung durch ein Verfahren, das die Drahtpositionen im zentralen Detektorbereich aus gemessenen Teilchenspuren rekonstruieren kann, voll bestätigt. Dies demonstriert zum einen die Anwendbarkeit des Eichverfahrens, zum anderen belegt es die Langzeitstabilität der Geometrie der Strawdetektoren.

Die Vorhersagbarkeit der Drahtpositionen wird im laufenden COMPASS Betrieb noch durch die großen Temperaturschwankungen limitiert. Röntgenmessungen zeigen, dass die Detektoren inhomogen auf Temperaturänderungen reagieren, so dass selbst bei bestmöglicher Anpassung an die Röntgendaten eine Unsicherheit von typisch  $60 \mu\text{m}$  verbleibt, die nur durch aktive Kontrolle der Umgebungstemperatur vermeidbar wäre.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1.1	Das COMPASS Experiment . . . . .	2
1.1.1	Physikalische Zielsetzungen . . . . .	2
1.1.2	Detektoraufbau in COMPASS . . . . .	5
1.2	Strohhalmdriftkammern in COMPASS . . . . .	6
1.2.1	Aufbau der Strohhalmdriftkammern . . . . .	7
1.2.2	Erforderliche Ortsauflösung . . . . .	12
1.2.3	Intrinsische Ortsauflösung der Strohhalmdriftrohre . . . . .	16
1.3	Zusammenfassung und Zielsetzung . . . . .	17
<b>2</b>	<b>Röntgeneichung</b>	<b>21</b>
2.1	Messprinzip . . . . .	22
2.2	Errichtung des Teststandes . . . . .	25
2.2.1	Bildgebende Komponenten . . . . .	25
2.2.2	Mechanische Struktur . . . . .	26
2.3	Datennahme . . . . .	28
2.3.1	Vorbereitende Maßnahmen . . . . .	29
2.3.2	Automatisiertes Messprogramm . . . . .	29
2.4	Analyse der Teststanddaten . . . . .	32
2.4.1	Einzelbildanalyse . . . . .	33
2.4.2	Alignment benachbarter Aufnahmen . . . . .	36
2.4.3	Rekalibrierung mittels externer Referenzdrähte . . . . .	39
2.5	Ergebnisse der Messungen . . . . .	43
2.5.1	Genauigkeit der Eichmessungen . . . . .	43
2.5.2	Temperaturverhalten des Teststandes . . . . .	47
2.5.3	Geometrische Eigenschaften der Driftkammern . . . . .	50
2.5.4	Eichergebnisse und deren Darstellung . . . . .	53
2.5.5	Temperaturverhalten der Ebenen . . . . .	56
<b>3</b>	<b>Drahtkoordinaten mit Teilchenspuren</b>	<b>61</b>
3.1	Orts-Driftzeit-Beziehung . . . . .	61
3.2	Selektion der Spuren . . . . .	65
3.3	Bestimmung der Drahtpositionen . . . . .	69
3.4	Ergebnisse der Rekonstruktion . . . . .	71
3.4.1	Startzeitparameter . . . . .	72

3.4.2	Vergleich der Drahtkoordinaten . . . . .	75
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>83</b>
4.1	Methode der Röntgeneichung . . . . .	83
4.2	Einsatz der Strohhalmdriftrohre . . . . .	84
<b>A</b>	<b>Horizontale Referenzdrähte</b>	<b>87</b>
<b>B</b>	<b>Test der Referenzdrahtkoordinaten</b>	<b>91</b>
<b>C</b>	<b>Ergebnisse der Detektoreichung</b>	<b>101</b>
C.1	Doppelebene 1 . . . . .	103
C.2	Doppelebene 2 . . . . .	105
C.3	Doppelebene 3 . . . . .	107
C.4	Doppelebene 4 . . . . .	109
C.5	Doppelebene 5 . . . . .	111
C.6	Doppelebene 6 . . . . .	113
C.7	Doppelebene 7 . . . . .	115
C.8	Doppelebene 8 . . . . .	117
C.9	Doppelebene 9 . . . . .	119
C.10	Doppelebene 10 . . . . .	121
C.11	Doppelebene 11 . . . . .	123
C.12	Doppelebene 12 . . . . .	125
C.13	Doppelebene 13 . . . . .	127
C.14	Doppelebene 14 . . . . .	129
C.15	Doppelebene 15 . . . . .	131
<b>D</b>	<b>Startzeitparameter und Ortsauflösung</b>	<b>133</b>
<b>E</b>	<b>Bestätigung der Röntgeneichung</b>	<b>139</b>
E.1	ST3X1ub . . . . .	140
E.2	ST3X1db . . . . .	141
E.3	ST3Y1ub . . . . .	142
E.4	ST3Y1db . . . . .	143
E.5	ST3U1ub . . . . .	144
E.6	ST3U1db . . . . .	145
E.7	ST3X2db . . . . .	146



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Photon–Gluon Fusion . . . . .	3
1.2	Der COMPASS Detektor . . . . .	5
1.3	Aufbau des einzelnen Strohalmdriftrohres . . . . .	7
1.4	Organisation der Straws in Doppelenen . . . . .	9
1.5	Unterscheidung benachbarter, gleichzeitiger Treffer . . . . .	11
1.6	$D^0$ Massenaufösung des COMPASS Spektrometers . . . . .	12
1.7	Impulsmessung in der ersten Spektrometerstufe . . . . .	14
1.8	Kinematik des Zerfalls $D^0 \rightarrow K\pi$ . . . . .	15
1.9	Bestimmung der Ortsauflösung von Straws . . . . .	17
1.10	Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung von Straws . . . . .	18
2.1	Koordinatengitter zur Detektoreichung . . . . .	21
2.2	Fehler der Drahtkoordinaten in Strahlrichtung . . . . .	22
2.3	Messung der Drahtpositionen mittels einer CCD . . . . .	23
2.4	Zusätzliche Röntgenabsorbktion durch Klebstoff . . . . .	24
2.5	CCD-Aufnahme von 6mm Driftrohren . . . . .	24
2.6	Schematische Darstellung des Aufbaus für die Röntgeneichung . . . . .	26
2.7	Photographie des Aufbaus für die Röntgeneichung . . . . .	28
2.8	Datennahme zur Detektoreichung . . . . .	31
2.9	Verbesserung der Qualität der CCD Aufnahmen . . . . .	32
2.10	CCD Aufnahme und Drahtbestimmung . . . . .	34
2.11	Klassifizierung der beobachteten Schatten . . . . .	35
2.12	Aneinanderfügen benachbarter CCD Aufnahmen . . . . .	36
2.13	Projektion der gemessenen Schatten in die Drahtebene . . . . .	37
2.14	Bestimmung der zur Drahtebene senkrechten Koordinate . . . . .	38
2.15	Schattenform von Referenzdrähten . . . . .	40
2.16	Parametrisierung der horizontalen Referenzdrähte . . . . .	41
2.17	Erfolg der Parametrisierung . . . . .	42
2.18	Genauigkeit der Positionsbestimmung der Drahtschatten . . . . .	44
2.19	Genauigkeit der Methode der CCD Verschiebungen . . . . .	45
2.20	Genauigkeit der Referenzdrahtpositionen . . . . .	46
2.21	Temperaturabhängigkeit der gemessenen Referenzdrahtpositionen . . . . .	49
2.22	Temperaturabhängigkeit des Referenzdrahtgitters . . . . .	50
2.23	Abstände benachbarter Detektordrähte . . . . .	51
2.24	Verlauf der Detektordrähte . . . . .	52
2.25	Darstellung der Röntgenergebnisse . . . . .	54

2.26	Darstellung der Röntgenergebnisse, Teil 2 . . . . .	55
2.27	Durchhang horizontaler Detektordrähte . . . . .	56
2.28	Temperaturverhalten einer Doppelebene . . . . .	57
2.29	Korrektur des Temperaturverhaltens . . . . .	58
2.30	Verbesserte Korrektur des Temperaturverhaltens . . . . .	59
2.31	Segmentweise Korrektur des Temperaturverhaltens . . . . .	60
3.1	Orts-Driftzeit-Beziehung . . . . .	62
3.2	Einfluss der Primärionisation auf die Ortsauflösung . . . . .	64
3.3	Genauigkeit der Extrapolation der Teilchenspuren . . . . .	66
3.4	Gemessene Orts-Driftzeit-Beziehung . . . . .	67
3.5	Auswahl der Teilchenspuren . . . . .	68
3.6	Zur Beschreibung der Daten verwendete R-T Parametrisierungen . . . . .	69
3.7	Unterdrückung des Untergrundes der Orts-Driftzeit Relation . . . . .	70
3.8	Parametrisierung der Orts-Driftzeit Relation . . . . .	71
3.9	Startzeitparameter der individuellen R-T Parametrisierung . . . . .	72
3.10	Vergleich der Startzeitparameter . . . . .	73
3.11	Einfluss auf die Orts-Driftzeit-Beziehung . . . . .	76
3.12	Korrelation der Daten . . . . .	77
3.13	Korrelation der Daten einer waagrechten Ebene . . . . .	78
3.14	Abweichung der Daten vom homogenen Gitter . . . . .	78
3.15	Drahtkoordinatenvergleich einer vertikalen Ebene . . . . .	79
3.16	Drahtkoordinatenvergleich einer horizontalen Ebene . . . . .	80
3.17	Drahtkoordinatenvergleich einer geneigten Ebene . . . . .	81
A.1	Individuelle Anpassung der Referenzdrahtparametrisierung . . . . .	88
A.2	Individuelle Anpassung der Referenzdrahtparametrisierung . . . . .	89
A.3	Genauigkeit der Parametrisierung der horizontalen Referenzdrähte . . . . .	90
A.4	Genauigkeit der Parametrisierung der horizontalen Referenzdrähte . . . . .	90
B.1	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL1 . . . . .	92
B.2	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL2 . . . . .	92
B.3	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL3 . . . . .	93
B.4	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL4 . . . . .	93
B.5	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL5 . . . . .	94
B.6	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL6 . . . . .	94
B.7	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL7 . . . . .	95
B.8	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL8 . . . . .	95
B.9	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL9 . . . . .	96
B.10	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL10 . . . . .	96
B.11	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL11 . . . . .	97
B.12	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL12 . . . . .	97
B.13	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL13 . . . . .	98
B.14	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL14 . . . . .	98
B.15	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL14 zweite Messung . . . . .	99
B.16	Überprüfung des Referenzdrahtgitters, DL15 . . . . .	99

C.1	Erste Ebene DL1	103
C.2	Zweite Ebene DL1	103
C.3	Erste Ebene DL2	105
C.4	Zweite Ebene DL2	105
C.5	Erste Ebene DL3	107
C.6	Zweite Ebene DL3	107
C.7	Erste Ebene DL4	109
C.8	Zweite Ebene DL4	109
C.9	Erste Ebene DL5	111
C.10	Zweite Ebene DL5	111
C.11	Erste Ebene DL6	113
C.12	Zweite Ebene DL6	113
C.13	Erste Ebene DL7	115
C.14	Zweite Ebene DL7	115
C.15	Erste Ebene DL8	117
C.16	Zweite Ebene DL8	117
C.17	Erste Ebene DL9	119
C.18	Zweite Ebene DL9	119
C.19	Erste Ebene DL10	121
C.20	Zweite Ebene DL10	121
C.21	Erste Ebene DL11	123
C.22	Zweite Ebene DL11	123
C.23	Erste Ebene DL12	125
C.24	Zweite Ebene DL12	125
C.25	Erste Ebene DL13	127
C.26	Zweite Ebene DL13	127
C.27	Erste Ebene DL14	129
C.28	Zweite Ebene DL14	129
C.29	Erste Ebene DL15	131
C.30	Zweite Ebene DL15	131
D.1	Ansprechen der einzelnen Drähte	133
D.2	Ortsauflösung im unkorrigierten Fall	134
D.3	Ortsauflösung im korrigierten Fall	134
D.4	Drahtkoordinatenvergleich eines Ebenenausschnitts	135
D.5	Variation des Startzeitparameters	135
D.6	Korrektur der R-T-Relation	136
D.7	Ortsauflösung im unkorrigierten Fall	136
D.8	Ortsauflösung im korrigierten Fall	137
E.1	Reproduktion ST3X1ub	140
E.2	Genauigkeit der Reproduktion	140
E.3	Reproduktion ST3X1db	141
E.4	Genauigkeit der Reproduktion	141
E.5	Reproduktion ST3Y1ub	142

E.6 Genauigkeit der Reproduktion . . . . .	142
E.7 Reproduktion ST3Y1db . . . . .	143
E.8 Genauigkeit der Reproduktion . . . . .	143
E.9 Reproduktion ST3U1ub . . . . .	144
E.10 Genauigkeit der Reproduktion . . . . .	144
E.11 Reproduktion ST3U1db . . . . .	145
E.12 Genauigkeit der Reproduktion . . . . .	145
E.13 Reproduktion ST3X2db . . . . .	146
E.14 Genauigkeit der Reproduktion . . . . .	146

# Tabellenverzeichnis

1.1	Parameter der verschiedenen Doppelebenen . . . . .	10
1.2	Erforderliche Ortsauflösung der Strawdetektoren . . . . .	15
2.1	Parameter der horizontalen Referenzdrähte . . . . .	42
2.2	Überprüfung der Genauigkeit der Ortsmessung . . . . .	46
C.1	Grundlegende Parameter, Doppelebene 1 . . . . .	104
C.2	Grundlegende Parameter, Doppelebene 2 . . . . .	106
C.3	Grundlegende Parameter, Doppelebene 3 . . . . .	108
C.4	Grundlegende Parameter, Doppelebene 4 . . . . .	110
C.5	Grundlegende Parameter, Doppelebene 5 . . . . .	112
C.6	Grundlegende Parameter, Doppelebene 6 . . . . .	114
C.7	Grundlegende Parameter, Doppelebene 7 . . . . .	116
C.8	Grundlegende Parameter, Doppelebene 8 . . . . .	118
C.9	Grundlegende Parameter, Doppelebene 9 . . . . .	120
C.10	Grundlegende Parameter, Doppelebene 10 . . . . .	122
C.11	Grundlegende Parameter, Doppelebene 11 . . . . .	124
C.12	Grundlegende Parameter, Doppelebene 12 . . . . .	126
C.13	Grundlegende Parameter, Doppelebene 13 . . . . .	128
C.14	Grundlegende Parameter, Doppelebene 14 . . . . .	130
C.15	Grundlegende Parameter, Doppelebene 15 . . . . .	132



# Kapitel 1

## Einführung

Das COMPASS<sup>1</sup> Experiment begann nach langjähriger Planungs- und Konstruktionsphase im Jahr 2002 mit der Datennahme am Europäischen Laboratorium für Teilchenphysik (CERN) in Genf. COMPASS bedient sich hochenergetischer Myonen- und Hadronenstrahlen hoher Luminosität, die in Wechselwirkung mit einem feststehenden Target treten. Die unterschiedlichen physikalischen Fragestellungen, die mit den verschiedenartigen Teilchenstrahlen beantwortet werden sollen, werden anhand von Reaktionen mit überwiegend den gleichen Teilchen in den Endzuständen untersucht. Die Ähnlichkeit der Endzustände erlaubt die Konstruktion eines Detektors, bei dem wesentliche Teile des Aufbaus gemeinsam für die Experimente mit den unterschiedlichen Teilchenstrahlen genutzt werden können. Neben den schon im Namen des Experiments erwähnten Protonen werden auch Kaonen und Pionen als Strahlteilchen verwendet, sodass die experimentellen Programme treffender anhand ihrer zugrunde liegenden Strahlteilchen unterschieden werden, nämlich als solche mit Myonen und als solche mit Hadronen. Trotz vieler Gemeinsamkeiten ergeben sich auch erhebliche Unterschiede im experimentellen Aufbau, die hauptsächlich das Target selbst und die Spurverfolgungssysteme im targetnahen Bereich betreffen. Beiden Experimentierprogrammen gemein ist die generelle Auslegung des COMPASS Experiments als zweistufiges magnetisches Spektrometer mit Teilchenidentifikation in jeder einzelnen Spektrometerstufe, deren zahlreiche Einzeldetektoren entlang der Richtung des Teilchenstrahles angeordnet sind.

Im Vorgriff auf eine spätere detailliertere Beschreibung der Detektoranordnung sei bereits erwähnt, dass nach dem ersten Spektrometermagneten großflächige Driftkammern als spurverfolgende Detektoren eingesetzt werden und diese maßgeblich zur Impulsbestimmung der geladenen Reaktionsprodukte beitragen. Die sich aus dem Experimentierprogramm ergebenden Anforderungen an die Eigenschaften dieser Driftkammern und deren mechanische Präzision werden im Folgenden kurz dargestellt. Die Untersuchung dieser Eigenschaften und die Entwicklung eines Messverfahrens zur Eichung dieser Detektoren sind Gegenstand dieser Arbeit.

---

<sup>1</sup>COMPASS, Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy.

## 1.1 Das COMPASS Experiment

Wie bereits erwähnt, werden in COMPASS sowohl polarisierte Myonen ( $\mu^-$ ) als auch unpolarisierte Protonen, Kaonen ( $K^-$ ) und Pionen ( $\pi^-$ ) als Strahlteilchen verwendet. Der Myonenimpuls betrug in den Messungen der Jahre 2002 und 2003 etwa  $160\text{GeV}/c$ , mit der momentan existierenden Strahlführung ist ein Impuls von etwa  $300\text{GeV}/c$  für die hadronischen Strahlen erreichbar [1]. In beiden Fällen treffen innerhalb eines Spills<sup>2</sup> von 2,4 Sekunden Länge etwa  $10^8$  Teilchen auf das Target. Messungen [1] haben ergeben, dass in 10 cm Entfernung vom Myonenstrahl der Fluss der unerwünschten Haloteilchen noch 1 bis  $10\text{kHz}/\text{cm}^2$  beträgt. Für die Experimente mit Hadronenstrahlen wiederum erwartet man pro Spill bis zu eine Million Wechselwirkungen im Target. In beiden Fällen werden die Detektoren also mit sehr hohen Raten nachzuweisender Teilchen konfrontiert, was die Auswahl der verwendeten Detektortypen entscheidend beeinflusste. Diese müssen zunächst natürlich strahlenhart genug sein, um die integrierten Teilchenflüsse bis zum Ende des Experiments ohne Schaden überstehen zu können. Von großer Bedeutung ist desweiteren eine niedrige Totzeit der Detektoren, um räumlich und zeitlich nahe zusammenliegende Teilchendurchgänge noch als Einzelereignisse auflösen zu können. Eine nicht zu unterschätzende konstruktive Herausforderung ist weiterhin die Tatsache, dass der durch die Detektoren selbst verursachte Materialeintrag entlang der Teilchentrajektorien soweit als möglich minimiert werden muss, da in COMPASS Reaktionen mit Hadronen im Endzustand gemessen werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass diese ob ihrer hohen Wirkungsquerschnitte weitere unerwünschte Wechselwirkungen mit den Detektormaterialien selbst erfahren, kann nur verringert werden, indem die Menge solcher Materialien reduziert wird.

### 1.1.1 Physikalische Zielsetzungen

Ob der universellen Auslegung des Experiments können in COMPASS verschiedenste Teilchenreaktionen beobachtet werden. Für die spurverfolgenden Detektoren der ersten Spektrometerstufe ist jedoch der Zerfall des  $D^0$ -Mesons ( $D^0 \rightarrow K\pi$ ) deswegen besonders relevant, da dieser die höchsten Anforderungen an die Rekonstruktion der Impulse und somit auch an die Ortsauflösung der verwendeten Zähler stellt. Dieser Zerfall wird daher später (Kapitel 1.2.2) detaillierter beschrieben werden.

### Experimente mit Myonenstrahl

Die Fragestellungen, die mit polarisierten Strahlmyonen und polarisiertem Target behandelt werden, stehen alle im Zusammenhang mit dem noch ungeklärten Zustandekommen des Nukleospins. Es ist bekannt, dass die Eichbosonen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, 50% des linearen Impulses im Nukleon tragen.

---

<sup>2</sup>Die Protonen des Speicherrings (SPS) am CERN werden nicht kontinuierlich zur Verfügung gestellt, vielmehr werden sie stoßweise extrahiert. Einen solche Zeitraum der Extraktion nennt man „Spill“, während als „Duty Cycle“ die Zeit zwischen zwei beginnenden Spills bezeichnet wird. Der Duty Cycle des SPS ist 14,4 Sekunden.



Nach der Ellis-Jaffe-Summenregel setzt sich der halbzahlige Spin des Nukleons folgendermaßen zusammen :

$$S = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + \langle L_Z \rangle$$

Dabei ist  $\Delta\Sigma$  die Differenz zwischen der Zahl der Quarks mit Spin parallel und Spin antiparallel zum Nukleonspin.  $\langle L_Z \rangle$  ist der Beitrag der Bahndrehimpulse von Gluonen und Quarks und  $\Delta G$  der Beitrag der Gluonenspins zum Gesamtspin  $S$ . Im Konstituentenquarkmodell befinden sich die Quarks im Grundzustand, somit ist  $\langle L_Z \rangle = 0$  und  $\Delta\Sigma = 1$ .

Ergebnisse des EMC-Experiments ( $\Delta\Sigma = 0,19 \pm 0,07$  [14]) zeigen, dass der Beitrag der Konstituentenquarks zum Gesamtspin viel kleiner ist, als im einfachen Modell angenommen. Ein großer Teil des Gesamtspins könnte also von den Gluonen herrühren, die dann durch einen noch zu erforschenden Mechanismus im Mittel polarisiert sein müssten. Ein alternatives Modell beschreibt den fehlenden Spinanteil mit polarisierten  $s\bar{s}$ -Paaren aus dem Quarksee des Nukleons.

Die Messung von  $\Delta G$  (genauer von  $\Delta G/G$ ) ist in COMPASS über den Prozess der Photon-Gluon Fusion (siehe Abb. 1.1)  $\gamma + Gluon \rightarrow c\bar{c}$  möglich, wobei sowohl die Strahlteilchen als auch die Targetnukleonen (longitudinal) polarisiert sein müssen. Die Polarisation des Myons überträgt sich auf das virtuelle Photon. Da der Wirkungsquerschnitt für die Fusion von Photon und Gluon von deren relativer Spinorientierung abhängt, kann  $\Delta G$  aus der Abhängigkeit der Reaktionsrate von der relativen Spinorientierung von Myon und Proton ermittelt werden.

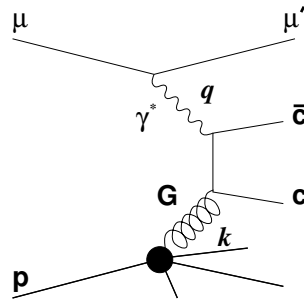


Abbildung 1.1: Erzeugung eines  $c\bar{c}$ -Paares durch die Fusion eines virtuellen Photons aus dem Feld des Strahlmyons mit einem Gluon des Targetnukleons.

Ein so erzeugtes  $c\bar{c}$ -Paar hadronisiert anschließend, wobei im Mittel 1.23 D-Mesonen pro  $c\bar{c}$ -Paar als Zwischenzustand gebildet werden [1]. Um die Erzeugung eines intermediären  $c\bar{c}$ -Paares belegen zu können, konzentriert man sich also auf den Nachweis der D-Mesonen, die ihrerseits noch im Target in Kaonen und Pionen zerfallen. Aufgrund der einfachen Kinematik soll dabei zunächst nur der Zweikörperzerfall  $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$  (und der entsprechend ladungskonjugierte) betrachtet werden, über den das  $D^0$  in etwa 4% der Fälle zerfällt. Die Lebensdauer der Kaonen und Pionen ist nun groß genug, um diese Teilchen direkt im Detektor nachweisen zu können.

Der Rückschluss auf den Spinanteil der Gluonen  $\Delta G$  gelingt, indem man die Anzahl der pro Strahlteilchen erzeugten  $c\bar{c}$ -Paare für parallele und antiparallele Orientierung der Spins zwischen Nukleonen und Strahlteilchen abzählt. Zu diesem Zweck wird im Experiment mehrmals pro Tag die Spinausrichtung der Targetnukleonen um  $180^\circ$  gedreht.

### Experimente mit Hadronenstrahl

Von den Baryonen, die unter Beteiligung eines charm-Quarks nach den Regeln des Standardmodells erwartet werden, sind bei weitem noch nicht alle experimentell nachgewiesen. Besonders die nicht im Grundzustand befindlichen charmhaltigen Baryonen mit  $J^P=3/2^+$  konnten bis zum jetzigen Zeitpunkt mehrheitlich nicht identifiziert werden. Semileptonische Zerfälle der Baryonen mit Charm sind deswegen besonders interessant, da man deren Zerfallsbreiten theoretisch mit Hilfe der „Heavy Quark Effective Theory“ (HQET) präzise vorhersagen kann. Diese Vorhersage kann aufgrund der hohen Zahl an charmhaltigen Ereignissen in COMPASS durch eine Präzisionsmessung überprüft werden. Nimmt man als Wirkungsquerschnitt für Charmerzeugung mit Hadronenstrahlen  $\sigma_{c\bar{c}} = 10\mu\text{barn}$  an, wie er von einigen früheren Experimenten gefunden wurde, lässt sich die Zahl der innerhalb eines Jahres (100 Tage Messung) in COMPASS erzeugten  $c\bar{c}$ -Paare abschätzen [1]. Man erwartet für einen 300GeV/c Protonenstrahl ( $4 \cdot 10^7$  Teilchen pro Spill) in etwa  $0.7 \cdot 10^9$  Ereignisse mit Charm, für einen Pionenstrahl sind es aufgrund eines etwas höheren Wirkungsquerschnittes in etwa  $1.0 \cdot 10^9$  solcher Ereignisse.

Die offene Frage nach der Existenz eines gebundenen Systems aus Gluonen, eines sogenannten „Glueballs“, kann mit COMPASS untersucht werden. Die Existenz eines Glueballs mit  $J^{PC} = 0^{++}$  und einer Zerfallsbreite von 100-150MeV wird von der Quantenchromodynamik im Massenbereich zwischen 1500MeV und 1800MeV vorhergesagt. Dieser Massenbereich ist dicht von mesonischen  $q\bar{q}$  Zuständen besetzt, weswegen die eindeutige Identifikation eines Glueballs bis jetzt keinem Experiment gelungen ist. Für dessen Identifizierung ist die vollständige Kenntnis aller benachbarten Zustände erforderlich, was insbesondere bedeutet, dass Endzustände mit geladenen und neutralen Teilchen mit hoher Statistik gemessen werden müssen. Desweiteren sollten innerhalb desselben Experiments Mesonen in unterschiedlichen Kanälen und aus unterschiedlichen Produktionsreaktionen beobachtet werden können. Wie eine detailliertere Betrachtung des Versuchsaufbaus in Kapitel 1.1.2 zeigt, werden die verschiedenen notwendigen Messungen mit COMPASS möglich sein.

Momentan wird die Existenz eines gebundenen 5-Quark Zustandes, eines „Pentaquarks“, mit einem  $\bar{s}$ -Quark als Konstituenten diskutiert, für dessen Masse es präzise theoretische Vorhersagen gibt. Ein 5-Quark Zustand wird als schmale Resonanz erwartet, wobei die 5-Quark Zustände mit einem  $\bar{c}$ -Quark ( $uud\bar{c}s$  oder  $udd\bar{c}s$ ) innerhalb des 5-Quark Sektors als am stärksten gebundene Zustände vor-

hergesagt werden [1]. Bei  $10^6$  bis  $10^7$  rekonstruierten Ereignissen mit  $\bar{c}$ -haltigen Baryonen erwartet man, ein solches eventuell existierendes Pentaquark nachweisen zu können [1]. Nach obigen Überlegungen zur Produktion von  $c\bar{c}$ -Paaren wird die Statistik es also erlauben, mit den in COMPASS genommenen Daten eine Aussage über die Existenz eines Pentaquarks mit einem  $\bar{c}$ -Konstituenten machen zu können.

### 1.1.2 Detektoraufbau in COMPASS

Abbildung 1.2 zeigt eine Aufsicht auf das COMPASS Experiment, wie es im Jahr 2002 in Betrieb war. In dieser Abbildung des insgesamt ca. 50m langen Aufbaus sind ausschließlich die spurverfolgenden Detektoren markiert und es wird klar, dass ob der Vielzahl der unterschiedlichen Komponenten diese im Rahmen eines kurzen Überblicks nicht alle im Detail beschrieben werden können. Stattdessen soll hier eine kurze, zusammenfassende Beschreibung des Gesamtaufbaus und seiner Besonderheiten genügen.

Unmittelbar vor und nach dem polarisierten Target kommen Detektoren besonders hoher Orts- und Zeitaufösung zum Einsatz, die das gestreute Myon einem

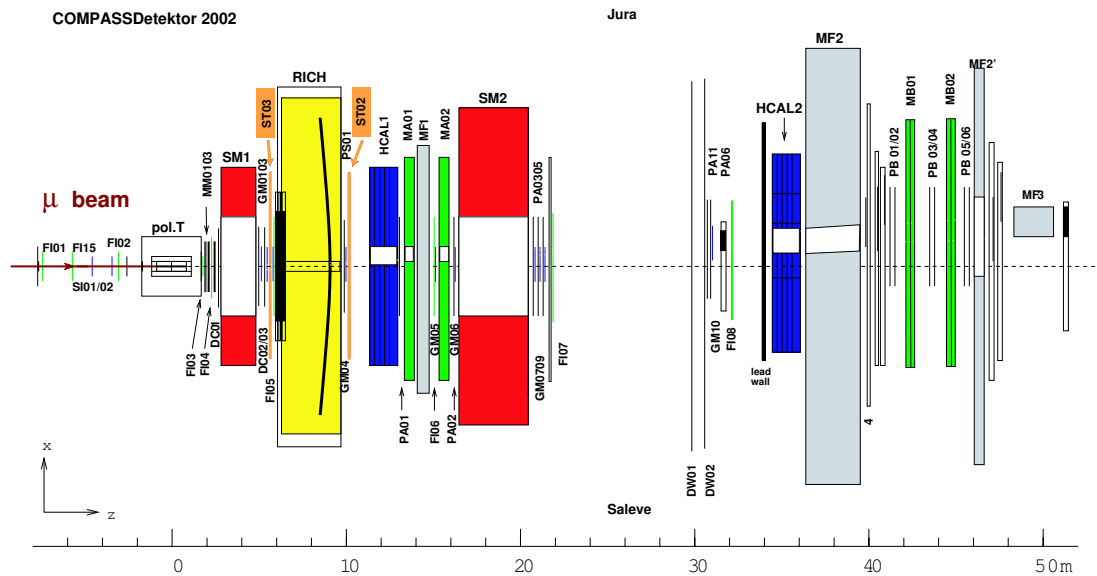


Abbildung 1.2: COMPASS Detektor in der Konfiguration von 2002, in der Messungen mit dem Myonenstrahl durchgeführt wurden. Sechs Strawdoppelbeben (ST03) sind unmittelbar vor dem Cherenkovzähler (RICH) installiert und messen die Koordinaten der geladenen Teilchen, die vom Spektrometermagneten (SM1) zu großen Raumwinkeln abgelenkt werden. Drei weitere Doppelbeben (ST02) befinden sich nach diesem Cherenkovzähler. Für das Jahr 2003 wurden zwischen dem 2. Spektrometermagneten (SM2) und dem 2. Myonenfilter weitere sechs Doppelbeben Strohhalm-driftkammern installiert. Die weiteren ortsbestimmenden Detektoren sind: Siliziumstreifen-zähler (SI), szintillierende Fasern (FI), planare Driftkammern (DC), GEMs (Gaselektronenvervielfacher, GM), Vieldrahtproportionalkammern (MA, MB) und MICROME-GAS (mikrostrukturierte Gaszähler, MM).

einfallenden Strahlmyon eindeutig zuordnen können, wobei sie die Teilchenflüsse von bis zu  $15\text{MHz}/\text{cm}^2$  im Strahlzentrum bewältigen müssen. Hierfür werden in COMPASS Siliziumstreifenzähler und Detektoren aus szintillierenden Fasern verwendet. Danach schließen sich in Strahlrichtung eine Reihe weiterer ortsauflösender Detektoren an, welche die Zerfallswinkel der geladenen Sekundärteilchen messen, bevor deren Bahnen im ersten Spektrometermagneten „SM1“ abgelenkt werden. Im Abstand von etwa einem Meter hinter dem Magneten werden Detektoren verwendet, die eine aktive Fläche von etwa  $3 \times 2.5\text{m}^2$  haben müssen, um alle abgelenkten Teilchen aus dem relevanten Impulsbereich nachweisen zu können. Zum Einsatz kommen hier die in Kapitel 1.2 näher beschriebenen Strohhalm-driftkammern, zusätzlich werden zwischen Magneten und den Strohhalm-driftkammern bis auf weiteres planare Driftkammern geringerer Größe verwendet, da 2002 noch keine ausreichende Anzahl Strohhalm-driftkammern zur Verfügung stand. An das erste Spektrometer schließt sich unmittelbar ein ringabbildender Tscherenkow-Zähler (RICH) an, der Pionen, Kaonen und Protonen mit Energien von 3 bis  $55\text{GeV}$  unterscheiden kann. Weiter strahlabwärts befindet sich ein hadronisches Kalorimeter, wobei für den endgültigen Ausbau des Experiments hier zusätzlich ein elektromagnetisches Kalorimeter vorgesehen ist. Zum Nachweis der Myonen folgt nun noch ein ca. 1m dicker Eisenabsorber mit dahinter befindlichen ortsauflösenden Detektoren.

Mit dem bis jetzt beschriebenen Aufbau kann man also geladene Teilchen nachweisen und diese mit Hilfe des RICH auch identifizieren. Weiter strahlabwärts wird die oben beschriebene Detektoranordnung im Wesentlichen mit dem Ziel wiederholt, Teilchen mit höheren Impulsen nachzuweisen, die vom ersten Spektrometermagneten kaum abgelenkt werden und deren Winkel zur Strahlachse klein sind. Dazu muss der zweite Magnet ein größeres Feldintegral entlang der Teilchentrajektorien besitzen als der erste Magnet SM1, das Verhältnis dieser sogenannten „bending power“ von SM1 zu SM2 beträgt in etwa 1 zu 4. Von dieser zweiten Stufe des Spektrometers waren 2003 einige Detektoren noch nicht realisiert, die bereits vorhandenen Detektoren können Abbildung 1.2 entnommen werden.

## 1.2 Strohhalm-driftkammern in COMPASS

Eine Herausforderung bestand für die spurverfolgenden Detektoren nach dem ersten Spektrometermagneten darin, dessen große Apertur mit einem etwa  $3.2 \times 2.4\text{m}^2$  großen Detektor überdecken zu müssen, der über die gesamte Fläche Orte von Teilchendurchgängen mit einer Genauigkeit von  $200\mu\text{m}$  bestimmen kann. Insgesamt sind nach dem ersten Magneten mindestens 6 unabhängige Raumpunkte eines Teilchendurchganges durch einen solchen Detektor zu bestimmen. Dabei soll pro gemessenem Raumpunkt ein Materialeintrag von weniger als 0.02 Strahlungslängen erfolgen [3], die geometrischen Randbedingungen erfordern weiterhin, dass die Ausdehnung aller Detektoren zusammen in Strahlrichtung weniger als 72 cm beträgt.

### 1.2.1 Aufbau der Strohhalm-driftkammern

Die Strohhalm-driftkammern, die diese Aufgabe übernehmen, sind zusammengesetzte Systeme aus zylindrischen Driftrohren, deren Durchmesser etwa 6mm und 10mm betragen, wobei in den strahlnahen Bereichen aus Gründen der hohen Teilchenflüsse (siehe 1.1) zur Vermeidung von okkupanzbedingten Effizienzverlusten die Driftrohre kleineren Durchmessers verwendet werden.

Die einzelnen Röhrchen, die wegen ihrer geringen mechanischen Stabilität auch Strohhalm (Straws) genannt werden, haben eine Wandstärke von  $60\mu\text{m}$  und bestehen aus Polyimid<sup>3</sup>. Wie aus Abb.1.3 ersichtlich, verläuft im Zentrum der zylindrischen Geometrie der Anodendraht aus goldbeschichtetem Wolfram, welcher zur Erhöhung der Bruchlast zusätzlich mit Rhenium legiert ist. Der Draht befindet sich gegenüber der Wand auf positivem Potential, sodass sich ein radialer elektrischer Feldverlauf im Innern des Detektorvolumens ergibt. Die zu bestimmende Ortsinformation wird dabei aus der Zeit berechnet, die durch ionisierende Strahlung freigesetzte Elektronen benötigen, um unter dem Einfluss des elektrischen Feldes vom Ort der Ionisation an den Anodendraht zu driften. Der Start der Zeitmessung wird dabei von externen Detektoren vorgegeben, aufgrund der zylindrischen Geometrie der Strohhalmröhrchen misst man mit einem einzelnen Driftrohr den radialen Abstand der Teilchenspür vom Anodendraht.

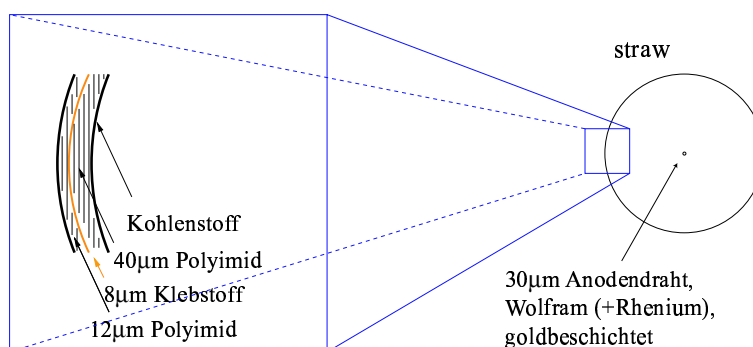


Abbildung 1.3: Darstellung eines einzelnen Strohhalm-driftrohrs. Der Durchmesser der zylindrischen Kathodenfläche beträgt für die zwei verwendeten Geometrien 6.15mm oder 9.65mm, beiden gemein ist der Durchmesser des Anodendrahtes von  $30\mu\text{m}$ . Die Kathodenwand selbst besteht aus 2 Lagen Polyimid (Kapton), die durch einen  $8\mu\text{m}$  dicken Klebefilm verbunden sind. Die dickere innere Lage ist zusätzlich an der dem Anodendraht zugewandten Seite mit Kohlenstoff beladen, um die für den Betrieb erforderliche elektrische Leitfähigkeit zu erreichen.

Da die Drähte eine Durchbiegung aufgrund der Schwerkraft und ihres Eigengewichts erfahren, müssen sie mit möglichst großer Kraft gespannt sein, um einen Durchhang und damit eine ungewünschte Störung der Symmetrie des Feldverlaufes zu verhindern. Für den verwendeten Draht wurde das Limit der elastischen Dehnbarkeit zu etwa  $120\text{g}\cdot\text{G}$  bestimmt [2], wobei G die Gravitationskonstante bezeichnet. In der Produktion werden die Drähte mit einer Kraft von  $90\text{g}\cdot\text{G}$  ge-

<sup>3</sup> Der Handelsname des verwendeten Materials ist „Kapton“.

spannt, bevor sie fest mit der Kathodenfläche verbunden werden, sodass im Idealfall diese Spannung erhalten bleibt. In der Tat konnte gezeigt werden, dass nach der Fertigstellung einer kompletten Detektorkomponente aus über 800 einzelnen Strohhalmen mehr als 95% aller Drähte eine Spannung von  $90 \pm 10 \text{g} \cdot \text{G}$  aufwiesen und sich sogar alle Drahtspannungen innerhalb des Intervalls von  $90 \pm 15 \text{g} \cdot \text{G}$  befanden [2]. Ob der Länge der Straws von bis zu 3600mm ist das bloße Vorspannen der Drähte nicht ausreichend, um deren Durchhang auf ein akzeptables Maß zu reduzieren. Vielmehr müssen die Drähte zusätzlich an 4 äquidistanten Punkten mechanisch in den Straws zentriert werden, was mit Hilfe von zylinderförmigen Plastikeinsätzen, sogenannter „Spacer“, geschieht. Der maximale Durchhang  $f$  eines mit der Kraft  $T$  gespannten Drahtes der Länge  $l$  unter seinem Eigengewicht ist [39] :

$$f = \frac{\pi r^2 \rho g}{8} \frac{l^2}{T} \quad (1.1)$$

Nach dem Einsetzen der Spacer beträgt die längste freie Drahtstrecke 65cm, für den  $30 \mu\text{m}$  starken Signaldraht aus Wolfram errechnet sich nach obiger Formel der maximale Durchhang zu  $8 \mu\text{m}$ . Dieser geringe Durchhang hat keinerlei negative Auswirkungen auf die mit den Detektoren erzielbare Ortsauflösung und kann somit akzeptiert werden.

Als Driftgas kommt ein Gasgemisch aus den Komponenten  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$  zum Einsatz, das die einzelnen Röhren mit Umgebungsdruck durchströmt. Die Ladung, die die Gasionen an der Kathodenwand deponieren, muss von dort schnell abfließen können, da ortsfeste Raumladungen den Feldverlauf im Detektor empfindlich stören würden. Um die erforderliche Leitfähigkeit der Kathodenflächen zu erreichen, sind diese daher an der dem Gasvolumen zugewandten Seite zusätzlich mit Kohlenstoff beladen. Die Festlegung der Materialien und Betriebsparameter der Driftrohre, zum Beispiel in Hinblick auf deren Strahlenhärte [5], war Ergebnis zahlreicher Untersuchungen. Für eine detaillierte Diskussion der einzelnen Zusammenhänge sei auf die entsprechenden Arbeiten verwiesen [6][4]. Das Volumenverhältnis des Driftgases aus  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$  beträgt 74/6/20%, es wird im Experiment mittels einer Gasmischanlage erzeugt und überdies in einem geschlossenen Kreislaufsystem betrieben. Nach jedem Umlauf werden die durch Diffusion anderer Gase in das Zählgas verursachten Verunreinigungen entfernt und das Gasgemisch wird wieder auf die gewünschte Zusammensetzung gebracht [4]. Die Anodenspannung beträgt 1950V für die 10mm Straws und 1680V im Falle der Straws mit 6mm Durchmesser [7], sie wurde so gewählt, dass sich für beide Durchmesser die gleiche Gasverstärkung von etwa  $1.0 \cdot 10^5$  ergibt.

Die einzelnen Straws sind, wie aus Abb. 1.4 ersichtlich, in Doppелеbenen organisiert und als solche in einen Halterahmen aus Aluminium eingeklebt, der auch die Gaszufuhr und die elektrische Kontaktierung der Straws beinhaltet. Innerhalb der einzelnen Ebenen berühren sich die benachbarten Straws und sind auf der gesamten Länge der Kontaktstellen miteinander verklebt. Im inneren Bereich der Ebenen werden die 6mm Röhren verwendet. Deren zentrale 32 Straws sind in der Mitte auf einer Länge von ca. 20cm unterbrochen. Dies ist erforderlich, da der

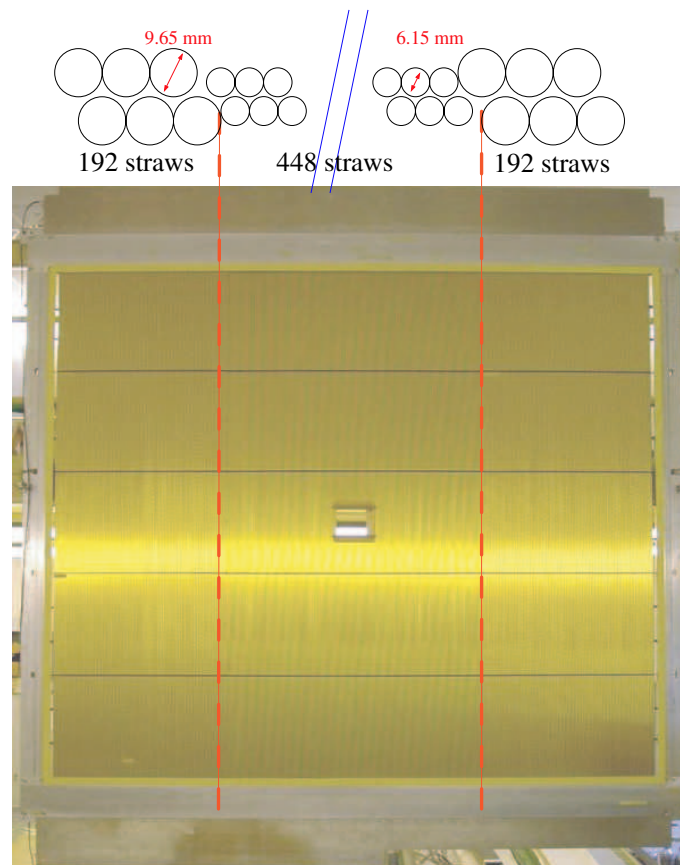


Abbildung 1.4: Geometrie der Strawdetektoren am Beispiel einer senkrechten Doppellebene. Die senkrecht verlaufenden, goldfarbenen Straws haben im zentralen, von roten gestrichelten Linien begrenzten, Bereich einen Durchmesser von 6.15mm, in den beiden äußeren Bereichen beträgt derselbe 9.65mm. Die zwei Einzellagen werden um einen halben Rohrdurchmesser versetzt zusammengesetzt und als Doppellage in den mechanisch stabilisierenden Halterahmen aus Aluminium eingeklebt. Gut erkennbar sind die vier zusätzlich stabilisierenden Kohlefaserstreifen, die horizontal verlaufen. Im Zentrum der Doppellage befindet sich eine ca. 20x20cm<sup>2</sup> Aussparung, durch die der Teilchenstrahl verläuft.

an dieser Stelle verlaufende Teilchenstrahl und dessen naher Halo so viele Signale in den Driftrohren auslösen würde, dass die Straws ob ihrer natürlichen Totzeit, der Driftzeit, auf dem Rest ihrer Länge ineffizient wären. Zur Vermeidung der rechts/links-Ambiguität, die prinzipiell jeder Eindraht-Driftzähler besitzt, sind die beiden Einzelebenen um einen Rohrradius versetzt zueinander ausgerichtet und fixiert. Die geringe mechanische Stabilität der dünnwandigen Plastikröhrchen macht eine zusätzliche Stabilisierung der Doppellebene erforderlich, um eine Durchbiegung der gesamten Ebene etwa unter dem Einfluss der Schwerkraft zu verhindern. Dies geschieht mit Hilfe 4 äquidistanter Kohlefaserstreifen, die unter Vorspannung am Aluminiumrahmen befestigt sind und an denen wiederum die Straws mittels Klebstoff fixiert sind. Sinnvollerweise befinden sich diese Kohlefaserstreifen genau an den Positionen, an denen im Inneren der Röhrchen die Spacer angebracht sind, da beide Maßnahmen jeweils einen starken lokalen Ab-

fall der Detektoreffizienz verursachen. Befinden sich beide Strukturen am selben Ort, lässt sich ein weiterer Verlust an aktiver Detektorfläche verhindern.

Im Betrieb mit geschlossenem Gaskreislauf wird jede Doppelebene von 60l Gas pro Stunde durchströmt. Für den Einbau in das Experiment werden je 3 dieser Doppelebenen zu größeren Einheiten zusammengesetzt, sogenannten „Submodulen“, von denen jedes die vollständige Koordinate eines Teilchendurchganges bestimmen kann. Bei Kenntnis der Einbaulage entlang der Strahlachse wären dafür ein senkrechte und eine waagrechte Doppelebene eigentlich ausreichend. Um benachbarte, gleichzeitig auftretende Teilchenspuren den getroffenen Rohren jedoch richtig zuordnen zu können (siehe Abb.1.5), ist eine dritte Doppelebene erforderlich, die im Winkel von  $10^0$  gegen die senkrechte Ebene geneigt ist. Diese ist aus Gründen der Kostenersparnis mechanisch der senkrechten Ebene identisch. Insgesamt wurden 5 Submodule mit demzufolge 5 horizontalen und 10 vertikalen Doppelebenen produziert, woraus sich nach Tabelle 1.1 die Gesamtanzahl der Driftröhrchen zu 11520 errechnet.

Orientierung der Doppelebene	vertikal(X)	horizontal(Y)	$10^0$ geneigt(U/V)
Länge der Strohhalme [mm]	3208	3658	3208
Anzahl der 9.65 mm Röhrchen	384	256	384
Anzahl der 6.15 mm Röhrchen	448	384	448
Gesamtzahl an Driftrohren	832	640	832
Aktive Detektorfläche [mm <sup>2</sup> ]	3234x2720	3250x2440	3234x2720

Tabelle 1.1: Parameter der Strohhalmdriftröhrchen für die Doppelebenen unterschiedlicher Orientierung



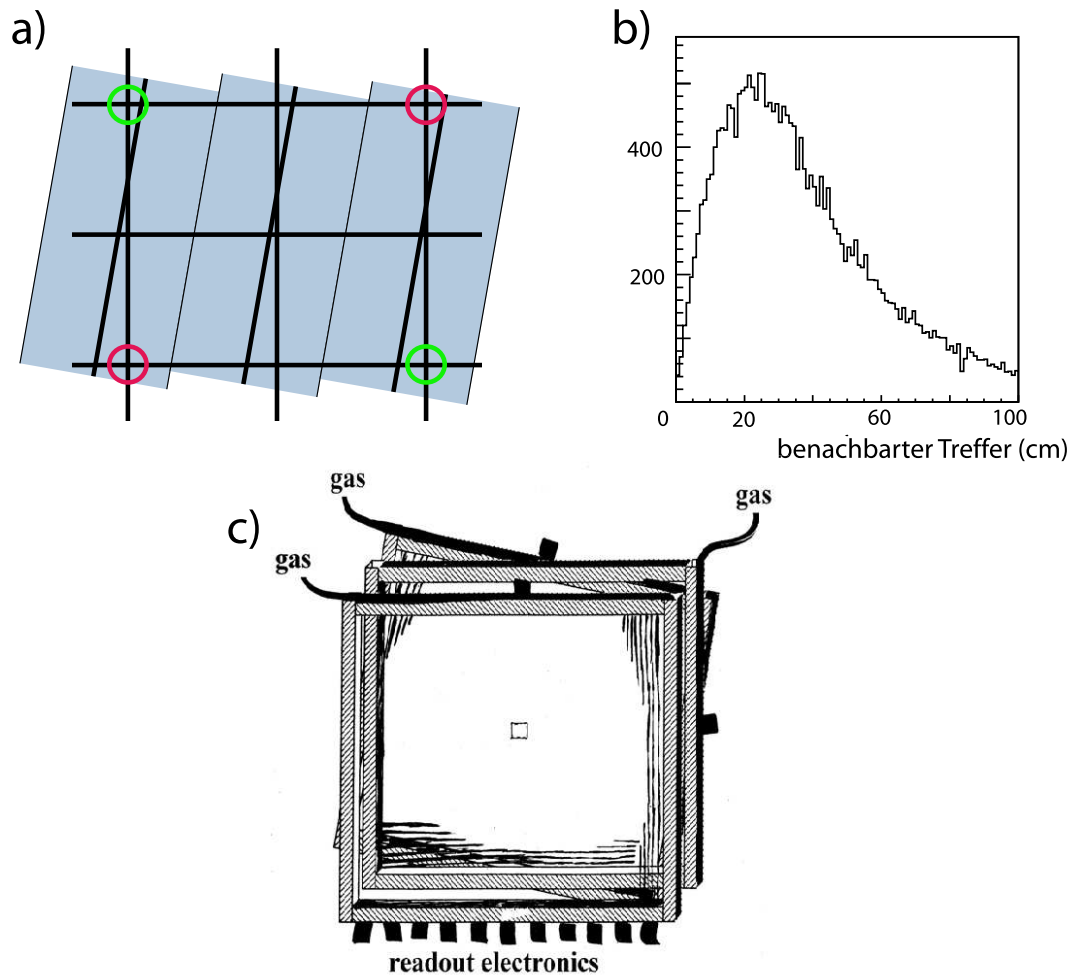


Abbildung 1.5: a) Die wahren, grün markierten Teilchendurchgänge sind von den falschen Kombinationen (rot) durch 2 Doppellebenen in horizontaler und vertikaler Ausrichtung nicht zu unterscheiden, falls die Treffer fast gleichzeitig auftreten. b) Simulierte Verteilung der Abstände benachbarter Spuren für ein Ereignis mit einem  $D^0$  Meson bei einem Strahlteilchenimpuls ( $\mu^-$ ) von 100 GeV/c. Auf Grundlage dieser simulierten Teilchenspuren kann gezeigt werden, dass bei einer Neigung der dritten Doppellebene um  $10^\circ$  bei einer Ortsauflösung des einzelnen Straws von  $\sigma = 150\mu\text{m}$  der Effizienzverlust durch Kombination falscher Strawpaare bereits vernachlässigbar ist [8]. Die entscheidende Größe zur Bestimmung des Inklinationswinkels ist dabei der Abstand der am nächsten benachbarten Teilchenspuren, wie er hier dargestellt ist. c) Submodul bestehend aus 3 Doppellebenen mit Driftrohren in horizontaler, vertikaler und  $10^\circ$  geneigter Orientierung.

## 1.2.2 Erforderliche Ortsauflösung

Der Nachweis des  $D^0$ -Zerfalles in ein Kaon und ein Pion stellt im Rahmen des Experimentierprogrammes die größten Anforderungen an die Impulsauflösung des COMPASS Spektrometers. Analytische Berechnungen des zu erwartenden Fehlers von  $\Delta G/G$  ergeben [9], dass eine Massenauflösung  $\Delta M_{D^0}$  von  $15\text{--}20\text{MeV}/c^2$  zur erfolgreichen Absolvierung des Messprogrammes erforderlich ist. Die berechnete Massenauflösung [10] des COMPASS Spektrometers und deren einzelne Beiträge sind in Abbildung 1.6 dargestellt. Wie aus der Abbildung ersichtlich, leistet bereits die Vielfachstreuung im Reaktionstarget selbst mit etwa  $10\text{--}12\text{MeV}/c^2$  einen erheblichen Beitrag zur Massenunsicherheit, der Fehler der Messung des Zerfallswinkels zwischen Kaon und Pion durch vor dem Spektrometermagneten angebrachte Detektoren trägt mit etwa  $2.5\text{MeV}/c^2$  vergleichsweise wenig bei. Der größte Einzelbeitrag ( $>11\text{MeV}/c^2$ ) rührt von der Unsicherheit in der Bestimmung des Impulsbetrages her, an der die Strohhalm-driftkammern maßgeblich beteiligt sind. Die sich daraus ableitende erforderliche Ortsauflösung der Strohhalme wird im Folgenden für den Zerfall  $D^0 \rightarrow K\pi$  abgeschätzt.

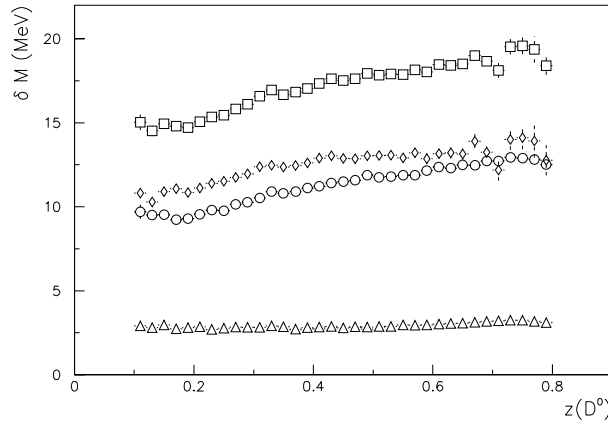


Abbildung 1.6: Berechnete  $D^0$ -Massenauflösung in COMPASS und die einzelnen Beiträge dazu als Funktion der kinematischen Variablen  $Z=\nu/E_D$  [10].  $Z$  ist also das Verhältnis der Energie des  $D$ -Mesons zur Energie des virtuellen Photons (siehe Abbildung 1.1). Von oben nach unten sind dies die gesamte Massenauflösung (Quadrate), die Beiträge der Messung des Impulsbetrags (Diamanten), der Vielfachstreuung im Target (Kreise) und der Messung des Zerfallswinkels (Dreiecke). Zur Berechnung der Massenauflösung wurde je Strohhalmdoppelebene eine Genauigkeit der Ortsbestimmung von  $200\mu\text{m}$  angenommen.

Aus dem Quadrat des Viererimpulses  $p_{D^0} = p_K + p_\pi$  folgt für die invariante Masse  $M_{D^0}$ :

$$M_{D^0}^2 = M_K^2 + M_\pi^2 + 2E_K E_\pi - 2\mathbf{p}_K \mathbf{p}_\pi \quad (1.2)$$

Mit  $E \approx |\mathbf{p}|$  also:

$$M_{D^0}^2 = M_K^2 + M_\pi^2 + 2|\mathbf{p}_K||\mathbf{p}_\pi|(1 - \cos\vartheta) \quad (1.3)$$

Die Messung des Zerfallswinkels  $\vartheta$  zwischen Kaon und Pion wird im Experiment von den spurverfolgenden Detektoren vor dem Magneten vorgenommen, daher wird  $\vartheta$  für die Abschätzung des Einflusses der Straws auf die Massenauflösung als fehlerfrei angenommen. Für den Fehler  $\Delta M_{D^0}$  der  $D^0$  Masse findet man:

$$\Delta(M_{D^0}^2) = 2M_{D^0}\Delta M_{D^0} \quad \longrightarrow \quad \Delta M_{D^0} = \frac{1}{2M_{D^0}}\Delta(M_{D^0}^2)$$

Daraus und aus Gleichung 1.3 folgt für den Fehler der  $D^0$  Massenbestimmung ( $\partial M_{D^0}^2/\partial\vartheta = 0$ , s.o.) :

$$\Delta M_{D^0} = \frac{1 - \cos\vartheta}{M_{D^0}} \sqrt{|\mathbf{p}_K|^2(\mathbf{d}|\mathbf{p}_\pi|)^2 + |\mathbf{p}_\pi|^2(\mathbf{d}|\mathbf{p}_K|)^2} \quad (1.4)$$

Die Impulse der Ejektile und der Winkel  $\vartheta$  ergeben sich bei bekanntem Impuls des  $D^0$  aus der Kinematik, der Fehler in der Impulsmessung lässt sich aus der Geometrie der Spektrometeranordnung und der Ortsauflösung der Detektoren abschätzen.

Der Betrag der zum Magnetfeld senkrechten Komponenten des Teilchenimpulses  $|\mathbf{p}_\perp|$  lässt sich aus dem Winkel  $\theta$ , um den die Teilchenbahn im Magnetfeld abgelenkt wird, bestimmen [11].

$$|\mathbf{p}_\perp| = \frac{0.3z \int |\mathbf{B}| dl}{\sin\theta} \quad (1.5)$$

Gleichung 1.5 gilt für  $\int |\mathbf{B}| dl$  als Integral über das Magnetfeld entlang der Teilchentrajektorie in [Tm],  $z$  als Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung und  $|\mathbf{p}_\perp|$  in GeV/c. Falls

$$\mathbf{p} = \begin{pmatrix} p_x \\ 0 \\ p_z \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ B \\ 0 \end{pmatrix}$$

kann man den Impuls nach Gleichung 1.5 exakt messen, da dann  $|\mathbf{p}_\perp| = |\mathbf{p}|$ . Für die (einfach geladenen) Pionen und Kaonen aus dem Zerfall des  $D^0$  in COMPASS ist das Feldintegral in guter Näherung konstant,  $C = \int |\mathbf{B}| dl \approx 1Tm$  [10].

Für den Fehler  $\mathbf{d}|\mathbf{p}_\perp|$  der Impulsmessung erhält man :

$$\mathbf{d}|\mathbf{p}_\perp| = -\frac{0.3z \int |\mathbf{B}| dl}{\sin^2\theta} \mathbf{d}\sin\theta \quad \text{und mit Gleichung 1.5}$$

$$\mathbf{d}|\mathbf{p}_\perp| = -|\mathbf{p}_\perp|^2 \frac{1}{0.3z \int |\mathbf{B}| dl} \mathbf{d}\sin\theta$$

Nach Abbildung 1.7 ist  $\sin\theta = \sin(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \approx \sin\varepsilon_2 - \sin\varepsilon_1$ . Der Winkel  $\varepsilon_1$  wird obigen Überlegungen folgend für die Betrachtungen im Hinblick auf den Einfluss der Strohhalm driftrohre als fehlerfrei angenommen. Daher ist :

$$\mathbf{d}\sin\theta = \mathbf{d}(\sin\varepsilon_2 - \sin\varepsilon_1) = \mathbf{d}\sin\varepsilon_2 = \mathbf{d}\left(\frac{x}{Z}\right) = \frac{1}{Z} dx$$

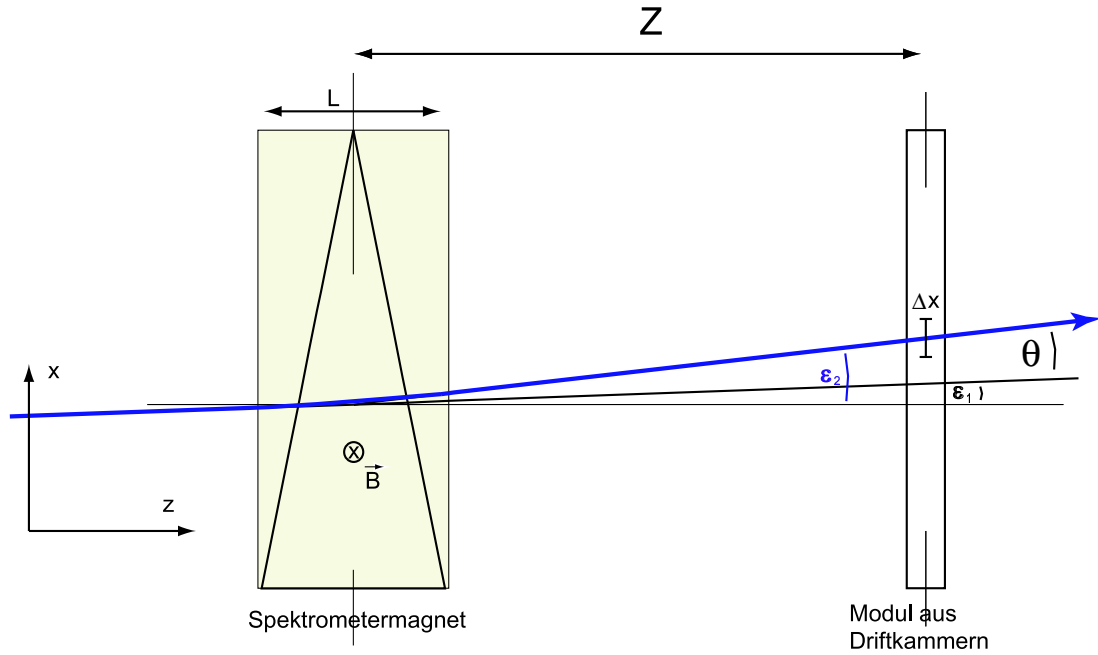


Abbildung 1.7: Aufsicht auf die erste Spektrometerstufe. Das Magnetfeld verläuft senkrecht zur Betrachtungsebene und wird innerhalb der schattierten Fläche als homogen betrachtet. Es wird weiter angenommen, dass von den Straws im Abstand  $Z$  vom Zentrum des Magneten nur ein weiterer Raumpunkt zur Impulsbestimmung gemessen wird. Die Teilchenbahn wird vom Magneten um den Winkel  $\theta = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$  abgelenkt.

Hierbei ist  $dx$  der Fehler in der Messung der Ortskoordinate der Detektoren im Abstand  $Z$  vom Magneten, also die gesuchte Ortsauflösung der Strohhalm-driftkammern. Aus obigen Gleichungen ergibt sich somit der Fehler der Impulsmessung eines Teilchens im Spektrometer zu :

$$d|\mathbf{p}_\perp| = -|\mathbf{p}_\perp|^2 \frac{1}{0.3z} \frac{dx}{\int |\mathbf{B}| dl Z} \quad (1.6)$$

Betrachtet man nur Zerfälle in der  $x$ - $z$  Ebene und nimmt  $\int |\mathbf{B}| dl = C$  an, so ergibt sich aus den Gleichungen 1.4 und 1.6 eine lineare Abhängigkeit der Massenauflösung des Spektrometers von der Ortsauflösung  $dx$  der Strohhalm-driftkammern.

$$\Delta M_{D^0} = \frac{1 - \cos\vartheta}{M_{D^0}} \frac{|\mathbf{p}_K| |\mathbf{p}_\pi|}{0.3C} \frac{dx}{Z} \sqrt{\mathbf{p}_K^2 + \mathbf{p}_\pi^2} \quad (1.7)$$

Die Impulsbeträge  $|\mathbf{p}_K|$  und  $|\mathbf{p}_\pi|$  im Laborsystem lassen sich bei bekanntem Impuls des  $D^0$  analytisch berechnen. Zunächst gilt für die Impulsbeträge der Zerfallsteilchen im Ruhesystem des  $D^0$ :

$$|\mathbf{p}_{K/\pi}| = \frac{M_{D^0}}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{(M_\pi + M_K)^2}{M_{D^0}^2}\right) \left(1 - \frac{(M_\pi - M_K)^2}{M_{D^0}^2}\right)} \quad (1.8)$$

Bei gegebenem Winkel  $\theta^*$  in Abbildung 1.8 sind somit die Vierervektoren der Zerfallsteilchen vollständig bestimmt. Zur Unterdrückung von Untergrundereignissen wird in COMPASS generell  $|\cos\theta^*| < 0.5$  gefordert.

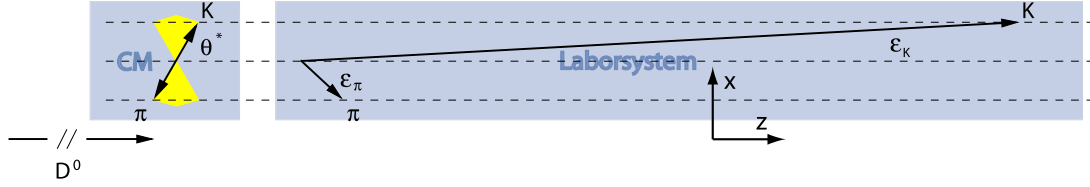


Abbildung 1.8: Zerfall des  $D^0$  in ein Kaon und ein Pion. Der für COMPASS interessante kinematische Bereich ( $|\cos\theta^*| < 0.5$  im Ruhesystem des  $D^0$ ) ist in der Darstellung markiert. Dargestellt ist der Fall, der nach Gleichung 1.7 maximale Anforderungen an das Spektrometer stellt. Die Winkel  $\varepsilon$  der Teilchen im Laborsystem sind aus Gründen der Darstellbarkeit um den Faktor 4 vergrößert.

Die Vierervektoren im Laborsystem erhält man durch Lorentztransformation entlang der  $z$ -Koordinate (Flugbahn des  $D^0$ ).

$$p' = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} p \quad , \quad \text{mit } \gamma = \frac{E_{D^0}^{Lab}}{M_{D^0}} \quad \gamma\beta = \frac{|\mathbf{p}_{D^0}^{Lab}|}{M_{D^0}} \quad (1.9)$$

Wählt man also  $\theta^*$  aus dem erlaubten Bereich, lässt sich die erforderliche Genauigkeit der Ortsmessung nach dem Magneten mit Gleichung 1.7 berechnen. Die Ergebnisse dieser Berechnung für drei repräsentative Winkel sind aus Tabelle 1.2 ersichtlich, wobei folgende für COMPASS typische Größen verwendet wurden :

$$C = 1Tm \quad Z = 1m \quad \Delta M_{D^0}^{Impulsmessung} = 10MeV \quad |\mathbf{p}_{D^0}^{Lab}| = 35GeV/c$$

$\theta_K^*$	$ \mathbf{p}_\perp  [GeV/c]$	$ \mathbf{p}_K^{Lab}  [GeV/c]$	$ \mathbf{p}_\pi^{Lab}  [GeV/c]$	$\varepsilon_K$	$\varepsilon_\pi$	$dx [\mu m]$
$60^\circ$	0.43	32.64	2.39	$0.76^0$	$10.37^0$	115
$90^\circ$	0.86	18.65	16.40	$2.64^0$	$3.01^0$	151
$150^\circ$	0.43	4.63	30.39	$5.33^0$	$0.81^0$	196

Tabelle 1.2: Parameter der Ejektilteilchen des Zerfalles eines  $D^0$  mit  $|\mathbf{p}|=35GeV/c$  (typischer Impuls nach [16]) und daraus abgeleitete erforderliche Ortsauflösung zur Erreichung einer Massenauflösung  $\Delta M_{D^0}=10MeV$ .

Zusammenfassend kann man also sagen, dass die Ortsmessung über die gesamte Detektorfläche der Strohhaldriftkammern eine Genauigkeit von  $115\mu m$  übertreffen muss, um den Anforderungen der experimentellen Aufgabenstellung gerecht zu werden. Prinzipiell kann man die Genauigkeit auch durch mehrfache Messung mit Detektoren niedrigerer Ortsauflösung erzielen. Im derzeitigen Aufbau (2003, 2004) mit insgesamt 2 senkrechten und 2 geneigten Doppellebenen kann man in

einer groben Abschätzung von 8 Messungen der x-Koordinate ausgehen, was pro Einzelebene eine geforderte Genauigkeit von  $\sqrt{8} * 115 \mu m = 325 \mu m$  ergibt. Jedoch befinden sich im COMPASS Experiment die Strohhalmdriftkammern noch innerhalb des Streufeldes des Spektrometernagnetes, was bedeutet, dass die nachzuweisenden Teilchen auch zwischen den aufeinanderfolgenden Messungen weiter durch das Magnetfeld abgelenkt werden. Daher kann man nicht wie im naiven Bild perfekt gerader Teilchenspuren erwarten, dass sich die Genauigkeit der Ortsbestimmung und damit der Impulsmessung bei n-facher Messung exakt um einen Faktor  $1/\sqrt{n}$  verbessert.

### 1.2.3 Intrinsische Ortsauflösung der Strohhalmdriftrohre

Mit Daten, die in der Strahlzeit 2003 genommen wurden, konnte die Ortsauflösung der Strohhalme zu etwa  $220 \mu m$  bestimmt werden [12]. Die Extrapolation von Teilchenspuren an die Position der Straws ist in einem kleinen Bereich im Zentrum der Detektoren mit einer Genauigkeit von ca.  $120 \mu m$  möglich, da die Straws dort mit Detektoren hoher Ortsauflösung räumlich überlappen. Der Überlapp mit diesen GEM-Detektoren beträgt etwa 3 Strawdurchmesser, sodass für eine kleine Anzahl an Driftrohren eine Bestimmung der Einzelrohrauflösung auf diese Art und Weise durchführbar ist. Dazu wird, wie in Abbildung 1.9 gezeigt, zunächst der extrapolierte Ort des Teilchendurchganges durch den Straw gegen die gemessene Driftzeit des Ereignisses aufgetragen. Dadurch erhält man eine V-förmige Verteilung, die die Korrelation der gemessenen Zeiten mit den Abständen des Teilchendurchganges vom Draht wiedergibt. Aufgrund der Symmetrie der Driftrohre ist diese Verteilung symmetrisch zu einer Achse, die durch die Spitze dieses „V’s“ verläuft und an deren Position sich der Anodendraht befindet. Eine Parametrisierung, die an diese Verteilung angepasst ist, und die gemessenen Zeiten den Abständen des wahrscheinlichsten Teilchendurchganges zuordnet, nennt man auch „R-T-Relation“.

Die Ortsauflösung wird nun bestimmt, indem kleine Zeitintervalle aus der Verteilung ausgeschnitten und alle Ereignisse innerhalb dieses Intervalls auf die Ortsachse projiziert werden. Idealerweise sollten Ereignisse gleicher Driftzeit von gleichen radialen Abständen des Teilchendurchganges herrühren, die endliche Breite der projizierten Verteilung ist somit ein Maß für die Ortsauflösung der Strohhalmdriftrohre. Um aus der so ermittelten Breite die Ortsauflösung der Strohhalme angeben zu können, muss allerdings noch der Beitrag der Unsicherheit der Extrapolation der Teilchenspur an den Ort der Straws berücksichtigt werden. Dieser addiert sich quadratisch mit der intrinsischen Auflösung der Straws zur gefundenen Breite, wobei zusätzlich die Ortsauflösung der Straws mit dem radialen Abstand vom Draht variiert. Führt man diese Analyse für verschiedene Zeitfenster und somit radiale Abstände vom Draht durch (Abbildung 1.10), erhält man die oben zitierte, mittlere Ortsauflösung der Strohhalmdriftrohre von etwa  $220 \mu m$  und eine Parametrisierung der R-T-Relation für den untersuchten Rohrdurchmesser.

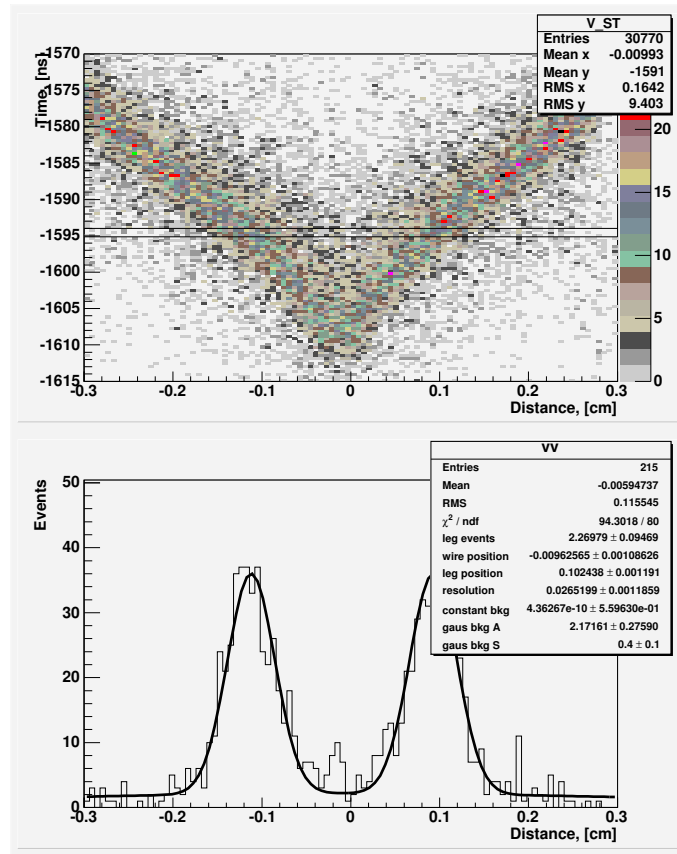


Abbildung 1.9: Bestimmung der Ortsauflösung von Straws mit Teilchenspuren [12]. In der oberen Darstellung sind die Orte der Teilchendurchgänge gegen die im Straw gemessenen Zeiten aufgetragen. Schneidet man das kurze Zeitintervall innerhalb der horizontalen Linien aus und projiziert die Ereignisse auf die Ortsachse, erhält man mit dem unteren Histogramm eine Verteilung, aus der man die Ortsauflösung aus der Breite der beiden peaks ermitteln kann.

### 1.3 Zusammenfassung und Zielsetzung

Im aktuellen Versuchsaufbau werden nach dem ersten Spektrometernagneten 2 Submodule aus Strohhalmdriftkammern zur Spurrekonstruktion verwendet, zwischen dem Magneten und den Straws befinden sich zusätzlich zwei kleinere planare Driftkammern. In Kapitel 1.2.2 wird die Messung eines weiteren Raumpunktes mit einer Genauigkeit von  $115\mu\text{m}$  in der x-Koordinate gefordert. Diese Koordinate wird je Submodul von der senkrechten und der geneigten Doppalebene bestimmt, somit messen nach dem ersten Magneten insgesamt 8 Straw-Ebenen die betreffende Koordinate. Verschiebt man gedanklich alle Ebenen an dieselbe z-Position und nimmt weiter an, sie seien 100% effizient und ihre Messergebnisse seien unkorreliert, erhält man daraus als Gesamtgenauigkeit in der Bestimmung der betrachteten Koordinate  $\sigma = 220\mu\text{m}/\sqrt{8} \approx 78\mu\text{m}$ . Die im Experiment beobachtete Auflösung eines Einzelrohres von  $220\mu\text{m}$  sollte also bereits ausreichen, um die Impulse mit der geforderten Genauigkeit messen zu können.

Bei der bisherigen Betrachtung wurde jedoch stets davon ausgegangen, die Geo-

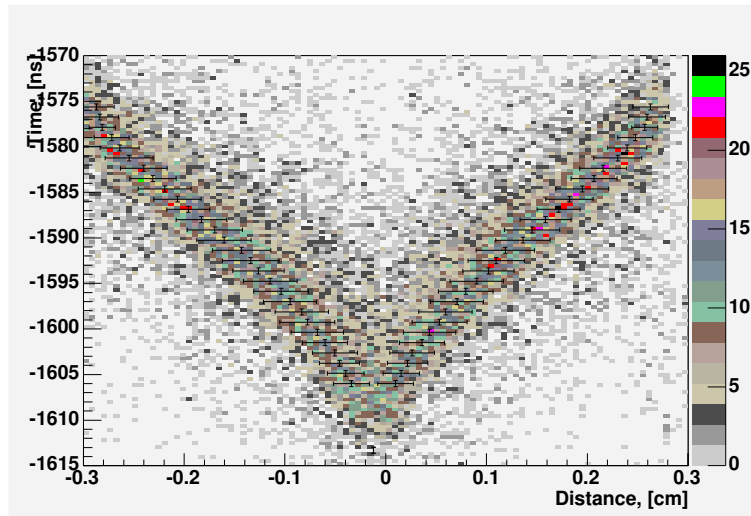


Abbildung 1.10: Bestimmung der R-T-Relation und der mittleren Ortsauflösung von Straws [12].

metrie der Doppellebenen von Straws sei perfekt, das heißt, Anodendrähte und Rohrwände befänden sich exakt an ihren Sollpositionen. Die Strohhalme sind mechanisch jedoch ob ihrer geringen Wandstärke sehr instabil und es fiel bereits im frühen Produktionsstadium auf, dass die Straws von ihrer Sollposition um bis zu  $500\mu\text{m}$  verschoben waren. Diese maximalen Abweichungen summieren sich auf einer Länge von typisch 0.5 bis 1 Meter kontinuierlich auf, sodass die Strohhalme in größeren Gruppen systematisch von ihrer Nominalposition abweichen. Berücksichtigt man das verwendete Material und die beachtliche Fläche der Detektoren von typisch  $8\text{m}^2$ , ist diese Beobachtung sicherlich nicht unerwartet, die sich daraus ergebenden Konsequenzen werden im folgenden Absatz kurz zusammengefasst. Zum einen sind diese Abweichungen deutlich größer als die intrinsische Auflösung eines einzelnen Straws, sie dominieren und verschlechtern somit die Genauigkeit der Ortsmessung. Zum anderen lassen sie sich aufgrund ihrer Natur nicht statistisch beschreiben, da sie je nach betrachteter Teilfläche des Detektors auftreten oder auch nicht. Wären im Extremfall die Straws aller Doppellebenen in einem bestimmten Bereich um  $200\mu\text{m}$  (typische Größenordnung, siehe Kapitel 2.5) in dieselbe Richtung verschoben, würde der Fehler in der Ortsmessung aller in diesen Raumwinkelbereich emittierten Teilchen  $200\mu\text{m} + 78\mu\text{m} = 278\mu\text{m}$  betragen. Nach den Überlegungen in den vorigen Kapiteln wäre die daraus resultierende Impulsungenauigkeit zu groß für die geforderte Massenauflösung des Spektrometers und man würde im geschilderten Fall die Klasse von Ereignissen, deren Sekundärteilchen in den entsprechenden Raumwinkel abgelenkt werden, für die Messung verlieren. Ein derart in die Messung eingehender, systematischer Fehler muss vermieden werden.

Das Ziel dieser Arbeit ist es daher, die Positionen der Anodendrähte innerhalb der aktiven Detektorfläche von etwa  $3 \times 2.5\text{m}^2$  mit einer Genauigkeit zu bestimmen, die die intrinsische Einzelrohrauflösung deutlich übertrifft. Bei einem mittleren



statistischen Fehler der Bestimmung der Drahtpositionen von  $50\mu m$  würde sich etwa die Genauigkeit der Ortsmessung je Detektorebene gegenüber einem idealen Detektor kaum verschlechtern, nämlich von  $220\mu m$  auf etwa  $225\mu m$ <sup>4</sup>.

---

<sup>4</sup>Selbst im Falle der besten im Labor jemals erreichten intrinsischen Ortsauflösung [15] der Straws von  $150\mu m$  verschlechtert sich dann die Genauigkeit der Ortsmessung in der gesamten Ebene nur wenig auf etwa  $158\mu m$ .



# Kapitel 2

## Röntgeneichung

Eine Doppellebene aus Straws wird genau dann durch ein Gitter von Punkten, an denen die Koordinaten der Anodendrähte bekannt sind, vollständig beschrieben, wenn die Drähte zwischen diesen Punkten gerade verlaufen. An den Orten, an denen die Drahtkoordinaten für eine solche Beschreibung zu bestimmen sind, müssen die Drahtpositionen mechanisch möglichst präzise definiert sein. Ein Git-

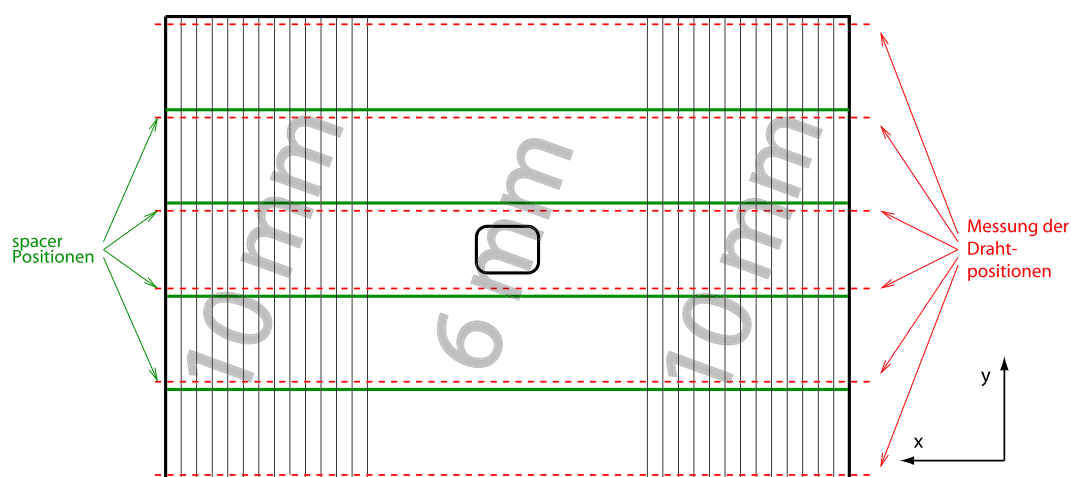


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau einer senkrechten Doppellebene. Die Position jedes Drahtes wird an den 6 markierten y-Koordinaten bestimmt.

ter, durch das der Verlauf der Anodendrähte auf diese Weise definiert wird, ist für die Strohhalmdoppellebenen durch deren Konstruktion gewissermaßen natürlich vorgegeben. Zum einen misst man die Drahtpositionen an den 4 Positionen der Spacer, an denen sowohl die Drähte in den Straws als auch die Strawwände selbst durch Kohlefaserstreifen fixiert sind. Wie in Abbildung 2.1 ersichtlich, wird die Beschreibung vollständig, wenn an den beiden Positionen in unmittelbarer Nähe des Detektorrahmens je eine weitere Messung durchgeführt wird, sodass im Ergebnis jeder Draht durch insgesamt 6 Koordinaten entlang der Drahtrichtung (y-Koordinate) charakterisiert wird. Eine Doppellebene wird dann durch etwa 4800 Koordinatenpaare beschrieben, wobei lediglich die Koordinate senkrecht zu

den Drähten (x-Koordinate) mit größtmöglicher Genauigkeit zu bestimmen ist, da die Straws selbst nur diese eine Koordinate messen können. Die Drahtkoordinate senkrecht zur Detektorebene (x-y-Ebene) muss nur auf etwa  $500\mu\text{m}$  genau bekannt sein, da sie zum Fehler der Impulsmessung deutlich weniger beiträgt. Dieser Beitrag erklärt sich daraus, dass von den Detektoren lediglich der radiale Abstand zum Anodendraht gemessen werden kann und er ist nur vom Winkel  $\Theta$  abhängig, um den die Teilchen im Magnetfeld abgelenkt werden. Aus Abbildung 2.2 ist ersichtlich, dass ein Fehler  $dz$  in der z-Koordinaten einem Fehler  $dx$  in der Bestimmung des radialen Abstandes äquivalent ist und dass gilt :

$$\sin\Theta \approx \frac{dx}{dz}$$

Aus Gleichung 1.5 folgt  $\sin\Theta = 0.1$  für einen Teilchenimpuls von  $3\text{GeV}/c^2$ , was nach Tabelle 1.2 dem minimalen Impulsbetrag der interessierenden Teilchen und dadurch der maximalen Ablenkung entspricht. Der Fehler in der z-Koordinate der Drähte darf also 10 mal größer sein als die Ortsauflösung der Detektoren in x-Richtung. Bezüglich der z-Koordinate befanden sich alle je untersuchten Drähte innerhalb eines Intervalls von  $300\mu\text{m}$  um ihre Nominalposition, sodass angenommen werden darf, sie befänden sich an eben dieser.

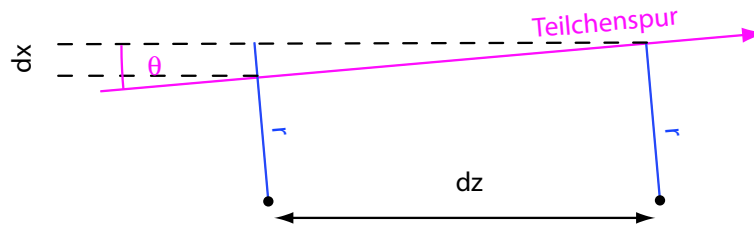


Abbildung 2.2: Ist der Ort des Drahtes in Strahlrichtung mit dem Fehler  $dz$  behaftet, ergibt sich ein Fehler  $dx$  in Abhängigkeit des Winkels  $\Theta$ , um den die Teilchen im Magnetfeld abgelenkt werden. In beiden Fällen wird vom Driftrohr derselbe radiale Abstand  $r$  gemessen.

Für die Durchführung der Eichmessungen wurde ein Versuchsaufbau erstellt und ein Analyseverfahren entwickelt, das die Messung der zu den Drähten senkrechten x-Koordinate mit einer Genauigkeit von besser als  $25\mu\text{m}$  erlaubt. Das Verfahren wurde so konzipiert, dass es unabhängig von der mechanischen Präzision der Strukturen des Messaufbaus ist, da in den Dimensionen des Detektors Toleranzen im Mikrometerbereich nur schwer und unter hohem finanziellen Aufwand erreichbar sind.

## 2.1 Messprinzip

Die Drähte werden, wie in Abbildung 2.3 illustriert, mittels einer Anordnung aus einer CCD und einer Röntgenquelle auf die CCD abgebildet und aus den so

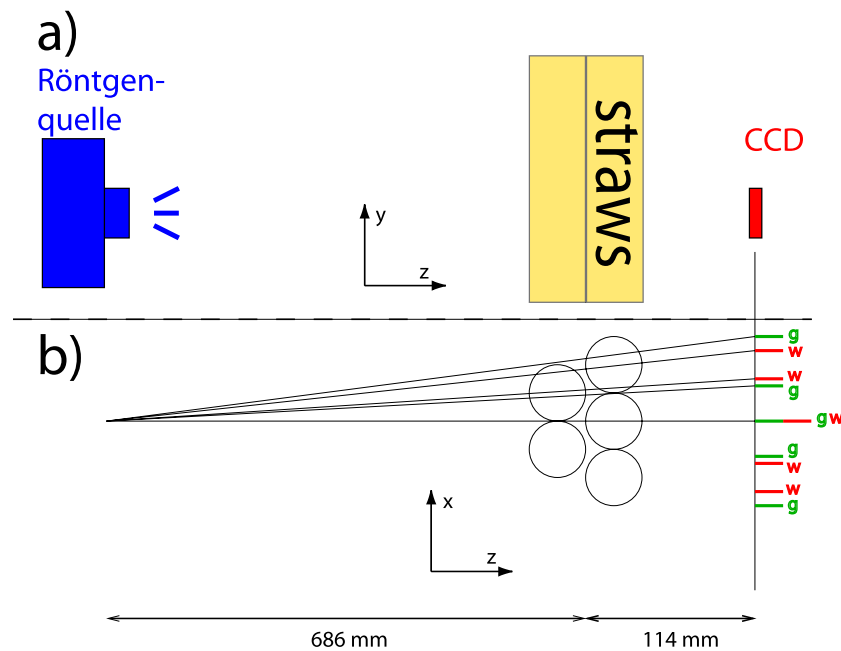


Abbildung 2.3: a) Die Röntgenquelle im Abstand von etwa 800mm zur CCD belichtet diese, wobei sich zwischen CCD und Quelle die Doppelebene aus Straws befindet. b) Aufgrund der geometrischen Anordnung der Straws erwartet man die im Text näher erläuterte Anordnung der Schatten von Drähten(w) und Kleber(g), wie sie in der CCD-Ebene skizziert sind.

entstehenden Bildern werden die Drahtpositionen in der Ebene der CCD rekonstruiert. Die hohe intrinsische Auflösung einer CCD ermöglicht die Bestimmung der Positionen von Drahtschatten innerhalb einer CCD Aufnahme mit wenigen Mikrometern Genauigkeit, wie die Ergebnisse der Messungen in Kapitel 2.5.1 bestätigen.

Zusätzlich zu den Intensitätseinbrüchen, wie sie durch die Absorption der Röntgenstrahlung durch die Anodendrähte verursacht werden, findet sich der Schatten einer weiteren Struktur auf den CCD Aufnahmen, der seine Ursache darin hat, dass während der Produktion einer Strawebene die Strohhalme auf ihrer gesamten Länge miteinander verklebt werden. Dabei wird das Volumen, das durch die beiden benachbarten zylindrischen Straws begrenzt wird, teilweise mit Klebstoff befüllt (siehe Abbildung 2.4). Dieser Klebstoff in Verbindung mit den Wänden der Strohhalme, deren Projektion entlang der an dieser Stelle annähernd tangential verlaufenden Röntgenstrahlen eine hohe Materialmenge ergibt, sorgt für eine Röntgenabsorption, die betragsmäßig der Absorption durch die Drähte vergleichbar ist.

Betrachtet man, wie in Abbildung 2.5, Röntgenaufnahmen von solchen Positionen innerhalb der Doppelebene, an denen die einzelnen Ebenen nicht exakt um einen halben Rohrradius versetzt sind, überlappen die Schatten von Drähten und Wänden in der Projektion nicht und man kann den Ursprung der Schatten aufgrund ihrer unterschiedlichen Gestalt bereits mit bloßem Auge erkennen. In der automatischen Datenanalyse werden die verschiedenen Schattentypen und deren

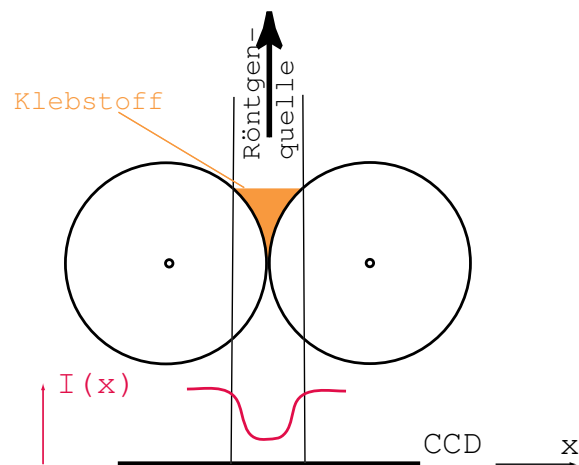


Abbildung 2.4: Zum Zustandekommen des Röntgenshadows aufgrund des Klebstoffes und der Strawwände, die einen Einbruch der Röntgenintensität  $I(x)$  in der Ebene der CCD verursachen.

Positionen von den Bildanalysealgorithmen selbst dann korrekt bestimmt, wenn die Schatten in der Projektion stark überlappen (siehe Kapitel 2.4.1).

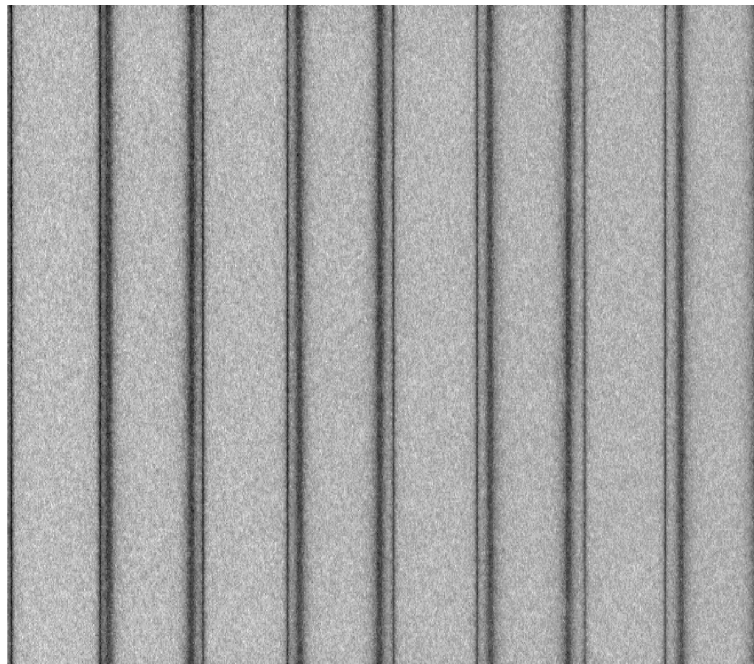


Abbildung 2.5: Typische Röntgenaufnahme einer Doppellebene, hier aufgenommen im 6mm Bereich. Die schmalen, senkrechten Schatten rühren von den Drähten her, die jeweils benachbarten, breiteren Schatten mit diffusen Rändern von den Rohrwänden (+Klebstoff) aus der entsprechenden anderen Ebene.

## 2.2 Errichtung des Teststandes

Pro Aufnahme kann mit der verwendeten CCD eine etwa  $20 \times 30 \text{mm}^2$  große Fläche abgebildet werden, weswegen nach jeder Aufnahme die CCD und die Röntgenquelle um 21mm senkrecht zu den Drähten verschoben wird, bevor erneut belichtet wird. Benachbarte Aufnahmen überlappen somit um ca. 9mm, was in der Analyse dazu benutzt wird, die einzelnen Bilder zusammenzufügen. Der Beschreibung des Aufbaus, der es erlaubt, die Doppelebenen während der Messung in einer dem Experiment ähnlichen Position zu fixieren und gleichzeitig die Möglichkeit bietet, Quelle und CCD relativ zur untersuchten Doppelebene innerhalb einer Fläche von ca.  $3.6 \times 3.6 \text{m}^2$  zu bewegen, widmet sich das folgende Kapitel.

### 2.2.1 Bildgebende Komponenten

Bei der CCD<sup>1</sup>, die für die Aufnahmen verwendet wird, handelt es sich um ein Modell, das für den Einsatz in Zahnarztpraxen entwickelt wurde und somit bereits für die Belichtung mit Röntgenstrahlen optimiert ist. Weiteres wichtiges Kriterium für die Wahl dieses Typs war die relativ große sensitive Fläche von ca.  $20 \times 30 \text{mm}^2$ , da pro Aufnahme verständlicherweise eine möglichst große Zahl von Drähten abgebildet werden soll. Die CCD hat  $684 \times 456$  aktive Pixel, von denen jedes  $44 \times 44 \mu\text{m}^2$  groß ist. Gemäß ihrer ursprünglichen Bestimmung ist sie in ein lichtdichtes Plastikgehäuse montiert, das sie unempfindlich gegen mechanische Beschädigungen macht und sie gleichzeitig vor Zerstörung durch elektrostatische Entladungen schützt. Die CCD wird von einem VME Modul ausgelesen und mit den nötigen Betriebsspannungen versorgt. Dieses wurde ursprünglich für das ATLAS Experiment entwickelt [18], wo die Zentrizität von Drähten in Driftrohren aus Aluminium ebenfalls mit CCD Aufnahmen überprüft wird. Die Bilddaten werden über den VME-Bus an einen Linux PC transferiert und dort gespeichert, dieser PC steuert unter anderem auch Beginn und Ende einer Belichtung.

Die verwendete Röntgenquelle<sup>2</sup> eignet sich für die ihr zugeordnete Verwendung deswegen besonders, da sie kontinuierlich betrieben wird und trotz kompakter Abmessungen luftgekühlt ist, sodass sie ohne großen Aufwand bewegt werden kann. Der in der Quelle erzeugte Elektronenstrahl trifft auf ein Wolframtarget, wobei der Fokus des Strahls vom Hersteller so optimiert wurde, dass die Quelle der Röntgenstrahlung als punktförmig betrachtet werden kann. Das Austrittsfenster aus Beryllium hat eine Stärke von 0.13mm und einen Durchmesser von 15mm, Röntgenstrahlung wird innerhalb eines Kegels mit einem Öffnungswinkel von ca.  $25^\circ$  emittiert. Die Quelle kann stabil mit variablen Spannungen von 20kV bis 50kV betrieben werden, wobei sich die Röntgenintensität über die Regelung der Stromstärke des Elektronenstrahls (maximal 1mA) einstellen lässt. Für die Messungen wurde die Quelle bei maximaler Spannung betrieben, die Stromstärke war mit 0.85mA ebenfalls nahe am Maximum gewählt, um die Belichtungszeiten

---

<sup>1</sup>Die CCD trägt den Verkaufsnamen „CCD 38“ und wird hergestellt von : e2v technologies, 106 Waterhouse Lane, Chelmsford, Essex CM1 2QU, England.

<sup>2</sup>K5039S-W der Firma : Kevex X-Ray, 320 El Pueblo Road, Scotts Valley, CA 95066 USA.

möglichst kurz zu halten.

### 2.2.2 Mechanische Struktur

Der Teststand wurde aus Aluminiumprofilen konstruiert, die variabel miteinander verbunden werden können und somit auch nach dem Zusammenbau eine Justage des Aufbaus ermöglichen, der schematisch in Abbildung 2.6 dargestellt ist.

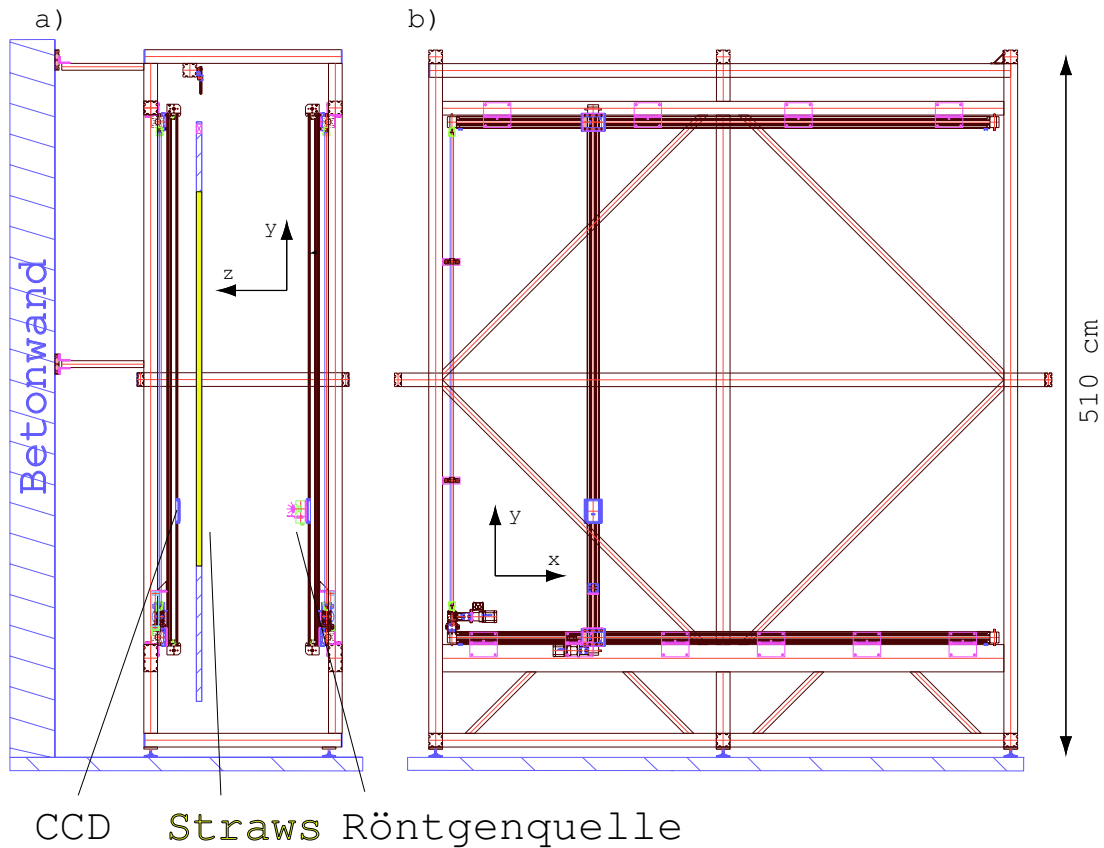


Abbildung 2.6: a) Seitenansicht des Teststandes. Die Straws hängen im Abstand von etwa 114 mm zur CCD zwischen dieser und der Röntgenquelle. Quelle und CCD sind direkt auf den beweglichen Schlitten der y-Achsen montiert. b) Frontansicht mit Blick auf die Röntgenquelle (die Doppelenebene ist nicht gezeigt). Die y-Achse ist jeweils auf den beiden (oben und unten) beweglichen Schlitten der x-Achse montiert, deren Antriebe starr miteinander verbunden sind. Zur Erhöhung der Stabilität ist der gesamte Aufbau zusätzlich gegen eine 80cm dicke Betonwand fixiert. Die Konstruktion der mechanischen Struktur und des Verfahrmechanismus lag in den Händen der Firma Tönnis [37].

Im Wesentlichen besteht der Aufbau aus einer ca.  $5 \times 5 \times 1 \text{ m}^3$  großen kastenförmigen Struktur aus Aluminium, an der die für die Messung relevanten Bauteile befestigt sind. Röntgenquelle und CCD sind jeweils unabhängig voneinander innerhalb einer Fläche von  $3.6 \times 3.6 \text{ m}^2$  verfahrbar. Die Achsen des Verfahrmechanismus bestehen aus Aluminiumbalken, entlang derer sich ein Schlitten spielfrei bewegen lässt. Für die Bewegung in y-Richtung ist ein solcher Schlitten vonnöten, auf dem die



Röntgenquelle beziehungsweise die CCD direkt montiert ist. Die x-Achse besteht aus je einem Schlitten am oberen und unteren Ende des Aufbaus, deren Antriebe mechanisch starr miteinander verbunden sind. An diesen beiden Schlitten ist die y-Achse inklusive ihres Antriebs befestigt und wird somit bei Bewegungen in x-Richtung als Ganzes mitverfahren. Die Achsen werden von vier Schrittmotoren bewegt, wobei je zwei der Schrittmotoren durch einen kommerziell erhältlichen Schrittmotorcontroller angetrieben werden. Diese Controller wiederum werden über die zwei seriellen Schnittstellen desselben PC's kontrolliert, der auch für die Durchführung und Speicherung der Röntgenaufnahmen verantwortlich ist. Ein Schritt des Schrittmotors entspricht dabei einem linearen Vorschub der Achsen von  $35\mu\text{m}$ .

Der Strawdetektor selbst hängt an denselben Befestigungspunkten, an denen er auch im Experiment eingebaut sein wird, zwischen CCD und Röntgenquelle. Der Balken, an dem die Kammern befestigt werden, ist so justiert, dass sich die Kammerenebene ca. 114mm in z-Richtung vor der Verfahrebene der CCD befindet. Bei der Befestigung und Fixierung der Doppelsebene ist darauf zu achten, dass keine Kräfte ausgeübt werden, die die Kammer verformen und somit das Messergebnis verfälschen würden. So werden die Kammern zum Beispiel während der Messung nicht durch Schrauben fixiert sondern senkrecht zur Ebene gegen ein Widerlager geklemmt, sodass der Aluminiumrahmen an einer thermischen Expansion beziehungsweise Kontraktion nicht gehindert wird. Aus demselben Grund sind auch die vertikalen Balken der y-Achse an ihren oberen Befestigungspunkten gleitend gelagert, sie werden durch die obere Aufnahme in x-Richtung lediglich geführt. Der gesamte Aufbau wurde ausschließlich aus Aluminium gefertigt, damit die unvermeidlichen Änderungen der Geometrie durch Temperaturschwankungen möglichst ähnliche Auswirkungen auf die Strawdoppelsebenen und die Eichapparatur selbst haben. Desweiteren wurde der Aufbau so konzipiert, dass pro Seite ein einzelner, mit einem Querschnitt von  $10\times 20\text{cm}^2$  besonders stabiler, Aluminiumbalken das Gewicht der beiden Achsen trägt und damit eine Richtung der Verfahrebene bereits genau definiert. Mit Hilfe von Vermessungsingenieuren des CERN konnten alle Achsen relativ zum Rahmen so justiert werden, dass sie innerhalb des Verfahrbereichs eine gedachte, senkrechte Ebene maximal 0.5mm verlassen. Für diese Justage der Achsen wurde eine Messmarke an den Schlitten befestigt und die Position dieser Probe wurde mit Theodoliten an zahlreichen Positionen innerhalb der Verfahrebene überprüft. Wenngleich die mechanische Präzision des Messaufbaus für das hier entwickelte Verfahren von untergeordneter Bedeutung ist, wurde die Betrachtung einiger systematischer Effekte durch diese genaue Justage doch erheblich erleichtert, wie später noch zu sehen sein wird.

Ein für die Eichung der gesamten Doppelsebene wichtiger Teil des Aufbaus ist in den Abbildungen nicht gezeigt. Dabei handelt es sich um ein Gitter aus Drähten, das im Abstand einiger Zentimeter zur untersuchenden Doppelsebene zwischen dieser und der Röntgenquelle angebracht ist. An den Orten dieser Referenzdrähte wird die Position der Quelle und der CCD in der Datenanalyse jeweils neu bestimmt, ein Verfahren, das in Kapitel 2.4.3 ausführlich diskutiert wird.

Ein weiterer, bislang nicht erwähnter, Teil des Aufbaus dient dem Wechsel der

Ebenen. Dieser ist in der Photographie des gesamten Aufbaus (Abbildung 2.7) erkennbar, in der Bildunterschrift wird dort dessen Funktionsweise kurz erläutert.



Abbildung 2.7: Photographie des Röntgenteststandes kurz vor der Fertigstellung. Die eigentliche Messung findet innerhalb der kastenförmigen Struktur in der rechten Bildhälfte statt. Die Doppelebenen werden hängend an dem oberen Aluminiumbalken befestigt, der den Kasten nach links verlässt, wobei sie entlang dieses Balkens verschiebbar sind. Der Teil des Aufbaus, in dem die eigentliche Messung stattfindet, ist aus Stabilitätsgründen oben geschlossen, weswegen die Doppelebenen mit Hilfe eines Krans nur dann gewechselt werden können, wenn sie nach links aus dem Kasten herausgefahren sind. Vergrößert dargestellt ist einer der 4 Schrittmotoren, die die beweglichen Achsen antreiben.

## 2.3 Datennahme

Nachdem die Doppelebene im Aufbau fixiert ist, kann mit der Datennahme begonnen werden, die pro Ebene in etwa 8 Stunden beansprucht. Das Experiment ist aus Strahlenschutzgründen komplett von einer 0.8m dicken Betonmauer umgeben, eine Strahlenschutztür stellt sicher, dass das Areal nicht betreten werden kann, sobald die Quelle in Betrieb ist. Die Software zur Steuerung der Datennahme läuft auf einem Rechner innerhalb des umbauten Bereichs und hat eine einfache, textbasierte Oberfläche, sodass die Bedienung problemlos via Netzwerk von einem anderen Rechner aus erfolgen kann. Mehrmals im Verlauf der Eich-

messungen wurde die Datennahme des am CERN befindlichen Experiments so aus München gesteuert, was problemlos möglich war.

### 2.3.1 Vorbereitende Maßnahmen

Die Datennahme erfolgt großteils automatisch, einzelne Schritte müssen jedoch von Hand durchgeführt werden. Zum Beispiel muss die Röntgenquelle manuell auf Betriebsspannung gebracht werden, was etwa 30min in Anspruch nimmt, da der Quellenstrom nur langsam erhöht werden darf.

Wie zu Beginn dieses Kapitels erläutert wurde, besteht die vollständige Eichung der Kammer aus sechs zunächst unabhängigen Messungen. Jede dieser einzelnen Messreihen bestimmt die Koordinaten aller Drähte senkrecht zur Drahrichtung an vorher festgelegter Position. Mit Hilfe der Referenzdrähte (2.4.3) werden die Messreihen dann in der Analyse auf ein gemeinsames Koordinatensystem bezogen. Die einzelnen Teilmessungen werden automatisiert durchgeführt, vor dem Start der Datennahmeprozedur müssen Quelle und CCD manuell an den Ort des Beginns einer neuen Messung gesteuert werden. Die kompletten Eichmessungen an einer Doppelebene dauern inklusive der Vorbereitungen typisch 8 Stunden.

### 2.3.2 Automatisiertes Messprogramm

Bevor die eigentliche Datennahme beginnt, wird durch eine automatische Prozedur die zu verwendende Belichtungszeit bestimmt und es werden Aufnahmen gemacht, die der späteren Verbesserung der Bildqualität dienen. Die Belichtungsbedingungen sind für die Dauer einer Teilmessung von etwa einer Stunde hinreichend stabil, sodass während der Messung keine weiteren Eichaufnahmen gemacht werden müssen. Vielmehr ändert sich die ermittelte Belichtungszeit selbst im Verlauf einer kompletten, etwa 8 Stunden dauernden Kammereichung kaum, nämlich um weniger als 2%. Die einzustellende Belichtungszeit definiert sich durch die im Mittel von einem Pixel gemessene Intensität. Für die über die CCD gemittelte Intensität wird gefordert, dass sie 30% des dynamischen Bereichs der CCD betragen soll, durch Verlängerung der Belichtungszeit ließe sich der Kontrast in den Aufnahmen also noch erhöhen. Die Wahl der Belichtungszeit ist insofern ein Kompromiss, da einerseits angesichts von etwa 1800 Einzelaufnahmen je Kammer eine Minimierung der Belichtungszeit dazu dient, die gesamte Messdauer so gering als möglich zu halten. Andererseits müssen die statistischen Fluktuationen in den Aufnahmen durch Verlängerung der Messzeit soweit verringert werden, dass die Qualität der Messung nicht beeinträchtigt wird.

Zur Einstellung der Belichtungszeit werden CCD und Röntgenquelle zunächst an einen Ort bewegt, an dem sich zwischen beiden kein Material befindet und die Belichtungszeit wird so lange variiert, bis sich die gewünschte mittlere Intensität im homogen beleuchteten CCD-Bild einstellt. Die so gefundene Belichtungszeit einer einzelnen Aufnahme beträgt bei den gewählten Betriebsparametern der Röntgenquelle etwa 3 Sekunden, sie war für die Messung aller 15 Doppelebenen näherungsweise gleich.

Dann wird die CCD aus dem Röntgenkegel bewegt und mit der festgelegten Belichtungszeit wird eine Aufnahme ohne Belichtung durch die Röntgenquelle getätigt. Die Pixelintensitäten in dieser „Dunkelaufnahme“ sind über die gesamte CCD Fläche näherungsweise konstant, sie haben ihren Ursprung in thermischen Elektronen und einem elektronisch erzeugten Untergrund.

Danach wird die CCD wieder gegenüber der Quelle positioniert und es wird eine Serie von 5 Aufnahmen gemacht, mit deren Hilfe in der Analyse die individuellen Empfindlichkeiten der einzelnen Pixel korrigiert werden. Dazu wird zunächst von den einzelnen Aufnahmen die Dunkelaufnahme subtrahiert und die 5 einzelnen Aufnahmen werden pixelweise addiert, was der Erhöhung der zur Verfügung stehenden Statistik dient. Zuletzt wird die mittlere Pixelintensität des aufsummierten Bildes auf 1 normiert und das Bild wird invertiert. Mit der so entstandenen Matrix kann durch pixelweise Multiplikation die individuelle Pixelempfindlichkeit in den Röntgenaufnahmen vor der eigentlichen Analyse korrigiert werden.

Nach Beendigung dieser Kalibrationsmessungen kann die eigentliche Messung der Drahtpositionen begonnen werden. Dazu werden zunächst Quelle und CCD entlang der Drähte an den Ort bewegt, an dem die Messung durchgeführt werden soll. Quelle und CCD werden jedoch nicht an derselben Koordinate senkrecht zu den Drähten positioniert, zu Beginn der Messung eilt die CCD der Röntgenquelle 21mm voraus (Abbildung 2.8, Position 1). Befinden sich beide Komponenten an der Startposition der Messung, wird das automatische Messprogramm gestartet, das die folgenden, in Abbildung 2.8 illustrierten Schritte bis zum Erreichen des gegenüberliegenden Endes des Strawdetektors wiederholt. Zunächst wird eine Aufnahme in der eingestellten Startkonfiguration genommen, dann wird die Quelle um 21mm bewegt, sodass sie sich nunmehr senkrecht gegenüber dem Zentrum der CCD befindet (Position 2 in Abb. 2.8). Nachdem eine weitere Aufnahme gemacht wurde, wird diesmal nur die CCD um 21mm bewegt, sodass sich wieder eine Situation wie zu Beginn der Messung ergibt. Durch dieses schrittweise Verfahren wird jeder einzelne Draht doppelt aufgenommen, die Drähte innerhalb des 9mm überlappenden Bereichs benachbarter CCD Positionen sogar dreimal, was für die Analyse weiter unten von großer Bedeutung ist.

Insgesamt werden pro einzelner Messreihe 312 Aufnahmen im Fall senkrechter und 236 Aufnahmen im Fall waagrechter Doppelebenen gemacht und gespeichert. Da je Doppelebene zur vollständigen Eichung 6 solcher Messreihen erforderlich sind, werden also insgesamt etwa 1800 beziehungsweise 1400 Bilder genommen, die entstehende Datenmenge beträgt circa 500 MByte.

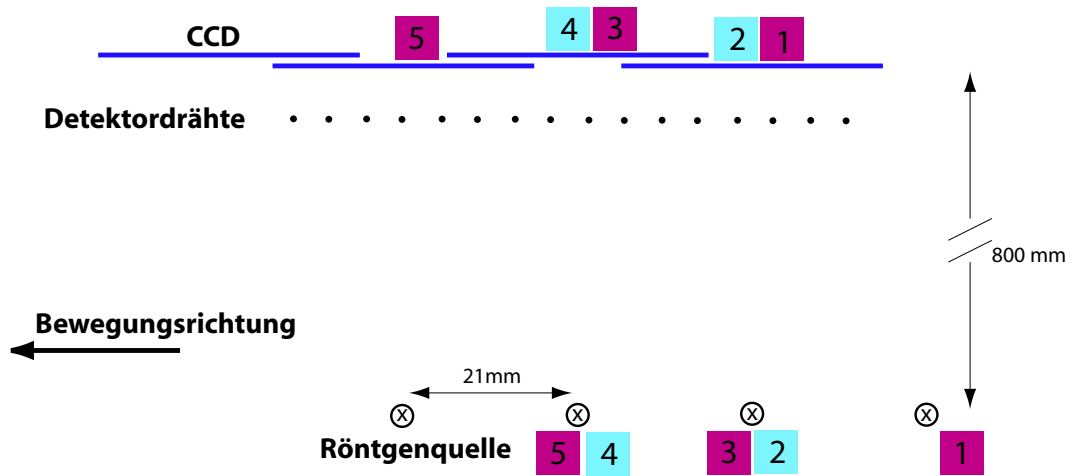


Abbildung 2.8: Veranschaulichung des Algorithmus der Datennahme. Röntgenquelle und CCD werden schrittweise bewegt, wobei nach jedem Schritt die in der Abbildung in der Reihenfolge ihres Entstehens nummerierten Aufnahmen gemacht werden. Aufnahmepositionen, bei denen sich Quelle und CCD exakt gegenüber liegen, sind farblich anders markiert als die der schrägen Konfiguration.

## 2.4 Analyse der Teststanddaten

Die Daten der Kammereichung werden entsprechend der Datennahme analysiert, das heißt, jeder der 6 scans wird zunächst unabhängig behandelt. Jede in der Analyse verwendete Aufnahme wird dabei zunächst auf die charakteristischen Eigenschaften der CCD korrigiert.

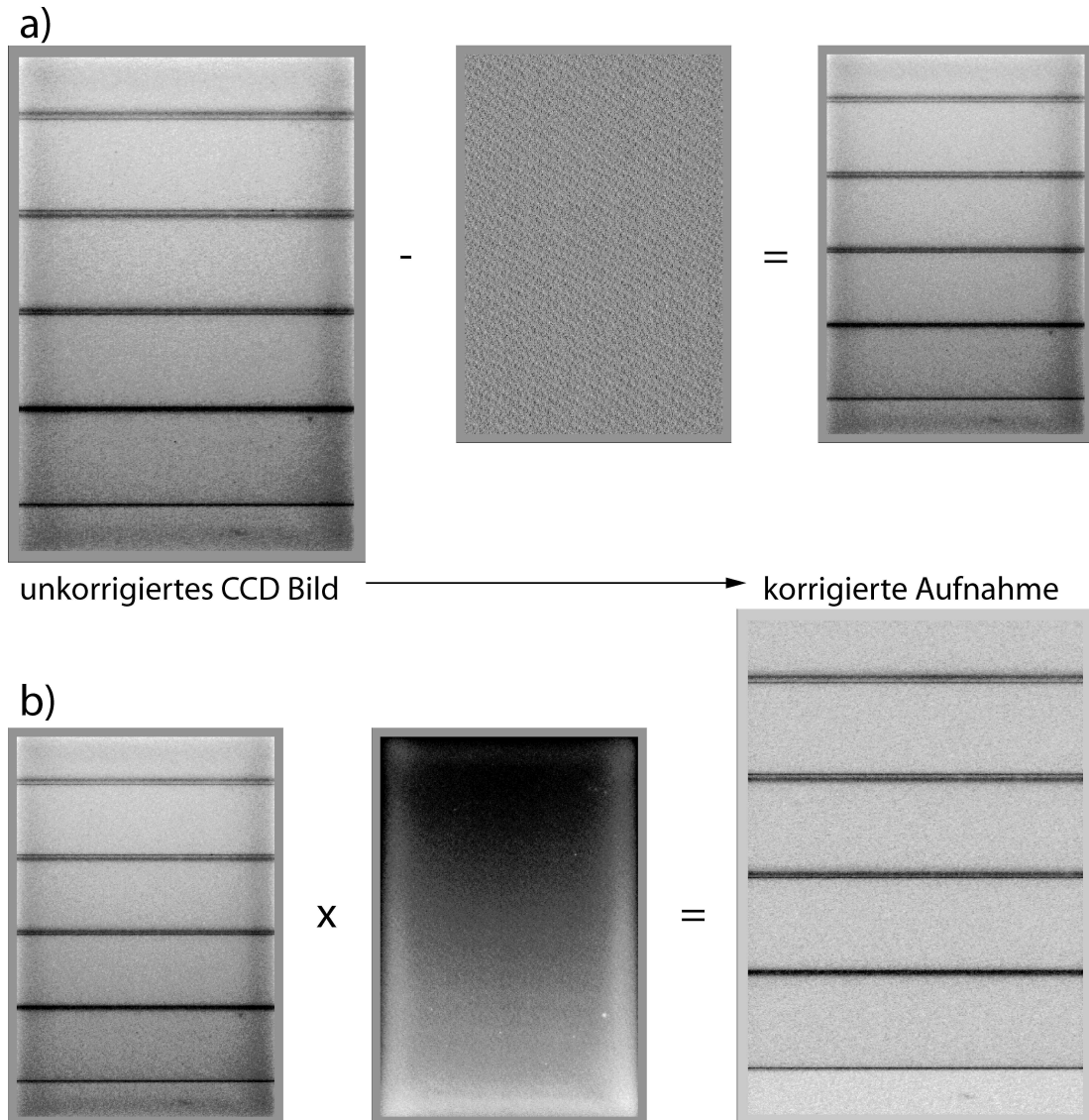


Abbildung 2.9: a) Von der CCD Aufnahme wird in der Rekonstruktion zunächst der Untergrund subtrahiert. Aufgrund der Homogenität des Untergrundes (er ist näherungsweise für alle Pixel identisch) ergibt sich dabei keine sichtbare Verbesserung der Bildqualität. b) Die unterschiedliche Sensitivität der einzelnen Pixel wird in Form der im Text beschriebenen Korrekturmatrix berücksichtigt. Bei dem hier gezeigten Beispiel handelt es sich um eine Aufnahme am Rand einer Doppelene, bei der sich im untersten Bildbereich noch kein Strawmaterial befindet. Der sich daraus ergebende Intensitätsunterschied zum oberhalb der ersten Strawwand liegenden Bereich wird erst im fertig korrigierten Bild sichtbar.

### 2.4.1 Einzelbildanalyse

Bei der Korrektur der Aufnahmen auf die CCD Eigenschaften wird zuallererst die annähernd konstante Untergrundaufnahme subtrahiert. In Abbildung 2.9 ist auch der zweite Schritt der Bildkorrektur illustriert. Dabei handelt es sich um die pixelweise Multiplikation der Intensitäten mit den Werten der Korrekturmatrix, deren Entstehen in Kapitel 2.3.2 erläutert wird. Die unkorrigierten CCD Aufnahmen zeigen eine globale Zunahme der Intensität von oben nach unten, was auf die Auslese der CCD zurückzuführen ist. Die CCD wird zeilenweise am unteren Bildrand ausgelesen, wobei nach erfolgter Zeilenauslese alle Pixel um eine Reihe nach unten verschoben werden. Da die Röntgenquelle während des ca. 0.5 Sekunden dauernden Ausleseprozesses nicht abgeschirmt wird, werden alle Pixel bis zum Zeitpunkt Ihrer Auslese weiter gleichmäßig belichtet, demzufolge wird das Verhältnis von Signal zu Untergrund entgegen der Ausleserichtung systematisch geringer. Da die Korrekturaufnahmen mit der gleichen Belichtungszeit aufgenommen werden, verschwindet dieser systematische Effekt durch obige Korrektur ebenso wie die Struktur an den Rändern der CCD, die eine Eigenschaft der verwendeten CCD ist.

#### Analysemethode

Zur Bestimmung der Drahtpositionen senkrecht zur Bewegungsrichtung der CCD werden zunächst die Pixelintensitäten innerhalb des in Abbildung 2.10 gestrichelt markierten Bereichs auf die Achse senkrecht zu den Drähten projiziert.

Der Bildanalysealgorithmus, der die Positionen der Drahtschatten innerhalb einer Aufnahme bestimmt, wird auf die so entstandene eindimensionale Darstellung angewendet. Dabei wird zunächst der konstante Level der Intensität zwischen den Drähten in einem zweistufigen Prozess bestimmt. Schatten werden zunächst in dem Bereich angenommen, in dem die Intensität unterhalb eines festen Bruchteils der über das gesamte Bild gemittelten Intensität liegt. Im zweiten Schritt wird die Intensität des Hintergrundes dadurch genauer bestimmt, dass zu dessen Berechnung nur die Intensitäten in den Umgebungen der preliminären Schatten verwendet werden. Das endgültige Schattenintervall, das der weiteren Analyse unterzogen wird, definiert sich wiederum durch ein Unterschreiten eines festen Bruchteils der Hintergrundintensität. Dieses Verfahren ist so nur anwendbar, wenn der Hintergrundlevel innerhalb der gesamten Aufnahme konstant ist, das heißt die vorherige Bildkorrektur ist für die Anwendung des hier beschriebenen Algorithmus zwingend erforderlich.

Innerhalb der Schattenbereiche wird nun durch ein zweistufiges Fitverfahren die genaue Position eines Schattens bestimmt und anhand der Fitergebnisse wird auf den Ursprung des Schattens, Draht oder Kleber, geschlossen. Wie man den Abbildungen 2.10 und 2.11 entnehmen kann, sind prinzipiell drei Fälle möglich. Sind die Schatten aus den verschiedenen Doppelebenen des Strawdetektors in der Ebene der CCD weit genug voneinander entfernt, werden sie als unabhängige Schatten gefunden und behandelt. Dies ist für alle Schatten der Fall, die in Abb. 2.11 durch die gaußförmige Fitfunktion (blau) beschrieben werden. Über-



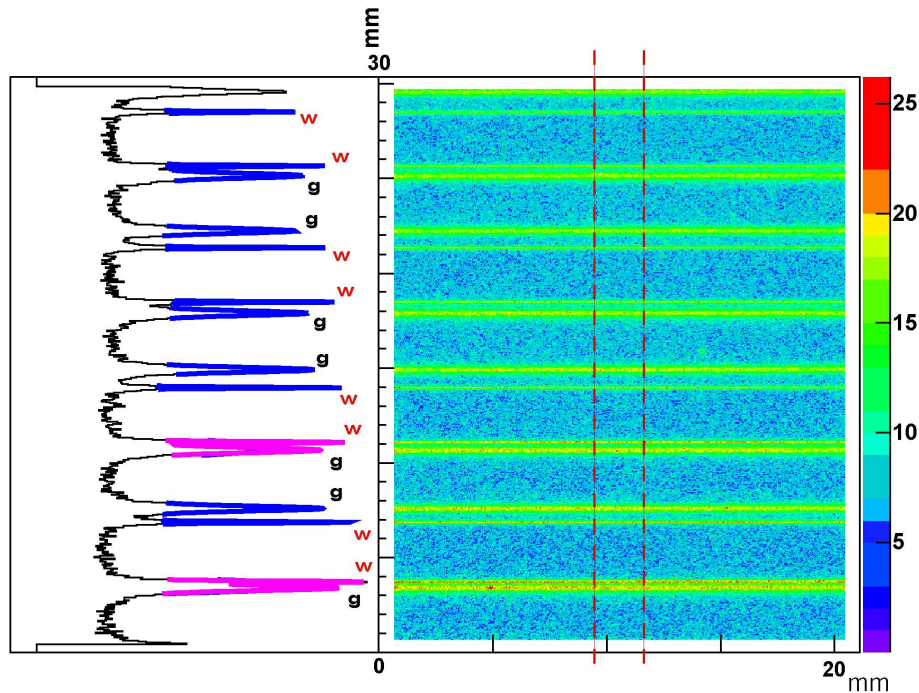


Abbildung 2.10: Der rot gestrichelte Bereich innerhalb des 2 dimensionalen Bildes wird auf die Achse senkrecht zu den Drähten projiziert. Innerhalb des eindimensionalen Bildes in der linken Bildhälfte werden die Drahtpositionen (w) mittels geeigneter Funktionen angefitet und von den Schatten des Klebers (g) unterschieden (siehe dazu Abb. 2.11). Man erkennt das Schattenmuster, wie es in der Prinzipskizze 2.3 erläutert ist. Zu der der Röntgenröhre zugewandten Strawebene gehört der 1., 3., 5. und 7. Drahtpeak (w) von oben. Entsprechend entstammen die anderen w-Peaks der zweiten Strawebene, die der CCD zugewandt ist. Der 1. und der 3. mit g gekennzeichnete Peak gehört zum 3. w-Peak, die 3 Peaks bilden somit das Wand-Draht-Wand Muster eines Straws.

lappen die Schatten von Drähten und Strawwänden in der Projektion des Bildes innerhalb eines Schattenbereiches, muss dieser kombinierte Schatten durch eine andere Funktion beschrieben werden, wie dies zum Beispiel für den in der Abbildung herausvergrößerten linken Doppelschatten der Fall ist. In allen Fällen wird zunächst mit geeigneten Startparametern<sup>3</sup> folgende Gauß-Funktion an die Daten angepasst :

$$f(x) = C_1 + C_2 e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{x-C_3}{C_4} \right)^2} \quad (2.1)$$

Bei der Interpretation des Fitergebnisses wird die Tatsache ausgenützt, dass Drahtschatten immer dieselbe Gestalt haben und dass während der Produktion der Doppellebene die Klebstoffmenge pro Längeneinheit in guter Näherung konstant gehalten wird, sodass auch die Gestalt der Klebstoffschatten zumindest immer ähnlich ist. Die Schatten werden anhand der Tiefe des Intensitätseinbruchs

<sup>3</sup>Für den Parameter  $C_1$  in Gleichung 2.1 ist dies der bei der Festlegung der Schattenpositionen bestimmte Hintergrundlevel. Die übrigen Startparameter für Breite, Position und Tiefe des Schattens werden aus der Intensitätsverteilung direkt bestimmt.



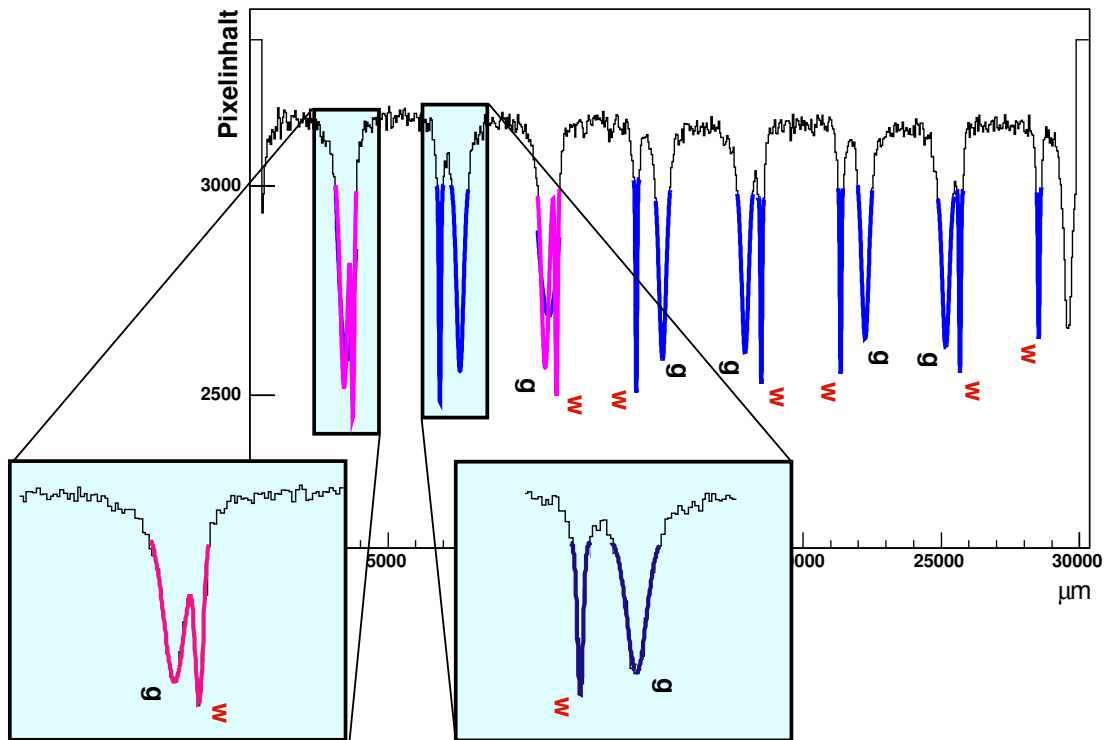


Abbildung 2.11: Innerhalb der einzelnen Bereiche werden die Positionen der Schatten durch fit einer analytischen Funktion (dicke durchgezogene Linien) bestimmt. Überlappen die Schatten von Draht (w) und Kleber (g) im Fitbereich, wird eine komplexere Funktion verwendet, wie im linken herausvergrößerten Beispiel gezeigt (In der nicht vergrößerten Darstellung ist zusätzlich noch das Zwischenergebnis des zweistufigen Fitverfahrens zu erkennen). In den beiden vergrößerten Bereichen sind die 3 prinzipiell möglichen Fälle (Draht einzeln, Kleber einzeln, Draht und Kleber überlappend) gezeigt, die relevante Achse ist aus Gründen der Darstellung vierfach gedehnt.

( $C_2$  in Formel 2.1), der Schattenbreite ( $C_4$ ) und des  $\chi^2$  dieses ersten Fits klassifiziert, wobei bereits eindeutig zwischen den 3 möglichen Fällen unterschieden werden kann. In den Fällen getrennter Schatten steht also die Position des Schwerpunktes des Drahtschattens ( $C_3$ ) bereits fest, für überlappende Schatten wird ein erneuter Fit mit folgender Funktion durchgeführt :

$$f(x) = C_1 + C_2 e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{x-C_3}{C_4} \right)^2} + C_5 e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{x-C_6}{C_7} \right)^2} \quad (2.2)$$

Diese Funktion ist konsequenterweise die Addition zweier Funktionen zur Beschreibung eines einzelnen Schattens, weswegen die Interpretation der Fitparameter analog erfolgt. Insbesondere wird aufgrund der Breite der Gaußfunktionen festgelegt, welcher der beiden relevanten Terme schlussendlich den interessierenden Schatten des Drahtes beschreibt.

In einigen wenigen Fällen pro Doppellebene kann anhand der verwendeten Kriterien keine eindeutige Zuordnung einer Schattenstruktur zu einer der beschriebenen Typen erfolgen. In diesen Fällen wird das Vorhandensein einer unbekannt



Abstand  $z_0$  zwischen CCD und Quelle, so lässt sich aus den Aufnahmen B und C die Position  $z_1$  des Drahtes senkrecht zur CCD-Ebene bestimmen.

$$z_1 = \frac{x_1 z_0}{x_1 + x_0} \implies dz_1 = \sqrt{\left(\frac{x_1}{x_1 + x_0}\right)^2 (dz_0)^2 + \left(\frac{x_1 z_0}{(x_1 + x_0)^2}\right)^2 (dx_0)^2}$$

Bei Annahme großzügiger Fehler für den Abstand  $z_0$  und die Genauigkeit des Antriebs der Röntgenquelle ( $dz_0=1\text{mm}$  und  $dx_0=0.1\text{mm}$ ; sichere, durch Schiebelenenmessung bestätigte, obere Grenzen), ergibt sich eine Unsicherheit von etwa  $0.4\text{mm}$  als obere Grenze in der Messung der Koordinate  $z_1$ , was sowohl für die Bestimmung der Teilchenimpulse im Experiment (siehe Kapitel 2) als auch für die Messung der x-Koordinate der Drähte (siehe unten) ausreichend ist.

Zur Bestimmung der x-Koordinate werden die relativen Abstände der Drähte innerhalb einer CCD Aufnahme verwendet, die nach Abbildung 2.13 unabhängig von der x-Koordinate der CCD und der Quelle sind, sodass die präzise Messung dieser Koordinate keinerlei mechanische Präzision des Aufbaus in dieser Richtung voraussetzt.

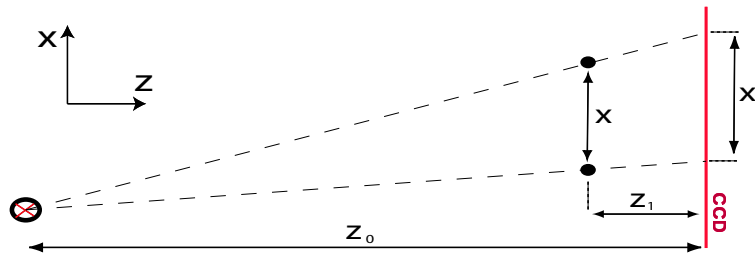


Abbildung 2.13: Projektion der gemessenen Abstände  $x'$  an den Ort der Drähte.

Allerdings müssen die Abstände  $z_0$  und  $z_1$  in Abbildung 2.13 bekannt sein, um den gemessenen Drahtabstand  $x'$  in die Drahtebene projizieren zu können. Es gilt :

$$x = x' \frac{z_0 - z_1}{z_0} \implies dx = \sqrt{\left(\frac{x'}{z_0}\right)^2 (dz_1)^2 + \left(\frac{z_1 x'}{z_0^2}\right)^2 (dz_0)^2}$$

Mit obigen oberen Grenzen für den Fehler von  $z_0$  und  $z_1$  ist ein Fehler  $dx$  von etwa  $7\mu\text{m}$  zu erwarten, im Hinblick auf die angestrebte Genauigkeit der Ortsbestimmung von  $50\mu\text{m}$  ist dies absolut tolerabel.

Während der Analyse der Daten werden die Ergebnisse permanent auf Konsistenz geprüft, im Rahmen der Möglichkeiten werden auftretende Fehler automatisch korrigiert. Abbildung 2.14 zeigt eine Grafik, wie sie für jedes Paar von Aufnahmen mit konstanter CCD Position zur späteren Kontrolle der Analyseergebnisse angefertigt wird. Bis auf die Drähte an den äußersten Rändern der Bilder werden dieselben Drähte auf beiden Aufnahmen abgebildet.

Wird in einem der Einzelbilder ein Draht nicht gefunden, fehlt die Assoziation zu dem betreffenden Draht in der anderen Aufnahme und die Drahtposition kann

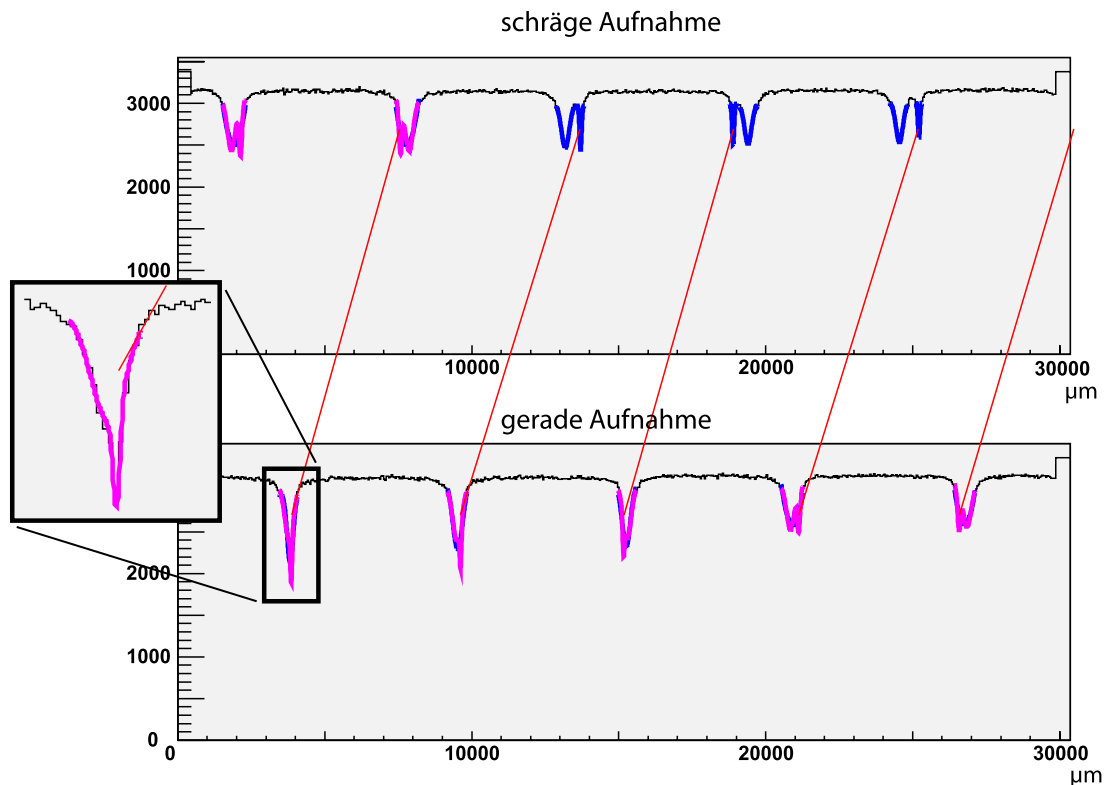


Abbildung 2.14: Zwei Aufnahmen derselben Drähte mit sich unterscheidender Position der Röntgenquelle. Die vom Algorithmus als zusammengehörig identifizierte Schatten sind durch eine Linie miteinander verbunden, deren Steigung ein Maß für die  $z$ -Koordinate ist (siehe dazu Abbildung 2.12). Wie in der Vergrößerung erkennbar, werden die Drahtpositionen auch dann gefunden, wenn sich Drahtschatten und Kleberschatten an derselben Position befinden.

mit Hilfe dieser Aufnahme rekonstruiert werden. Für die Bestimmung der  $z$ -Koordinate ist die Kenntnis der Schattenposition in beiden Bildern erforderlich, sodass diese auf andere Art festgelegt werden muss, sobald eine der Informationen fehlt. Zu diesem Zweck wird während der Analyse ständig die mittlere  $z$ -Koordinate und der mittlere Drahtabstand für die 10 dem aktuell betrachteten Draht nächsten Nachbarn ermittelt. Kann die  $z$ -Koordinate nicht aus den Daten bestimmt werden, wird angenommen, sie entspräche genau dieser mittleren mitlaufenden  $z$ -Koordinate. Fehlt ein Draht in beiden Aufnahmen, erkennt man dies daran, dass die zwei dann benachbarten Drähte ähnliche  $z$ -Koordinaten haben, zwischen diesen also ein Draht in der anderen Ebene fehlen muss. Desweiteren wird geprüft, ob der tatsächlich gefundene Draht einen Abstand zum vorhergehenden Draht derselben Ebene hat, der innerhalb eines mittels des mitlaufenden mittleren Abstandes vorhergesagten Intervalls liegt. In allen Fällen, in denen diese Konsistenzprüfungen Unstimmigkeiten vermuten lassen, werden die betreffenden Bildnummern und eventuell automatisch vorgenommenen Korrekturen protokolliert.

Etwa 1% aller Aufnahmen ist nach der Beendigung der automatischen Analyse

einer manuellen Kontrolle der Ergebnisse mit Hilfe dieses Protokolls zu unterziehen. Für eine weitere Iteration kann dem Algorithmus bei seinem Start eine Liste von Drähten und deren Positionen übergeben werden, die dann nicht mehr frei gefittet werden. Pro scan mit ca. 300 Aufnahmen und etwa 1600 zu findenden Schattenpositionen ist diese manuelle Parameterübergabe typischerweise für 3 bis 5 Drähte erforderlich.

### 2.4.3 Rekalibrierung mittels externer Referenzdrähte

Zur Kontrolle der CCD Position nach mehreren Aufnahmen ist zusätzlich ein im Aufbau fest installiertes Gitter aus Drähten zwischen Röntgenquelle und Strawdoppelebene angebracht. An den genau bekannten Positionen dieser Referenzdrähte wird die Koordinate der CCD neu bestimmt, eine sich ergebende Abweichung von der durch das Anneinanderreihen der einzelnen Aufnahmen berechneten Position wird dabei korrigiert. Bei der Korrektur wird als Maßstab der feste Abstand des aktuellen Referenzdrahtes zum vorherigen verwendet, die innerhalb dieses Intervalls gefundenen Detektordrahtkoordinaten werden entsprechend skaliert. Diese Maßnahme dient zum Einen der Kontrolle des Verfahrens, insbesondere werden auf diese Weise aber eventuelle systematische Fehler aufgrund der Annahmen zur z-Koordinate (siehe 2.4.2) korrigiert. Desweiteren werden die 6 unabhängigen Teilmessungen einer kompletten Kammereichung zu einem Gesamtgitter mit gemeinsamen Koordinatensystem unter Verwendung der Referenzdrähte zusammengefügt.

Das Referenzdrahtgitter besteht für die senkrechten Detektordrähte aus Drahtpaaren, die im Abstand von 30cm entlang der x-Koordinate angebracht sind, wobei der relative Abstand der beiden Drähte eines Paares 20mm beträgt. Aus konstruktiven Gründen beträgt der Abstand der Drahtpaare in y-Richtung 60cm und der Abstand innerhalb des Paares ist 12mm. Die Drahtstärke der Referenzdrähte wurde mit  $70\mu\text{m}$  deutlich größer als die  $30\mu\text{m}$  der Detektordrähte gewählt, um die Referenzdrähte in den Röntgenaufnahmen eindeutig identifizieren zu können (siehe Abbildung 2.15). Da das Gitter der Referenzdrähte von den Detektordrähten unabhängig ist, können sich Drahtschatten des Referenzdrahtgitters und der Detektordrähte in der CCD-Ebene überlappen. In solchen Fällen ist die Positionsbestimmung des Referenzdrahtes ohne weiteres möglich, der Detektordraht kann allerdings innerhalb des kombinierten Schattens nicht mehr aufgelöst werden. Daher werden in der Analyse der einzelnen Aufnahmen zunächst die vorhandenen Referenzdrähte bestimmt und der Bereich ihres Schattens wird für die weitere Analyse nicht berücksichtigt. Eventuell dort befindliche Detektordrähte werden erfolgreich durch die in Kapitel 2.4.2 beschriebenen Korrekturverfahren gefunden und rekonstruiert.

Die Referenzdrähte werden mit Hilfe spezieller Präzisionspins an einem Aluminiumbalken befestigt, bei dem die Position der Löcher, in welche die Pins gepresst werden, mit einer Genauigkeit von  $20\mu\text{m}$  bekannt ist<sup>4</sup>. Die ursprünglich für das

---

<sup>4</sup>Die Arbeiten wurden in einer Aufspannung von einer C&C-Fräse mit einer maximalen Verfahrsweite von 4m bei konstanter Umgebungstemperatur durchgeführt.

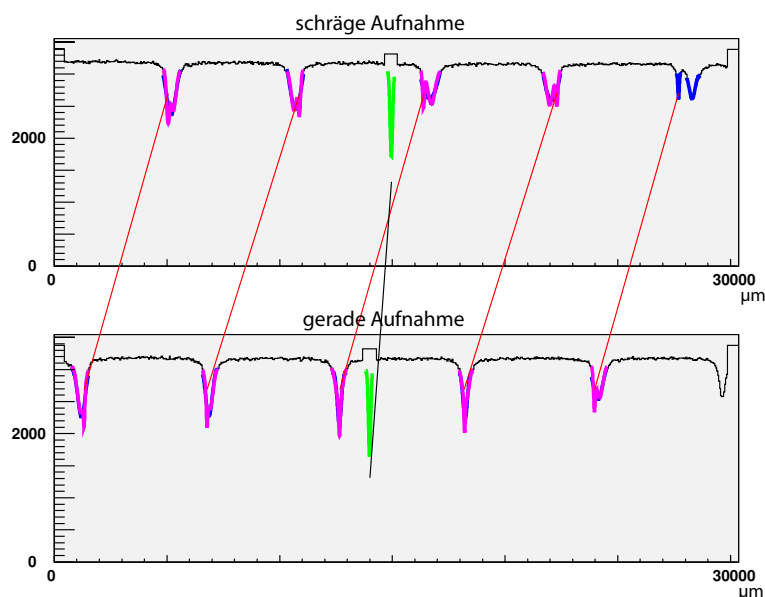


Abbildung 2.15: Die Schatten der  $70\mu\text{m}$  dicken Referenzdrähte (in der Mitte des Bildes) können von den Schatten des Klebers und der Detektordrähte allein aufgrund Ihrer Tiefe leicht unterschieden werden. Da die Referenzdrähte eventuell angrenzende Drahtschatten stark dominieren, können diese in solch einem Fall nicht mehr identifiziert werden. Daher ist der Bereich um einen Referenzdrahtschatten für die weitere Analyse ausgeschlossen, was hier am Fehlen der Datenpunkte in der Umgebung der Referenzdrähte sichtbar wird.

ATLAS Experiment [17] entwickelten Präzisionspins stellen sicher, dass sich der Drahtmittelpunkt auf  $5\mu\text{m}$  genau im Zentrum der zylindrischen Aufnahmen befindet.

### vertikale Ebenen

Die vertikalen Referenzdrähte sind mit 300 Gramm schweren Gewichten versehen und hängen unter dem Einfluss der Schwerkraft im Messaufbau, wobei sich zur Dämpfung unerwünschter Schwingungen die Gewichte zusätzlich in einem Ölbad befinden. Die Abstände der Referenzdrähte untereinander werden durch den oben beschriebenen Aluminiumbalken bestimmt, aufgrund der Schwerkraft verlaufen die Drähte parallel.

### horizontale Ebenen

Die horizontalen Referenzdrähte sind an zwei senkrechten Aluminiumbalken montiert, wobei die Drähte an einer Seite fest mit den Balken verbunden sind. An der jeweils anderen Seite werden die Drähte über einen zylindrischen Stahlstift in die Vertikale umgelenkt und dort mit einem 300 Gramm schweren Gewicht versehen. Eine Schwingungsdämpfung erfolgt im Fall der horizontalen Drähte nur durch die innere Reibung des Drahtes selbst und durch Reibung zwischen Draht und Umlenkzylinder. Im Gegensatz zu den senkrechten Drähten ist der Verlauf

dieser Referenzdrähte nicht von vorneherein bekannt, da diese selbst unter dem Einfluss der Schwerkraft einen Durchhang von etwa  $500\mu\text{m}$  aufweisen. Der Verlauf aller horizontalen Referenzdrähte wird daher zunächst unter der Annahme untersucht, dass diese alle denselben, parallelen Verlauf haben und sich dieser somit durch eine gemeinsame Parametrisierung beschreiben lässt. Dafür werden CCD und Röntgenquelle entlang der horizontalen Referenzdrähte bewegt, das heißt ihrem Verlauf wird in x-Richtung bei fester Höhe y gefolgt, und alle Referenzdrähte werden an denselben, festgelegten Positionen aufgenommen. An die Superposition aller Schattenpositionen dieser Aufnahmen wird die in Abbildung 2.16 gezeigte Funktion F angepasst.

$$F(x) = C_0 + C_1(x - C_3)^2 + C_2(x - C_3)^3 + C_4(x - C_3)^4$$

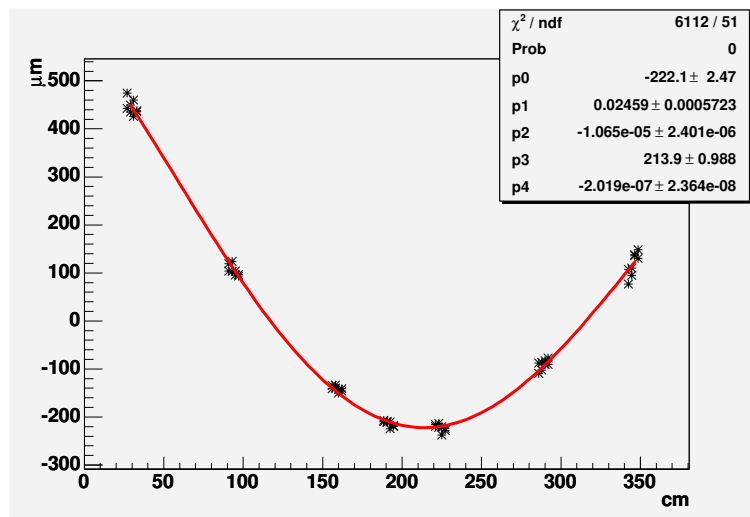


Abbildung 2.16: Die Messungen aller horizontalen Referenzdrähte werden superponiert und die im Text beschriebene Funktion wird an die Daten angepasst.

Wie sich zeigt, ist die Annahme der Gültigkeit einer gemeinsamen Parametrisierung für alle Referenzdrähte gut erfüllt, die mittlere Abweichung der gemessenen von den vorhergesagten Positionen beträgt etwa  $8\mu\text{m}$ , wie aus Abbildung 2.17 ersichtlich ist. Diese Ungenauigkeit ist ähnlich groß wie der Fehler der Bestimmung der einzelnen Drahtkoordinaten selbst (siehe 2.4.2) und kann somit akzeptiert werden. Aus der Form der den Drahtdurchhang beschreibenden Kurve erkennt man, dass die beiden die Drähte fixierenden Balken offensichtlich in unterschiedlicher Höhe y montiert sind. Dieser Höhenunterschied von etwa  $300\mu\text{m}$  unterscheidet sich von einer schiefen Relativbewegung der CCD zum Referenzdrahtgitter dadurch, dass sich in letzterem Fall das Minimum des Durchhanges exakt mittig zwischen den beiden Aufhängepunkten (linker und rechter Messwert) befinden müsste. Die Ungenauigkeit der relativen Abstände der Aufhängepunkte beträgt etwa  $30\mu\text{m}$ . Dem wird Rechnung getragen, indem der Parameter  $C_3$  (Position des maximalen Durchhanges), der sehr empfindlich auf die genaue Position der

Aufhängepunkte reagiert, für jeden Referenzdraht individuell angepasst wird. Die Übereinstimmung des Durchhanges der verschiedenen Referenzdrähte in unabhängigen Messungen bestätigt außerdem, dass beim Verfahren des senkrechten Balkens die CCD in unterschiedlichen Höhen hinreichend genau auf parallelen Bahnen läuft. Die prinzipiell noch bestehende Möglichkeit einer Durchbiegung der Fahrschiene nach oben ist durch Messungen der Geometer mit einer Genauigkeit von besser als  $100\mu m$  ausgeschlossen.

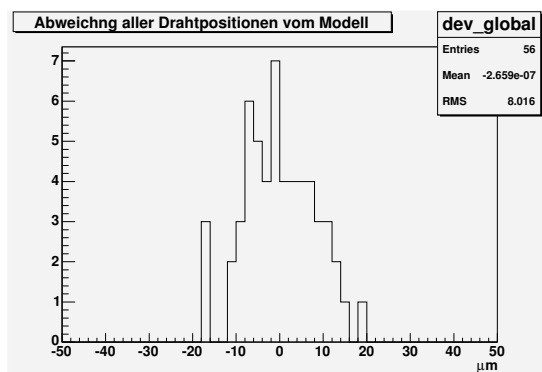


Abbildung 2.17: Abweichung der Messwerte von der für die horizontalen Referenzdrähte gefundenen Parametrisierung.

Zur Bestimmung der y-Koordinate der einzelnen Referenzdrähte in der Analyse wird die Form des Durchhanges, also die Parameter  $C_1$ ,  $C_2$  und  $C_4$ , für alle Drähte identisch angenommen, die Position des maximalen Durchhanges  $C_3$  wird an die individuellen Referenzdrähte angepasst. Die Durchführung dieser Anpassung und die Betrachtung der einzelnen Referenzdrähte ist in Anhang A dokumentiert, die Ergebnisse sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Draht Nr.	1	2	3	4
$C_3$ [cm]	211.1	216.7	210.4	214.3
RMS [ $\mu m$ ]	6.1	8.4	7.0	5.9
Draht Nr.	5	6	7	8
$C_3$ [cm]	207.8	210.3	208.2	208.3
RMS [ $\mu m$ ]	4.8	12.8	9.4	6.8
feste Parameter	$C_1$	$C_2$	$C_4$	
	$2.459 \times 10^{-2}$	$-1.066 \times 10^{-5}$	$-2.019 \times 10^{-7}$	

Tabelle 2.1: Parameter der im Text genannten Funktion zur Beschreibung der horizontalen Referenzdrähte. RMS bezeichnet die mittlere quadratische Abweichung der Messwerte von der endgültigen Parametrisierung des betreffenden Drahtes.



## 2.5 Ergebnisse der Messungen

Mit den zur Kammereichung aufgenommenen und analysierten Daten lässt sich zum einen die Geometrie einer Doppelebene vollständig beschreiben, zum anderen kann durch die Art der Datennahme auch die Frage nach der Genauigkeit der Eichmessungen selbst beantwortet werden.

Dabei ergeben sich aufgrund des verwendeten Verfahrens automatisch 3 charakteristische Längenskalen, auf denen die Genauigkeit überprüfbar ist. Zum einen ist zu zeigen, wie genau die Position des Drahtschattens auf der CCD selbst bestimmt werden kann. Dies entspricht der Genauigkeit, mit der die Relativpositionen der Detektordrähte innerhalb einer Länge von wenigen Zentimetern gefunden werden. Das Aneinanderreihen der einzelnen CCD-Aufnahmen kann auf der Längenskala der Gitterweite des Referenzdrahtgitters (30cm bzw. 60cm) überprüft werden, indem man die gemessenen Abstände zwischen benachbarten Referenzdrähten aus mehreren unabhängigen Messungen miteinander vergleicht.

Der Vergleich der gemessenen mit den nominalen Referenzdrahtpositionen über die gesamte aktive Detektorfläche schließlich liefert den mittleren Fehler bei der Bestimmung der absoluten Koordinaten der einzelnen Detektordrähte.

### 2.5.1 Genauigkeit der Eichmessungen

Der großzügige Überlapp benachbarter Aufnahmen von 9mm führt häufig, vorwiegend im Bereich der 6mm Straws, dazu, dass sich gleichzeitig zwei benachbarte Drahtschatten im Überlappbereich befinden und dadurch doppelt aufgenommen werden. Mit Hilfe dieser Aufnahmen kann die Genauigkeit der Rekonstruktion der CCD Verschiebung und damit auch die Genauigkeit der Bestimmung der Schattenpositionen überprüft werden. Die Verschiebung der CCD Position  $X$  wird während der Analyse aus den beiden Positionen ein und desselben Drahtes auf den benachbarten CCD Aufnahmen bestimmt.

$$X_1 = pos_{12} - pos_{11}$$

Die Differenz zweier unabhängiger Bestimmungen derselben Verschiebung sollte im Idealfall verschwinden. Eine gemessene Verteilung solcher Differenzwerte  $\Delta X$  ist also ein Maß für die Genauigkeit der Bestimmung der CCD Verschiebung und somit auch der Positionsbestimmung eines einzelnen Schattens selbst.

$$0 \stackrel{!}{=} \Delta X = X_2 - X_1 = (x_{22} - x_{21}) - (x_{12} - x_{11})$$

Betrachtet man die Verteilungen von  $\Delta X$  aus verschiedenen scans in Abbildung 2.18, findet man diese wie erwartet um den Ursprung zentriert, die mittlere Breite  $\sigma_{\Delta X}$  der Verteilung beträgt für alle Doppelebenen etwa  $3.5\mu m$ . Die beobachtete Breite hängt dabei ausnahmslos von der Genauigkeit der Positionsmessung eines einzelnen Drahtschattens auf der CCD ab, denn es ist :

$$\sigma_{\Delta X} = \sqrt{d^2(X_2) + d^2(X_1)} = \sqrt{d^2(x_{22}) + d^2(x_{21}) + d^2(x_{12}) + d^2(x_{11})}$$

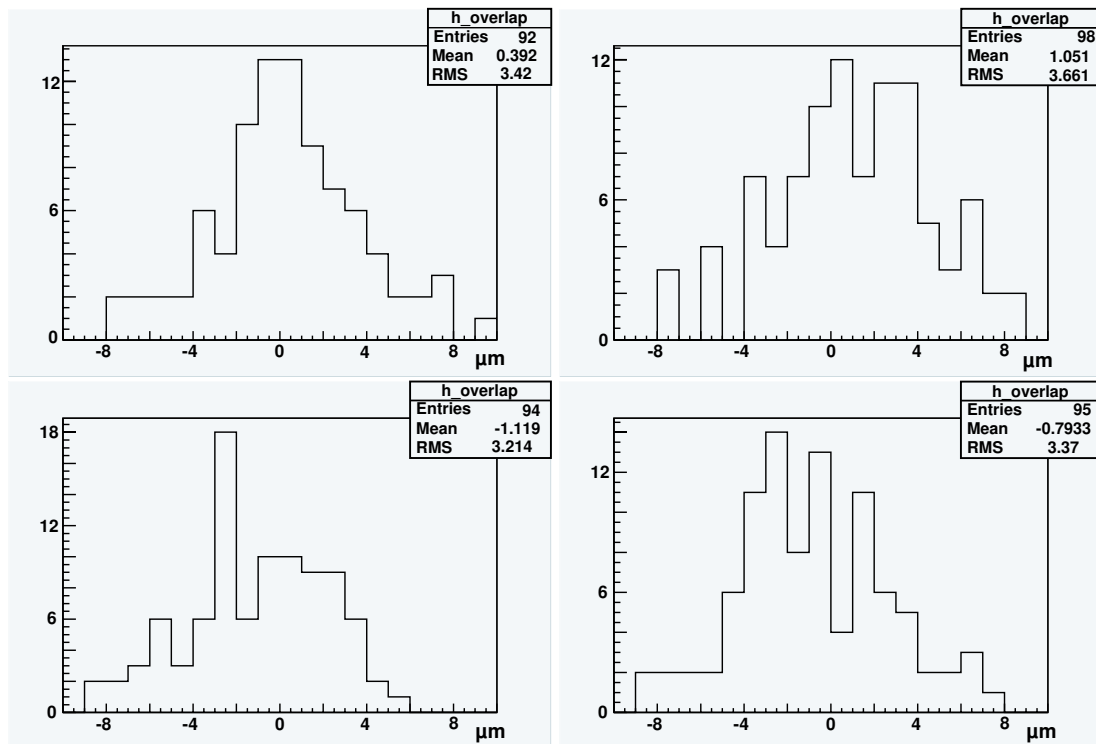


Abbildung 2.18: Vier typische Beispiele für die Verteilung der Differenzen  $\Delta X$  zweier unabhängiger Bestimmungen derselben CCD-Verschiebungen. Aus der beobachteten Variation der Werte ergibt sich die Genauigkeit der Positionsbestimmung eines einzelnen Detektordrahtes zu  $1.75\mu m$  (siehe Text).

Der Fehler der Positionsbestimmung eines einzelnen Drahtschattens in der CCD Ebene beträgt also etwa  $1.75\mu m$  ( $3.5\mu m/\sqrt{4}$ ). Interpretiert man obiges Ergebnis im Hinblick auf die Genauigkeit, mit der die tatsächliche Bewegung der CCD rekonstruiert werden kann, so ergibt sich, dass dies auf etwa  $2.4\mu m$  ( $3.5\mu m/\sqrt{2}$ ) genau möglich ist. Die Relativposition von Detektordrähten innerhalb einiger CCD Aufnahmen ist also auf wenige Mikrometer genau messbar.

Die maximal zwischen 2 Rekalibrationen der CCD Position durch Referenzdrähte zurückgelegte Strecke beträgt 60cm (für die senkrechten Drähte 30cm), was in etwa 30 einzelnen Schritten der CCD entspricht. Wäre der Fehler in der Ortsmessung auf dieser Längenskala nur durch die Ungenauigkeit in der Reproduktion der einzelnen CCD Schritte gegeben, würde man demzufolge etwa  $13\mu m$  ( $\sqrt{30} * 2.4\mu m$ ) für die Größe des Fehlers erwarten. Anhand der Referenzdrähte läßt sich nun die tatsächliche Unsicherheit der Koordinaten zwischen den Rekalibrierungspunkten bestimmen, indem man die von der CCD gemessenen Abstände zwischen benachbarten Referenzdrähten aus mehreren unabhängigen Messungen miteinander vergleicht. Pro Doppelebene wird jeder dieser Abstände durch die 6 unabhängigen scans bestimmt. Diese lassen sich nun unter der einzigen Annahme, dass benachbarte Referenzdrähte im Erdfeld parallel hängen, miteinander vergleichen. Damit keinerlei Annahmen über den tatsächlichen Abstand der Re-

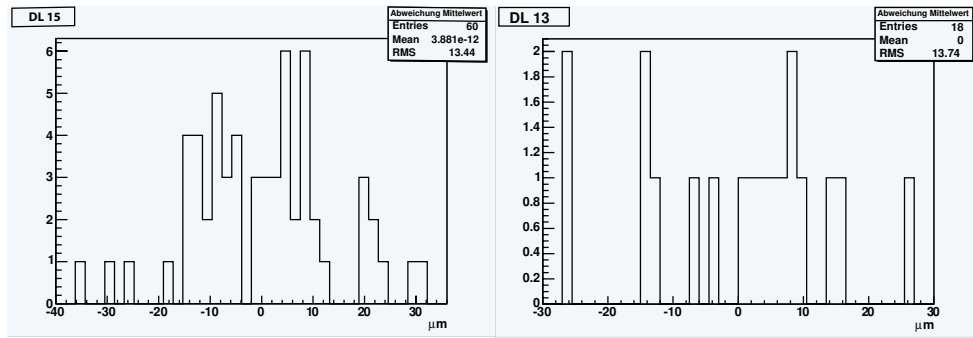


Abbildung 2.19: Differenz der mittels CCD-Verschiebungen bestimmten Referenzdrahtabstände unabhängiger Messungen vom Mittelwert der durch die selben Messungen bestimmten Abstände. Im Fall der horizontalen Ebenen (rechte Darstellung) existieren nur 4 Referenzdrahtpaare, sodass hier nur anhand von 3 Abständen eine Überprüfung möglich ist und sich demzufolge weniger Werte (3 Abstände \* 6 Messungen) ergeben als im senkrechten Fall (linke Darstellung) mit 11 Drahtpaaren.

Referenzdrähte in diese Genauigkeitsbetrachtung eingehen, werden in Abbildung 2.19 jeweils die Abweichungen der einzelnen Messwerte vom mittleren gefundenen Abstand aufgetragen. Als typische Breite  $\sigma_{kurz}$  dieser Verteilungen ergibt sich ein Wert von  $16\mu m$ , auf einer Längenskala von etwa 60cm ist die Relativposition der Detektordrähte also auf eben diese  $16\mu m$  (1 Sigma) genau bestimmt.

Die Ergebnisse dieses Tests sind für alle Ebeneneichungen in Tabelle 2.2 zusammengefasst, es sei hier zusätzlich darauf hingewiesen, dass in die aus den Messungen bestimmten Werte nicht nur der Fehler der CCD Verschiebungen eingeht, sondern auch die Genauigkeit, mit der die Referenzdrähte selbst gefunden werden, sowie systematische Fehler, die sich aufgrund der Unsicherheit in der Kenntnis der z-Koordinate der CCD ergeben können (siehe 2.4.2). Da jede Messreihe in 60cm Abständen auf den Referenzdrahtabstand rekaliert wird, geben die genannten Fehler obere Grenzen für die endgültigen Detektordrahtabstände über 60cm an. Auf ähnliche Weise wie oben beschrieben kann eine obere Grenze für die Genauigkeit bestimmt werden, mit der alle Koordinaten innerhalb der etwa  $8m^2$  großen Detektorfläche bekannt sind. Dazu werden die gemessenen Abstände mit den nominalen Abständen der Referenzdrähte verglichen (siehe Abbildung 2.20), anhand derer gemäß Kapitel 2.4.3 jeweils die Korrektur der CCD Position erfolgt. Zusätzlich zu den im vorigen Absatz beschriebenen Unsicherheiten geht in diese Betrachtung also die Genauigkeit ein, mit der sich die Referenzdrähte selbst an ihren Sollpositionen befinden. Die betrachtete Größe beinhaltet also alle möglichen Fehlerquellen innerhalb der gesamten vermessenen Fläche, die Breite  $\sigma_{total}$  der korrespondierenden Werteverteilungen ist daher erwartungsgemäß größer als die Abweichung  $\sigma_{kurz}$  obiger Variationen, auf die die absoluten Referenzdrahtkoordinaten keinen Einfluss haben. Die Abweichungen vom Mittelwert, also die Abweichungen von einem homogenen Drahtgitter,  $\sigma_{total}$  aus den verschiedenen Eichmessungen sind ebenfalls in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Im Mittel über alle Messungen ergibt sich ein Wert von  $20\mu m$  bei einer maximal beobachteten

Eichung(DL)	1	2	3	4	5	6	7	8
$\sigma_{kurz}$	$16\mu m$	$10\mu m$	$19\mu m$	$16\mu m$	$19\mu m$	$14\mu m$	$15\mu m$	$12\mu m$
$\sigma_{total}$	$24\mu m$	$16\mu m$	$26\mu m$	$16\mu m$	$24\mu m$	$20\mu m$	$23\mu m$	$18\mu m$
Eichung(DL)	9	10	11	12	13	14	15	
$\sigma_{kurz}$	$21\mu m$	$20\mu m$	$12\mu m$	$13\mu m$	$14\mu m$	$14\mu m$	$14\mu m$	
$\sigma_{total}$	$25\mu m$	$21\mu m$	$18\mu m$	$21\mu m$	$19\mu m$	$17\mu m$	$19\mu m$	

Tabelle 2.2: Dargestellt sind die Variationen  $\sigma_{kurz}$  und  $\sigma_{total}$  der im Text beschriebenen Größen. Die Größe  $\sigma_{kurz}$  beschreibt dabei den mittleren Fehler der Ortsmessung innerhalb zweier Referenzdrähte, wohingegen  $\sigma_{total}$  den Fehler der gemessenen Koordinate innerhalb der gesamten Detektorfläche angibt, also dem absoluten Messfehler des Verfahrens entspricht.

Abweichung von  $26\mu m$ .

Man darf also davon ausgehen, dass die absolute Position der Detektordrähte innerhalb des bei der Eichung verwendeten Koordinatensystems durch die Röntgenmessung im Mittel besser als  $25\mu m$  genau bestimmt wird. Die oben betrachteten Messwerte kontrollieren gleichzeitig, dass sich während des gesamten Analyseverfahrens einer Doppellebene keine unerkannten Fehler ergeben haben, die sich in einer großen Abweichung eines der betrachteten Werte äußern würden. Ob ihrer Wichtigkeit für das gesamte Verfahren sind die durch obige Analyse bestimmten Graphen für alle Eichmessungen in Anhang B dokumentiert.

Betrachtet man Abbildung 2.20, fällt auf, dass die mittlere Differenz zwischen gemessenen und nominalen Referenzdrahtpositionen nicht Null ist, wie man dies zunächst erwarten könnte. Im dargestellten Fall ist im Mittel der tatsächliche Abstand benachbarter Referenzdrähte größer als der nominelle Abstand.

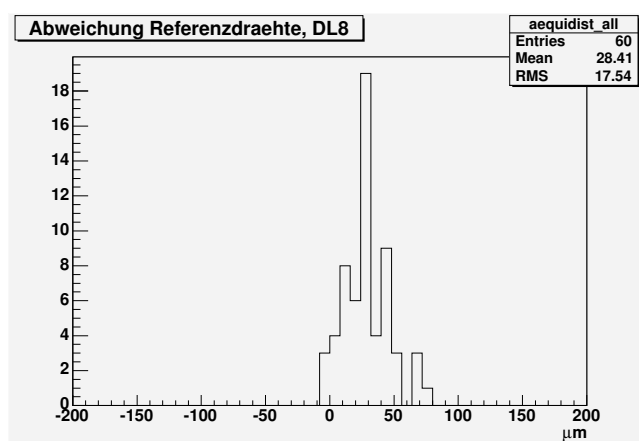


Abbildung 2.20: Differenz der mittels CCD-Verschiebungen bestimmten Referenzdrahtabstände von den nominalen Abständen (Doppellebene #8). Die Größe  $\sigma_{total}$ , die die Genauigkeit der Koordinatenmessung beschreibt, ist die Standardabweichung vom Mittelwert der Verteilung, wie im Text beschrieben.

Dies ist darin begründet, dass das Referenzdrahtgitter selbst den Einflüssen der wechselnden Umgebungstemperatur unterliegt und sich dadurch die Längenskala innerhalb des Gitters reproduzierbar verändert, was im folgenden Kapitel eingehend untersucht wird. Im COMPASS Experiment sind die Temperaturänderungen größer als während der Eichmessungen, zur Anpassung der Eichung an die Bedingungen im Experiment muss immer ein allgemeiner Skalenfaktor optimal an die Daten angefügt werden.

### 2.5.2 Temperaturverhalten des Teststandes

Bei den hohen, in vorigem Kapitel über Distanzen einiger Meter gefundenen Genauigkeiten, spielt die Temperatúrausdehnung der verwendeten Materialien eine wichtige Rolle. Es ist zu bedenken, dass der Wärmeausdehnungskoeffizient von Aluminium, aus dem sowohl die Detektorrahmen als auch alle Strukturen der Röntgenapparatur bestehen, mit  $24\text{-}26 \frac{\mu\text{m}}{\text{°Cm}}$  [19] außerordentlich hoch ist. Im Vergleich dazu beträgt etwa dieser Koeffizient für das Silizium des CCD Chips lediglich  $2 \frac{\mu\text{m}}{\text{°Cm}}$  [20]. Die 3.2m Distanz zwischen den entferntesten Referenzdrähten ändert sich zum Beispiel für die zu unterschiedlichen Jahreszeiten durchgeführten Eichmessungen aufgrund der Temperaturschwankungen von mehr als  $10^\circ\text{C}$  um etwa einen Millimeter. Daher ist eine sinnvolle Aussage über absolute Koordinaten der Referenzdrähte mit einer Fehlerangabe von  $20\mu\text{m}$  nur bei konstanter Umgebungstemperatur möglich. Da die Temperatur im Röntgenteststand wie auch im COMPASS Experiment allerdings nicht stabilisiert ist, stellt sich die Frage, ob eine Eichung unter diesen Bedingungen die geforderte Genauigkeit überhaupt erreichen kann und ob die gemessenen Koordinaten bei sich permanent ändernder Temperatur sinnvoll weiter verwendet werden können.

Für die positive Beantwortung dieser Frage ist entscheidend, dass die Temperaturschwankungen während einer einzelnen 8-stündigen Messung innerhalb des Raumes, in dem sich der Messaufbau befindet, möglichst gering sind. Die absolute Temperatur selbst spielt dabei eine untergeordnete Rolle. Die Temperatur der Aluminiumkomponenten wurde während der Eichmessungen an verschiedenen Stellen innerhalb des Aufbaus bestimmt und deren Schwankung betrug im Verlauf einer Messung typischerweise etwa  $1^\circ\text{C}$ . Dieser Wert beinhaltet sowohl den horizontalen Temperaturgradienten innerhalb des Messraumes als auch die tageszeitliche Temperaturschwankung zwischen Beginn und Ende einer Messung. Die gute Konstanz der Temperatur ist der moderierenden Wirkung der 80cm starken Betonwände zu verdanken, die den Aufbau aus Strahlenschutzgründen eng umschließen.

Die Referenzdrähte definieren ein Gitter von Stützpunkten, von dem angenommen wird, dass es sich unter dem Einfluss der Temperaturänderungen homogen ausdehnt beziehungsweise zusammenzieht. Die Gitterweite, also der Abstand benachbarter Drähte, wurde bei unbekannter Temperatur eingestellt und wird auch für die Analyse als konstant betrachtet. Für die vertikalen Referenzdrähte ist das Gitter durch die Positionen der Bohrungen im tragenden Balken während der Produktion festgelegt, für die horizontalen Drähte durch die Parametrisierung des

Drahtverlaufs aus Kapitel 2.4.3 und die Positionen der Präzisionslöcher in den vertikal verlaufenden Aluminiumbalken. Die Gitterweite wird also jeweils durch den Abstand der Präzisionsbohrungen in den tragenden Aluminiumbalken bestimmt, die zu unterschiedlichen Jahreszeiten und somit auch bei unterschiedlichen Temperaturen angefertigt wurden. Demnach sollte sich die Gitterweite bezüglich einer beobachteten Temperaturexstension wie reines Aluminium verhalten.

Dies kann man durch einen Vergleich der nominalen und somit temperaturunabhängigen Abstände benachbarter Referenzdrähte mit den aus der Messung mit Hilfe der Methode der überlappenden CCD Aufnahmen gewonnenen Abständen überprüfen. Exemplarisch ist in Abbildung 2.20 das Ergebnis dieses Vergleichs für alle senkrechten Referenzdrähte aus den Daten einer beliebigen Messung dargestellt. Die beiden die Werteverteilung charakterisierenden Größen sind der Mittelwert und die Breite der Verteilung, beide lassen Rückschlüsse auf das System der Referenzdrähte zu. Die Breite ist das Maß für die erzielte Genauigkeit in der spezifischen Messung, wie bereits in Kapitel 2.5.1 ausgeführt wurde. Der Mittelwert hingegen beschreibt die Änderung der Skala des Referenzdrahtgitters aufgrund der Temperaturschwankungen, da vom annähernd temperaturunabhängigen Verfahren der CCD Verschiebungen ein sich vom Nominalabstand unterscheidender mittlerer Referenzdrahtabstand gefunden wird. Der Nominalabstand der senkrechten Referenzdrähte beträgt 300mm, im hier gezeigten Fall bedeutet der gemessene positive Wert der Abweichung von etwa  $28\mu\text{m}$  also, dass sich das Gitter auf einer Länge von 300mm um  $28\mu\text{m}$  gedehnt hat. Diese Längenänderung von  $95\mu\text{m}/\text{m}$  entspricht einer Temperaturerhöhung von  $4^\circ\text{C}$  für reines Aluminium.

Alternativ lässt sich die Längenausdehnung des Referenzdrahtgitters und somit des tragenden Aluminiumbalkens darstellen, wenn man die Differenz der gemessenen und der nominalen Drahtposition gegen die Nominalposition aufträgt. Die Steigung der in Abbildung 2.21 an die Wertepaare angepassten Geraden ist also ein direktes Maß für die Temperatur zum Zeitpunkt der Messung, je höher diese war, desto größer wird die ermittelte Geradensteigung sein. In der Grafik sind die Daten derselben Eichmessung dargestellt wie in Abbildung 2.20, aus der mittleren Geradensteigung der vier Scanpositionen von  $0.92 \pm 0.04 \frac{\mu\text{m}}{\text{cm}}$  erhält man direkt die Längenänderung, die erwartungsgemäß mit dem aus Abbildung 2.20 bestimmten Wert übereinstimmt.

Betrachtet man für alle durchgeführten Messungen die Änderungen der Referenzdrahtabstände in Abhängigkeit der Temperatur, lässt sich der Ausdehnungskoeffizient des Referenzdrahtgitters direkt ablesen. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.22 gezeigt, die Abstandsänderungen der Referenzdrähte (siehe Anhang B) sind dort auf einen Meter skaliert und gegen die Temperatur zum Zeitpunkt der Messung aufgetragen. Aus der Steigung der angepassten Geraden erhält man direkt den Ausdehnungskoeffizienten von etwa  $25 \frac{\mu\text{m}}{^\circ\text{Cm}}$ , der sehr gut mit dem Literaturwert für Aluminium von  $24\text{-}26 \frac{\mu\text{m}}{^\circ\text{Cm}}$  übereinstimmt. Eine Schwierigkeit ergibt sich dennoch in der Interpretation des Ergebnisses, da auch das Silizium des CCD Chips einer, wenn auch erheblich geringeren, Temperaturexstension unterworfen ist. Diese beträgt etwa  $2 \frac{\mu\text{m}}{^\circ\text{Cm}}$ , sodass man bei Berücksichtigung der Ausdehnung der CCD in Abbildung 2.22 einen Wert der Geradensteigung von  $26\text{-}28 \frac{\mu\text{m}}{^\circ\text{Cm}}$  erwarten

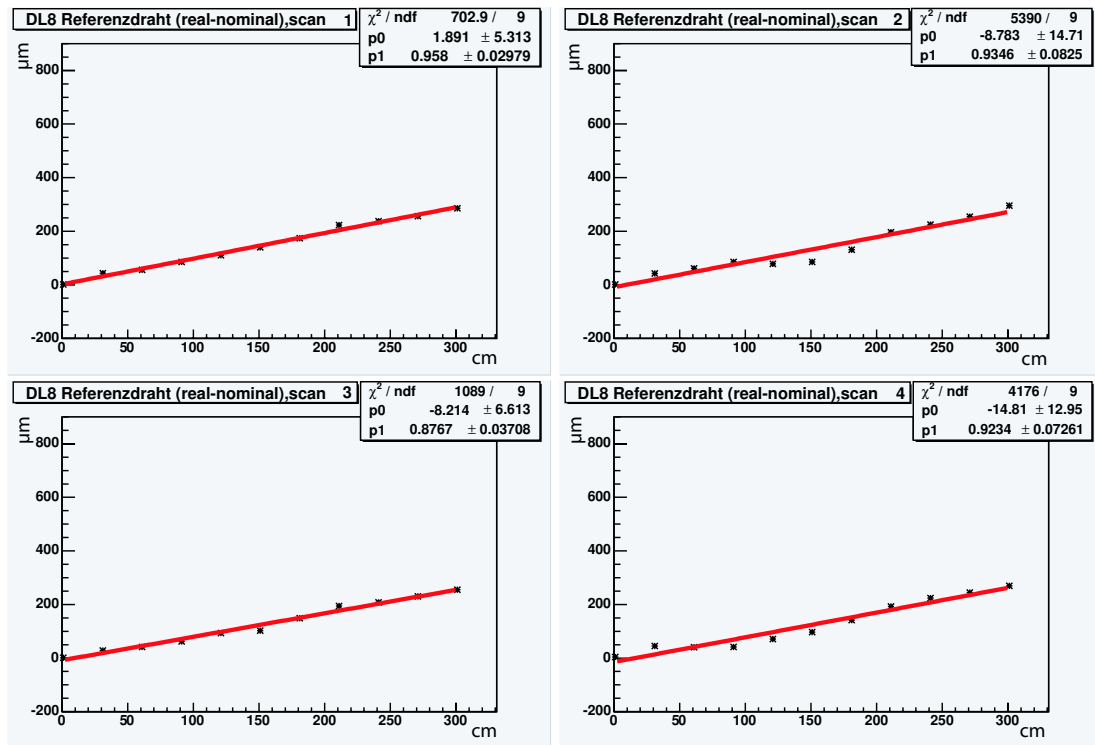


Abbildung 2.21: Durch die Methode der CCD-Verschiebungen bestimmte Position der Referenzdrähte aufgetragen gegen deren Nominalposition am Beispiel von 4 Scanpositionen der Doppellebene 8. Die Steigung der an die Messwerte angepassten Geraden ist ein Maß für die Temperatur, je größer diese ist, desto höher war die Temperatur zum Zeitpunkt der Messung im Vergleich zu der Temperatur, bei der der Aluminiumbalken bearbeitet wurde.

würde. Dies ist im Rahmen der Fehler zwar möglich, wird durch die Messwerte allerdings nicht gestützt. Wahrscheinlicher ist, dass die CCD aufgrund der elektrischen Verluste eine geringe konstante Heizleistung erfährt, die sie auf näherungsweise konstanter Temperatur hält. Die Frage nach dieser Verlustleistung konnte allerdings nie zufriedenstellend beantwortet werden, sodass die angebotene Erklärung hier Spekulation bleiben muss.

Die obigen Ergebnisse zeigen, dass die Temperaturänderungen zwischen den einzelnen Eichmessungen das Referenzdrahtgitter reversibel und vorhersagbar beeinflussen. Die Änderung des Skalenfaktors entspricht dabei recht gut dem Literaturwert von Aluminium, wie es aufgrund der Konstruktion des Referenzdrahtgitters zu erwarten war. Dies bedeutet, dass der Maßstab, der durch das Referenzdrahtgitter festgelegt wird, durch einfache Multiplikation eines Skalenfaktors auf andere Umgebungstemperaturen umgerechnet werden kann, die Absoluttemperatur zum Zeitpunkt der Eichmessung ist für die Genauigkeit des Ergebnisses also von geringer Bedeutung.

Für den Einsatz der Strohalmkammern im Experiment bedeutet dies, dass für jede Doppellebene ein globaler Faktor aus den Daten der Spurrekonstruktion zu bestimmen ist, anhand dessen die Daten der Röntgeneichung an die momenta-

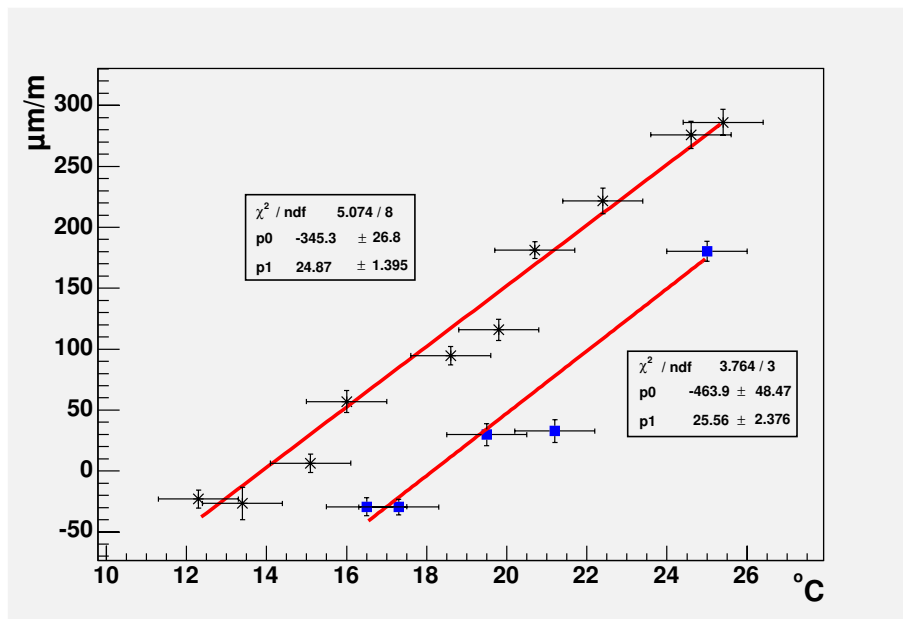


Abbildung 2.22: Darstellung der Korrekturen der Referenzdrahtpositionen gegen die Temperatur zum Zeitpunkt der betreffenden Eichmessung. Die Steigung der angepassten Geraden entspricht dem Ausdehnungskoeffizienten des Materials, aus dem der Referenzdrahtrahmen besteht. Der Literaturwert von  $24\text{-}26 \frac{\mu\text{m}}{\text{Cm}}$  für Aluminium wird gut reproduziert. Senkrechte Drähte (oben) und waagrechte Drähte (unten) müssen hier getrennt betrachtet werden, da die entsprechenden Balken zu unterschiedlichen Jahreszeiten und somit bei unterschiedlichen Temperaturen produziert wurden.

nen Betriebsbedingungen anzupassen sind. Da die Temperatur im COMPASS Experiment nicht geregelt wird, variiert diese mit der Zeit bezüglich der Temperatur bei der Eichmessung. Daher muss regelmäßig ein freier Skalierungsfaktor zur Anpassung der Röntgeneichung aus den Daten des Experiments bestimmt werden, das Zeitintervall zwischen den Anpassungen wird durch den tageszeitlichen Temperaturverlauf bestimmt. Diese Vorgehensweise kann allerdings nur dann fehlerfreie Ergebnisse liefern, wenn auch die Strawdetektoren selbst ein homogenes, reproduzierbares Temperaturverhalten zeigen, was in Kapitel 2.5.5 eingehender untersucht werden wird.

### 2.5.3 Geometrische Eigenschaften der Driftkammern

Die Betrachtung aller Ergebnisse der Röntgeneichung zeigt, dass die Geometrie der untersuchten Ebenen denselben globalen Gesetzmäßigkeiten folgt, die im Folgenden kurz dargestellt sind.

Die einzelnen Detektordrähte sind generell einer statistischen Abweichung von ihrer Nominalposition in einer Größe von etwa  $30\mu\text{m}$  unterworfen. Diese erklärt sich zwanglos aus den mechanischen Eigenschaften der verwendeten Drahtpositionierer. Aus fertigungstechnischen Gründen hat die Drahtaufnahme des Spacers einen Durchmesser von  $100\mu\text{m}$ , sodass der  $30\mu\text{m}$  starke Anodendraht um bis zu



$35\mu\text{m}$  azentrisch in den Spacern fixiert sein kann. Desweiteren ist der Spacerdurchmesser selbst kleiner als der Innendurchmesser der Strohhalm, damit sich der Spacer an den Drähten in den Straw ziehen lässt. Die Differenz der Durchmesser beträgt etwa  $60\mu\text{m}$ , sodass das Zentrum des Spacers selbst um bis zu  $30\mu\text{m}$  zum Rohrmittelpunkt versetzt sein kann.

Wie in Abbildung 2.23 gezeigt wird, ist dieser statistischen Schwankung eine Variation der mittleren Drahtabstände auf einer Längenskala von einigen zehn Zentimetern überlagert. Durch die innerhalb einer solchen Schwankungslänge systematisch zu kleinen bzw. zu großen Abstände entfernen sich die Drähte kontinuierlich immer weiter von ihrer Sollposition, sodass in einigen Fällen Gruppen von mehreren Drähten mehr als  $500\mu\text{m}$  von ihrer Nominalposition abweichen.

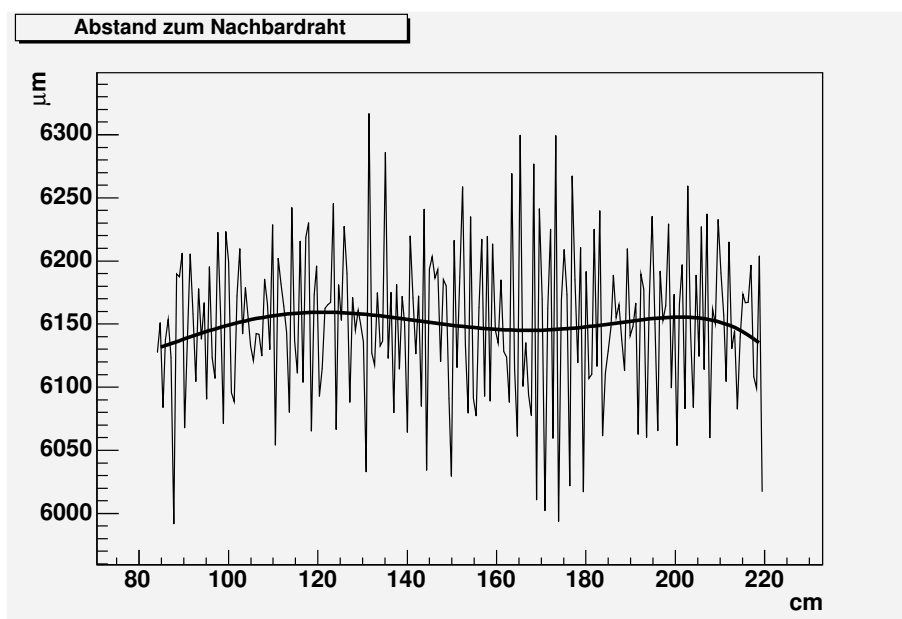


Abbildung 2.23: Aufgetragen sind die Abstände zwischen benachbarten Detektordrähten gegen deren Position aus der Auswertung eines scans im Bereich der 6mm Röhren. Der Abstand benachbarter Drähte variiert statistisch um etwa  $\pm 30\mu\text{m}$ . Dieser Variation ist eine langreichweitige Änderung des mittleren Drahtabstandes überlagert. Zur Verdeutlichung dieser langreichweitigen Komponente ist in der Abbildung ein Polynom fünften Grades an die Daten angepasst.

Desweiteren weicht der Verlauf der Detektordrähte typischerweise deutlich von einer gedachten Geraden ab, das heißt an den Spacerpositionen werden die Strohhalmröhren, vermutlich durch die Carbonstreifen an denen sie befestigt sind und die der Stabilisierung dienen, aus dem geraden Verlauf abgelenkt. In Abbildung 2.24 ist der Verlauf einiger Drähte mit dem Verlauf eines senkrechten, per Definition gerade verlaufenden, Referenzdrahtes verglichen. In dem Beispiel können die Drähte, die den zwei verschiedenen Einzelebenen entstammen, aufgrund ihres unterschiedlichen Drahtverlaufs eindeutig unterschieden werden. Eine Drahtgruppe verläuft näherungsweise gerade in festem Winkel zum Referenz-

draht, die der anderen Ebene entstammende Gruppe zeigt einen gekrümmten Drahtverlauf, in dessen Scheitel die Drähte etwa  $200\mu\text{m}$  von einer gedachten Geraden abweichen.

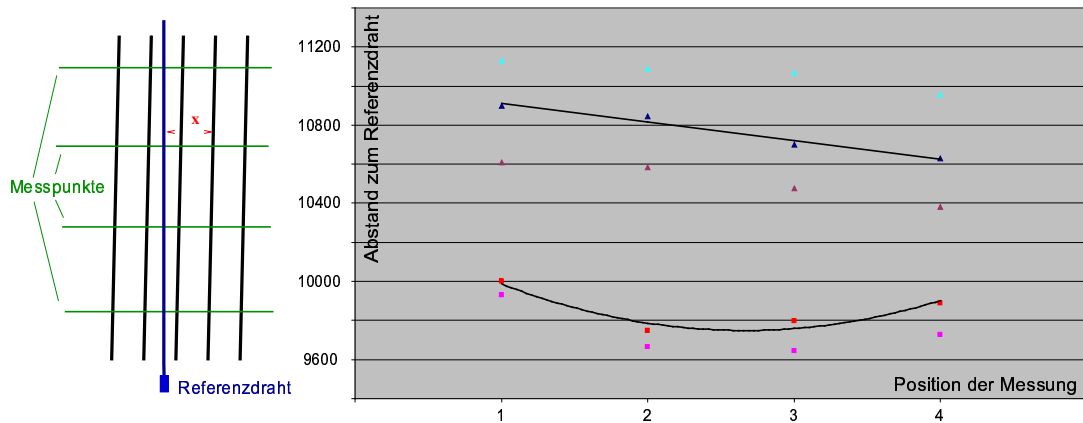


Abbildung 2.24: Vergleich einiger Detektordrähte, deren Verlauf entlang eines senkrechten Referenzdrahtes verfolgt und an den Positionen der Spacer (siehe linke Bildhälfte) aufgenommen wurde. In der Darstellung des Abstands  $x$  der Detektordrähte zum senkrechten Referenzdraht erkennt man deutlich die zwei Gruppen von Drähten, die aus den verschiedenen Detektorebenen stammen. Die durchgehenden Linien in der Darstellung der Ergebnisse dienen hier lediglich der Verdeutlichung des Effektes.

Wie auch das Beispiel in Abbildung 2.24 bereits zeigt, sind die einzelnen Ebenen einer Doppellebene generell als unabhängige Detektoren zu betrachten, aufgrund der Eigenschaften der einen Ebene lassen sich keine Rückschlüsse auf die jeweils andere Ebene ziehen. Dies wird durch die Ebenenproduktion auch nahegelegt [4], wo die Ebenen zunächst einzeln produziert und erst im letzten Schritt an wenigen Punkten miteinander verbunden in den Halterahmen aus Aluminium eingeklebt werden.

Die Zentrität der Drähte innerhalb der Strohalmröhrchen wird durch das Analyseverfahren nicht automatisch untersucht, da bei einer Überprüfung einer hinreichend großen Gruppe von Strohalmröhrchen die Drähte deutlich besser als  $100\mu\text{m}$  zentrisch gegenüber den Strawänden beobachtet wurden, wobei die maximale jemals beobachtete Abweichung von der Zentrität etwa  $300\mu\text{m}$  betrug. Die R-T-Relation der Driftrohre wird durch azentrische Drahtanordnung über die veränderte Geometrie des elektrischen Feldes [21] natürlich verändert, jedoch ist die Änderung der R-T-Relation selbst im Fall der Abweichung um  $300\mu\text{m}$  noch so gering, dass die Auswirkung auf die erzielbare Ortsauflösung vernachlässigbar ist. Die Drahtposition selbst muss natürlich genau bekannt sein, da ein Fehler hier direkt in die Ortsauflösung propagiert, während für den Abstand zwischen Draht und Kathodenfläche wesentlich größere Variationen erlaubt sind. Im Hinblick auf die maximal erzielbare Ortsauflösung der Strohalm-driftrohre von etwa  $150\mu\text{m}$

kann also für die untersuchten Detektoren eine zentrische Anordnung der Drähte in den zylindrischen Strohhalmröhrchen angenommen werden.

#### 2.5.4 Eichergebnisse und deren Darstellung

In der Detektorbeschreibung des COMPASS Experiments durch das Spurrekonstruktionsprogramm CORAL [38] werden die Strohhalmröhrchen innerhalb einer Doppalebene als 6 unabhängige Detektoren betrachtet, wobei jeweils die beiden Bereiche der 10mm Straws und der 6mm Bereich einer Ebene einen unabhängigen Detektor bilden, der durch einige wenige charakteristische Parameter beschrieben wird. Diese vorläufige, vereinfachende Beschreibung setzt voraus, dass für den Detektor eine homogene Geometrie angenommen werden kann. Das heißt im Fall der Straws, dass deren Verlauf als perfekt gerade betrachtet wird und dass der Abstand aller Drähte zum jeweiligen Nachbarn als konstant angenommen wird, sodass sich aus der Drahtnummer die Drahtkoordinate analytisch berechnen lässt. Die Vielzahl der auftretenden Abweichungen von einer homogenen Geometrie, die im vorigen Kapitel beschrieben wurden, zeigen bereits, dass durch eine solche Beschreibung unweigerlich Einbußen in der Ortsauflösung zu erwarten sind. Die Daten der Röntgeneichung können nun obiger Philosophie entsprechend visualisiert werden, um den Einfluss der vereinfachenden Beschreibung zu untersuchen und die Notwendigkeit einer auf den Röntgendaten basierenden Eichung zu demonstrieren. Dabei müssen zunächst die Parameter aus den Röntgenkoordinaten bestimmt werden, die schlussendlich die einzelnen Segmente charakterisieren sollen.

Zuerst werden die einzelnen Segmente so rotiert, dass der mittlere Verlauf der Detektordrähte innerhalb des Segments exakt vertikal beziehungsweise horizontal ist. Zu diesem Zweck wird an die 6 Wertepaare  $(x,y)$  jedes Detektordrahtes eine Gerade angepasst, die mittlere Steigung aller so erhaltenen Geraden bestimmt den Winkel der durchzuführenden Rotation. Der gefundene Winkel hat seine Ursache zum einen in einer relativen Verdrehung von Referenzdrahtgitter und Detektoraufhängung, der Vergleich der Winkel der einzelnen Segmente zeigt aber, dass auch die einzelnen Segmente relativ zueinander rotiert sind.

Im nun rotierten Koordinatensystem wird der mittlere Abstand der benachbarten Drähte einer Ebene berechnet, wobei die Abstände an allen 6 Scanpositionen gleich gewichtet werden.

Der letzte Parameter, der zur analytischen Berechnung der Drahtpositionen zu bestimmen ist, ist der Mittelpunkt der einzelnen Segmente, der dem Mittelwert aller Drahtkoordinaten des betreffenden Detektorsegments entspricht.

Die oben genannten Parameter wurden für alle Ebenen bestimmt und finden sich in Anhang C, wobei der Abstand der Ebenenzentren und die Rotationswinkel jeweils relativ zu einer willkürlich gewählten Ebene angegeben sind. Diese Parameter stellen die beste aus den Röntgendaten gewonnene Näherung an die Detektorgeometrie in der vereinfachenden Beschreibung dar.

Mit den nun optimal an die einzelnen Segmente angepassten Parametern lässt sich die Nominalposition der Detektordrähte berechnen und mit den tatsächlichen Po-

sitionen der Drähte aus der Röntgeneichung vergleichen. Nach oben Gesagtem ist die Nominalposition eines Drahtes innerhalb jedes der 3 Segmente einer Ebene durch das Produkt aus der Drahtnummer und dem mittleren Abstand gegeben, wobei der mittlere Abstand („pitch“) für jedes Segment an die Röntgendaten angepasst ist. In der in den Abbildungen 2.25 und 2.26 gewählten Darstellung lässt sich so ein Überblick über die Qualität einer gesamten Ebene gewinnen.

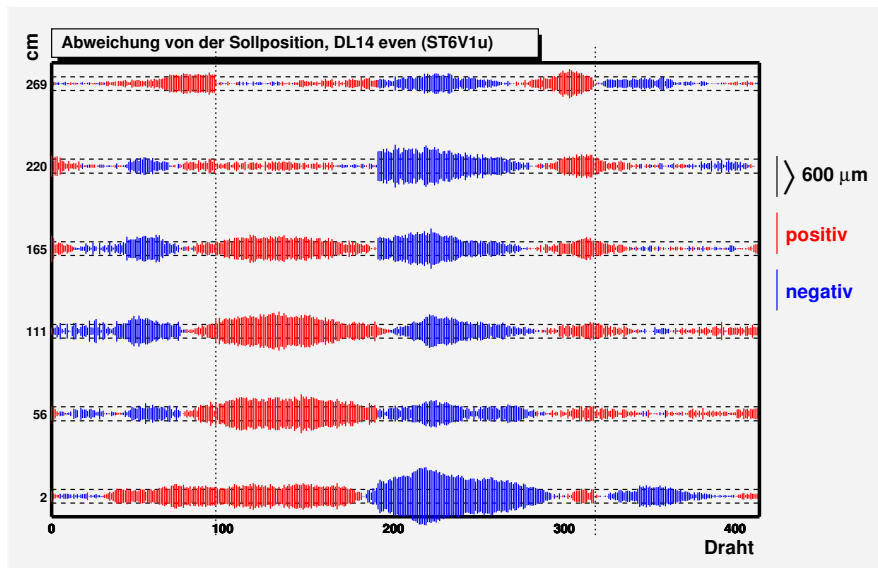


Abbildung 2.25: Darstellung der Abweichungen der Drahtpositionen vom idealisierten homogenen Detektor. Auf der y-Achse findet sich jeweils die Koordinate innerhalb der aktiven Detektorfläche, an welcher der Röntgenscan erfolgt ist. An allen scan-Positionen ist die Abweichung jedes einzelnen Drahtes (Differenz aus realer und nominaler Position) durch einen Balken dargestellt, dessen Länge den Absolutbetrag der Abweichung von der Nominalposition beschreibt. Die unterschiedlichen Farben der Balken kennzeichnen dabei die Richtung der Abweichung. Zur Orientierung sind an allen Scanpositionen zwei horizontale gestrichelte Linien eingezeichnet, deren Abstand einer Abweichung von  $200\mu\text{m}$  entspricht. Die senkrechten gepunkteten Linien kennzeichnen jeweils den Übergang zwischen den Bereichen unterschiedlicher Strahldurchmesser.

Für den in Abbildung 2.25 gezeigten Fall sieht man deutlich, dass aufgrund der nicht perfekten Geometrie des Detektors eine erhebliche Verschlechterung der Ortsauflösung zu erwarten ist, da eine Vielzahl der Detektordrähte  $500\mu\text{m}$  oder mehr von ihrer Nominalposition abweichen. Hingegen befinden sich im Fall von Abbildung 2.26 annähernd alle Drähte innerhalb eines Intervalls von  $200\mu\text{m}$  um ihre Sollposition, wodurch bei einer intrinsischen Ortsauflösung des einzelnen Strohalm-driftrohres von  $150\text{--}200\mu\text{m}$  die Ortsauflösung in der gesamten Ebene noch nicht dominiert wird. Interessanterweise sind die beiden gezeigten Beispiele Ebenen ein und derselben Doppalebene, was noch einmal obige Aussage bekräftigt, dass die geometrischen Eigenschaften der beiden Einzelebenen einer Doppalebene völlig unkorreliert sind. Für die weiteren untersuchten Ebenen befinden sich die entsprechenden Darstellungen der Ergebnisse in Anhang C.

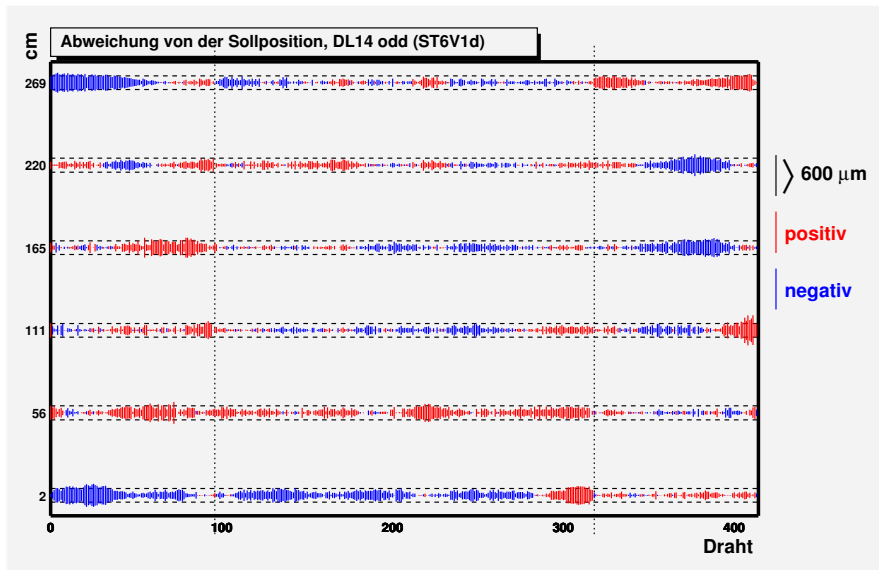


Abbildung 2.26: Darstellung der Ergebnisse für die zweite Ebene von Doppellebene 14, deren andere Ebene in Abbildung 2.25 gezeigt ist.

Wie obige Ergebnisse zeigen, ist eine Korrektur der Detektorgeometrie anhand der Röntgenkoordinaten erforderlich, wenn die geforderte Ortsauflösung innerhalb der gesamten Detektorfläche erreicht werden soll. Zu diesem Zweck wird für die weitere Verwendung der Röntgendaten im Spurrekonstruktionsprogramm CORAL für jede Ebene ein Koordinatengitter bereitgestellt, das die gemessenen Drahtpositionen enthält<sup>5</sup>. Die Drahtkoordinaten werden für die 3 Detektorsegmente innerhalb desselben Koordinatensystems mit willkürlichem Ursprung angegeben, die Drahtnummerierung und die Richtung der Koordinatenachsen entsprechen dabei bereits der in der Analysesoftware verwendeten Konvention. Zur Verwendung der Drahtkoordinaten im Experiment ist also pro Ebene lediglich eine einzige Translation des Koordinatenursprungs erforderlich und es ist erforderlichenfalls eine Rotation des Gitters durchzuführen, um auf die nicht exakte Einbauposition der Doppellebene im Experiment zu korrigieren. Da vom Röntgenverfahren beide Ebenen einer Doppellebene im selben Koordinatensystem beschrieben werden, eröffnet sich zusätzlich die Möglichkeit, den Erfolg obiger Translation und Rotation anhand eines Vergleichs der relativen Ausrichtung der einzelnen Ebenen untereinander zu überprüfen.

Für die Doppellebenen mit horizontalen Drähten gilt es noch zu zeigen, dass die zur Beschreibung des Drahtverlaufes gemachten Annahmen Gültigkeit behalten, da hier prinzipiell die Möglichkeit besteht, dass die Detektordrähte unter dem Einfluss der Schwerkraft zwischen zwei Spacern einen signifikanten Durchhang aufweisen. Dazu wurde im Fall einer Ebene ein zusätzlicher scan an der Position zwischen den beiden inneren spacern durchgeführt. Die Hypothese des geraden

<sup>5</sup>Der Name der Datei, die das Koordinatengitter als ASCII Tabelle enthält, entspricht dabei dem Namen der betreffenden Detektorebene in der COMPASS Schreibweise (z.B. ST3X1u).

Drahtverlaufs zwischen spacern lässt sich anhand dieser Messung überprüfen und eine Betrachtung des Ergebnisses in Abbildung 2.27 zeigt, dass das Ergebnis der Messung im Rahmen der Messgenauigkeit mit dem geringen theoretisch erwarteten Durchhang von  $8\mu\text{m}$  (siehe Kapitel 1.2.1) verträglich ist. Ein so geringer Durchhang hat nur vernachlässigbaren Einfluß auf die Ortsauflösung, sodass es auch im Fall der horizontalen Drähte legitim ist, eine Detektorebene durch ein Gitter von Drahtkoordinaten zu beschreiben, bei der die Drähte zwischen den Stützpunkten gerade verlaufen.

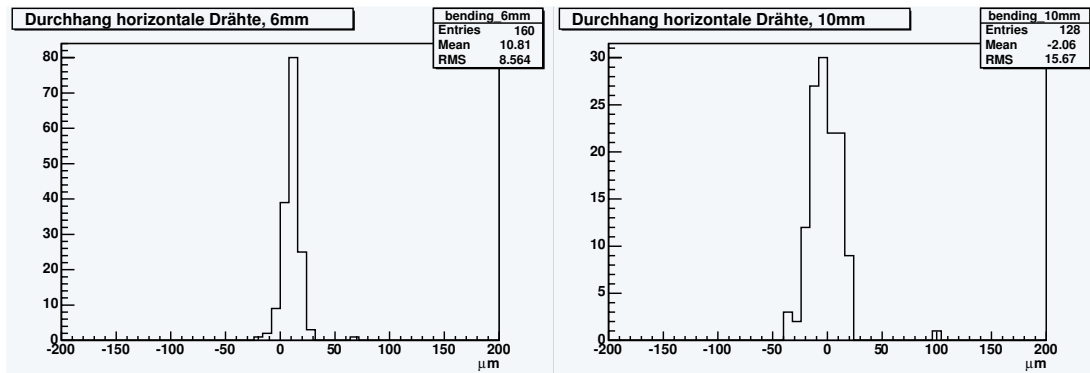


Abbildung 2.27: Test des Verlaufs der horizontalen Detektordrähte. Dargestellt ist die gemessene Abweichung der Drahtpositionen von einer Geraden, die durch die Position der Drähte an zwei benachbarten Spacern definiert wird. Im Rahmen der Messgenauigkeit ist die Abweichung in der Mitte zwischen den Spacerpositionen mit dem theoretisch erwarteten Wert von  $8\mu\text{m}$  verträglich.

### 2.5.5 Temperaturverhalten der Ebenen

Die Effekte der veränderlichen Umgebungstemperatur auf die Genauigkeit der Röntgeneichung wurden bereits in Kapitel 2.5.1 diskutiert und es wurde gezeigt, dass die absolute Temperatur keinen Einfluss auf die Genauigkeit der Messung hat, solange die Temperaturverteilung im Messraum homogen ist. Allerdings bewirken Temperaturveränderungen auch Längenänderungen der Komponenten des Aluminiumrahmens, an dem die Strohhalm-driftröhrchen befestigt sind. Dieser Rahmen besteht aus einer Vielzahl einzelner Komponenten, die teils verschraubt und teils miteinander verklebt sind, sodass man aufgrund der komplexeren Geometrie kein einfaches Temperaturverhalten wie im Fall der Aluminiumbalken der Referenzdrähte erwarten kann. Desweiteren sind die Straws selbst untereinander verklebt und zusätzlich mit Kohlefaserstreifen stabilisiert, sie bilden somit eine Fläche, deren Temperaturverhalten sich von dem der tragenden Struktur unterscheidet, sind mit dieser aber an mehreren Stellen starr verbunden. Das Verhalten bei Temperaturänderungen kann für dieses komplizierte System nur durch Messung überprüft werden. Zu diesem Zweck wurde eine Doppelsebene zu unterschiedlichen Zeitpunkten vermessen, wobei sich in den dazwischenliegenden Wochen die Umgebungstemperatur um  $6^\circ\text{C}$  änderte. Um die Veränderung der

Kammergeometrie aufgrund der Temperaturänderungen vergleichen zu können, soll hier der Einfachheit halber in der Analyse die Rekalibrierung der CCD Position unterbleiben, da das Referenzdrahtsystem selbst der in 2.5.1 beschriebenen Temperatúrausdehnung unterworfen ist und der damit in Kauf genommene Verlust an Genauigkeit der Drahtkoordinaten von ca.  $20\mu\text{m}$  klein gegenüber dem beobachteten systematischen Effekt ist.

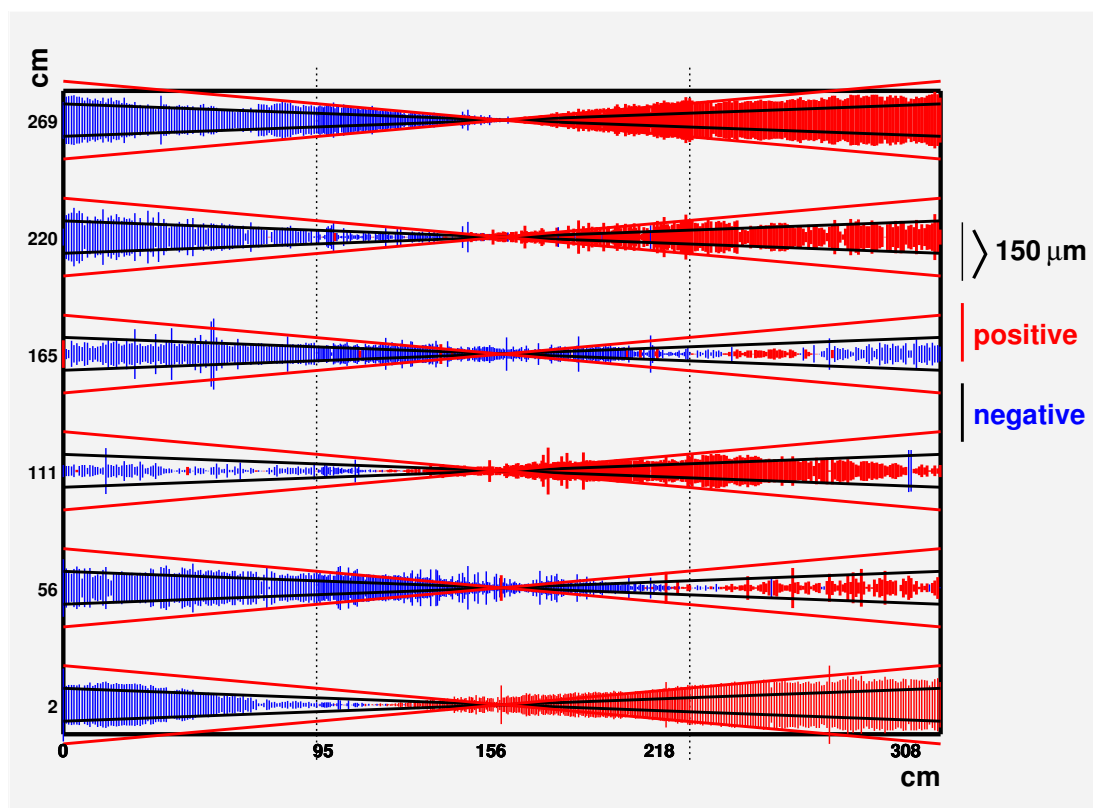


Abbildung 2.28: Darstellung der Temperatúrausdehnung ( $\Delta T=6^\circ\text{C}$ ) einer Doppelsebene. Dargestellt ist die Differenz der Drahtkoordinaten einer Ebene bei verschiedenen Temperaturen, wobei sich die Zentren der Ebenen an derselben Position befinden. Die roten, die Messwerte einhüllenden Linien zeigen die erwarteten Abweichungen für den Fall einer homogenen Ausdehnung mit dem Ausdehnungskoeffizienten von Aluminium. Bei angenommener gleichmäßiger Ausdehnung mit an die Daten angepasstem Koeffizienten ergäbe sich der durch die schwarzen Linien beschriebene Verlauf.

Bildet man die Differenz der Drahtkoordinaten aus beiden Messungen in einem Koordinatensystem, in dem die Zentren der Ebenen den Ursprung bilden, erwartet man, dass die Abweichung der Koordinaten mit zunehmender Entfernung zum Ursprung anwächst. Die Betrachtung der Messergebnisse in Abbildung 2.28 zeigt zum einen, dass die gemessene Expansion deutlich geringer als der für reines Aluminium erwartete Wert ist. Zum anderen ist die Ausdehnung den Erwartungen entsprechend nicht homogen, sondern verhält sich in einer Art und Weise, die zumindest qualitativ durch die Konstruktion der Kammern erklärt werden kann. An den Rändern der aktiven Detektorfläche ist die Expansion generell größer

als im zentralen Bereich, der Abstand zur starren Befestigung der Driftröhrchen am Detektorrahmen beträgt hier etwa 15cm. Aufgrund der räumlichen Nähe der Messpunkte zum Aluminiumrahmen werden hier Längenänderungen beobachtet, die in die Nähe des für Aluminium erwarteten Wertes kommen. Je mehr sich die Positionen der Röntgeneichung dem Zentrum der Ebene nähern, desto geringer ist die beobachtete thermische Ausdehnungen des Detektors. Der thermische Ausdehnungskoeffizient des hier verwendeten Kaptons ist selbst stark temperaturabhängig, beträgt im hier interessierenden Temperaturbereich allerdings etwa  $17 \frac{\mu\text{m}}{\text{°Cm}}$  [22], sodass sich die Verringerung des beobachteten Effekts dadurch nicht erklären lässt. Kohlefasern haben allgemein einen betragsmäßig kleinen, jedoch negativen Ausdehnungskoeffizienten. Das heißt, sie verhalten sich bei Temperaturänderungen gerade entgegengesetzt wie das Kapton und das Aluminium des Detektorrahmens. Es sei hier daran erinnert, dass die benachbarten Röhrchen an den untersuchten Positionen sowohl untereinander als auch mit den stabilisierenden Kohlefaserstreifen verklebt sind, welche wiederum (bei unbekannter Temperatur) unter fester Vorspannung am Aluminiumrahmen befestigt sind. Bei Temperaturänderungen wirken auf das Gesamtsystem komplizierte Kräfte in unterschiedlichen Richtungen, eine Antwort des Systems auf Änderungen der Umgebungstemperatur wird unter diesen Bedingungen nicht homogen sein.

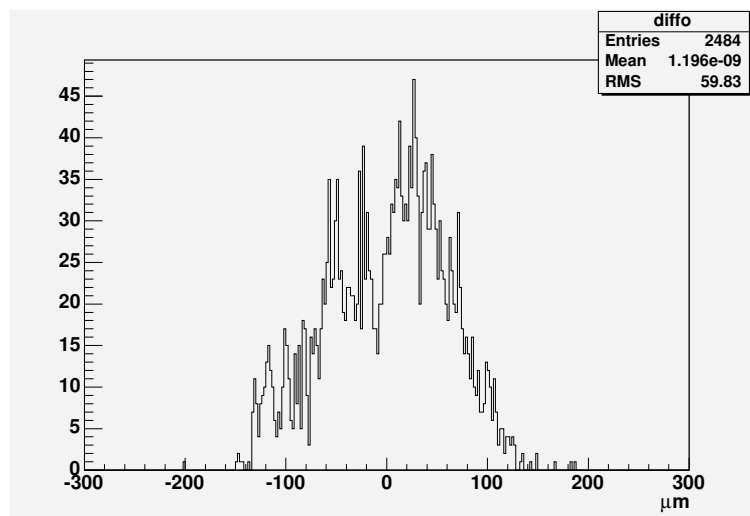


Abbildung 2.29: Abweichung der Detektordrähte von ihren erwarteten Positionen, wenn zur Korrektur der Temperaturänderung ein gemeinsamer Faktor für die gesamte Ebene verwendet wird.

Für den Einsatz der Detektoren im Experiment, das über keine Temperaturstabilisierung verfügt, hat dies negative Auswirkungen auf die erzielbare Ortsauflösung der Detektoren. Die Anpassung eines globalen Skalenfaktors für die Temperaturänderung beschreibt unter den vorliegenden Bedingungen die Geometrieänderung der Detektoren nur unzureichend, was sich in einer Verschlechterung der Ortsauflösung niederschlägt. Für die untersuchte Temperaturänderung von 6°C ergibt



sich durch die Anpassung eines gemeinsamen Korrekturfaktors die in Abbildung 2.29 dargestellte Abweichung der tatsächlich gemessenen von den vorhergesagten Drahtkoordinaten. Die Vorhersagegenauigkeit der Drahtkoordinaten verschlechtert sich auf etwa  $60\mu\text{m}$  (1 Sigma), ein Effekt, der bereits deutlich größer als die Genauigkeit der Röntgeneichung ist. Man gewinnt hier an Genauigkeit, wenn man wie vorgesehen pro Segment unterschiedliche Korrekturfaktoren verwendet, also die Röntgenkoordinaten segmentweise an die Daten aus dem Experiment anpasst. Durch diese Maßnahme verbessert sich die Vorhersagegenauigkeit in der ganzen Ebene auf etwa  $40\mu\text{m}$  (siehe Abbildung 2.30), aufgrund der Inhomogenität des Temperaturverhaltens ergeben sich für die einzelnen Segmente sogar unterschiedliche erreichbare Genauigkeiten, wie in Abbildung 2.30 illustriert ist. Im Verlauf eines Datennahmejahres des COMPASS Experiments treten Temperaturschwankungen von bis zu  $15^\circ\text{C}$  auf. Durch das ungleichmäßige Temperaturverhalten der Detektorgeometrie erwartet man bei linearer Extrapolation der Ergebnisse der hier dargestellten Messung einen zusätzlichen, die Ortsauflösung verschlechternden Beitrag von bis zu  $100\mu\text{m}$ .

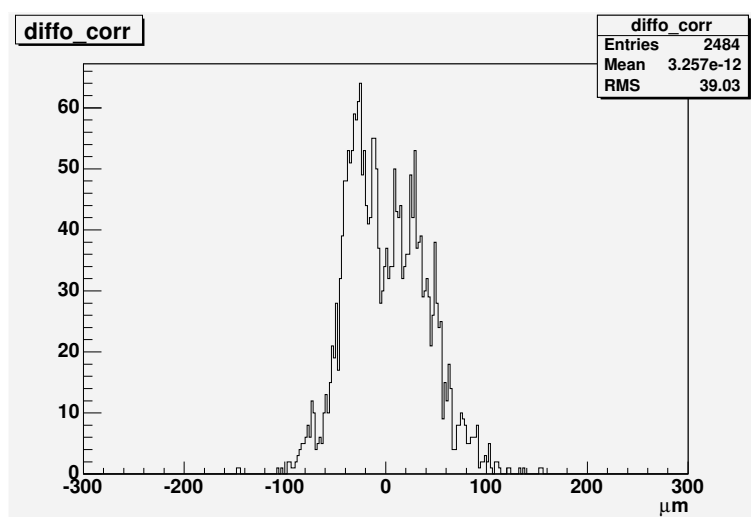


Abbildung 2.30: Abweichung der Detektordrähte von ihren erwarteten Positionen bei Verwendung von segmentweisen Korrekturfaktoren.

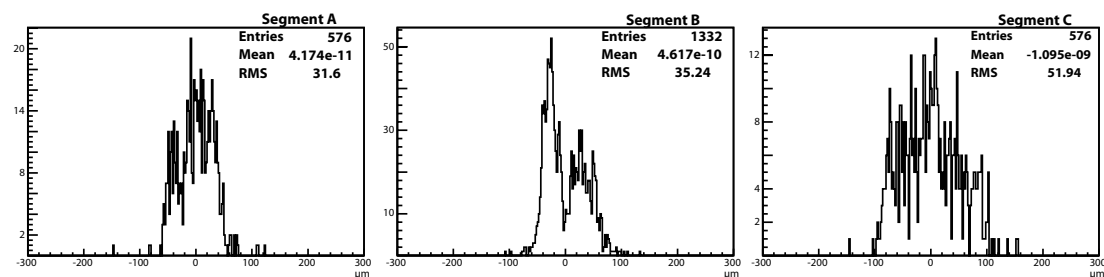


Abbildung 2.31: Abweichung der Detektordrähte von ihren erwarteten Positionen bei Verwendung von segmentweisen Korrekturfaktoren. Dargestellt sind von links nach rechts die Segmente A, B und C, entsprechend den verschiedenen Detektorbereichen in Abbildung 2.28. Die Summe dieser drei Histogramme ergibt Abbildung 2.30.

# Kapitel 3

## Drahtkoordinaten mit Teilchenspuren

Im Jahr 2003 wurde das COMPASS Experiment in einer Detektorkonfiguration betrieben, die es ermöglicht, für sechs Strohhalmdoppelebenen die Position der Drähte in einem zentralen Bereich aus der Auswertung der Teilchenspuren und somit unabhängig von der Röntgeneichung zu bestimmen. In diesem beschränkten Raumbereich kann also ein Vergleich mit den Röntgendaten vorgenommen werden. Da die Röntgeneichung nicht in situ möglich ist, ist dieser Vergleich wichtig, um deren Gültigkeit auch nach den mechanischen Belastungen der Strawebenen durch den Transport und die verschiedenen Aufhängungen zu beweisen.

Nach dem ersten Spektrometernagneten sind zunächst zwei Driftkammern mit je 8 Drahtlagen montiert, an die sich strahlabwärts eine Station aus 6 Strohhalmdoppelebenen anschließt. Die Driftkammern haben eine Fläche von etwa  $140 \times 124 \text{ cm}^2$  [26], innerhalb dieses Überlappbereiches mit der Fläche der Strohhalmdriftkammern können die rekonstruierten Teilchenspuren aus den Driftkammern zur Überprüfung der Geometrie der Straws herangezogen werden. Die Methode der Geometriebestimmung mittels Teilchenspuren und die Reproduktion der Ergebnisse der Röntgeneichung aus den so gewonnenen Daten ist Thema der nachfolgenden Abschnitte.

### 3.1 Orts-Driftzeit-Beziehung

Bestrahlt man Driftdetektoren gleichmäßig mit ionisierenden Teilchen, erhält man bei Kenntnis des Ortes des Teilchendurchganges durch das Detektorvolumen die für die Ortsmessung entscheidende Eigenschaft des Detektors, die sogenannte Orts-Driftzeit-Beziehung. Anhand dieser Größe werden im Folgenden die Drahtkoordinaten der Strohhalmdriftrohre bestimmt, weshalb die erwartete Gestalt der Orts-Driftzeit-Beziehung (häufig auch R-T-Relation genannt) hier kurz erläutert wird.

Entlang der Trajektorie eines ionisierenden Teilchens (siehe Abbildung 3.1) wird das Detektorgas zunächst ionisiert, die Rekombination der Ionen und Elektronen

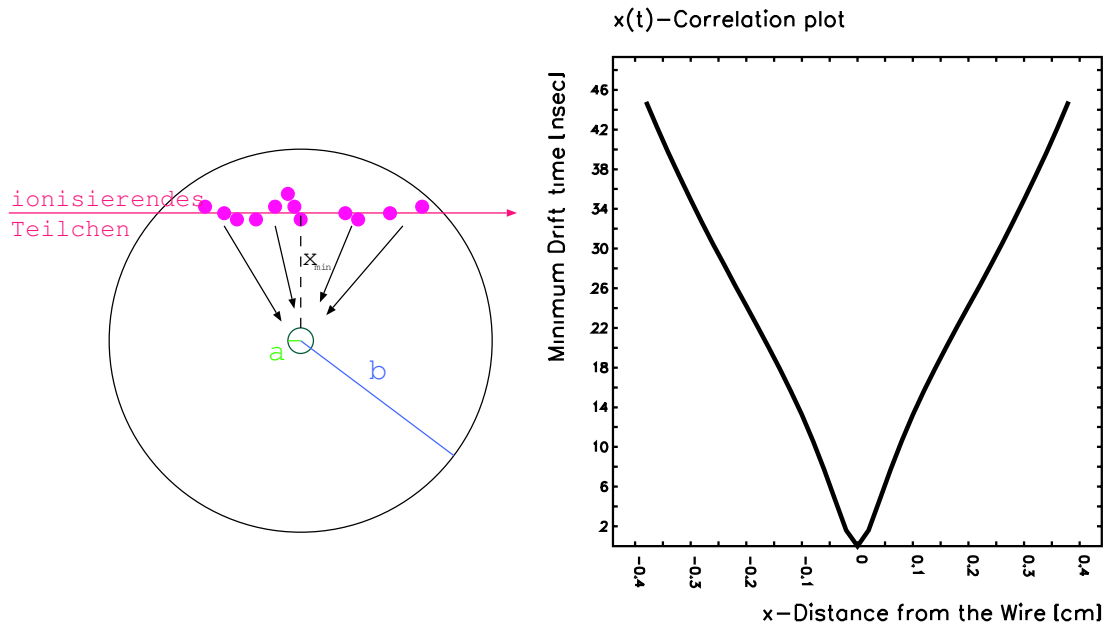


Abbildung 3.1: Die entlang der Teilchenspuren entstandenen freien Elektronen driften unter dem Einfluss des elektrischen Feldes in Richtung des Anodendrahtes, die Drift der Elektronen im Gasgemisch lässt sich mit Monte-Carlo Methoden gut berechnen. Unter der Annahme, das detektierte Elektron sei an der dem Anodendraht nächsten Position der Teilchentrajektorie  $x_{min}$  erzeugt worden, lässt sich einem radialen Abstand eine feste Driftzeit zuordnen. Eine solchermaßen berechnete Orts-Driftzeit Beziehung ist für Strohhalmprototypen mit 4mm Rohrdurchmesser in der rechten Hälfte der Abbildung gezeigt.

wird großteils durch das elektrische Feld innerhalb des gasgefüllten Volumens verhindert. Vereinfachend betrachtet bewegen (driften) sich die Elektronen nun in Richtung des positiv geladenen Drahtes im Zentrum des Detektors, bei Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes folgt ihre Bewegung dabei den elektrischen Feldlinien, die Elektronen driften also radial nach innen. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist dabei abhängig von der Stärke des elektrischen Feldes [21] und der Zusammensetzung und Dichte des Detektorgases, sie ergibt sich aus dem Gleichgewicht der aufgenommenen kinetischen Energie und der durch Stöße mit den Gasteilchen verlorenen Energie pro Weglänge entlang der Driftstrecke. Aufgrund der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Stoßwirkungsquerschnitte, des sogenannten Ramsauereffekts [28], lässt sich die Gaszusammensetzung so wählen, dass die mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronen für die im Detektorvolumen auftretenden elektrischen Feldstärken näherungsweise konstant ist. Generell strebt man eine solch konstante Driftgeschwindigkeit aus praktischen Gründen stets an, im Fall der konzentrischen Geometrie der Strohhalm würde ein versetzter Anodendraht dann die Zuordnung von gemessener Driftzeit zum radialen Abstand der Teilchenbahn nicht beeinträchtigen. In unmittelbarer Umgebung des Anodendrahtes ist die elektrische Feldstärke so hoch, dass das einzelne driftende Elektron zwischen zwei Stößen genug kinetische Energie gewinnen kann, um seinerseits Gasteilchen zu ionisieren. Durch die daraus resultierende lawinenartige

Ladungsvervielfachung wird die Anzahl der primär erzeugten Elektronen stark vermehrt, sodass die am Anodendraht auftreffende Ladungslawine mit herkömmlicher Elektronik nachgewiesen werden kann<sup>1</sup>.

Die Drift der Elektronen im Gasgemisch lässt sich mit Monte-Carlo Methoden simulieren und man kann unter der vereinfachenden Annahme, die jeweils gemessene Driftzeit entspräche der kürzest möglichen Driftdistanz ( $x_{min}$  in Abbildung 3.1), eine R-T-Relation berechnen, wie sie in Abbildung 3.1 dargestellt ist. In dieser idealisierten R-T-Relation, die mit dem Simulationsprogramm Garfield [23] berechnet wurde, werden radialen Abständen die minimal möglichen Driftzeiten zugeordnet. Eine den realen Detektor ideal beschreibende R-T-Relation muss bezüglich dieser Annahme korrigiert werden (siehe unten). Entsprechend der zylindrischen Geometrie der Straws hat die Orts-Driftzeit-Beziehung zwei symmetrische Äste, für Teilchendurchgänge im selben Abstand zum Draht aber auf unterschiedlichen Seiten desselben werden natürlich identische Driftzeiten gemessen. Für den Fall konstanter Driftgeschwindigkeit wären die beiden Äste der R-T-Relation ideale Geraden, hingegen ist der in Abbildung 3.1 berechnete Verlauf mit 2 Krümmungsänderungen charakteristisch für das Gasgemisch der Straws aus Ar/CF<sub>4</sub>/CO<sub>2</sub> in den Volumenverhältnissen 74/20/6.

Der Ort, an dem die beiden Äste der Orts-Driftzeit-Beziehung ihren Ursprung haben, ist die Position des Anodendrahtes. Die im weiteren Verlauf des Kapitels beschriebene Bestimmung der Drahtkoordinaten beruht genau darauf, eine geeignete Parametrisierung der R-T-Relation an gemessene Daten anzupassen und daraus die Position des Drahtes zu entnehmen.

Entgegen obigen vereinfachenden Annahmen ist die Orts-Driftzeit-Beziehung eines realen Detektors durch eine Vielzahl physikalischer Mechanismen beeinflusst, die die gemessene Zeit bei festem Abstand der Teilchenspur zum Anodendraht verändern. Diese statistische Verschmierung der R-T-Relation bedingt die endliche Ortsauflösung der Driftdetektoren, die auch innerhalb eines Driftröhrchens als Funktion des Abstandes zum Anodendraht variiert, wie nachfolgende kurze Diskussion zeigen wird. Die Ortsauflösung der COMPASS Straws ist für minimalionisierende Teilchen durch die Anzahl der vom nachzuweisenden Teilchen selbst erzeugten Elektron-Ion Paare begrenzt [27]. Im verwendeten Gasgemisch werden unter Normalbedingungen je Zentimeter Wegstrecke von einem minimalionisierenden Teilchen etwa 37 Ionisationen hervorgerufen, wobei der Energieübertrag im Mittel deutlich über der Ionisationsenergie des Gases liegt, sodass pro einzelner Wechselwirkung mehrere Elektron-Ion Paare erzeugt werden können. Die Gesamtheit der am Ort einer Wechselwirkung primär erzeugten Elektronen nennt man Cluster, die mittlere Anzahl der erzeugten Elektronen, die Clustergröße, beträgt für das verwendete Gasgemisch circa 2.8, was etwa der experimentell ermittelten Clustergröße von reinem Argon entspricht [29]. Entscheidend für die Ortsauflösung ist nun nicht die Gesamtanzahl der erzeugten primären Elektronen sondern vielmehr deren Verteilung entlang der Spur. So gibt es für eine typische Teilchen-

---

<sup>1</sup>In der Praxis erreichbare Multiplikatoren, auch Gasverstärkung genannt, sind 10<sup>4</sup> bis 10<sup>5</sup>.

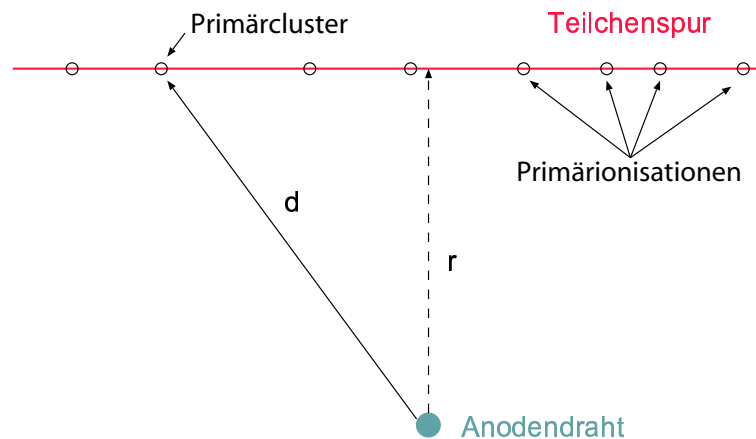


Abbildung 3.2: Das die Ausselekttronik triggernde primäre Elektron entstammt dem in der Zeichnung markierten Primärcluster. Der ereignisweise variierende Unterschied der Strecken ( $d-r$ ) verschlechtert die Vorhersagbarkeit des durch eine R-T-Relation bestimmten radialen Abstandes  $r$ .

spur im Fall der 10mm Strohhalme im Mittel etwa 30 Orte entlang der Spur, an denen primäre Elektronen erzeugt werden, für die 6mm Röhren sind insgesamt etwa 20 Elektronencluster pro Teilchendurchgang zu erwarten. Zum Ansprechen der Ausselekttronik ist die Deposition einer minimalen Ladungsmenge am Anodendraht erforderlich, die integrierte Ladung, die zum Ansprechen der Elektronik führt, die sogenannte Triggerschwelle, ist in weiten Grenzen einstellbar und wird im Experiment nach unten durch elektronisches Untergrundrauschen begrenzt. Es ist diese endliche Empfindlichkeit der Elektronik in Verbindung mit der Clusterstatistik, die letztendlich die Ortsauflösung begrenzt, wie in Abbildung 3.2 veranschaulicht ist. Unter der vereinfachenden Annahme einer konstanten Gasverstärkung kann man einer bestimmten, von der Elektronik mindestens geforderten Ladungsmenge eine feste Anzahl primär erzeugter Elektronen zuordnen. Das ein Ereignis auslösende Primärelektron entstammt je nach Triggerschwelle also einem Cluster, dessen radialer Abstand vom Detektordraht im Allgemeinen größer ist als der minimale Abstand der Teilchenspur bzw. der Abstand des nächsten Elektronenclusters. Die Betrachtung der Geometrie in Abbildung 3.2 zeigt, dass die auf diesem Effekt beruhende Variation der gemessenen Zeit umso größer wird, je näher die Teilchenspur am Anodendraht verläuft. In der Tat zeigen die Strohhalmdriftrohre das eben beschriebene Verhalten, das heißt die gemessene Ortsauflösung verbessert sich kontinuierlich bei größer werdenden Abständen vom Draht [15][6].

Ein weiterer Mechanismus, der prinzipiell die Ortsauflösung von Driftzählern verschlechtert, ist die Diffusion der Elektronen. Aufgrund der dem gerichteten Drift überlagerten thermischen Bewegung der Elektronen wird deren Ankunftszeit zusätzlichen Schwankungen unterworfen. Die diffusive Aufweitung einer ursprünglich lokalisierten Elektronenverteilung ist proportional zur Wurzel der verstrichenen Zeit [25], bei den sehr kurzen Driftzeiten von maximal etwa 55ns im Fall

der Straws ist der Beitrag der Diffusion zur Ortsauflösung allerdings sehr gering. Ein die Ortsauflösung wesentlich mitbestimmender Prozess ist selbstverständlich die statistische Ladungsvervielfachung selbst, die wesentlich von der verwendeten Gasmischung bestimmt wird. Besonders empfindlich reagiert dieser Prozess auf Reduktion der Elektronenzahl am Beginn der Ladungsvervielfachung, hier spielt insbesondere der Einfang von Elektronen durch Gasmoleküle eine Rolle, das sogenannte attachment. Die resultierenden ein- oder mehrfach negativ geladenen Gasionen sind zwar nicht langzeitstabil, jedoch ist deren Lebensdauer mit typisch einigen Millisekunden um mehrere Größenordnungen höher als die maximal zu messende Driftzeit. Für die Signalbildung sind solche eingefangenen Elektronen mithin verloren, stark elektronegative Gaskomponenten verschlechtern durch das attachment also die Ortsauflösung eines Driftdetektors.

Für den längeren Betrieb der Detektoren ist die Tatsache von Bedeutung, dass die Gasverstärkung extrem empfindlich von der Gasdichte und somit von der Gas-temperatur abhängt. Ein nicht temperaturstabilisierter Detektor wie die Stroh-halmdriftkammern wird also bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen unterschiedliche R-T-Relationen besitzen, die aufgrund der oben angedeuteten Komplexität der Signalbildung nur durch Messung hinreichend präzise bestimmt werden können.

## 3.2 Selektion der Spuren

Unmittelbar vor der Strohalmstation ST03 befinden sich zwei großflächige Driftkammern, mit deren Hilfe eine Teilchenspur rekonstruiert werden kann, deren Extrapolation an den Ort der Straws die Darstellung der R-T-Relation erlaubt. Die einzelnen Driftkammern besitzen jeweils 8 sensitive Drahtebenen, wobei je 2 Ebenen in derselben Orientierung angeordnet sind. Die Drähte verlaufen dabei vertikal, horizontal und je  $\pm 20^\circ$  gegen die Vertikale geneigt. Die typische Ortsauflösung einer einzelnen Drahtebene beträgt  $220\mu m$  für die zu den Drähten senkrechten Koordinate [26]. Man kann in guter Näherung den Beitrag der geneigten Drähte der Driftkammern zur horizontalen y-Koordinate vernachlässigen, das heißt die x-Koordinate wird dann von 3 Drahtdoppelebenen je Driftkammer bestimmt, die y-Koordinate von lediglich einer. Nimmt man weiterhin vereinfachend an, die Ebenen befänden sich alle im Zentrum der Driftkammern, kann man die Fehler in den extrapolierten beziehungsweise intrapolierten Koordinaten der Teilchenspuren abschätzen. Für 2 Detektoren der Ortsauflösung  $dx$  an den Orten  $z_1$  (DC 1) und  $z_2$  (DC 2) ist die zu erwartende Genauigkeit der Vorhersage  $\Delta x$  einer Teilchenkoordinate dann eine Funktion von  $z$  :

$$\Delta x(z) = \frac{dx}{z_2 - z_1} \sqrt{(z_2 - z)^2 + (z - z_1)^2}$$

Die näherungsweise lineare Beziehung ist in Abbildung 3.3 veranschaulicht, für die senkrechten Drähte ergeben sich am Ort der Straws Vorhersagegenauigkeiten von  $160-220\mu m$ , für die horizontalen Drähte deutlich höhere Werte von  $270-340\mu m$ , abhängig von der z-Koordinate der gerade betrachteten Strawdoppelebene. Die

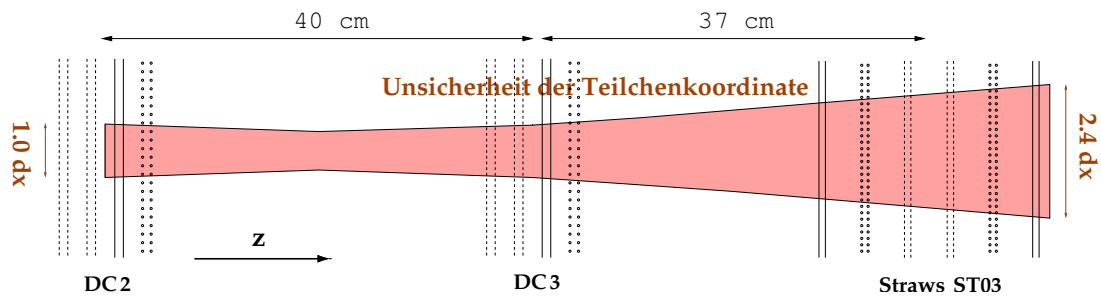


Abbildung 3.3: Relative Lage der Driftkammern DC2 und DC3 zum Strohhalmmodul. Die Orientierung der einzelnen Drahtebenen ist symbolisch dargestellt, durchgezogene Linien beschreiben senkrechte, Kreise waagrecht und gestrichelte Linien die geneigten Drahtebenen. Der schattierte Bereich beschreibt den Fehler der durch die Driftkammern bestimmten Teilchenkoordinate. Am Ort der Strohhalmdrähte ist dieser Fehler bereits mehr als doppelt so groß als die Ortsauflösung der Driftkammern selbst.

Ablenkung der geladenen Teilchenspuren im Restmagnetfeld des ersten Spektrometermagneten, die hauptsächlich entlang der x-Koordinate erfolgt, verschlechtert die Vorhersagbarkeit dieser Koordinate zusätzlich, sodass die letztlich erzielbare Genauigkeit am Ort der Straws unterhalb der Genauigkeit der Kenntnis der y-Koordinate liegt.

Die R-T Verteilung in Abbildung 3.4 wird also nicht nur aufgrund der Strawauflösung entlang der senkrechten Zeitachse verschmiert, die ungenaue Ortsbestimmung durch die Driftkammern verschmiert zusätzlich die waagrecht Ortskomponente der Darstellung in einer Größenordnung, die die intrinsische Ortsauflösung der Straws deutlich übertrifft. Für die Bestimmung der Ortsauflösung der Straws sind solchermaßen gewonnene Daten daher nicht gut geeignet, der statistische Charakter der Verschmierungen der beiden Größen lässt jedoch die Anpassung einer R-T Parametrisierung an die Daten zu, mit deren Hilfe sich die Drahtposition gut bestimmen lässt, wie im Folgenden zu sehen sein wird.

Zunächst sind die Spuren auszuwählen, anhand derer die Drahtkoordinaten bestimmt werden sollen. Aufgrund der Zielsetzung der Reproduktion der Röntgendaten sind nur die Spuren von Interesse, die den Detektor an den Orten der Röntgeneichung, also an den Spacerpositionen, durchsetzen. In Abbildung 3.5 sind alle von den Driftkammern gefundenen Spuren dargestellt, die innerhalb eines etwa 30 minütigen Datennahmezyklusses aufgenommen wurden<sup>2</sup>. Die Spuren sind auf einen Bereich von etwa  $\pm 70\text{cm}$  in x und  $\pm 60\text{cm}$  in y begrenzt, was in der aktiven Fläche einer Driftkammer von etwa  $140 \times 124\text{cm}^2$  begründet ist. Großteils handelt es sich um Spuren von Myonen des Strahlhalos, es wird für die Analyse verlangt, dass mindestens 4 Ebenen einer Driftkammer ein Signal erzeugen, was in Anbetracht einer Effizienz der Einzelebenen von deutlich über 90% die zur Verfügung stehende Datenmenge nicht signifikant verringert.

In der Abbildung ist der etwa 24cm breite, um die Spacerpositionen zentrierte Be-

<sup>2</sup>Im Compass Sprachgebrauch handelt es sich dabei um einen physikalischen Run des Jahres 2003, der die Nummer 28944 trägt.



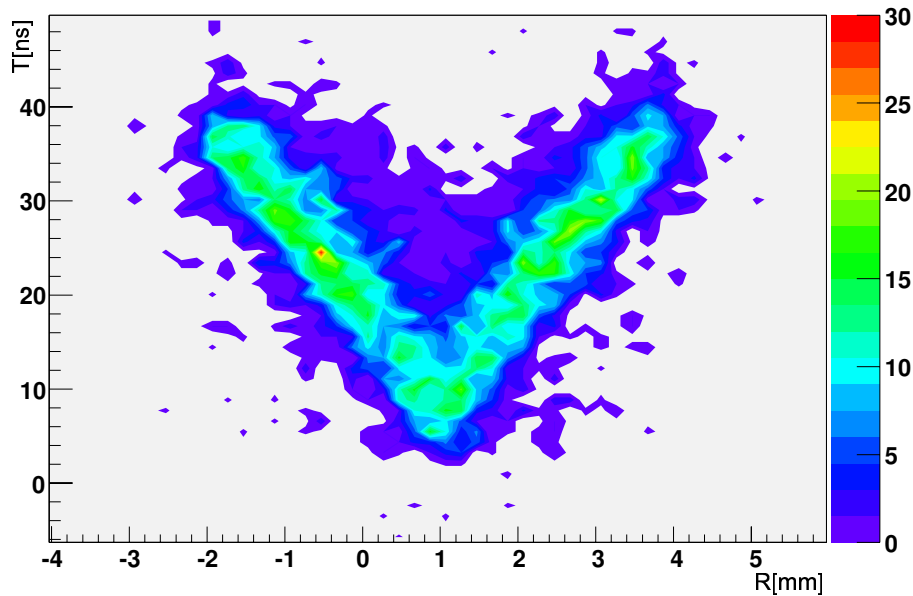


Abbildung 3.4: Typische gemessene R-T-Relation mittels Spuren der Driftkammer, hier für ein senkrechtes Strohhalm-driftrohr mit 6mm Durchmesser. T ist die vom Strohhalm-driftrohr gemessene Zeit eines Signals gegenüber dem Triggersignal, das von den einlaufenden Myonen in den COMPASS Strahldetektoren ausgelöst wird. Der Abstand R (willkürlicher Nullpunkt) bezeichnet den Abstand der von den Driftkammern rekonstruierten Spuren (extrapoliert in die betrachteten Strawebene) vom Anodendraht des betrachteten Driftrohrs. Erwartungsgemäß sind die Äste der V-förmigen Verteilung stark verbreitert, dennoch erkennt man noch die für das verwendete Gasmisch typische Gestalt der R-T-Relation (siehe auch Abbildung 3.1).

reich skizziert, innerhalb dessen alle Spuren zur Bestimmung der Drahtpositionen verwendet werden. Dort erkennt man auch den raschen Abfall der Zahl der Teilchenspuren innerhalb des gewählten Bereichs bei wachsendem Abstand vom Zentrum des Detektors. Aus statistischen Gründen ist die hier vorgestellte Methode daher auf einen kleinen Bereich entlang der x-Achse beschränkt. Die prinzipielle Möglichkeit, durch Superposition mehrerer Datennahmezyklen die Statistik zu erhöhen, wird von den hohen Temperaturschwankungen im tageszeitlichen Verlauf stark eingeschränkt, wodurch die Drahtkoordinaten ortsabhängig verändert werden, wie in Kapitel 2.5.5 gezeigt wurde.

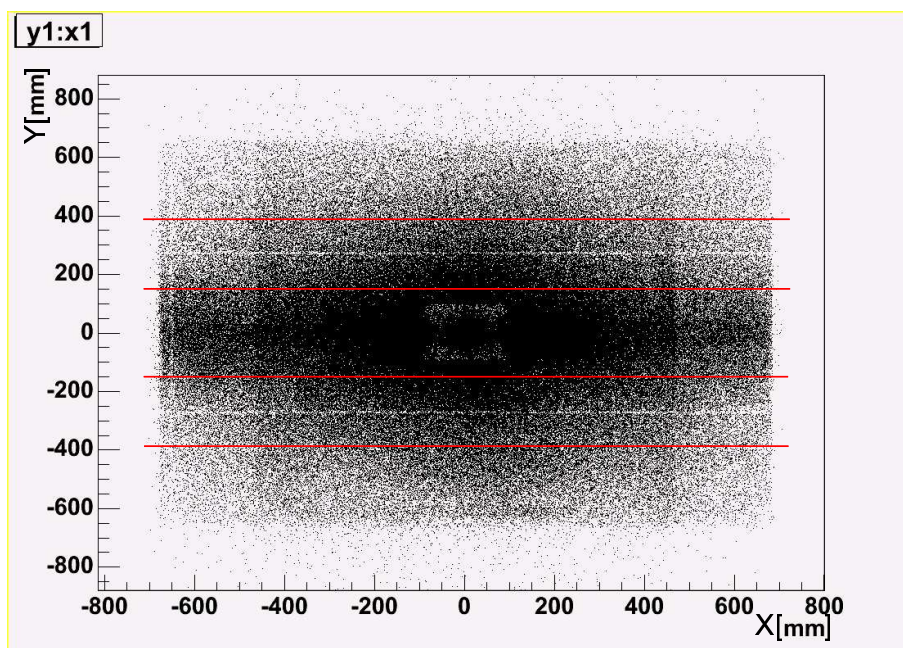


Abbildung 3.5: Darstellung der Koordinaten, an denen die von den Driftkammern rekonstruierten Teilchenspuren die Strohhalmebene durchsetzen. Die Spuren können für die Analyse nur verwendet werden, wenn ein Strohalm, der einer Teilchenspur eindeutig zugeordnet werden kann, tatsächlich eine Zeit gemessen hat. Gut zu erkennen sind die beiden ausgedünnten horizontalen Linien jeweils im Zentrum der rot markierten Bereiche. Dabei handelt es sich um die Spacerpositionen, an denen die Strohhalme aufgrund des durch die Spacer massiv gestörten Feldverlaufs ineffizient sind. Für die Bestimmung der Drahtkoordinaten werden jeweils alle innerhalb der markierten Begrenzungen befindlichen Teilchenspuren herangezogen. Im Zentrum der Darstellung ist der etwa  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  große Bereich ohne Strohalmröhrchen gut zu erkennen. Wegen der extrem hohen Teilchenflüsse im Bereich um den Teilchenstrahl kommt es dort häufig zu Spuren, die zufälligerweise innerhalb des festen Zeitfensters einer „echten“ Spur liegen und deshalb in der hier gewählten Darstellung einen Eintrag in der Grafik erhalten.

### 3.3 Bestimmung der Drahtpositionen

Ziel ist es, für jeden einzelnen Draht eine geeignete Parametrisierung der R-T-Relation an die gemessenen Daten anzupassen und anhand der gefitteten Parameter die Drahtkoordinate zu bestimmen. Eine Funktion, die den Verlauf der R-T-Relation gut zu beschreiben vermag, ist folgendes Polynom, bei dem der Parameter  $x_0$  den Ort des Anodendrahtes angibt:

$$f(x) = t_0 + \sum_{i=1}^7 C_i |x - x_0|^i \quad (3.1)$$

Zunächst wird für alle Drähte einer Ebene die Existenz einer gemeinsamen R-T-Relation vorausgesetzt. Diese Annahme ist aus praktischen Gründen erforderlich, da die typische Anzahl der Einträge des R-T-Graphen eines einzelnen, vom Zentrum der Ebene entfernten Drahtes in der Regel nicht ausreicht, einen Fit der Funktion 3.1 mit der maximalen Anzahl von 9 freien Parametern erfolgreich konvergieren zu lassen. Daher werden zuerst für eine Superposition der Daten mehrerer zentraler Drähte die optimalen Parameter  $C_i$  aus Gleichung 3.1 ermittelt, die Parameter  $C_1$  bis  $C_7$  bleiben fortan für die untersuchte Ebene fest. Für jeden einzelnen Draht werden also nur noch die Parameter der Drahtkoordinate  $x_0$  und der minimalen Zeit  $t_0$  frei gefittet.

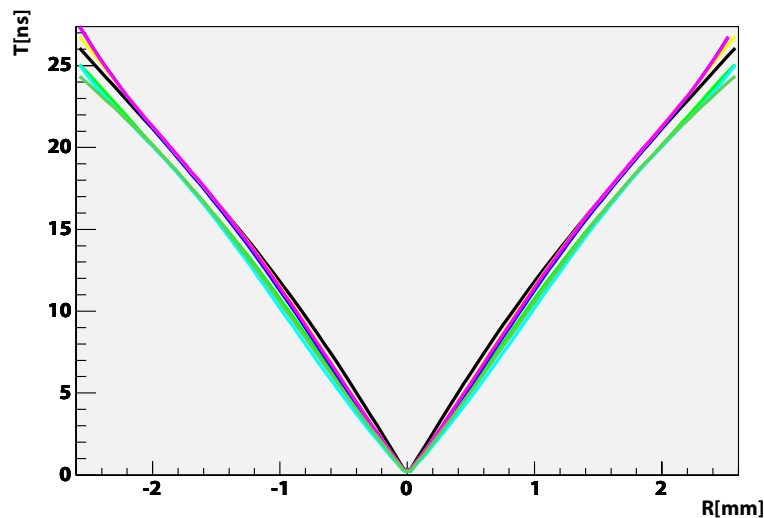


Abbildung 3.6: Superposition aller durch das im Text beschriebene Verfahren gefundenen R-T-Parametrisierungen der verschiedenen Strohhalmebenen. Die Breite des durch die unterschiedlichen Kurven aufgespannten Bereichs beträgt für feste Orte R typisch 1 ns.

Abbildung 3.6 zeigt die Superposition der für die unterschiedlichen Ebenen gefundenen R-T Parametrisierungen. Die mittlere zeitliche Abweichung der unterschiedlichen Kurven ist geringer als 1ns, sodass für die zu bestimmenden Parameter  $x_0$  und  $t_0$  keine systematischen Unsicherheiten aufgrund stark unterschiedlichen Driftverhaltens zu erwarten sind. Ein Problem stellt, sowohl beim Finden

der allgemeinen Parametrisierung als auch beim Fit der Einzeldrähte, der Untergrund in den R-T-Darstellungen dar, insbesondere der in Abbildung 3.4 erkennbare, stark besetzte Bereich zwischen den V-förmigen Ästen der R-T-Verteilung, der den Fit der Funktion 3.1 systematisch zu größeren Zeiten verschiebt. Zur Unterdrückung dieses Untergrundes wird daher ein iteratives Verfahren angewendet, das im Folgenden kurz erläutert wird.

Zunächst wird dabei die Darstellung der R-T-Relation in eine feste Anzahl rechteckiger Flächen, sogenannter Bins, unterteilt. An die am stärksten besetzten Bins wird die Funktion 3.1 mit  $i=1$  angepasst, wobei für die Anpassung der Abstand der gemessenen Zeiten zum Funktionsverlauf minimiert wird. Als Ergebnis erhält man eine V-förmige Kurve, deren Öffnungswinkel und Ursprung zunächst nur grob an die Daten angepasst sind und die als Start für die weiteren Iterationen dienen kann. Im nächsten Schritt wird eine großzügige Umgebung um die vorher bestimmte Kurve definiert ( $\pm 20\text{ns}$  um die preliminäre Parametrisierung), innerhalb derer alle Wertepaare von R und T wiederum an die Funktion 3.1, diesmal jedoch mit inkrementiertem Exponenten  $i=2$ , angepasst werden. Durch Wiederholung dieses Verfahrens mit wachsenden Werten  $i$  und einer sukzessiven Verschmälerung der berücksichtigten Umgebung lässt sich der Untergrund gut unterdrücken, wobei zum Erreichen des in Abbildung 3.7 gezeigten Ergebnisses eine Iteration bis  $i=3$  bereits ausreichend ist, um den endgültigen Fit der Funktion mit  $i=7$  durchführen zu können. Die berücksichtigte Fitumgebung weicht am Ende des iterativen Verfahrens nur wenig von einem einfachen "V" ab, die Breite des Zeitintervalls beträgt dann  $20\text{ns}$ . Effekte an den Rändern des sensitiven Bereichs der Straws, die ihre Ursache in der schlechten Vorhersagegenauigkeit des Teilchenortes haben, werden dadurch vermieden, dass die Daten lediglich innerhalb von  $\pm 2.7\text{mm}$  um das Zentrum der R-T-Verteilung an die Funktion angepasst werden, also nicht der gesamte geometrisch mögliche Driftbereich von etwa  $3\text{mm}$  berücksichtigt wird.

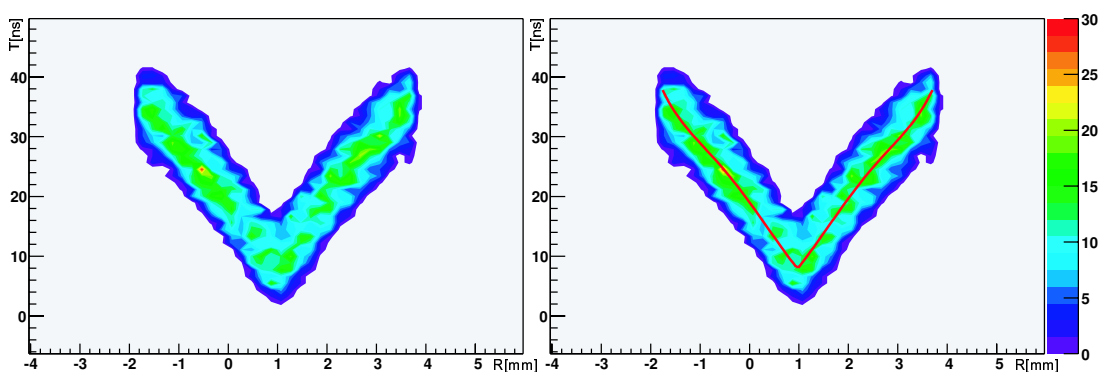


Abbildung 3.7: Durch das im Text beschriebene iterative Verfahren von Untergrund befreite Darstellung der gemessenen Orte gegen die dazugehörige Zeit und die daran angepasste Funktion (rote Kurve in der rechten Darstellung).

Mit Hilfe des beschriebenen Fitverfahrens wird für jeden untersuchten Draht die festgelegte R-T-Parametrisierung angepasst, wie sie zur Kontrolle des Ergebnisses

in Abbildung 3.8 den Rohdaten noch einmal superponiert ist. Die frei gefitteten Parameter  $x_0$  und  $t_0$  sind die wesentlichen, die individuellen Drähte beschreibenden Größen, zu deren Bestimmung im verwendeten Verfahren die Gesamtheit aller Messpunkte einer R-T Darstellung beiträgt.

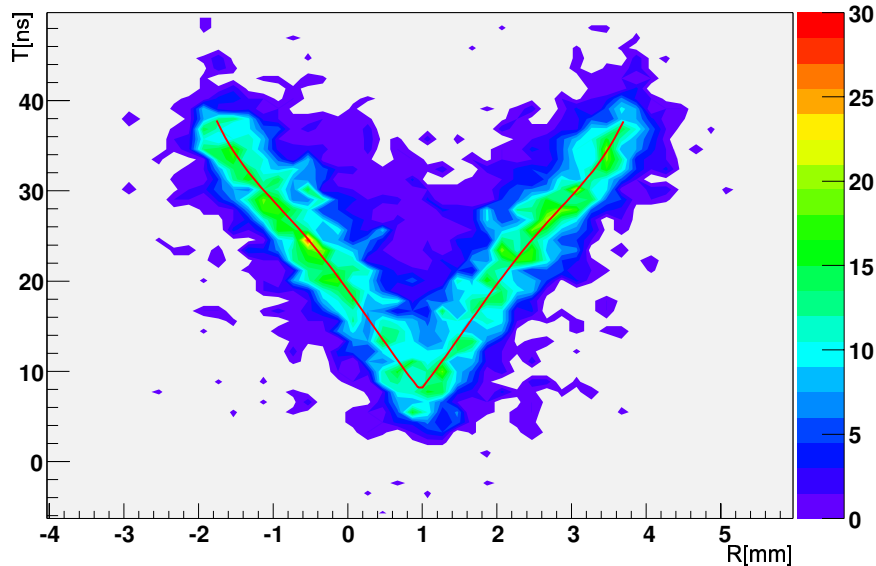


Abbildung 3.8: Darstellung des kompletten Datensatzes und der daraus bestimmten R-T-Relation (Run # 28944, ST3X1d, 6mm Bereich).

Der für  $t_0$  gefundene Wert ist dabei nicht die minimal mögliche Driftzeit gegenüber dem Triggerzeitpunkt, wie sie für die idealisierte R-T-Relation in Abbildung 3.1 verwendet wird. Vielmehr geht bei der Bestimmung dieses Wertes unter anderem die Clusterstatistik ein (siehe Abbildung 3.2), der „Startzeitparameter“  $t_0$  beschreibt also die im Mittel gemessene Zeit für ein großes Ensemble von Teilchenspuren, die den Detektor in infinitesimalen Abstand zum Anodendraht durchqueren.

### 3.4 Ergebnisse der Rekonstruktion

Die genaue Kenntnis der Parameter  $x_0$  und  $t_0$  für jeden einzelnen Draht ist Voraussetzung, um innerhalb der gesamten Detektorfläche eine gleichmäßig gute Ortsauflösung zu erzielen. Der Einfluss des Startzeitparameters  $t_0$  ist dabei ebenso wichtig wie derjenige der Drahtposition. Aus den Ergebnissen der Röntgeneichung ist bereits bekannt, dass  $x_0$  seinen Wert entlang des betrachteten Drahtes ändert, genauso wie das für  $t_0$  aufgrund der endlichen Signalausbreitungsgeschwindigkeit innerhalb der Straws der Fall ist. Da jeder Detektordraht einen eigenen elektronischen Verstärker besitzt, ist davon auszugehen, dass  $t_0$  sich auch von Draht zu Draht ändern wird. Die Variation des Startzeitparameters  $t_0$  wird daher im Folgenden genauer untersucht.

### 3.4.1 Startzeitparameter

Von einem Driftdetektor wird die Zeitdifferenz zwischen einem externen Startsignal und dem Auftreffen der Ladungslawine am Detektordraht bestimmt. Aus dieser Zeitdifferenz wird dann mittels fester R-T-Relation die Ortsinformation berechnet. Die im Experiment gemessene Zeitdifferenz hat nun allerdings ihren Ursprung nicht nur in der Driftzeit der Elektronen im Gas, vielmehr addieren sich dazu zusätzliche Signallaufzeiten in den Kabeln, in der verwendeten Elektronik und auch innerhalb des Detektors selbst. Für eine fehlerfreie Ortsmessung mittels der R-T-Relation ist eine genaue Kenntnis dieser zusätzlichen Laufzeiten erforderlich, um die die gemessenen Zeiten korrigiert werden müssen, bevor die R-T-Relation Anwendung finden darf. Im Fall der Straws beträgt die mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas etwa  $100\mu\text{m}/\text{ns}$ , ein Fehler in der Bestimmung der Laufzeitkorrektur von lediglich  $2\text{ns}$  bewirkt somit einen Fehler der Ortsmessung, der mit  $200\mu\text{m}$  größenordnungsmäßig den mittleren Röntgenkorrekturen entspricht.

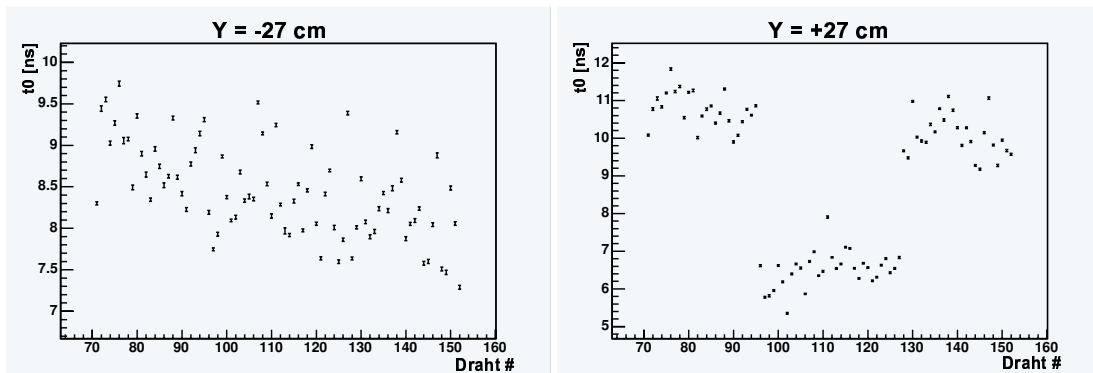


Abbildung 3.9: Aus dem Fitverfahren gewonnene Größe  $t_0$  gegen die Drahtnummern für die Spacerpositionen unterhalb des Zentrums der Ebene (linke Darstellung) und oberhalb des Zentrums (rechte Darstellung). In der rechten Darstellung werden für die zentralen 32 Drähte stark unterschiedliche Werte gefunden, da die Strohhalme an der zentralen Aussparung unterbrochen sind. Es handelt sich somit oberhalb und unterhalb der Öffnung um völlig unabhängige Detektoren, deren Ausleseelektronik sich auf unterschiedlichen Seiten der Doppelsebene befindet. (Run # 28944, ST3X1u, 6mm Bereich.)

Bei Betrachtung von Abbildung 3.8 wird evident, dass der aus dem im vorherigen Kapitel beschriebenen Verfahren gewonnene Parameter  $t_0$  nicht der minimal auftretenden Driftzeit im Driftrohr entspricht, wie weiter oben bereits erläutert wurde. Der Startzeitparameter gibt also nicht direkt die gesuchten elektronischen Laufzeiten an. Die Differenz zwischen minimaler Driftzeit und  $t_0$  ist allerdings im wesentlichen durch die Clusterstatistik im Detektorgas bestimmt und sollte somit für alle Driftrohre identisch sein. Wie die folgenden Ergebnisse zeigen, ist der zusätzliche Zeitbeitrag tatsächlich für alle untersuchten Driftrohre näherungsweise konstant, sodass aus dem Startzeitparameter die wesentlichen Schlüsse bezüglich des Zeitverhaltens der Strohalmröhrchen gezogen werden können.

In Abbildung 3.9 sind die gefundenen Zeiten  $t_0$  für die beiden untersuchten Spacerpositionen derselben Ebene dargestellt. Innerhalb der gezeigten 80 Detektordrähte variieren die Zeiten um bis zu 3ns, was mit der Annahme eines für alle Drähte identischen Parameters  $t_0$  nicht verträglich ist.

Die durchgehenden Drähte links und rechts des zentralen Loches der Ebene erlauben nun eine einfache Überprüfung der Genauigkeit, mit der die Zeit  $t_0$  mittels des beschriebenen Verfahrens bestimmt werden kann. Berechnet man drahtweise die Differenz  $t_0_2 - t_0_1$  der an den unterschiedlichen Spacerpositionen gefundenen Zeiten, ergibt sich idealerweise für alle Drähte ein identischer konstanter Wert, der die Zeit beschreibt, die das elektrische Signal zur Propagation entlang des Anodendrahtes zwischen den Messorten benötigt. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abbildung 3.10 dargestellt, für die relevanten Drähte ergibt sich ein mittlerer Zeitunterschied von  $1.92 \pm 0.04 \text{ ns}$ , wobei die Werte um etwa 0.3ns (1 Sigma) um diesen Mittelwert schwanken. Nimmt man als mittlere Strecke, die das Signal

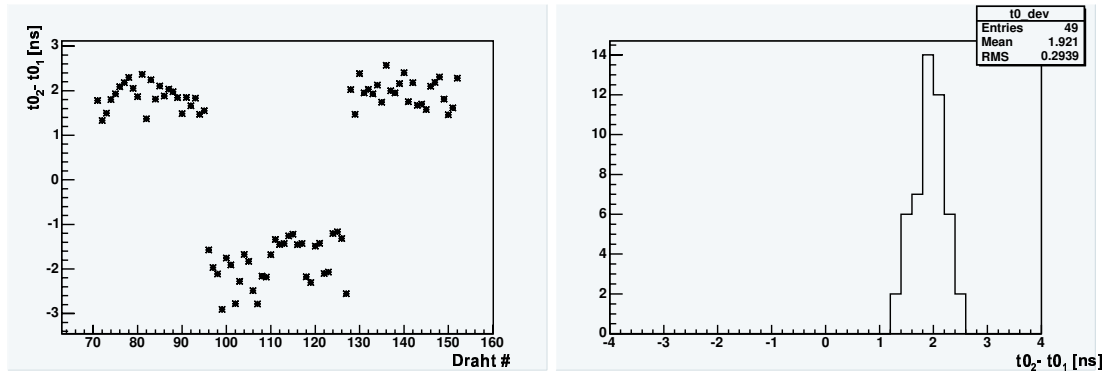


Abbildung 3.10: Differenz der Zeiten  $t_0$  an den beobachteten Spacerpositionen. Wie erwartet ergibt sich für die zentralen, unterbrochenen Driftrohre keine Korrelation (Abbildung links), während für die durchgehenden Drähte die Zeitdifferenz in etwa der Dauer der Signalpropagation zwischen den beiden Messpunkten entspricht. Für die nicht unterbrochenen Drähte beträgt diese Zeit etwa 1.9ns (rechte Abbildung).

entlang des Drahtes propagiert sein muss, den Abstand der Spacer von 54cm an, errechnet sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Signales in den Straws zu  $28.1 \pm 0.6 \cdot 10^{-2} \text{ m/ns}$ , ein Wert, der nahe an der Vakuumlichtgeschwindigkeit von  $29.98 \cdot 10^{-2} \text{ m/ns}$  liegt. In der Tat erwartet man aus der Lösung der allgemeinen Wellengleichung eines koaxialen Kabels für den idealisierenden Fall eines verlustfreien Leiters eine annähernd der Vakuumlichtgeschwindigkeit entsprechende Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  der Signale. Für einen solchen koaxialen Leiter gilt [24] :

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{und} \quad LC = \mu\varepsilon = \mu_r\varepsilon_r\mu_0\varepsilon_0$$

Da  $c^2 = \frac{1}{\mu_0\varepsilon_0}$  ergibt sich die Signalgeschwindigkeit  $v$  also zu :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu_r\varepsilon_r}}$$

Für die Abschätzung in Bezug auf die Straws diene Argon als Hauptbestandteil des Driftgases als Dielektrikum, demzufolge sind  $\mu_r = 0$  und  $\varepsilon_r \approx 1.0005$ , was in der Näherung der verlustfreien Signalleitung zu einer Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  von 99.9% der Vakuumlichtgeschwindigkeit führt.

Die Signalformung in den Straws ist in Realität ein komplexer Prozess, bei dem unter anderem der Ohmsche Widerstand des Anodendrahtes und der Kathodenfläche und darüberhinaus sogar der mechanische Aufbau der Kathodenfläche eine Rolle spielen. Zaremba et. al. [32][33] untersuchen systematisch mehrere mögliche Konfigurationen von Straws und entwickeln ein kompliziertes mathematisches Modell, das das System aus Driftrohren und umgebendem Aluminiumrahmen inklusive der elektrischen Abschirmung beschreibt. Simulationen zur Signalausbreitung anhand dieses Modells ergeben die inverse Propagationsgeschwindigkeit der Signale im Driftrohr, das sogenannte delay, zu 3.67ns/m [34].

Das LHCb Experiment am im Bau befindlichen LHC Beschleuniger am CERN verwendet als Teil seines Spurrekonstruktionssystems ebenfalls Strohhalmdriftrohre, deren Durchmesser 5mm betragen und die, wie auch die in COMPASS verwendeten Straws, einen Anodendraht aus Wolfram (25 $\mu$ m Durchmesser) besitzen. Im Rahmen von Prototypentests [31] wurden Strawdetektoren dieses Typs aus unterschiedlichen Kathodenmaterialien mit einem Gasgemisch aus Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (Vol. % 65/5/30) betrieben, das dem in COMPASS verwendeten Gasgemisch also sehr ähnlich ist. Die von den Autoren [31] gemessenen elektrischen Parameter der untersuchten unterschiedlichen Straws unterscheiden sich in einigen Eigenschaften, wie zum Beispiel deren Verhalten bezüglich elektrischen Übersprechens, erheblich, jedoch werden für alle Kathodenmaterialien ähnliche Signalpropagationszeiten von etwa 3.8ns/m gefunden.

Der hier bestimmte Wert des delays der Straws von  $3.56 \pm 0.08$ ns/m stimmt gut mit den theoretischen Modellrechnungen überein und auch der Vergleich mit den experimentell bestimmten Werten der sehr ähnlichen Strawdetektoren des LHCb Experiments bestätigt die hier gemachten Beobachtungen. Die Variation der Messwerte in Abbildung 3.10 ist nach obigen Überlegungen somit ein direktes Maß für die Genauigkeit der Zeitbestimmung durch die verwendete Methode. Aus der gefundenen Breite der Verteilung der Zeitdifferenzen von etwa 0.3ns ergibt sich eine Unsicherheit in der Bestimmung des Parameters  $t_0$  von etwa  $0.3\text{ns}/\sqrt{2}=0.22\text{ns}$  (1 Sigma).

Dies bedeutet insbesondere, dass die in Abbildung 3.9 beobachteten Variationen der elektronischen Laufzeiten ernst zu nehmen sind und diese somit Fehler in der Ortsbestimmung von einigen 100 $\mu$ m verursachen, wenn, wie ursprünglich vorgesehen, ein gemeinsames, festes  $t_0$  für alle Driftröhrchen einer Ebene angenommen wird. Die Anwendung der Ergebnisse der Röntgeneichung kann also nur dann die Ortsauflösung innerhalb der gesamten Ebene auf ein der intrinsischen Strawauflösung vergleichbares Niveau bringen, wenn gleichzeitig drahtindividuell die minimale Driftzeit bestimmt und diese Information bei der Spurrekonstruktion berücksichtigt wird. Eine Bestimmung des Parameters  $t_0$  in der hier erreichten Genauigkeit von etwa 0.22ns entspricht einem resultierendem Fehler in der Ortsmessung von weniger als 25 $\mu$ m, eine Größenordnung, die bei einer Einzelrohrauf-



lösung von  $150\mu\text{m}$  zu vernachlässigen ist.

### **Einfluss auf die Ortsauflösung**

Bei einer beobachteten mittleren Variation der Zeiten  $t_0$  von etwa 1ns muss eine Korrektur dieses Effektes eine unmittelbare Verbesserung der Ortsauflösung der gesamten Ebene nach sich ziehen, was in der Superposition der gemessenen R-T-Relationen mehrerer Drähte nachgewiesen werden kann. Die erwartete Verbesserung beträgt etwa  $100\mu\text{m}$  und ist bei der Vorhersagegenauigkeit der Spuren von  $300\mu\text{m}$  schwer festzustellen. Betrachtet man nämlich in der R-T-Relation die Projektion der Einträge eines möglichst kleinen Zeitintervalls auf die Ortsachse, so ist die Breite der resultierenden Ortsverteilung ein Maß für die Ortsauflösung der Driftdetektoren. Die gemessene Breite ist dabei in einfacher Näherung die quadratische Summe der Vorhersagegenauigkeit der Spuren und der Detektorauflösung, im vorliegenden Fall wird sie im Wesentlichen durch die geringe Genauigkeit der Spurvorsage bestimmt. Eine Verbesserung der Ortsauflösung der Strawebene von  $100\mu\text{m}$  bewirkt daher lediglich eine Verschmälerung der gemessenen Verteilung um etwa  $20\mu\text{m}$ , was aufgrund der Assymetrie der projizierten Ortsverteilung schwer nachzuweisen ist.

In einem kleinen Raumbereich um das zentrale Loch der Strohhalmebene überlappen die Ebenen jedoch mit Detektoren höherer Ortsauflösung, den GEMs. Dort sind die Teilchenspuren besser bestimmbar und man kann den in Abbildung 3.11 gezeigten Vergleich der gemessenen R-T-Relationen mit und ohne Korrektur der Zeitnullpunkte durchführen, wobei im gezeigten Fall zusätzlich zu den Zeitnullpunkten die Positionen der Drähte mittels der Röntgenkoordinaten korrigiert sind. Der mit Spuren der GEM-Detektoren zugängliche Bereich umfasst jedoch lediglich etwa 25 Driftrohre, sodass die Variation der Drahtkoordinaten in der beobachteten Verbesserung der Ortsauflösung kaum eine Rolle spielt. Führt man die Projektion in dem in der Abbildung markierten, 1ns breiten Bereich durch, stellt man eine Verringerung der bestimmten Breite von  $260\mu\text{m}$  auf  $226\mu\text{m}$  fest. In obiger Interpretation entspricht dies einer Verbesserung der Ortsaufauflösung der Strohhalmdriftrohre von etwa  $128\mu\text{m}$  und somit in etwa dem aus der Korrektur der Zeiten  $t_0$  erwarteten Wert.

Der Einfluss der  $t_0$ -Bestimmung auf die Ortsauflösung wird in Anhang D detaillierter besprochen.

### **3.4.2 Vergleich der Drahtkoordinaten**

Zum Vergleich der Drahtpositionen aus der Röntgeneichung mit den durch oben beschriebenes Verfahren gewonnenen Koordinaten wird die bereits in Kapitel 2.5.4 benutzte Darstellung der Messergebnisse verwendet. Zunächst werden die Daten des Röntgenverfahrens in das Koordinatensystem des COMPASS Experiments transformiert, wobei die Drähte auch entsprechend der in der COMPASS Analysesoftware geltenden Konvention unnummeriert werden müssen. Der Bereich, innerhalb dessen ein Vergleich möglich ist, wird, wie in Kapitel 3.2 be-

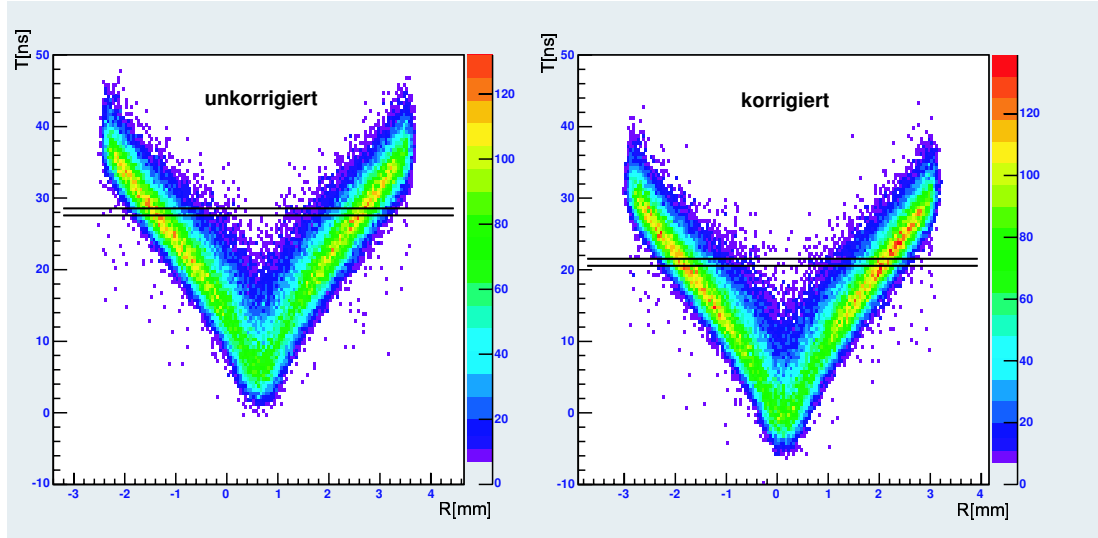


Abbildung 3.11: Darstellung der Superposition der gemessenen R-T-Relationen von etwa 25 zentralen Drähten, wobei die Teilchenspuren innerhalb des kleinen betrachteten Bereichs mit GEM Detektoren hoher Ortsauflösung (ca.  $70 \mu\text{m}$  je Ebene [36]) rekonstruiert werden können. Deutlich sichtbar ist, dass nach Anwendung der Orts- und Zeitkorrektur in der rechten Abbildung die R-T-Verteilung zum Ort  $R=0$  symmetrischer wird. Die Breite  $\sigma_R$  der Ortsverteilung innerhalb des eingezeichneten,  $1\text{ns}$  breiten Intervalls, verringert sich durch die Korrektur von  $260\mu\text{m}$  auf  $226\mu\text{m}$ . Die Interpretation des Effekts bezüglich der Ortsauflösung erfolgt in Anhang D.

schrieben, durch die Zahl der zur Verfügung stehenden Teilchenspuren begrenzt. Innerhalb dieses festen Bereichs wird zunächst für beide Datensätze getrennt der mittlere Drahtabstand  $p$ , der sogenannte pitch, bestimmt.

$$p = \frac{1}{n-1} \sum_{i=2}^n x_i - x_{(i-1)}$$

Der Quotient  $p_x/p_v$  der Werte des pitches ist dann der Skalierungsfaktor, mit dem die Datensätze aneinander angepasst werden, wobei diese so umskaliert werden, dass nach der Anpassung die mittleren Drahtabstände in beiden Datensätzen identisch sind und der Mittelwert der Ortskoordinaten beider Verteilungen im Ursprung liegt (Die Indizes  $x$  und  $v$  dienen der Unterscheidung der Datensätze aus den verschiedenen Verfahren.). Betrachtet man den Korrelationskoeffizienten  $\rho$  der beiden Datensätze, lässt sich überprüfen, ob nach der Transformation der Koordinatensysteme die Drähte der gleichen Nummer tatsächlich den physisch selben Draht bezeichnen. Der Korrelationskoeffizient  $\rho$  ist wie folgt definiert [24]:

$$\rho = \frac{\text{cov}(x, v)}{\sigma_x \sigma_v} \quad \text{mit} \quad \sigma_{x/v} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad \text{und} \quad \bar{x}_{x/v} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$$

Dabei ist die Kovarianz  $\text{cov}(x, v)$  zweier Größen  $x$  und  $v$  :

$$\text{cov}(x, v) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(v_i - \bar{v})$$

Der Korrelationskoeffizient beschreibt die Ähnlichkeit zweier Datenmengen und kann dabei von -1 bis 1 variieren. Je größer der Absolutbetrag von  $\rho$ , desto ähnlicher sind sich die untersuchten Datenmengen, ein Wert von 0 bedeutet perfekte Unkorrelation, also keine Ähnlichkeit. Ein Wert von 1 bedeutet perfekte Korrelation, das heißt die Drahtpositionen stimmen bis auf die individuellen Messfehler der beiden Verfahren überein. Verschiebt man die Drähte der beiden Datensätze künstlich gegeneinander, wie in Abbildung 3.12, und berechnet jeweils den Korrelationskoeffizienten, bestätigt das beobachtete Auftreten des Maximums bei  $x=0$  die korrekte relative Ausrichtung der beiden Drahtgitter.

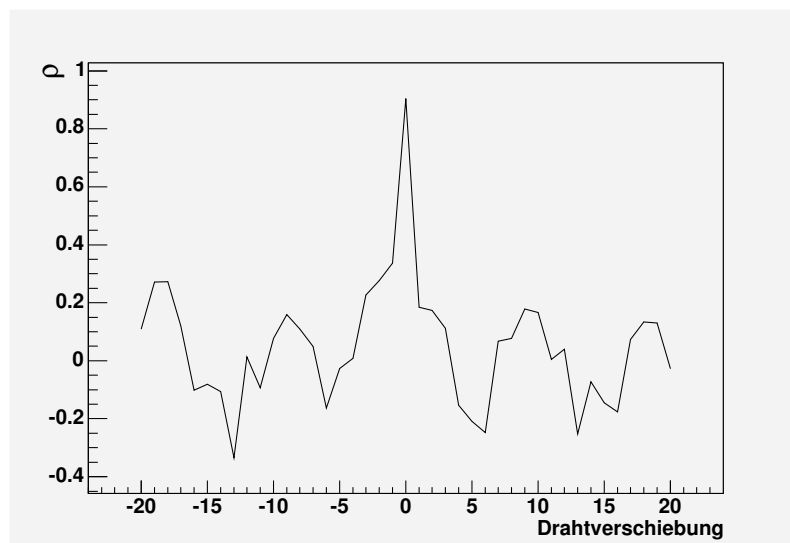


Abbildung 3.12: Korrelation der Datensamples aus dem Röntgen und der Methode der V-Fits. Dargestellt ist der Korrelationskoeffizient  $\rho$  gegen eine Verschiebung der Datensamples um die auf der x-Achse angegebene Anzahl an Drähten. Der maximale Betrag des Korrelationskoeffizienten findet sich wie erwartet bei  $x=0$ .

Wie derselbe Graph für eine andere, horizontale Ebene zeigt (Abbildung 3.13), beinhaltet diese Art der Darstellung auch die Information, auf welcher Längenskala eine Ähnlichkeit zwischen den Datensätzen besteht. In Abbildung 3.12 ist die Korrelation für dieselbe Ebene dargestellt, deren Drahtkoordinaten auch in Abbildung 3.15 gezeigt sind. Die Drahtpositionen dieser Ebene schwanken gleichmäßig um die Sollposition, sodass ein Versatz von wenigen Drähten bereits eine hohe Unkorreliertheit der Datensätze hervorruft, weswegen der Peak in der Verteilung in 3.12 wenige Drähte schmal ist. Der kontinuierliche Anstieg der Korrelation in Abbildung 3.13 bedeutet, dass auch bei einer relativen Verschiebung um mehrere Drähte noch eine Ähnlichkeit der beiden Datensätze besteht. Dies erklärt sich daraus, dass in diesem Fall die Drahtpositionen um eine gemeinsame langreichweitige Variation großer Amplitude schwanken (siehe Abbildung 3.16). Eine Verschiebung um wenige Drähte hat auf diese langreichweitige Ähnlichkeit nur geringen Einfluss.

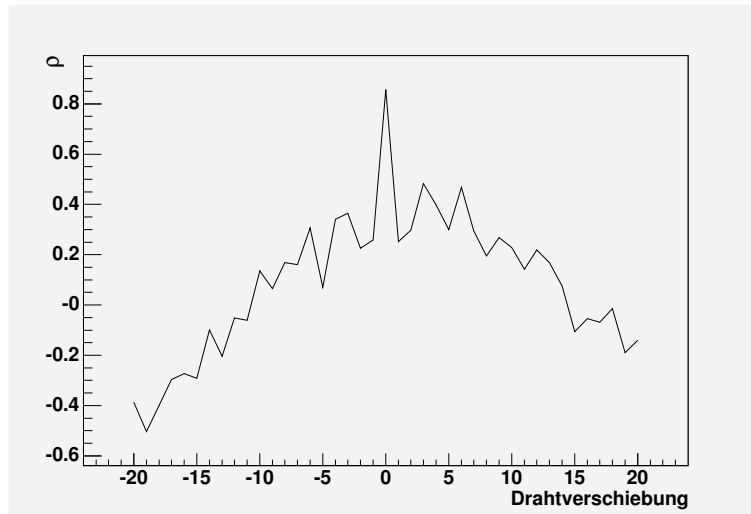


Abbildung 3.13: Korrelation der Datensamples aus dem Röntgen und der Methode der V-Fits für dieselbe horizontale Ebene, die in Abbildung 3.16 gezeigt ist.

Nach der erfolgreichen Konsistenzprüfung kann eine genauere Betrachtung der beiden Datensätze und deren Übereinstimmung erfolgen. Dazu wird für beide Methoden aus den mittleren Drahtabständen ein gedachtes homogenes Drahtgitter mit festem Drahtabstand konstruiert, die Abweichung der Drähte von diesem Gitter kann, wie in Abbildung 3.14, direkt verglichen werden.

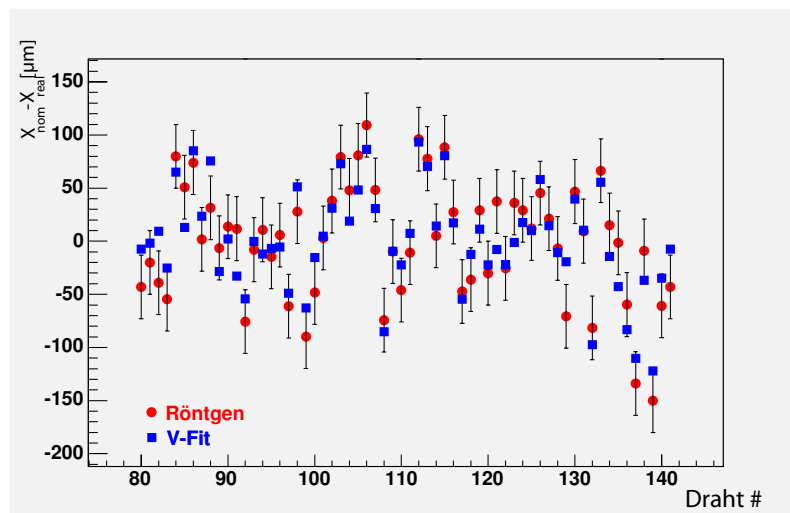


Abbildung 3.14: Abweichung der gemessenen Drahtpositionen vom idealen homogenen Gitter für Röntgendaten (Kreise) und Daten aus dem Fit der R-T-Verteilung (Quadrate). Die statistischen Fehler letzterer Methode sind kleiner als die verwendeten Symbole selbst, für die Röntgendaten werden zunächst die in Kapitel 2.5.1 bestimmten  $25\mu\text{m}$  Fehler angenommen, angesichts der kurzen betrachteten Distanz zwischen den Drähten ist der wahre Fehler der relativen Drahtabstände sicher kleiner, jedoch unbekannt. (Run # 28944, ST3X1u, 6mm Bereich, Skalierungsfaktor (siehe Text) : 1.0014)

Die Messwerte der Röntgeneichung und der Methode der V-Fits in Abbildung 3.14 sind allerdings mit den individuellen Fehlern der einzelnen Methoden behaftet, sodass die dargestellte Abweichung die Summe der realen Abweichung der Drähte und des Fehlers des Verfahrens ist. Zur Unterdrückung der statistischen Unsicherheiten der verschiedenen Verfahren kann man die Punkteverteilungen aus den  $n$  Wertepaaren  $(x_i, y_i)$  durch eine geglättete Kurve aus Wertepaaren  $(u_j, v_j)$  beschreiben. Dabei errechnen sich die Werte  $v_j$  im hier angewandten Verfahren durch gauß'sche Faltung der Werte der ursprünglichen Verteilung innerhalb des Intervalls  $|u_j - x_i| < 4C$  [35]:

$$v_j \stackrel{|u_j - x_i| < 4C}{=} V_j \sum_i e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{x_i - u_j}{C} \right)^2} y_i \quad , \text{ wobei}$$

$$V_j \stackrel{|u_j - x_i| < 4C}{=} \frac{1}{\sum_i e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{x_i - u_j}{C} \right)^2}}$$

Der einzige freie Parameter  $C$  obiger Faltung beschreibt die Umgebung, innerhalb derer ein Funktionswert geglättet wird und somit die Stärke der Glättung. Für

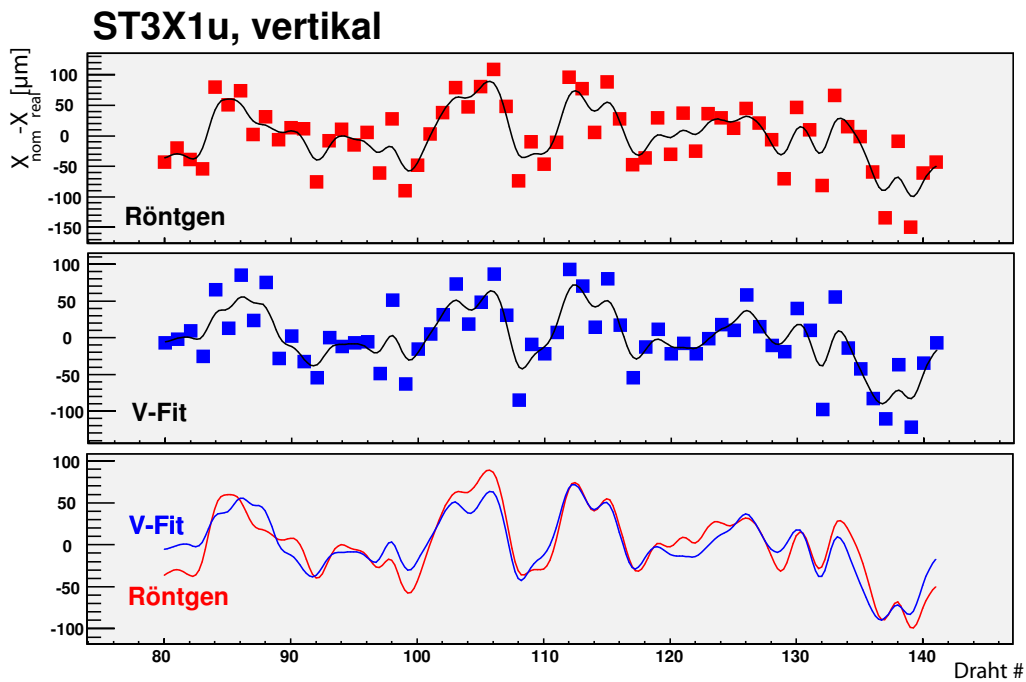


Abbildung 3.15: Darstellung der Abweichung der Drahtpositionen vom idealen homogenen Detektor für die Röntgendaten (obere Abbildung) und die aus Teilchenspuren rekonstruierten Drahtkoordinaten (mittlere Abbildung) für die auch in Abbildung 3.14 gezeigte Ebene. Aus den Daten wird mit dem im Text beschriebenen Verfahren eine geglättete Kurve bestimmt, der Vergleich dieser beiden Kurven in der unteren Abbildung zeigt die hohe Korrelation der beiden Messreihen. Am linken und rechten Rand der Punktemenge ergeben sich konzeptionell größere Abweichungen der Kurven, da hier die zur Glättung der Kurven verwendeten Umgebungen nicht mehr symmetrisch zur dargestellten Drahtnummer sein können.

die Darstellung in Abbildung 3.15 wurde er zu 0.75 gewählt, sodass sich auch die drahtweisen Schwankungen der Messwerte in der geglätteten Darstellung noch widerspiegeln.

In allen untersuchten Fällen reproduziert die Methode der V-Fits die Ergebnisse der Röntgeneichung sehr gut, auch ist im Grad der Übereinstimmung kein Unterschied zwischen horizontalen und vertikalen Ebenen feststellbar, wozu exemplarisch auf die Darstellung der Ergebnisse einer horizontalen Ebene in Abbildung 3.16 verwiesen sei. Der Vollständigkeit halber ist in Abbildung 3.17 derselbe Vergleich auch für eine geneigte Ebene gezeigt. Diese globale Übereinstimmung lässt nun einige Schlussfolgerungen sowohl im Hinblick auf das Verfahren der Röntgeneichung selbst als auch auf die Eigenschaften der Strohhalmdetektoren zu.

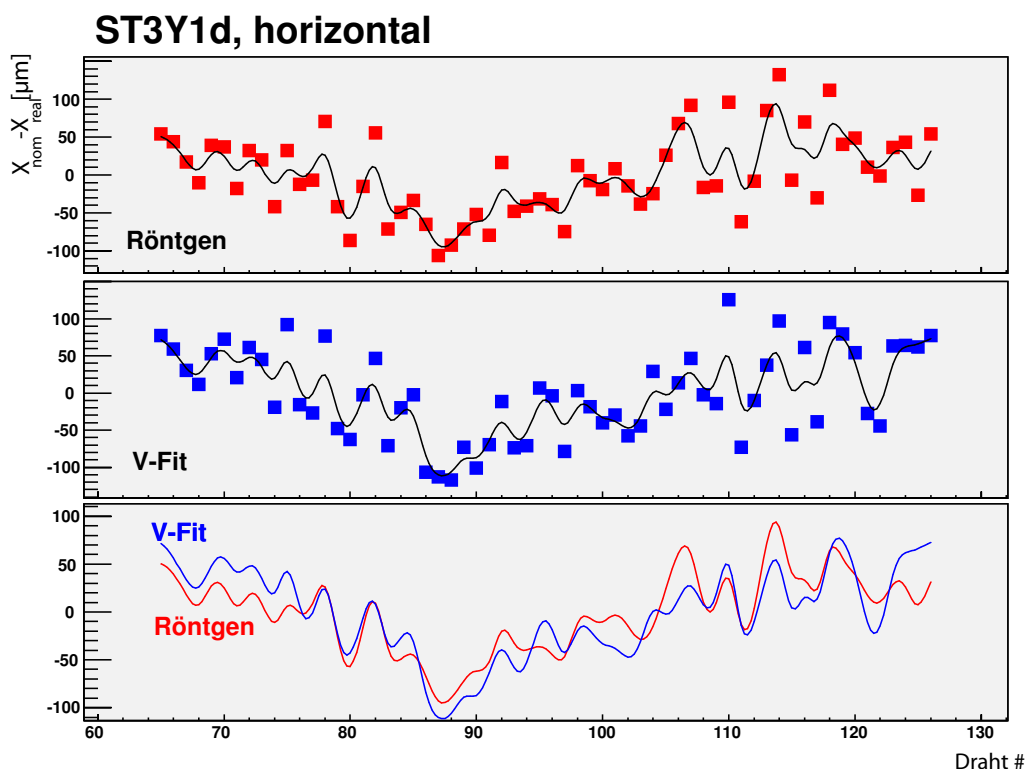


Abbildung 3.16: Vergleich der Daten einer horizontalen Ebene. Die Darstellung erfolgt äquivalent zu Abbildung 3.15.

Zunächst bestätigt die erfolgreiche Reproduktion der Drahtkoordinaten mittels eines unabhängigen Verfahrens die in Kapitel 2.5.1 angestellten Überlegungen zum Verfahren der Röntgeneichung selbst und dessen erreichter Präzision<sup>3</sup>. Insbesondere bestätigt sich im untersuchten zentralen Bereich der Ebenen die Hypothese, dass sich die Daten der Röntgeneichung durch Anpassung eines einzigen Parameters, des pitches, an die Bedingungen im Experiment anpassen lassen. Dies ist für die Verwendung des Gitters aus Drahtkoordinaten im Experiment wesentlich,

<sup>3</sup>Die Standardabweichung der Differenz aller Wertepaare in Abbildung 3.14 beträgt  $23\mu m$ .

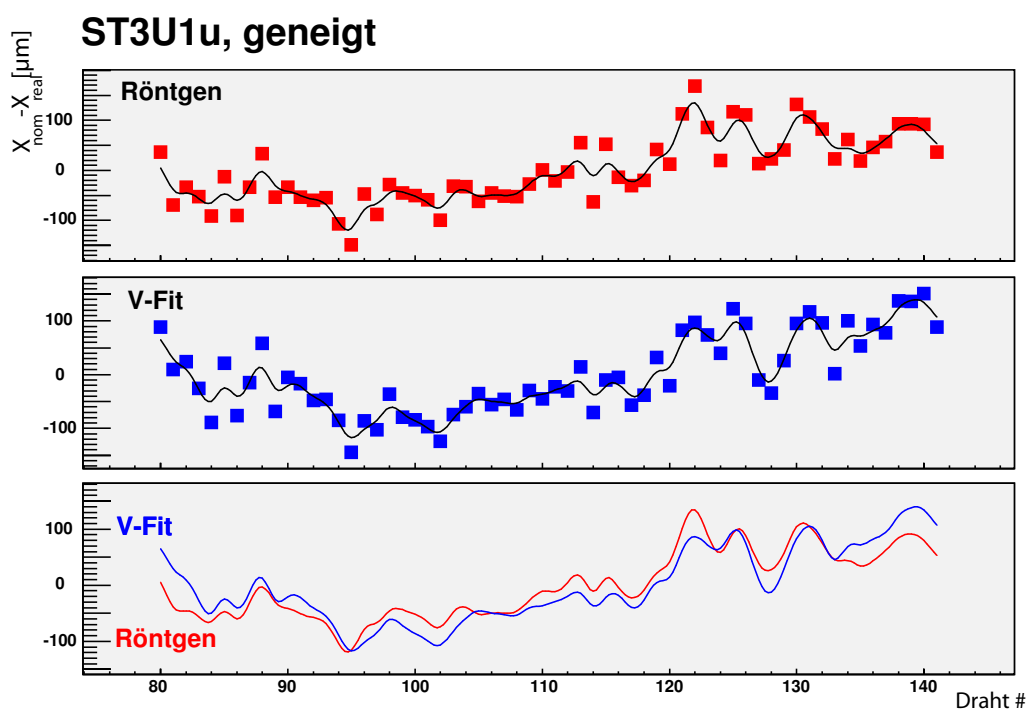


Abbildung 3.17: Vergleich der Daten einer geneigten Ebene. Die Darstellung erfolgt äquivalent zu Abbildung 3.15.

da in COMPASS keine stabilen Temperaturverhältnisse herrschen und somit die Drahtkoordinaten in regelmäßigen Abständen neu geeicht werden müssen, was dann durch Anpassung dieses einen Parameters möglich ist.

Ebenso wichtig ist die Interpretation der Ergebnisse im Hinblick auf die Langzeitstabilität der Geometrie der Strohhalmdetektoren. Dazu ist zu bemerken, dass zwischen dem Zeitpunkt der Röntgeneichung und der Aufnahme der Daten, die für die vergleichende Analyse verwendet wurden, eine Zeitspanne von mehr als einem Jahr liegt. Innerhalb dieses Jahres wurden die Strohhalmdetektoren mehrmals in das Experiment ein- und ausgebaut, das Strawmodul als solches wurde komplett zerlegt und technisch modifiziert erneut zusammengesetzt, was die maximale erwartete mechanische Belastung für die Strohhalmdetektoren darstellt. Aus der Übereinstimmung der Daten vor und nach diesen Ereignissen darf man also schließen, dass die Drahtpositionen zeitlich stabil sind und sich auch durch mechanische Erschütterungen nicht signifikant ändern. Die im Laufe eines Jahres auftretenden Temperaturänderungen von mehr als  $15^\circ\text{C}$  verändern erwartungsgemäß die Geometrie der Strohhalmdoppelebene, jedoch ist diese Änderung offensichtlich reversibel. Diese Ergebnisse wiederum sind natürlich von größter Bedeutung für den mehrjährigen Einsatz der Strawdetektoren unter den in COMPASS herrschenden Bedingungen, aufgrund der mechanischen Instabilität des verwendeten Materials war das beobachtete gutmütige Verhalten nicht a priori zu erwarten. Zusammenfassend kann also gesagt werden, dass erst der erfolgreiche unabhängige Test der Röntgenkoordinaten mittels der im Experiment gewonnenen Daten

zeigt, dass das vorgeschlagene Verfahren zur Kalibrierung der Strawdetektoren auch unter realen Bedingungen anwendbar ist. Die Röntgeneichung kann also auch in Zukunft und unter veränderten Betriebsbedingungen zur Beschreibung der Detektoren verwendet werden.



# Kapitel 4

## Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein neues Verfahren zur Eichung der Geometrie großflächiger Drahtkammern mit der Zielsetzung entwickelt, die Position der Drähte von Strohhalmdriftkammern, die im COMPASS Experiment verwendet werden, mit einer Genauigkeit zu messen, die deutlich höher als die intrinsische Ortsauflösung eines einzelnen Driftrohres von etwa  $150\mu\text{m}$  ist. Die Eigenschaften des Testverfahrens und die sich aus den Eichergebnissen ergebenden Konsequenzen für den Einsatz der Strohhalmdetektoren im COMPASS Experiment werden im Folgenden, soweit möglich, getrennt betrachtet. Dabei wird an geeigneter Stelle auch auf die in der momentanen Situation die Genauigkeit der erzielten Ergebnisse limitierenden Faktoren eingegangen. Wo dies möglich ist, werden Möglichkeiten aufgezeigt, die Genauigkeit weiter zu erhöhen.

### 4.1 Methode der Röntgeneichung

Der im Rahmen der Arbeit errichtete Röntgenteststand ist so konstruiert, dass damit Objekte innerhalb einer Fläche von  $3.6 \times 3.6 \text{m}^2$  untersucht werden können. Das Hauptaugenmerk wurde bei der Entwicklung des Verfahrens darauf gelegt, die erzielte Messgenauigkeit nicht durch kostenintensive mechanische Präzision der verwendeten Komponenten zu erzielen, weswegen als bildgebendes Gerät eine CCD zum Einsatz kommt, die per se eine exzellente Ortsauflösung besitzt. Die Position der Detektordrähte kann auf den einzelnen Aufnahmen der CCD mit einer Genauigkeit von etwa  $2\mu\text{m}$  bestimmt werden. Um mit der etwa  $2 \times 3 \text{cm}^2$  großen CCD eine Koordinate über die gesamte Länge des Detektors von maximal etwa  $3.2 \text{m}$  mit der erforderlichen Genauigkeit messen zu können, wird ein Verfahren verwendet, bei dem aus mehrfacher Belichtung derselben Detektordrähte die tatsächliche Verschiebung der CCD rekonstruiert werden kann, die mit vergleichsweise niedriger mechanischer Präzision bewegt wird. Dabei ist die Rekonstruktion der CCD Bewegung mit einer Genauigkeit von weniger als  $3\mu\text{m}$  (zwischen zwei benachbarten Positionen) möglich, was zur Folge hat, dass durch das Verfahren innerhalb eines Bereiches von einigen Zentimetern die relativen Abstände der Detektordrähte zueinander mit wenigen Mikrometern Genauigkeit bestimmt werden. Die mechanische Ungenauigkeit des Aufbaus senkrecht zur sensitiven Fläche

der CCD bewirkt, dass die Koordinaten der Drähte durch die Transformation aus der CCD-Ebene in die Detektorebene mit einem Fehler von etwa  $8\mu\text{m}$  behaftet sind.

Zur Kontrolle der Methode und um die Messungen an verschiedenen Orten innerhalb der Fläche der Detektoren in ein und dasselbe Koordinatensystem transformieren zu können, wird ein zusätzliches Gitter aus externen Referenzdrähten verwendet, deren absolute Koordinaten mit etwa  $20\mu\text{m}$  Genauigkeit bekannt sind. Durch das Ausrichten der Einzelmessungen auf das Referenzdrahtgitter ergibt sich in Verbindung mit den übrigen Unsicherheiten eine Genauigkeit der absoluten Positionsbestimmung der Detektordrähte von etwa  $25\mu\text{m}$  innerhalb der  $3.2\times 3.2\text{m}^2$  aktiven Fläche der untersuchten Detektoren.

Wie aus obiger Darstellung hervorgeht, ergibt sich die größte Ungenauigkeit in der Ortsmessung aus der verbleibenden Unsicherheit in der mechanischen Präzision des Referenzdrahtgitters. Zur Erhöhung der Messgenauigkeit des gesamten Aufbaus müssten also primär diese Unsicherheiten beseitigt werden, was zum Beispiel durch das exakte Messen der Positionen von Röntgenröhre und CCD mittels Interferometern möglich wäre. Kennt man die Position von Quelle und CCD aus der Interferometermessung in allen 3 Dimensionen auf einige  $100\text{nm}$  genau, erreicht man mit dem Testaufbau automatisch die Messgenauigkeit der CCD, eine Messung der Drahtkoordinaten ist dann also mit einer Genauigkeit von etwa  $2\mu\text{m}$  durchführbar. Im Fall der COMPASS Straws reicht die in der aktuellen Konfiguration erzielte Messgenauigkeit bei weitem aus, insbesondere da die im Experiment erreichbare Genauigkeit durch die dort auftretenden großen Temperaturschwankungen limitiert ist. Generell gilt, dass bei der oben beschriebenen Erhöhung der Messgenauigkeit Temperatureffekte den bei weiten größten Einfluss auf das Messergebnis haben und somit gleichzeitig der Messaufbau in einer Umgebung extrem geringen Temperaturgradientens betrieben werden muss. Bei einer Temperaturdifferenz von nur  $0.1^\circ\text{C}$  würde die temperaturbedingte Änderung der Detektorgeometrie eines aus Aluminium bestehenden Detektors die Messgenauigkeit bereits übersteigen.

Interessant kann die Option der Interferometermessung auch dadurch sein, dass neben den Referenzdrähten auch die Methode der Rekonstruktion der CCD Bewegung überflüssig wird, die von der einfachen geometrischen Form der Drahtschatten stark profitiert. Mit einem solchermaßen modifizierten Aufbau könnten also auch kompliziertere geometrische Strukturen mit hoher Präzision vermessen werden, was die Eichung der Geometrie einer Vielzahl anderer Detektortypen ermöglicht.

## 4.2 Einsatz der Strohhalm-driftrohre

Die Drahtkoordinaten der Ebenen aus Strohhalm-driftrohren werden bei fester Temperatur mit einer Genauigkeit von etwa  $25\mu\text{m}$  bestimmt. Die typische Abweichung der Drahtkoordinaten von ihrem Sollwert beträgt je nach untersuchtem Detektor  $100\text{-}300\mu\text{m}$ . Es zeigt sich weiterhin, dass die Anodendrähte zwischen

den durch Spacer fixierten Punkten gerade verlaufen, sodass, der Erwartung entsprechend, der Verlauf der Drähte im Detektor vollständig durch die Messung der Drahtkoordinaten an den verwendeten Stützpunkten beschrieben werden kann. Durch Vergleich der Röntgeneichung mit Drahtkoordinaten, die aus einem völlig unabhängigen Verfahren gewonnen werden, ergibt sich, dass sich die Geometrie der Strohhalmeneben, zumindest im untersuchten zentralen Bereich, durch Transport der Ebenen und Temperaturschwankungen zwischen unterschiedlichen Messungen nicht unreproduzierbar verändert. Zur regelmäßigen Neueichung der Strohhalmdriftkammern auf Grundlage der Röntgenmessungen ist dies absolute Voraussetzung, die Ergebnisse der Röntgeneichung werden also die Strawgeometrie im zentralen Bereich auch in Zukunft gut beschreiben. Allerdings haben Messungen einer Ebene bei unterschiedlichen Temperaturen gezeigt, dass die Temperaturexpansion einer Ebene nicht homogen erfolgt, wenn sie auch reversibel sein mag. Insbesondere dehnt sich der gesamte Detektor im Außenbereich deutlich stärker aus, als dies im zentralen Bereich der Fall ist. Durch dieses Verhalten verschlechtert sich die Vorhersagbarkeit der Drahtkoordinaten im äußeren Bereich einer Doppellebene, für eine realistische maximale Temperaturschwankung von etwa  $15^{\circ}\text{C}$  sind dadurch Fehler in der vorhergesagten Drahtkoordinate von bis zu  $100\mu\text{m}$  (typisch  $60\mu\text{m}$ ) zu erwarten. Im COMPASS Experiment werden die Detektoren durch die verwendete Ausleseelektronik zusätzlich inhomogen aufgeheizt, sodass die Genauigkeit der Kenntnis der Drahtkoordinaten insgesamt durch Temperatureffekte begrenzt ist. In der momentanen Konfiguration des Experiments müssen diese Fehler in Kauf genommen werden, sie lassen sich nur durch die Kontrolle der Umgebungstemperatur der Strohhalm-driftrohrchen vermeiden. Eine Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit der Drahtkoordinaten ließe sich im momentanen Szenario durch systematische Studien des Ausdehnungsverhaltens einer Strawdoppellebene erzielen. Dazu sind eine Reihe von Röntgenmessungen desselben Detektors bei unterschiedlichen, gut definierten Umgebungstemperaturen durchzuführen. Da die Detektoren elastisch auf Temperaturänderungen reagieren, sollte es möglich sein, eine Parametrisierung zu finden, die dieses Verhalten beschreibt. Die Anpassung der Röntgendaten an die Umgebungstemperatur mittels momentan nur eines Parameters kann dann mit Hilfe dieser Parametrisierung erweitert werden.

Als ein Ergebnis der Untersuchung der Strohhalme mit Teilchenspuren findet sich eine starke Variation der gemessenen Startzeitparameter der individuellen Drähte, die zu korrigieren ist, um zusätzliche Fehler in der Ortsmessung von bis zu  $200\mu\text{m}$  zu vermeiden. Im Rahmen des benutzten Verfahrens können die erforderlichen Korrekturen mit etwa  $0.22\text{ns}$  Genauigkeit bestimmt werden, was einer Driftstrecke von circa  $20\mu\text{m}$  entspricht und somit bereits hinreicht, um die negativen Auswirkungen dieser Fluktuation auf die Ortsauflösung zu eliminieren. Im Gegensatz zur Ortsmessung mittels Teilchenspuren ist hier auch denkbar, den Bereich, für den das Verfahren anwendbar ist, durch Addition der Statistik mehrerer Datennahmezyklen zu erweitern, da die Temperaturänderungen in erster Näherung nur den Ort des Drahtes, nicht jedoch die gemessene minimale Zeit beeinflussen. Die aus demselben Verfahren gewonnenen Signalpropagationszeiten

sind für alle untersuchten Driftrohre konstant, sodass die Implementierung der Variation des Zeitnullpunkts entlang des Detektordrahtes einfach möglich ist. Die mechanischen Eigenschaften der Strohalmkammern geben insgesamt Anlass zur Hoffnung, dass bei gleichzeitiger Anwendung der Röntgeneichung und der Berücksichtigung individueller minimaler Driftzeiten über die gesamte Detektorfläche eine Ortsauflösung erreicht werden kann, die ungefähr der intrinsischen Auflösung von  $200\mu m$  entspricht. Die verbleibenden Unsicherheiten, die über die intrinsische Driftrohrauflösung hinausgehen, sind gänzlich durch die Temperaturschwankungen verursacht, eine weitere Verbesserung wäre lediglich durch eine aufwändige Kontrolle der Umgebungstemperatur im Experiment erreichbar.

# Anhang A

## Horizontale Referenzdrähte

Wie in Kapitel 2.4.3 beschrieben, ist es für die Genauigkeit des Eichverfahrens von großer Wichtigkeit, dass der Verlauf der horizontalen Referenzdrähte möglichst genau durch die gewählte Parametrisierung beschrieben wird. Hier sind daher die Fits der gewählten Funktion an die Daten für jeden einzelnen der 8 horizontalen Referenzdrähte dargestellt. Desweiteren wird für jeden Referenzdraht die Abweichung der Messwerte von der endgültigen Parametrisierung gezeigt.

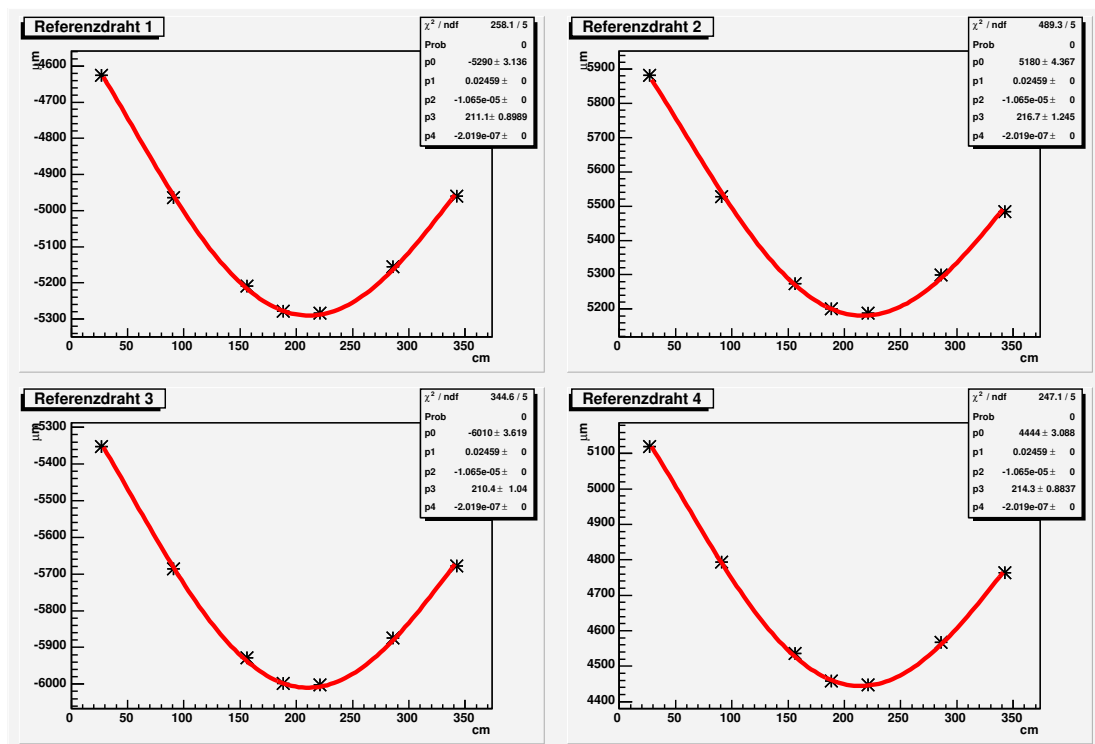


Abbildung A.1: Fit der gewählten Parametrisierung an die einzelnen horizontalen Referenzdrähte. Der Ursprung der y-Koordinate ist willkürlich.

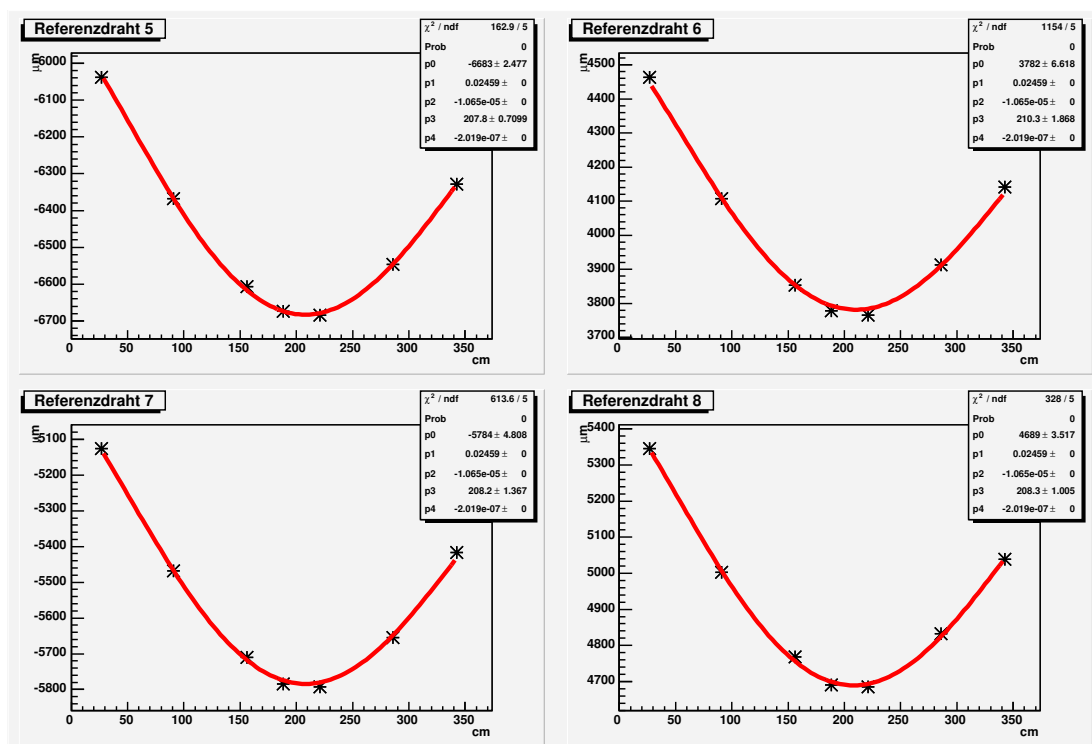


Abbildung A.2: Fit der gewählten Parametrisierung an die einzelnen horizontalen Referenzdrähte. Der Ursprung der y-Koordinate ist willkürlich.

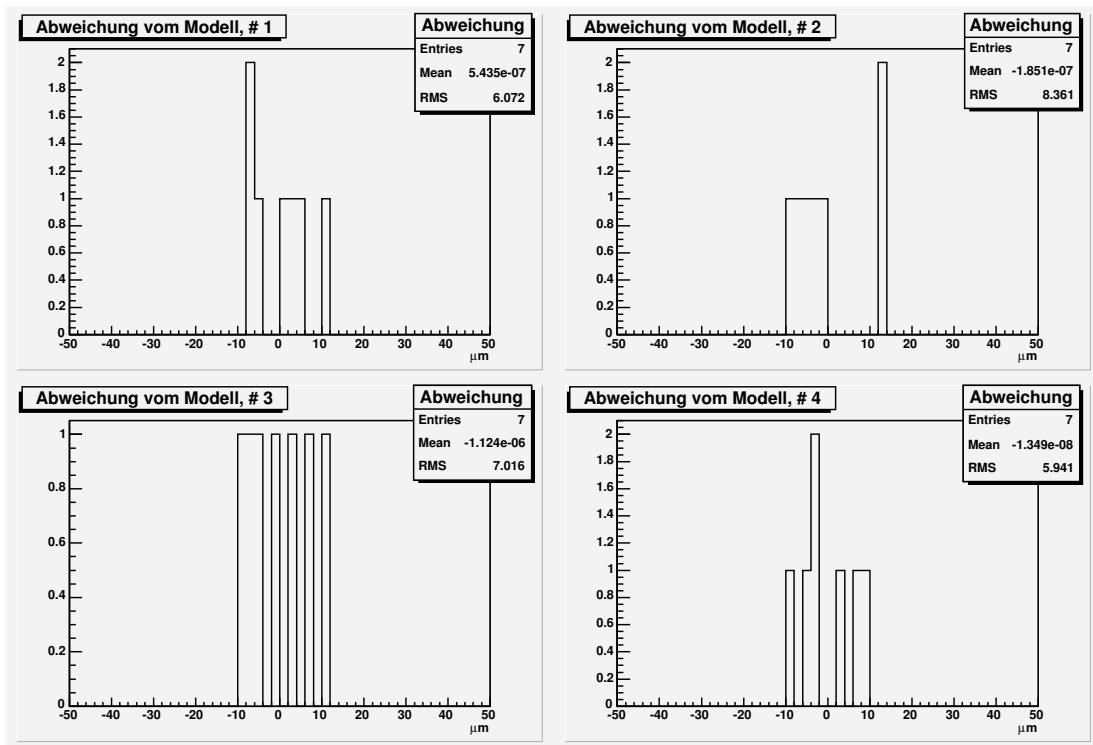


Abbildung A.3: Abweichung der Messwerte von der Parametrisierung der Referenzdrähte.

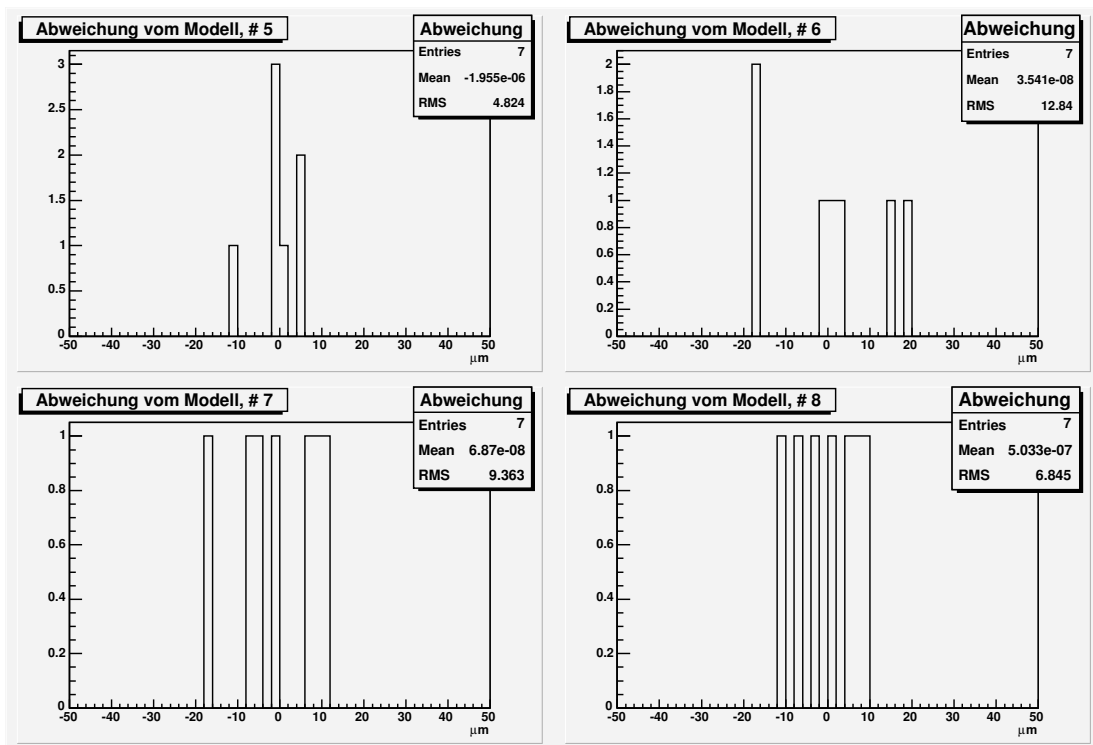


Abbildung A.4: Abweichung der Messwerte von der Parametrisierung der Referenzdrähte.



# Anhang B

## Test der Referenzdrahtkoordinaten

Auf den folgenden Seiten sind die Abweichungen der durch die temperaturunabhängige Methode der schrittweisen CCD Verschiebung gefundenen Referenzdrahtabstände von deren nominalen Abständen dargestellt. Wie in Kapitel 2.5.1 beschrieben, beinhalten diese Werteverteilungen zweierlei Information.

Die Breite der Verteilungen geben unmittelbar die in der spezifischen Eichmessung erreichte Genauigkeit der Ortsmessung innerhalb der gesamten Detektorfläche an. Der beobachtete Mittelwert der Verteilung beschreibt, inwieweit sich die Gitterweite des Eichdrahtgitters unter dem Einfluss der Temperatur verändert hat, er ist also Indikator für die zum Zeitpunkt der Messung herrschende Umgebungstemperatur.

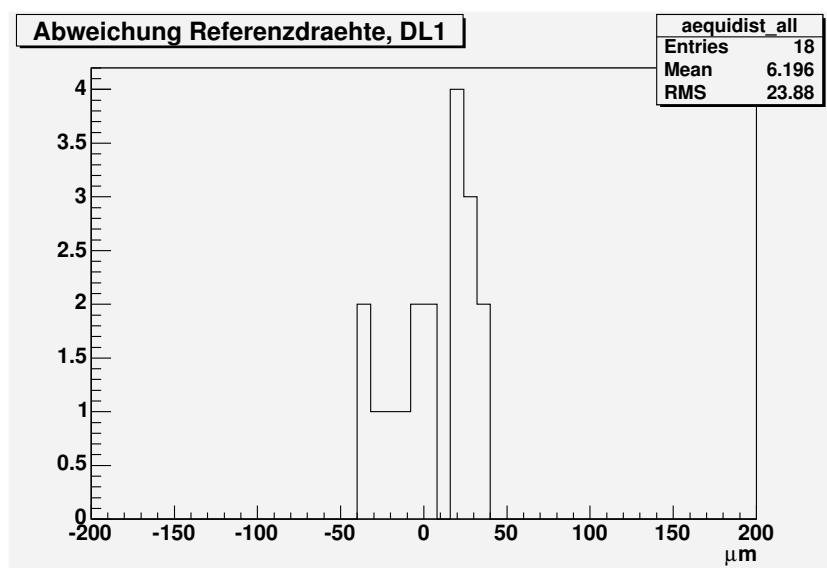


Abbildung B.1: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

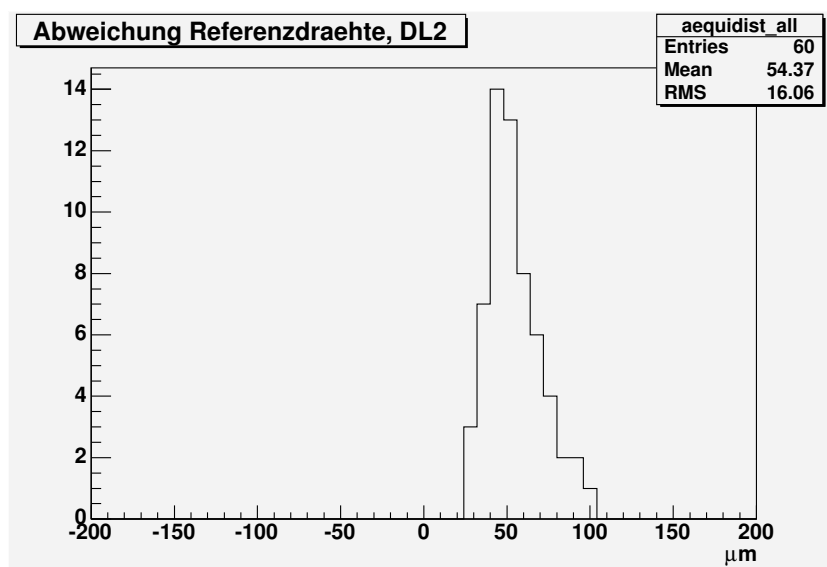


Abbildung B.2: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

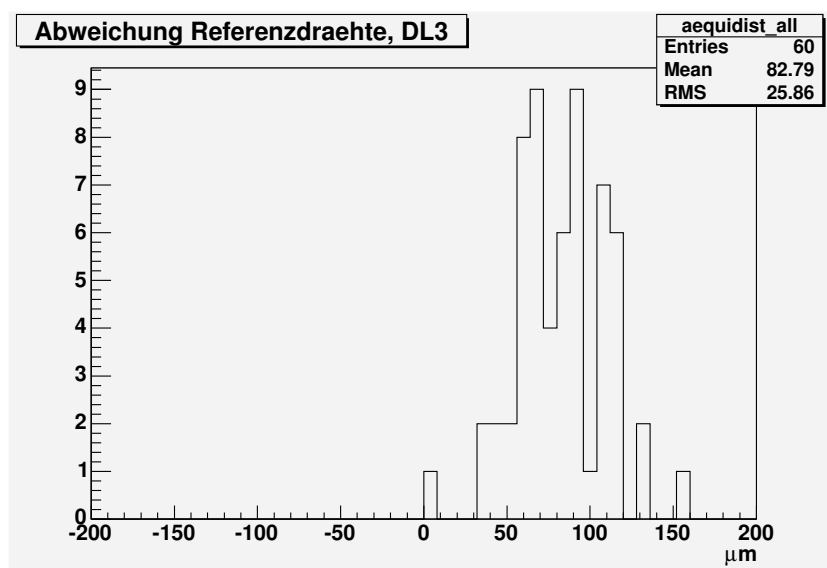


Abbildung B.3: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

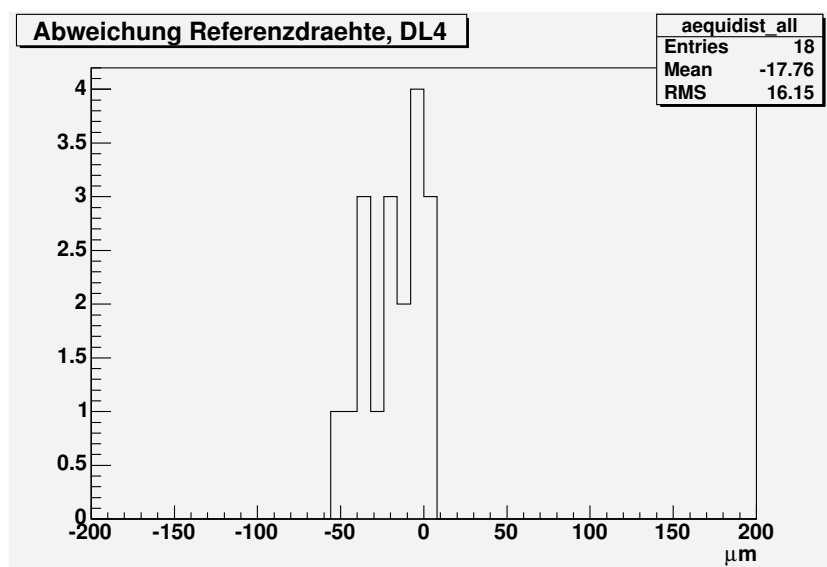


Abbildung B.4: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

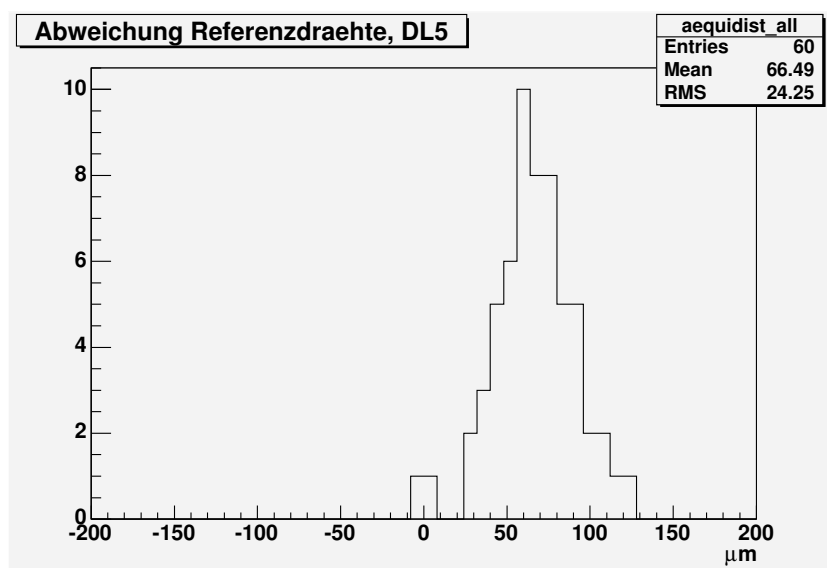


Abbildung B.5: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

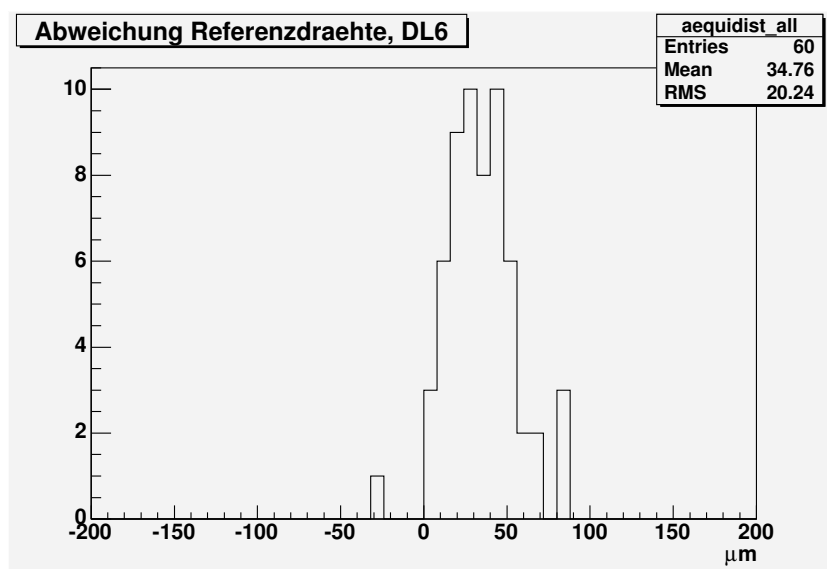


Abbildung B.6: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

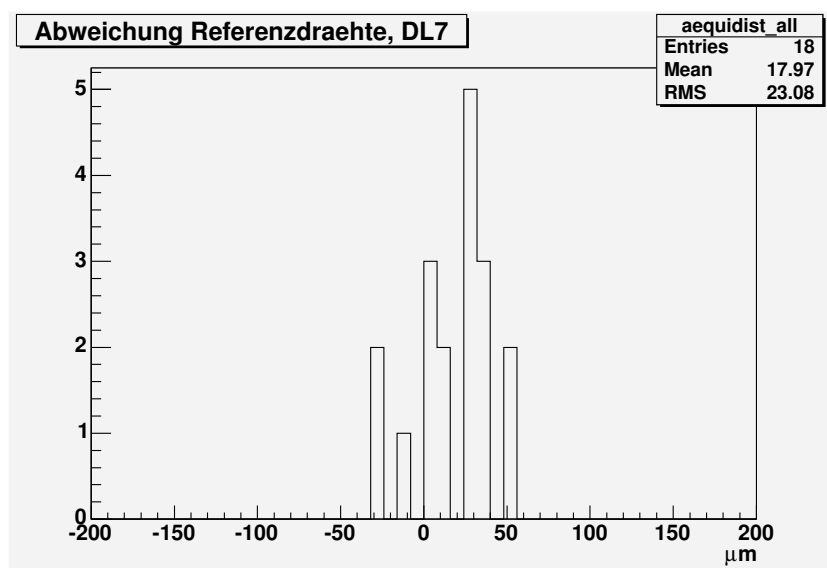


Abbildung B.7: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

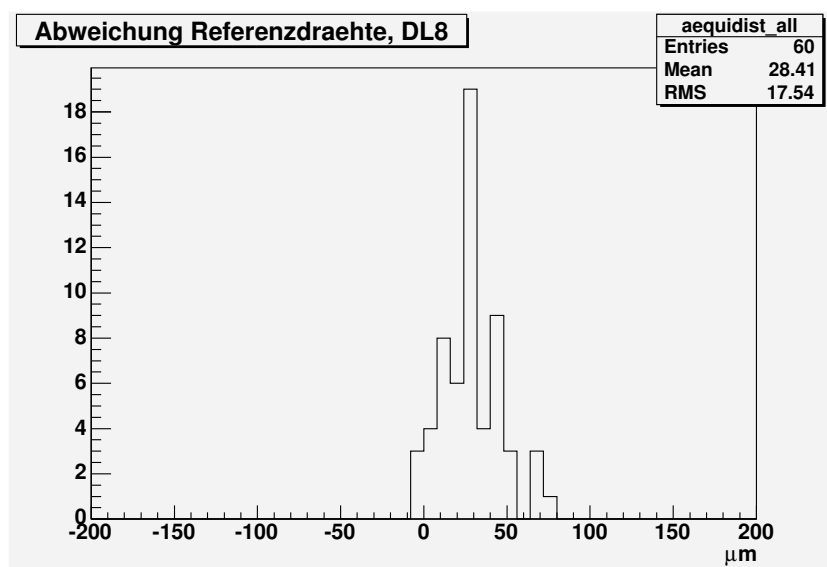


Abbildung B.8: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

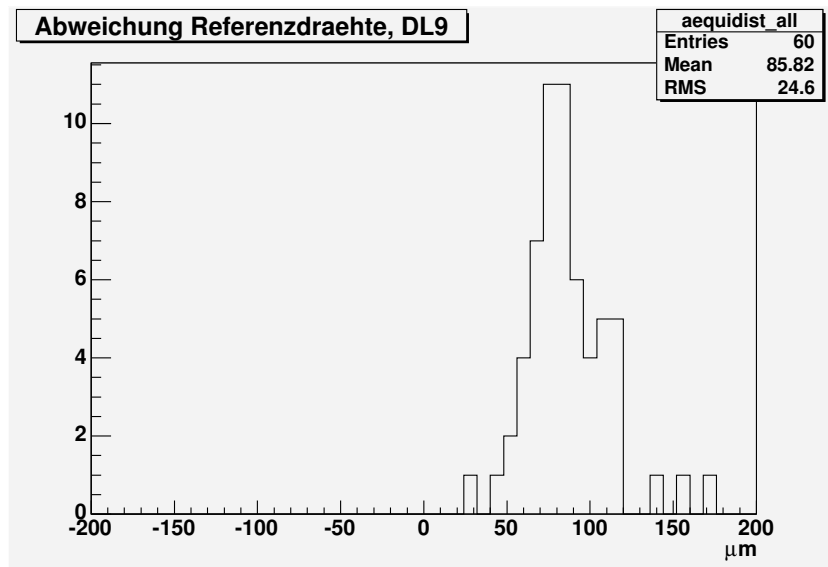


Abbildung B.9: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

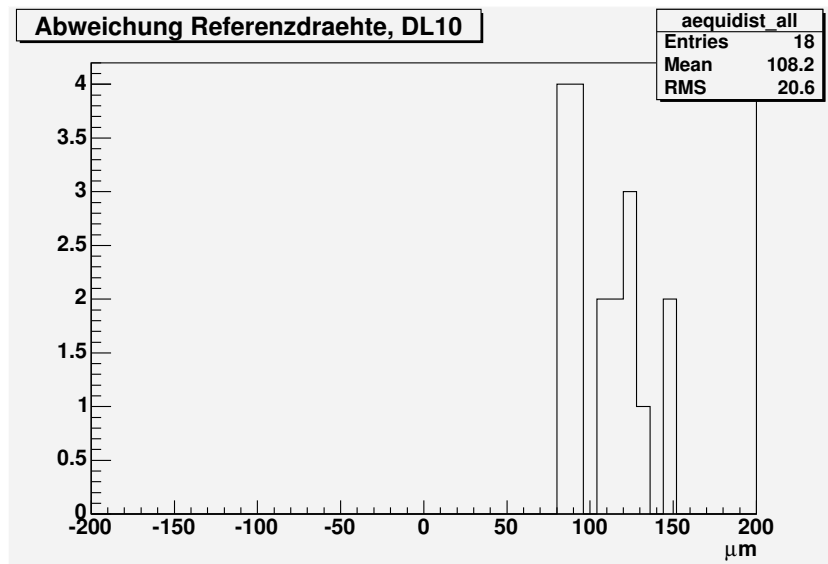


Abbildung B.10: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

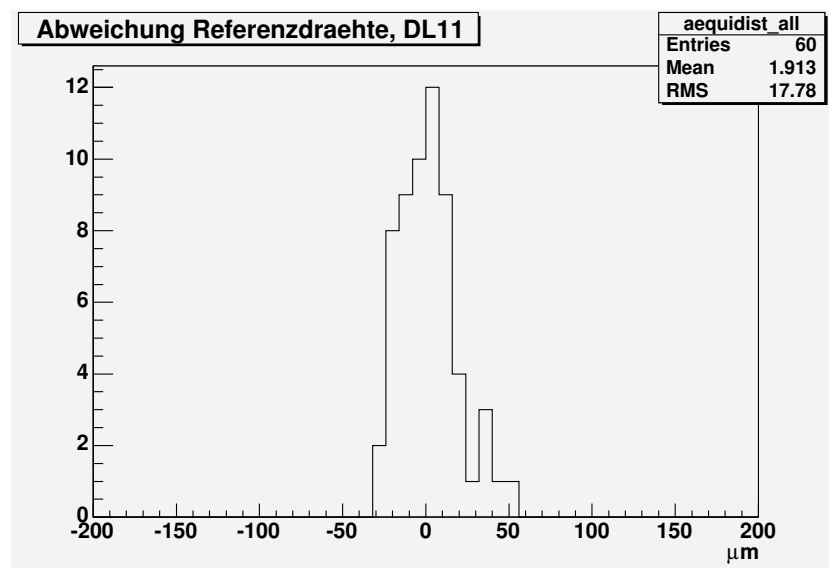


Abbildung B.11: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

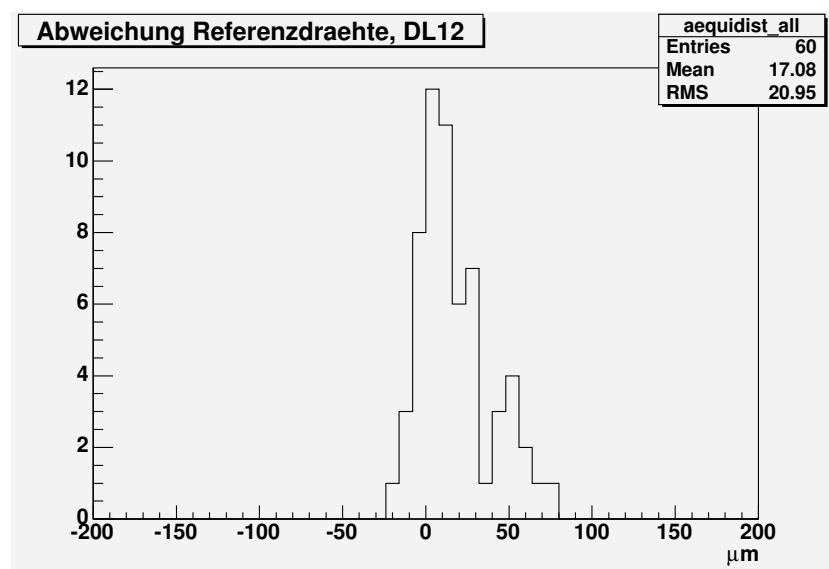


Abbildung B.12: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

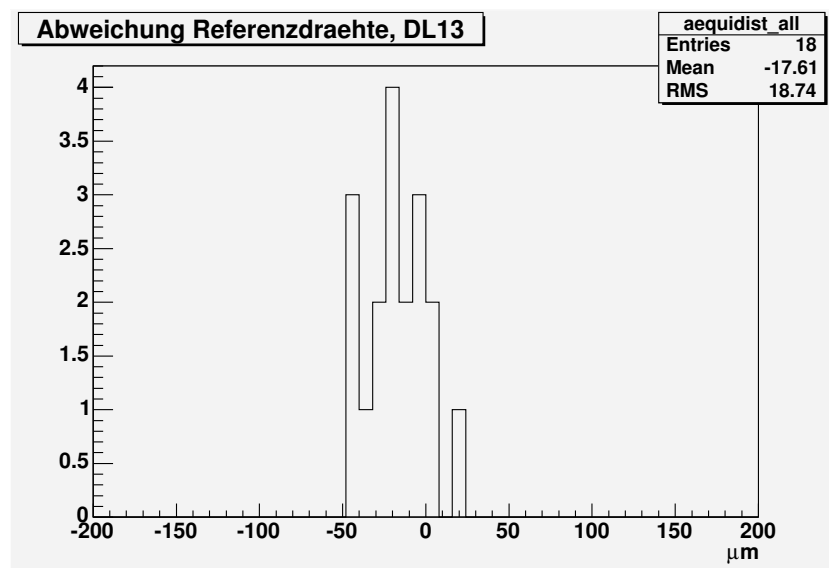


Abbildung B.13: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

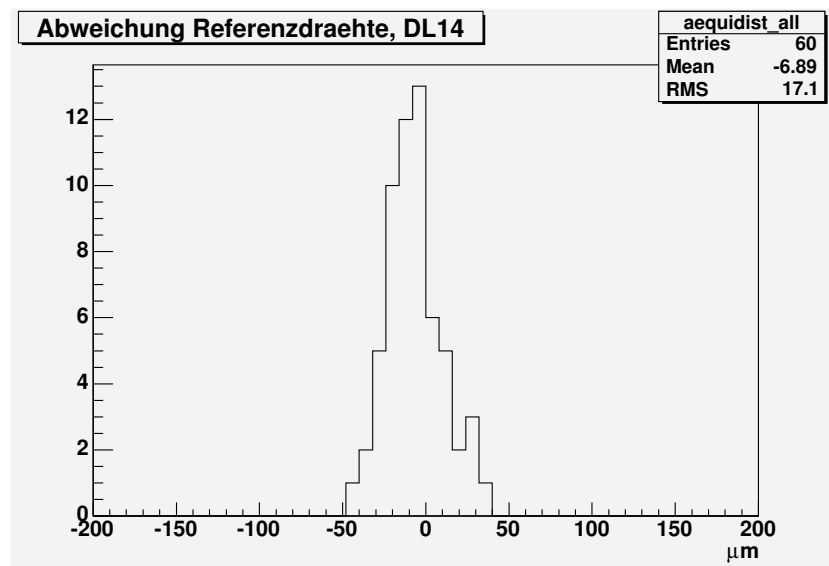


Abbildung B.14: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.



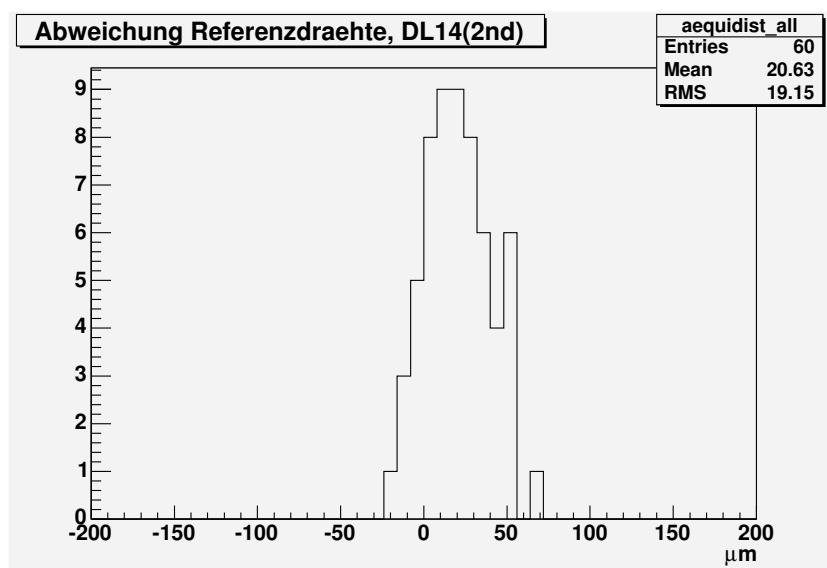


Abbildung B.15: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.

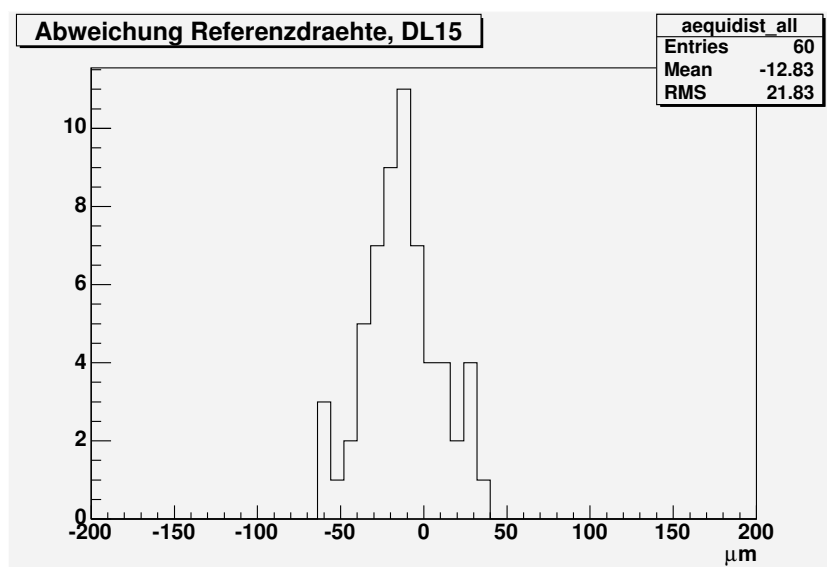


Abbildung B.16: Abweichung des gemessenen relativen Abstands benachbarter Referenzdrähte von dem aus den Nominalpositionen bestimmten Abstand.



# Anhang C

## Ergebnisse der Detektoreichung

Wie im Text (2.5.4) erläutert, werden in den folgenden Abbildungen die Abweichungen der Drähte von den Nominalpositionen dargestellt. Diese sind dadurch definiert, dass innerhalb jedes der 3 Detektorsegmente einer Strawebene ein konstanter Drahtabstand angenommen wird. Für jedes Detektorsegment wird dieser mittlere Abstand, der individuelle Rotationswinkel innerhalb der Strawdoppelenebene und das Zentrum des Segmentes an die Röntgendaten angepasst. Diese durch die Anpassung gefundenen Parameter sind zusätzlich für jede Doppenebene in Form einer Tabelle angegeben.



## C.1 Doppelebene 1

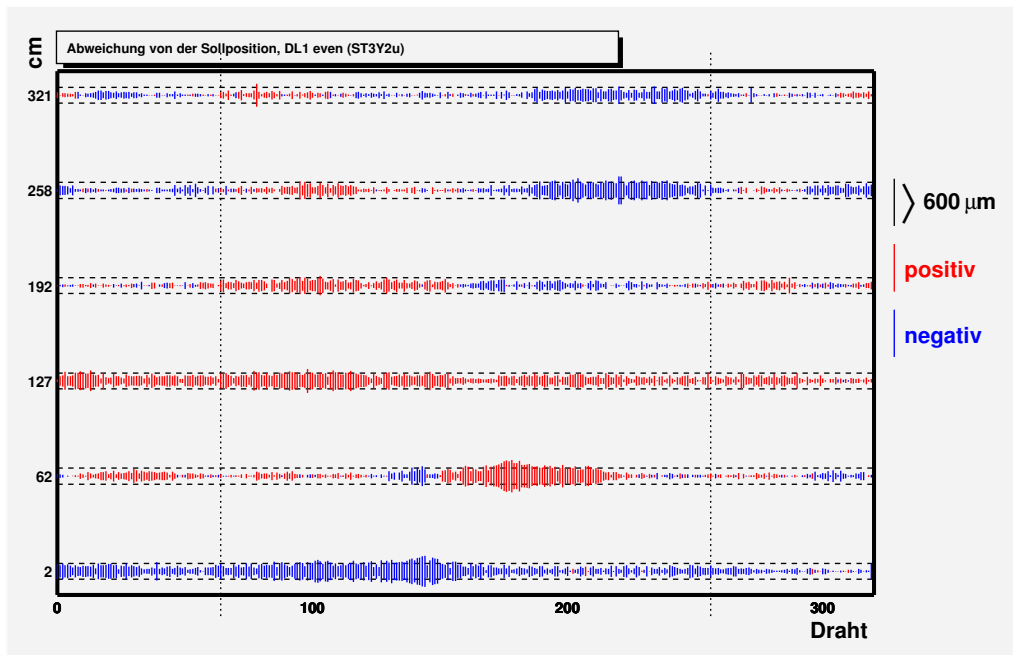


Abbildung C.1: Erste Ebene DL1.

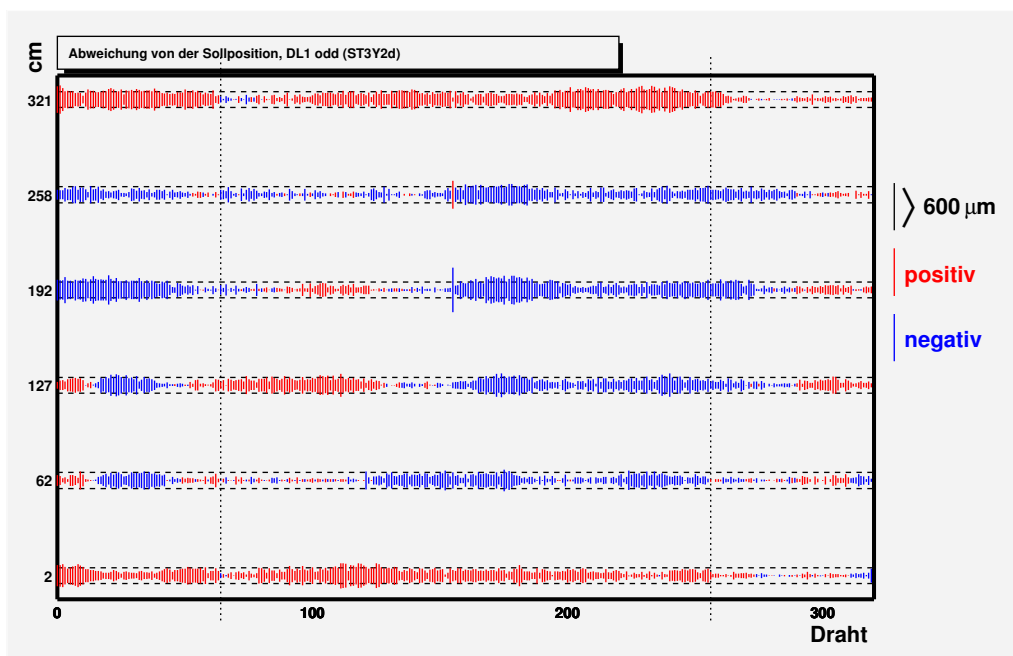


Abbildung C.2: Zweite Ebene DL1.

<b>Temperatur : <math>21.3 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST3Y2ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST3Y2ua	9652.7	$1.09 \times 10^{-2}$	-899891
ST3Y2ub	6158.1		
ST3Y2uc	9657.2	$-2.05 \times 10^{-2}$	901653
ST3Y2da	9653.4	$0.01 \times 10^{-2}$	-904816
ST3Y2db	6160.0	$-3.63 \times 10^{-2}$	-3222
ST3Y2dc	9648.7	$-8.96 \times 10^{-2}$	896646

Tabelle C.1: Grundlegende Parameter für Doppelebene DL1.

## C.2 Doppelebene 2

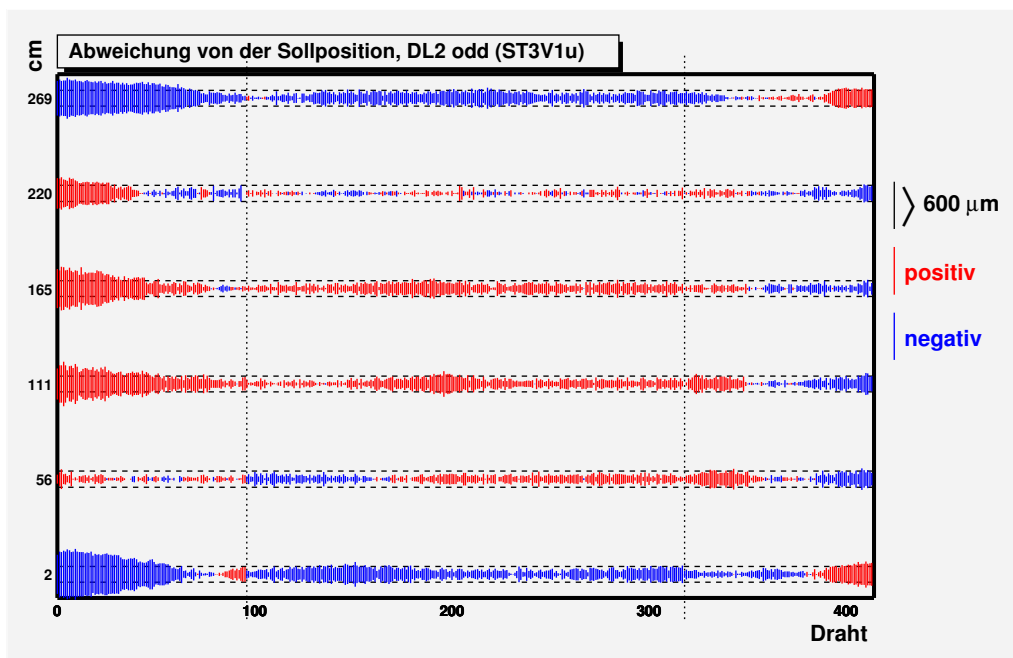


Abbildung C.3: Erste Ebene DL2.

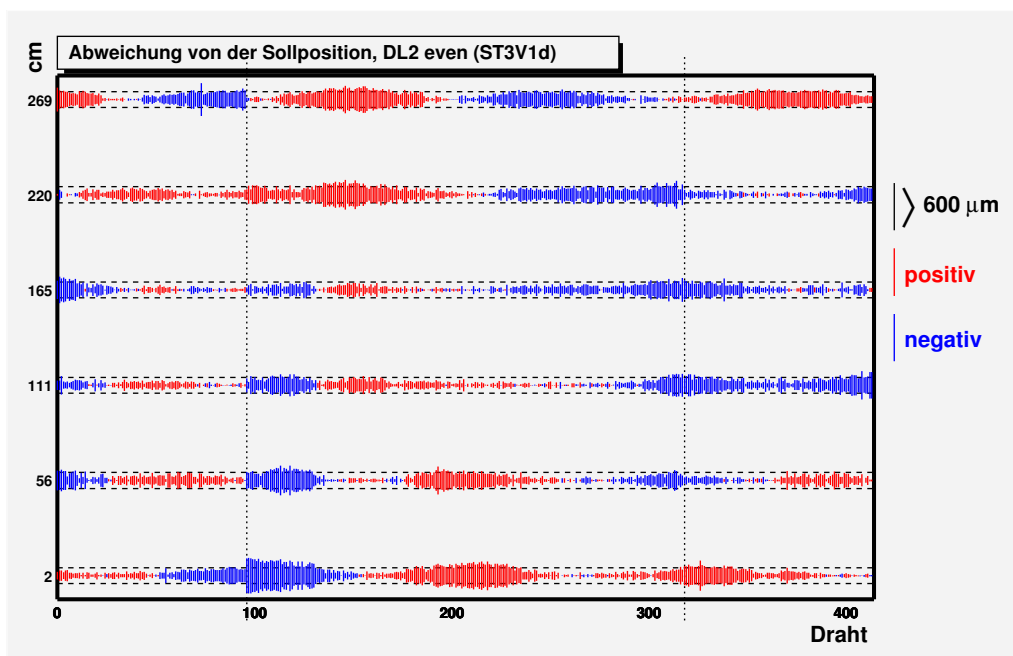


Abbildung C.4: Zweite Ebene DL2.

<b>Temperatur : <math>20.7 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST3V1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST3V1da	9640.4	$12.70 \times 10^{-2}$	-1142457
ST3V1db	6161.7	$-5.56 \times 10^{-2}$	3909
ST3V1dc	9642.6	$0.01 \times 10^{-2}$	1152113
ST3V1ua	9660.1	$8.84 \times 10^{-2}$	-1147870
ST3V1ub	6151.4		
ST3V1uc	9660.8	$1.56 \times 10^{-2}$	1146272

Tabelle C.2: Grundlegende Parameter für Doppelebene DL2.



### C.3 Doppelebene 3

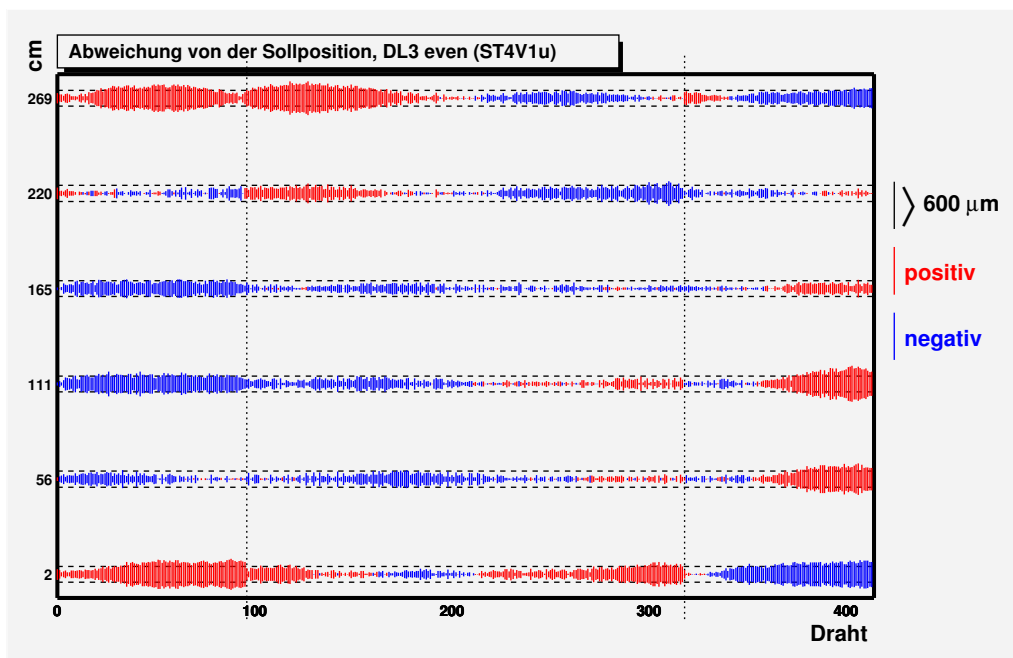


Abbildung C.5: Erste Ebene DL3.

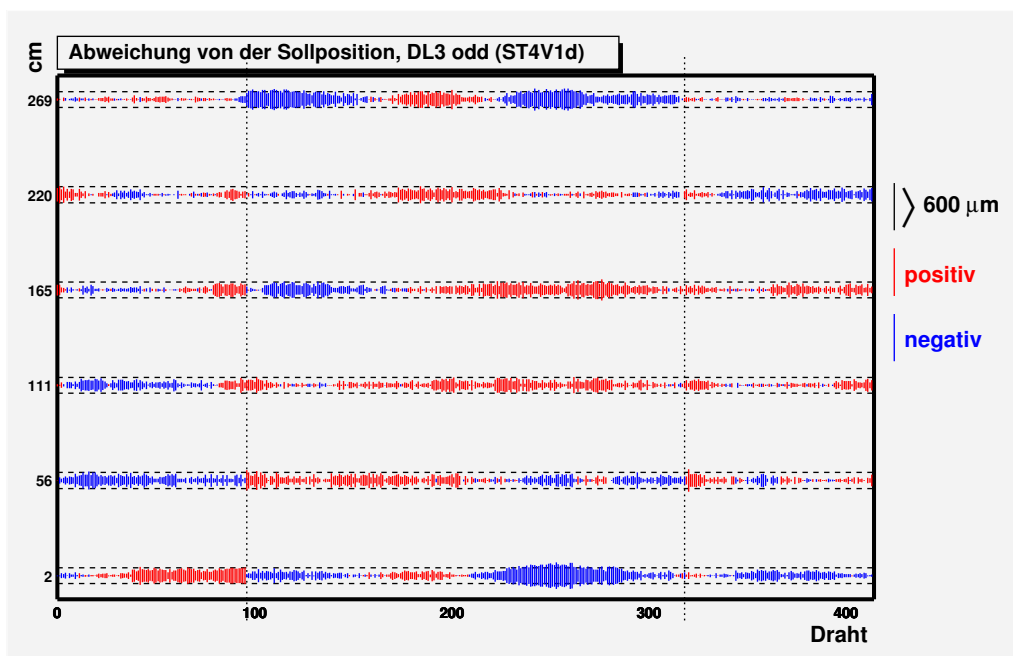


Abbildung C.6: Zweite Ebene DL3.

<b>Temperatur : <math>24.6 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST4V1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST4V1ua	9652.9	$11.98 \times 10^{-2}$	-1146951
ST4V1ub	6160.8		
ST4V1uc	9646.5	$-8.84 \times 10^{-2}$	1148254
ST4V1da	9653.3	$2.65 \times 10^{-2}$	-1151663
ST4V1db	6159.5	$-5.89 \times 10^{-2}$	-3432.188
ST4V1dc	9656.8	$-9.63 \times 10^{-2}$	1143562

Tabelle C.3: Grundlegende Parameter für Doppelebene DL3.

## C.4 Doppelebene 4

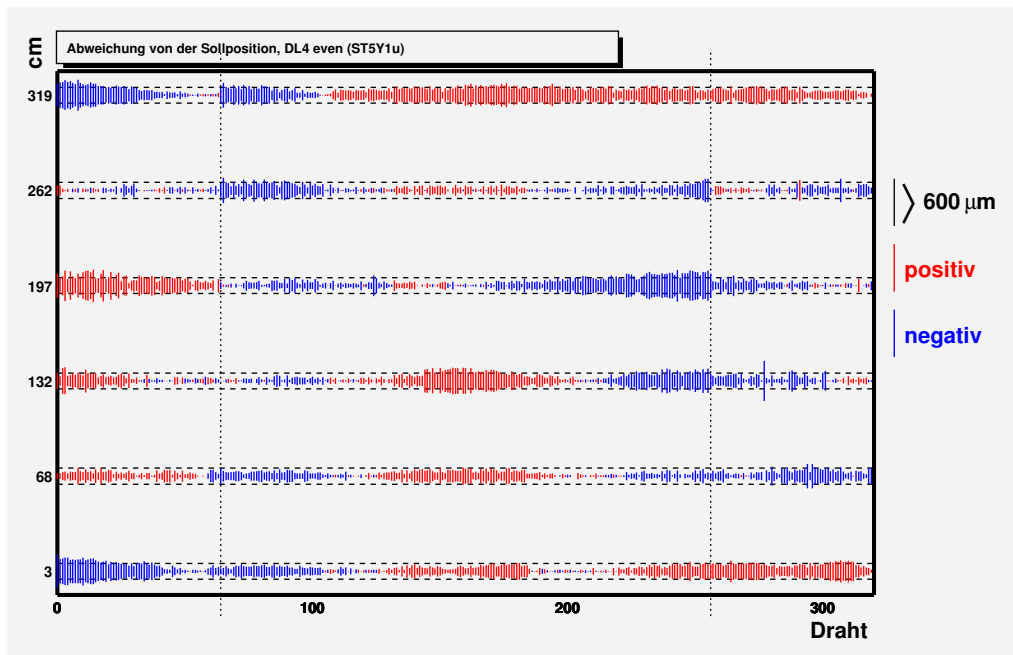


Abbildung C.7: Erste Ebene DL4.

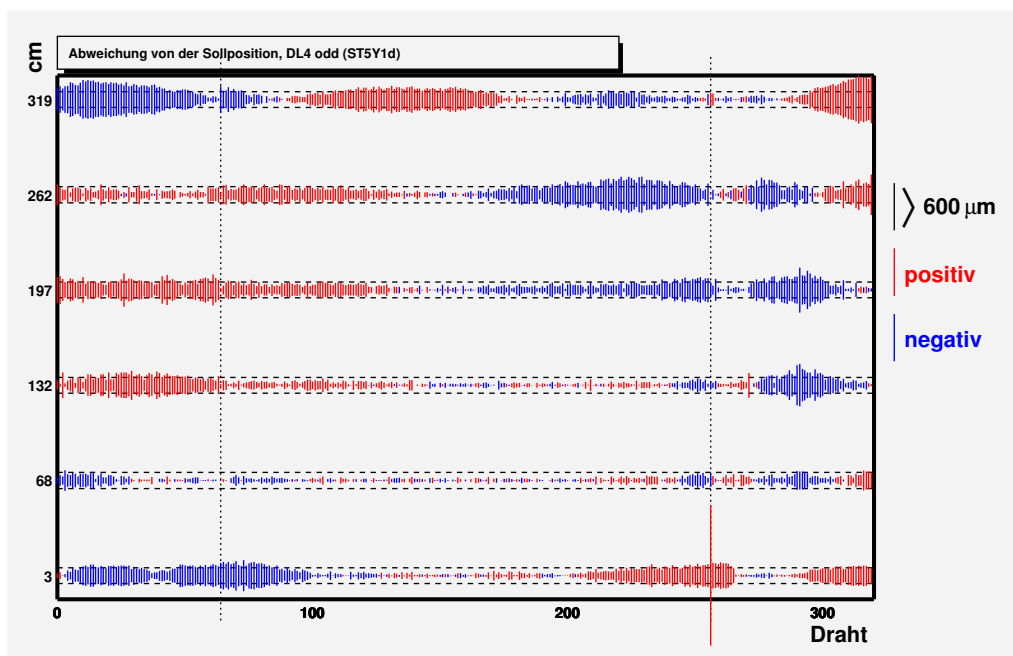


Abbildung C.8: Zweite Ebene DL4.

<b>Temperatur : <math>17.3 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST5Y1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST5Y1ua	9658.7	$-9.25 \times 10^{-2}$	-899031
ST5Y1ub	6149.3		
ST5Y1uc	9653.1	$0.45 \times 10^{-2}$	900661
ST5Y1da	9661.8	$-2.28 \times 10^{-2}$	-904048
ST5Y1db	6147.8	$4.90 \times 10^{-2}$	-3441
ST5Y1dc	9665.1	$-6.91 \times 10^{-2}$	895932

Tabelle C.4: Grundlegende Parameter für Doppelebene DL4.

## C.5 Doppelebene 5

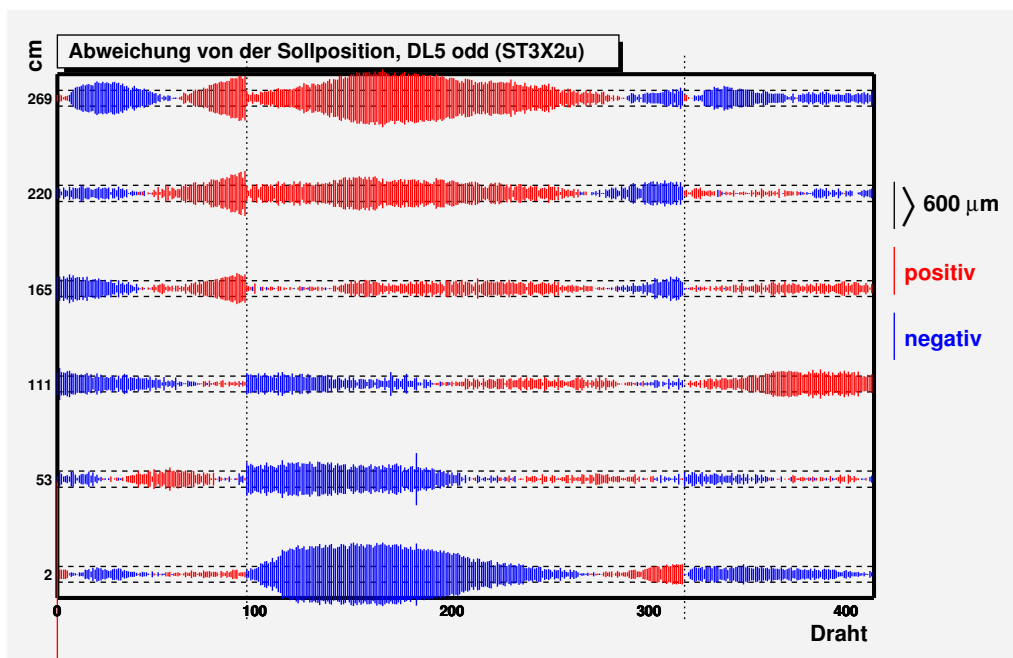


Abbildung C.9: Erste Ebene DL5.

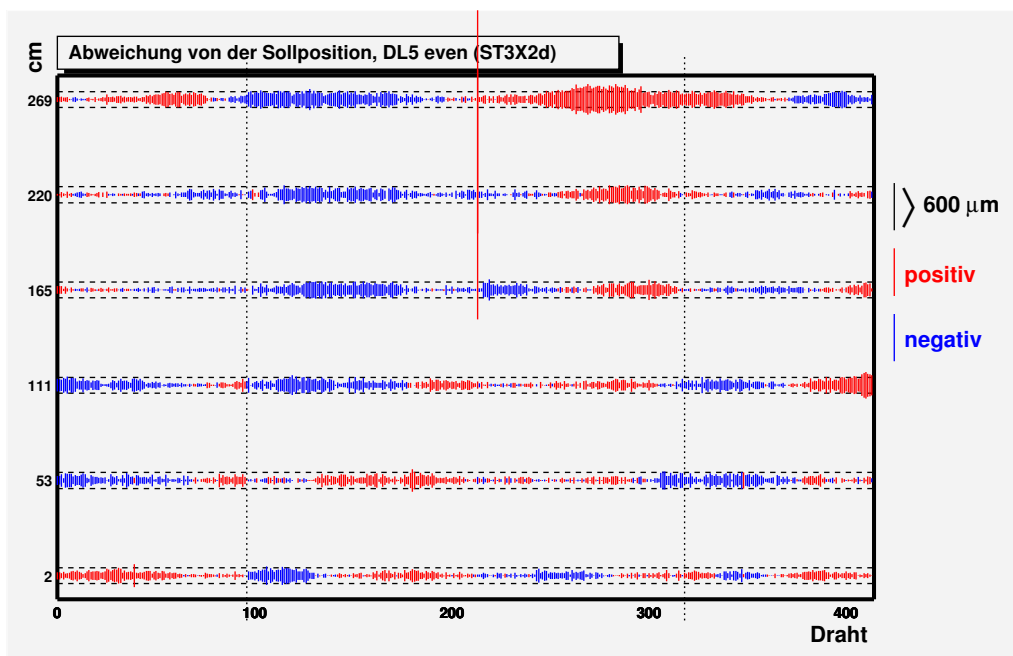


Abbildung C.10: Zweite Ebene DL5.

<b>Temperatur : 22.4±0.5°C</b>		relative Lage des Segments zu ST3X2ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu m$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu m$ ]
ST3X2da	9652.7	-20.78x10 <sup>-2</sup>	-1150695
ST3X2db	6150.2	-24.30x10 <sup>-2</sup>	-3289
ST3X2dc	9652.7	-22.27x10 <sup>-2</sup>	1142550
ST3X2ua	9658.4	-10.15x10 <sup>-2</sup>	-1145824
ST3X2ub	6150.4		
ST3X2uc	9650.4	-24.07x10 <sup>-2</sup>	1147393

Tabelle C.5: Grundlegende Parameter für Doppelebene DL5.

## C.6 Doppelebene 6

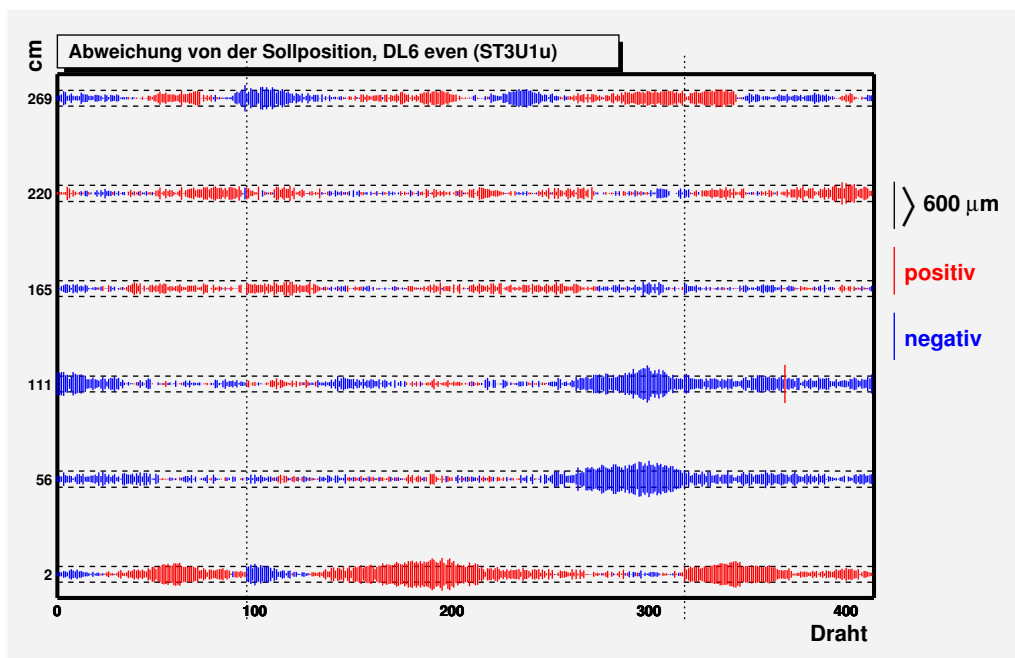


Abbildung C.11: Erste Ebene DL6.

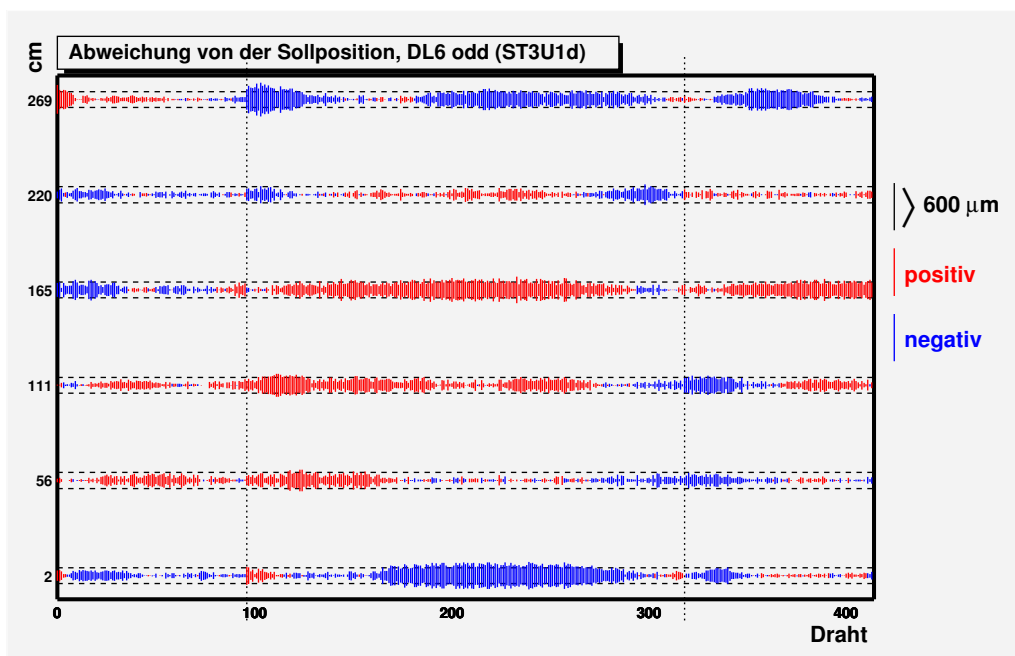


Abbildung C.12: Zweite Ebene DL6.

<b>Temperatur : <math>19.8 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST3U1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST3U1ua	9665.5	$11.64 \times 10^{-2}$	-1147984
ST3U1ub	6149.5		
ST3U1uc	9663.5	$3.88 \times 10^{-2}$	1146225
ST3U1da	9654.6	$-10.81 \times 10^{-2}$	-1142280
ST3U1db	6149.7	$4.84 \times 10^{-2}$	3471.7
ST3U1dc	9655.5	$2.97 \times 10^{-2}$	1150969

Tabelle C.6: Grundlegende Parameter für Doppelebene DL6.



## C.7 Doppelebene 7

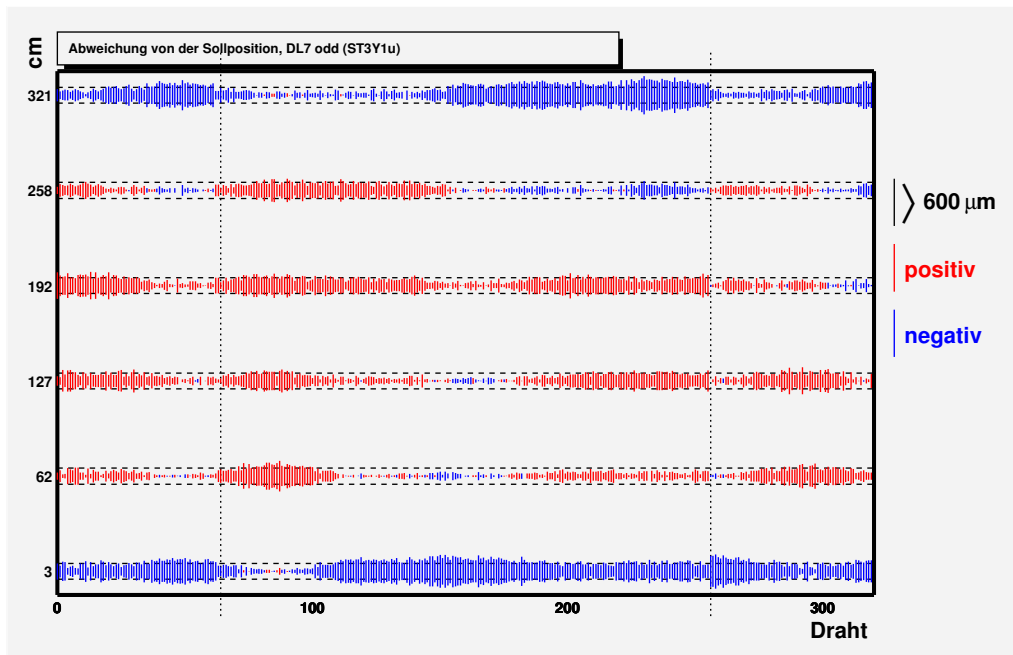


Abbildung C.13: Erste Ebene DL7.

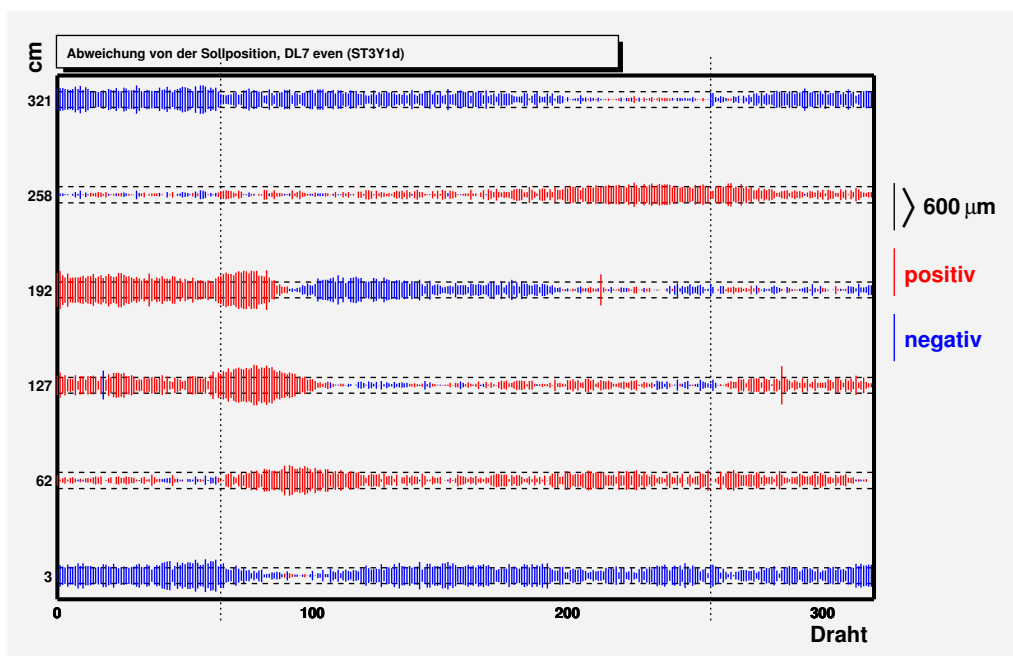


Abbildung C.14: Zweite Ebene DL7.

<b>Temperatur : <math>19.5 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST3Y1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST3Y1ua	9677.7	$0.79 \times 10^{-2}$	-901361
ST3Y1ub	6150.0		
ST3Y1uc	9677.3	$-11.95 \times 10^{-2}$	899779
ST3Y1da	9679.0	$0.46 \times 10^{-2}$	-896513
ST3Y1db	6153.4	$-4.19 \times 10^{-2}$	3740
ST3Y1dc	9676.5	$2.76 \times 10^{-2}$	905391

Tabelle C.7: Grundlegende Parameter für Doppelebene DL7.

## C.8 Doppelebene 8

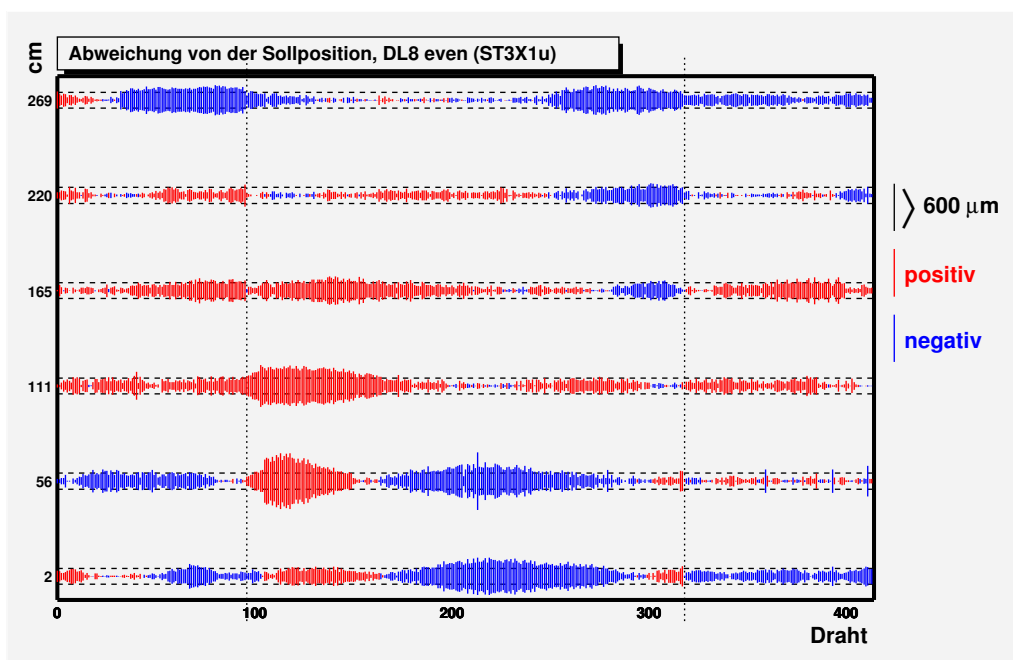


Abbildung C.15: Erste Ebene DL8.

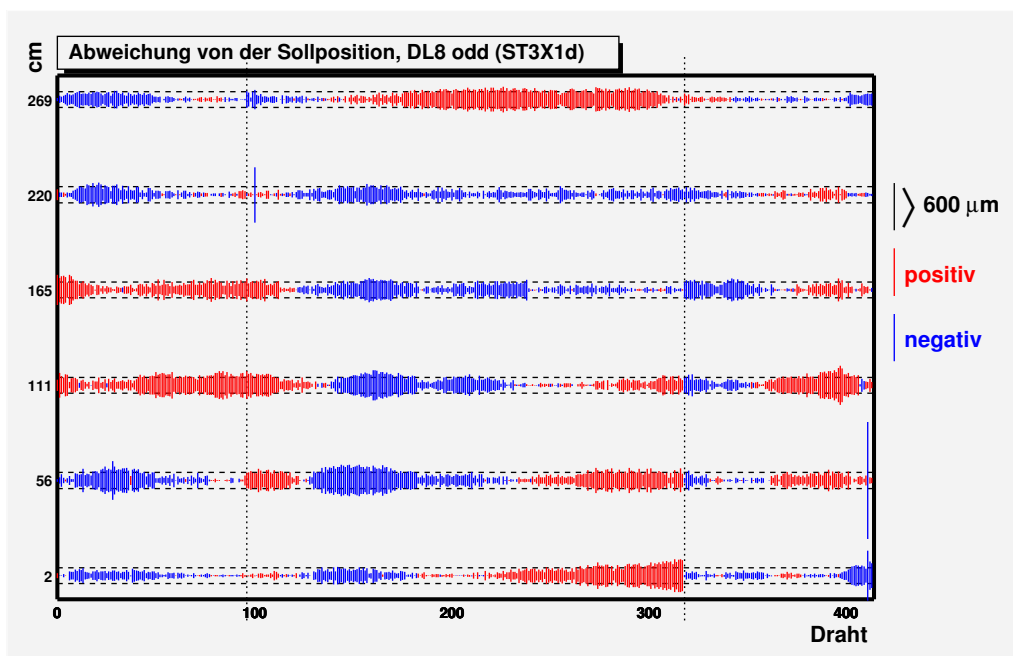


Abbildung C.16: Zweite Ebene DL8.

<b>Temperatur : <math>18.6 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST3X1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST3X1ua	9662.8	$6.22 \times 10^{-2}$	-1146313
ST3X1ub	6149.5		
ST3X1uc	9662.4	$-6.98 \times 10^{-2}$	1147751
ST3X1da	9661.4	$9.25 \times 10^{-2}$	-1151014
ST3X1db	6149.4	$17.35 \times 10^{-2}$	-3335
ST3X1dc	9663.5	$-1.04 \times 10^{-2}$	1142790

Tabelle C.8: Grundlegende Parameter für Doppelebene DL8.

## C.9 Doppelebene 9

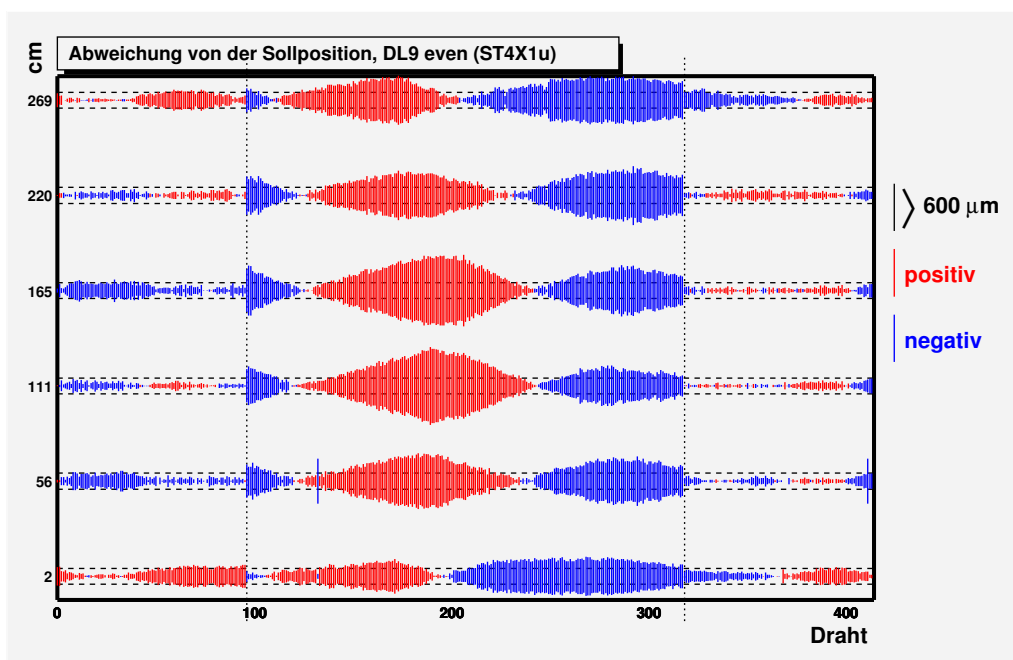


Abbildung C.17: Erste Ebene DL9.

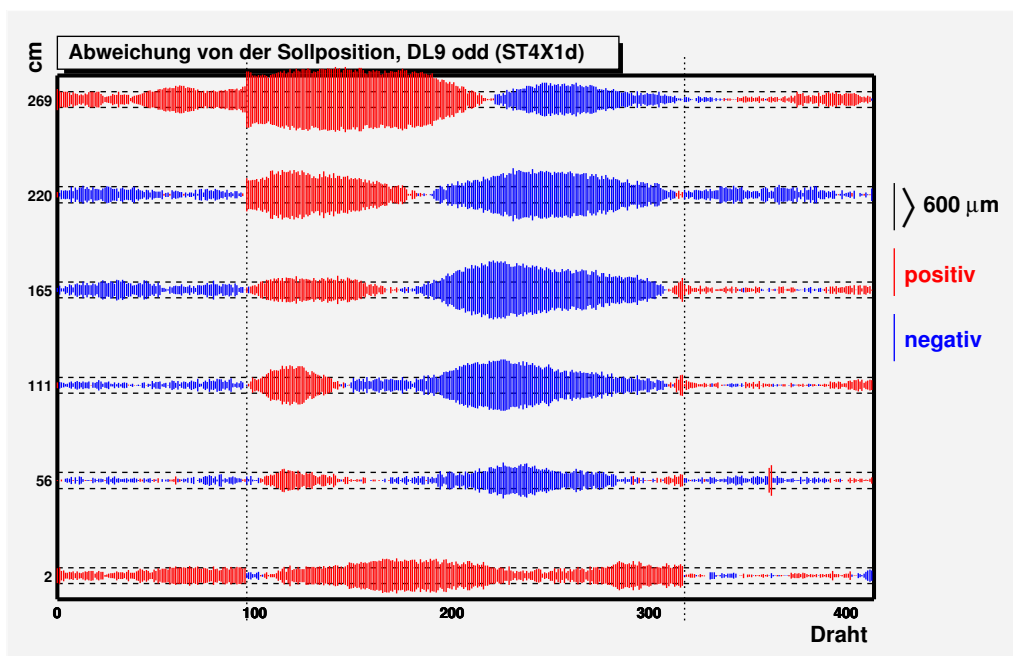


Abbildung C.18: Zweite Ebene DL9.

<b>Temperatur : <math>25.4 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST4X1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST4X1ua	9649.3	$1.23 \times 10^{-2}$	-1145371
ST4X1ub	6151.0		
ST4X1uc	9649.3	$-4.93 \times 10^{-2}$	1147465
ST4X1da	9647.1	$-4.41 \times 10^{-2}$	-1149882
ST4X1db	6149.2	$-26.08 \times 10^{-2}$	-2815
ST4X1dc	9649.3	$-32.45 \times 10^{-2}$	1142531

Tabelle C.9: Grundlegende Parameter für Doppelebene DL9.

## C.10 Doppelebene 10

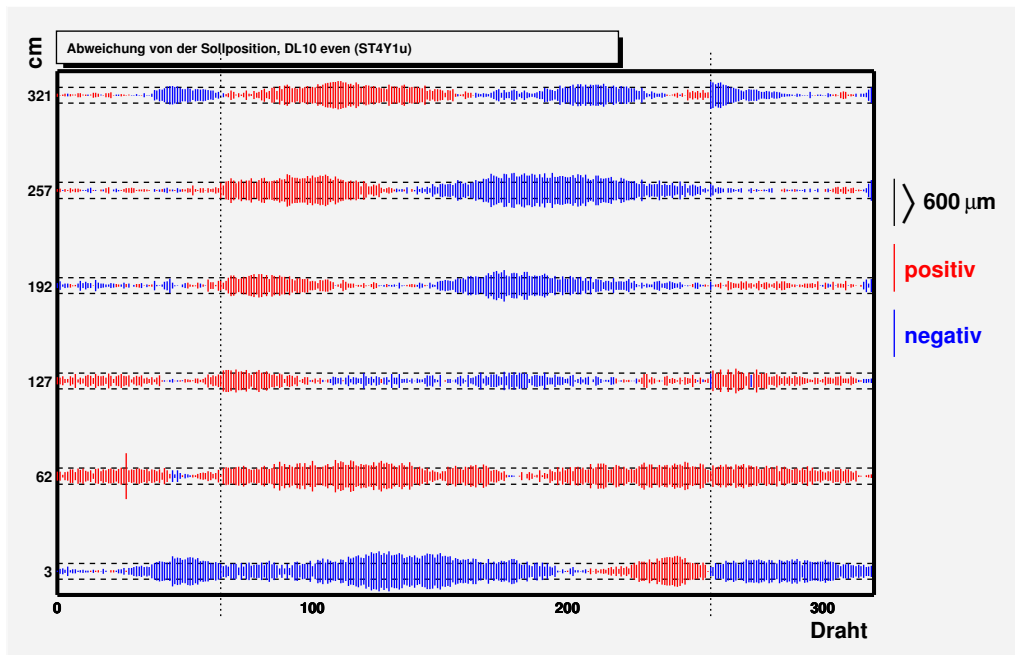


Abbildung C.19: Erste Ebene DL10.

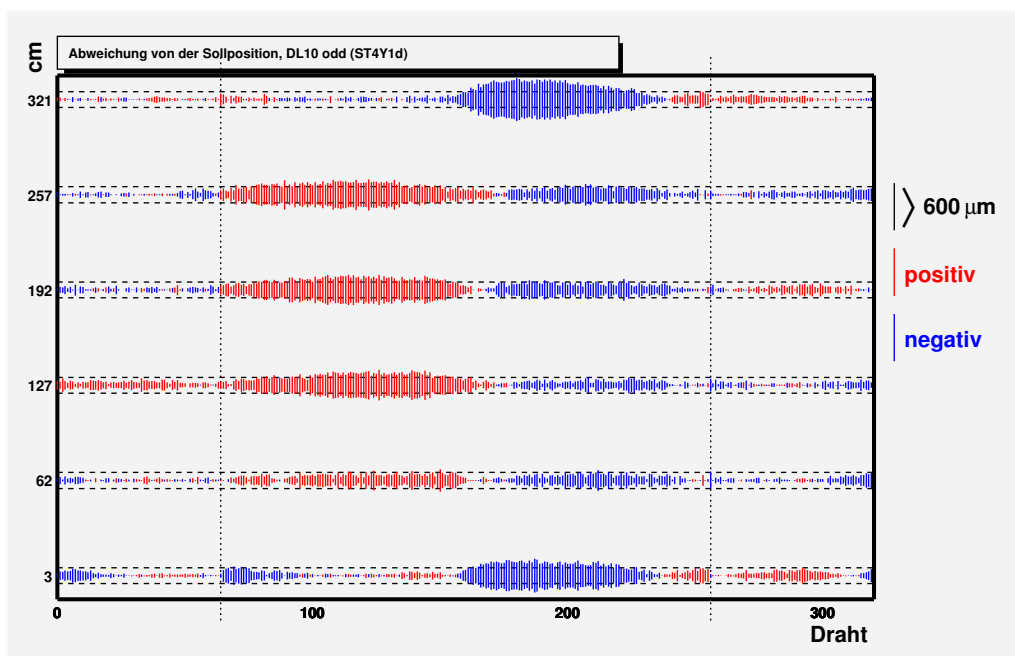


Abbildung C.20: Zweite Ebene DL10.

<b>Temperatur : <math>25.1 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST4Y1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST4Y1ua	9647.9	$0.09 \times 10^{-2}$	-898147
ST4Y1ub	6141.6		
ST4Y1uc	9643.2	$8.19 \times 10^{-2}$	899318
ST4Y1da	9646.8	$-5.03 \times 10^{-2}$	-903057
ST4Y1db	6140.6	$-16.14 \times 10^{-2}$	-3331
ST4Y1dc	9642.2	$-14.77 \times 10^{-2}$	894266

Tabelle C.10: Grundlegende Parameter für Doppalebene DL10.



## C.11 Doppelebene 11

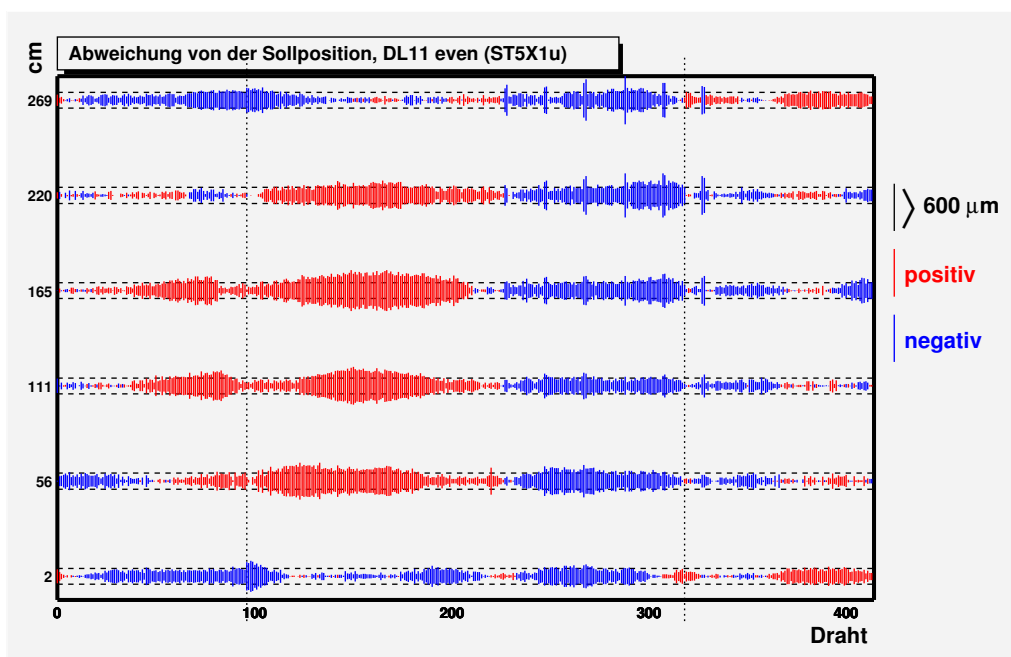


Abbildung C.21: Erste Ebene DL11.

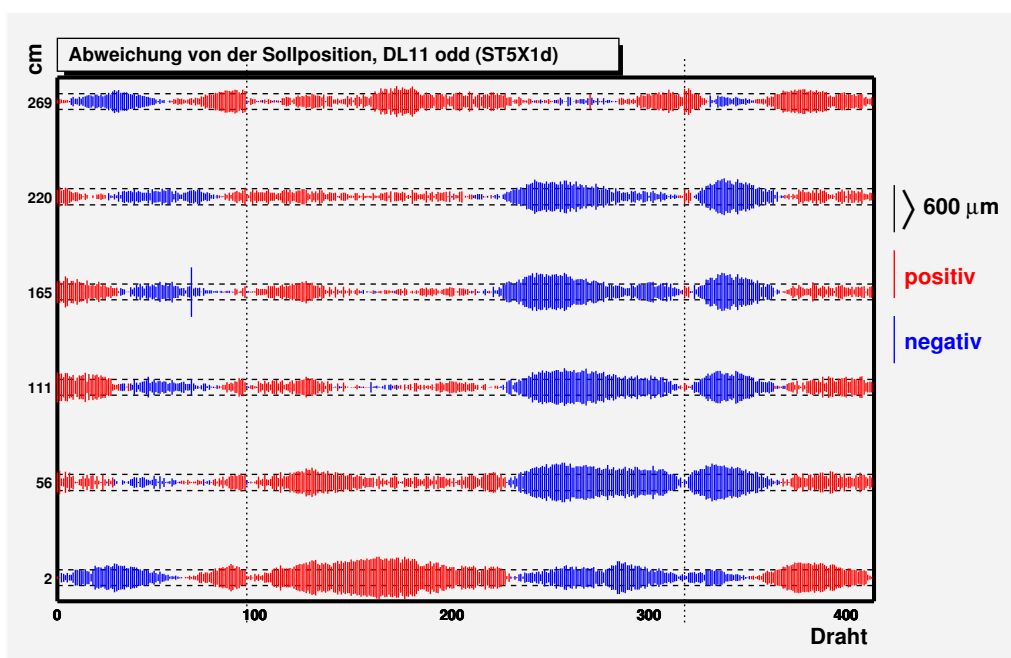


Abbildung C.22: Zweite Ebene DL11.

<b>Temperatur : <math>15.1 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST5X1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST5X1ua	9656.7	$3.88 \times 10^{-2}$	-1145900
ST5X1ub	6150.3		
ST5X1uc	9651.7	$-4.52 \times 10^{-2}$	1147404
ST5X1da	9650.8	$1.11 \times 10^{-2}$	-1151052
ST5X1db	6152.6	$0.49 \times 10^{-2}$	-3593
ST5X1dc	9653.2	$-7.80 \times 10^{-2}$	1142612

Tabelle C.11: Grundlegende Parameter für Doppellebene DL11.

## C.12 Doppelebene 12

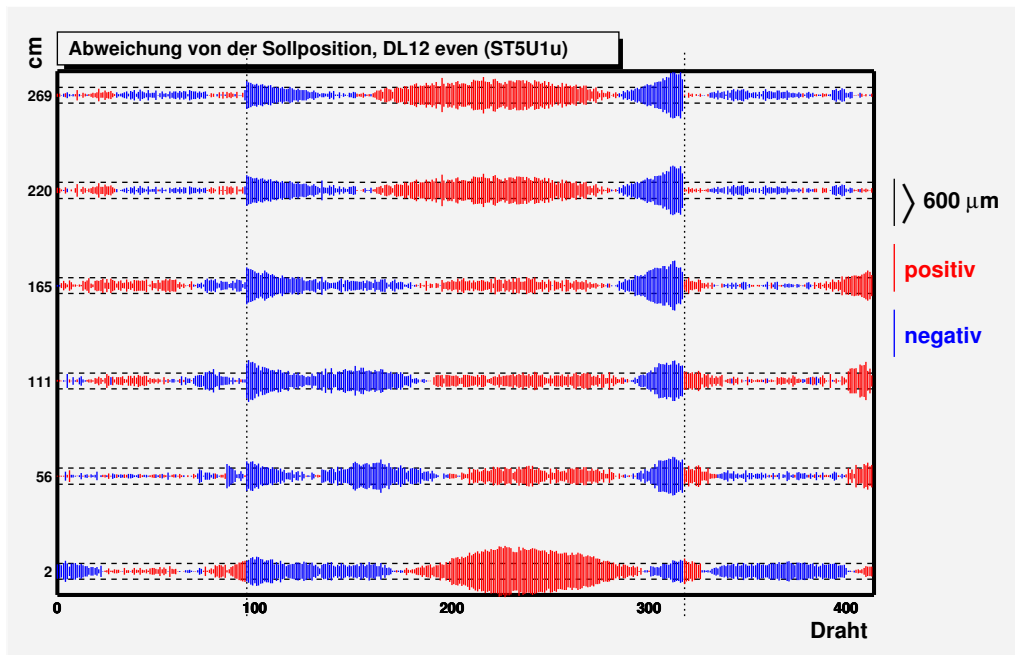


Abbildung C.23: Erste Ebene DL12.

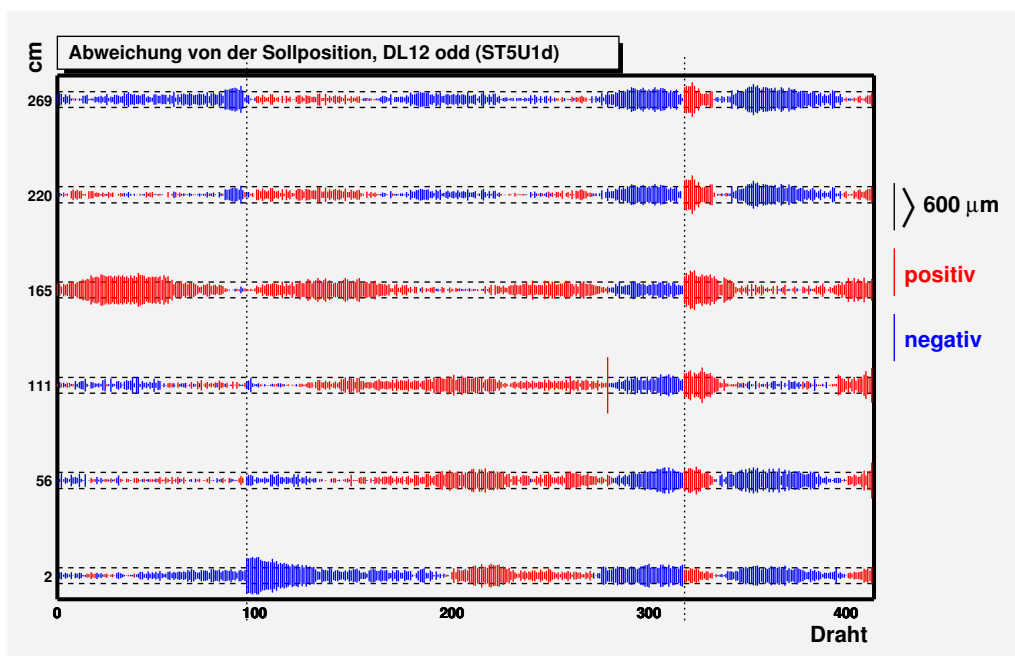


Abbildung C.24: Zweite Ebene DL12.

<b>Temperatur : <math>16.0 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST5U1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST5U1ua	9655.5	$12.10 \times 10^{-2}$	-1147497
ST5U1ub	6152.3		
ST5U1uc	9652.2	$10.58 \times 10^{-2}$	1146449
ST5U1da	9653.9	$30.17 \times 10^{-2}$	-1142631
ST5U1db	6153.7	$15.18 \times 10^{-2}$	3394
ST5U1dc	9649.7	$15.54 \times 10^{-2}$	1151542

Tabelle C.12: Grundlegende Parameter für Doppalebene DL12.

## C.13 Doppelebene 13

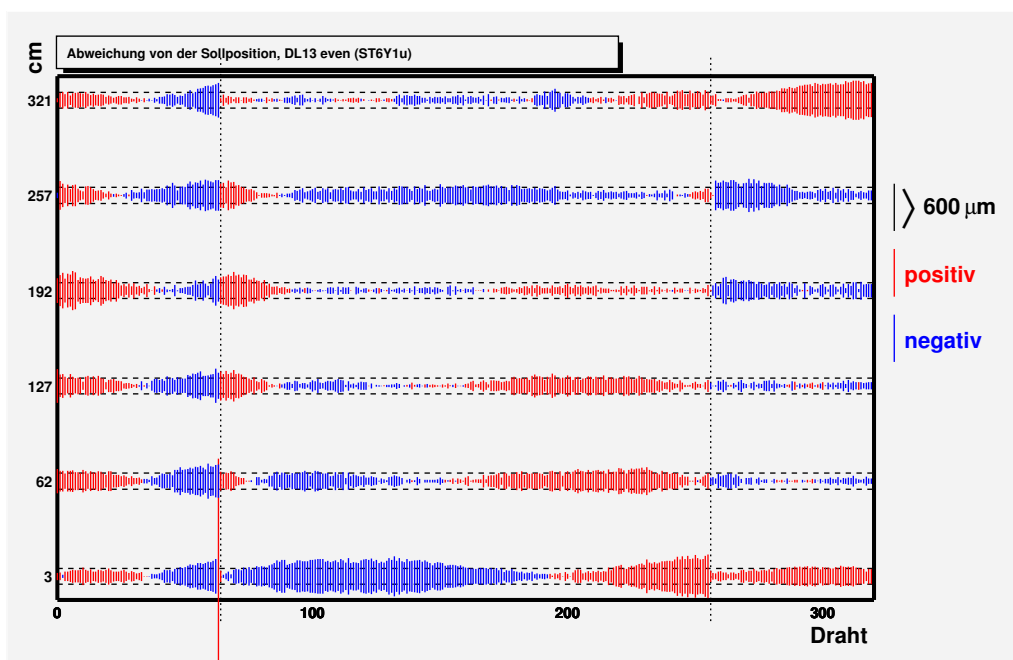


Abbildung C.25: Erste Ebene DL13.

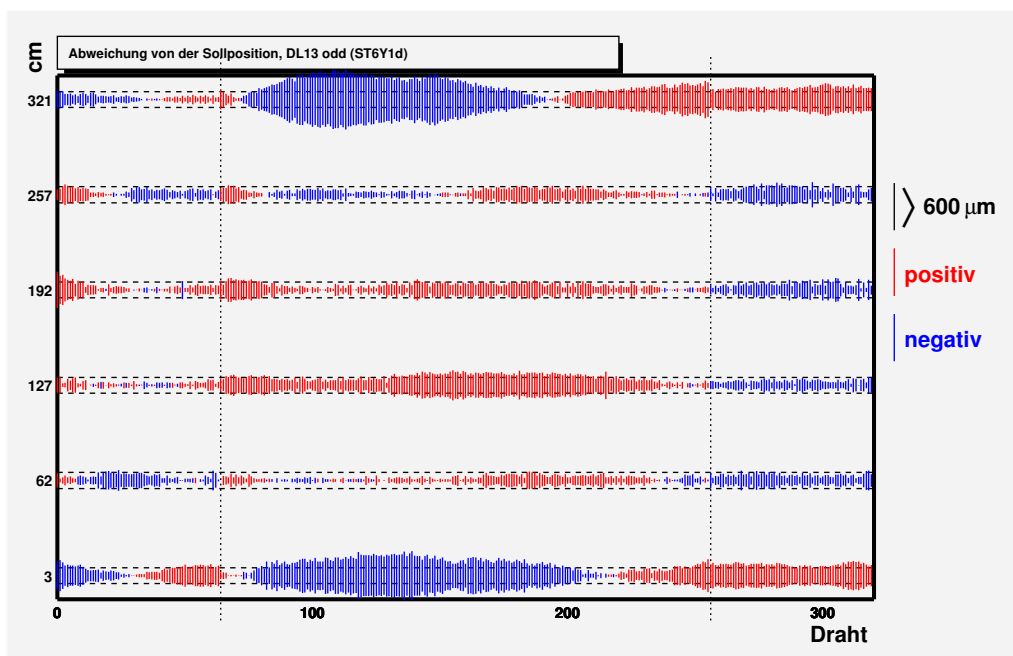


Abbildung C.26: Zweite Ebene DL13.

<b>Temperatur : <math>15.5 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST6Y1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST6Y1ua	9642.2	$-1.76 \times 10^{-2}$	-899295
ST6Y1ub	6150.4		
ST6Y1uc	9644.2	$-6.51 \times 10^{-2}$	900312
ST6Y1da	9650.9	$-10.53 \times 10^{-2}$	-904678
ST6Y1db	6151.6	$-16.02 \times 10^{-2}$	-3743
ST6Y1dc	9643.7	$-10.51 \times 10^{-2}$	895022

Tabelle C.13: Grundlegende Parameter für Doppalebene DL13.

## C.14 Doppelebene 14

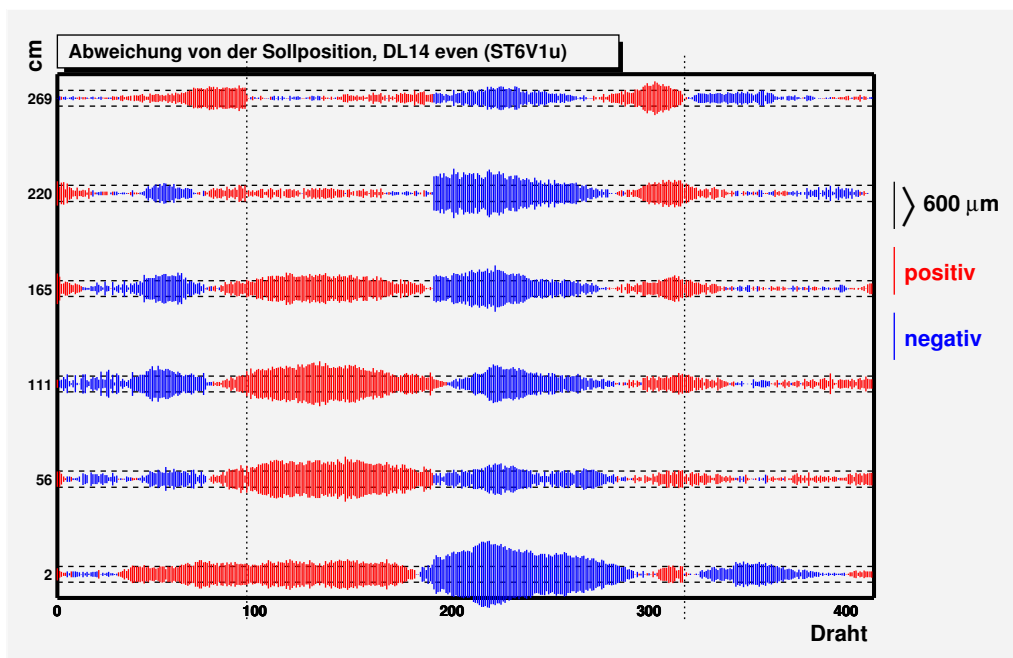


Abbildung C.27: Erste Ebene DL14.

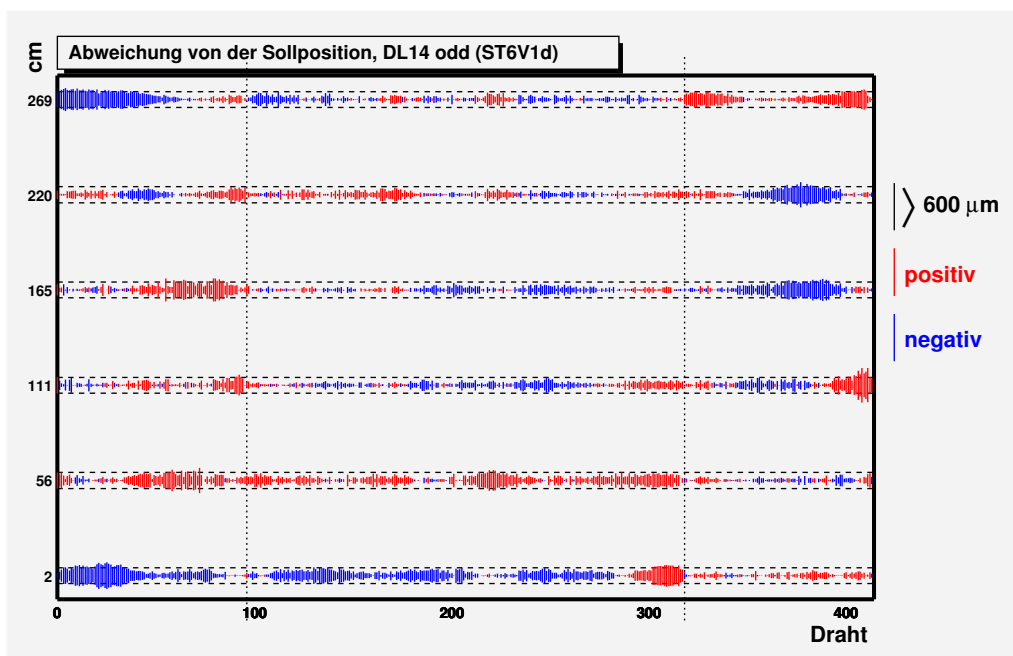


Abbildung C.28: Zweite Ebene DL14.

<b>Temperatur : <math>12.3 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST6V1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST6V1ua	9654.6	$-6.59 \times 10^{-2}$	-1145412
ST6V1ub	6146.4		
ST6V1uc	9651.9	$-7.15 \times 10^{-2}$	1146859
ST6V1da	9652.2	$-11.7 \times 10^{-2}$	-1150076
ST6V1db	6145.6	$1.38 \times 10^{-2}$	-3090
ST6V1dc	9655.3	$-18.82 \times 10^{-2}$	1142315

Tabelle C.14: Grundlegende Parameter für Doppellebene DL14.



## C.15 Doppelebene 15

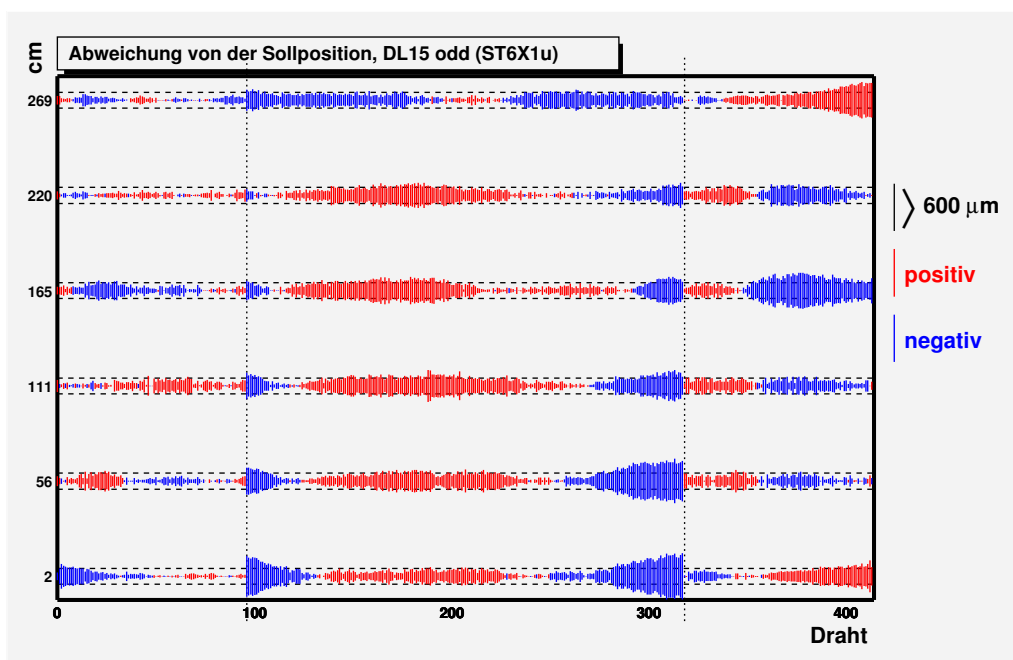


Abbildung C.29: Erste Ebene DL15.

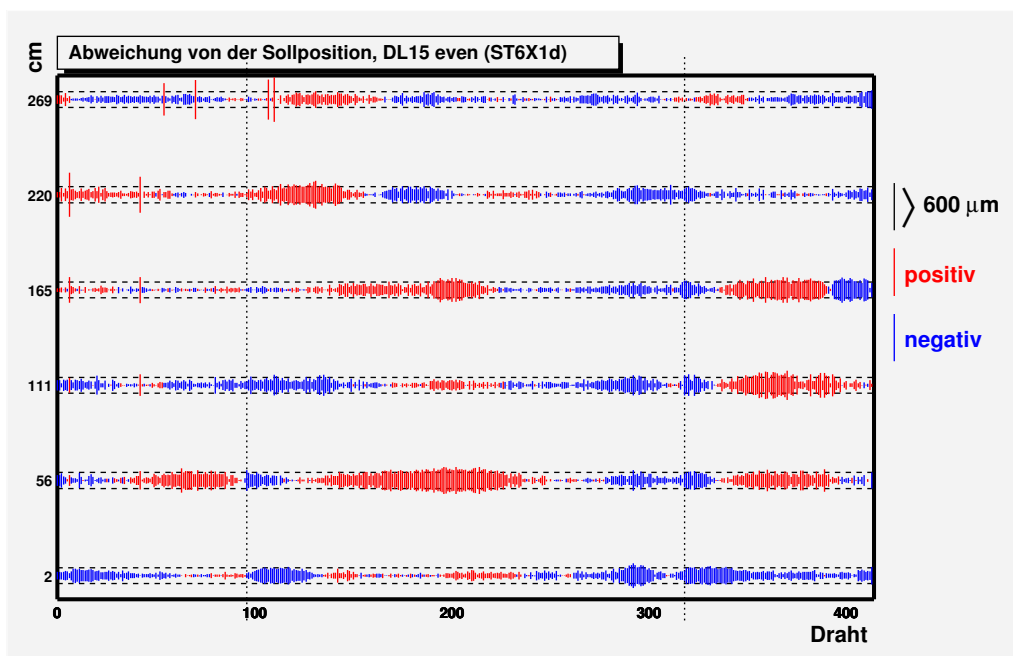


Abbildung C.30: Zweite Ebene DL15.

<b>Temperatur : <math>13.4 \pm 0.5^{\circ}\text{C}</math></b>		relative Lage des Segments zu ST6X1ub	
Segment	Drahtabstand [ $\mu\text{m}$ ]	Rotation [mRad]	Verschiebung [ $\mu\text{m}$ ]
ST6X1ua	9652.0	$15.41 \times 10^{-2}$	-1145333
ST6X1ub	6149.7		
ST6X1uc	9652.1	$18.35 \times 10^{-2}$	1147638
ST6X1da	9649.5	$28.11 \times 10^{-2}$	-1149962
ST6X1db	6148.8	$29.86 \times 10^{-2}$	-2817.
ST6X1dc	9646.4	$31.78 \times 10^{-2}$	1142507

Tabelle C.15: Grundlegende Parameter für Doppelebene DL15.

# Anhang D

## Startzeitparameter und Ortsauflösung

Bei der Betrachtung der Ortsauflösung der Strohhalmdriftrohre mittels extrapolierte Teilchenspuren, die von benachbarten Detektoren bestimmt werden, ergibt sich das Problem, dass die gemessene Auflösung immer die Summe der Spurauflösung und der tatsächlichen Ortsauflösung der Strohhalmdetektoren ist. Je schlechter die Spurrekonstruktion gelingt, desto insensitiver ist das gemessene Ergebnis auf eine tatsächliche Verbesserung der Strawauflösung, daher kann eine aus den zur Verfügung stehenden Daten bestimmte Strawauflösung immer nur eine obere Grenze derselben sein.

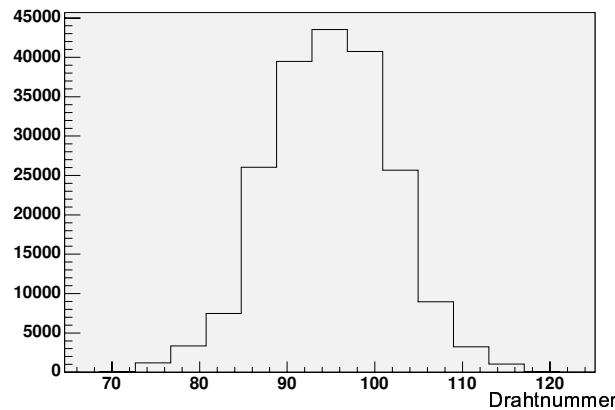


Abbildung D.1: Verteilung der Strohalmröhre, die eine Ortsinformation liefern, wenn ein Teilchendurchgang durch ihr sensitives Volumen von den GEM Detektoren vorhergesagt wurde.

In Abbildung D.1 ist die Verteilung der Strohalmröhren der untersuchten Detektorebene dargestellt, die von den extrapolierten Spuren der GEMs durchsetzt werden. Aufgrund der Geometrie des Aufbaus tragen nur die zentralen etwa 25 Drähte signifikant zur Superposition der gemessenen R-T-Verteilung (siehe Abbildung 3.11 im Text) bei, anhand derer eine Verbesserung der Ortsauflösung der

Strohhalmebene untersucht wird.

Zur Quantifizierung der Auflösungsverbesserung wird dabei in den Abbildungen D.2 und D.3 die Breite der Ortsverteilung bestimmt, die durch Projektion der Ereignisse innerhalb eines 1ns breiten Zeitintervalls auf die Ortsachse entsteht.

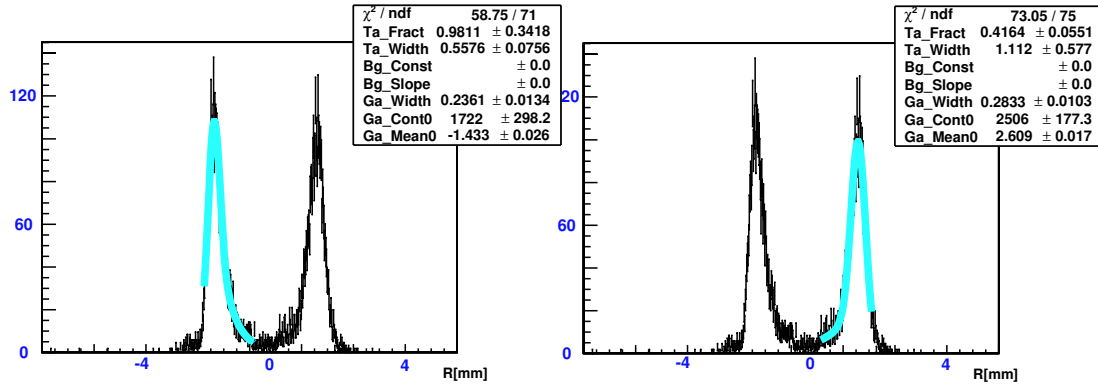


Abbildung D.2: Bestimmung der Breite der Ortsverteilung der unkorrigierten Daten.

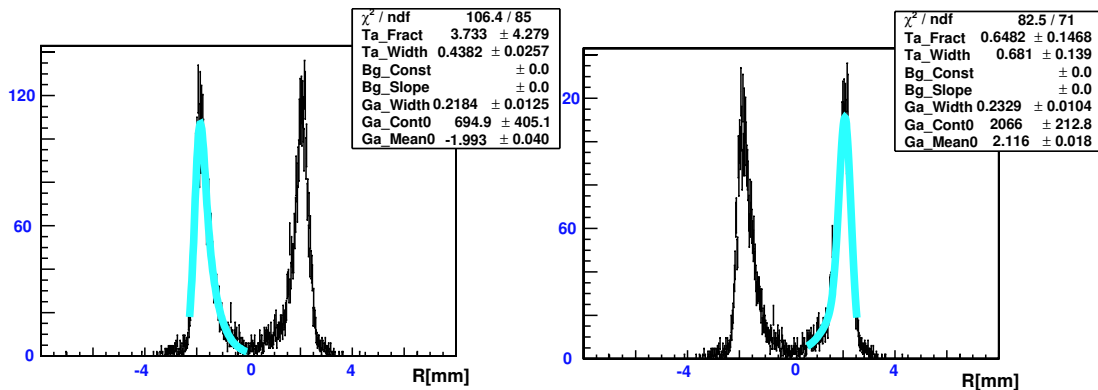


Abbildung D.3: Bestimmung der Breite der Ortsverteilung der korrigierten Daten.

Die Bestimmung dieser Breite anhand des Fits einer reinen Gaußverteilung ist problematisch, da die untersuchten Verteilungen unsymmetrisch sind, eine Gaußverteilung die Daten also nur unzureichend beschreibt und die Fitergebnisse empfindlich von den Grenzen des Fitbereiches abhängen. Aus diesem Grund wurde zur Bestimmung der Breite der Ortsverteilungen in den Abbildungen eine Parametrisierung der Gaußverteilung mit langsam abfallender Komponente auf einer Seite der Kurve gewählt, wobei die bestimmte Ortsauflösung der Breite der korrespondierenden Gaußkurve entspricht.

Im untersuchten Fall verbessert sich die Breite der Verteilungen von  $260\mu\text{m}$  auf  $226\mu\text{m}$ , was einer Verbesserung der Ortsauflösung im untersuchten Detektorbereich von  $128\mu\text{m}$  entspricht.

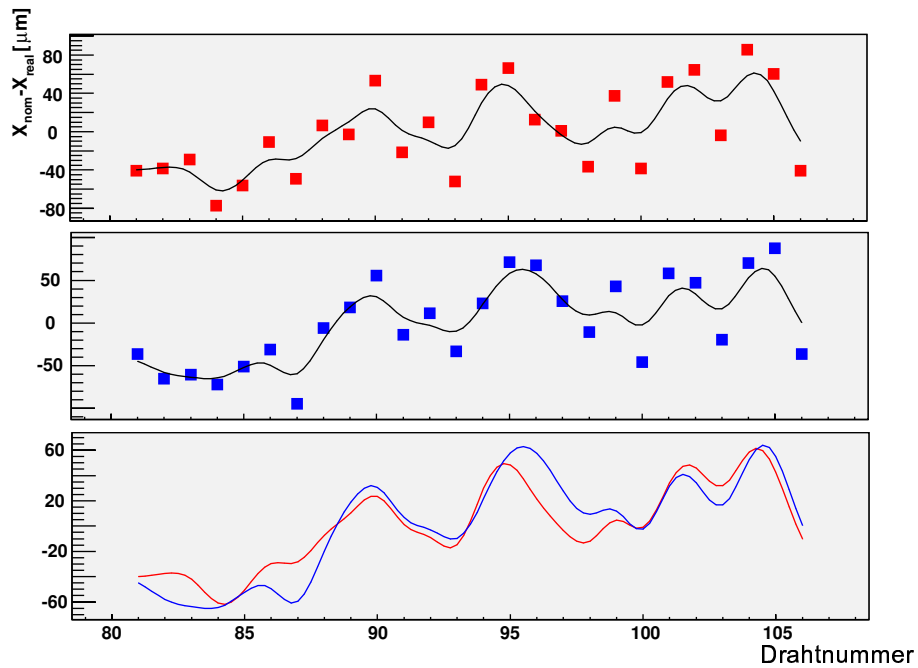


Abbildung D.4: Abweichung der gemessenen Drahtkoordinaten vom idealen homogenen Detektor für den Bereich der Strohhalmebene, der einer Spurvorhersage mit GEM Detektoren zugänglich ist.

Da sich der untersuchte Bereich auf ca. 25 Strohhalmdetektoren beschränkt, ist der Beitrag zur Verbesserung der Ortsauflösung aufgrund der Korrektur der Drahtkoordinate als vernachlässigbar zu erwarten, wie die geringe mittlere Streuung der Drahtkoordinaten in Abbildung D.4 nahelegt.

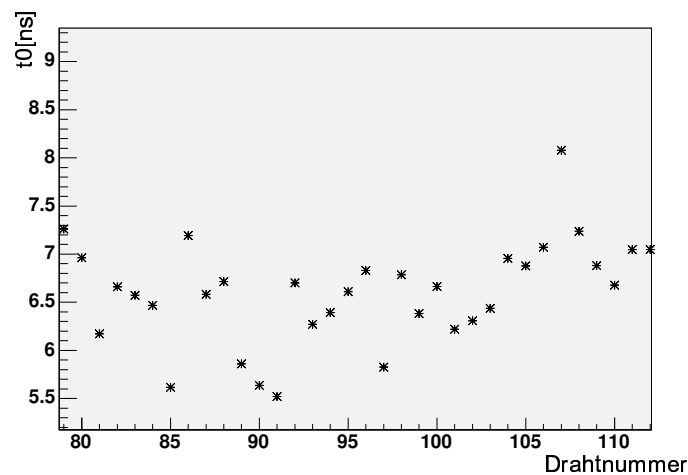


Abbildung D.5: Variation des Zeitparameters  $t_0$  im betrachteten Bereich.

Der Zeitparameter  $t_0$  hingegen variiert im untersuchten Bereich um etwa 1ns (siehe Abbildung D.5), die daraus zu erwartende Verbesserung der Auflösung

von etwa  $100\mu\text{m}$  deckt sich in etwa mit dem gefundenen Wert.

Führt man analoge Betrachtungen für die durch die planaren Driftkammern gemessene R-T-Verteilung durch, kann man ebenso auf die Verbesserung der Ortsauflösung schließen, wobei hierbei mehr als 60 Strohhalm-driftrohre betrachtet werden können.

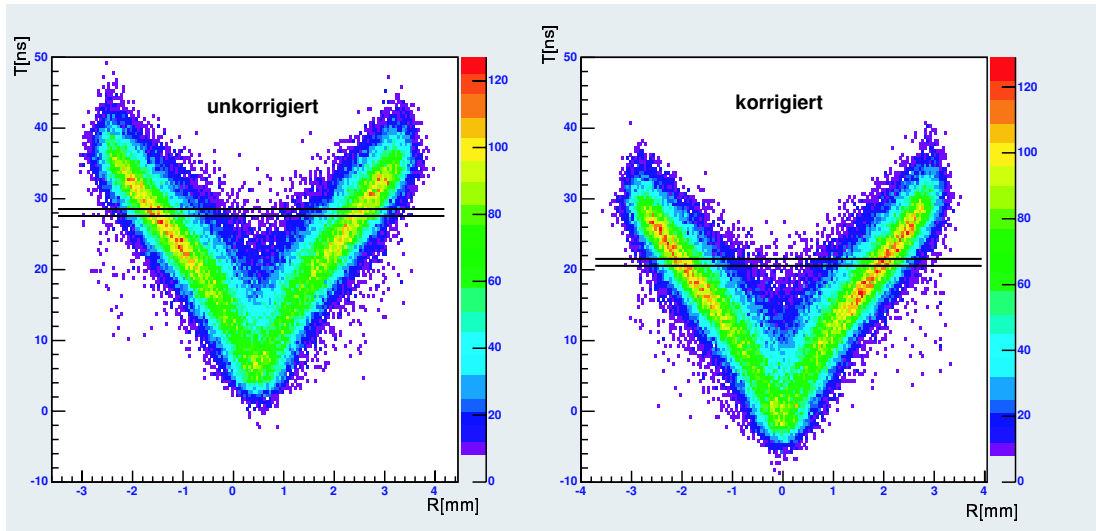


Abbildung D.6: Gemessene R-T-Relation ohne Korrektur der individuellen Zeiten und Drahtkoordinaten (linke Darstellung) und nach erfolgter Korrektur (rechte Darstellung).

Der Fit der Ortsverteilungen in den Abbildungen D.7 und D.8 zeigt eine Reduktion der Breite von  $331\mu\text{m}$  auf  $281\mu\text{m}$ , was einer Verbesserung der Ortsauflösung von etwa  $175\mu\text{m}$  entspricht. Dieser Wert ist erwartungsgemäß größer als der für den zentralen Bereich gefundene Wert, da im hier betrachteten Fall der Beitrag der Korrektur der Drahtkoordinaten aufgrund der größeren betrachteten Abstände eine größere Rolle spielt.

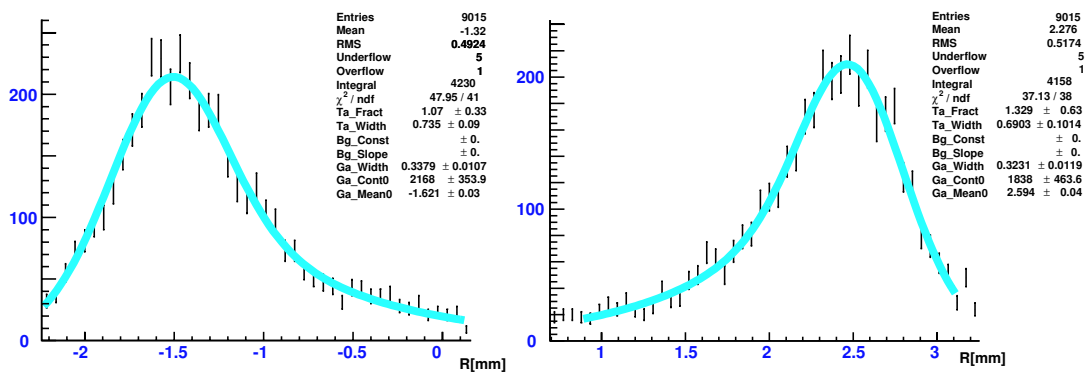


Abbildung D.7: Bestimmung der Breite der Ortsverteilung der unkorrigierten Daten.

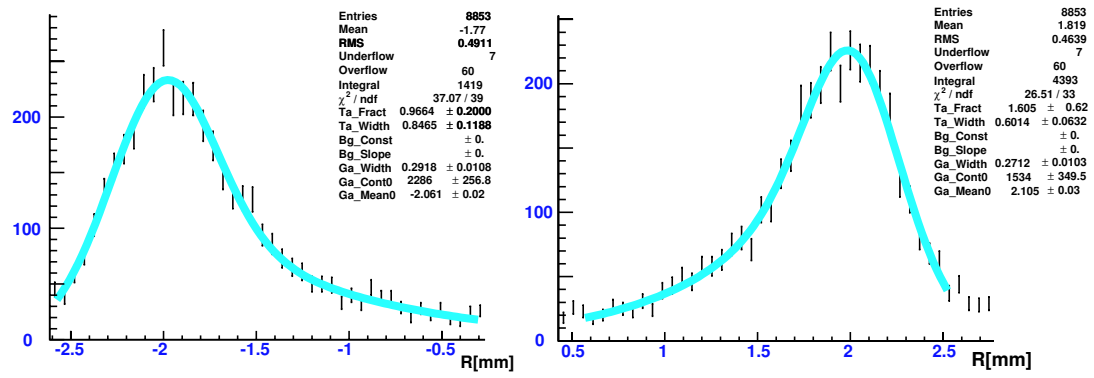


Abbildung D.8: Bestimmung der Breite der Ortsverteilung der korrigierten Daten.





# Anhang E

## Bestätigung der Röntgeneichung

Im Folgenden ist die erfolgreiche Reproduktion der Ergebnisse der Röntgeneichung durch das Fitverfahren aus Kapitel 3 dokumentiert. Es wird jeweils die Abweichung der beiden Methoden dargestellt, sowie der Faktor angegeben, mittels dessen die beiden Röntgendaten skaliert wurden. Die Teilchenspuren, die für die Fitmethode benutzt wurden, entstammen gänzlich dem Datennahmzyklus mit der Nummer (Run Nummer) 28944, der im Jahr 2003 vom COMPASS Experiment aufgezeichnet wurde.

Dabei ist zu beachten, dass die für die unterschiedlichen Ebenen derselben Doppellebene gefundenen Anpassungsfaktoren im Rahmen der Fehler tatsächlich identisch sind, wie man es auch erwarten würde.

Die Drahtkoordinaten beider Methoden stimmen im untersuchten Raumbereich in allen Fällen auf etwa  $30\mu m$  genau überein.

## E.1 ST3X1ub

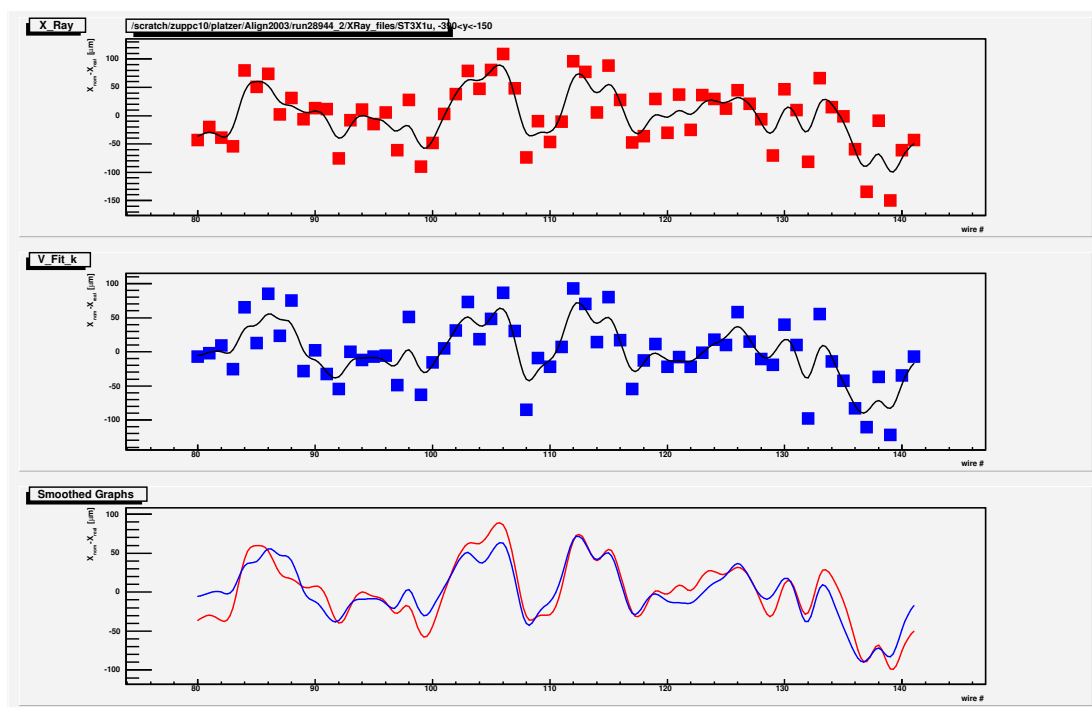


Abbildung E.1: Reproduktion der Röntgeneichung durch die Methode der R-T-Fits (siehe Kapitel 3).

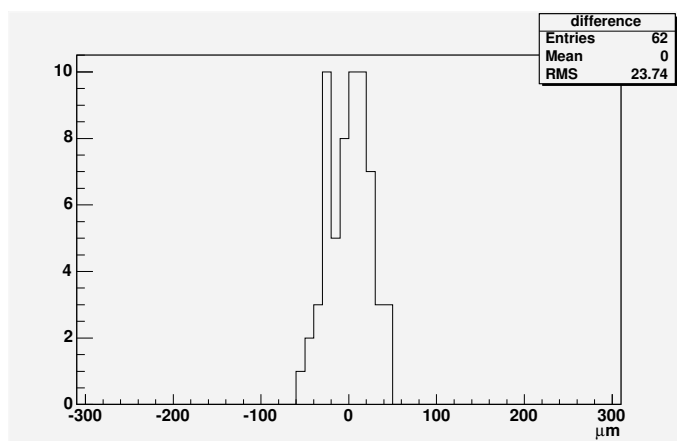


Abbildung E.2: Übereinstimmung der R-T-Fits und der Röntgeneichung nach Anpassung des Pitches um den Faktor : 1.0014.

## E.2 ST3X1db

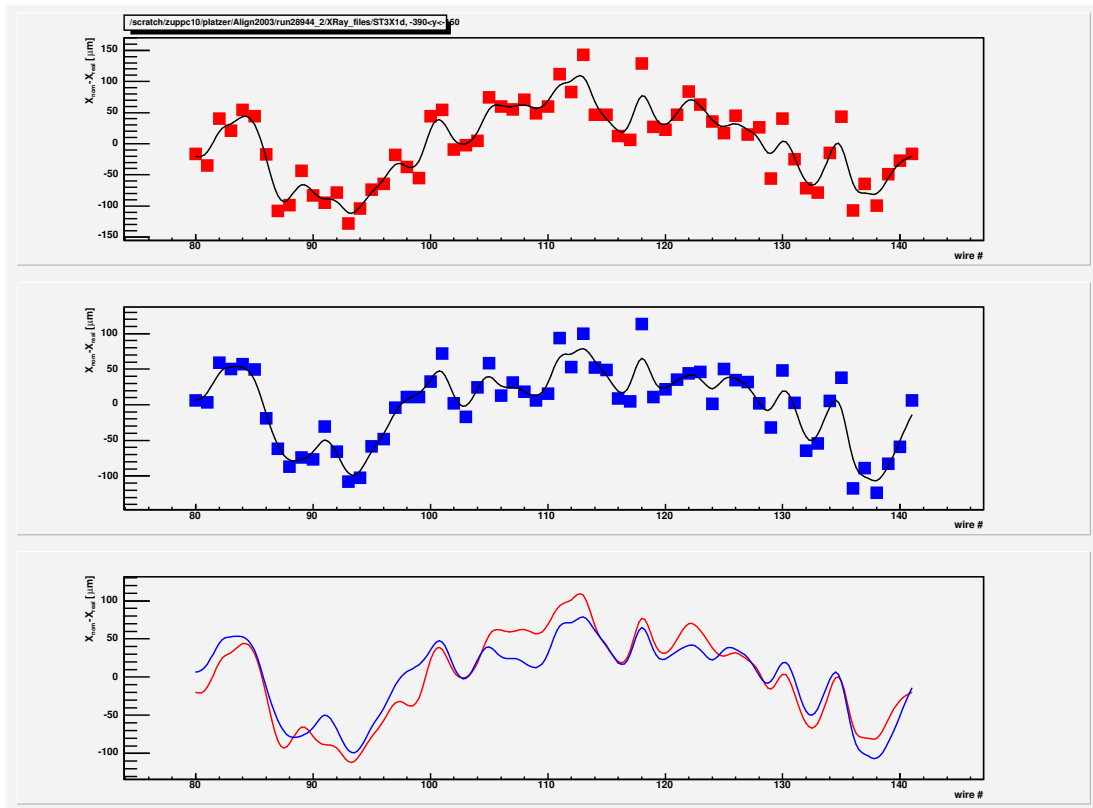


Abbildung E.3: Reproduktion der Röntgeneichung durch die Methode der R-T-Fits (siehe Kapitel 3).

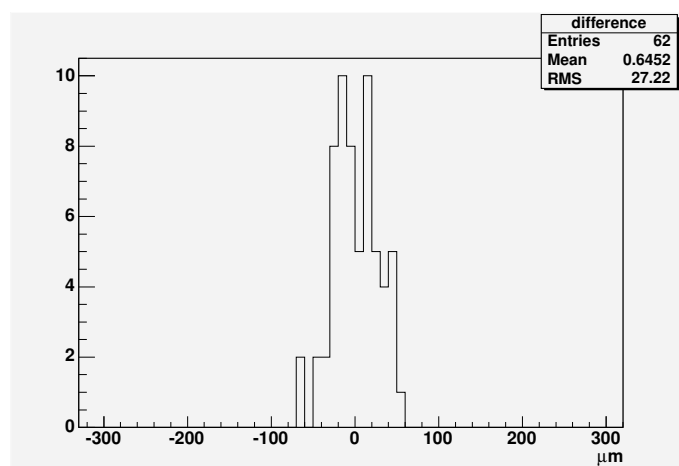


Abbildung E.4: Übereinstimmung der R-T-Fits und der Röntgeneichung nach Anpassung des Pitches um den Faktor : 1.0014.

## E.3 ST3Y1ub

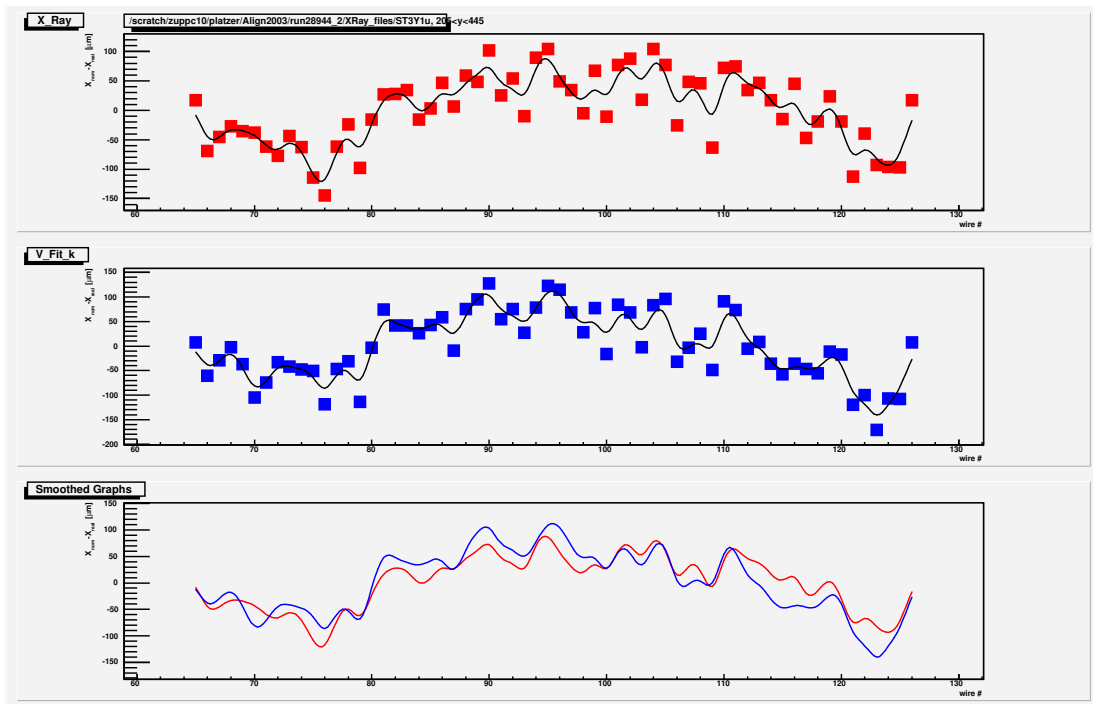


Abbildung E.5: Reproduktion der Röntgeneichung durch die Methode der R-T-Fits (siehe Kapitel 3).

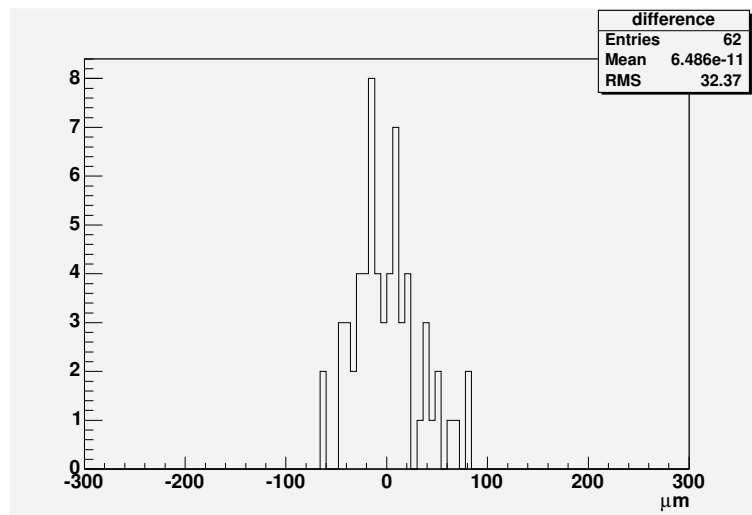


Abbildung E.6: Übereinstimmung der R-T-Fits und der Röntgeneichung nach Anpassung des Pitches um den Faktor : 1.0008.

## E.4 ST3Y1db

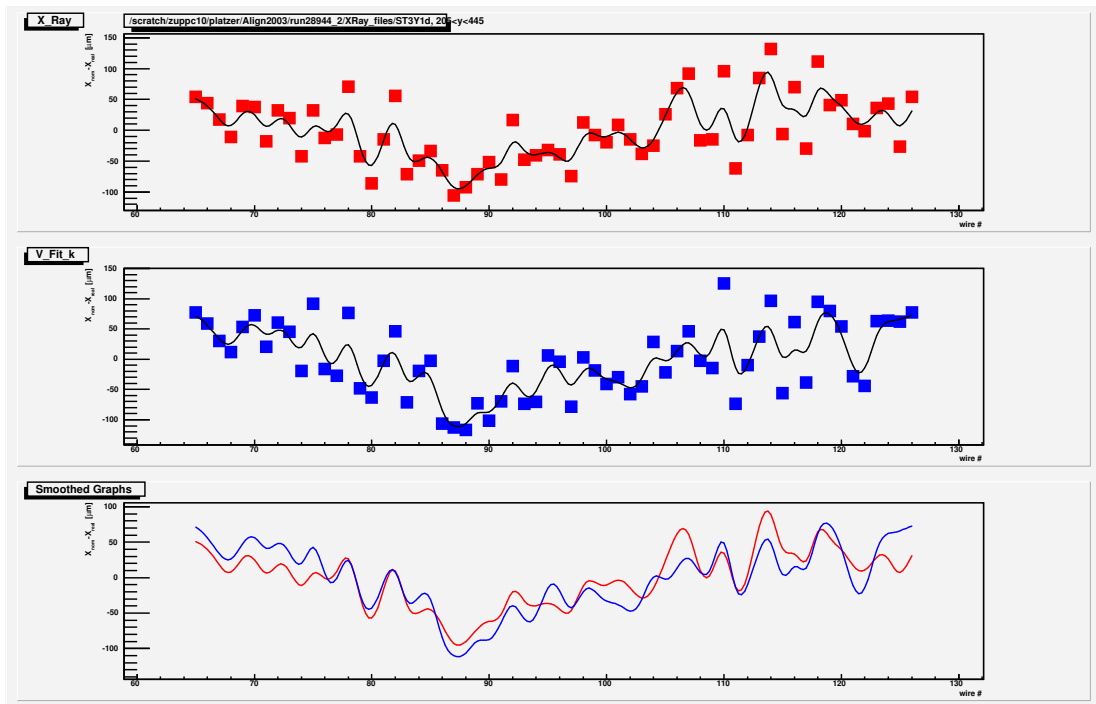


Abbildung E.7: Reproduktion der Röntgeneichung durch die Methode der R-T-Fits (siehe Kapitel 3).

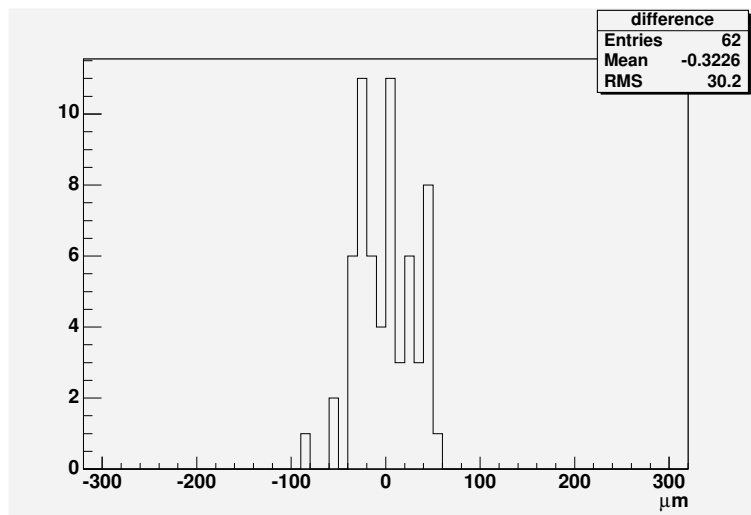


Abbildung E.8: Übereinstimmung der R-T-Fits und der Röntgeneichung nach Anpassung des Pitches um den Faktor : 1.0009.

## E.5 ST3U1ub

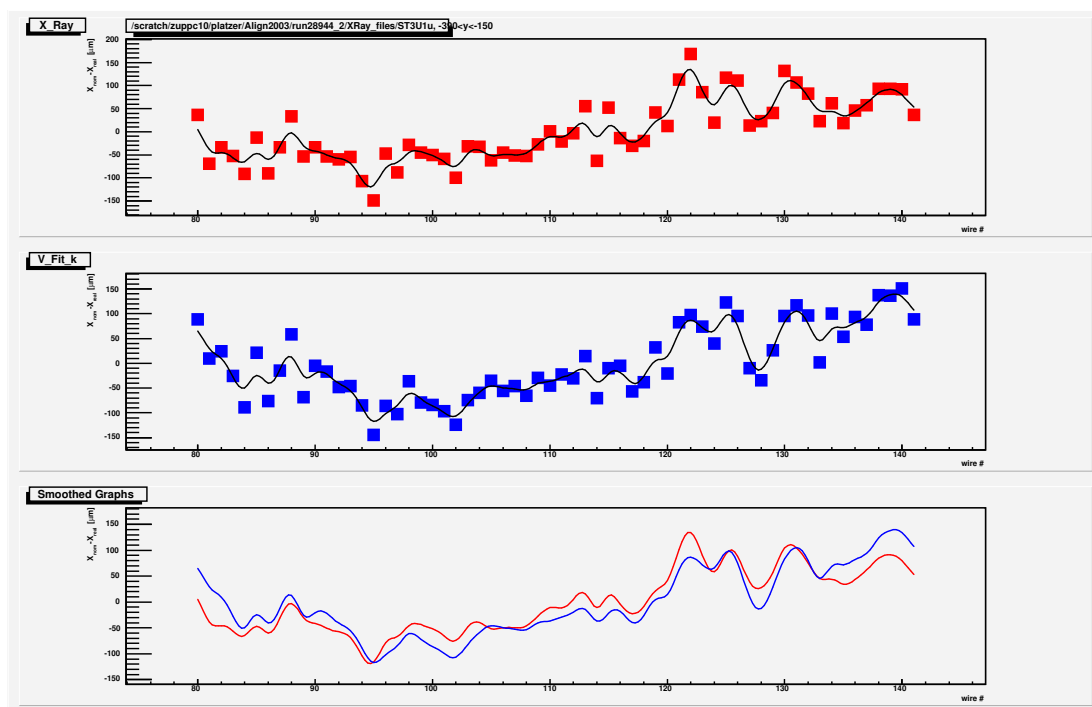


Abbildung E.9: Reproduktion der Röntgeneichung durch die Methode der R-T-Fits (siehe Kapitel 3).

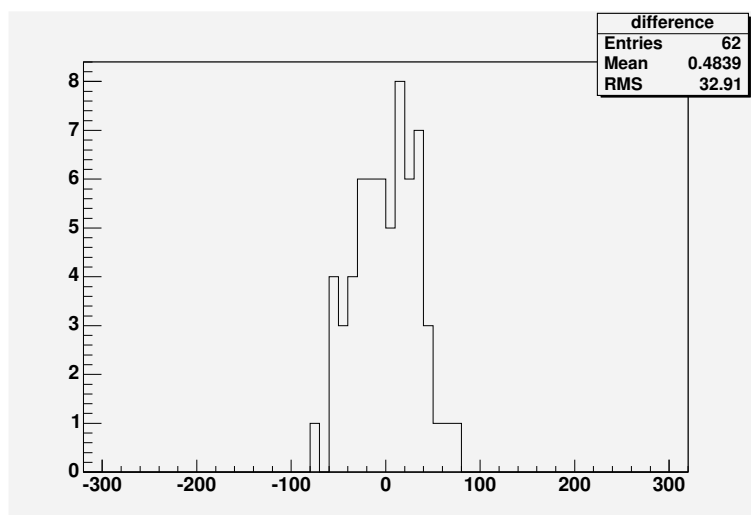


Abbildung E.10: Übereinstimmung der R-T-Fits und der Röntgeneichung nach Anpassung des Pitches um den Faktor : 1.0016.

## E.6 ST3U1db

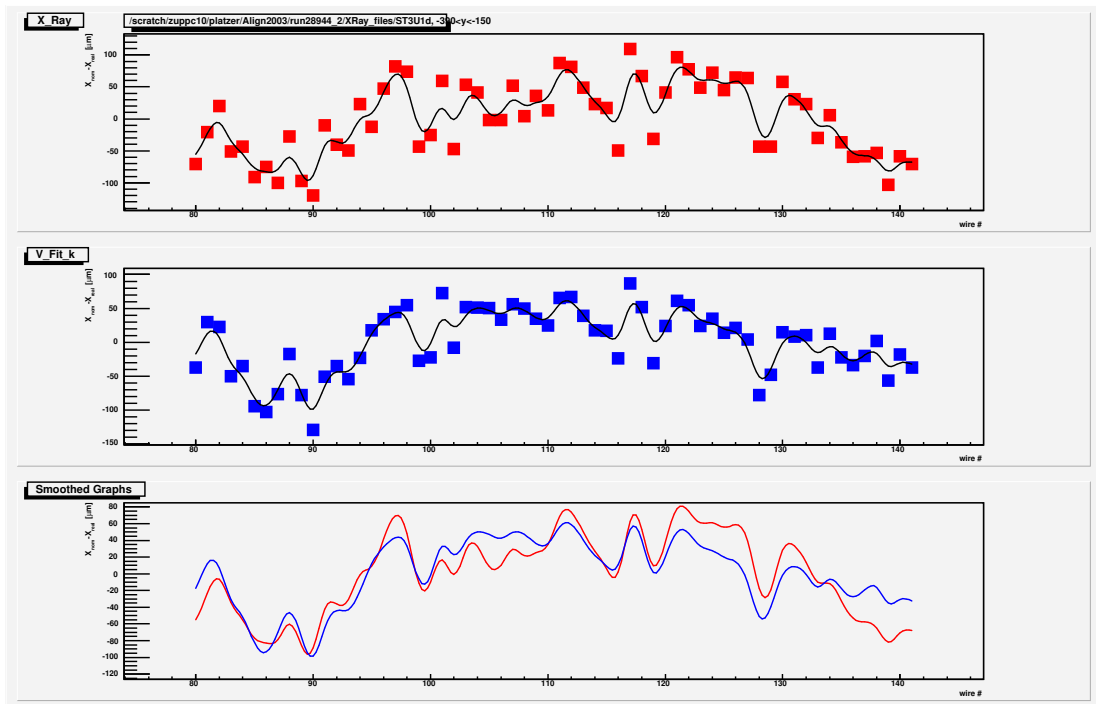


Abbildung E.11: Reproduktion der Röntgeneichung durch die Methode der R-T-Fits (siehe Kapitel 3).

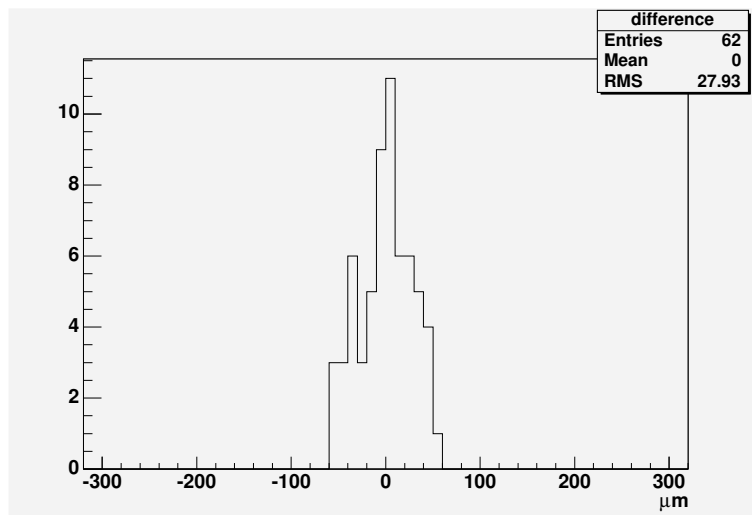


Abbildung E.12: Übereinstimmung der R-T-Fits und der Röntgeneichung nach Anpassung des Pitches um den Faktor : 1.0016.

## E.7 ST3X2db

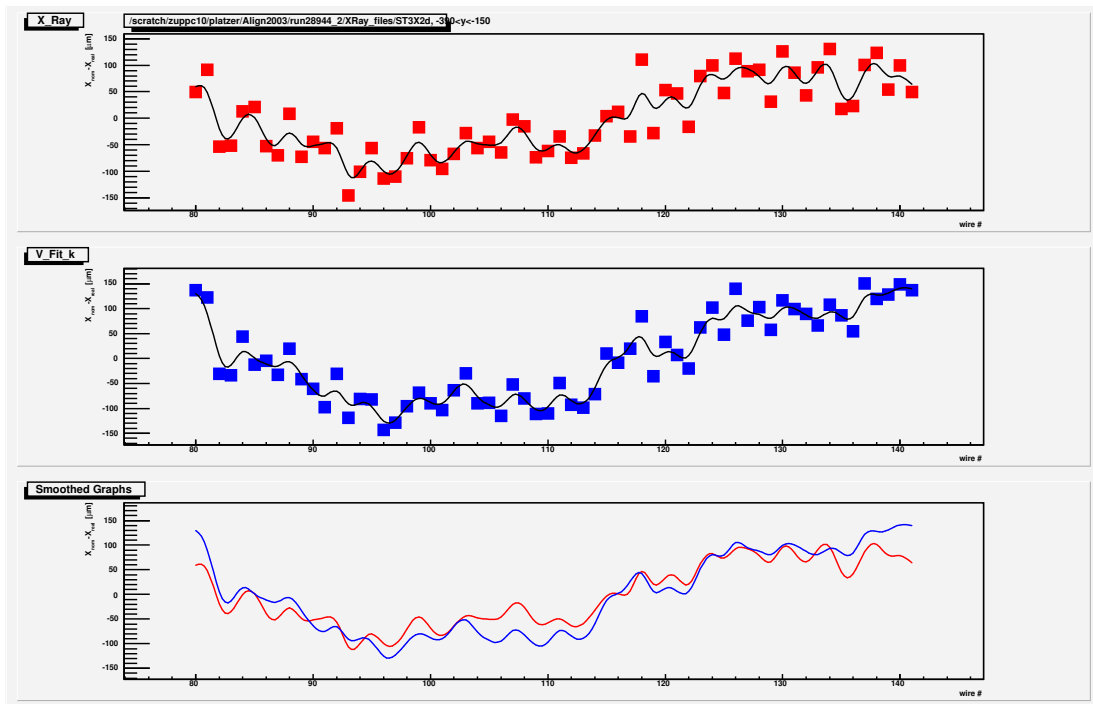


Abbildung E.13: Reproduktion der Röntgeneichung durch die Methode der R-T-Fits (siehe Kapitel 3).

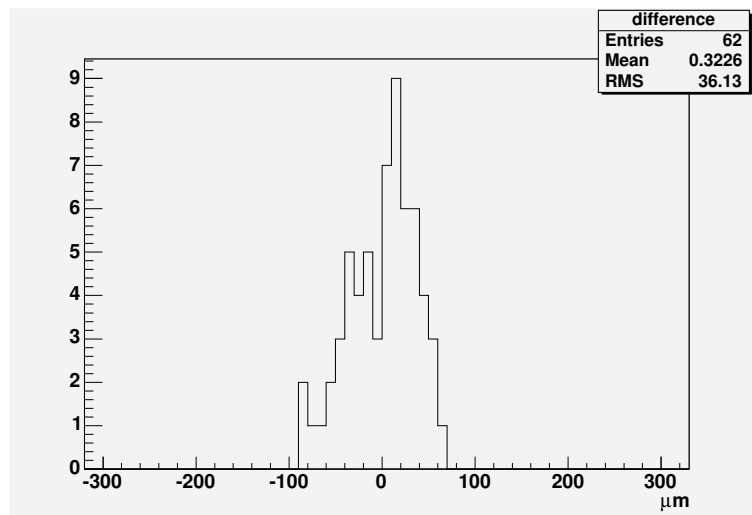


Abbildung E.14: Übereinstimmung der R-T-Fits und der Röntgeneichung nach Anpassung des Pitches um den Faktor : 1.0022.



# Literaturverzeichnis

- [1] The COMPASS Collaboration: Proposal - Common Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy, CERN/SPSLC 96-14 SPSC/P 297, CERN 1996.
- [2] V.N. Bychkov et al. : Construction and Manufacture of Large Size Straw-Chambers of the COMPASS Spectrometer Tracking System, Particles and Nuclei, Letters 2-[111] (2002) 64-73.
- [3] Marta Sans Merce : Development of drift chambers and physics simulations for the COMPASS experiment, PHD Thesis, München, Oktober 2001.
- [4] Christoph Joachim Ilgner : Fertigung und Inbetriebnahme einer Strohdriftkammerstation, Dissertation, München, März 2003.
- [5] J. Estermann : Untersuchung von Driftrohr-Detektoren mit Protonen am Münchner Tandem-Beschleuniger, Diplomarbeit, München, 1999.
- [6] M. Noll : Bau und Inbetriebnahme von Driftrohren für das COMPASS-Experiment am CERN, Diplomarbeit, München 1999.
- [7] R. Geyer : persönliche Mitteilung.
- [8] V. Aleksakhin : Investigation of the straw Chambers Inclination Angle, COMPASS-Note 1999-10, CERN 1999.
- [9] J. Le Goff : Evaluation of  $D^0$  and  $D^*$  channels for the measurement of  $\Delta g/g$ , COMPASS-Note 2002-02, CERN 2002.
- [10] J. Le Goff : An analytical estimation of  $D^0$  mass resolution, COMPASS-Note 2000-13, CERN 2000.
- [11] Particle Data Group, Review of Particle Physics, Berlin (Springer) 2000.
- [12] Sasha Zvyagin : persönliche Mitteilung.
- [13] S. Dalla Torre : The COMPASS Spectrometer : Status and Performance, Beitrag zum Workshop „Future Physics @ COMPASS“, CERN, 2002.
- [14] The European Muon Collaboration, J. Ashman et al. : An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarized muons on polarized protons, Nucl. Phys. B 382 1 (1989).

- [15] M. Sans, U. Wiedner : Test beam results of 2 prototypes of straw tube chambers for COMPASS, COMPASS-Note 1999-2, CERN 1999.
- [16] N. Dedek : persönliche Mitteilung.
- [17] ATLAS Collaboration : ATLAS Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN, CERN/LHCC/94-43 LHCC/P2, CERN 1994.
- [18] K. Hashemi : Pixel CCD Rasnik DAQ, Atlas Internal Note MUON-97-202, CERN, 1997.
- [19] Karl Wellinger, Werkstoff-Tabellen der Metalle, 7. Auflage, Alfred Kröner Verlag, Stuttgart.
- [20] D. Lide, CRC Handbook of Chemistry and Physics, 78th Edition, CRC Press, New York.
- [21] W. Blum, L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer Verlag, 1994.
- [22] DuPont High Performance Materials, P.O. Box 89, Route 23 South and DuPont Road, Circleville, OH 43113, United States.
- [23] R. Veenhof, Garfield, a drift chamber simulation program, Version 6.28, CERN, 1999.
- [24] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, 1994.
- [25] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, Genf, 1999.
- [26] Stefano Panebianco, persönliche Mitteilung.
- [27] K. Platzer, Ortsauflösung von Driftkammern für minimalionisierende Teilchen, Diplomarbeit, München 1999.
- [28] C. Ramsauer, Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen, Ann. Phys. 66 (1921) 546.
- [29] H. Fischle, J. Heintze und B. Schmidt, Experimental determination of ionization cluster size distributions in counting gases, Nuclear Instruments and Methods, A 301 (2), 1999.
- [30] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Stuttgart, 1987.
- [31] V. Gromov, T. Sluijk, Electrical Properties of various types of straw tubes considered for the LHCb Outer Tracker, LHCb 2001-001, CERN, 2001.

- [32] Krzysztof Zaremba et al., Straw tubes electrical properties, COMPASS Note 1998-10, CERN, 1998.
- [33] Krzysztof Zaremba et al., Straw tubes electrical properties - part II, COMPASS Note 1999-1, CERN, 1999.
- [34] Janusz Marzec : persönliche Mitteilung.
- [35] René Brun et al., ROOT An Object-Oriented Data Analysis Framework, CERN, December 2003.
- [36] Bernhard Ketzer : persönliche Mitteilung.
- [37] Dipl. Ing. Helmut Tönnis, Ing. Büro für angewandte Elektronik, Wiesenstraße 1, 85614 Kirchseeon.
- [38] Y. Bedfer et al., COMPASS's track reconstruction algorithm, COMPASS Note 2004-1, CERN, 2004.
- [39] C. Grupen, Teilchendetektoren, Wissenschaftsverlag, 1993



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name	Platzer
Vorname	Klaus
Geburtsdatum	28. Januar 1971
Geburtsort	München

## Werdegang

1977 - 1981	Besuch der Grundschule in Kirchheim
1981 - 1990	Besuch des Naturwissenschaftlichen Zweigs des Ernst-Mach-Gymnasiums in Haar
1990 - 1991	Grundwehrdienst
1992 - 1999	Studium der Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München Thema der Diplomarbeit : Ortsauflösung von Driftkammern für minimalionisierende Teilchen
2000 - dato	Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Ludwig-Maximilians-Universität München



# Danksagung

An dem Teilchenphysikexperiment COMPASS sind mehr als 200 Physiker beteiligt. Durch die Arbeit innerhalb dieser großen internationalen Kollaboration profitierte ich von vielen Anregungen, die sich in den Gesprächen mit meinen Kollegen ergaben. Nicht alle, die mir in den letzten Jahren behilflich waren, können hier genannt werden, allerdings möchte ich die Gelegenheit nutzen, denjenigen zu danken, von deren Unterstützung ich besonders profitiert habe.

Mein größter Dank gebührt dabei Prof. Wolfgang Dünneweber, der mich hervorragend betreut hat und der es stets verstand, genau diejenige Frage zu stellen, deren Beantwortung mich einen weiteren Schritt in Richtung meines Ziels brachte.

Prof. Hermann Wellenstein hat mit seiner großen Erfahrung auf dem Gebiet der Detektoreichung wesentlich dazu beigetragen, das Grundkonzept des entwickelten Messverfahrens zu erstellen.

Danken möchte ich Prof. Martin Faessler und Dr. Reiner Geyer, dass sie durch Ihren Einsatz das gesamte Projekt am CERN möglich gemacht haben und dass sie mit ihrer genauen Kenntnis unseres Detektors in vielen Diskussionen dabei halfen, die gewonnenen Messergebnisse zu interpretieren.

Meine Kollegen Christoph Ilgner und Nicolas Dedek haben mich häufig bei der Durchführung der aufwändigen Eichmessungen unterstützt, was mir eine große Hilfe war.

Nicht zuletzt danke ich den Mitarbeitern unserer mechanischen Werkstatt, die mir bei der Konstruktion einzelner Bauteile den ein oder anderen Tipp gegeben haben und die meine Ideen stets perfekt in die Realität umgesetzt haben. Allerletzte Änderungen wurden dabei oft von Meike Dlaboha für mich kommuniziert, die ich deswegen häufig vom CERN angerufen habe und auf deren Organisations-talent man sich auch sonst immer verlassen konnte.

Neben all der fachlichen Unterstützung wurde die Voraussetzung zur Durchführung der Dissertation allerdings erst durch mein privates Umfeld geschaffen. Zunächst durch meine Eltern, die mir das Studium der Physik ermöglichten, indem sie mich großzügig unterstützten. Den Hauptanteil an der Aufrechterhaltung meiner Motivation hatte meine Freundin Sandra, die in den letzten Jahren nicht nur meine körperliche sondern oftmals auch meine geistige Abwesenheit in Kauf nehmen musste. Ich danke Ihr dafür, dass sie mich trotz mancher zu erdulgender Einschränkung stets unterstützt und mir gegen Ende der Dissertation große Teile meines Alltags organisiert hat.

