

Interner Bericht

DESY FH1T-93-01

März 1993

Untersuchung von Methoden
zur Kalibrierung der H1-Jetkammer

von

M. W. Schulz

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	26. MRZ. 1994	
Accession:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

Interner Bericht
DESY FH1T-93-01
März 1993

Untersuchung von Methoden zur Kalibrierung der H1-Jetkammer

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Markus Willibald Schulz
aus Herten

Hamburg
1993

Interne Bericht
DESY FHT-93-01
März 1993

Untersuchung von Methoden
zur Kalibrierung der
HI-Jetkammer

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. G. Heinzelmann
Prof. Dr. E. Lohrmann

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. G. Heinzelmann
Prof. Dr. A. Wagner

Datum der Disputation: 26. Februar 1993

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. G. Mack

Vorgelegt von
Markus Willibald Schulz
aus Herten
Hamburg
1993

Abstract

The Jet-chamber of the H1 experiment at the HERA electron proton collider measures the direction and the momentum of charged particles. In addition the energy loss in the chamber gas is measured. This information is used for particle identification.

To achieve a good resolution a precise calibration and monitoring of the detector is necessary. Methods that are able to determine and monitor the most important calibration parameters have been developed and tested. Due to the inclined cell geometry these methods need only the measured track coordinates and the the electronic readout system to calibrate the jet chambers. In addition algorithms have been provided to estimate the quality of the calibration.

Kurzfassung

Die Jet-Kammer des H1-Experimentes am HERA Elektron-Proton-Speicherring dient zur Messung der Richtung und des Impulses geladener Teilchen. Außerdem wird der Energieverlust im Kammergas bestimmt und zur Teilchenidentifikation genutzt.

Um eine möglichst gute Auflösungen zu erreichen, ist eine genaue Kalibration und Überwachung des Detektors notwendig. Es wurden Verfahren zur Bestimmung und Überwachung der wichtigsten Kalibrationsgrößen entwickelt und erprobt. Die geneigte Zellgeometrie ermöglicht eine Kalibration ohne externe Referenz. Es werden nur die von der Jet-Kammer selbst vermessenen Spurpunkte und das elektronische Auslesesystem verwendet. Zusätzlich wurden Verfahren bereitgestellt, mit denen die Qualität der Kalibration beurteilt werden kann.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Der Elektron - Proton Speicherring HERA	9
1.2	Das experimentelle Programm	10
1.2.1	Kinematik	10
1.2.2	Aufgaben eines Spurdetektors bei HERA	12
1.3	Der H1-Detektor	15
2	Funktionsweise einer Driftkammer	18
2.1	Die Phase der Primärionisation	19
2.2	Die Driftphase	20
2.3	Die Gasverstärkungsphase	23
2.4	Driftkammern vom Jetkammertyp	24
3	Die zentrale Jetkammer CJC	26
3.1	Aufbau der CJC	26
3.2	Das Auslesesystem der CJC	29
3.3	Bestimmung der Driftzeit und der Ladung	30
4	Ortsauflösung in Richtung des Driftfeldes	33
4.1	Statistik der Primärionisation	33
4.2	Effekte durch langreichweitige δ -Elektronen	33
4.3	Diffusion	34
4.4	Zeitauflösung der Elektronik	34
4.5	Zusammenfassung	35
5	Ortsauflösung in Richtung des Drahtes	36
6	Auflösungsvermögen für die Spurparameter	43
7	Kalibrationskonstanten von Driftkammern	44
7.1	Durch die Geometrie bestimmte Parameter	45
7.2	Vom Betriebszustand der Kammer abhängige Parameter	46
7.3	Von der Ausleseelektronik bestimmte Parameter	47
8	Einfluß der Kalibrationsgüte auf die Auflösung	48
8.1	Einfluß des Zeitnullpunktes	53
8.2	Einfluß der Driftgeschwindigkeit	55
8.3	Einfluß des Lorentzwinkels	57
8.4	Anforderungen an die Kalibration	59
9	Methoden der Kalibration von Jetkammern	61
9.1	Verfahren der äußeren Referenz	61
9.1.1	Bekannter externer Teilchenstrahl	61
9.1.2	Vermessung der Kammer mit Laser-Systemen	62

9.1.3	Kalibration mit Hilfe von elektronischen Signalquellen	63
9.2	Kalibration ohne Verwendung einer externen Referenz	63
10	Die Testpulskalibration	64
10.1	Bestimmung der Zeitnullpunkte	65
10.2	Ladungskalibration	66
10.3	Erfahrungen mit der Testpulskalibration	68
11	Die Kalibrierung mit Spuren	71
11.1	Methoden der Kalibration mit Spuren	71
11.1.1	Methode der Residuenverteilungen	71
11.1.2	Methode der Meßgrößenverteilung	72
11.1.3	Methode der direkten Anpassung von Kalibrationskonstanten	73
11.2	Die Spurerkennung	75
11.3	Gültigkeitsbereich der Parabelnäherung	78
11.4	Bestimmung der Flugzeitkorrektur	80
11.5	Bestimmung der Driftzeitnullpunkte von Drähten und Drahtgruppen	82
11.6	Bestimmung der Drahtpositionen in Richtung des Driftfeldes	87
11.7	Bestimmung des mechanischen Drahtversatzes und der elektrostatischen Auslenkung	91
11.8	Bestimmung der Nahdrahtkorrekturen	94
11.9	Bestimmung des Ereigniszeitpunktes	96
11.9.1	Anwendung des Verfahrens auf Daten	101
11.10	Bestimmung der Driftgeschwindigkeit	105
11.10.1	Anwendung der Methode auf Daten	108
11.11	Bestimmung des Lorentzwinkels	109
11.11.1	Anwendung der Methode auf Daten	112
11.12	Gemeinsame Bestimmung von T_0 , Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel	113
11.12.1	Anwendung der Methode auf Daten	116
11.13	Bestimmung des Rotationswinkels zwischen CJC I und II	121
11.13.1	Bestimmung des Rotationswinkels aus Daten	123
11.14	Bestimmung der Torsion der Endplatten	124
11.14.1	Bestimmung des Torsionswinkels aus Daten	128
11.15	Bestimmung der Verkippung und Verschiebung der Kammern	129
11.15.1	Anwendung der Methode auf Daten	132
11.16	Bestimmung des Drahtdurchhangs	136
11.17	Bestimmung der Spurwinkelkorrektur	138
11.18	Kalibration der Z-Koordinaten	142
12	Methoden zur Überprüfung der Kalibration	147
12.1	Residuen in Abhängigkeit von der Driftstrecke	148
12.2	Abstandsverteilungen entlang der Spurrichtung	151
12.3	Residuen in Abhängigkeit von der Z-Position	152

13 Bewertung der Kalibration 154

13.1 Vergleich der Auflösungen 154

13.2 Methode der Spursegmente 156

13.3 Abschließende Bemerkung 161

14 Zusammenfassung 162

14.1 Ausblick 162

Literaturverzeichnis 164

164

165

166

167

168

169

170

171

172

173

174

175

176

177

178

179

180

181

182

183

184

185

186

187

188

189

190

191

192

193

194

195

196

197

198

199

200

201

202

203

204

205

206

207

208

209

210

211

212

213

214

215

216

217

218

219

220

221

222

223

224

225

226

227

228

229

230

231

232

233

234

235

236

237

238

239

240

241

242

243

244

245

246

247

248

249

250

251

252

253

254

255

256

257

258

259

260

261

262

263

264

265

266

267

268

269

270

271

272

273

274

275

276

277

278

279

280

281

282

283

284

285

286

287

288

289

290

291

292

293

294

295

296

297

298

299

300

301

302

303

304

305

306

307

308

309

310

311

312

313

314

315

316

317

318

319

320

321

322

323

324

325

326

327

328

329

330

331

332

333

334

335

336

337

338

339

340

341

342

343

344

345

346

347

348

349

350

351

352

353

354

355

356

357

358

359

360

361

362

363

364

365

366

367

368

369

370

371

372

373

374

375

376

377

378

379

380

381

382

383

384

385

386

387

388

389

390

391

392

393

394

395

396

397

398

399

400

Abbildungsverzeichnis

1	HERA-Speicherring	9
2	Neutraler und geladener Strom in der ep -Streuung	11
3	Ansicht des H1-Detektors	15
4	Minimale Driftkammer	18
5	dE/dx Kurve für JADE	19
6	V_d gegen E -Feld	21
7	$\tan(\alpha_L)$ in Abhängigkeit vom B -Feld	21
8	Effekt des Drahtversatzes	24
9	Struktur des zentralen Spurdetektors	27
10	Struktur einer CJC-Driftzelle	28
11	Das Auslesesystem der CJC	29
12	Digitalisierter Kammerpuls	31
13	Ladungs und Zeitbestimmung aus den Digitalisierungen	31
14	Experimentelle Auflösung in Abhängigkeit von der Driftstrecke	35
15	Ersatzschaltbild für einen Draht der CJC	36
16	Fehler der Z -Messung gegen Ladung	42
17	Gemessener Fehler der Z -Messung gegen Ladung	42
18	Parametrisierung der Drahtposition	45
19	Das Driftmodell	47
20	Parametrisierung der Spuren der CJC	48
21	Intrinsischer Fehler von κ	51
22	Intrinsischer Fehler von φ	51
23	Intrinsischer Fehler von θ	52
24	Intrinsischer Fehler des DCA	52
25	Effekt eines falschen Zeitnullpunktes auf κ und die Impulsauflösung	53
26	Effekt eines falschen Zeitnullpunktes auf φ und σ_φ	54
27	Effekt eines falschen Zeitnullpunktes auf den DCA und σ_{DCA}	54
28	Effekt einer falschen Driftgeschwindigkeit auf κ und die Impulsauflösung	55
29	Effekt einer falschen Driftgeschwindigkeit auf φ und σ_φ	56
30	Effekt einer falschen Driftgeschwindigkeit auf den DCA und σ_{DCA}	56
31	Effekt eines falschen Lorentzwinkels auf κ und die Impulsauflösung	57
32	Effekt eines falschen Lorentzwinkels auf φ und σ_φ	58
33	Effekt eines falschen Lorentzwinkels auf den DCA und σ_{DCA}	58
34	Vermessung eines Spurdetektors mit äußerem Teilchenstrahl	61
35	Das Testpulssystem	64
36	Differenz zwischen den Zeitnullpunkten aus Spuren und Pulsern	69
37	Differenz zwischen den Verstärkungsfaktoren aus Spuren und Pulsern	70
38	Differenz der Effektiven-Drahtlängen aus der Spur- und Pulser-Kalibration	70
39	Arbeitsweise der Spurerkennung	76
40	Spuren in der CJC	77
41	Lokales Koordinatensystem für die Anpassung der Parabel	78
42	Varianz des Fehlers durch die Parabelnäherung gegen Impuls	79

43	Varianz des Fehlers durch die Parabelnäherung gegen Impuls	79
44	Verteilungen der Residuen	83
45	Verteilungen der Zeitnullpunkte	84
46	Willkürliche Verschiebung zweier Zeitnullpunkte	85
47	Verteilungen der Zeitnullpunkte der Gruppen	86
48	Mißpositionierung	87
49	Abweichung der Drahtposition in Driftrichtung	88
50	Abweichung der Drahtposition in Driftrichtung innerhalb einer Zelle . .	89
51	Simulierte Verschiebung der Drahtposition in Driftrichtung	89
52	Drahtversatz	91
53	Geometrie des Drahtversatzes	92
54	Auslenkung in Abhängigkeit von der Z-Position	93
55	Die Nahdrahtkorrektur	94
56	Residuen in der Nähe der Signaldrähte	95
57	Effekt eines falschen T_0 auf die rekonstruierten Treffer	97
58	Ereignisnullpunkt bei Verwendung von Anodenkreuzern ($\Delta T_0 = \pm 5ns$)	99
59	Ereignisnullpunkt bei Verwendung von Anodenkreuzern ($\Delta T_0 = \pm 2ns$)	100
60	Ereignisnullpunkt bei Verwendung von Anoden- und Kathodenkreuzern ($\Delta T_0 = 5ns$)	100
61	Ereignisnullpunkt bei Verwendung von Anodenkreuzern und falschem V_d u. α_L	101
62	Ereignisnullpunkt bei Verwendung von Anodenkreuzern. Anwendung auf Daten	103
63	Ereignisnullpunkt bei Verwendung von Anoden- und Kathodenkreuzern. Anwendung auf Daten	103
64	Ereignisnullpunkt bei Verwendung von Anodenkreuzern. Anwendung auf Daten. ($\Delta T_0 = 2ns$)	104
65	Ereignisnullpunkt bei Verwendung von Anoden- und Kathodenkreuzern. Anwendung auf Daten. ($\Delta T_0 = 2ns$)	104
66	Effekt einer falschen Driftgeschwindigkeit auf die rekonstruierten Treffer	106
67	Bestimmung des Fehlers der Driftgeschwindigkeit ($\Delta V_d = \pm 2\%$)	107
68	Bestimmung des Fehlers der Driftgeschwindigkeit ($\Delta V_d = \pm 0.5\%$) . . .	107
69	$\Delta V_d/V_d$ nach der Kalibration. Anwendung des Verfahrens auf Daten. .	108
70	Effekt eines falschen Lorentzwinkels auf die rekonstruierten Treffer . . .	110
71	Bestimmung des Lorentzwinkels ($\Delta La = \pm 2^\circ$)	111
72	Bestimmung des Lorentzwinkels ($\Delta La = \pm 2^\circ$)	111
73	Bestimmung des Lorentzwinkels aus Daten	112
74	Mittlerer Ereigniszeitpunkt	113
75	Iterative Bestimmung der Driftgeschwindigkeit	114
76	Iterative Bestimmung des Lorentzwinkels	114
77	Iterative Bestimmung der Driftgeschwindigkeit aus Daten	116
78	Iterative Bestimmung des Lorentzwinkels aus Daten	117
79	Iterative Bestimmung des Zeitnullpunktes aus Daten	117
80	Verteilung der relativen Korrekturen zur Driftgeschwindigkeit	118

81	Verteilung der Korrekturen zum Lorentzwinkel	118
82	Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel in CJC I und CJC II	119
83	Rotationswinkels zwischen CJC I und CJC II ($\Delta\varphi = \pm 0.1^\circ$)	122
84	Rotationswinkels zwischen CJC I und CJC II ($\Delta\varphi = \pm 0.05^\circ$)	122
85	Rotationswinkels zwischen CJC I und CJC II. Bestimmung aus Daten .	123
86	Torsion der Endpaltten	125
87	Bestimmung des Torsionswinkels der CJC I	126
88	Bestimmung des Torsionswinkels der CJC II	126
89	Bestimmung des Torsionswinkels von CJC I und CJC II aus Strahlspuren	128
90	Simulierte Verschiebung der CJC I zur CJC II	129
91	Simulierte Rotation der CJC I relativ zur CJC II um die X-Achse . . .	130
92	Simulierte Rotation der CJC I relativ zur CJC II um die Y-Achse . . .	130
93	Simulierte Rotation um die Y-Achse bei Teilchenspuren.	133
94	Verschiebung der CJC I zur CJC II	133
95	Rotation der CJC I relativ zur CJC II um die X-Achse.	134
96	Rotation der CJC I relativ zur CJC II um die Y-Achse	135
97	Simulierte Driftlinien und Isochronen	138
98	Die JADE-Approximation	139
99	Die Spurwinkelkorrektur	139
100	Simulierter Spurwinkelfehler	140
101	Effekt der Fehlkalibration auf die Z-Residuen	142
102	Verstärkungsfaktoren	143
103	Die effektive Länge	143
104	Die Endplatte mit Durchführungshülsen	144
105	Residuen in Abhängigkeit von verschiedenen Fehlkalibrierungen	147
106	Residuen bei falscher Kalibrierung der CJC II	149
107	Residuenverteilung bei korrekter Driftgeschwindigkeit	150
108	Abstand zwischen zwei Meßpunkten in Richtung der Spur	151
109	Mittlere Residuen der Z-Messung	153
110	Mittlere relative Residuen der Z-Messung	153
111	Verteilung der intrinsischen Residuen	155
112	Verteilung der Spurresiduen	155
113	Die Impulsauflösung	156
114	Die Spurwinkelauflösung	157
115	Die DCA-Auflösung	157
116	Die θ -Auflösung	158
117	Die Auflösung des Z-Vertex	158
118	Die Impulsauflösung in Abhängigkeit vom Impuls	159

1 Einleitung

Die Physiker beschreiben ihr Bild vom Aufbau und Verhalten der Materie zur Zeit im Rahmen des sogenannten Standardmodells. Dieses Modell enthält sechs Leptonen und sechs Quarks sowie ihre Antiteilchen als elementare Fermionen. Die Wechselwirkungen zwischen diesen Teilchen erfolgen durch Austausch von Bosonen und werden durch Forderung nach lokaler Eichinvarianz bezüglich bestimmter Symmetriegruppen in das Modell eingeführt. Die elektroschwache Wechselwirkung ergibt sich aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz bezüglich der Transformation der $SU_2 \otimes U_1$ Gruppe. Daraus folgt, daß es vier Bosonen gibt, die diese Kraft vermitteln. Durch Einführung einer spontanen Symmetriebrechung ergeben sich die beiden geladenen massiven W^+ und W^- Bosonen, das ungeladene massive Z^0 und das neutrale Photon (γ). Die starke Wechselwirkung wird durch die SU_3_c beschrieben. Daraus ergeben sich zusätzlich acht Eichbosonen, die sogenannten Gluonen. Die Gravitation konnte noch nicht in diese konsistente Beschreibung von Kräften eingefügt werden. Die Fermionen des Standardmodells werden in drei Generationen eingeteilt. Die Zahl der Generationen ergibt sich nicht aus dem Modell, sondern wurde aufgrund von experimentellen Ergebnissen phänomenologisch eingeführt. Reaktionen, bei denen Übergänge zwischen den Generationen stattfinden, werden durch die sogenannte Mischungsmatrix beschrieben. Auch diese Matrix stellt eine, sich aus der experimentellen Praxis ergebende, Erweiterung des Modells dar.

Die Ursache für die Massen der Teilchen sind noch unklar. Es existiert ein Modell, der sogenannte Higgs-Mechanismus, der durch Einführung eines weiteren Teilchens, dem Higgs-Boson, die Generierung von Massen durch Ankopplung an das Higgs Feld erlaubt. Dieses Teilchen konnte jedoch noch nicht experimentell nachgewiesen werden.

Die Vorteile des Standardmodells sind darin zusehen, daß es eine Vielzahl experimenteller Daten korrekt beschreibt und viele Vorhersagen erlaubt. So wurde die Existenz der massiven Austauschteilchen der elektroschwachen Wechselwirkung und ihre Massen vorhergesagt. Die experimentelle Überprüfung des Standardmodells erfolgt zur Zeit im Wesentlichen durch die Untersuchung von Streuversuchen hochenergetischer Teilchen. Die überwiegende Zahl der Versuche bedient sich dabei künstlicher Quellen für hochenergetische Teilchen, sogenannter Beschleuniger und Speicherringe. Ergänzt werden diese Untersuchungen durch Versuche mit Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung.

Im Folgenden sind in die Grundbausteine des Standardmodells aufgeführt. Von den Bausteinen ist das Top-Quark noch nicht entdeckt und das ν_τ noch nicht direkt nachgewiesen worden.

Teilchen	Familie	Generation			Ladung
		1	2	3	
Leptonen	1	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	2	e^-	μ^-	τ^-	-1
Quarks	3	u	c	t	+2/3
	4	d	s	b	-1/3

Wechselwirkung	Eichboson	Ladung	wechselwirkende Teilchen
schwach	W^+, W^-, Z^0	schwach	elektr. und schwach geladene
elektromagn.	Photonen (γ)	elektrisch	nur elektr. geladene
stark	acht Gluonen (g)	Farbe	Quarks und Gluonen

Im Rahmen der Beschleuniger – und Speicherringexperimente sind komplexe Detektoren notwendig. Diese enthalten unter anderem Driftkammern vom Jetkammertyp. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Kalibrierung von Driftkammern, und entstand während der Vorbereitung eines Experimentes an einem Elektron-Proton Speicherring, der Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA). Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

Eine kurze Beschreibung des Beschleunigers und des H1-Experimentes mit Angabe der Forschungsschwerpunkte zeigt den Rahmen auf, in den die hier dargestellten Untersuchungen eingebettet sind. Es folgt eine genauere Beschreibung des Meßvorganges von Driftkammern. Aus dieser Beschreibung ergibt sich die Motivation für die Kalibration der Jetkammer des H1-Experimentes. Nach einer Übersicht über die gängigen Verfahren zur Kalibration von Driftkammern erfolgt die Darstellung der entwickelten Methoden zur Bestimmung der einzelnen Parameter. Dabei werden die Verfahren mittels Modellrechnungen und Anwendung auf Meßdaten verifiziert. Dem Abschnitt über die verwendeten Methoden schließt sich die Beschreibung der Überprüfung und Bewertung der Kalibration an. Im abschließenden Kapitel wird eine Zusammenfassung der Arbeit gegeben und offene Probleme aufgezeigt.

1.1 Der Elektron - Proton Speicherring HERA

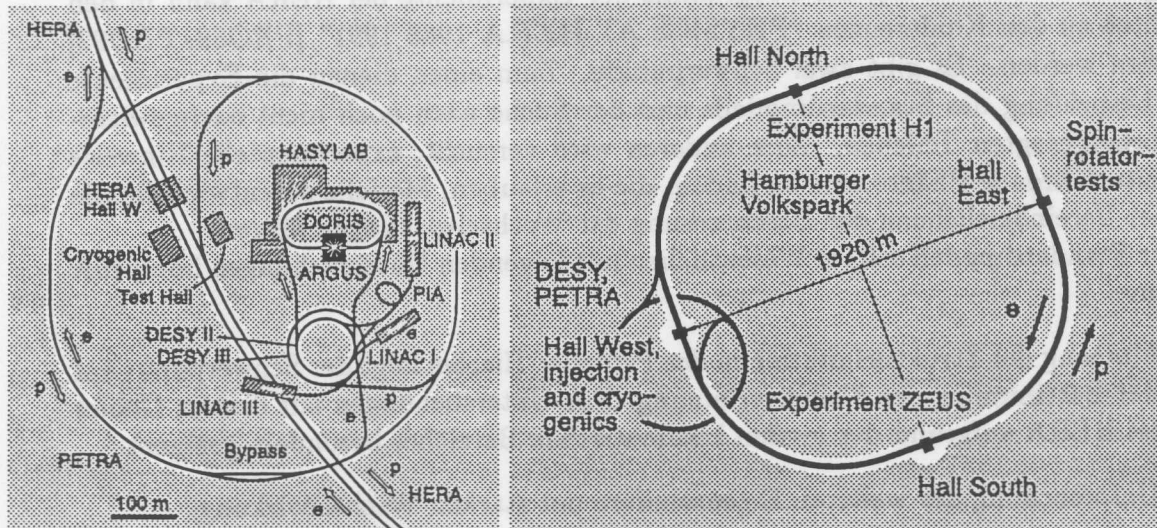


Abbildung 1: Prinzipieller Aufbau des Beschleunigersystems von HERA. Links sind die Vorbeschleuniger dargestellt. Rechts der HERA-Ring mit den Experimenten. [WALO92]

Der in Abb. 1 dargestellte Speicherring HERA erlaubt es, die Struktur des Protons mit Hilfe der tief inelastischen Streuung von Elektronen und Protonen zu untersuchen. Die Anlage kann Elektronen oder Positronen auf eine Energie von 30 GeV und Protonen auf 820 GeV beschleunigen und speichern. Bei der Kollision der so beschleunigten Teilchen treten Impulsüberträge auf, die denen bei einem Experiment mit ruhendem Ziel und einem 50 TeV Elektronen Strahl entsprechen. Die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie beträgt 314 GeV. Es wird angestrebt, mit HERA eine Luminosität von $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zu erreichen. Innerhalb eines Jahres können den Experimenten integrierte Luminositäten von je 100 pb^{-1} zur Verfügung gestellt werden.

Bei HERA treten Impulsüberträge Q^2 von bis zu 320^2 GeV^2 auf. Mit Hilfe der Heisenbergschen Unschärferelation läßt sich die Längenskala abschätzen, bis zu der die Struktur des Protons analysiert werden kann.

$$\Delta x \approx \frac{\hbar c}{2Q} \approx 10^{-17} \text{ cm} \quad (1)$$

Es können damit Strukturen bis zur Größe von einem zehntausendstel des Protonradius untersucht werden.

Die Möglichkeit, Strahlen longitudinal polarisierter Elektronen und Positronen zu verwenden, erweitert die experimentellen Möglichkeiten der Anlage.

Der HERA-Speicherring verfügt über vier Wechselwirkungszone, von denen zunächst zwei mit Experimenten ausgestattet sind. In der nördlichen Wechselwirkungszone befindet sich das H1-Experiment und in der südlichen Wechselwirkungszone ist der ZEUS Detektor aufgebaut. Das experimentelle Programm dieser Zählerexperimente wird im nächsten Abschnitt umrissen.

1.2 Das experimentelle Programm

Eine genaue Beschreibung des Programms der Experimente bei HERA kann in den Berichten zu den Konferenzen "PHYSICS AT HERA 1988 1991" [PRO88, PRO92] gefunden werden. Es gibt zwei Schwerpunkte. Zum einen dienen die Experimente der Überprüfung des Standardmodells und der Suche nach noch nicht nachgewiesenen, vorhergesagten Teilchen. Zum anderen wird versucht, experimentelle Hinweise auf weiterführende Phänomene zu finden, die es erlauben, Modelle zu entwickeln, die zu einer Vereinheitlichung der Beschreibung der Wechselwirkungen führen.

Das Standardmodell soll im Wesentlichen mit folgenden Untersuchungen überprüft werden:

- Messung der Strukturfunktionen des Protons. Hierbei liegt der Schwerpunkt auf der Bestimmung der Skalenverletzung. Für Untersuchungen auf diesem Gebiet ist HERA aufgrund des großen kinematischen Bereiches besonders geeignet.
- Untersuchung der weiteren Eigenschaften der starken Wechselwirkung.
- Analyse der Produktionsrate und des Verhaltens von Teilchen, die schwere Quarks enthalten. Da bei den Erzeugungsreaktionen Kopplungen an die Gluonen im Proton stattfinden (Photon-Gluon-Fusion), erlauben es diese Reaktionen den Gluon-Gehalt des Protons zu untersuchen. Da die Produktionsraten sehr hoch sind, kann nach seltenen Zerfällen gesucht werden.
- Untersuchungen zur elektroschwachen Wechselwirkung. Für diesen Teil des Forschungsprogramms ist die Möglichkeit, polarisierte Leptonen zu verwenden, besonders interessant.

Die Suche nach experimentellen Hinweisen auf die folgenden Phänomene könnte zu umfassenderen Modellen vom Aufbau der Materie führen.

- Substrukturen von Quarks und Leptonen.
- Angeregte Zustände von Elektronen oder Positronen.
- Gebundene Zustände aus Leptonen, Quarks und Gluonen.
- Skalare Partner der Quarks und Leptonen.

Bevor der experimentelle Aufbau des H1-Experimentes beschrieben wird, soll noch kurz auf die Kinematik der wichtigsten Ereignisklassen eingegangen werden.

1.2.1 Kinematik

Die tief inelastische Elektron-Proton-Streuung kann als Wechselwirkung zwischen dem Elektron und einem Quark im Proton beschrieben werden. Bei Austausch eines Photons oder eines Z^0 -Bosons findet ein Prozess des neutralen Stromes (NC)¹ statt.

¹Englisch: "neutral current"

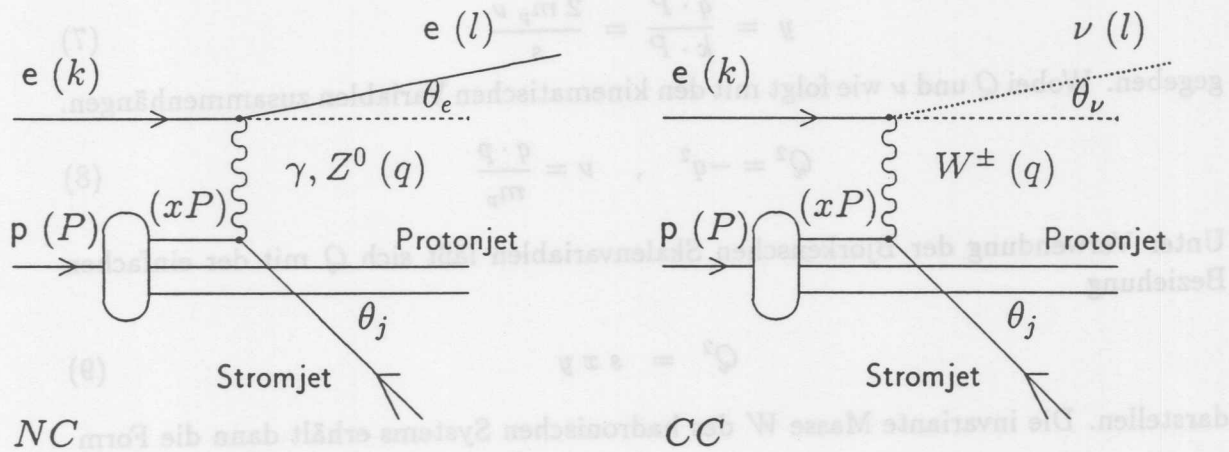


Abbildung 2: Neutraler Strom und geladener Strom der ep -Streuung. Die Viererimpulse der beteiligten Teilchen sind in Klammern angegeben

Wird ein W^\pm -Boson ausgetauscht, so handelt es sich um ein Ereignis des geladenen Stromes (CC)². In Abb. 2 sind diese Prozesse dargestellt. Der hohe Impulsübertrag auf das Proton führt dazu, daß es in einem Fragmentationsprozeß in eine Vielzahl von Hadronen überführt wird. Diese Hadronen bilden Teilchenbündel, sogenannte Jets. Während der Stromjet in der Regel in die Meßapparaturen gelangt, verbleibt der Protonjet zum größten Teil im Strahlrohr.

Zur Beschreibung der Kinematik des inelastischen Stoßvorganges werden drei Größen benötigt. Es bieten sich z.B. [WOL86] die folgenden Variablen an:

$$s = (P + k)^2 \tag{2}$$

$$q^2 = (k - l)^2 \tag{3}$$

$$W^2 = (q + P)^2 \tag{4}$$

Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ist durch die Strahlenergien über

$$s \approx 4 E_e E_p \tag{5}$$

gegeben. Die anderen eingeführten Größen haben folgende Bedeutungen:

- q^2 : Quadrat des Viererimpulsübertrages,
- W^2 : Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes,
- P : Viererimpuls des Protons,
- k : Viererimpuls des Elektrons vor der Streuung,
- l : Viererimpuls des Leptons nach der Streuung.

Die dimensionslosen Bjorkenschen Skalenvariablen x und y sind durch

$$x = \frac{Q^2}{2(q \cdot P)} = \frac{Q^2}{2 m_p \nu} \tag{6}$$

²Englisch: "charged current"

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} = \frac{2 m_p \nu}{s} \quad (7)$$

gegeben. Wobei Q und ν wie folgt mit den kinematischen Variablen zusammenhängen.

$$Q^2 = -q^2, \quad \nu = \frac{q \cdot p}{m_p} \quad (8)$$

Unter Verwendung der Bjorkenschen Skalenvariablen läßt sich Q mit der einfachen Beziehung

$$Q^2 = s x y \quad (9)$$

darstellen. Die invariante Masse W des hadronischen Systems erhält dann die Form

$$W^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} - M_p^2. \quad (10)$$

Da offensichtlich gelten muß, daß $M_p^2 \leq W^2 \leq s$ ist, ergeben sich für die neu definierten Variablen folgende kinematischen Grenzen:

$$0 \leq x \leq 1 \quad (11)$$

$$0 \leq y \leq 1 \quad (12)$$

$$0 \leq Q^2 \leq 2M_p \nu \quad (13)$$

$$0 \leq \nu \leq (s - M_p^2)/(2M_p) \quad (14)$$

Das Bjorken- x gibt den Anteil an, den das wechselwirkende Quark oder Gluon am Gesamtimpuls des Protons hat. y ist im Ruhesystem des Protons der Energieübertrag relativ zum maximal Möglichen. Man kann y daher auch als Maß für die Inelastizität des Prozesses interpretieren.

Die Messung der Strukturfunktionen entspricht der Messung der zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte der Ereignisse der geladenen und neutralen Ströme. Es ist dabei gebräuchlich, die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von x und Q^2 zu bestimmen.

1.2.2 Aufgaben eines Spurdetektors bei HERA

Zur Messung der Gluonstrukturfunktion trägt der Spurdetektor wesentlich bei, da es mit ihm möglich ist, Teilchen nachzuweisen, die schwere Quarks enthalten. Diese Teilchen entstehen im wesentlichen durch Photon-Gluon-Fusion. Die Reaktionen zeichnen sich durch ein geringes Q^2 aus³. In den Kalorimetern wird bei diesen Ereignissen nur sehr wenig Energie deponiert. Zur Untersuchung dieser Reaktionen ist daher der Spurdetektor sowohl bei der Ereignisauswahl, als auch bei der Analyse entscheidend. Nachgewiesen werden diese Teilchen auf verschiedene Weise. D^* -Mesonen werden zum Beispiel durch Bestimmung der invarianten Masse aus den Impulsen der Zerfallsteilchen bestimmt. Λ -Teilchen werden durch Rekonstruktion des Zerfallsvertex

³5-100 GeV²

nachgewiesen. Die Möglichkeit der Bestimmung eines Zerfallsvertex verbessert sich bei Spurdetektoren, die über spezielle Vertexdetektoren verfügen. Die Teilchenidentifikation mit Hilfe der Messung des Energieverlustes im Spurdetektor erweitert die Möglichkeiten dieser Methoden. Die Möglichkeit der Spurdetektoren Teilchenidentifikation durchzuführen, ermöglicht es nach seltenen, oder im Standardmodell nicht erlaubten Zerfallskanälen zu suchen.

Bei der Rekonstruktion von NC -Ereignissen mit hohem Q^2 trägt der Spurdetektor durch die Vermessung des gestreuten Elektrons bei. Zusätzlich unterstützt der Spurdetektor das Kalorimeter bei der Energieflußmessung durch sein hohes Auflösungsvermögen für Spurwinkel. Die Elektron-Photon-Separation für im elektromagnetischen Kalorimeter gemessene Energien wird ebenfalls mit Hilfe des Spurdetektors durchgeführt.

Bei Ereignissen des geladenen Stroms muß die Kinematik des Ereignisses aus dem hadronischen Endzustand bestimmt werden. Die dabei verwendeten Verfahren benutzen ebenfalls den Spurdetektor. Es werden dabei z.B. Spuren nach verschiedenen Modellen zu sogenannten Jets zusammengefaßt. Da in diesen Teilchenbündeln die Zahl der eng benachbarten Spuren hoch ist, muß ein geeigneter Detektor über eine gute Doppelspurauflösung verfügen.

Beim sogenannten Jacquet-Blondel-Verfahren, das auf der Energie-Impuls-Erhaltung zwischen dem Neutrino und dem hadronischen System beruht [JAC79], wird die Kinematik durch direkt meßbare Größen bestimmt. Es werden dabei folgenden Gleichungen benutzt:

$$y = \frac{\sum_i (E_{h,i} - p_{z,i})}{2 E_e} \quad (15)$$

$$Q^2 = \frac{(\sum_i p_{T,i})^2}{1 - y} \quad (16)$$

mit

$E_{h,i}$: Energie des i -ten Hadrons

$p_{z,i}$: Impulskomponente parallel zur Protonrichtung z (Longitudinalimpuls)

$p_{T,i}$: Impulskomponente senkrecht zur Protonrichtung (Transversalimpuls).

Zu diesen Summen tragen Teilchen mit hohem Longitudinalimpuls und geringem Transversalimpuls kaum bei. Diese Teilchen gehören zu der Komponente des Ereignisses, die das Strahlrohr nicht verläßt und daher auch nicht nachgewiesen wird. Bei der Bestimmung der Impulse ist es wichtig, einen Spurdetektor zu benutzen, der einen möglichst großen Raumwinkelbereich abdeckt.

Die Suche neuen Phänomenen, wie freien Quarks, ist mit einem Spurdetektor, der Impulsmessung und Energieverlustmessung durchführen kann, möglich.

Neben den oben genannten Aufgaben wird ein Spurdetektor auch zur Verifikation der Messungen der Kalorimeter eingesetzt. Dies geschieht durch die Verbindung von Spuren mit Häufungspunkten der Energiedeposition (sogenannten Clustern) in den Kalorimetern und anschließendem Vergleich der Information aus den Detektorteilen.

Da sich aus Teilinformationen, die während des Meßvorganges der Spurdetektoren anfallen, sehr schnell Aussagen über die Ereignistopologie ableiten lassen, sind diese Detektorkomponenten für den Aufbau eines Ereignisauswahlsystems sehr wichtig.

Möglichkeiten dieser Methoden. Die Möglichkeit der Spurdetektoren Teilchenidentifikation durchzuführen, ermöglicht es nach seltenen, oder im Standardmodell nicht erwarteten Zerfallsarten zu suchen.

Bei der Rekonstruktion von WC-Ereignissen mit hohem Q^2 trägt der Spurdetektor durch die Vermessung des gestreuten Elektrons bei. Zusätzlich unterstützt der Spurdetektor das Kalorimeter bei der Energieabmessung durch sein hohes Auflösungsvermögen für Spurwinkel. Die Elektron-Photon-Separation für im elektromagnetischen Kalorimeter gemessene Energien wird ebenfalls mit Hilfe des Spurdetektors durchgeführt.

Bei Ereignissen des geladenen Stroms muß die Kinematik des Ereignisses aus dem hadronischen Endzustand bestimmt werden. Die dabei verwendeten Verfahren benutzen ebenfalls den Spurdetektor. Es werden dabei z.B. Spuren nach verschiedenen Modellen zu sogenannten Jets zusammengefaßt. Da in diesen Teilchenbündeln die Zahl der eng beschubenen Spuren hoch ist, muß ein geeigneter Detektor über eine gute Doppelpartikularauflösung verfügen.

Beim sogenannten Jaquez-Bischof-Verfahren, das auf der Energie-Impuls-Erhaltung zwischen dem Neutrino und dem hadronischen System beruht (JACTP), wird die Kinematik durch direkt meßbare Größen bestimmt. Es werden dabei folgenden Gleichungen benutzt:

$$v = \frac{\sum_i (E_{iL} - p_{iL})}{\sum_i E_{iL}} \quad (15)$$

$$Q^2 = \frac{(\sum_i p_{iT})^2}{1 - v} \quad (16)$$

- mit
- E_{iL} : Energie des i -ten Hadrons
 - p_{iL} : Impulskomponente parallel zur Protonenrichtung z (Längsrichtungsimpuls)
 - p_{iT} : Impulskomponente senkrecht zur Protonenrichtung (Transversalimpuls)

Zu diesen Summen tragen Teilchen mit hohem Längsrichtungsimpuls und geringem Transversalimpuls kaum bei. Diese Teilchen gehören zu der Komponente des Ereignisses, die das Strahlrohr nicht verläßt und daher auch nicht nachgewiesen wird. Bei der Bestimmung der Impulse ist es wichtig, einen Spurdetektor zu benutzen, der einen möglichst großen Raumwinkelbereich abdeckt.

Die Suche neuen Phänomene, wie freien Quarks, ist mit einem Spurdetektor, der Impulsmessung und Energievermessung durchführen kann, möglich.

Neben den oben genannten Aufgaben wird ein Spurdetektor auch zur Verifikation der Messungen der Kalorimeter eingesetzt. Dies geschieht durch die Verbindung von Spuren mit Höhenpunkten der Energieposition (sogenannten Clustern) in den Kalorimetern und anschließendem Vergleich der Information aus den Detektoren.

1.3 Der H1-Detektor

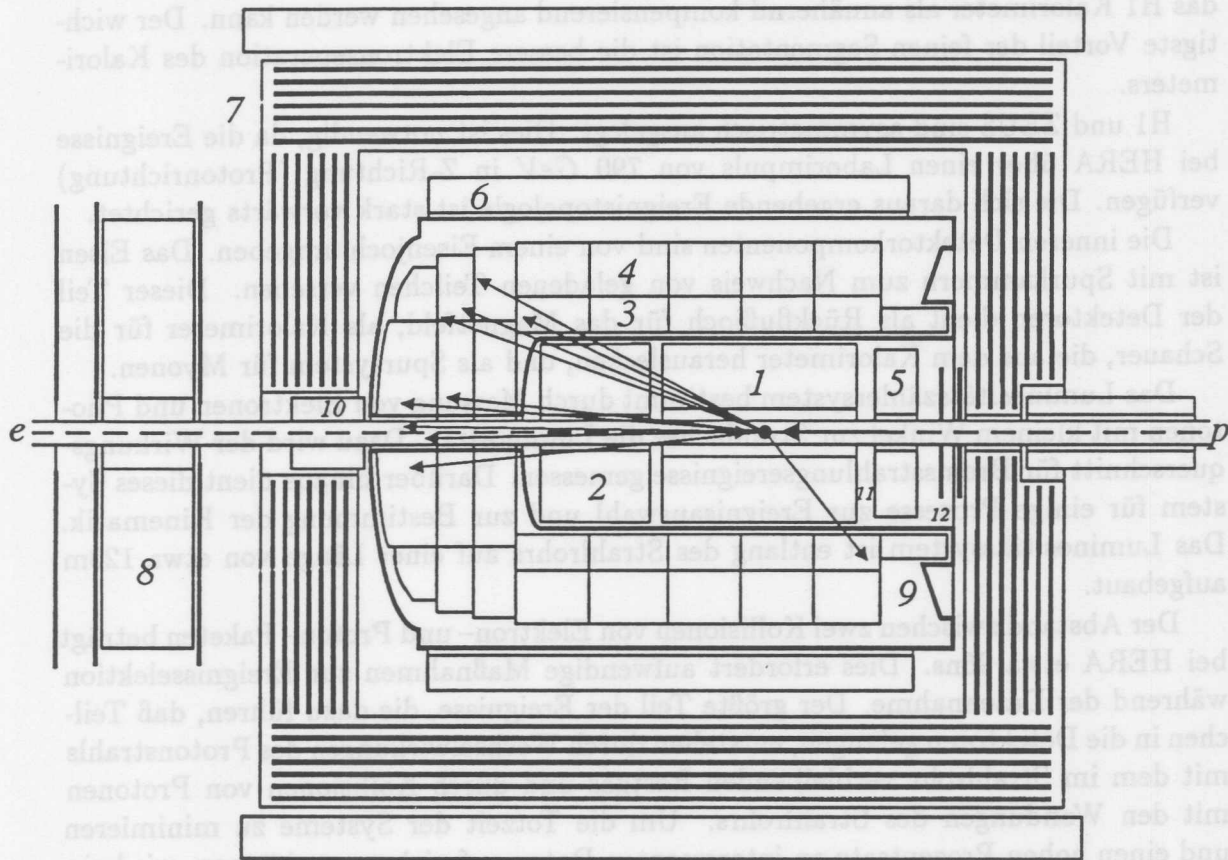


Abbildung 3: Ansicht des H1-Detektors parallel zur Strahlachse

Die beiden Detektoren, die bei HERA eingesetzt werden, sind Zählerexperimente, die sich im Aufbau stark ähneln. Um das Strahlrohr herum befinden sich in einem homogenen, axialen Magnetfeld Drift und Proportional-Kammern, die zur Impulsmessung, Teilchenidentifikation und zur Ereignisauswahl eingesetzt werden.

Die für die Bestimmung der Strukturfunktionen notwendige Messung des Energieflusses erfolgt mit Hilfe von Schichtkalorimetern. In der Kalorimetrie besteht der größte Unterschied im Aufbau der beiden Experimenten:

Das ZEUS Experiment verwendet ein Uran-Szintillator Schichtkalorimeter. Dieses Kalorimeter verfügt über eine bessere Energieauflösung für hadronische Schauer, da es die gleiche Signalhöhe für hadronische und elektromagnetische Energien liefert ($\frac{\epsilon}{h} \approx 1$). Hinzu kommt noch, daß das Rauschen, das durch die Zerfälle im Uran verursacht wird, eine genaue ständige Überwachung und Kalibration des Kalorimeters erlaubt. Bedingt durch die Auslese mittels Szintillatoren ist die Segmentierung des Kalorimeters gering.

H1 verwendet zur Energiemessung ein Schichtkalorimeter, das als Absorber Blei und Eisen verwendet. Das Nachweismaterial ist flüssiges Argon. Dieser Aufbau erlaubt eine feine Segmentierung des Kalorimeters. Diese feine Segmentierung kann genutzt

werden, um mit Hilfe der rekonstruierten Schauerform die gemessenen Energien für elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkende Teilchen so zu wichten, daß auch das H1 Kalorimeter als annähernd kompensierend angesehen werden kann. Der wichtigste Vorteil der feinen Segmentation ist die bessere Elektronseparation des Kalorimeters.

H1 und ZEUS sind asymmetrisch ausgelegt. Dies ist notwendig, da die Ereignisse bei HERA über einen Laborimpuls von 790 GeV in Z-Richtung (Protonrichtung) verfügen. Die sich daraus ergebende Ereignistopologie ist stark vorwärts gerichtet.

Die inneren Detektorkomponenten sind von einem Eisenjoch umgeben. Das Eisen ist mit Spurrkammern zum Nachweis von geladenen Teilchen versehen. Dieser Teil der Detektoren dient als Rückflußjoch für das Magnetfeld, als Kalorimeter für die Schauer, die aus dem Kalorimeter herauslecken, und als Spursystem für Myonen.

Das Luminositätszählersystem bestimmt durch Messung von Elektronen und Photonen mit kleinem Winkel zur Strahlachse die Luminosität. Dazu wird der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlungsereignisse gemessen. Darüber hinaus dient dieses System für einige Prozesse zur Ereignisauswahl und zur Bestimmung der Kinematik. Das Luminositätssystem ist entlang des Strahlrohrs auf einer Länge von etwa 120m aufgebaut.

Der Abstand zwischen zwei Kollisionen von Elektron- und Proton- Paketen beträgt bei HERA etwa 96ns. Dies erfordert aufwendige Maßnahmen zur Ereignisselektion während der Datennahme. Der größte Teil der Ereignisse, die dazu führen, daß Teilchen in die Detektoren gelangen, entstehen durch Wechselwirkungen des Protonstrahls mit dem im Strahlrohr verbleibenden Restgas und durch Kollisionen von Protonen mit den Wandungen des Strahlrohrs. Um die Totzeit der Systeme zu minimieren und einen hohen Prozentsatz an interessanten Daten aufzeichnen zu können, wird ein mehrstufiges Auslösesystem benutzt. Die Meßdaten werden bis zur Entscheidung des Auslösers in einer Warteschlange zwischengespeichert. Die Rate, mit der Ereignisse zur späteren Analyse archiviert werden, beträgt 5 Hz.

In Abb. 3 ist der H1-Detektor im Längsschnitt gezeigt. Eine genaue Beschreibung des Detektors kann in [H185, H186, H187] gefunden werden. Die einzelnen dargestellten Komponenten sind:

- 1 Die zentralen Spurrkammern. Sie bestehen aus den beiden Jetkammern CJC I und II, die der Messung der Koordinaten der Teilchenbahnen in der r/φ -Ebene dienen. Zusätzlich wird mit diesen Kammern eine Energieverlustmessung durchgeführt. Die Kalibration dieser Detektorkomponente ist der Inhalt der vorliegenden Arbeit. Die Präzise Vermessung der Z-Koordinaten erfolgt im zentralen Bereich durch die Z-Kammern, die sich jeweils an der Innenseite der Jet-Kammern befinden. Um bei der Rekonstruktion die Verbindung der gemessenen Spuren in den verschiedenen Driftkammern zu ermöglichen, wird von den Kammern die jeweils andere Koordinate der Teilchenbahn ebenfalls, wenn auch mit deutlich schlechterer Auflösung, bestimmt. Die Vieldraht - Proportionalkammern in diesem Bereich dienen in erster Linie der Ereignisselektion bei der Datennahme.

- 2 Der Vorwärtsbereich des Spursystems setzt sich aus ebenen und radialen Driftkammern zusammen. Sie sind durch drei Lagen von Vieldraht -Proportionalkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren unterteilt.
 - 3 Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Bleiplatten und Flüssig-Argon.
 - 4 Das hadronische Kalorimeter besteht aus Eisen und Flüssig-Argon.
 - 9 Der Kryostat umschließt das Kalorimeter.
 - 10 Das Silizium-Kupfer-Kalorimeter ergänzt das Kalorimeter in Protonrichtung.
 - 5 Das Blei-Szintillator-Kalorimeter schließt das Kalorimeter in Rückwärtsrichtung ab.
 - 11 Zwischen dem zentralen Spursystem und rückwärtigen Kalorimeter befinden sich planare Proportionalkammern zur Verbesserung der Winkelmessung des Elektrons.
 - 12 Zwischen dem rückwärtigen Kalorimeter und dem Eisen befindet sich das Flugzeitsystem.
 - 6 Die große supraleitende Spule umgibt den Kryostaten. Das Feld innerhalb der Spule beträgt 1.13 Tesla. Durch diese Anordnung befindet sich nur sehr wenig Material vor dem Kalorimeter, und es wird ein homogenes Feld im Spurkammersystem erreicht.
 - 7 Das instrumentierte Eisen.
 - 8 In Protonrichtung wird das Myonsystem durch einen Toroiden ergänzt, in diesem Feld sich große Myonkammern befinden.
- Der Luminositätsmonitor ist in der Abbildung nicht dargestellt. Letzteres dient der Ereignisselektion.

2 Funktionsweise einer Driftkammer

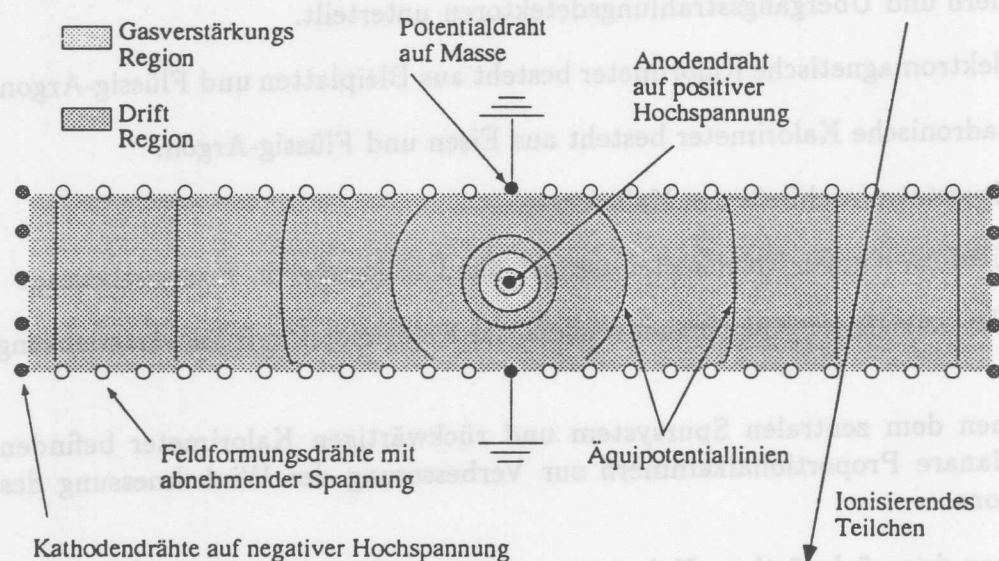


Abbildung 4: Prinzipieller Aufbau einer Driftkammerzelle mit drahtförmigen Anoden und Kathoden

Bevor auf die Zentrale Jetkammer des H1-Detektors eingegangen wird, erfolgt ein Überblick über die Funktionsweise von Driftkammern.

Driftkammern sind ortsauflösende Meßgeräte für ionisierende Strahlung. Es werden die Driftzeiten und die Größe der freigesetzten Ladungen bestimmt. Der Meßvorgang läßt sich in drei Phasen aufteilen. In der ersten Phase wird das Nachweismedium durch die Strahlung ionisiert. Dieser Vorgang wird Primärionisation genannt. In der zweiten Phase driften die freigesetzten Ladungsträger unter dem Einfluß eines elektrischen- und eventuell magnetischen Feldes. Diese Phase wird Driftphase genannt. In der letzten Phase wird das durch die Primärionisation entstandene Signal soweit verstärkt, daß ein meßbares Signal entsteht. Dieses wird am Ende der dritten Phase ausgelesen. Es wird die Zeit bestimmt, die die Elektronen nach dem Durchgang des ionisierenden Teilchens benötigten, um den Signaldraht zu erreichen. In Detektorsystemen, mit denen zusätzlich der Energieverlust des Teilchens bestimmt werden soll, wird die Größe des Signals ebenfalls bestimmt.

Die Beschreibung von Driftkammern ist bis hierher auf alle Typen von Driftkammern anwendbar. Im folgenden wird die Funktionsweise von Driftkammern mit gasförmigem Nachweismedium anhand der Funktionsweise einer minimalen Driftkammer beschrieben. Abb.4 zeigt einen möglichen Aufbau einer solchen Kammer. In einem Gasvolumen befindet sich ein auf Hochspannung liegender Anodendraht. Der Draht ist von zwei auf Masse liegenden Potentialdrähten umgeben. Der Bereich, in dem Teilchen nachgewiesen werden können, ist durch die Kathoden begrenzt. Diese Kathodenflächen bestehen bei den meisten realisierten Kammern aus mehreren Drähten. Ein externes Magnetfeld B kann vorhanden sein, falls der Impuls der

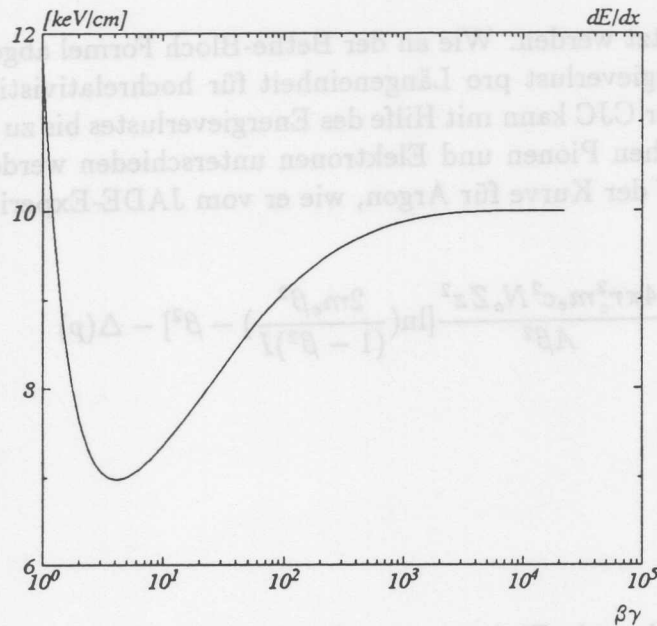


Abbildung 5: Verlauf der Energieverlustkurve wie sie mit der JADE-Driftkammer für die Gasmischung $89\%Ar10\%CO_21\%CH_4$ gemessen wurde [AMB86]

Teilchen gemessen werden soll. Die an den Drähten der Kammer anliegenden Spannungen erzeugen ein elektrisches Feld. In der Nähe des Anodendrahtes ist das Feld zylinderförmig. Im übrigen Bereich des Driftraumes ist es konstant. Die Vorgänge innerhalb der Driftkammer werden nun für die einzelnen Phasen der Messung geschildert. Eine genauere Beschreibung kann bei [SAU77] gefunden werden.

2.1 Die Phase der Primärionisation

Die Ionisation von Gasen durch geladene Teilchen wird durch das Photon Absorptions Ionisations Modell (PAIM) beschrieben [ALL81]. Als Näherung dieses Modells kann die ältere, sogenannte Bethe-Bloch Funktion benutzt werden. Sie beschreibt den Energieverlust eines gemessenen Teilchens in Abhängigkeit von seiner Geschwindigkeit und anderen Größen beim Durchgang durch ein Medium. Der Energieverlust ist um den Wert der Bethe-Bloch Formel herum statistisch verteilt. Die Verteilung ist nicht symmetrisch und hat Ausläufer zu hohen Energieüberträgen hin. Diese Form der Verteilung wird Landau Verteilung genannt. Die Ursache für den hochenergetischen Schwanz der Verteilung sind Stöße mit kleinem Stoßparameter, bei denen sogenannte δ -Elektronen freigesetzt werden, die mit einer Energie von einigen keV wieder zur Ionisation beitragen. Diese δ -Elektronen werden nicht parallel zur Teilchenbahn emittiert und führen dazu, daß die vom Teilchen zurückgelassene Ionisationsspur eine endliche Breite aufweist, die die erreichbare Auflösung einer Driftkammer einschränkt. Wird die Kammer in einem Magnetfeld betrieben, so läßt sich der Einfluß dieses Effekts verringern. Da der mittlere Energieverlust eines Teilchens von seiner Geschwindigkeit abhängt, kann der Energieverlust bei gleichzeitiger Bestimmung des Impulses zur Teil-

chenidentifikation benutzt werden. Wie an der Bethe-Bloch Formel abgelesen werden kann, erreicht der Energieverlust pro Längeneinheit für hochrelativistische Teilchen ein Plateau. Im Falle der CJC kann mit Hilfe des Energieverlustes bis zu einer Energie von etwa 7.7GeV zwischen Pionen und Elektronen unterschieden werden [VICK92]. Abb.5 zeigt den Verlauf der Kurve für Argon, wie er vom JADE-Experiment [WA81] gemessen wurde.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_o Z z^2}{A\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e\beta^2}{(1-\beta^2)I}\right) - \beta^2 \right] - \Delta(p) \quad (17)$$

Hierbei bedeutet:

- N_o Avogadro Zahl
- Z Ordnungszahl
- A Massenzahl
- z Ladung des Teilchens in Einheiten der Elektronenladung
- β Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c
- m_e Elektronenmasse
- r_e Klassischer Elektronenradius ($\sim 2.8fm$)
- I Effektives Ionisationspotential des Materials (näherungsweise $I \approx I_o Z$ mit $I_o = 12eV$)
- $\Delta(p)$ ist der Sättigungsterm, der von Sternheimer eingeführt wurde, um die Sättigung bei großem β zu beschreiben

Für die erreichbare Ortsauflösung ist die Zahl der primär freigesetzten Elektronen und die Zahl der beim Durchgang insgesamt freigesetzten Elektronen wichtig. Bei den in der CJC benutzten Gasen werden pro cm Spurlänge primär etwa 30 Ionenpaare erzeugt. Die Zahl der insgesamt entstehenden Ionenpaare beträgt etwa 100 pro cm. Die innerhalb einer Driftzelle der CJC zurückgelegte Strecke einer Spur aus der Vertexregion beträgt etwa 0.8 cm.

2.2 Die Driftphase

Nach der Primäriionisation bewegen sich die positiven Ionen und die freigesetzten Elektronen unter dem Einfluß der elektrischen- und magnetischen Felder zur Kathode und Anode. Die Ionen bewegen sich aufgrund ihrer höheren Masse mit einer Geschwindigkeit, die 1000 mal geringer ist als die Geschwindigkeit der Elektronen. Die Drift der Ionen hat deshalb auf die Signalentstehung nur einen geringen Einfluß. Es wird daher nur das Verhalten der Elektronen näher beschrieben. Während der Drift der Elektronen zur Anode sind folgende Prozesse von Bedeutung: Rekombination, Elektronenanlagerung und Diffusion.

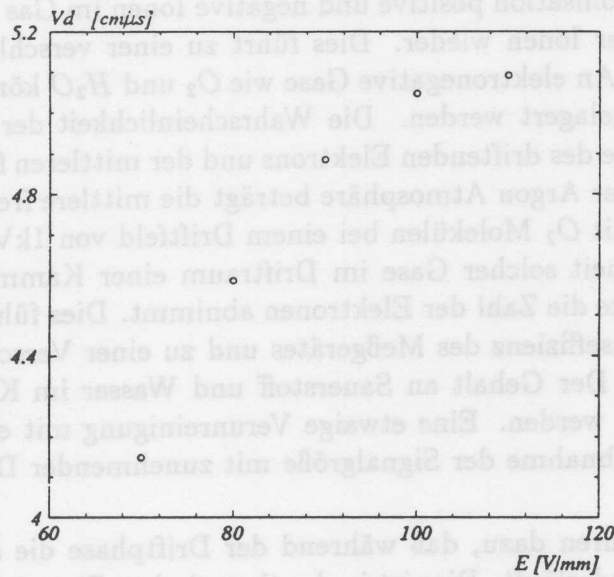


Abbildung 6: Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld.

Die Daten wurden im März 1992 mit der CJC aufgezeichnet. Das verwendete Gas war 89%Ar 10%CO₂ 1%CH₄ und das Magnetfeld hatte eine Stärke von 1.13 Tesla.

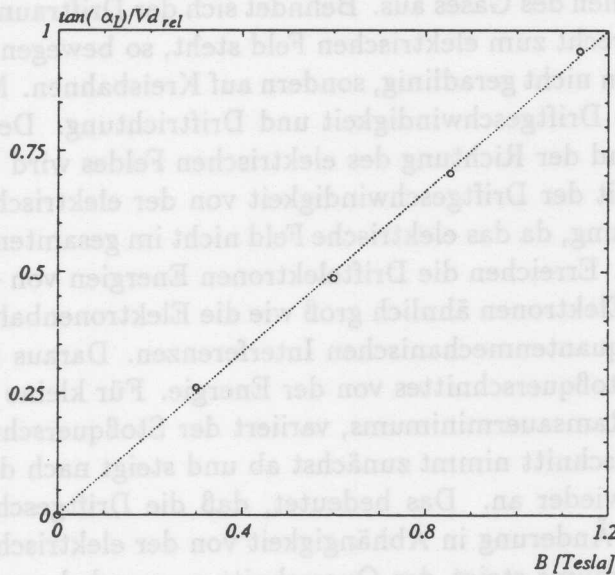


Abbildung 7: Der Tangens des Lorentzwinkels in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

Die Daten wurden im März 1992 mit der CJC aufgezeichnet. Das verwendete Gas war 89%Ar 10%CO₂ 1%CH₄ und die elektrische Feldstärke betrug 100 V/mm. Die vom Modell vorhergesagte lineare Abhängigkeit ist gut erfüllt.

Da nach der Primärionisation positive und negative Ionen im Gas vorhanden sind, rekombiniert ein Teil der Ionen wieder. Dies führt zu einer verschlechterten Nachweiswahrscheinlichkeit. An elektronegative Gase wie O_2 und H_2O können niederenergetische Elektronen angelagert werden. Die Wahrscheinlichkeit der Anlagerung ist abhängig von der Energie des driftenden Elektrons und der mittleren freien Weglänge. Bei 1% Sauerstoff in einer Argon Atmosphäre beträgt die mittlere freie Weglänge für Stöße von Elektronen mit O_2 Molekülen bei einem Driftfeld von 1 kV/cm etwa 5 cm . Die Folge der Anwesenheit solcher Gase im Driftraum einer Kammer ist, daß mit zunehmender Driftstrecke die Zahl der Elektronen abnimmt. Dies führt zu einer Einschränkung der Nachweiseffizienz des Meßgerätes und zu einer Verschlechterung der Energieverlustmessung. Der Gehalt an Sauerstoff und Wasser im Kammergas muß daher genau kontrolliert werden. Eine etwaige Verunreinigung mit elektronegativen Gasen läßt sich durch Abnahme der Signalgröße mit zunehmender Driftstrecke feststellen.

Diffusionsprozesse führen dazu, daß während der Driftphase die anfängliche Ladungsverteilung auseinanderläuft. Dies ist in der thermischen Energie der Elektronen begründet. Die Breite der Verteilung nimmt proportional zur Wurzel der Driftstrecke zu. Dies bedeutet, daß die erreichbare Ortsauflösung mit zunehmender Driftlänge geringer wird. Bei Anwesenheit eines Magnetfeldes verringert sich die Diffusion transversal zum Magnetfeld. Dieser Effekt wird in sogenannten Time Projektion Chambers (TPC) genutzt.

Die Elektronen werden im elektrischen Feld der Driftkammer beschleunigt und führen Stöße mit den Atomen des Gases aus. Befindet sich der Driftraum in einem magnetischen Feld, das senkrecht zum elektrischen Feld steht, so bewegen sich die Elektronen zwischen den Stößen nicht geradlinig, sondern auf Kreisbahnen. Makroskopisch ergibt sich eine konstante Driftgeschwindigkeit und Driftrichtung. Der Winkel zwischen der Driftrichtung und der Richtung des elektrischen Feldes wird Lorentzwinkel genannt. Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke ist von besonderer Bedeutung, da das elektrische Feld nicht im gesamten Bereich einer Driftkammer homogen ist. Erreichen die Driftelektronen Energien von einigen eV, so wird die Wellenlänge der Elektronen ähnlich groß wie die Elektronenbahnen der Edelgasatome. Es kommt zu quantenmechanischen Interferenzen. Daraus resultiert eine starke Abhängigkeit des Stoßquerschnittes von der Energie. Für kleine Energien, unterhalb des sogenannten Ramsauerminimums, variiert der Stoßquerschnitt stark mit der Energie. Der Stoßquerschnitt nimmt zunächst ab und steigt nach dem sogenannten Ramsauerminimums wieder an. Das bedeutet, daß die Driftgeschwindigkeit in diesem Bereich eine große Änderung in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke zeigt. Oberhalb des Minimums steigt der Querschnitt nur noch langsam an. Handelt es sich bei dem verwendeten Gas um ein Gemisch aus einem Edelgas und einem Molekülgas, so können Elektronen höherer Energie Molekülschwingungen anregen. Dies führt bei zunehmender Energie zu einer Abnahme der Driftgeschwindigkeit. Bei geeigneter Gasmischung ergibt sich ein Bereich, in dem die Driftgeschwindigkeit für einen weiten Bereich von Driftfeldstärken nur eine kleine Änderung zeigt. Abb.6 zeigt den Verlauf der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld für die

Gasmischung 89% Ar 10 % CO_2 1 % CH_4 . Die Daten wurden mit der CJC, unter Verwendung der in dieser Arbeit beschriebenen Kalibrationsmethoden, ermittelt. Aus Betrachtungen der Kräfte, die auf die driftenden Elektronen wirken, ergibt sich für die Abhängigkeit des Lorentzwinkels vom Magnetfeld nach [WA81]:

$$\tan(\alpha_L) = K(E)V_d \frac{B}{E}, \quad (18)$$

wobei K vom elektrischen Feld und vom verwendeten Gas abhängt. V_d ist die Driftgeschwindigkeit bei einem bestimmten Magnetfeld relativ zur Driftgeschwindigkeit bei fehlendem Feld. Abb.7 zeigt eine Messung des Lorentzwinkels in Abhängigkeit vom Magnetfeld mit der CJC. Die elektrische Feldstärke beträgt 100V/mm, die Gasmischung ist ebenfalls 89%Ar10 % CO_2 1% CH_4 . Die Beziehung ist, wie die angepaßte Gerade zeigt, gut erfüllt. Es wurden Daten verwendet, die mit der CJC im März 1992 aufgezeichnet wurden.

2.3 Die Gasverstärkungsphase

Bei Annäherung der Elektronen an den Signaldraht steigt die Feldstärke so stark an, daß die Elektronen zwischen zwei Stößen soviel Energie gewinnen, daß bei den Stößen neue Elektronen freigesetzt werden. Es entwickelt sich eine Lawine. Die Zahl der Elektronen, die durch diese Lawine freigesetzt werden, hängt von der Feldstärke in der Nähe des Anodendrahtes ab. Im sogenannten Proportionalbereich wächst die Anzahl der Ionenpaare exponentiell mit der Anodenspannung. In diesem Bereich entstehen aus einem Elektron, das den Verstärkungsbereich erreicht, $10^4 - 10^5$ Ionenpaare. Ab einer bestimmten Spannung werden bei den Stößen Atome hochangeregt. Diese Atome strahlen UV-Photonen ab. Diese Photonen erzeugen dann erneut Ionenpaare. Da sich die Photonen auch transversal zum elektrischen Feld ausbreiten, entstehen entlang des Drahtes neue Lawinen. Die Zahl der Ionenpaare wird dann unabhängig von der Primäriionisation. Dieser Bereich wird Auslösebereich genannt. Da mit der CJC auch der Energieverlust gemessen wird, muß die Kammer im Proportionalbereich betrieben werden. Die höhere Beweglichkeit der Elektronen führt bei der Lawinenbildung dazu, daß die Feldstärke durch die zurückbleibenden Ionen abgeschwächt wird. Die volle Gasverstärkung erfahren also nur die Elektronen, die den Verstärkungsbereich vor den anderen Primärionen erreichen.

Die Phase der Gasverstärkung läuft in weniger als 1ns ab. Danach befinden sich die Elektronen auf dem Anodendraht und die Ionen beginnen zur Kathode zu driften. Die Bewegung der Ionen influenziert ein Signal auf dem Draht. Die Ionen benötigen etwa $500\mu s$, bis sie die Kathode erreicht haben. Erst dann ist die Signalentstehung abgeschlossen. Die wesentliche Information über die Driftzeit und die Größe der Primäriionisation ist im durch die Elektronen verursachten Anstieg des Signals enthalten. Diesen Teil des Signals koppelt man z.B. mit Hilfe von Kondensatoren an den Drahtenden aus. Dieses Signal hat eine Anstiegszeit von etwa 5ns [SAU77].

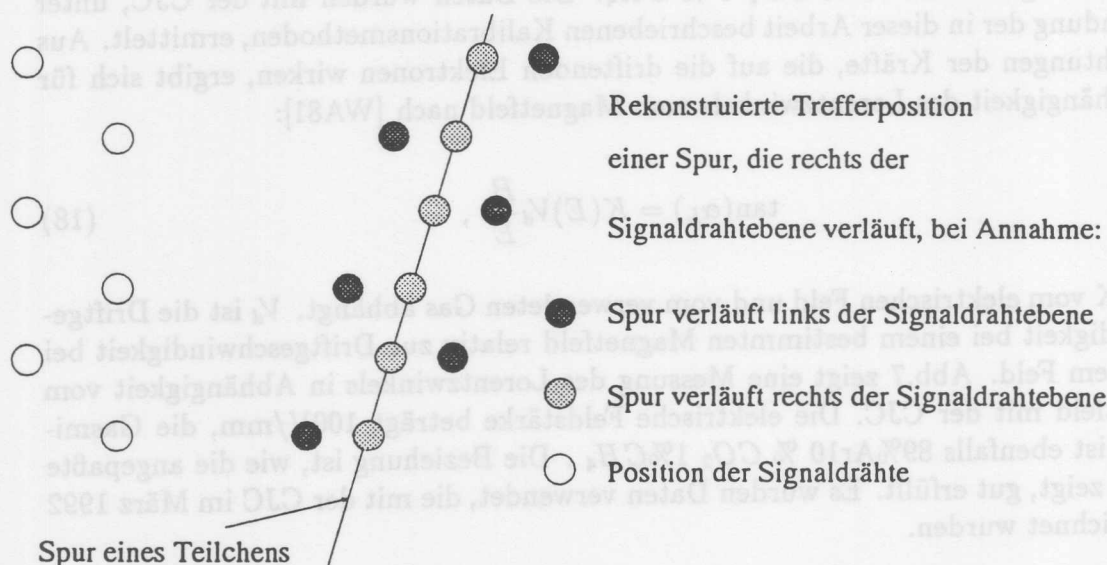


Abbildung 8: Effekt des Drahtversatzes auf die rekonstruierten Trefferpunkte.

2.4 Driftkammern vom Jetkammertyp

Bei Reaktionen zwischen hochenergetischen Teilchen treten Bündel von eng benachbarten Teilchen, sogenannten Jets, auf. Um in diesen Jets die Bahnen von Teilchen zu vermessen, wurde ein besonderer Typ von Driftkammern entwickelt, die sogenannten Jetkammern. Die erste Kammer von diesem Typ war die Driftkammer des JADE-Experimentes [DR80]. Das Ziel, mehrere eng benachbarte Spuren zu vermessen, wird dabei wie folgt erreicht. Durch die radiale Anordnung der Drähte und großer Drifträume werden die radial verlaufenden Bahnen der Teilchen an vielen Stellen vermessen. Mit einer Ausleseelektronik, die mehrere Treffer pro Draht verarbeiten kann, werden die Treffer, die von benachbarten Spuren stammen, ausgelesen. Die großen Drifträume ermöglichen Spurdetektoren mit einer geringeren Anzahl von Drähten. Innerhalb der Drifträume ist die Driftgeschwindigkeit und Driftichtung über große Bereiche konstant. Dies erleichtert die Rekonstruktion der Trefferkoordinaten. Jetkammern, deren Auslesesystem die Signale an beiden Seiten der Drähte aufzeichnet, können Raumpunkte messen. Die Koordinate in der Driftichtung wird dabei aus der Driftzeit bestimmt. Die Position entlang der Drahtichtung wird aus dem Vergleich der Ladungen an den beiden Drahtenden ermittelt. Dies vereinfacht die Spurrekonstruktion wesentlich.

Die Driftzeitmessung einer Jetkammer erlaubt es den Abstand der Spur vom Anodendraht zu bestimmen. Für jede Messung ergeben sich daher zwei mögliche Durchstoßpunkte durch die Zelle, der eine rechts von der Anodenebene, der andere auf der linken Seite. Diese Ambiguität kann aufgelöst werden, sofern ein alternierender Versatz der Drähte senkrecht zur Anodenebene vorhanden ist. Betrachtet man mehrere, zu einer Spur gehörende Messungen, so kann die Bahn eines Teilchens für kurze Stücke

als geradlinig angenommen werden. Die Seite, auf der die Spur verläuft, kann aus den Messungen direkt bestimmt werden, siehe Abb. 8. Da für diese Entscheidung nur das Vorzeichen der Berechnung entscheidend ist, reichen, falls der Drahtversatz im Vergleich zur intrinsischen Auflösung der Kammer hinreichend groß ist schon wenige Treffer aus, um eine sichere Entscheidung zu fällen.

Für die versetzte Anordnung der Anodendrähte gibt es einen weiteren Grund. Eine symmetrische Anordnung der Anodendrähte würde bei jedem Einschaltvorgang der Kammer dazu führen, daß kleine Störungen der Anfangslage entscheiden, in welcher Richtung sich der Draht im elektrischen Feld ausrichtet. Es ließen sich also keine definierten Drahtpositionen angeben. Durch den seitlichen Drahtversatz wird dieses Problem gelöst. Bei angelegtem Feld ist die Kraft, die auf den Anodendraht wirkt, immer in Richtung seines Versatzes größer als in die entgegengesetzte Richtung. Der Draht nimmt nach dem Einschalten der Kammer immer die gleiche Position ein.

Kammer	CJC I	CJC II
Innenradius	31.1 cm	33.7 cm
Außenradius	43.5 cm	43.3 cm
Länge	230 cm	230 cm
Anzahl der Zellen	30	60
Neigung der Zellen	30°	30°
Zahl der Signaldrähte pro Zelle	24	32
Zahl der Potentialdrähte zwischen zwei Signaldrähten	2	2
Zahl der Kathodendrähte pro Zelle	30	60
Abstand der Signaldrähte	10.16 mm	10.16 mm

Bestimmung der Koordinaten entlang des Drahtes	Minimaler Abstand zwischen zwei Treffern	Maximale Anzahl von Treffern pro Draht	Auswertesystem	Magnetfeld	Elektrisches Driftfeld	Streuungslänge unter 90° K ₀	Material der Signaldrähte	Durchmesser der Signaldrähte	Drahtversatz
Lebungszeitung	3 mm	bis zu 20	104 MHz 3bit nichtlineares FADC ₂	1.13 Tesla	60 - 130 V/mm	18.5 cm	Wolfram, 3% Rhenium	20 µm	±160 µm

3 Die zentrale Jetkammer CJC

Im ersten Teil dieses Abschnittes wird der mechanische Aufbau der Central Jet Chamber (Zentrale Driftkammer vom Jetkammertyp CJC) beschrieben, und es werden einige Besonderheiten dieser Kammer besprochen. Im zweiten Teil erfolgt eine Beschreibung des Auslesesystems und ein kurzer Überblick über die Methoden zur Bestimmung der Driftzeit und Koordinate entlang des Drahtes.

3.1 Aufbau der CJC

Die zentralen Jetkammern des H1-Experiments bestehen aus zwei zylindrischen Kammern. Die Anordnung dieser beiden Kammern und der Detektoren, die sich zwischen den Kammern befinden, sind in Abb.9 dargestellt. Der Bereich, der sich zwischen zwei Kathodenebenen befindet, wird Driftzelle genannt. Ein vergrößerter Ausschnitt der Zellstruktur ist in Abb.10 zu sehen. Im Gegensatz zur minimalen Driftkammer, wie sie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben wurde, befinden sich zwischen zwei Kathodenflächen mehrere Anodendrähte. Die Drift Räume, die zu den einzelnen Anoden gehören, werden durch die Potentialdrähte zwischen den Anoden getrennt.

Die technischen Daten der beiden Kammern sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

Kammer	CJC I	CJC II
Innenradius	21.1cm	53.7cm
Außenradius	43.5cm	83.3cm
Länge	220.cm	220.cm
Anzahl der Zellen	30	60
Neigung der Zellen	30°	30°
Zahl der Signaldrähte pro Zelle	24	32
Zahl der Potentialdrähte zwischen zwei Signaldrähten	2	2
Zahl der Kathodendrähte pro Zelle	50	66
Abstand der Signaldrähte	10.16mm	10.16mm

Drahtversatz	$\pm 150\mu\text{m}$
Durchmesser der Signaldrähte	$20\mu\text{m}$
Material der Signaldrähte	Wolfram, 3% Rhenium
Strahlungslänge unter $90^\circ X_0$	18.5cm
Elektrisches Driftfeld	60 - 130 V/mm
Magnetfeld	1.13 Tesla
Auslesesystem	104Mhz 8bit nichtlinearen FADCs
Maximale Anzahl von Treffern pro Draht	bis zu 20
Minimaler Abstand zwischen zwei Treffern	2mm
Bestimmung der Koordinaten entlang des Drahtes	Ladungsteilung

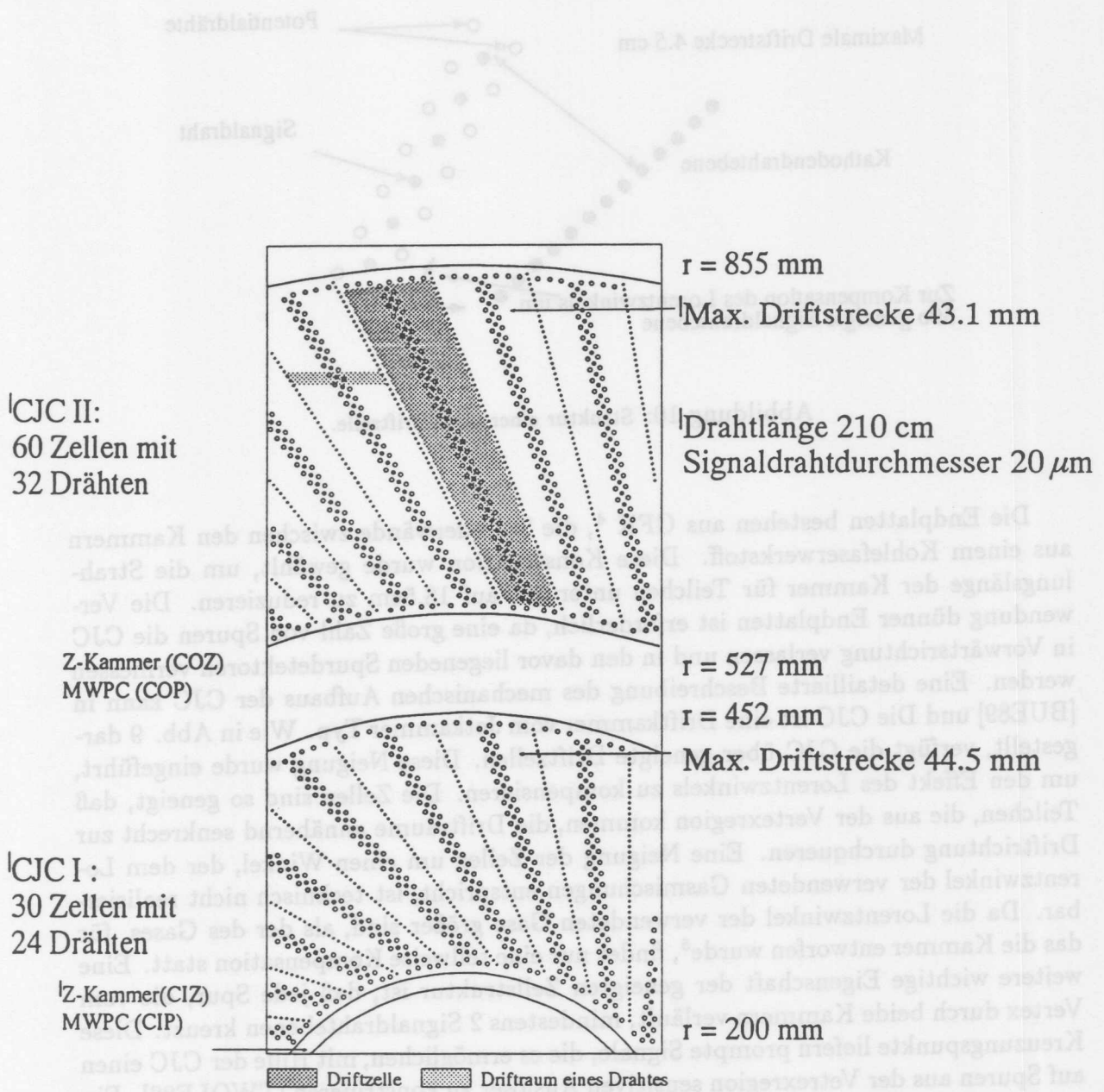


Abbildung 9: Radialer Querschnitt durch den zentralen Spurdetektor mit der CJC, den Z-Kammern und Proportional-Kammern

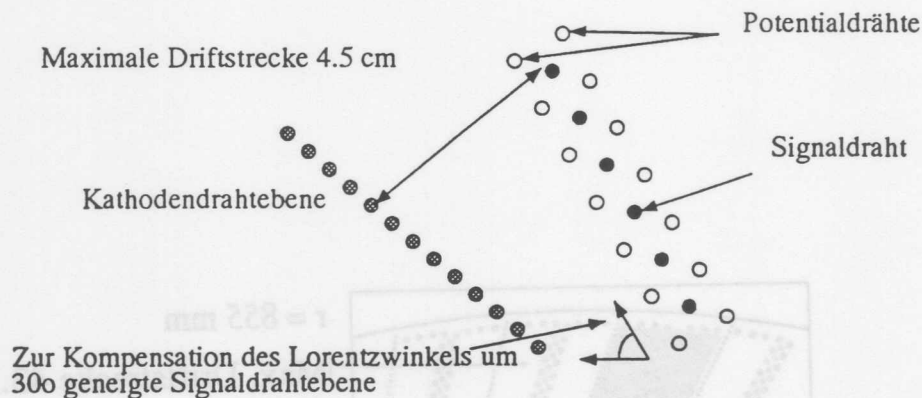


Abbildung 10: Struktur einer CJC-Driftzelle.

Die Endplatten bestehen aus GFK⁴, die Zylinderwände zwischen den Kammern aus einem Kohlefaserwerkstoff. Diese Konstruktion wurde gewählt, um die Strahlungslänge der Kammer für Teilchen unter 90° auf 18.5cm zu reduzieren. Die Verwendung dünner Endplatten ist erforderlich, da eine große Zahl von Spuren die CJC in Vorwärtsrichtung verlassen und in den davor liegenden Spurdetektoren vermessen werden. Eine detaillierte Beschreibung des mechanischen Aufbaus der CJC kann in [BUE89] und Die CJC ist eine Driftkammer vom Jetkammer Typ. Wie in Abb. 9 dargestellt, verfügt die CJC über geneigte Driftzellen. Diese Neigung wurde eingeführt, um den Effekt des Lorentzwinkels zu kompensieren. Die Zellen sind so geneigt, daß Teilchen, die aus der Vertexregion kommen, die Drifträume annähernd senkrecht zur Driftrichtung durchqueren. Eine Neigung der Zellen um einen Winkel, der dem Lorentzwinkel der verwendeten Gasmischungen entspricht, ist technisch nicht realisierbar. Da die Lorentzwinkel der verwendeten Gase größer sind, als der des Gases, für das die Kammer entworfen wurde⁵, findet nur eine teilweise Kompensation statt. Eine weitere wichtige Eigenschaft der geneigten Zellstruktur ist, daß jede Spur, die vom Vertex durch beide Kammern verläuft, mindestens 2 Signaldrahtebenen kreuzt. Diese Kreuzungspunkte liefern prompte Signale, die es ermöglichen, mit Hilfe der CJC einen auf Spuren aus der Vertexregion sensitiven Auslöser zu konstruieren [TWOLF88]. Ein weiterer Effekt der Neigung ist, daß Übersprechen zwischen benachbarten Drähten wenig problematisch ist. Durch die Neigung der Zellen werden Signale, die zu einer Spur gehören, auf benachbarten Drähten zeitlich versetzt registriert. Das Übersprechsignal liegt dadurch zeitlich vor oder hinter dem eigentlichen Signal auf dem Nachbardraht. Es findet damit keine störende Überlagerung statt. Der im Zusammenhang mit dieser

⁴Glasfaser verstärkter Kunststoff

⁵Es war vorgesehen die CJC mit einer Xenon haltigen Gasmischung zu betreiben. Dieses Gas ermöglicht eine bessere Messung des Energieverlustes. Da jedoch wesentlich höhere Driftfeldstärken erforderlich sind, die zu Hochspannungsproblemen in der CJC führen, wurde auf die Verwendung dieses Gases verzichtet.

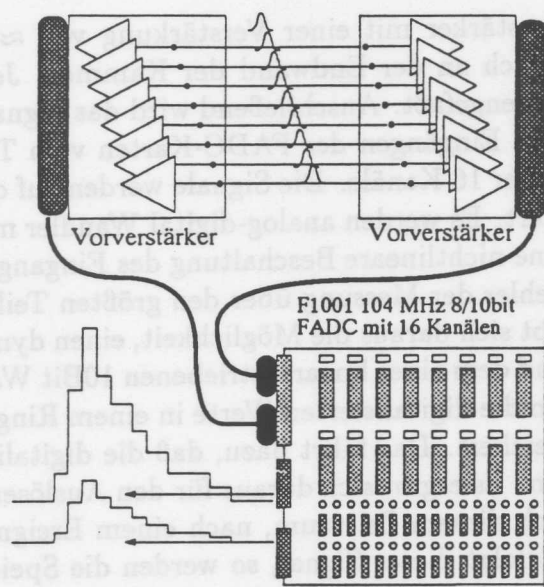


Abbildung 11: Das Auslesesystem der CJC.

Arbeit wichtigste Effekt ist das häufige Vorhandensein von Schnittpunkten der Spuren mit den Anoden- und Kathoden-Ebenen. Dies ermöglicht es, wie im Laufe der Arbeit gezeigt wird, die Größen Zeitnullpunkt, Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel ohne äußere Referenz zu bestimmen. Jetkammern von diesem Typ werden daher auch selbstkalibrierend genannt. Die erste Kammer, die dieses Prinzip benutzte, war die Kammer des CDF-Experimentes am Tevatron [WAG88].

Die CJC Kammern wurden mit je zwei Potentialdrähten zwischen den Signaldrähten ausgestattet. Dies führt zu einer besseren Trennung von Driftraum und Gasverstärkungsbereich, so daß die Wahl eines geeigneten Driftfeldes weitgehend unabhängig von der Einstellung der Gasverstärkung erfolgen kann. Der Einsatz von zwei Potentialdrähten verringert außerdem das Übersprechen zwischen benachbarten Drähten von $\approx 7\%$ auf $\approx 3.5\%$ [SAND91].

3.2 Das Auslesesystem der CJC

In diesem Abschnitt wird das Auslesesystem der CJC schematisch beschrieben. Nähere Erläuterungen zur Datennahme und zum Auslösesystem des H1-Experimentes werden nicht gegeben, sofern sie nicht im direkten Zusammenhang mit Fragen der Kalibration stehen. Eine ausführliche Beschreibung der Elektronik ist in [ZIM89] und [BUE92] enthalten. Für Fragen zum Auslösesystem sei auf [TWOLF88] verwiesen. Detaillierte Untersuchungen der verschiedenen Auswertelgorithmen, die im zweiten Teil dieses Abschnittes erwähnt werden, sind in [MWS88], [AMICH86] und [VAV84] zu finden. Abb. 11 illustriert das Auslesesystem.

Die Signaldrähte der CJC werden an beiden Seiten ausgelesen. Das Signal wird aus dem Draht mit einem 1.5nF Kondensator ausgekoppelt und von einem zweistu-

figen, ladungssensitiven Verstärker mit einer Verstärkung von $\approx 100 \frac{mV}{\mu A}$ verstärkt. Dieser Verstärker befindet sich an der Endwand der Kammer. Jeweils acht Kanäle sind auf einer Karte zusammengefaßt. Anschließend wird das Signal differentiell über ein Multikoaxialkabel zu den Eingängen der FADC-Karten vom Typ F1001 geleitet. Eine FADC-Karte verfügt über 16 Kanäle. Die Signale werden auf der Karte mit einer Rate von 104MHz digitalisiert. Es werden analog-digital Wandler mit einer Auflösung von 8Bit benutzt. Durch eine nichtlineare Beschaltung des Einganges der Wandler ist es möglich, den relativen Fehler der Messung über den größten Teil des Meßbereiches konstant zu halten. Es ergibt sich daraus die Möglichkeit, einen dynamischen Umfang zu realisieren, der weitgehend dem eines linear betriebenen 10Bit Wandlers entspricht. Auf der F1001 Karte werden die digitalisierten Werte in einem Ringspeicher mit einer Tiefe von 256 Worten gespeichert. Das führt dazu, daß die digitalisierten Werte alle $2.54\mu s$ überschrieben werden. Es ergibt sich daraus für den Auslöser der Datennahme die Aufgabe, spätestens nach diesem Zeitraum, nach einem Ereignis ein Signal zum Anhalten bereitzustellen. Erfolgt dieses Signal, so werden die Speicher von einer sogenannten Scanner-Karte ausgelesen und Bereiche, die ein Signal enthalten, in einen Zwischenspeicher kopiert. Dieser Vorgang dauert etwa $100\mu s$. Anschließend kann die Datennahme wieder aufgenommen werden. Für jeweils 256 Kanäle steht ein Rechner zur Verfügung, der aus den digitalisierten Signalen jeden Treffer die Größen Driftzeit, Ladung an den beiden Seiten der Kammer und die Laufzeit zwischen der rechten und linken Auslese berechnet. Außerdem führt er die Kombination der Signale von beiden Seiten des Drahtes durch. Diese frühe Verarbeitung der Signale reduziert das anfallende Datenvolumen auf $\approx 1/5$ der Datenmenge nach dem Scanner. Nach dieser Verarbeitung werden die Daten vom Datenaquisitionssystem zur weiteren Verarbeitung und Speicherung übernommen. Es folgt nun eine Beschreibung der Algorithmen, mit denen aus den digitalisierten Pulsen die zur Orts- und Ladungsbestimmung notwendigen Größen, berechnet werden. Für eine tiefergehende Darstellung sei auf [MWS88] und [STEF92] verwiesen.

3.3 Bestimmung der Driftzeit und der Ladung

Bevor die Methoden der Driftzeit- und Ladungsbestimmung beschrieben werden, ist eine Charakterisierung der auftretenden Signalformen wichtig. Wie im Abschnitt über die Signalentstehung bereits dargestellt, steigen die Signale in wenigen ns auf die volle Höhe an. Der Verstärker und das Koaxialkabel verringern die Signalsteilheit auf etwa 18ns (20-80%) [MWS88]. Das Signal fällt danach in etwa 60ns auf 1/10 der Amplitudenwertes ab. Abb.12 zeigt einen typischen digitalisierten Puls. Die Größe der Signale schwankt aufgrund der Primärionenstatistik und durch die verschiedenen θ - Winkel ⁶ der Spuren erheblich. Um den größten Teil der Signale verarbeiten zu können, wird die Gesamtverstärkung so gewählt, daß die mittlere Amplitude bei etwa 10% des maximal digitalisierbaren Wertes liegt. Die Pulsform weist auf der abfallenden Flanke große Fluktuationen auf. Wie in [MWS88], [STEF92] und [VAV84] gezeigt wurde, ist die Information über die Driftzeit im ersten Teil des Signals enthalten. Der

⁶Winkel zwischen Signaldraht und Teilchenbahn

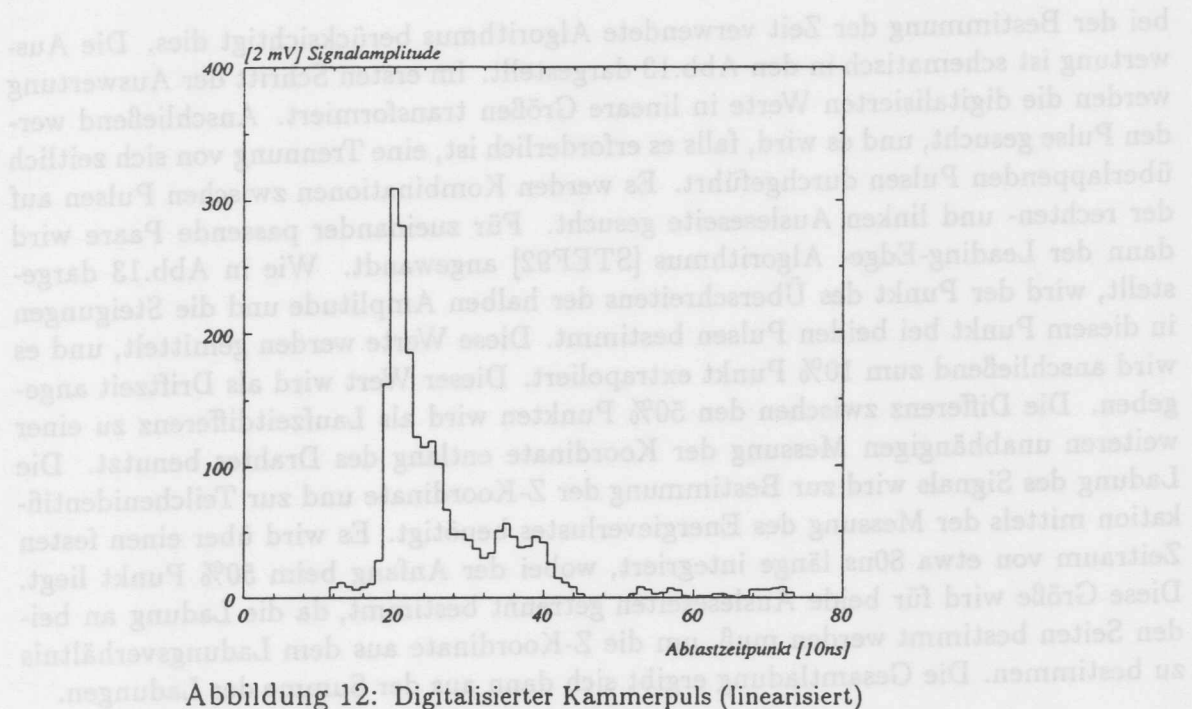


Abbildung 12: Digitalisierter Kammerpuls (linearisiert)

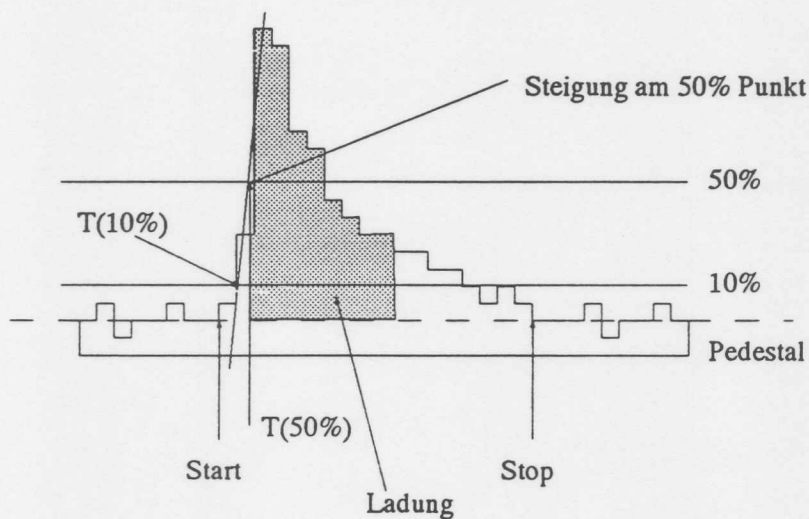


Abbildung 13: Ladungs- und Zeitbestimmung mit Hilfe des Leading-Edge-Algorithmus. Im ersten Schritt werden die Signalhöhen linearisiert. Es wird mit einer Schwellwertmethode der Anfang des Signales bestimmt. Danach wird der 50% Punkt und die Steigung an dieser Stelle ermittelt. Die Ladung wird durch Summation über 8 Bins ausgehend vom 50% Punkt gemessen. Die Zeit ergibt sich durch Mittelung der Steigungen, die an beiden Seiten bestimmt wurden, und Extrapolation zum 10% Punkt.

bei der Bestimmung der Zeit verwendete Algorithmus berücksichtigt dies. Die Auswertung ist schematisch in den Abb.13 dargestellt. Im ersten Schritt der Auswertung werden die digitalisierten Werte in lineare Größen transformiert. Anschließend werden Pulse gesucht, und es wird, falls es erforderlich ist, eine Trennung von sich zeitlich überlappenden Pulsen durchgeführt. Es werden Kombinationen zwischen Pulsen auf der rechten- und linken Ausleseseite gesucht. Für zueinander passende Paare wird dann der Leading-Edge- Algorithmus [STEF92] angewandt. Wie in Abb.13 dargestellt, wird der Punkt des Überschreitens der halben Amplitude und die Steigungen in diesem Punkt bei beiden Pulsen bestimmt. Diese Werte werden gemittelt, und es wird anschließend zum 10% Punkt extrapoliert. Dieser Wert wird als Driftzeit angegeben. Die Differenz zwischen den 50% Punkten wird als Laufzeitdifferenz zu einer weiteren unabhängigen Messung der Koordinate entlang des Drahtes benutzt. Die Ladung des Signals wird zur Bestimmung der Z-Koordinate und zur Teilchenidentifikation mittels der Messung des Energieverlustes benötigt. Es wird über einen festen Zeitraum von etwa 80ns Länge integriert, wobei der Anfang beim 50% Punkt liegt. Diese Größe wird für beide Ausleseseiten getrennt bestimmt, da die Ladung an beiden Seiten bestimmt werden muß, um die Z-Koordinate aus dem Ladungsverhältnis zu bestimmen. Die Gesamtladung ergibt sich dann aus der Summe der Ladungen.

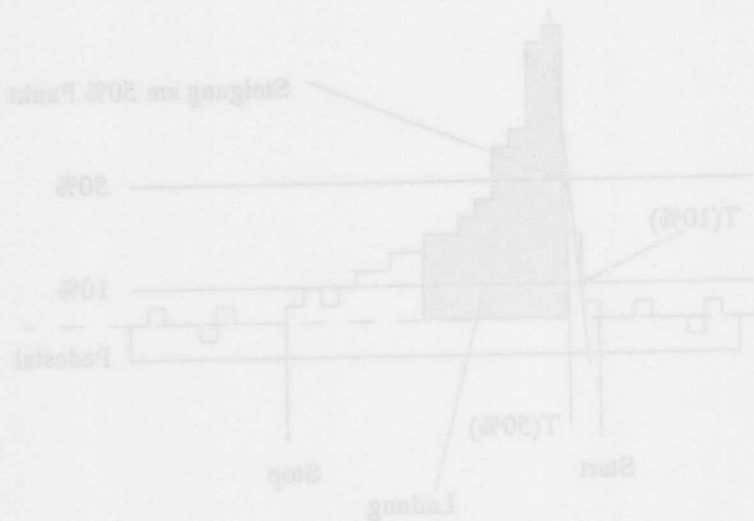


Abbildung 13: Ladung und Zeitbestimmung mit Hilfe des Leading-Edge-Algorithmus. Im ersten Schritt werden die Signalhöhen linearisiert. Es wird mit einer Schwellenmethode der Anfang des Signals bestimmt. Danach wird der 50% Punkt und die Steigung an dieser Stelle ermittelt. Die Ladung wird durch Summation über 8 Binns ausgehend vom 50% Punkt gemessen. Die Zeit ergibt sich durch Mittelung der Steigungen, die an beiden Seiten bestimmt wurden, und Extrapolation zum 10% Punkt.

4 Ortsauflösung in Richtung des Driftfeldes

Das Auflösungsvermögen einer Driftkammer ist aus mehreren Gründen begrenzt. In diesem Abschnitt sollen die Grenzen der Auflösung unabhängig von systematischen Fehlern beschrieben werden.

Es sind im wesentlichen die folgenden Phänomene, die die intrinsische Auflösung einer Driftkammer bestimmen.

- 1 : Statistik der Primärionisation
- 2 : Effekte durch langreichweitige δ -Elektronen
- 3 : Diffusion der Ladungswolke
- 4 : Zeitauflösung der Elektronik

4.1 Statistik der Primärionisation

Beim Durchgang eines Teilchens durch das Gasvolumen einer Driftkammer entstehen Elektronen-Ionenpaare. Die Zahl der pro Längeneinheit freigesetzten Ladungen ist poissonverteilt. Der Einfluß auf die Auflösung resultiert daher, daß die Ladungen unterschiedlich weit entfernt vom geometrischen Berührungspunkt der Teilchenbahn mit einer Isochronen freigesetzt werden. Die Größe dieses Effekts hängt von der Krümmung der Isochronen ab. In Bereichen des Driftraumes mit stark gekrümmten Isochronen ⁷, ist der Beitrag zur Gesamtauflösung groß. Dies ist im Bereich in der Nähe des Signaldrahtes der Fall. Im homogenen Feldbereich weisen alle Isochronen den gleichen Krümmungsradius auf, daher liefert die Primärionisationsstatistik im Bereich entfernt vom Signaldraht einen konstanten Beitrag zur Auflösung. Dieser Einfluß kann verringert werden, indem Maßnahmen ergriffen werden, die die mittleren Abstände zwischen zwei Ionisationen des Gases verringern. Dies kann erreicht werden durch Betrieb der Kammer unter erhöhtem Druck. Da die Konstruktionsvorgaben der CJC einen eindeutigen Schwerpunkt darauf legten, daß die Kammer eine möglichst geringe Strahlungslänge aufweist, entfällt diese Möglichkeit.

Die Statistik der Primärionisation bewirkt eine Verschlechterung der Auflösung, die mit Annäherung an den Signaldraht zunimmt. Im Fernbereich leistet sie einen konstanten Beitrag zur Auflösung.

4.2 Effekte durch langreichweitige δ -Elektronen

Durch direkte Stöße der ionisierenden Teilchen entstehen hochenergetische δ -Elektronen. Diese werden unter verschiedenen Winkeln emittiert. Ihre Energie wird innerhalb von etwa $10\mu\text{m}$ durch Ionisationsprozesse abgegeben. Dies führt dazu, daß die Spur scheinbar verbreitert wird. Die dadurch hervorgerufene Verschlechterung der Auflösung ist weitgehend unabhängig von der Entfernung zum Signaldraht.

⁷, also kleinen Krümmungsradien

4.3 Diffusion

Der Elektronenschwarm, der zur Anode driftet, verbreitert sich während der Driftphase. Die Ursache dafür ist die Energieverteilung der freigesetzten Ionen. Mit zunehmender Driftstrecke wächst die Breite der Verteilung des Elektronenschwarms proportional zur Wurzel der Länge des zurückgelegten Weges. Der Einfluß der Diffusion auf das Auflösungsvermögen der Kammer nimmt daher mit zunehmendem Abstand der Spur von der Signaldrahtebene zu. Es gibt mehrere Methoden, mit denen der Effekt, der durch die Diffusion entsteht, verringert werden kann.

- Wahl eines Gases mit kleiner Diffusionskonstante
- Verwendung einer Zellgeometrie mit kleinen maximalen Driftstrecken
- Verwendung eines Magnetfeldes in Driftrichtung⁸
- Bei der Methode, mit der die Driftzeit bestimmt wird, mittelt man über eine Anzahl von Elektronen des Schwarms. Mittelt man über n -Elektronen, so kann dieser Mittelwert mit einer maximalen Genauigkeit bestimmt werden, die um den Faktor $1/\sqrt{n}$ kleiner ist, als die diffusionsbedingte Breite des Schwarms. Werden also Verfahren benutzt, die einen großen Teil des Signals verwenden, so kann der Einfluß der Diffusion auf die Auflösung verringert werden.

4.4 Zeitauflösung der Elektronik

Die Fähigkeit der Elektronik, Zeiten zu messen, ist begrenzt. Eine Diskussion der verschiedenen Beiträge in Verbindung mit dem verwendeten Algorithmus zur Zeitbestimmung geht über den Umfang dieses Abschnittes hinaus. Es werden im folgenden einige begrenzende Komponenten des Auslesesystems aufgeführt.

- Die Anstiegszeit der Elektronik ist im Vergleich zur Anstiegszeit der Signale lang. Dadurch geht Information verloren.
- Das Auflösungsvermögen des FADC-Systems bei der Amplitudenmessung.
- Das Abtastraster des FADC-Systems ist mit 10ns nicht fein genug, um eine vollständige Rekonstruktion des Signals zu ermöglichen.

Die Folge all dieser Einschränkungen ist eine Verschlechterung der Ortsauflösung, die unabhängig von der Driftstrecke ist.

⁸Durch Verwendung eines Magnetfeldes in Richtung des Driftfeldes verringert sich die Diffusionskonstante in Driftrichtung.

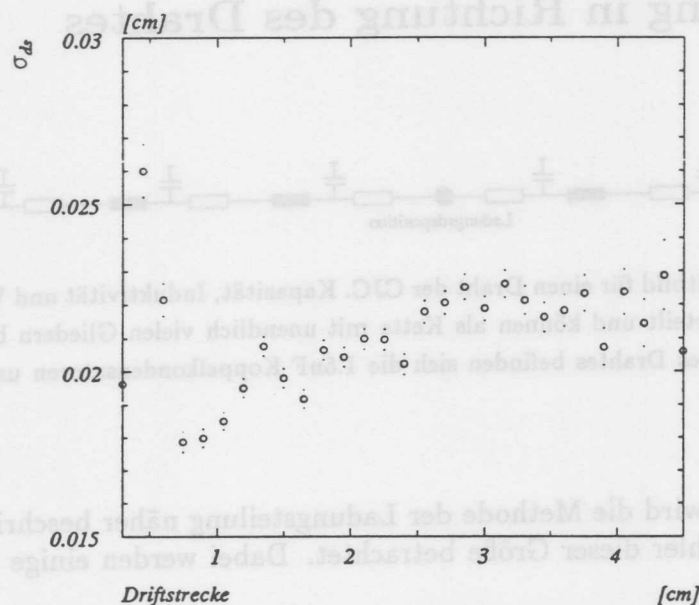


Abbildung 14: Intrinsische Auflösung der CJC in Abhängigkeit von der Driftstrecke. Die verwendeten Daten wurden im Sommer 92 aufgezeichnet. Die Auflösung wurde mit der im Text beschriebenen Dreidrahtmethode bestimmt.

4.5 Zusammenfassung

Man erwartet eine starke Verschlechterung der Auflösung einer Driftkammer bei Annäherung der Spur an die Anode, dann ein lokales Minimum und im weiteren Verlauf ein Anwachsen der Auflösung, das proportional zur Wurzel der Driftzeit ist. Für einen Datensatz, der im Sommer 1992 aufgezeichnet wurde, ist das Verhalten der intrinsischen Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftstrecke in Abb.[14] dargestellt. Diese Auflösung wurde mit einer Methode bestimmt, die es erlaubt Aussagen über die Genauigkeit der Messung, unabhängig von den wichtigsten systematischen Effekten, zu machen. Bei dieser sogenannten Dreidrahtmethode werden die gemessenen Driftzeiten von drei benachbarten Drähten miteinander verglichen. Es wird dabei angenommen, daß die Spur für diese Strecke als Gerade beschrieben werden kann. Es wird nun der Abstand des jeweils mittleren Drahtes von der Geraden, die durch die beiden anderen Punkte vorgegeben ist, bestimmt. Nimmt man nun an, daß für alle drei Drähte die Driftzeit mit gleicher Genauigkeit bestimmt wurde, so ergibt sich aus der Breite der Verteilung des Abstandes (σ_{Abs}) die intrinsische Auflösung der Ortsmessung zu :

$$\sigma_x = \frac{\sigma_{Abs}}{\sqrt{3/2}} \quad (19)$$

5 Ortauflösung in Richtung des Drahtes



Abbildung 15: Ersatzschaltbild für einen Draht der CJC. Kapazität, Induktivität und Widerstand sind entlang des Drahtes verteilt und können als Kette mit unendlich vielen Gliedern beschrieben werden. An beiden Enden des Drahtes befinden sich die 1.5nF Koppelkondensatoren und die Vorwiderstände der Verstärker.

In diesem Abschnitt wird die Methode der Ladungsteilung näher beschrieben. Es wird der theoretische Fehler dieser Größe betrachtet. Dabei werden einige Vereinfachungen gemacht.

Einführend wird eine Beschreibung des Meßprinzips gegeben, nach dem die Z-Messung mittels Ladungsteilung arbeitet. Die in der Gasverstärkungsphase freigesetzte Ladungswolke erreicht den Signaldraht auf einer Länge (L_{ion}), die vom θ -Winkel der Spur und von der Ausdehnung des Driftraumes (d_{drift}) abhängt.

$$L_{ion} = \frac{d_{drift}}{\tan(\theta)} \quad (20)$$

In der CJC ist $d_{drift} \approx 1\text{cm}$. Der θ -Winkel kann mit $30^\circ - 150^\circ$ angesetzt werden. Dies entspricht einer Variation der Strecke, auf der die Ladung deponiert wird, von bis zu 1.75cm. Die diffusionsbedingte Verbreiterung der Ladungsverteilung während der Driftphase kann dabei vernachlässigt werden, da sie selbst bei maximaler Driftstrecke nur etwa $50\mu\text{m}$ beträgt. Die deponierte Ladung fließt über den Spannungsteiler, der durch die beiden Drahtstücke und Vorverstärker gebildet wird, ab (Abb.15). Der Widerstand der Signaldrähte beträgt $318\Omega/\text{m}$. Der Anteil der Ladungsmenge, der zur jeweiligen Ausleseseite abfließt, hängt also von der Position der Ladungsdeposition entlang des Drahtes ab. Da die Signaldrähte an beiden Seiten ausgelesen werden, kann aus dem Vergleich der Signale die Z-Koordinate des Teilchendurchgangs bestimmt werden.

Der Signaldraht mit dem Widerstand vor dem Verstärker und der Auslesekapazität kann mit dem in Abb.15 dargestellten Ersatzschaltbild beschrieben werden. Die Kette von Widerständen, Induktivitäten und Kapazitäten stellt ein Ersatzschaltbild für den Draht dar. Die Induktivität und die Kapazität pro Längeneinheit kann aus der Geometrie der Driftzelle bestimmt werden. Faßt man die vier Potentialdrähte zu einem Zylinder zusammen, so ergibt sich die Näherung eines Zylinderkondensators.

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (21)$$

Wobei r_1 der Radius des Signaldrahtes ($25\mu\text{m}$) und r_2 der Abstand zum Potentialdraht (5mm) ist. Und für die Induktivität pro Längeneinheit:

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (22)$$

Die Z-Position wird durch Vergleich, der an beiden Seiten des Drahtes aufsummierten Ladungen, bestimmt. Die Integrationszeit beträgt etwa 80ns. Dies ist im Vergleich zu den Zeitkonstanten des Drahtes sehr lang. Daher kann der Vorgang unter Vernachlässigung der Drahtkapazität und Induktivität beschrieben werden.

Für die so vereinfachte Schaltung wird der Vorgang der Ladungsteilung wie folgt beschrieben: Wird Ladung auf den Signaldraht an der Position Z deponiert, so fließt die Ladung zur +Z-Seite über den Widerstand $R_+ = \rho l_+ + R_{vor}$ ab. Dabei ist l_+ die Strecke vom Ort der Deponierung bis zum Drahtende an der +Z-Seite, ρ der Widerstand des Drahtes pro Längeneinheit und R_{vor} ist die Summe aus dem Eingangsvorwiderstand des Vorverstärkers und dem Blindwiderstand der Koppelkondensatoren $R_{vor} = R_{ver} + 1/\omega C$, wobei für die Frequenz die der Breite des Signals entsprechende Frequenz eingesetzt wird. Zur -Z-Seite fließt die Ladung entsprechend über den Widerstand $R_- = \rho l_- + R_{vor}$ ab. Betrachtet man nun die beiden Teilströme, I_+ und I_- , so ergibt sich für das Verhältnis der Differenz der Ströme relativ zur Summe:

$$\frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \frac{2\rho}{\rho l_{ges} + 2R_{vor}} z \quad (23)$$

l_{ges} ist die gesamte Länge des Drahtes.

Dieser Zusammenhang ermöglicht es, durch Messungen an beiden Seiten des Drahtes, die Z-Position zu bestimmen.

$$z = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \frac{\rho l_{ges} + 2R_{vor}}{2\rho} \quad (24)$$

Der Faktor, der die von der Z-Position unabhängigen Größen enthält, wird effektive Länge genannt. Es ist üblich, die Messung der Z-Koordinaten wie folgt zu beschreiben:

$$z = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \left(\frac{l_{eff}}{l_{ges}}\right) \frac{l_{ges}}{2} \quad (25)$$

Im Falle der CJC:

$$l_{eff} = 2 \cdot \frac{\rho l_{ges} + 2R_{vor}}{2\rho} = 3.59m \quad (26)$$

Dieser, sich aus den Parametern der CJC-Elektronik ergebende Wert, ist um 13% kleiner, als der Wert, der sich aus der Kalibration der Kammer ergibt. Dieser Unterschied könnte in der Vernachlässigung des Koppelkondensators seine Ursache haben. Der Fehler der Z-Messung durch den Fehler der Ladungsmessung ergibt sich zu:

$$\sigma_z^2 = \sigma_I^2 \left(\frac{\partial z}{\partial I_+}\right)^2 + \sigma_I^2 \left(\frac{\partial z}{\partial I_-}\right)^2 \quad (27)$$

$$\frac{\partial z}{\partial I_+} = \frac{2I_-}{(I_+ + I_-)^2} \frac{\rho l_{ges} + 2R_{vor}}{2\rho} \quad (28)$$

Durch Vertauschung von I_+ mit I_- erhält man die Ableitung nach I_- . Der Fehler der Größen I_{\pm} muß noch genauer betrachtet werden:

I wird nicht direkt gemessen, sondern es werden Spannungen, die proportional zu den Strömen sind, alle 10ns abgetastet. Diese Abtastung erfolgt mit FADC Bausteinen mit einer Auflösung von 8bit. Aus dem so digitalisierten Signal wird die Summe gebildet. Diese Größe wird dann zur Berechnung der Z-Position verwendet. Das Problem bei der Angabe des Fehlers dieser Summe ist, daß der absolute Fehler der Einzelmessung auf Grund der nichtlinearen Kennlinie der benutzten FADC-Bausteine nicht konstant ist. Der Fehler der einzelnen Digitalisierung beträgt $1/\sqrt{12}$ in Einheiten der maximalen Digitalisierung. Neben diesem Wandlungsfehler σ_w muß noch der Einfluß des Rauschens berücksichtigt werden. Der Beitrag zum Signal erfolgt für jede Einzelmessung. Die Summe der Einzelmessungen aus n_I Digitalisierungen hat dann, bei einer Rauschamplitude A_{Rausch} , den folgenden Fehler:

$$\sigma_{Rausch} = \sqrt{\frac{n_I}{12}} A_{Rausch} \quad (29)$$

Der Gesamtfehler ist:

$$\sigma_I = \sqrt{\sigma_{Rausch}^2 + \sigma_w^2} \quad (30)$$

Betrachtet man nun eine Messung an der Position $Z = 0$, so ist dort $I_+ = I_- = I$. Damit ergibt sich:

$$\sigma_z = \sigma_I \frac{1}{\sqrt{2} I} \frac{l_{eff}}{2} \quad (31)$$

Die Abweichungen der Parameter der Drähte und der Vorverstärker von den Design-Werten führt zu systematischen Fehlern. Diese sind Gegenstand der Kalibration und werden später behandelt.

Der Wandlungsfehler ist nicht ohne ein Modell des Signals angebbbar. Der Signalverlauf kann näherungsweise als Exponentialkurve beschrieben werden.

$$U(t) = Ae^{-\frac{t}{\tau}} \quad (32)$$

Der Zusammenhang zwischen Digitalisierung und Signal ist [ZIM85]:

$$U = \frac{C}{2^n - aC} U_0 \quad (33)$$

Hierbei ist C die Messung des FADC mit einer Auflösung von n Bits, a ist der sogenannte Nichtlinearitätskoeffizient und U_0 ist die Referenzspannung. Die Umrechnung von Spannung zu FADC-Messung erfolgt entsprechend:

$$C = \text{int}\left[\frac{U}{U_0 + aU} 2^n\right] \quad (34)$$

Der Digitalisierungsfehler des linearen ADC ist $\sigma_C = 1/\sqrt{12}$. Für die Spannung ergibt sich daraus ein Fehler von:

$$\sigma_U = \frac{1}{\sqrt{12}} \frac{U_0 2^n}{(2^n - aC)^2} \quad (35)$$

Mit der Definition für C:

$$\sigma_U = \frac{1}{\sqrt{12}} \frac{U_0 2^n}{(2^n - a[\frac{U}{U_0 + aU} 2^n])^2} \quad (36)$$

$$\sigma_U = \frac{U_0}{\sqrt{12} 2^n} \left(1 + U \frac{a}{U_0}\right)^2 \quad (37)$$

Der Fehler der Summe ist dann:

$$\sigma_I = \frac{U_0}{\sqrt{12} 2^n} \left(\sum_{nb=0}^{n_I-1} \left(1 + \frac{a}{U_0} (Ae^{-\frac{nb+0.5}{n_c}})\right)^4 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (38)$$

Die Summe unter der Wurzel läßt sich vereinfachen. Nach Auflösung der Klammer erhält man Summen über verschiedene Potenzen von U_I . Diese Summen können unter Vernachlässigung des Summationsfehlers durch Integrale über den Summationsbereich ersetzt werden.

$$\begin{aligned} \sigma_I &= \frac{U_0}{\sqrt{12} 2^n} \left(\frac{n_I(n_I+1)}{2} \right. \\ &+ 4 \frac{a}{U_0} I \\ &+ 3 \left(\frac{a}{U_0} A \right)^2 n_c (1 - e^{-\frac{2n_I}{n_c}}) \\ &+ \frac{4}{3} \left(\frac{a}{U_0} A \right)^3 n_c (1 - e^{-\frac{3n_I}{n_c}}) \\ &+ \left. \frac{1}{4} \left(\frac{a}{U_0} A \right)^4 n_c (1 - e^{-\frac{4n_I}{n_c}}) \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

I ist das Integral über das Signal vom Anfang bis zum n_I ten Bin. A kann daher durch I ausgedrückt werden.

$$A = I \frac{1}{n_c (1 - e^{-\frac{n_I}{n_c}})} \quad (39)$$

Zur Vereinfachung definiert man :

$$I_h = I \frac{1}{n_c (1 - e^{-\frac{n_I}{n_c}})} \frac{a}{U_0} \quad (40)$$

Damit wird der Fehler der gemessenen Ladung in Abhängigkeit von der Ladung zu:

$$\begin{aligned} \sigma_I &= \frac{U_0}{\sqrt{12} 2^n} \left(\frac{n_I(n_I + 1)}{2} \right. \\ &+ 4 \frac{a}{U_0} I \\ &+ 3(I_h)^2 n_e (1 - e^{-\frac{2n_I}{n_e}}) \\ &+ \frac{4}{3} (I_h)^3 n_e (1 - e^{-\frac{3n_I}{n_e}}) \\ &\left. + \frac{1}{4} (I_h)^4 n_e (1 - e^{-\frac{4n_I}{n_e}}) \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

Der Fehler, der sich aus der Integrationsmethode ergibt kann abgeschätzt werden, indem die Differenz zwischen Integral und Summe für die benutzte Signalparametrisierung betrachtet wird.

$$\Delta_I = \sum_{n_b=0}^{n_I-1} U(n_b + 0.5) - \int_0^{n_I} U(n_b) dn_b \quad (41)$$

Mit der e-Funktion für U und der Definition von I und A ergibt sich :

$$\Delta_I = I \left(\frac{1}{n_e (1 - e^{-\frac{n_I}{n_e}})} \sum_{n_b=0}^{n_I-1} e^{-\frac{n_b+0.5}{n_e}} - 1 \right) \quad (42)$$

Der Fehler durch die Integration ist kleiner als 0.05% des Integrals und kann somit vernachlässigt werden.

Bei der konkreten Anwendung der Formel entsprechen die folgenden Parameter den Bedingungen der CJC.

- $\rho = 318 \Omega/m$
- $l_{ges} = 220 cm$
- $R_{ver} = 200 \Omega$
- $C = 1.5 nF$
- $\omega \approx 2\pi 5 MHz$
- $n = 8$ Breite des linearen FADC-Bausteins
- $n_e \approx 10$ Länge des Signals
- $n_I = 8$ Integrationslänge
- $U_0 = 483.6 mV$

- $a \approx 0.76$ Nichtlinearitätskoeffizient
- $A_{noise} \approx 4$ Amplitude des Rauschsignals

Es ergibt sich daraus der in Abb. 16 gezeigte Verlauf des Fehlers. Abb.17 zeigt den Verlauf des Fehlers der Z-Messung wie er im Sommer 1992 mit der CJC gemessen wurde. Der Fehler ist in weiten Bereichen größer als der theoretisch erwartete Fehler. Für diesen Unterschied gibt es mehrere Erklärungsansätze.

Neben den Effekten, die sich durch die Vereinfachungen des Ansatzes ergeben, wie die Vernachlässigung der Drahtkapazität und Induktivität, der Vernachlässigung des Einflusses des Koppelkondensators auf das Signal und der Nichteinbeziehung möglicher Reflektionen beim Übergang zum Vorverstärker, wurden auch die Inhomogenität des Drahtwiderstandes oder eine Nichtlinearität der Vorverstärker bei der Abschätzung nicht berücksichtigt. Der Unterschied zwischen theoretischem Fehler und gemessenem Fehler kann damit allein noch nicht erklärt werden. Eine falsche Einschätzung des Rauschuntergrundes könnte den Unterschied bei kleinen Signalen erklären. Jedoch ist nicht verständlich, warum schon bei relativ kleiner Signalgröße keine weitere Verbesserung der Auflösung zu erreichen ist.

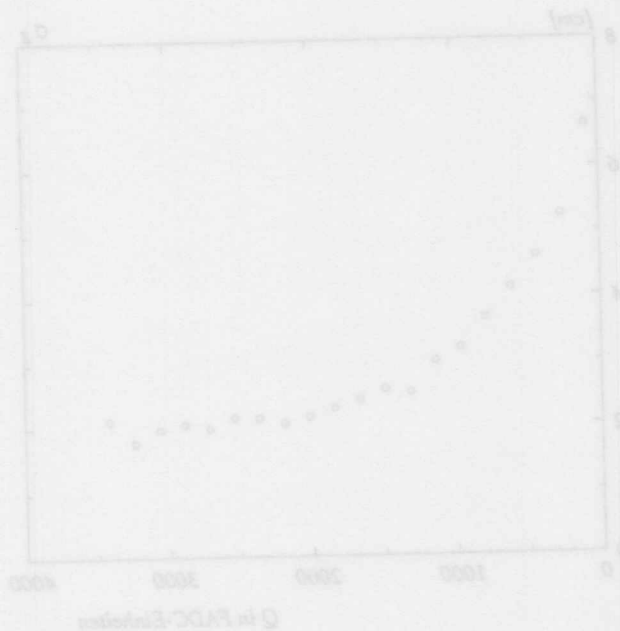


Abbildung 17: Fehler der Z-Messung in Abhängigkeit von der Ladung. Die Kurve wurde mit Daten, die im Sommer 92 aufgenommen wurden, bestimmt.

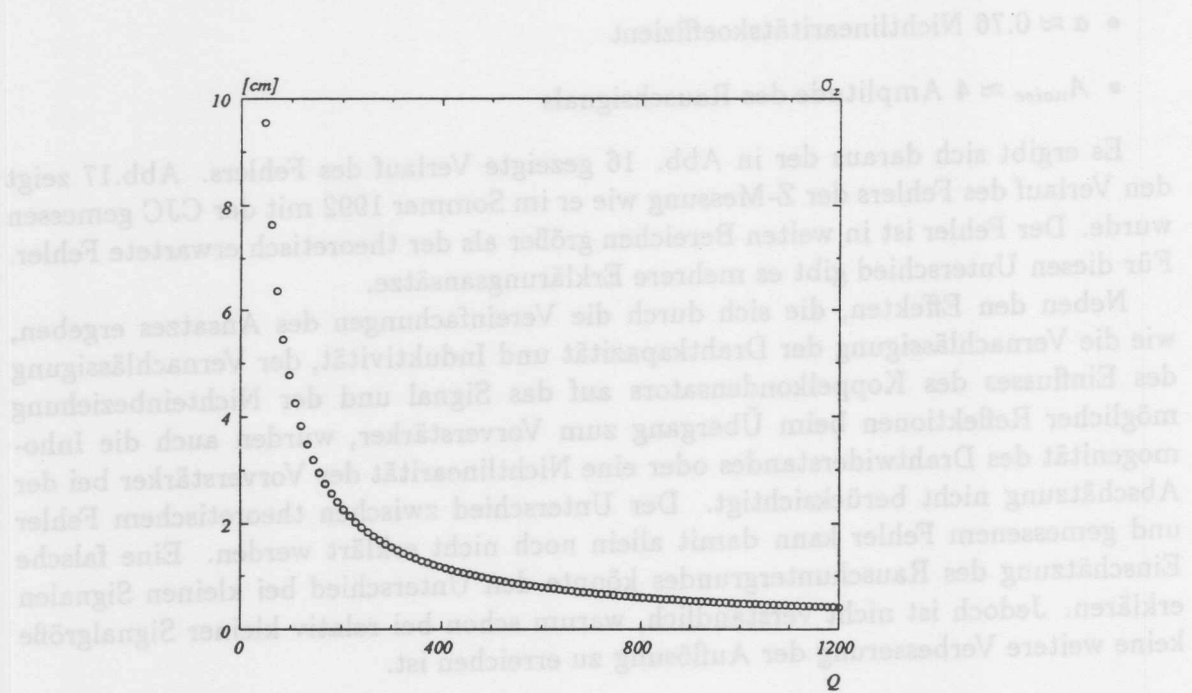


Abbildung 16: Vereinfachte, theoretische Abschätzung des Fehlers der Z-Messung in Abhängigkeit von der Ladung

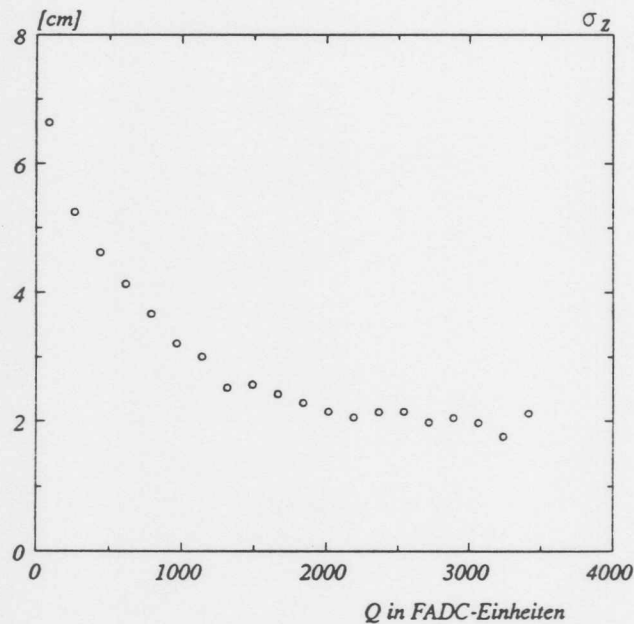


Abbildung 17: Fehler der Z-Messung in Abhängigkeit von der Ladung. Die Kurve wurde mit Daten, die im Sommer 92 aufgezeichnet wurden, bestimmt.

6 Auflösungsvermögen für die Spurparameter

Wie sich aus Voruntersuchungen [MWS88] [LIN91] ergeben hat, beträgt die mittlere intrinsische Auflösung der CJC 130 - 160 μm . Dies ist abhängig von der verwendeten Gasmischung. Nach [GLUE63] ergibt sich die Impulsauflösung aus der Einzeldrahtauflösung $\sigma_{r/\varphi}$ zu :

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{\sigma_{r/\varphi} p}{0.3Bl^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}} \quad (43)$$

Wobei N die Zahl der vermessenen äquidistanten Spurpunkte, l die Strecke zwischen erstem und letztem Spurpunkt und $\sigma_{r/\varphi}$ die Ortsauflösung einer einzelnen Messung ist. Alle Strecken sind in Metern und das Magnetfeld B in Tesla anzugeben. Setzt man die Werte, die sich für eine Spur ergeben, die vom Vertex aus die beide Kammern vollständig durchquert, ein, so erhält man für die CJC mit den Parametern:

$$N = 56 \quad \sigma_{r/\varphi} = 150 \mu\text{m} \quad B = 1.136\text{T} \quad l = 0.6\text{m} .$$

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.0042p \quad (44)$$

Zu diesem durch die Messung verursachten Fehler muß noch der Fehler durch Vielfachstreuung hinzugerechnet werden.

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{0.05}{Bl} \sqrt{\frac{1.43l}{x_0}} \quad (45)$$

x_0 ist die mittlere Strahlungslänge des Materials, das das Teilchen durchquert. Da dieser Term nicht mit dem Impuls des Teilchens größer wird, ist er nur für niederenergetische Teilchen relevant.

Die bisherigen Angaben beziehen sich auf die Bestimmung des Transversalimpulses. Der Gesamtimpuls ergibt sich durch die zusätzliche Messung des Polarwinkels θ . Der Fehler dieser Größe kann nicht allein aus den Meßwerten der CJC bestimmt werden, da im Experiment der wichtigste Beitrag zur θ Bestimmung aus den Messungen der Z-Kammern kommt. Die Angabe über die Genauigkeit der θ Messung gibt die Auflösung bei ausschließlicher Verwendung der CJC wieder.

$$\sigma_\theta = \frac{\sigma_z}{l} \sqrt{\frac{12(N-1)}{N(N+1)}} \quad (46)$$

Mit einem Fehler bei der Bestimmung der Z-Position von $\sigma_z \approx 3\text{cm}$ ergibt sich eine Auflösung von $\sigma_\theta \approx 0.023$. Zu diesem Fehler kommt noch ein weiterer Beitrag durch Vielfachstreuung. Dieser Beitrag hat die Größe:

$$\sigma_\theta = \frac{0.015}{p\sqrt{3}} \sqrt{\frac{l}{x_0}} \quad (47)$$

Die angegebenen Auflösungen enthalten keine systematische Fehler. Im Abschnitt über die Anwendung der Kalibration wird eine Abschätzung über die erreichte Auflösung für kosmische Myonen gegeben.

7 Kalibrationskonstanten von Driftkammern

Nachdem in den vorhergehenden Kapiteln die prinzipielle Funktionsweise von Driftkammern und der Aufbau der CJC beschrieben wurde, folgt nun eine Beschreibung der zu bestimmenden Kalibrationsgrößen.

Beim Meßvorgang werden die folgenden Größen gemessen:

- N_W Die Nummer des Drahtes, der ein Signal aufgezeichnet hat.
- T_D Die Zeit zwischen dem Auslösesignal und der Registrierung des Treffers.
- Q_+ Das Integral über den digitalisierten Puls auf der +Z-Seite der CJC.
- Q_- Das Integral über den digitalisierten Puls auf der -Z-Seite der CJC.

Bei der Rekonstruktion der Teilchenspuren werden diese Größen in die folgenden überführt:

- X Die X-Koordinate des Teilchendurchgangs durch die Driftzelle
- Y Die Y-Koordinate des Teilchendurchgangs durch die Driftzelle
- Z Die Z-Koordinate des Teilchendurchgangs durch die Driftzelle
- Q Die vom Teilchen im Driftraum freigesetzte Ladung

Die Aufgabe der Kalibration ist es nun, die für diese Transformation notwendigen Parameter zu ermitteln und zu überwachen.

Der Transformation liegt ein bestimmtes Modell des Verhaltens der Driftkammer zugrunde. Die Abbildung 19 stellt das verwendete Modell dar. Es wird davon ausgegangen, daß ab einer bestimmten Entfernung vom Signaldraht ein homogenes Feld vorhanden ist. In diesem homogenen Bereich bewegen sich die freigesetzten Elektronen mit einer konstanten Geschwindigkeit, V_d genannt. Die Driftrichtung ist in diesem Bereich ebenfalls konstant und wird durch den Lorentzwinkel α_L beschrieben. Die Form der Linien gleicher Driftzeit (Isochronen) wird als annähernd kreisförmig angenommen und wird im Bereich des homogenen Driftraumes als konstant angesehen. Es wird eine vom Winkel der Spur zur Signaldrahtebene abhängige, lineare Korrektur zur Kreisform verwendet.

Innerhalb eines kritischen Abstandes von der Signaldrahtebene wird davon ausgegangen, daß die Elektronen radial zum Signaldraht driften. Die Änderung der Driftgeschwindigkeit mit zunehmender Feldstärke bei Annäherung an den Signaldraht wird durch die Aufteilung dieses Bereiches in zwei Zonen beschrieben. In den beiden Zonen driften die Elektronen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Betrachtet man simulierte Driftwege, so sieht man, daß die Annahme der radialen Drift eine gewisse Vereinfachung darstellt. Die Form der Driftwege entspricht eher Parabelbögen. Ein Vergleich der modellhaften Beschreibung mit der Simulation zeigt jedoch, daß sich die Annahmen eine hinreichend genaue Rekonstruktion erlauben.

Wie im Abschnitt 5 beschrieben, geht in die Bestimmung der Z-Koordinate das Verhältnis der an beiden Seiten der Kammer abgeflossenen Ladung ein. Da die abfließenden Ladungen über zwei verschiedene Verstärker, Kabel und FADC-Kanäle laufen, werden die Unterschiede der beiden Kanäle durch einen Faktor korrigiert. Dieser Faktor wird Verstärkungsverhältnis genannt. Anschließend geht in die Berechnung der Z-Koordinate noch eine Größe ein, die das Impedanzverhältnis von Kammer und

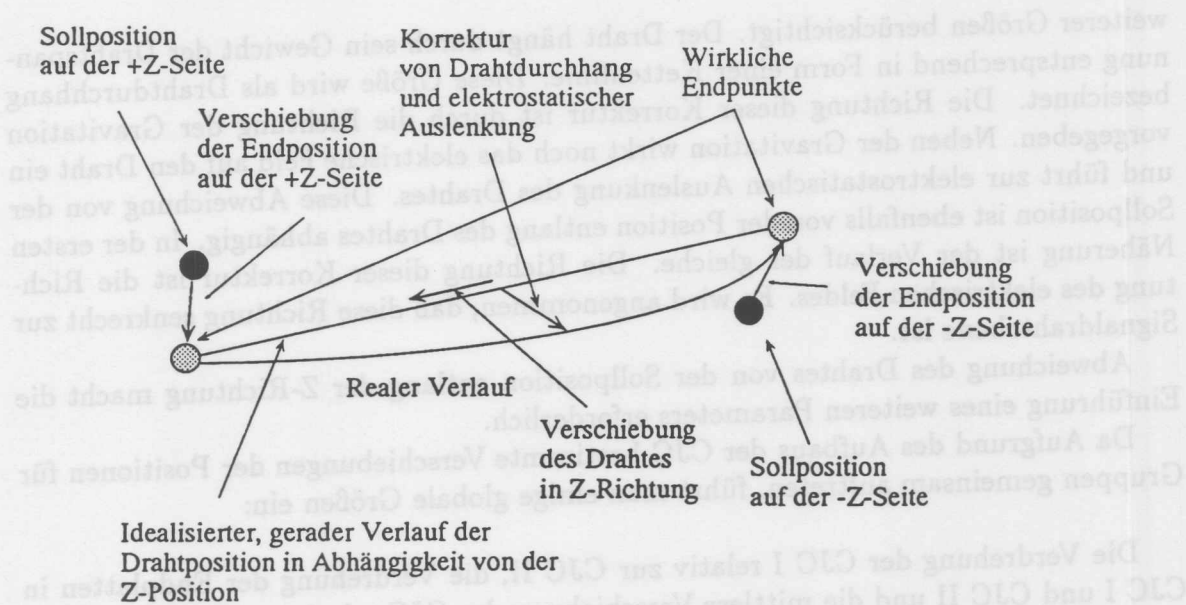


Abbildung 18: Parametrisierung der Drahtposition und möglicher Abweichungen von der Sollposition.

Elektronik beschreibt. Diese Größe wird "Effektive Länge" genannt und ist, da sie von den Eigenschaften des Drahtes und der zum Draht gehörenden Elektronik abhängt, für jeden Draht zu bestimmen.

Die zur Durchführung dieser Transformation notwendigen Parameter lassen sich in verschiedene Gruppen einteilen.

- o Parameter, die durch die Geometrie der Kammer vorgegeben sind.
- o Parameter, die durch den Betriebszustand der Kammer vorgegeben sind.
- o Parameter, die durch die Ausleseelektronik bestimmt werden.

Obschon einige der nun näher beschriebenen Größen nicht nur einer Gruppe zugeordnet werden können, hilft jedoch eine Einteilung dieser Art, die Größen übersichtlich darzustellen.

7.1 Durch die Geometrie bestimmte Parameter

Unter diesem Begriff werden alle Größen betrachtet, die die Position der Signaldrähte beschreiben. Die Abweichung der Lage eines Drahtes von der Sollposition wird wie folgt beschrieben (siehe Abb.18):

Der Draht wird als Gerade idealisiert. Die Koordinaten der Endpunkte des Drahtes beschreiben den Verlauf dieser Gerade. Zu jedem Draht gibt es also zwei Vektoren, die die Abweichung der Lage der Endpunkte des Drahtes in der r/φ -Ebene beschreiben. Die Abweichung des realen Drahtes von der Geradenform wird durch Einführung zweier

weiterer Größen berücksichtigt. Der Draht hängt durch sein Gewicht der Drahtspannung entsprechend in Form einer Kettenlinie. Diese Größe wird als Drahtdurchhang bezeichnet. Die Richtung dieser Korrektur ist durch die Richtung der Gravitation vorgegeben. Neben der Gravitation wirkt noch das elektrische Feld auf den Draht ein und führt zur elektrostatischen Auslenkung des Drahtes. Diese Abweichung von der Sollposition ist ebenfalls von der Position entlang des Drahtes abhängig. In der ersten Näherung ist der Verlauf der gleiche. Die Richtung dieser Korrektur ist die Richtung des elektrischen Feldes. Es wird angenommen, daß diese Richtung senkrecht zur Signaldrahtebene ist.

Abweichung des Drahtes von der Sollposition entlang der Z-Richtung macht die Einführung eines weiteren Parameters erforderlich.

Da Aufgrund des Aufbaus der CJC bestimmte Verschiebungen der Positionen für Gruppen gemeinsam auftreten, führt man einige globale Größen ein:

Die Verdrehung der CJC I relativ zur CJC II, die Verdrehung der Endplatten in CJC I und CJC II und die mittlere Verschiebung der CJC relativ zum H1-Koordinatensystem. Da die Streuung der Drahtspannungen und Drahtmassen gering sind, wird für alle Drähte gleicher Durchhang und elektrostatische Auslenkung angenommen. Er liegt, wie später noch genauer begründet wird, in der Mitte der Kammer bei etwa $75\mu\text{m}$ bzw. bei $40\mu\text{m}$.

7.2 Vom Betriebszustand der Kammer abhängige Parameter

Zu dieser Gruppe von Parametern gehören vor allem die, die den Driftvorgang beschreiben. Diese Größen hängen von der verwendeten Gasmischung, dem magnetischen Feld, den Betriebsspannungen und den Druck- und Temperaturverhältnissen innerhalb der Kammer ab. In Abb.19 ist die modellhafte Beschreibung des Driftvorganges dargestellt. Dieses Modell benötigt die folgenden Parameter zur Beschreibung des Driftvorganges.

- V_d Die Geschwindigkeit, mit der die Elektronen im homogenen Feldbereich driften.
- α_L Der Winkel, unter dem die Elektronen im homogenen Feldbereich driften⁹.
- R_{Iso} Der Radius, bei dem der Übergang zu radialen Driftwegen erfolgt¹⁰.
- R_{V_d1} Der Radius, ab dem die erste veränderte Driftgeschwindigkeit benutzt wird.
- V_{d1} Die Driftgeschwindigkeit zwischen R_{V_d2} und R_{V_d1} .
- R_{V_d2} Der Radius, ab dem die zweite veränderte Driftgeschwindigkeit benutzt wird.
- V_{d2} Die Driftgeschwindigkeit für Driftstrecken, die kleiner als R_{V_d2} sind.
- I_{so+} Steigung der linearen Korrektur zur kreisförmigen Isochronen.
- I_{so-} Wie I_{so+} , jedoch für die untere Hälfte der Isochronen.
- G_v Die Größe der Gasverstärkung.

Einige der Parameter sind für viele Drähte gleich und müssen nicht für jeden Driftraum getrennt bestimmt werden. Dies sind z.B. die Parameter V_d , α_L , R_{Iso} ,

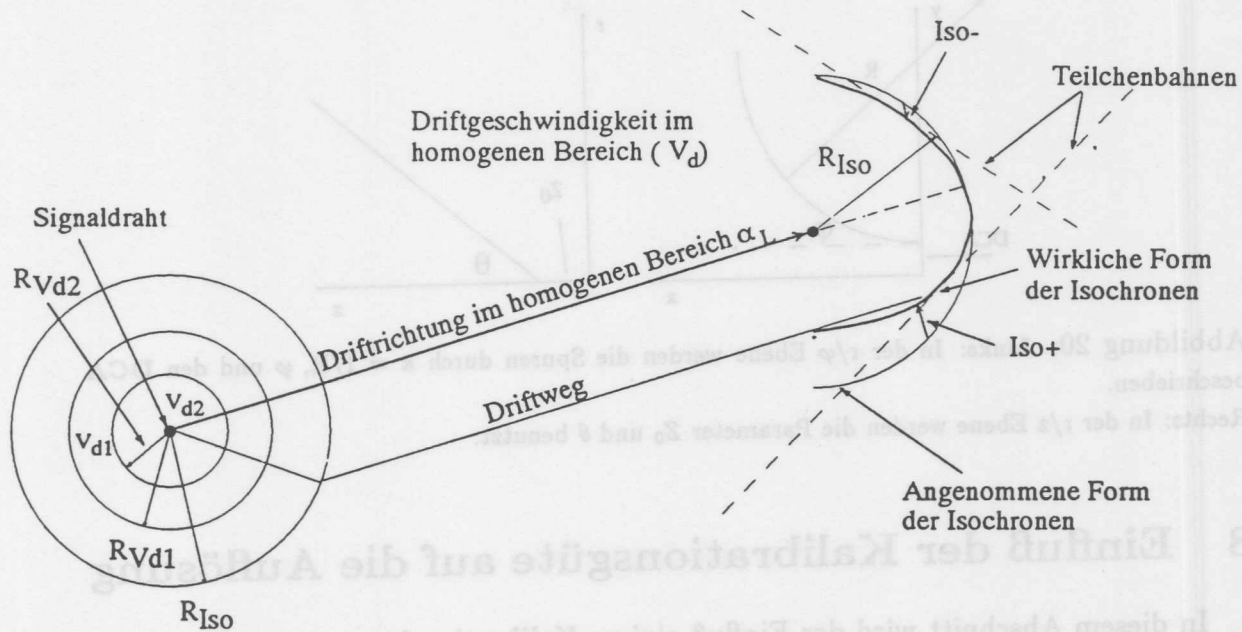


Abbildung 19: Modell des Driftvorganges

R_{Vd1} , V_{d1} , R_{Vd2} , V_{d2} , I_{so+} und I_{so-} .

7.3 Von der Ausleseelektronik bestimmte Parameter

Die Effekte der Ausleseelektronik auf die Koordinatenbestimmung lassen sich in zwei Gruppen aufteilen.

- o Effekte, die die gemessenen Zeiten beeinflussen.
- o Effekte, die die gemessenen Ladungen beeinflussen.

Die Driftzeit berechnet sich wie folgt aus den gemessenen Zeiten.

$$T_D = T_G - T_{0W} - T_{0E} \quad (48)$$

Hierbei bedeuten:

- T_D Die Driftzeit
- T_G Die gemessene Zeit
- T_{0W} Der mittlere Zeitunterschied des Drahtes relativ zu den anderen Drähten.
- T_{0E} Der Zeitunterschied zwischen Auslösesignal und Ereigniszeitpunkt.

Zusätzlich zu diesen Größen ist eine Kenntnis des Zeitunterschiedes zwischen den beiden Kanälen eines Drahtes von Interesse.

Die gemessene Ladung wird durch unterschiedliche Verstärkungsfaktoren und Unterschiede im Widerstand der Auslesekanäle beeinflusst. Bei der Umrechnung der Ladungsasymetrie in die Z-Koordinate des Treffers wird die sogenannte "Effektive Länge" des Drahtes benötigt.

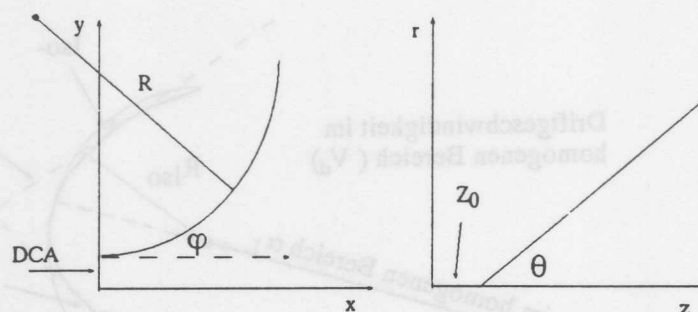


Abbildung 20: Links: In der r/φ Ebene werden die Spuren durch $\kappa = 1/R$, φ und den DCA beschrieben.

Rechts: In der r/z Ebene werden die Parameter z_0 und θ benutzt.

8 Einfluß der Kalibrationsgüte auf die Auflösung

In diesem Abschnitt wird der Einfluß einiger Kalibrationskonstanten auf die Genauigkeit, mit der Spurparameter bestimmt werden, untersucht. Diese Untersuchung ist erforderlich, um die notwendige Genauigkeit, mit der die Kalibrationskonstanten bestimmt werden müssen, zu ermitteln. Es wird dabei wie folgt vorgegangen:

Es werden Spuren simuliert, die durch beide Kammern verlaufen und einen Impuls von 5 GeV bis 50 GeV haben. Die simulierten Spuren sind in φ gleichverteilt. In θ wurde der Winkelbereich, in dem Spuren generiert wurden, so eingeschränkt, daß alle Spuren beide Kammern vollständig durchlaufen. Da der Einfluß einer Fehlkalibration getrennt von anderen Effekten untersucht werden sollte, wurde auf die Simulation von Vielfachstreuung verzichtet. Die intrinsische Ortsauflösung, mit der die Meßpunkte auf den Spuren simuliert wurden, beträgt $150\mu\text{m}$ in der r/φ -Ebene und 2cm für die Koordinate in Drahrichtung.

Diese Spuren werden nun mit abweichenden Kalibrationskonstanten rekonstruiert. Die Spurparameter, die sich bei dieser Rekonstruktion ergeben, werden mit den simulierten Parametern verglichen. Aus dem Vergleich kann die Genauigkeit bestimmt werden, mit der die Parameter rekonstruiert wurden. Darüber hinaus läßt sich der Einfluß einer eventuellen Fehlkalibrierung ermitteln. Um den Einfluß der Kalibrationsgrößen von dem der intrinsischen Auflösung trennen zu können, wird erst eine Rekonstruktion mit korrekter Kalibration durchgeführt und aus dieser Analyse der intrinsische Fehler bestimmt. Für die Spuren wird die in Abb.20 dargestellte Parametrisierung benutzt. Es werden die folgenden Größen zur Beschreibung der Spuren verwendet:

- $\kappa = 1 / r$ Der inverse Radius der Spur in der r/φ Ebene ist ein Maß für den Transversalimpuls. Der P_T ergibt sich aus κ gemäß $P_T = \frac{1}{\kappa} 0.3 B$ P in GeV/c B in Tesla κ in 1/m
- φ Der Winkel der Spur am Punkt mit dem geringsten Abstand zum Vertex

- DCA ¹¹ Minimaler Abstand der Spur vom nominellen Vertex ¹²
- θ Der Winkel zwischen Spur und Strahlachse am DCA
- Z_0 Der Abstand der Spur entlang der Z-Achse vom Vertex.

Abb.21 zeigt die Verteilung des Fehlers von κ , wie er sich bei Verwendung korrekter Konstanten ergibt. Aus der Breite der Verteilung kann auf den Fehler von κ geschlossen werden. κ ist in der Einheit 1/cm angegeben. Die Meßgenauigkeit des Impulses ergibt sich dann gemäß der oben angegebenen Formel zu :

$$\frac{\sigma_P}{P^2} = \sigma_\kappa \frac{100}{0.3 B} [1/GeV] \quad (49)$$

Aus der Simulation ergibt sich für rekonstruierte Impulswerte eine Varianz von:

$$\frac{\sigma_P}{P^2} = 0.53\%/GeV \quad (50)$$

Den Fehler des rekonstruierten φ Winkels zeigt Abb.22. Er hat eine Größe von:

$$\sigma_\varphi = 0.9\text{mrad} \quad (51)$$

Der θ -Winkel kann mit einer Genauigkeit bestimmt werden, die sich aus der Abb.23 ergibt. Sie ist:

$$\sigma_\theta = 12.4\text{mrad} \quad (52)$$

Die Abweichung des DCA ist in Abb.24 zu sehen. Die Verteilung hat eine Breite von 0.025cm.

$$\sigma_{\text{DCA}} = 0.021\text{cm}. \quad (53)$$

Die Auflösungen, die sich für die rekonstruierten Spuren ergeben, stimmen mit den Auflösungen, die sich gemäß der Rechnungen nach [GLUE63] ergeben, wie folgt überein:

Größe	Theoretische Auflösung	Rekonstruierte Auflösung
$\frac{\sigma_P}{P^2}$	0.42%/GeV	0.53%/GeV
σ_φ	0.7 mrad	0.9 mrad
σ_θ	15.0 mrad	12.4 mrad
σ_{DCA}	0.015cm	0.021cm.

Aus den Verteilungen lassen sich geringe systematische Abweichungen erkennen. Ob diese geringen Verschiebungen ihre Ursache in einer fehlerhaften Rekonstruktion oder einer fehlerhaften Simulation haben, ist nicht weiter untersucht worden. Für die Abschätzung des Einflusses nicht korrekter Kalibrationskonstanten auf die Präzision, mit der die Spurparameter rekonstruiert werden können, sind diese Verschiebungen unerheblich, da nicht die Genauigkeit, sondern die Änderung der Genauigkeit in Abhängigkeit vom Ausmaß der Fehlkalibration untersucht werden soll.

Es wird im Einzelnen der Einfluß folgender Kalibrationsgrößen untersucht:

¹¹(Distance of Closest Approach DCA)

¹²Es handelt sich hierbei nicht um den Ereignisvertex, sondern um den angenommenen Vertex.

T_0 Der globale Ereigniszeitpunkt

V_d Die Driftgeschwindigkeit

α_L Der Lorentzwinkel

Für die Untersuchung des Einflusses der Konstanten T_0, V_d und α_L wird ein Satz von Spuren mit einer großen Anzahl von Treffern (> 50) selektiert.

$$(49) \quad \frac{v_d}{\beta c} = \frac{100}{0.3 B} [GeV]$$

$$(50) \quad \frac{v_d}{\beta c} = 0.338 [GeV]$$

$$(51) \quad \alpha_L = 0.9 \text{ mrad}$$

$$(52) \quad \alpha_L = 12.4 \text{ mrad}$$

$$(53) \quad \sigma_{DCA} = 0.021 \text{ cm}$$

Größe	Theoretische Auflösung	Rekonstruierte Auflösung
$\frac{v_d}{\beta c}$	0.429 GeV	0.338 GeV
α_L	0.7 mrad	0.9 mrad
α_L	18.0 mrad	12.4 mrad
σ_{DCA}	0.015 cm	0.021 cm

Aus den Verteilungen lassen sich geringe systematische Abweichungen erkennen. Ob diese geringen Verschiebungen ihre Ursache in einer fehlerhaften Rekonstruktion oder einer fehlerhaften Simulation haben, ist nicht weiter untersucht worden. Für die Abschätzung des Einflusses nicht korrekter Kalibrationskonstanten auf die Präzision, mit der die Spurparameter rekonstruiert werden können, sind diese Verschiebungen unerheblich, da nicht die Genauigkeit, sondern die Änderung der Genauigkeit in Abhängigkeit vom Ansatz der Feinkalibration untersucht werden soll.

Es wird im Einzelnen der Einfluss folgender Kalibrationsgrößen untersucht:

¹¹ Distance of Closest Approach (DCA)

¹² Es handelt sich hierbei nicht um den Ereignisvertex, sondern um den rekonstruierten Vertex.

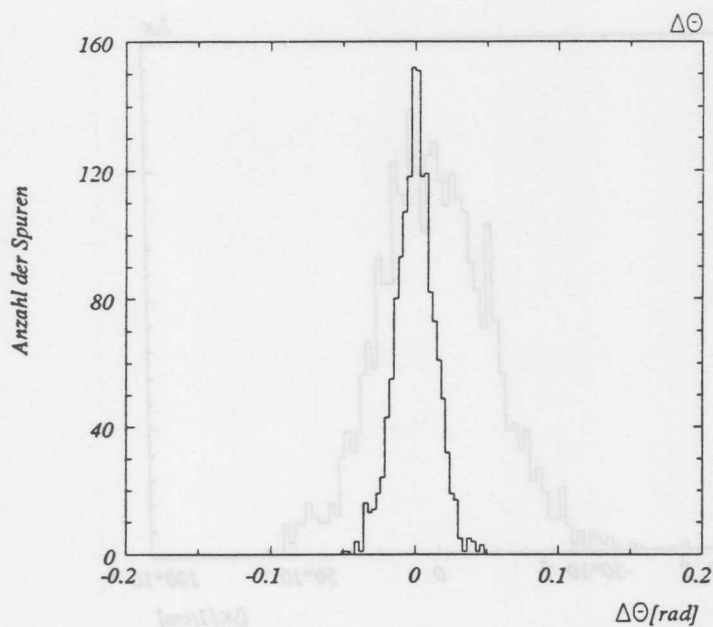


Abbildung 23: Abweichung des rekonstruierten θ vom vorgegebenen Wert. Die Breite der Verteilung beträgt 12.4 mrad.

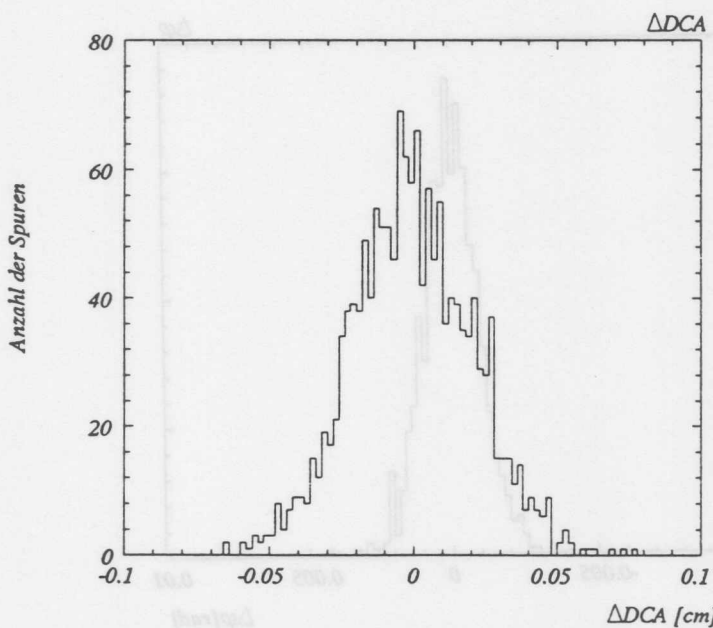


Abbildung 24: Abweichung des rekonstruierten DCA vom vorgegebenen Wert. Die Breite der Verteilung beträgt 210 μm .

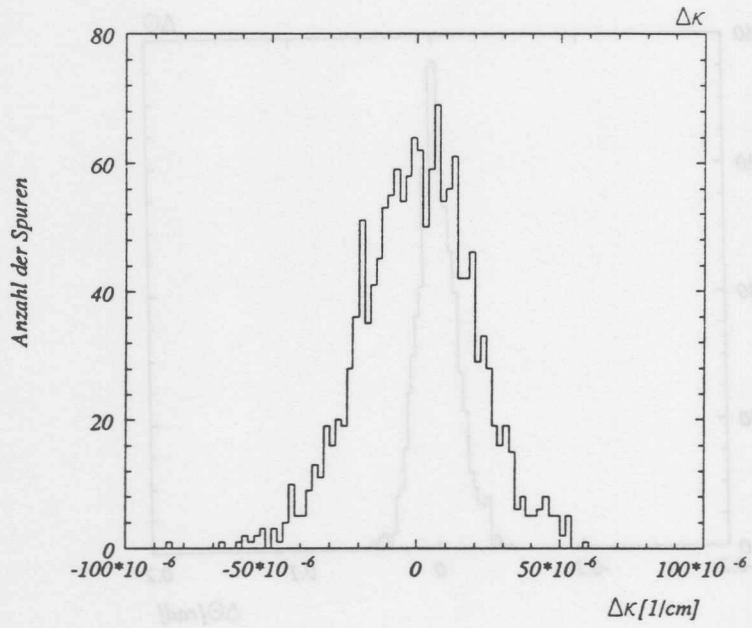


Abbildung 21: Abweichung des rekonstruierten κ vom vorgegebenen Wert. Die Breite der Verteilung beträgt $18.4 \cdot 10^{-6} \text{ 1/cm}$. Dies entspricht einer Impulsauflösung von σ_p/p^2 von 0.53%.

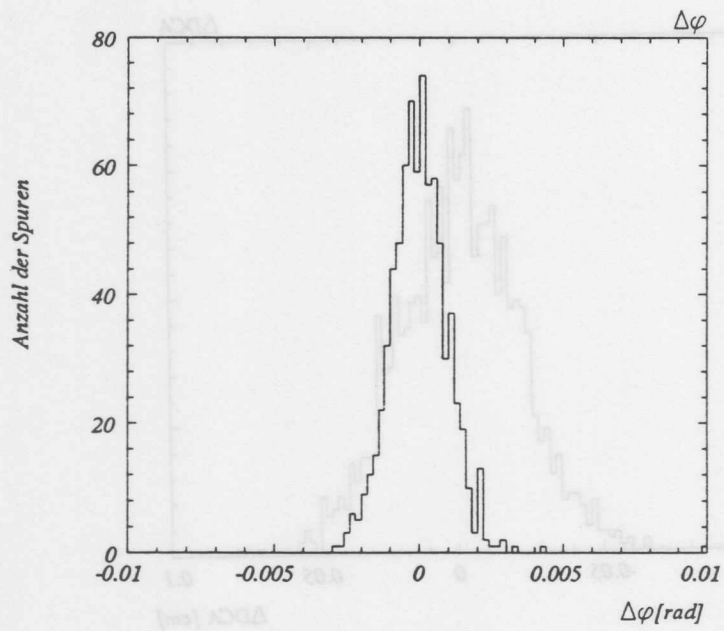


Abbildung 22: Abweichung des rekonstruierten φ vom vorgegebenen Wert. Die Breite der Verteilung beträgt 0.9 mrad.

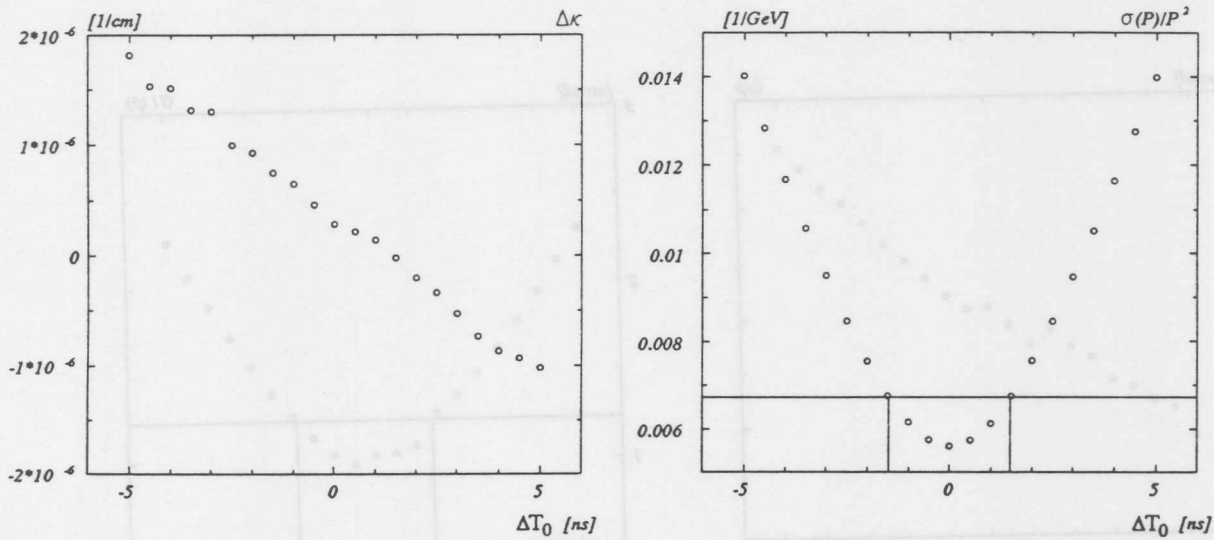


Abbildung 25: Links: Mittelwert der Abweichung des rekonstruierten κ in Abhängigkeit vom Zeitnullpunktsfehler ΔT_0 .

Rechts: Die relative Impulsauflösung in Abhängigkeit vom Zeitnullpunktsfehler. Die horizontale Linie zeigt die Grenze für eine Verschlechterung der Impulsauflösung um 20% durch die Fehlkalibration

8.1 Einfluß des Zeitnullpunktes

Ein Fehler im Zeitnullpunkt sollte sich nur in den Koordinaten auswirken, die die Lage der Spur in der r/φ Ebene beschreiben. Der Ereigniszeitpunkt wurde künstlich um $\pm 5ns$ in $0.5ns$ Schritten verschoben und der Effekt auf die Größen DCA, φ und κ untersucht. Es ergibt sich der in den Abb.[25], [26],[27] gezeigte Verlauf der Mittelwerte und der Fehler dieser Größen in Abhängigkeit vom Zeitnullpunktsfehler. Eine Verschlechterung der Auflösung um 20% wird als wesentlich erachtet. Die eingezeichnete horizontale Linie zeigt die Lage dieser Grenze. Die vertikalen Linien in den Diagrammen zeigen die Fehlkalibration an, bei der diese Grenze überschritten wird. Die Mittelwerte der Abweichungen verschieben sich bei einer Fehlkalibration nur geringfügig. Die Breite der Verteilungen nimmt jedoch bei einer Fehlkalibration stark zu. Für Fehler kleiner als $1.75ns$ ist die Auflösung, mit der der Impuls bestimmt werden kann, im Toleranzbereich der intrinsischen Auflösung. Daraus ergibt sich die Forderung, daß der Ereigniszeitpunkt auf $1.75ns$ genau bekannt sein sollte.

Die systematische Verschiebung der Parameter läßt sich hinreichend durch ein lineares Verhalten beschreiben. Man erhält im Mittel:

$$\frac{\Delta \kappa}{\Delta T_0} = -2.9 \cdot 10^{-7} \frac{1/cm}{ns}$$

$$\frac{\Delta \varphi}{\Delta T_0} = 0.029 \frac{mrad}{ns}$$

$$\frac{\Delta DCA}{\Delta T_0} = 2.1 \frac{\mu m}{ns}$$

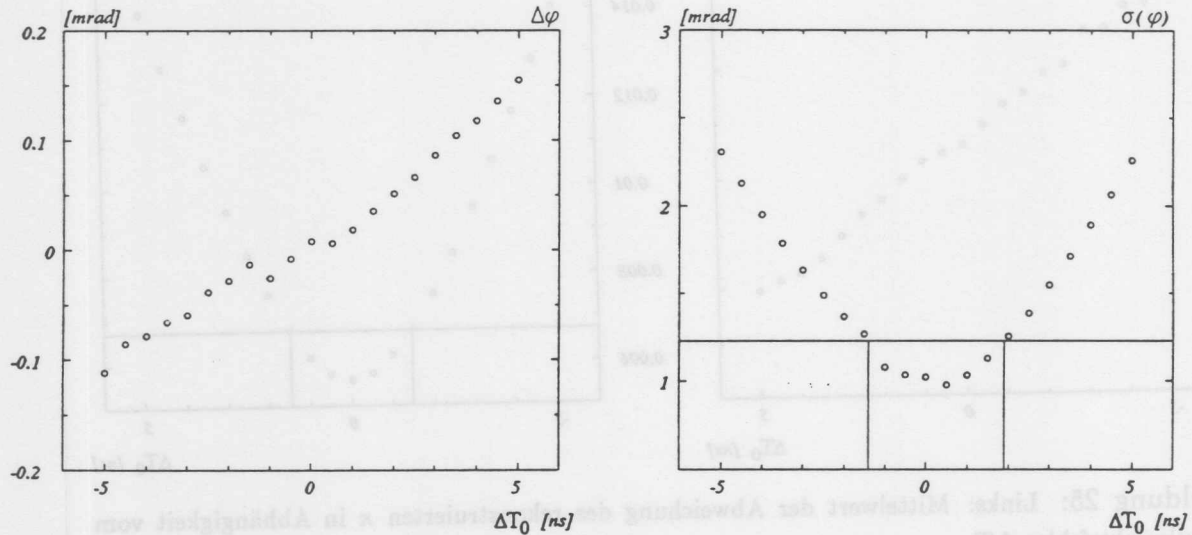


Abbildung 26: Links: Mittelwert der Abweichung des rekonstruierten φ in Abhängigkeit vom Zeitnullpunktfehler.

Rechts: σ_φ in Abhängigkeit vom Zeitnullpunktfehler. Die horizontale Linie markiert die Grenze für eine Zunahme des Fehlers, bei der Bestimmung von φ , um 20% durch die Fehlkalibration

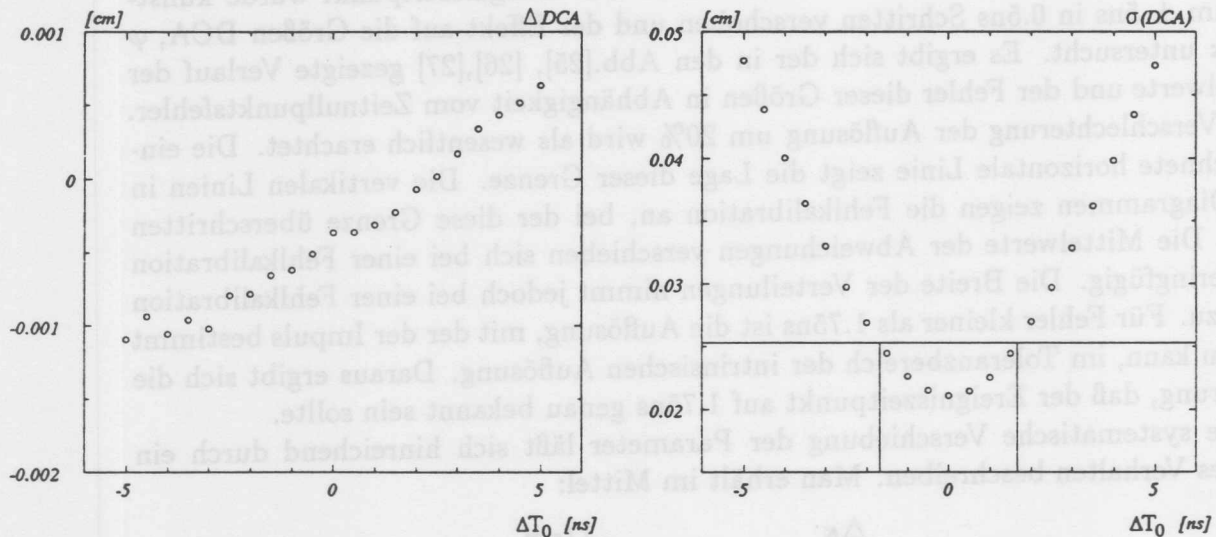


Abbildung 27: Links: Mittelwert der Abweichung des rekonstruierten DCA in Abhängigkeit vom Zeitnullpunktfehler.

Rechts: σ_{DCA} in Abhängigkeit vom Zeitnullpunktfehler. Die horizontale Linie zeigt die Grenze für eine Verschlechterung der Auflösung um 20% durch die Fehlkalibration

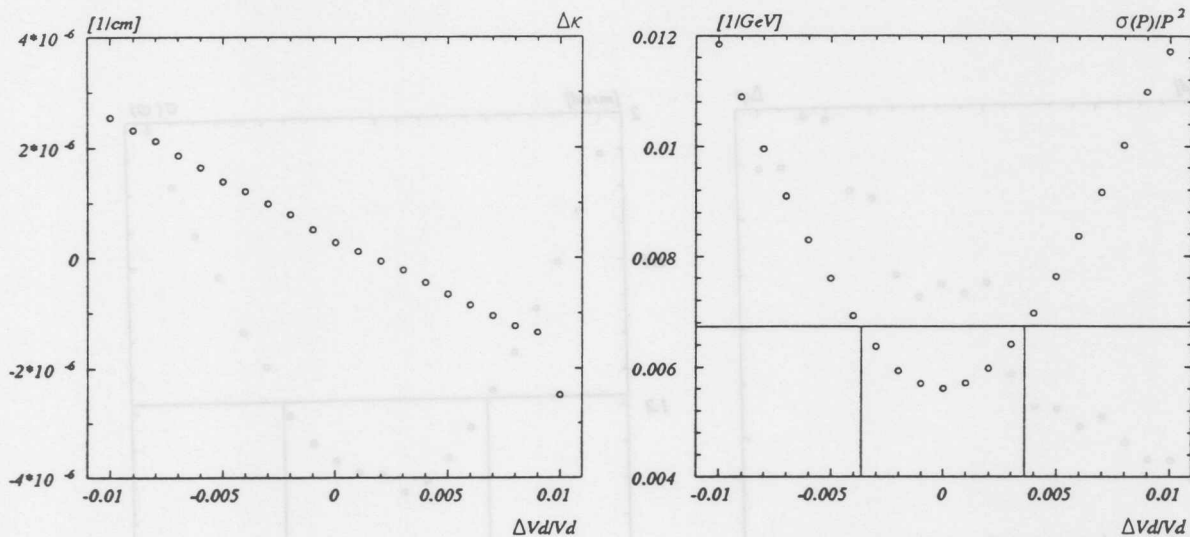


Abbildung 28: Links: Mittelwert der Abweichung des rekonstruierten κ in Abhängigkeit vom Fehler der Driftgeschwindigkeit.

Rechts: Die relative Impulsauflösung in Abhängigkeit vom Fehler der Driftgeschwindigkeit. Die horizontale Linie zeigt die Grenze für eine Zunahme des Impulsfehlers um 20%, bedingt durch die Fehlkalibration

Daraus ergibt sich als gravierenster Effekt, daß sich die Auflösung der Messung selbst verschlechtert. Die systematische Verschiebung der rekonstruierten Parameter ist bei kleinen Fehlkalibrationen vernachlässigbar. Bei einer geringen Fehlkalibration im Bereich einiger ns kann weiterhin davon ausgegangen werden, daß die rekonstruierten Spuren im Mittel den wahren Teilchenbahnen entsprechen.

8.2 Einfluß der Driftgeschwindigkeit

Ein Fehler in der Driftgeschwindigkeit sollte sich ebenfalls nur in der r/φ Ebene auswirken. Es wurde die bei der Rekonstruktion verwendete Driftgeschwindigkeit um $\pm 1\%$ in 0.1% Schritten variiert. Abb.[28], [29], [30] zeigen den Verlauf der Fehler und der Breiten der Fehlerverteilung in Abhängigkeit vom Driftgeschwindigkeitsfehler. Aus der Auflösung, mit der der Impuls, bei den Gegebenen intrinsischen Auflösungen und der Geometrie der Kammer, bestimmt werden kann, ergibt sich die Forderung für die Genauigkeit, mit der die Driftgeschwindigkeit bestimmt werden muß zu 0.4% . Aufgrund der Geometrie der CJC muß mit unterschiedlichen Fehlern in Abhängigkeit vom φ Winkel der Spur gerechnet werden. Eine Untersuchung im Bereich einer Fehlkalibration von 1% läßt jedoch keine φ -Abhängigkeit der Krümmung erkennen.

Wie bei der Untersuchung des Effektes eines falschen Zeitnullpunktes auf die rekonstruierten Spurparameter, so läßt sich bei Verwendung einer falschen Driftgeschwindigkeit ebenfalls nur eine geringe Verschiebung der bestimmten Größen feststellen.

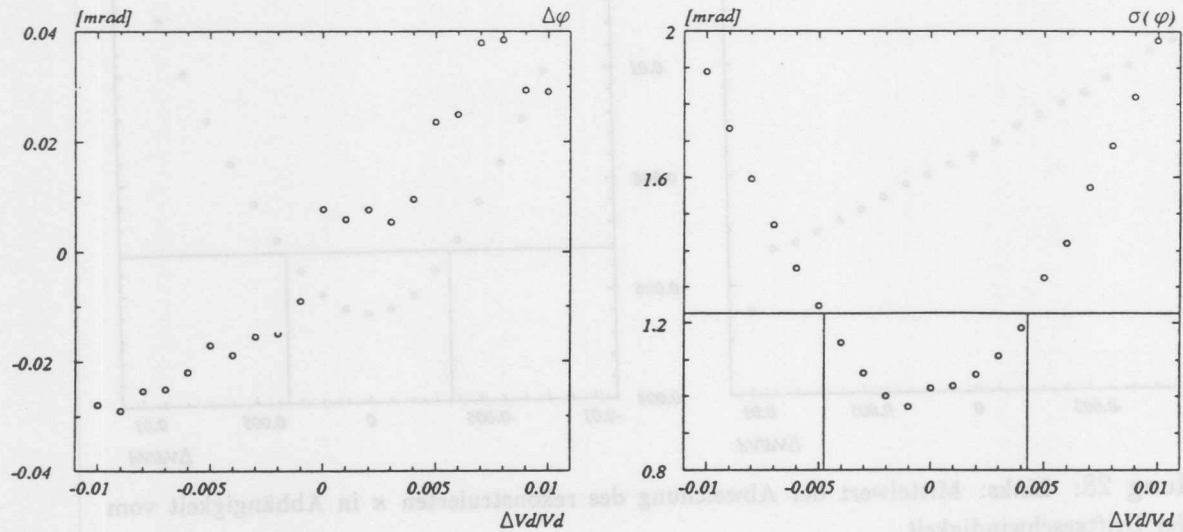


Abbildung 29: Links: Mittelwert der Abweichung des rekonstruierten φ in Abhängigkeit vom Fehler der Driftgeschwindigkeit.

Rechts: σ_φ in Abhängigkeit vom Fehler der Driftgeschwindigkeit. Unterhalb der horizontalen Linie ist die Zunahme des Fehlers durch die Fehlkalibration kleiner 20%.

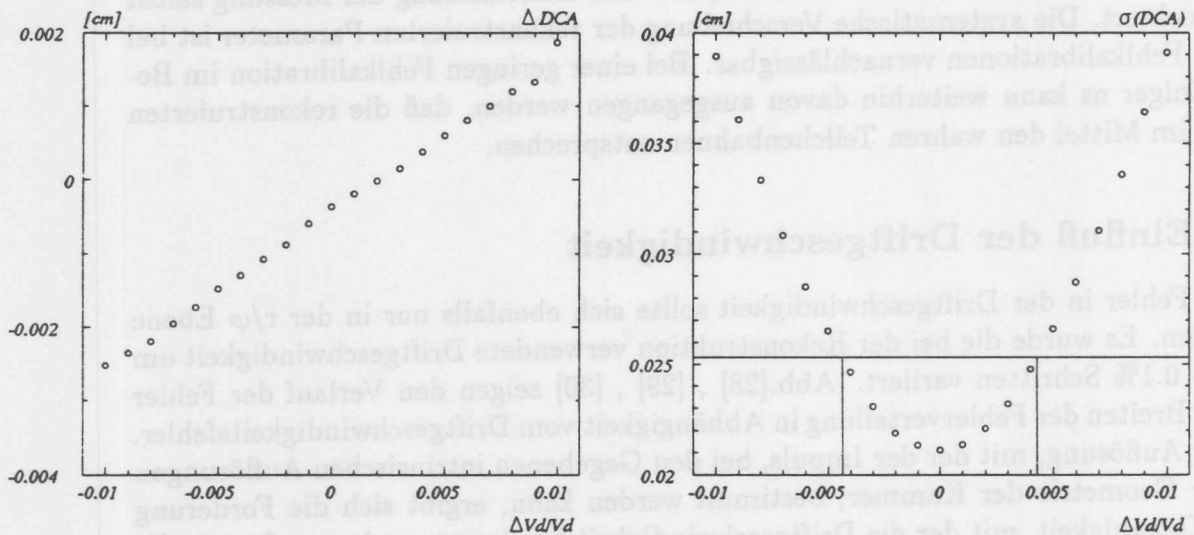


Abbildung 30: Links: Mittelwert der Abweichung des rekonstruierten DCA in Abhängigkeit vom Fehler der Driftgeschwindigkeit.

Rechts: σ_{DCA} in Abhängigkeit vom Fehler der Driftgeschwindigkeit. Die horizontale Linie zeigt die Grenze für eine Zunahme des Gesamtfehlers um 20% durch die Fehlkalibration

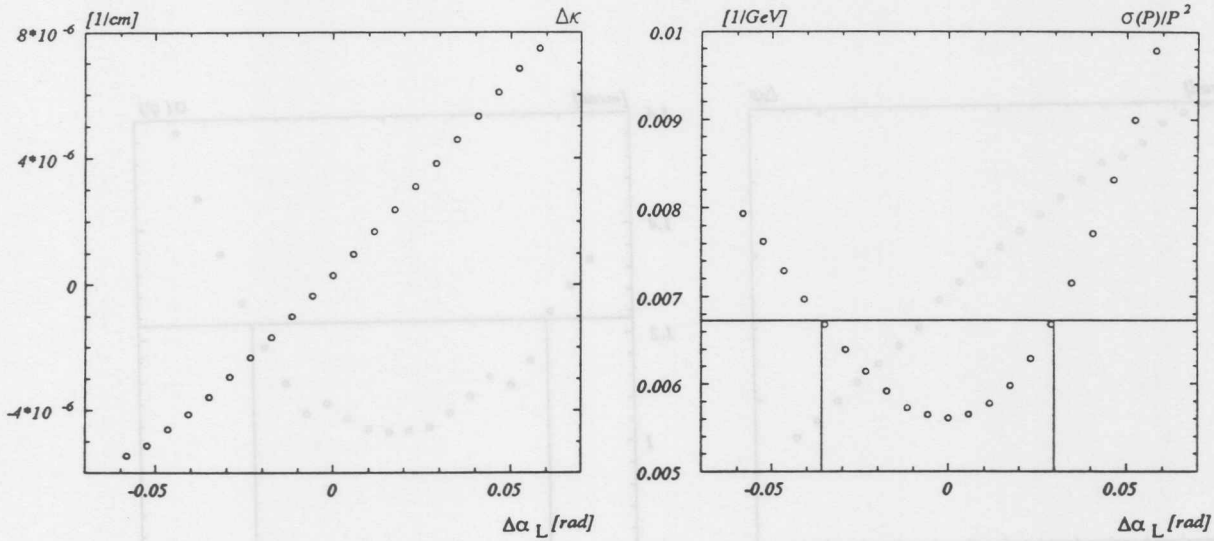


Abbildung 31: Links: Mittelwert der Abweichung des rekonstruierten κ in Abhängigkeit vom Fehler des Lorentzwinkels.

Rechts: Die relative Impulsaufösung in Abhängigkeit vom Fehler des Lorentzwinkels. Die horizontale Linie zeigt die Grenze für eine 20% Zunahme des Fehlers der Impulsbestimmung, bei einer Mißkalibration

Diese Verschiebung zeigt ebenfalls ein lineares Verhalten. Man erhält für die Driftgeschwindigkeit:

$$\frac{\Delta \kappa}{\Delta V_d/V_d} = -2.11 \cdot 10^{-4} \frac{1}{cm}$$

$$\frac{\Delta \varphi}{\Delta V_d/V_d} = 3.64 mrad$$

$$\frac{\Delta DCA}{\Delta V_d/V_d} = 0.213 cm$$

Bei einer Rekonstruktion unter Verwendung einer geringfügig falschen Driftgeschwindigkeit entspricht also die rekonstruierte Spur im Mittel der wahren Bahn.

8.3 Einfluß des Lorentzwinkels

Für den Lorentzwinkel wurde eine Untersuchung, ähnlich der des Fehlers in der Driftgeschwindigkeit, durchgeführt. Der Lorentzwinkel wurde um $\pm 3.3^\circ$ in $1/3^\circ$ Schritten verändert. Für die Mittelwerte und Breiten der Abweichungen ergibt sich der in Abb.[31], [32], [33] gezeigte Verlauf. Aus der Impulsaufösung ergibt sich eine geforderte Genauigkeit von 2.1° für die Lorentzwinkelbestimmung.

Für die Verschiebung der Mittelwerte der Spurparameter und der Veränderung der Fehler der Parameter in Abhängigkeit von einem falsch gewählten Lorentzwinkel

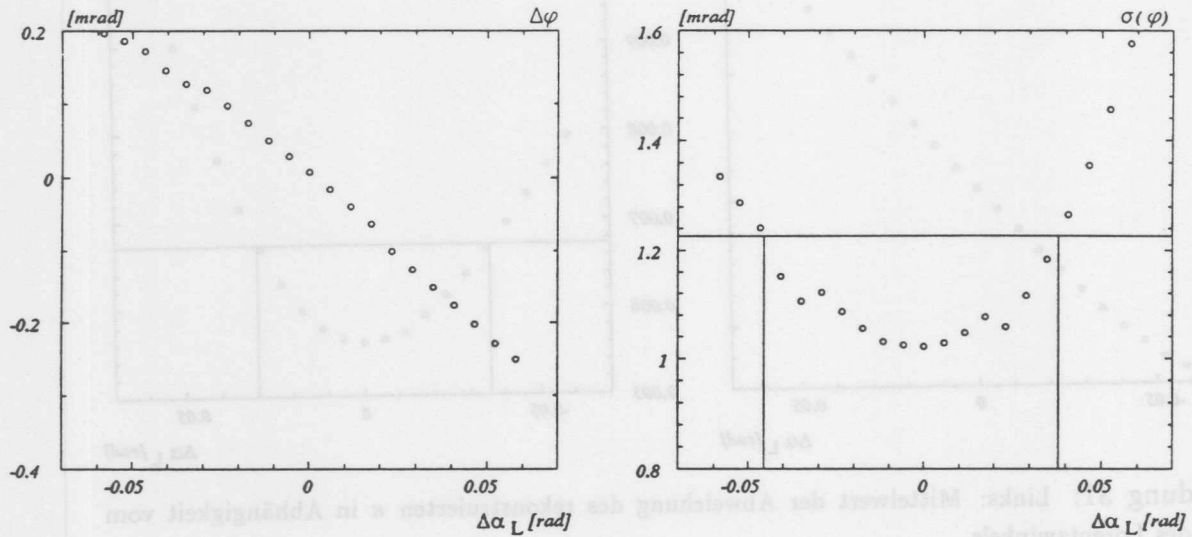


Abbildung 32: Links: Mittelwert der Abweichung des rekonstruierten φ in Abhängigkeit vom Fehler des Lorentzwinkels. Rechts: σ_φ in Abhängigkeit vom Fehler des Lorentzwinkels. Die horizontale Linie zeigt die Grenze für eine Zunahme des Fehlers um 20% durch die Fehlkalibration

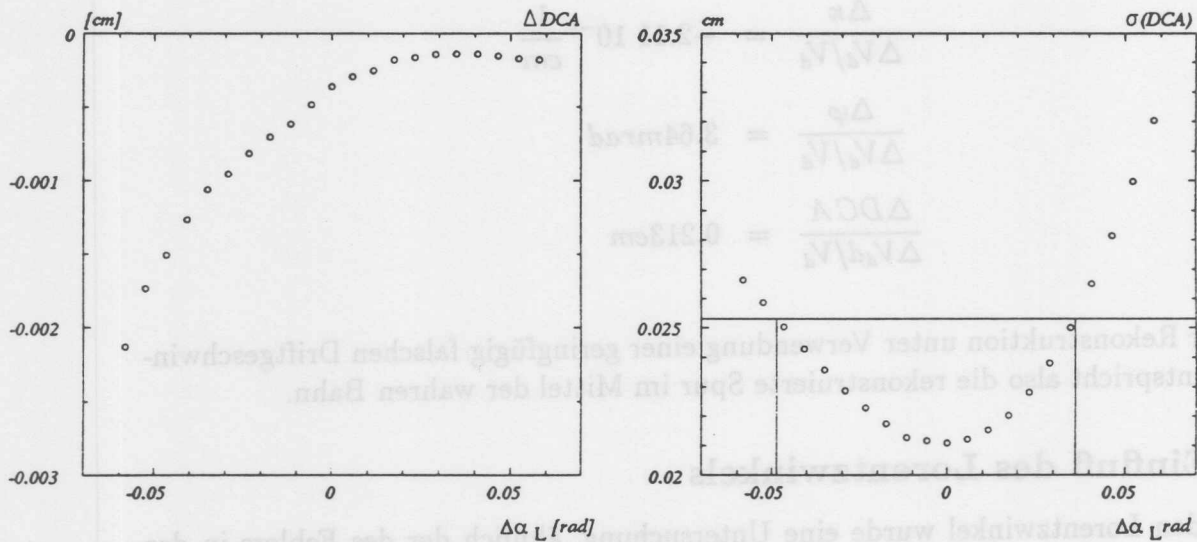


Abbildung 33: Links: Mittelwert der Abweichung des rekonstruierten DCA in Abhängigkeit vom Fehler des Lorentzwinkels. Rechts: σ_{DCA} in Abhängigkeit vom Fehler des Lorentzwinkels. Die horizontale Linie zeigt die Grenze bei der der Fehler, bedingt durch die Fehlkalibration, um 20% zunimmt

gelten die gleichen Argumente, wie sie in den beiden vorhergehenden Abschnitten aufgeführt wurden. Im Mittel ergibt sich:

$$\frac{\Delta\kappa}{\Delta\alpha_L} = 1.14 \cdot 10^{-4} \frac{1/cm}{rad}$$

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\alpha_L} = -4.036 \frac{mrad}{rad}$$

$$\frac{\Delta DCA}{\Delta\alpha_L} = 640 \frac{\mu m}{rad}$$

8.4 Anforderungen an die Kalibration

Aus der Analyse simulierter Spuren ergeben sich für die erforderlichen Genauigkeiten der Kalibrationsgrößen Driftgeschwindigkeit, Lorentzwinkel und Zeitnullpunkt folgende Grenzwerte:

- $\sigma_{V_d} < 0.4\%$
- $\sigma_{\alpha_L} < 2.1^\circ$
- $\sigma_{T_0} < 1.75 ns$

Bei einer Fehlkalibration von der Größe dieser Grenzwerte ergibt sich für die Genauigkeit, mit der die Spurparameter rekonstruiert werden können, eine Verschlechterung um 20%. Die systematischen Verschiebungen sind gering, und ihre Abhängigkeit von den Fehlern der Kalibrationskonstanten kann für kleine Fehlkalibrationen als linear angenommen werden. Die folgende Tabelle faßt dies zusammen:

Man erhält im Mittel:

$$\frac{\Delta\kappa}{\Delta T_0} = -2.9 \cdot 10^{-7} \frac{1/cm}{ns}$$

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta T_0} = 0.029 \frac{mrad}{ns}$$

$$\frac{\Delta DCA}{\Delta T_0} = 2.1 \frac{\mu m}{ns}$$

$$\frac{\Delta\kappa}{\Delta V_d/V_d} = -2.11 \cdot 10^{-4} \frac{1}{cm}$$

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta V_d/V_d} = 3.64 mrad$$

$$\frac{\Delta DCA}{\Delta V_d/V_d} = 0.213 cm$$

$$\frac{\Delta\kappa}{\Delta\alpha_L} = 1.14 \cdot 10^{-4} \frac{1/cm}{rad}$$

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\alpha_L} = -4.036 \frac{mrad}{rad}$$

$$\frac{\Delta DCA}{\Delta\alpha_L} = 640 \frac{\mu m}{rad}$$

Die Wirkung einer gleichzeitigen Veränderung mehrerer Kalibrationsgrößen wurde nicht untersucht. Da sich die Effekte verschiedener Konstanten zum Teil aufheben, behalten die angegebenen Grenzen auch für den allgemeinen Fall einer Fehlkalibration ihre Gültigkeit.

Für die in den späteren Kapiteln beschriebenen Verfahren zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten ist von besonderer Bedeutung, daß die systematische Verschiebung der gemessenen Größen gering ist und Fehler in der Kalibration für lange Spuren weitgehend durch die Kammergeometrie kompensiert werden.

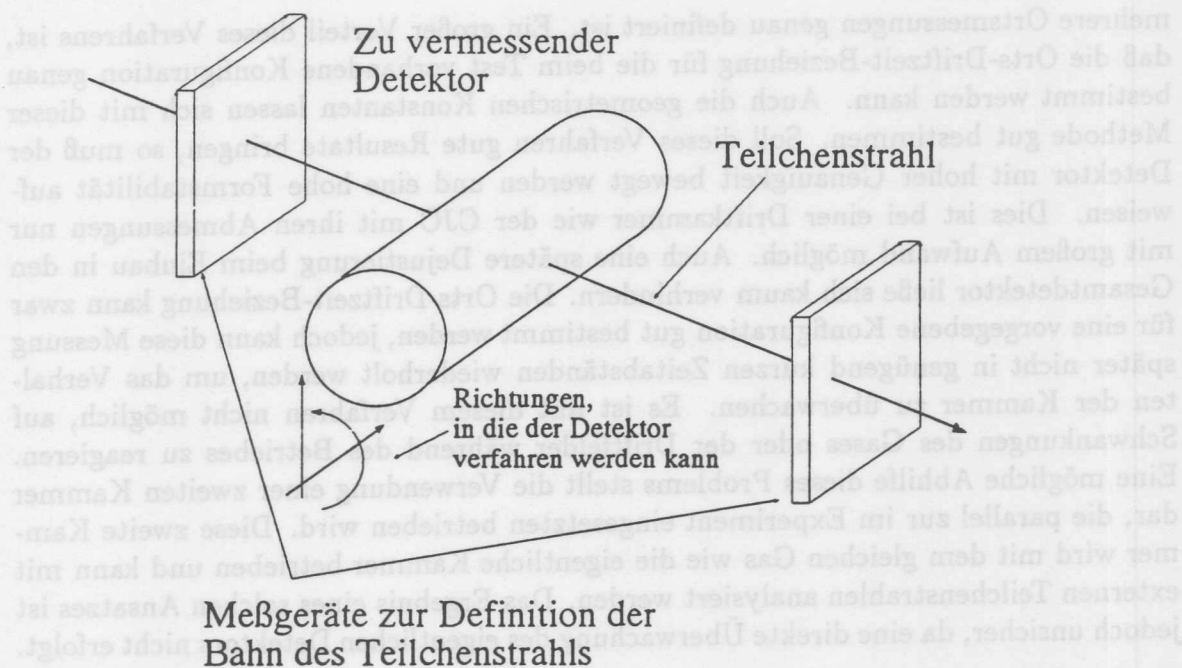


Abbildung 34: Prinzipieller Aufbau zur Vermessung eines Spurdetektors mit einem äußeren Teilchenstrahl

9 Methoden der Kalibration von Jetkammern

In diesem Kapitel werden die gängigen Verfahren zur Kalibration von Jetkammern vorgestellt.

Die bekannten Methoden zur Bestimmung von Kalibrationskonstanten können in zwei Gruppen unterteilt werden:

1. Verfahren, die mit externen Referenzen arbeiten.
2. Verfahren, die Eigenschaften des Meßvorganges nutzen.

Bevor die bei der Kalibration der CJC angewandten Methoden beschrieben werden, erfolgt eine kurze Erläuterung der gängigen Verfahren.

9.1 Verfahren der äußeren Referenz

Zu den Verfahren, die mit äußeren Referenzen arbeiten, gehören im wesentlichen die Folgenden:

9.1.1 Bekannter externer Teilchenstrahl

Die Kammer wird mit einem externen Teilchenstrahl vermessen, dessen Position genau bekannt ist. In Abb.34 ist dieser Vorgang schematisch dargestellt. Der zu vermessende Detektor wird verfahren und mit Teilchenstrahlen analysiert, deren Bahn durch

mehrere Ortsmessungen genau definiert ist. Ein großer Vorteil dieses Verfahrens ist, daß die Orts-Driftzeit-Beziehung für die beim Test vorhandene Konfiguration genau bestimmt werden kann. Auch die geometrischen Konstanten lassen sich mit dieser Methode gut bestimmen. Soll dieses Verfahren gute Resultate bringen, so muß der Detektor mit hoher Genauigkeit bewegt werden und eine hohe Formstabilität aufweisen. Dies ist bei einer Driftkammer wie der CJC mit ihren Abmessungen nur mit großem Aufwand möglich. Auch eine spätere Dejustierung beim Einbau in den Gesamtdetektor ließe sich kaum verhindern. Die Orts-Driftzeit-Beziehung kann zwar für eine vorgegebene Konfiguration gut bestimmt werden, jedoch kann diese Messung später nicht in genügend kurzen Zeitabständen wiederholt werden, um das Verhalten der Kammer zu überwachen. Es ist mit diesem Verfahren nicht möglich, auf Schwankungen des Gases oder der Driftfelder während des Betriebes zu reagieren. Eine mögliche Abhilfe dieses Problems stellt die Verwendung einer zweiten Kammer dar, die parallel zur im Experiment eingesetzten betrieben wird. Diese zweite Kammer wird mit dem gleichen Gas wie die eigentliche Kammer betrieben und kann mit externen Teilchenstrahlen analysiert werden. Das Ergebnis eines solchen Ansatzes ist jedoch unsicher, da eine direkte Überwachung des eigentlichen Detektors nicht erfolgt.

Das Verfahren mit externem Teilchenstrahl ist daher vor allem zur Kalibration geometrisch kleiner und zeitlich stabiler Detektoren, wie etwa Vertexkammern, geeignet [D0].

9.1.2 Vermessung der Kammer mit Laser-Systemen

Der Wunsch die Vorteile der ersten Methode mit einer ständigen Wiederholbarkeit der Messungen zu kombinieren, führte zur Entwicklung von Laser-Systemen, die innerhalb der Kammer Teilchenbahnen an genau vorgegebenen Positionen simulieren. Eine solche Apparatur wurde z.B. für die OPAL Jetkammer entwickelt [HAU88]. Es erwies sich als notwendig, zwei verschiedene Systeme zu realisieren. Das erste, aufwendigere System, wurde benutzt, um die Geometrie der Kammer vor dem Einbau in den OPAL Detektor zu vermessen und Erfahrungen mit der Laser-Kalibration zu gewinnen. Wegen des hohen Platzbedarfs dieses Systems wurde zur späteren Überwachung der Driftkammer ein einfacheres System in den Detektor eingebaut. Die externe Vermessung der Geometrie der Jet-Kammer war bei OPAL möglich, da es sich bei diesem Apparat um ein sehr stabiles Druckgefäß handelt.

Die Anwendung der Kalibration mit Lasern ist jedoch in keinem Fall unproblematisch. In der Praxis stellte sich heraus [HAG91], daß die Kalibration mit Lasersystemen oft systematisch falsch ist. So ergaben sich z.B. bei der OPAL Jetkammer große Diskrepanzen zwischen der Laser Kalibration und der Kalibration mit anderen Verfahren. Der Einbau eines Laser-Systems in die H1-Jetkammern wurde nicht weiter verfolgt, da die schalenförmige Struktur des Zentralen-Spurdetektors eine sehr komplizierten Strahlführung erfordert hätte.

9.1.3 Kalibration mit Hilfe von elektronischen Signalquellen

Durch Einspeisung elektronischer Testsignale werden für das elektronische System äußere Referenzsignale vorgegeben. Mit dieser Methode kann ein Teil der zu bestimmenden Betriebsgrößen einer Jetkammer überwacht werden. Dies sind die, die durch die Elektronik des Systems bestimmt sind.

Diese Methode wird bei der Beschreibung der Testpulskalibration näher erläutert.

9.2 Kalibration ohne Verwendung einer externen Referenz

Einige Eigenschaften der zu vermessenden Teilchenspuren sind bekannt. So kann als Modell einer Teilchenbahn im Magnetfeld eine Helix angenommen werden. Im Falle des feldfreien Raumes beschreibt eine Gerade die Bahn eines Teilchens. Diese Spurmodelle beschreiben den Vorgang eines Teilchendurchgangs nur angenähert. Wie im Kapitel 2 gezeigt wurde, treten durch einige Prozesse Abweichungen vom Modell auf. Bei angemessener Spurauswahl kann jedoch darauf vertraut werden, daß Teilchenbahnen im Mittel durch diese Modelle gut beschrieben werden. Betrachtet man Spurmessungen, die mit einer nicht kalibrierten Kammer aufgezeichnet wurden, so ist es möglich, aus der Abweichung der Messung vom Modell Kalibrationsgrößen zu bestimmen. Die gängigen Verfahren werden im Abschnitt (11) beschrieben. An dieser Stelle soll nur an einem Beispiel erläutert werden, daß zwischen der Anwendbarkeit dieser Methoden und dem Entwurf einer Kammer eine enge Beziehung besteht.

Der Ereigniszeitpunkt (T_{0E}) ist der Zeitunterschied zwischen dem Ereignis und dem Signal des Auslösesystems. Ein falscher Ereigniszeitpunkt verschiebt Spurpunkte um einen festen Betrag in Driftrichtung. Das führt bei Spuren, die keine Zellgrenze oder Anodenebene kreuzen, zu einer parallelen Verschiebung der Spur, die nicht nachweisbar ist. Bei Spuren, die eine dieser Ebenen überqueren, tritt eine meßbare Verschiebung innerhalb der Spur auf. Durch die Wahl einer Kammergeometrie mit geneigten Zellen läßt es sich erreichen, daß jede Spur aus der Vertexregion mindestens eine Grenzfläche passiert. Kammern mit einem solchen Design werden daher auch "Selbstkalibrierende Driftkammern" genannt. Beispiel für Kammern mit einem solchen Design ist die CDF Jetkammer [WAG88]. Wie schon im Kapitel 3 beschrieben, verfügt auch die CJC über eine Geometrie mit geneigten Zellen. Die relativ kleine Zellgröße der CJC führt dazu, daß ein großer Teil der Spuren mehrere Grenzflächen passiert und somit für Kalibrationsaufgaben geeignet ist.

Die Beschreibung der Verfahren der Laser-Kalibration und der Vermessung mit einem definierten Teilchenstrahl zeigt, daß sie im Falle der CJC nicht sinnvoll anwendbar sind. Es wurden daher Verfahren entwickelt, die CJC mit Hilfe von Spuren zu kalibrieren.

10 Die Testpulskalibration

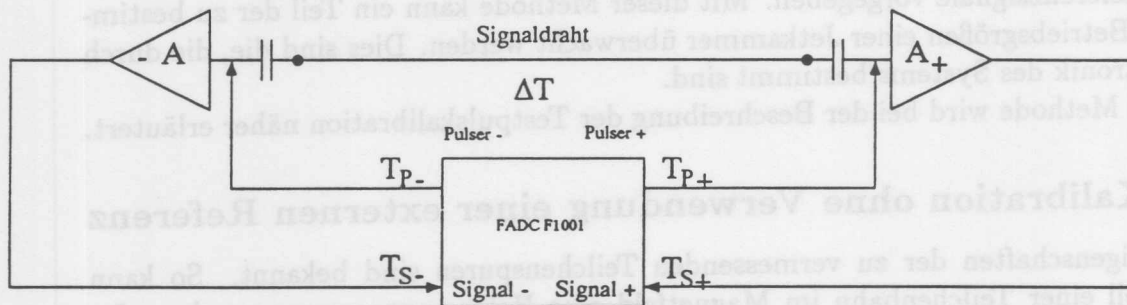


Abbildung 35: Das Testpulssystem der CJC erlaubt es, auf Gruppen von Verstärkerkanälen Signale einzuspeisen. Zu einer Gruppe gehören acht benachbarte Drähte. Die Testsignale werden vor den Koppelkondensatoren eingespeist. Es ergeben sich die folgenden Möglichkeiten Kanäle zu pulsen:

- Alle geraden Drähte der Gruppe auf der +Z-Seite.
- Alle ungeraden Drähte der Gruppe auf der +Z-Seite.
- Alle geraden Drähte der Gruppe auf der -Z-Seite.
- Alle ungeraden Drähte der Gruppe auf der -Z-Seite.
- Alle Drähte der Gruppe auf der +Z-Seite.
- Alle Drähte der Gruppe auf der -Z-Seite.

Die in der schematischen Zeichnung angegebenen Größen bedeuten:

- T_{P+} Laufzeit des Testpulssignals vom Generator zum Vorverstärker auf der +Z-Seite der CJC
- T_{P-} Laufzeit des Testpulssignals vom Generator zum Vorverstärker auf der -Z-Seite der CJC
- T_{S+} Laufzeit des ausgelesenen Signals auf der +Z-Seite
- T_{S-} Laufzeit des ausgelesenen Signals auf der -Z-Seite
- ΔT Laufzeit des Signals über den Draht
- A_+ Integral des ausgelesenen Signals auf der +Z-Seite
- A_- Integral des ausgelesenen Signals auf der -Z-Seite

Die CJC verfügt über ein Testpulssystem, das im FADC-Auslesesystem integriert ist. Die Abb.35 stellt dieses System dar. Es handelt sich dabei um Pulser, die über ein externes Startsignal auf 4 Vorverstärkereingänge einer Verstärkerkarte gleichzeitig Signale einspeisen können. Es werden jeweils die 4 Kanäle mit gerader und die 4 mit ungerader Kanalnummer mit Signalen versehen. Die Signale können darüber hinaus auf beiden Seiten der Drähte getrennt eingespeist werden. Die Signalform der Testpulse wurde der Form von Driftkammersignalen angenähert. Es wurde darauf geachtet, daß die Pulser eine hohe Formstabilität aufweisen. Die Testpulsgeneratoren befinden sich auf den FADC-Karten. Die Signale werden im gleichen Multicoaxialkabel transportiert, in dem die Signale von den Vorverstärkern zu den FADCs gelangen. Diese parallele Führung der Test- und Auslesesignale erlaubt genaue Zeitstudien und Untersuchungen der Abschwächung der Signale. Die unterschiedlichen Startmöglich-

keiten ermöglichen es, die Funktion der Elektronik gut zu überwachen und einige Kalibrationskonstanten zu bestimmen. Defekte Kanäle lassen sich durch das Einspeisen von Signalen an den verschiedenen Drahtenden lokalisieren. Die Möglichkeit nur jeden zweiten Draht mit Signalen zu beschicken, aber alle Drähte auszulesen, erlaubt es, direkt den Effekt des Übersprechens zwischen benachbarten Kanälen zu bestimmen. Untersuchungen dazu ergaben, daß das Signalverhältnis zwischen Signal und eingekoppeltem Signal kleiner als 0.2% ist [ZIM89]¹³. Es ist damit in der Größenordnung der Schwankung des Grundsignals (Pedestal) und kann daher vernachlässigt werden. Ursache für dieses geringe Übersprechen ist die Verwendung von zwei Potentialdrähten zwischen den Signaldrahtlagen. Der Effekt des Übersprechens auf Signale von Teilchenspuren aus der Vertexregion ist durch die Zellgeometrie zusätzlich verringert. Die Signale erreichen nicht gleichzeitig die Signaldrähte und ein eventuell auftretendes Übersprechsignal erscheint vor oder nach dem eigentlichen Signal.

Die Testpulser werden bei der Datennahme bei Beginn jeder Datennahmeperiode aktiviert und vom Monitorsystem analysiert, so daß Fehler und Veränderungen in der Elektronik während des Betriebs frühzeitig erkannt werden.

10.1 Bestimmung der Zeitnullpunkte

Zur Kalibration werden folgende Betriebszustände der Testelektronik eingesetzt:

- a) Pulser auf der +Z-Seite an (P_+).
- b) Pulser auf der -Z-Seite an (P_-).

In beiden Fällen wird die Kammer auf beiden Seiten ausgelesen. Es werden zur Kalibration aus den Signalzeiten folgende Größen bestimmt:

Pulser	+Z	-Z
P_+	$T_+ = T_{P_+} + T_{S_+}$	$T_- = T_{P_+} + T_{S_-} + \Delta T$
P_-	$T_+ = T_{P_-} + T_{S_+} + \Delta T$	$T_- = T_{P_-} + T_{S_-}$

Die Online-Analyse der digitalisierten Signale liefert die mittlere Signallaufzeit beider Drahtenden.

$$t = \frac{1}{2}(T_+ + T_-) \quad (54)$$

und die Zeitdifferenz.

$$Dt = T_+ - T_- \quad (55)$$

Damit erhält man:

Pulser	+Z	-Z
P_+	$t_{P_+} = \frac{1}{2}(2 T_{P_+} + T_{S_+} + T_{S_-} + \Delta T)$	$Dt_{P_+} = T_{S_+} - T_{S_-} - \Delta T$
P_-	$t_{P_-} = \frac{1}{2}(2 T_{P_-} + T_{S_+} + T_{S_-} + \Delta T)$	$Dt_{P_-} = T_{S_+} - T_{S_-} + \Delta T$

¹³Das Übersprechen durch Influenzladung wird hierdurch nicht erfaßt. Dies ist der wesentliche Anteil am Übersprechsignal ($\sim 3\%$)

Diese Größen werden nun während einer Testpulsdatennahme einige hundert Male gemessen. Aus den Mittelwerten dieser Messungen bestimmt man folgende Größen:

$$\begin{array}{ll} \text{Signallaufzeit entlang des Drahtes} & \Delta T \\ \text{Zeitdifferenz zwischen den beiden Drahtenden} & T_{S_+} - T_{S_-} \end{array}$$

Diese Zeitdifferenz hat ihre Ursache in den unterschiedlichen Kabellängen und Laufzeiten der Signale auf den FADC-Karten.

$$\begin{aligned} \Delta T &= -\frac{1}{2}(Dt_{P_+} - Dt_{P_-}) \\ T_{S_+} - T_{S_-} &= +\frac{1}{3}(Dt_{P_+} + Dt_{P_-}) \end{aligned} \quad (56)$$

Für eine Gruppe von vier Drähten, die zu einer Vorverstärkerkarte gehören und die vom gleichen Pulser gespeist werden, ist die Laufzeit des Testpulssignals zur Vorverstärkerkarte gleich. Der Zeitunterschied zwischen den Drähten einer Gruppe kann dann bestimmt werden, und die Kanäle einer Gruppe können auf einen gemeinsamen Zeitnullpunkt abgeglichen werden. Zwischen diesem und dem Triggerzeitpunkt besteht dann nur noch ein konstanter Zeitunterschied. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die Test- und wirklichen Signale eine ähnliche Form haben, und sie über eine Leitung gleicher Länge und gleicher Impedanz laufen. Es wird also gefordert :

$$T_{P_+} = T_{S_+} \quad \text{und} \quad T_{P_-} = T_{S_-} \quad (57)$$

Damit ergibt sich der Zeitnullpunkt des elektronischen Systems zu:

$$T_0 = \frac{1}{4}(t_{P_+} + t_{P_-} + \Delta T) \quad (58)$$

Nimmt man zusätzlich noch an, daß die Laufzeit des Testpulssignals der Laufzeit der Signale im Kabel entspricht, so ist ein erster Abgleich zwischen Gruppen von Kanälen möglich. Die Erfahrungen, die mit diesem Teil der Kalibration gesammelt wurden, werden in Abschnitt 10.3 näher behandelt.

10.2 Ladungskalibration

Neben den Laufzeiten wird mit der Testpulskalibration auch die erste Kalibration der Verstärkungsfaktoren vorgenommen. Es wird das Verhältnis und das Produkt der Faktoren der Verstärker, die zur Auslese eines Drahtes gehören bestimmt. Außerdem wird eine erste Bestimmung der sogenannten effektiven Länge vorgenommen. Zum besseren Verständnis wird an dieser Stelle noch einmal die Methode der Bestimmung der Position entlang des Signaldrahtes mittels Ladungsteilung beschrieben. Eine genauere Beschreibung befindet sich in Abschnitt 5.

Die Z Position wird aus den Ladungen (Q_{\pm}), die auf der +Z und -Z-Seite abfließen, wie folgt berechnet:

$$Z - Z_0 = \frac{Q_+ - Q_-}{Q_+ + Q_-} \left(\frac{L_{eff}}{L} \right) \frac{L}{2} \quad (59)$$

Hierbei stellt L_{eff} / L die effektive Drahtlänge und L die geometrische Drahtlänge der Kammer dar. Z_0 ist die Verschiebung in Z-Richtung der CJC relativ zum Ursprung des H-Koordinatensystems.

Die Ladungen, die die Drahtenden erreichen, werden nicht direkt gemessen, da das Signal am Drahtende mittels eines Kondensators differenziert wird, bevor es vom Vorverstärker mit dem Verstärkungsfaktor g verstärkt wird und anschließend vom FADC digitalisiert wird. Die Summe über die Digitalisierungen stellt eine Größe dar, die proportional zur Ladung ist. Diese Größe wird im folgenden A genannt. Bei der Einspeisung von Testpulsen an den Drahtenden ergeben sich folgende Messungen:

Pulser	+Z	-Z
P_+	$A_+ = g_+ Q_+$	$A_- = g_- b Q_+$
P_-	$A_+ = g_+ b Q_-$	$A_- = g_- Q_-$

Hierbei bedeuten:

- o g_{\pm} Verstärkungsfaktoren an den beiden Drahtenden
- o b Abschwächung durch den Draht
- o Q_{\pm} Ladung auf der Seite auf der eingespeist wird
- o b Anteil der Ladung auf der gegenüberliegenden Seite
- o $Q_{\pm}(1 + b)$ Eingespeiste Ladung

Für die Messung der Z-Koordinate ist das Verhältnis der Ladungen beider Drahtseiten entscheidend. Zur Bestimmung der Position wird folgender Zusammenhang benutzt:

$$Z - Z_0 = \frac{1 - \frac{A_-}{A_+} \left(\frac{g_+}{g_-}\right)}{1 + \frac{A_-}{A_+} \left(\frac{g_+}{g_-}\right)} \left(\frac{L_{eff}}{L}\right) \frac{L}{2} \tag{60}$$

Aus den Testsignalen werden dafür folgende Größen bestimmt:

Pulser	Bestimmte Größe
P_+	$\left(\frac{A_+}{A_-}\right)_{P_+} = \frac{g_+}{g_-} \frac{1}{b}$
P_-	$\left(\frac{A_+}{A_-}\right)_{P_-} = \frac{g_+}{g_-} b$

Aus den Mittelwerten dieser Größen über einige hunder Messungen wird am Ende einer Testpulsdatenahme das Verhältnis der Verstärkungsfaktoren und der Abschwächungsfaktor bestimmt.

$$\frac{g_+}{g_-} = \sqrt{\left(\frac{A_+}{A_-}\right)_{P_+} \left(\frac{A_+}{A_-}\right)_{P_-}} \tag{61}$$

$$b = \sqrt{\frac{\left(\frac{A_+}{A_-}\right)_{P_-}}{\left(\frac{A_+}{A_-}\right)_{P_+}}} \tag{62}$$

Nimmt man an, daß das Drahtende sich an der Stelle befindet, an der der Testpuls in den Vorverstärker eingekoppelt wird, so kann die effektive Drahtlänge bestimmt werden. Da der Puls vor dem Kondensator, mit dem das Signal aus der Kammer

ausgekoppelt wird, eingespeist wird, ist die so bestimmte effektive Drahtlänge systematisch zu klein. Die Größe dieses Effekts wird in Abschnitt 11.18 näher untersucht.

$$\frac{L_{eff}}{L} = \frac{1+b}{1-b} \quad (63)$$

Unter der Voraussetzung, daß der Testpulsler auf allen Drähten die gleiche Ladungsmenge deponiert, kann die absolute elektronische Verstärkung der zu einem Draht gehörenden Auslese bestimmt werden.

$$(g_+ g_-) = ((A_+)_{P_+} + (A_-)_{P_-}) ((A_-)_{P_+} + (A_+)_{P_-}) \quad (64)$$

10.3 Erfahrungen mit der Testpulskalibration

Die Testpulskalibration wurde im späteren Verlauf der Untersuchungen durch die im Abschnitt 11 beschriebenen Verfahren überprüft. Die folgenden Darstellungen geben nur einen Teil der Kanäle wieder, da eine vollständige Darstellung aller Kanäle nicht auf übersichtliche Art möglich ist. Abb.36 zeigt die Differenzen zwischen den Zeitnullpunkten, die sich bei der Testpulskalibration und der Spurkalibration ergeben. Es sind deutlich Gruppen von Drähten zu erkennen, die um einige ns verschoben sind. Der Unterschied zwischen den beiden Verfahren beträgt etwa ± 5 ns. Die Schwankungen innerhalb der Gruppen haben ihre Ursache in den Laufzeitunterschieden auf den FADC-Karten und in den Unterschieden zwischen den einzelnen Testpulsern. Die Unterschiede zwischen den Kanalgruppen sind auf unterschiedliche Laufzeiten in den Signalkabeln und in den Kabeln, die das Taktsignal für die FADC-Karten transportieren, zurückzuführen. Eine Schwankung von 1 ns bedeutet eine Verschiebung des Meßpunktes um $\approx 50 \mu m$.

In Abb.37 ist die Differenz der g_+/g_- Faktoren zwischen Kalibration mit Testpulsern und Spuren zu erkennen. Es treten Schwankungen von $\approx \pm 1\%$ auf. Diesen Schwankungen entsprechen systematische Fehler bei der Z-Bestimmung von etwa $\pm 0.8 cm$.

Die Verteilung der Unterschiede der effektiven Drahtlängen aus der Testpuls- und Spurkalibration ist in Abb.38 dargestellt. Ein Fehler in der effektiven Drahtlänge von 1% führt zu einem von der Position abhängigen Fehler von $\pm 0.02 \times Z$.

Da die Zeitnullpunkte innerhalb von Gruppen mit der Testpulskalibration recht gut bestimmt sind, reduziert sich die Bestimmung der Zeitnullpunkte im ersten Schritt der Kalibration mit Spuren darauf, die Zeitunterschiede zwischen den Gruppen zu bestimmen werden. Dies erfordert eine wesentlich geringere Statistik als die direkte Bestimmung der Einzeldrahtzeitnullpunkte.

Wie aus den Abbildungen zu ersehen ist, liefert die Kalibration mit Spuren bessere Ergebnisse, als die Testpulskalibration. Der große Vorteil der Testpulskalibration liegt jedoch darin, daß vom Beginn einer Meßperiode an eine Kalibration möglich ist. Die Pulserkalibration ist für die Spurerkennungsprogramme ausreichend. Nach umfangreichen Änderungen der Operationsbedingungen der Kammer (z.B. Verwendung einer anderen Gasmischung), ist nur noch eine grobe Einstellung von Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel notwendig, um mit der Feinkalibration mittels der Analyse

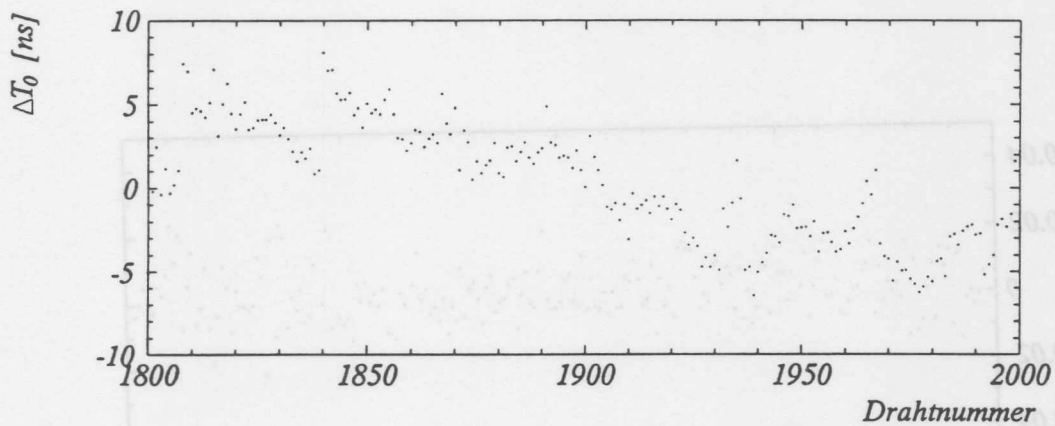


Abbildung 36: Die Differenzen der Zeitnullpunkte zwischen Spurkalibration, wie sie im Kapitel 11.5 beschrieben ist, und Testpulskalibration.

von Spuren zu beginnen. Diese Grobestellung erfolgt unter Benutzung von Ereignisbildern, wobei die Kalibrationsparameter so eingestellt werden, daß der Betrachter Spuren in den rekonstruierten Trefferpunkten erkennen kann, die sich über Zellgrenzen hinweg fortsetzen.

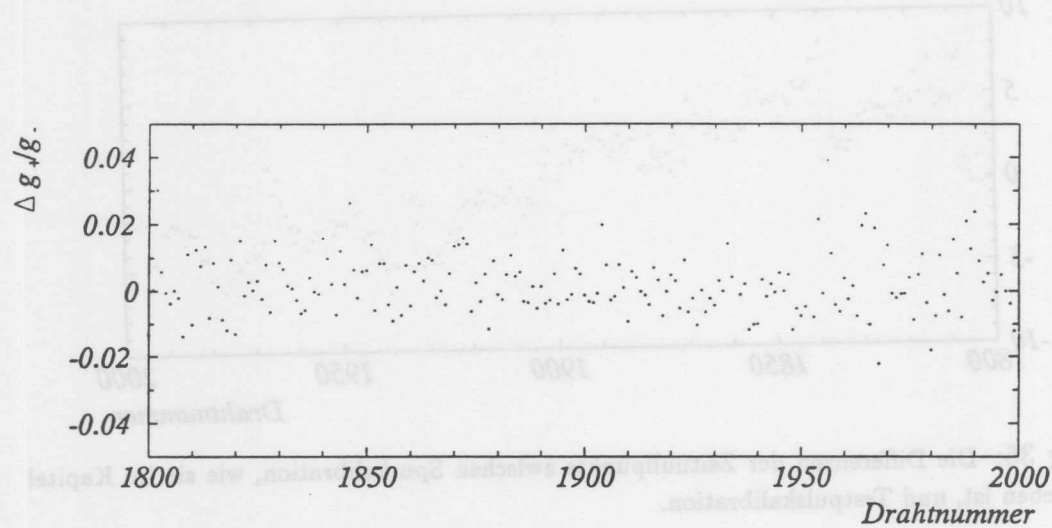


Abbildung 37: Die Differenz der Verstärkungsfaktoren g_+/g_- aus der Testpulskalibration und der Spurkalibration aus dem Kapitel 11.18.

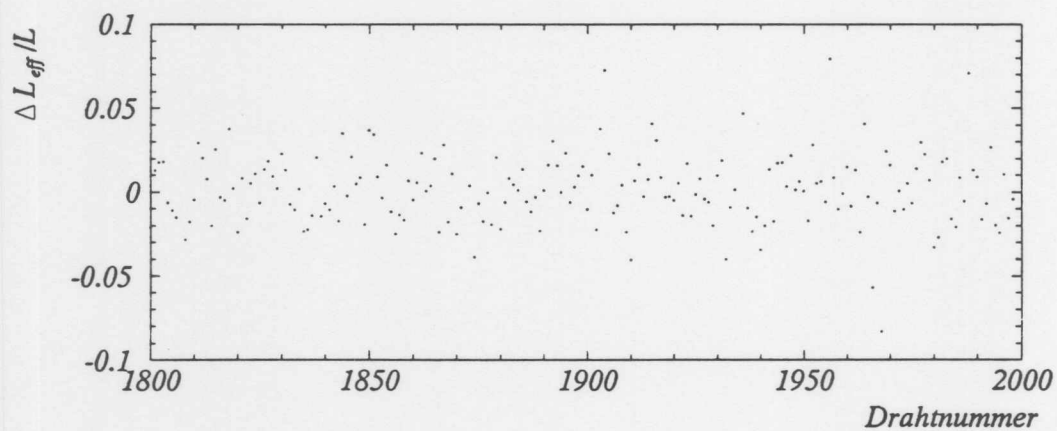


Abbildung 38: Differenz der Effektiven-Drahtlängen aus der Spur- und Pulser-Kalibration. Die Spurkalibration wurde mit dem im Abschnitt 11.18 beschriebenen Verfahren durchgeführt.

11 Die Kalibrierung mit Spuren

Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Testpulskalibration dient der Grobkalibration der CJC. Die Bestimmung der bei der Ereignisrekonstruktion verwendeten Kalibrationsparameter erfolgt unter Verwendung von Teilchenspuren, die mit der Jetkammer vermessen wurden. Es werden zunächst allgemein Verfahren beschrieben, die es erlauben, Spuren zur Kalibration zu verwenden. Anschließend wird die verwendete Spurerkennung dargestellt und untersucht, in welchem Bereich die Beschreibung der Kreisbahnen durch Parabeln vertretbar ist. Dies ist erforderlich, da ein großer Teil der verwendeten Algorithmen auf dieser Näherung beruhen. Danach wird die Bestimmung der einzelnen Kalibrationsgrößen beschrieben. Die Verfahren werden durch Anwendung auf simulierte Ereignisse auf ihre prinzipielle Funktionsweise hin überprüft. Die Verwendbarkeit der Methoden wird durch Analyse von Spuren aus der kosmischen Höhenstrahlung und aus Strahlereignissen bei HERA nachgewiesen.

Die Reihenfolge, in der die Bestimmung der einzelnen Kalibrationsgrößen dargestellt werden, ist nach Art der verwendeten Methoden geordnet.

11.1 Methoden der Kalibration mit Spuren

Bei der Verwendung von Spuren zur Kalibration kann man drei Gruppen von Verfahren unterscheiden.

1. Methoden, die auf Residuenverteilungen beruhen
2. Methoden, die auf Verteilungen von Meßgrößen beruhen
3. Die Methode der direkten Anpassung von Kalibrationskonstanten

Im Folgenden werden die Methoden dargestellt und ihre Anwendbarkeit erläutert.

11.1.1 Methode der Residuenverteilungen

Betrachtet man die Residuen einer Spur in einer idealen, kalibrierten Kammer, so sind die Treffer entlang der Bahn den intrinsischen Fehlern gemäß verteilt. Eine Fehlkalibration führt zu einer Verteilung der Abweichungen, die systematisch von bestimmten Meßgrößen abhängt. Als Beispiel wird hier ein Fehler in der Bestimmung des Zeitnullpunktes gewählt. Ein solcher Fehler verschiebt die Koordinaten der Trefferpunkte in der Driftrichtung um eine Strecke, die dem Fehler des Zeitnullpunktes multipliziert mit der angenommenen Driftgeschwindigkeit entspricht. Die Abweichung der Treffer von der Spur können verwendet werden, um den Fehler des Zeitnullpunktes zu bestimmen. Da die Bahn der rekonstruierten Spur aufgrund der Ungenauigkeiten bei der Rekonstruktion nicht der wirklichen Bahn entspricht, sind die so bestimmten Korrekturen im ersten Schritt nicht korrekt. Durch wiederholtes Bestimmen der Korrektur und erneute Rekonstruktion der Bahn kann die Verschiebung iterativ bestimmt werden.

Methoden, die auf diesem Verfahren beruhen, erlauben es insbesondere Parameter zu bestimmen, die für einzelne Kanäle bestimmt werden müssen. Es ist erforderlich, daß hinreichend viele Messungen vorhanden sind. Mit dieser Gruppe von Methoden lassen sich daher gut Parameter bestimmen, die über einen längeren Zeitraum konstant bleiben. Parameter, deren zeitliche Veränderung überwacht werden soll, können mit diesen Methoden nur schwer analysiert werden.

11.1.2 Methode der Meßgrößenverteilung

Diese Methoden benutzen Meßgrößen, die von der Kammer direkt bestimmt werden. Eine Spurerkennung ist bei Verwendung dieser Verfahren nicht zwingend erforderlich. Die Benutzung einer Spurerkennung hat jedoch den Vorteil, daß eine Unterscheidung zwischen Rauschtreffern und Treffern einfach möglich ist. Treffer, die sich keiner Spur zuordnen lassen, werden bei der Bestimmung von Parametern nicht verwendet. Dies erleichtert die Anwendung dieser Methoden.

Als Beispiel für diese Methoden sei die Bestimmung der Verschiebung des Zeitnullpunktes aus der Verteilung der Driftzeiten, dem sogenannten Driftzeitspektrum, beschrieben. Zunächst ist es erforderlich anzugeben, wie sich die Koordinate des Teilchendurchgangs aus der Driftzeit und der Drahtposition ergibt.

$$\vec{R}_H = \vec{R}_W + (T_d - T_{0W} - T_{0E})V_d \vec{D} \quad (65)$$

Hierbei bedeutet:

- \vec{R}_H Ortsvektor zum Trefferpunkt
- \vec{R}_W Ortsvektor des zugehörigen Drahtes
- T_d Driftzeit wie sie aus den Digitalisierungen bestimmt wurde
- T_{0E} Zeit zwischen Auslösesignal und Ereignis
- T_{0W} Zeitverschiebung des Drahtes
- \vec{D} Driftrichtung
- V_d Driftgeschwindigkeit

Dieser Ansatz beschreibt die tatsächliche Situation nur näherungsweise. Drahtdurchhang und Drahtversatz werden nicht behandelt. In den Abschnitten, in denen die Bestimmung einzelner Größen beschrieben wird, wird die Betrachtung der Driftzeit-Ortstransformation mit größerer Genauigkeit erfolgen. An dieser Stelle soll nur die Methodik erläutert werden. An der oben dargestellten Beziehung lassen sich die Effekte einer fehlerhaften Kalibration leicht ersehen. Ist der elektronische Zeitnullpunkt eines einzelnen Drahtes T_{0W} fehlerhaft, so werden die zu diesem Draht gehörenden Treffer immer um die Strecke $\Delta T_{0W}V_d$ verschoben. Der Zeitnullpunkt entspricht dem Beginn des Driftzeitspektrums. Ist die Geometrie der Kammer bekannt, so kann aus der Verteilung der rekonstruierten Driftstrecken auf die Driftgeschwindigkeit geschlossen werden. Es wird dazu die Differenz zwischen Beginn der Verteilung und dem Ende der Verteilung mit der geometrisch möglichen maximalen Driftstrecke verglichen. Will man mit diesem Verfahren zusätzlich den Lorentzwinkel bestimmen, so ist dies nur durch Verwendung eines Modells der Abhängigkeit dieser Größen vom Magnetfeld

möglich. Geht man davon aus, daß sich die Driftgeschwindigkeit entsprechend mit dem Magnetfeld ändert, so kann man die Veränderung des Driftstreckenspektrums, als Änderung der Driftrichtung interpretieren und daraus den Lorentzwinkel berechnen. Testmessungen mit der CJC im Frühjahr 92 bei verschiedenen Magnetfeldern ergaben, daß sich die Driftgeschwindigkeit zwischen 0 und 1.137 Tesla nur um 1.5% verändert.

In der Praxis des Betriebes einer Driftkammer ist das Verfahren nur bedingt anwendbar. Da dabei die Kalibrationskonstanten aus den Anfangs und Endpunkten von Verteilungen bestimmt werden. In diesem Randbereich einer Driftkammer versagt das vereinfachte Modell vom Driftvorgang mit konstanter Driftgeschwindigkeit und Richtung. Die Punkte sind nur ungenau bestimmbar. Desweiteren ist eine Überwachung von Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel mit dem dargestellten Verfahren nicht durchführbar, da der Aufwand einer Kontrolldatennahme bei abgeschaltetem Magneten zu viel Zeit während des Experimentierbetriebes erforderte.

11.1.3 Methode der direkten Anpassung von Kalibrationskonstanten

Die Bahnen von Teilchen, die mit der CJC vermessen werden, können näherungsweise im Falle eines vorhandenen Magnetfeldes als Kreissegmente und bei fehlendem Magnetfeld als Geraden beschrieben werden. Die Bahnparameter der Spuren werden durch Anpassung des entsprechenden Spurmodells an die rekonstruierten Koordinaten bestimmt. Im Falle einer Fehlkalibration weichen die aus den gemessenen Driftzeiten bestimmten Koordinaten systematisch von den verwendeten Spurmodellen ab. Dies kann genutzt werden, um die Fehlkalibration zu bestimmen. Das Spurmodell wird erweitert, indem die Effekte einer Fehlkalibration auf die Form der Spur durch zusätzliche freie Parameter im Modell berücksichtigt werden. Es wird dann das erweiterte Spurmodell an die Meßpunkte angepasst, und man erhält neben den Bahnparametern die notwendigen Korrekturen für die Kalibrationskonstanten. Da es sich bei der Anpassung in der Regel um ein nichtlineares Anpassungsproblem handelt, werden Startwerte benötigt. Für die Bahnparameter werden die durch Benutzung eines einfachen Modells gewonnen Größen verwendet. Da die Fehlkalibration in der Regel gering ist, werden als Startwerte für die Abweichungen der Konstanten die vorläufigen Werte verwendet.

Methoden, die auf diesem Verfahren beruhen, können nur dann eingesetzt werden, wenn die zu bestimmende Kalibrationskonstante die Form der Spur verändert. Betrachtet man z.B. eine Spur, die durch nur eine Zelle einer Jetkammer verläuft, so bewirkt eine falsche Driftgeschwindigkeit, daß die rekonstruierten Trefferkoordinaten proportional zur gemessenen Driftzeit in Driftrichtung verschoben werden. Dies beeinflußt nicht die Form der Bahn, die weiterhin als Parabel beschreibbar ist. Es ist also in diesem Falle nicht möglich, die richtige Driftgeschwindigkeit durch direkte Anpassung zu bestimmen. Die Zellgeometrie der CJC hat zur Folge, daß eine Spur aus der Vertexregion, die beide Kammern durchläuft, immer mehrere Zellen kreuzt. Dies erlaubt es, wie in den späteren Kapiteln gezeigt wird, eine Vielzahl von Parametern durch diese Methode zu bestimmen. Der große Vorteil dieses Verfahrens ist, daß

die wesentlichen veränderlichen Größen, Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel, aus etwa 200 Ereignissen mit hinreichender Genauigkeit ermittelt werden können.

Die Anpassung der Spurmodelle erfolgt nach dem Verfahren der kleinsten Quadrate von Gauß. Da bei der Durchführung der Kalibration und der Überwachung der Kammer diese Anpassungsrechnungen sehr häufig durchgeführt werden, ist es notwendig, daß die eingesetzten Routinen hinreichend schnell arbeiten. Deshalb wurden eigene Programme entwickelt und eingesetzt.

11.2 Die Spurerkennung

Nachdem die TestpulsKalibration durchgeführt wurde und geschätzte Werte für Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel vorhanden sind, arbeiten die Spurerkennungsprogramme. Ein Spurerkennungsprogramm, daß für Kalibrationsaufgaben geeignet ist, muß die folgenden Kriterien erfüllen.

- o Es muß in der Lage sein, Spuren von isolierten Teilchen mit hohen Impulsen zu finden, die aus der Vertexregion kommen. Die Effizienz, mit der dies geschieht ist von untergeordneter Bedeutung, insoweit sie nicht von den Eichkonstanten stark abhängt. Das Erkennen von stark gekrümmten Spuren ist nicht erforderlich. Solche Spuren sind nicht mit einem einfachen Spurmodell wie dem Kreis zu beschreiben. Die Ursache liegt in der höheren Wahrscheinlichkeit der Vielfachstreuung und des größeren Energieverlustes entlang der Bahn. Außerdem ergibt sich für derartige Spuren ein größerer Meßfehler. Spuren, die nicht durch die Vertexregion verlaufen, treten unter ungünstigen Winkeln in die Drifträume der Zellen ein (siehe Absatz 3). Sie haben dadurch zum Teil sehr große Meßfehler (z.B. ein Teilchen, daß sich parallel zur Driftrichtung bewegt, wird mit einer Genauigkeit von einigen cm gemessen). Da bei solche Spuren die Meßgenauigkeit durch Vielfachstreuung dominiert ist, ist es nicht erforderlich, die Meßgenauigkeit für solche Spuren mittels einer Kalibration zu optimieren.
- o Wenn eine Spur gefunden wird, ist es wichtig, daß möglichst alle Treffer, die zur Spur gehören, gefunden werden. Dies ist besonders wichtig im ersten Stadium der Kalibration, da einige Regionen der Kammer noch schlecht kalibriert sind und Treffer in diesem Bereich der Kammer systematisch um ein Vielfaches der mittleren Meßgenauigkeit von der idealen Lage entfernt sind. Ein Algorithmus, der diese Punkte als nicht zur Spur gehörend klassifiziert, macht es unmöglich, solche Effekte zu korrigieren.
- o Der Algorithmus muß sich leicht unterschiedlicher Meßgenauigkeit anpassen lassen.
- o Der Rechenzeitbedarf für die Spurfindung ist von großer Bedeutung. Die Verfahren zur Kalibration mit Spuren liefern oft nur durch Iteration gute Ergebnisse. Dies macht es erforderlich, die Spurensuche mehrfach durchzuführen. Zur Überwachung der Driftkammer wird ein Teil der Kalibration während der Datennahme durchgeführt. Aus diesem Grunde ist es wichtig, eine möglichst schnelle Spurerkennung zur Verfügung zu haben.

Diese Kriterien werden nicht alle vom Spurerkennungsprogramm der H1-Rekonstruktion erfüllt. Es wird daher ein Programm benutzt, das im folgenden Schnelle Spurerkennung genannt wird. Dieses Programm stammt von Peter Steffen und basiert auf dem Verfahren, das zur Spurerkennung bei JADE verwendet wurde [OLS80]. Das Verfahren soll hier nur kurz skizziert werden. Eine genauere Beschreibung kann in [STEF90] gefunden werden. Das Verfahren beginnt mit der Suche nach Treffern auf

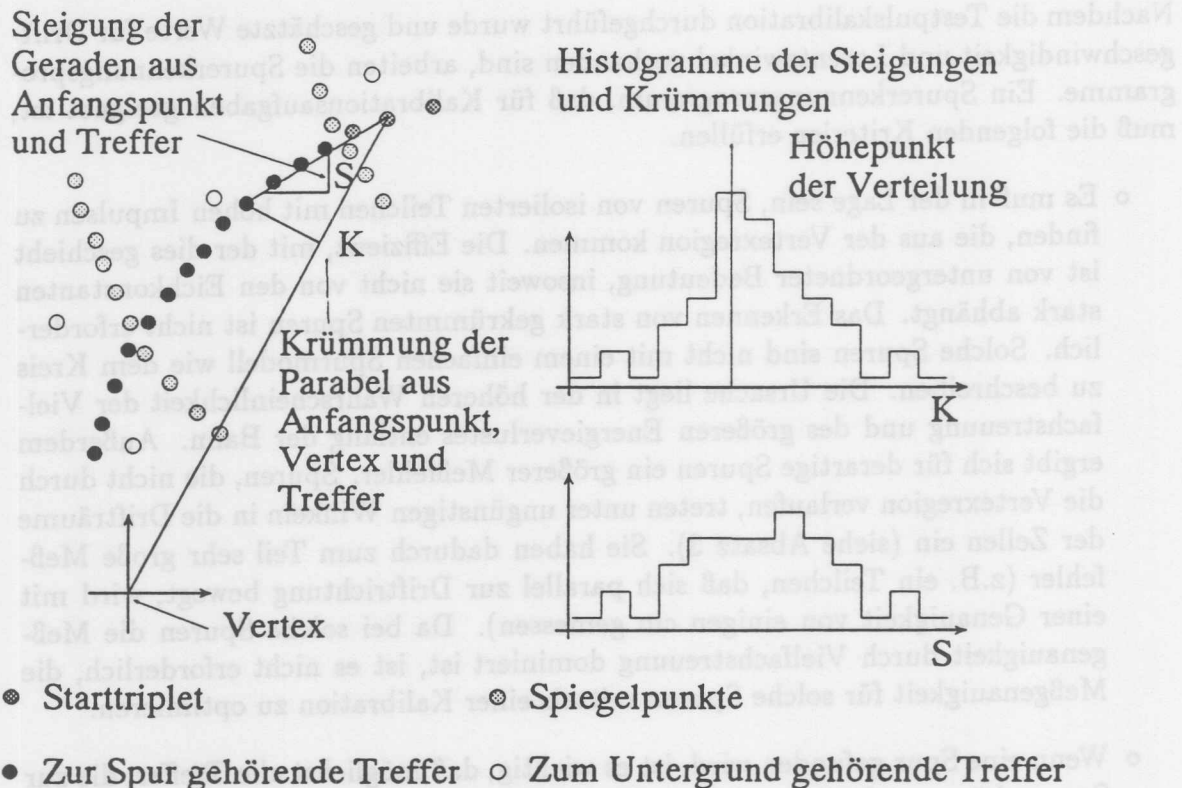


Abbildung 39: Arbeitsweise der Spurerkennung.

drei aufeinanderfolgenden Drähten. Diese Suche beginnt am äußeren Rand der CJC und wird nach innen gehend solange fortgesetzt, bis entweder ein Starttriplet gefunden wurde oder keine weiteren Treffer vorhanden sind.

Wurde ein Triplet gefunden, so wird die Driftzeitambiguität aufgelöst. Dies erfolgt dadurch, daß überprüft wird, auf welcher Seite der Signaldrahtebene die zum Triplet gehörende Spur verlaufen müßte, damit sie durch den Bereich des nominellen Vertex verläuft. Die geneigte Zellgeometrie der CJC vereinfacht diese Überprüfung. Es ist nur erforderlich die Steigung der Geraden zu bestimmen, die durch die Driftzeit der Treffer des Starttriplets gegeben ist, um am Vorzeichen und der Größe der Steigung die richtige Seite zu erkennen. Dieser Vorgang wird in Abb.39 dargestellt. Die Annahme eines Bereiches, durch den die Spuren verlaufen müssen, führt dazu, daß nur solche Spuren gefunden werden, die aus der Region des Vertex stammen. Dies ist gemäß dem oben gesagten für die Anwendung der Kalibrierung kein Problem. Der Vorteil, der sich daraus ergibt, ist, daß die Entscheidung zwischen Spur und Spiegelspur schon sehr früh fällt. Damit findet die Verfolgung einer Spiegelspur nur selten statt, und es wird Zeit gespart.

Der nächste Schritt besteht darin, weitere Punkte zu suchen, die zur Spur gehören. Das Programm bedient sich dabei einer Histogrammmethode. Es histogrammiert für jeden Punkt, der innerhalb eines bestimmten Bereiches liegt, die Krümmung, die sich

bei einer aus dem Starttripplet, dem Vertex und dem Punkt bestehenden Spur ergibt. Außerdem wird die Steigung histogrammiert, die sich aus dem Anfangspunkt und dem Treffer ergibt. Die Histogrammierung der Steigungen ermöglicht es, neben den Spuren aus dem Vertex auch noch hochenergetische Spuren zu finden, die nicht aus der Vertexregion stammen. Abb.39 stellt diesen Vorgang dar. In diesen Histogrammen wird nach dem Auftreten eines Häufungspunktes gesucht. Wird ein solcher Punkt gefunden, so werden aus der Position des Häufungspunktes die Parameter der Spur bestimmt. Es werden dann alle Treffer, die in einem bestimmten Abstand von der Spurlinie liegen, bestimmt. An diese Gruppe von Punkten wird nun ein einfaches Spurmodell angepaßt. Die Größe der Ablage der Punkte entscheiden, welche Treffer mit der Anpassung verträglich sind.

An die so gefundenen Spuren wird anschließend das gewünschte Spurmodell angepaßt. Es handelt sich dabei um eine Parabel, die als Annäherung an einen Kreis gewählt wird. In Abschnitt 11.3 wird näher darauf eingegangen, in welchen Fällen diese Näherung akzeptabel ist.

Da die genaue Kenntnis der Effizienz der Spurerkennung für die Kalibration nicht von Bedeutung ist, wurde die Funktion des Programms durch Betrachtung gefundener Spuren bewertet. Abb.40 zeigt Spuren, wie sie vom Programm gefunden und vom Ereignisdarstellungsprogramm abgebildet werden. Die Effizienz der Kammer wurde durch Kontrolle von Trefferverteilungen überprüft. Dies geschah, um bei einer starken lokalen Mißkalibration sicherzustellen, daß die Kalibration auch für alle Kanäle durchgeführt wurde.

H1 Ev

H1 Event Display 1.04/01
DSN=F11MSC.REP1985.J0

E= -26.7 x 819.

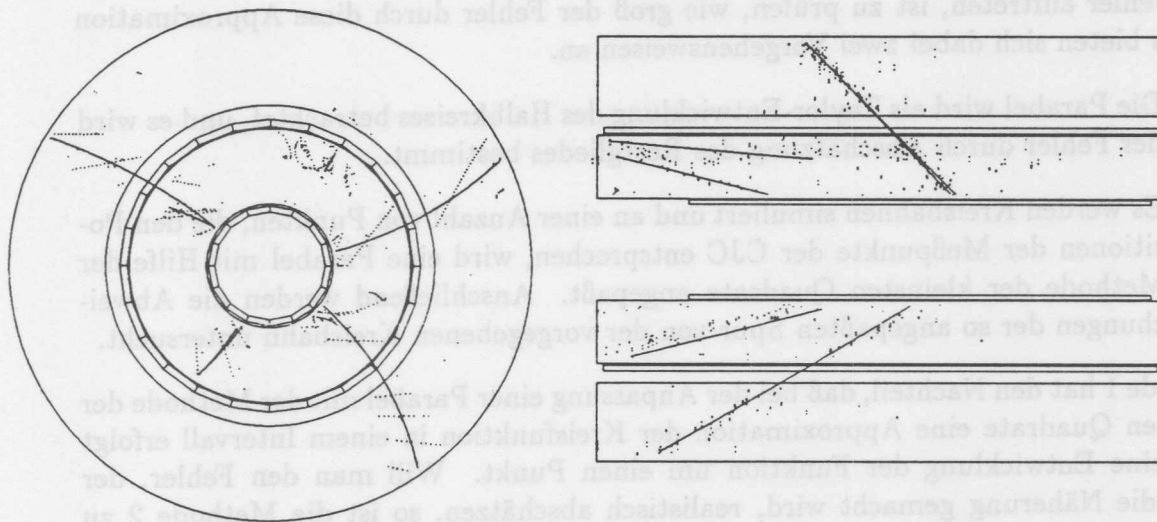


Abbildung 40: Ergebnis der Spurerkennung am Beispiel eines Strahlereignisses.

Links: Ansicht in der r/φ -Ebene mit Spiegeltreffern.

Rechts: Ansicht der r/z -Projektion.

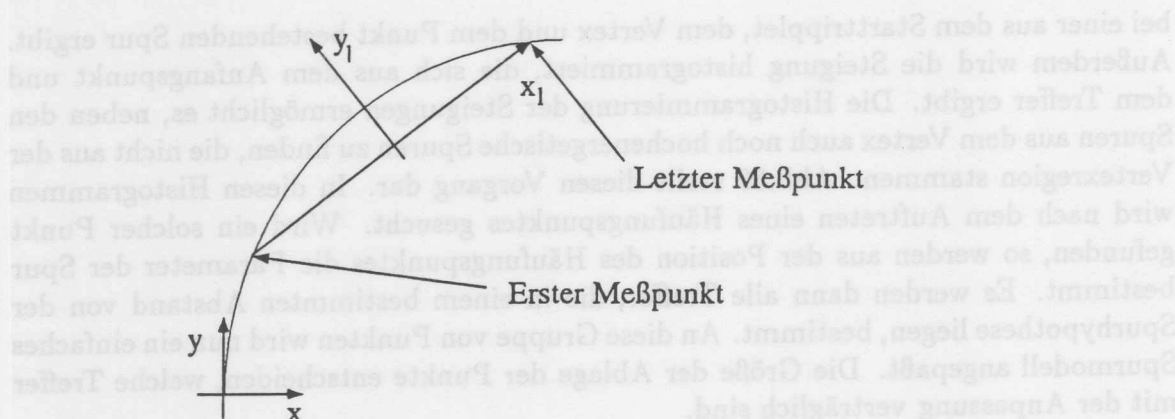


Abbildung 41: Lage des lokalen Koordinatensystems, in dem die Anpassung der Parabel an die Spurpunkte erfolgt.

11.3 Gültigkeitsbereich der Parabelnäherung

Bei der Durchführung der Kalibration wird die Form der Spuren im Magnetfeld näherungsweise als Parabel beschrieben. Die Parabel wird nach einer Transformation in ein geeignetes Koordinatensystem an die Meßpunkte angepaßt. Die X-Achse dieses Systems ist durch die Verbindung des ersten Spurpunktes und des letzten Meßpunktes gegeben. Der Koordinatenursprung befindet sich in der Mitte zwischen den Punkten siehe Abb.41. Da durch die Annäherung der Kreisbahnen durch Parabeln systematische Fehler auftreten, ist zu prüfen, wie groß der Fehler durch diese Approximation ist. Es bieten sich dabei zwei Vorgehensweisen an.

1. Die Parabel wird als Taylor-Entwicklung des Halbkreises betrachtet, und es wird der Fehler durch Abschätzung des Restgliedes bestimmt.
2. Es werden Kreisbahnen simuliert und an einer Anzahl von Punkten, die den Positionen der Meßpunkte der CJC entsprechen, wird eine Parabel mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt. Anschließend werden die Abweichungen der so angepaßten Spur von der vorgegebenen Kreisbahn untersucht.

Methode 1 hat den Nachteil, daß bei der Anpassung einer Parabel mit der Methode der kleinsten Quadrate eine Approximation der Kreisfunktion in einem Intervall erfolgt und keine Entwicklung der Funktion um einen Punkt. Will man den Fehler, der durch die Näherung gemacht wird, realistisch abschätzen, so ist die Methode 2 zu wählen. Es zeigt sich, für die Varianz der Abweichungen der in Abb.42 gezeigte Verlauf in Abhängigkeit vom Impuls. In Abb.43 ist der maximale Fehler in Abhängigkeit vom Impuls dargestellt. Daraus ergibt sich, daß der Fehler durch die Benutzung der Parabel als Spurmodell oberhalb von 1 GeV vernachlässigbar ist, da er sehr klein gegenüber der Auflösung der CJC wird.

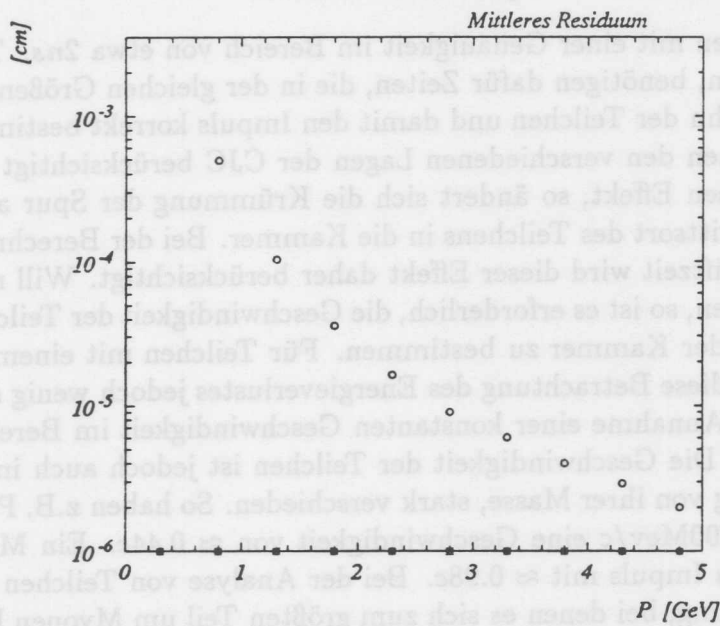


Abbildung 42: Varianz des Fehlers, der sich durch die Verwendung einer Parabel als Annäherung an einen Kreis ergibt, in Abhängigkeit vom Impuls.

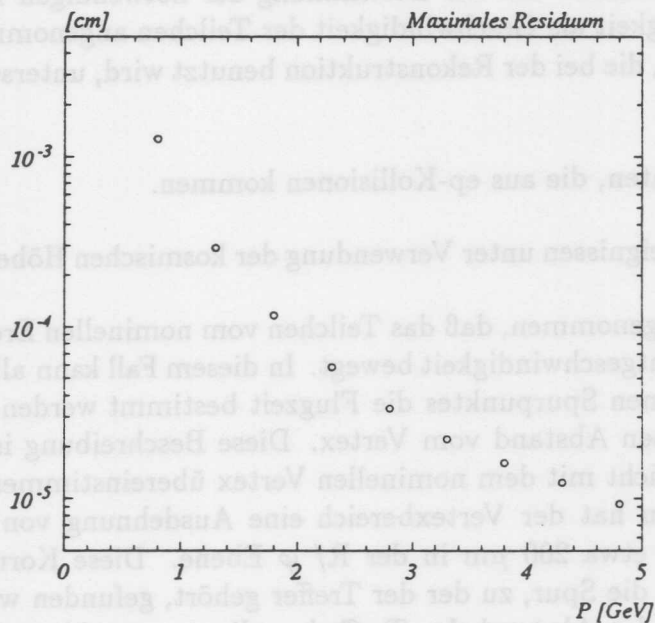


Abbildung 43: Maximaler Fehler, der sich durch die Verwendung einer Parabel als Annäherung an einen Kreis ergibt, in Abhängigkeit vom Impuls.

11.4 Bestimmung der Flugzeitkorrektur

Die CJC mißt Driftzeiten mit einer Genauigkeit im Bereich von etwa $2ns$. Teilchen, die die CJC durchqueren, benötigen dafür Zeiten, die in der gleichen Größenordnung liegen. Will man die Bahn der Teilchen und damit den Impuls korrekt bestimmen, so muß die Flugzeit zwischen den verschiedenen Lagen der CJC berücksichtigt werden. Vernachlässigt man diesen Effekt, so ändert sich die Krümmung der Spur abhängig vom Abstand vom Eintrittsort des Teilchens in die Kammer. Bei der Berechnung der Koordinaten aus der Driftzeit wird dieser Effekt daher berücksichtigt. Will man den Effekt korrekt beschreiben, so ist es erforderlich, die Geschwindigkeit der Teilchen und ihren Energieverlust in der Kammer zu bestimmen. Für Teilchen mit einem Impuls von über $500MeV/c$ ist diese Betrachtung des Energieverlustes jedoch wenig sinnvoll, da der Unterschied zur Annahme einer konstanten Geschwindigkeit im Bereich einiger Picosekunden liegt. Die Geschwindigkeit der Teilchen ist jedoch auch in diesem Energiebereich, abhängig von ihrer Masse, stark verschieden. So haben z.B. Protonen mit einem Impuls von $500MeV/c$ eine Geschwindigkeit von $\approx 0.44c$. Ein Myon hat bewegt sich bei gleichem Impuls mit $\approx 0.98c$. Bei der Analyse von Teilchen aus der kosmischen Höhenstrahlung, bei denen es sich zum größten Teil um Myonen handelt, kann daher die Geschwindigkeit für die Flugzeitkorrektur als c angenommen werden. Die Daten, die bei den Testläufen am HERA-Ring gewonnen wurden enthalten eine Vielzahl von schwereren Teilchen. Will man für diese Daten eine korrekte Behandlung der Flugzeitkorrektur erreichen, so ist eine Teilchenidentifikation zur Berechnung der Flugzeit notwendig. Wegen des hohen Aufwandes wurde vorläufig auf eine Einbeziehung dieses Effektes verzichtet. Bei der Bestimmung der notwendigen Korrekturen wird die Lichtgeschwindigkeit als Geschwindigkeit der Teilchen angenommen.

Die Flugzeitkorrektur, die bei der Rekonstruktion benutzt wird, unterscheidet zwei Fälle:

1. Die Analyse von Daten, die aus ep-Kollisionen kommen.
2. Auswertung von Ereignissen unter Verwendung der kosmischen Höhenstrahlung.

Im ersten Fall wird angenommen, daß das Teilchen vom nominellen Ereignisvertex herrührt und sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegt. In diesem Fall kann allein aus den Koordinaten des gemessenen Spurpunktes die Flugzeit bestimmt werden. Sie ergibt sich aus dem geometrischen Abstand vom Vertex. Diese Beschreibung ist ungenau, da der wirkliche Vertex nicht mit dem nominellen Vertex übereinstimmen muß. Für Spuren aus ep-Streuungen hat der Vertexbereich eine Ausdehnung von etwa $0.5m$ entlang der Z-Achse und etwa $200 \mu m$ in der R/ φ Ebene. Diese Korrektur kann angewandt werden, bevor die Spur, zu der der Treffer gehört, gefunden wurde. Nach der Rekonstruktion wird der Abstand der Trefferkoordinate vom Vertex des Ereignisses verwendet. Handelt es sich um eine Spur, die Teil eines Untergrundereignis ist, so wird in vielen Fällen kein Vertex gefunden. In diesen Fällen wird der jeweilige Schnittpunkt der Spur mit der nominellen Z-Achse als Ursprungsort des Teilchens angesehen.

Bei der Analyse von kosmischen Myonen wird angenommen, daß das Teilchen von oben in die Kammer eintritt und sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegt. In diesem Fall ist eine Korrektur erst nach einer ersten Rekonstruktion möglich. Bei der ersten Rekonstruktion wird angenommen, daß die Bahn des Teilchens parallel zur y-Achse und durch den zu korrigierenden Meßpunkt verläuft. Die Unterschiede zwischen der Korrektur vor der Rekonstruktion und nach der Rekonstruktion sind im Mittel aufgrund der Winkelverteilung der Höhenstrahlung gering im Verhältnis zur intrinsischen Auflösung der Kammer.

$$\vec{R}_N = \vec{R}_W + 2(T_1 - T_{0W}) V_1 \vec{D} \quad (66)$$

Die Bedeutung der einzelnen Größen stimmt mit denen in Kapitel 7 überein. Die Größe S trägt der Tatsache Rechnung, daß eine Driftkammer nur den Betrag der Driftzeit ermitteln kann. Nach Durchführung der Spurerkennung wird bei der Bestimmung der Koordinaten des Treffers die Driftzeit mittels S eingestellt. S kann die Werte ± 1 annehmen. Im folgenden wird die Konvention benutzt, daß die Hälfte der Driftstrecke, in der $S = +1$ ist, als die rechte Seite bezeichnet wird. Die Koordinaten, die sich ohne Fehler ergeben sind:

$$\vec{R}_S = \vec{R}_W + 2 T_1 V_1 \vec{D} \quad (67)$$

Da bei der Durchführung der Kalibration die wahre Position des Treffers nicht bekannt ist, wird stattdessen die Position der an alle Meßpunkte angepaßten Spur genommen. Es wird dabei davon ausgegangen, daß sich die Effekte, die sich durch die Fehlerfortpflanzung ergeben, aufheben. Da dies nur näherungsweise richtig ist, muß die Kalibration iterativ arbeiten und sich durch wiederholte Anpassung der Spuren und Bestimmung der Kalibrationskonstanten den wahren Werten annähern. Der Residuumvektor \vec{R}_R zwischen Treffer und Spur ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} \vec{R}_R &= \vec{R}_S - \vec{R}_N \\ \vec{R}_R &= 2 - T_{0W} V_1 \vec{D} \end{aligned} \quad (68)$$

Die Projektion von \vec{R}_R auf die Driftichtung ergibt:

$$R_R = 2 - T_{0W} V_1 \quad (69)$$

Histogrammiert man diese Größe, so erhält man zwei überlagerte Verteilungen, deren Mittelwerte jeweils bei den Punkten $\pm T_{0W} V_1$ liegen und die eine Breite aufweisen, die der Auflösung der Positionsmessung entspricht. Diese Breite beträgt etwa 150-200 μm (Abb. 44a). Dies bedeutet, daß die Verteilungen sich bei Fehlern des T_{0W} , die kleiner

11.5 Bestimmung der Driftzeitnullpunkte von Drähten und Drahtgruppen

Die Bestimmung des Zeitnullpunktes von Drähten und Drahtgruppen verläuft nach dem folgenden Schema. Die Drahtgruppen werden zuerst behandelt, da die Kalibration zwischen den Kanälen von acht aufeinanderfolgenden Drähten einer Gruppe mit Hilfe der Testpulser schon durchgeführt wurde. Innerhalb dieser Gruppen sind daher nur noch kleine Zeitunterschiede zu erwarten. Nachdem die Gruppen kalibriert wurden, werden die Zeitnullpunkte der einzelnen Drähte relativ zueinander bestimmt. Im Falle der Gruppen werden die einzelnen Drähte einer Gruppe zu einem einzigen Signal zusammengefaßt. Es wird die Bestimmung des Zeitnullpunktes für einzelne beschrieben. Die Koordinaten des Trefferpunktes ergeben sich, unter der Voraussetzung, daß die Kammer ansonsten keine Fehlkalibration aufweist, bei einem von Null verschiedenen Driftzeitnullpunkt T_{0W} zu:

$$\vec{R}_H = \vec{R}_W + S (T_d - T_{0W}) V_d \vec{D} \quad (66)$$

Die Bedeutung der einzelnen Größen stimmt mit denen in Kapitel 7 überein. Die Größe S trägt der Tatsache Rechnung, daß eine Driftkammer nur den Betrag der Driftzeit ermitteln kann. Nach Durchführung der Spurerkennung wird bei der Bestimmung der Koordinaten des Treffers die Driftrichtung mittels S eingestellt. S kann die Werte ± 1 annehmen. Im folgenden wird die Konvention benutzt, daß die Hälfte der Driftzelle, in der $S = +1$ ist, als die rechte Seite bezeichnet wird. Die Koordinaten, die sich ohne Fehler ergeben sind:

$$\vec{R}_S = \vec{R}_W + S T_d V_d \vec{D} \quad (67)$$

Da bei der Durchführung der Kalibration die wahre Position des Treffers nicht bekannt ist, wird stattdessen die Position der an alle Meßpunkte angepaßten Spur genommen. Es wird dabei davon ausgegangen, daß sich die Effekte, die sich durch die Fehlkalibration ergeben, aufheben. Da dies nur näherungsweise richtig ist, muß die Kalibration iterativ arbeiten und sich durch wiederholte Anpassung der Spuren und Bestimmung der Kalibrationskonstanten den wahren Werten annähern.

Der Residuumsvektor \vec{R}_R zwischen Treffer und Spur ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} \vec{R}_R &= \vec{R}_S - \vec{R}_H \\ \vec{R}_R &= S - T_{0W} V_d \vec{D} \end{aligned} \quad (68)$$

Die Projektion von \vec{R}_R auf die Driftrichtung ergibt:

$$R_R = S - T_{0W} V_d \quad (69)$$

Histogrammiert man diese Größe, so erhält man zwei überlagerte Verteilungen, deren Mittelwerte jeweils bei den Punkten $\pm T_{0W} V_d$ liegen und die eine Breite aufweisen, die der Auflösung der Positionsmessung entspricht. Diese Breite beträgt etwa 150-200 μm (Abb.44a). Dies bedeutet, daß die Verteilungen sich bei Fehlern des T_{0W} , die kleiner

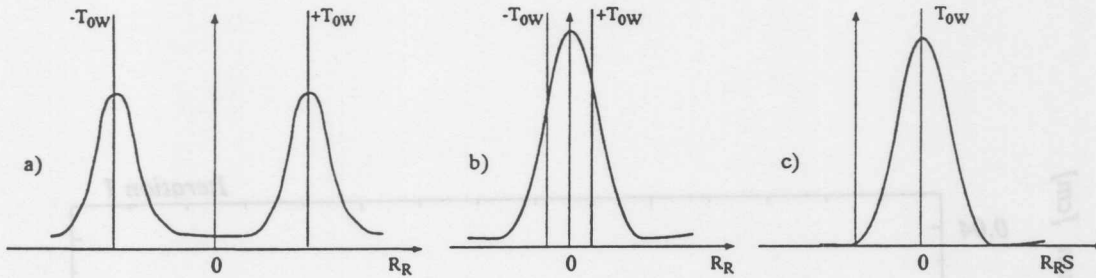


Abbildung 44: a) Die Verteilung von R_R bei T_{0W} größer 5σ . b) Die Situation bei kleinen Zeitverschiebungen c) Die Verteilung von $R_R S$.

als etwa 1 ns sind, sehr stark überlappen (Abb. 44b). Es ist daher angebrachter, $R_R S$ zur Bestimmung des Zeitversatzes zu benutzen. Es ergibt sich dann die in Abb. 44c gezeigte Situation.

Zur Bestimmung der Zeitverschiebung aller Drähte ist es erforderlich, daß jeder Draht eine hinreichende Zahl von Treffern aufweist. Die Zahl der notwendigen Treffer ergibt sich aus dem Fehler der so bestimmten Korrektur. Wird angenommen, daß die an alle Treffer angepaßte Spur die Bahn des Teilchendurchgangs beschreibt, so ergibt ein einzelner Treffer die Zeitverschiebung mit einer Genauigkeit, die der Auflösung der Kammer entspricht. Eine Kalibrationskonstante ist hinreichend genau bestimmt, wenn der Fehler, der durch den Fehler der Größe entsteht, wesentlich kleiner als der intrinsische Fehler ist. Bei der Analyse wurde gefordert, daß die Zeitnullpunkte mit einer Genauigkeit zu bestimmen sind, die 10 mal besser ist als die Genauigkeit mit der die Koordinate in r/φ bestimmt wird. Es sind daher 100 Treffer pro Draht erforderlich.

Aufgrund der Geometrie der Kammer sind die Drifträume für verschiedene Drahtlagen unterschiedlich groß. Bestimmt man die Zeitnullpunkte nach dem oben beschriebenen Verfahren, so ergibt eine falsch bestimmte Driftgeschwindigkeit oder ein falsch bestimmter Lorentzwinkel eine systematische Verschiebung des Zeitnullpunktes, abhängig von der maximalen Driftstrecke des betreffenden Driftraumes. Dieser Effekt wird in der ersten Phase der Kalibration dadurch ausgeschaltet, daß nur solche Treffer zur Bestimmung der Nullpunkte verwendet werden, die innerhalb eines Bereiches liegen, der von allen Drifträumen abgedeckt wird. Dieser Bereich ergibt sich aus den kleinsten Drifträumen. Des weiteren muß der Einfluß der Feldinhomogenitäten in der Nähe der Signaldrahtebene und der Kathodenebene berücksichtigt werden. Dies geschieht dadurch, daß Treffer, die in der Nähe dieser Bereiche liegen, bei der Analyse nicht berücksichtigt werden. Nach der Durchführung der ersten Iteration der Kalibration können alle Treffer, mit Ausnahme der in der Nähe der Drahtebenen, benutzt werden, da dann Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel hinreichend genau bekannt sind.

In den Abb. 45 ist die Verteilung der Zeitnullpunktänderungen für den ersten und vierten Schritt der Kalibration dargestellt. Es handelt sich dabei um Daten, die bei

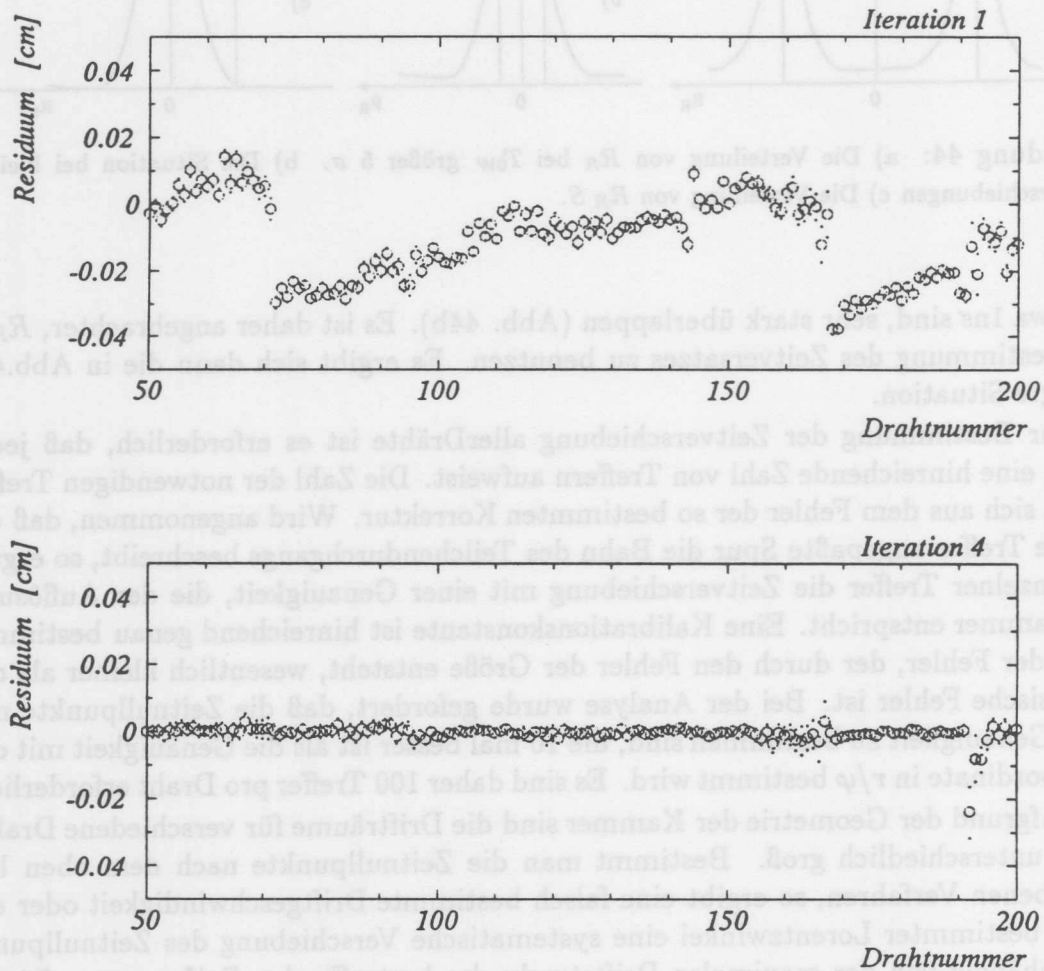


Abbildung 45: Verteilung der Zeitnullpunktänderungen der Drähte nach der ersten und vierten Iteration der Kalibrierung mit Spuren. Es sind die den Korrekturen entsprechenden Driftstrecken angegeben. Einer Korrektur von $100\mu\text{m}$ entspricht eine Zeitverschiebung von 2.1ns . In der oberen Abbildung sind die großen Unterschiede zwischen den Gruppen zu erkennen. Nach der vierten Iteration sind diese Unterschiede ausgeglichen. Lediglich einige Drähte zeigen noch Abweichungen im Bereich von einigen ns.

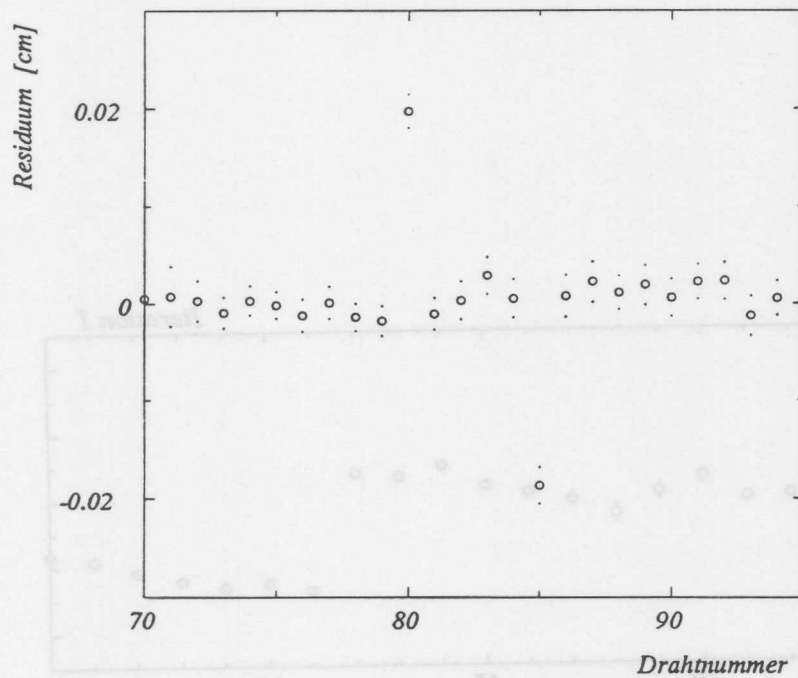


Abbildung 46: Die Zeitnullpunkte der Drähte 80 und 85 sind um jeweils $\pm 5ns$ willkürlich verschoben worden. Dies entspricht einer Verschiebung von $240\mu m$. Im ersten Iterationsschritt wird diese Verschiebung bis auf etwa $40\mu m$ kompensiert.

Testläufen im September 1992 aufgezeichnet wurden. Den erforderlichen Korrekturen entsprechen im ersten Schritt der Kalibration Driftstrecken von einigen $100\mu m$. Nach dem vierten Iterationsschritt sind nur noch Korrekturen von etwa $10\mu m$ notwendig. Einer Korrektur von $100\mu m$ entspricht eine Zeitverschiebung von $2.1ns$. Man kann deutlich erkennen, daß die Schwankungen zwischen den Drähten einer Gruppe und denen, die zu verschiedenen Gruppen gehören, von unterschiedlicher Größe sind. Nach dem vierten Iterationsschritt ist dieser Unterschied ausgeglichen. Die Abb.47 zeigt den gleichen Sachverhalt für die Zeitpunkte der Gruppen. Beide Untersuchungen wurden mit der gleichen Statistik durchgeführt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Zeitnullpunktverschiebung bei der gruppenweisen Bestimmung, bei gleicher Statistik, genauer ist. Es werden die Zeitnullpunkte nicht für alle 2640 Kanäle abgebildet.

In Abb.46 ist der Effekt einer willkürlichen Verschiebung der Zeitnullpunkte der Drähte 80 und 85 um $\pm 5ns$ zu sehen. Dieser Zeitverschiebung entspricht eine Driftstrecke von etwa $240\mu m$. Im ersten Iterationsschritt ist die für die beiden Drähte gefundene Korrektur $\approx \pm 200\mu m$.

Mit Hilfe der kosmischen Höhenstrahlung können, vor Beginn der Datennahme am Speicherring, die Zeitnullpunkte nicht für alle Drähte bestimmt werden. Dies ist in der Winkelverteilung der kosmischen Höhenstrahlung begründet. Es wird nur ein Teil der Kammer mit einer hinreichend hohen Rate von Teilchen getroffen, deren Bahn durch die Nähe des nominellen Vertex verlaufen.

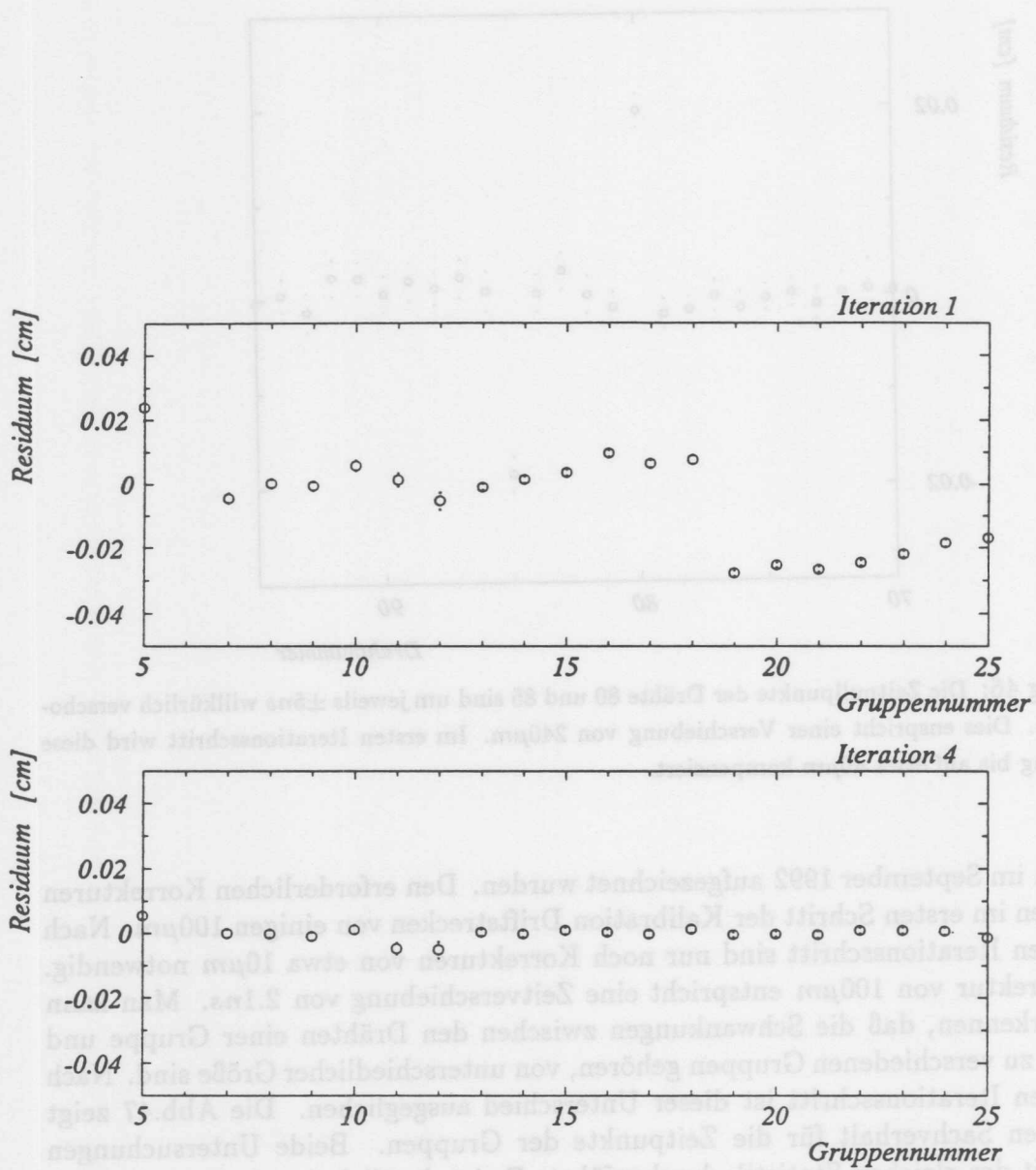


Abbildung 47: Verteilung der Zeitnullpunkte der Drahtgruppen nach der Kalibrierung mit Spuren. Es sind die den Korrekturen entsprechenden Driftstrecken angegeben. Einer Korrektur von $100\mu\text{m}$ entspricht eine Zeitverschiebung von 2.1ns .

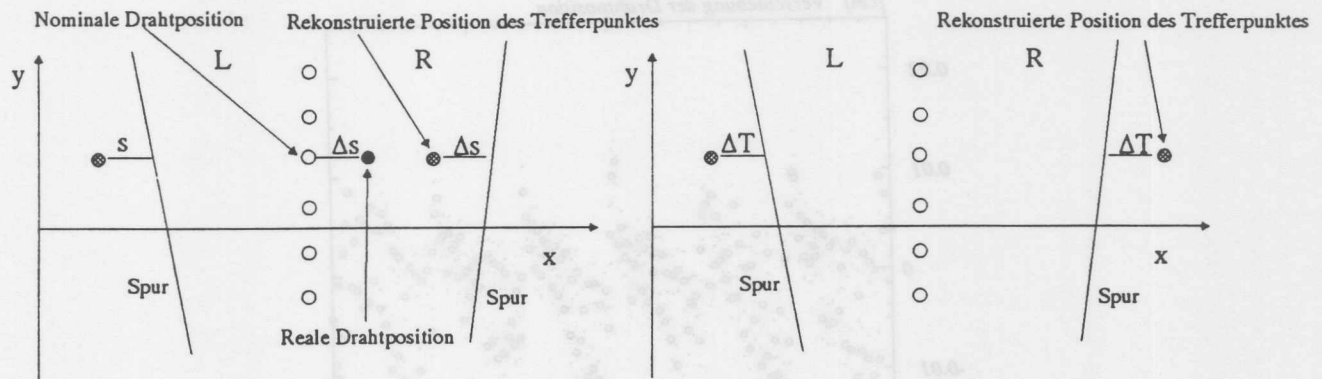


Abbildung 48: Links: Der Effekt einer Mißpositionierung auf die aus der Driftzeit bestimmten Koordinaten. Die Meßpunkte sind unabhängig von der Seite des Durchgangs der Spur um Δs verschoben.

Rechts: Der Effekt eines falschen Zeitnullpunktes. Die Meßpunkte sind abhängig von der Seite um $\pm \Delta T$ verschoben.

11.6 Bestimmung der Drahtpositionen in Richtung des Driftfeldes

Die Endplatten der CJC wurden mit hoher Genauigkeit gefertigt und anschließend vermessen. Die Vermessung der Endplatten ergab einen Fehler der Positionierungsbohrungen von weniger als $20\mu\text{m}$ relativ zueinander [BUE92]. Diese Fehler sind im Vergleich zur Auflösung der Jetkammer klein und wurden in der ersten Phase der Kalibration vernachlässigt. Es ist jedoch wünschenswert, die vorgegebene Präzision im Rahmen der Kalibration zu überprüfen. Eine Größe, die gut für jeden Draht bestimmt werden kann, ist die Verschiebung des Drahtes in Driftrichtung.

Ist ein Draht in Driftrichtung um den Betrag Δs verschoben, so liegen die aus der Driftzeit bestimmten Treffer, die zu diesem Draht gehören, neben der Spur. Die Abb.48 stellt diesen Sachverhalt dar. Der Abstand zu einer Spur, die durch die rechte Zellhälfte verläuft, ist Δs , der Abstand zu einer Spur in der linken Hälfte ist ebenfalls Δs .

Abb.48 zeigt den Effekt eines falschen Zeitnullpunktes auf die aus den gemessenen Driftzeiten bestimmten Koordinaten. Die Punkte sind abhängig von der Seite des Driftraumes, durch den die Spur verläuft, in unterschiedliche Richtung verschoben. Die beiden Effekte sind also dann trennbar, wenn die mittleren Abstände der Trefferkoordinaten von den Spurbahnen für die beiden Seiten des Driftraumes getrennt bestimmt werden und durch eine anschließende Kombination die Verschiebung und der Fehler des Zeitnullpunktes bestimmt werden. Bei Durchgang durch die rechte Seite des Driftraumes ergibt sich:

$$\begin{aligned}\vec{R}_H &= \vec{R}_W + (T_d - T_{0W} - \Delta s) V_d \vec{D} \\ \vec{R}_S &= \vec{R}_W + T_d V_d \vec{D}\end{aligned}\quad (70)$$

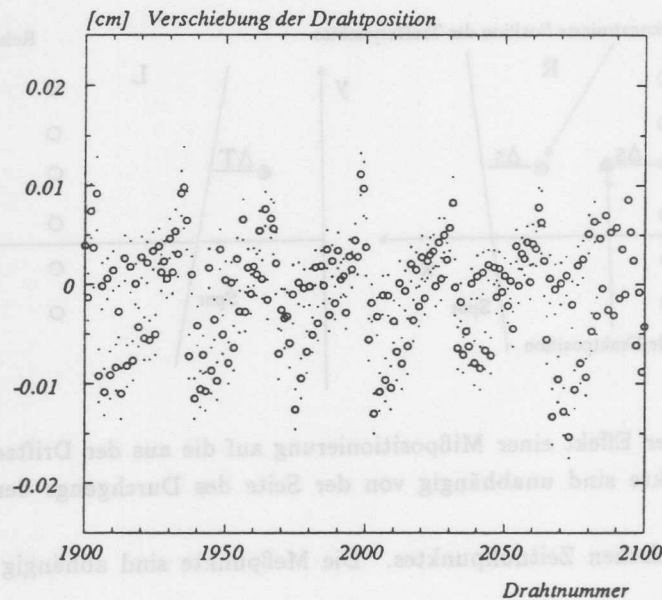


Abbildung 49: Abweichung der Drähte der CJC von der Sollposition. Die Richtung der Abweichung ist die Richtung des Driftfeldes. Um die Darstellung übersichtlich zu gestalten, ist nur ein Teil der Drähte dargestellt.

$$\begin{aligned}\vec{R}_R &= \vec{R}_S - \vec{R}_H \\ \vec{R}_R &= (\Delta s + T_{0W}) V_d \vec{D}\end{aligned}$$

Bei Durchgang des Teilchens auf der linken Seite ergibt sich:

$$\begin{aligned}\vec{R}_H &= \vec{R}_W - (T_d - T_{0W} + \Delta s) V_d \vec{D} \\ \vec{R}_S &= \vec{R}_W - T_d V_d \vec{D} \\ \vec{R}_L &= \vec{R}_S - \vec{R}_H \\ \vec{R}_L &= (\Delta s - T_{0W}) V_d \vec{D}\end{aligned} \quad (71)$$

Man bestimmt nun für viele Spuren die Projektionen der Vektoren \vec{R}_R und \vec{R}_L auf die Driftrichtung. Aus den Mittelwerten dieser Verteilungen ergeben sich die Verschiebung der Drahtposition und der Zeitnullpunkt wie folgt:

$$\begin{aligned}T_{0W} &= \frac{R_R - R_L}{2 V_d} \\ \Delta s &= \frac{R_R + R_L}{2 V_d}\end{aligned}$$

Die Sensitivität, mit der diese Werte ermittelt werden können, hängt wie bei der Bestimmung des Zeitnullpunktes von der Zahl der Treffer auf einem Kanal und der Auflösung der Kammer ab. Für die Bestimmung von Δs müssen noch einige systematische Effekte beachtet werden. Bei der Mittelwertbildung über alle Meßwerte

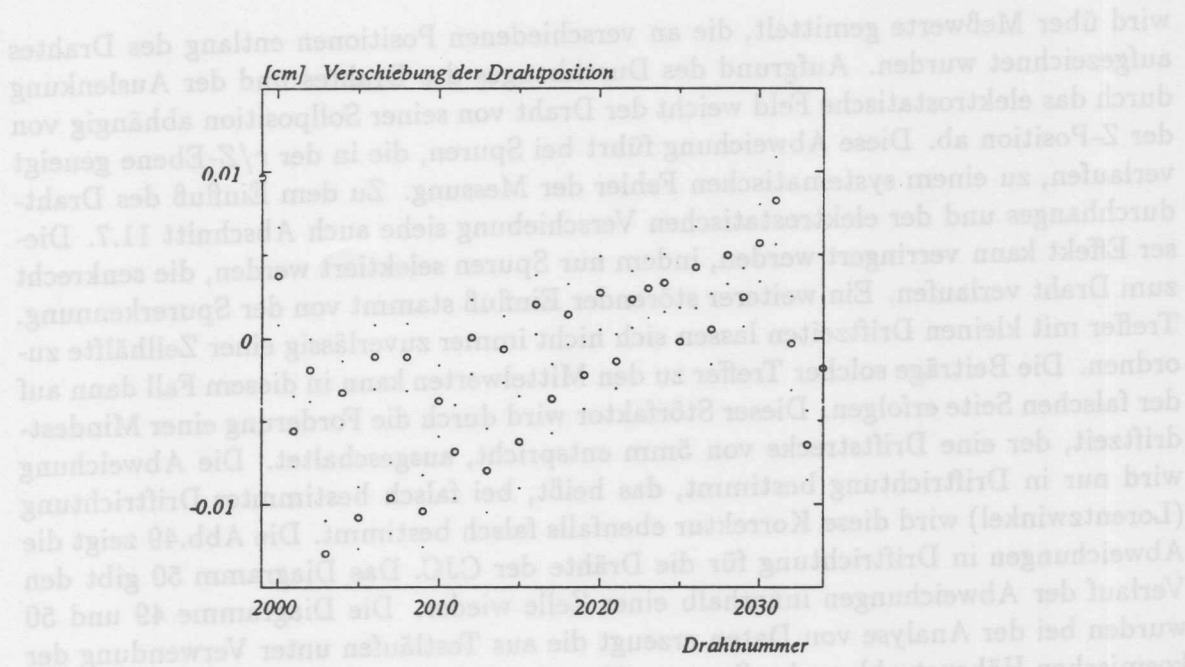


Abbildung 50: Ausschnitt aus der Abb.49. Es ist der Verlauf der Verschiebung innerhalb einer Zelle erkennbar. Dieser systematischen Verschiebung entspricht ein Fehler des Neigungswinkels der Zelle um 0.02° .

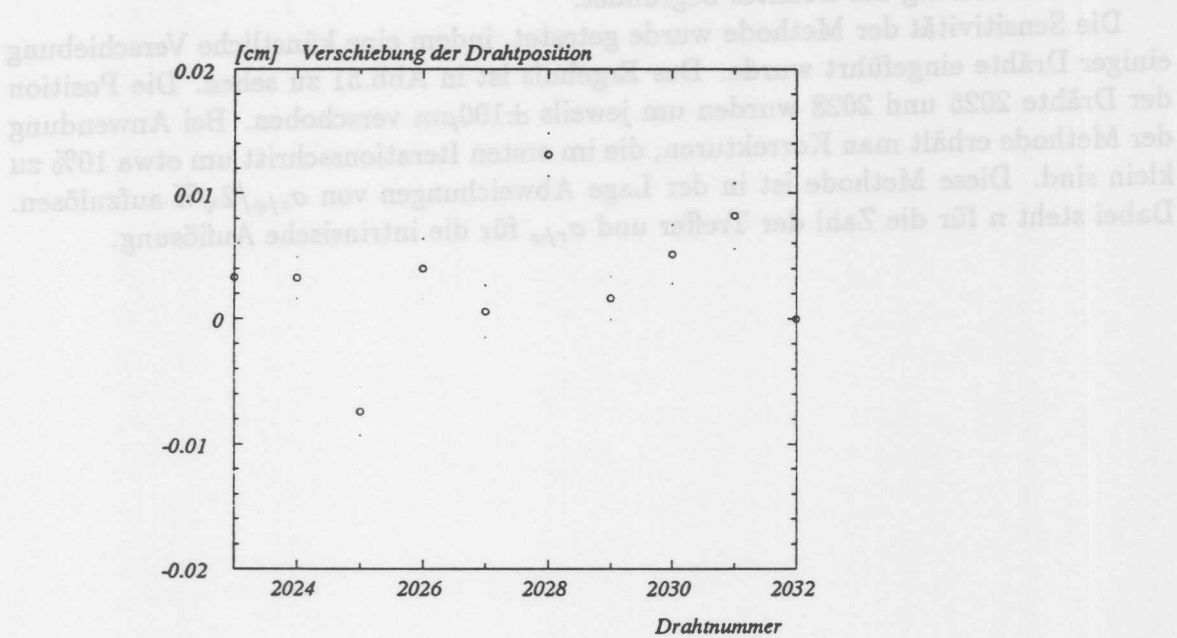


Abbildung 51: Es wurde für die Drähte 2025 und 2028 eine künstliche Verschiebung von $100\mu\text{m}$ vorgenommen. Das Ergebnis der ersten Iteration liefert Korrekturen zur Drahtposition, die etwa um 10% zu klein sind.

wird über Meßwerte gemittelt, die an verschiedenen Positionen entlang des Drahtes aufgezeichnet wurden. Aufgrund des Durchhanges des Drahtes und der Auslenkung durch das elektrostatische Feld weicht der Draht von seiner Sollposition abhängig von der Z-Position ab. Diese Abweichung führt bei Spuren, die in der r/Z -Ebene geneigt verlaufen, zu einem systematischen Fehler der Messung. Zu dem Einfluß des Drahtdurchhanges und der elektrostatischen Verschiebung siehe auch Abschnitt 11.7. Dieser Effekt kann verringert werden, indem nur Spuren selektiert werden, die senkrecht zum Draht verlaufen. Ein weiterer störender Einfluß stammt von der Spurerkennung. Treffer mit kleinen Driftzeiten lassen sich nicht immer zuverlässig einer Zellhälfte zuordnen. Die Beiträge solcher Treffer zu den Mittelwerten kann in diesem Fall dann auf der falschen Seite erfolgen. Dieser Störfaktor wird durch die Forderung einer Mindestdriftzeit, die eine Driftstrecke von 5mm entspricht, ausgeschaltet. Die Abweichung wird nur in Driftrichtung bestimmt, das heißt, bei falsch bestimmter Driftrichtung (Lorentzwinkel) wird diese Korrektur ebenfalls falsch bestimmt. Die Abb.49 zeigt die Abweichungen in Driftrichtung für die Drähte der CJC. Das Diagramm 50 gibt den Verlauf der Abweichungen innerhalb einer Zelle wieder. Die Diagramme 49 und 50 wurden bei der Analyse von Daten erzeugt die aus Testläufen unter Verwendung der kosmischen Höhenstrahlung im Sommer 92 aufgezeichnet wurden.

Die systematische Zunahme der Verschiebung mit zunehmender Drahtnummer innerhalb einer Zelle läßt sich durch Annahme eines Fehlers im Zellneigungswinkel verstehen. Die notwendige Korrektur beträgt 0.02° . Die wechselseitige Verschiebung der geraden Drähte zu den ungeraden ist in der Annahme einer zu kleinen elektrostatischen Auslenkung des Drahtes begründet.

Die Sensitivität der Methode wurde getestet, indem eine künstliche Verschiebung einiger Drähte eingeführt wurde. Das Ergebnis ist in Abb.51 zu sehen. Die Position der Drähte 2025 und 2028 wurden um jeweils $\pm 100\mu m$ verschoben. Bei Anwendung der Methode erhält man Korrekturen, die im ersten Iterationsschritt um etwa 10% zu klein sind. Diese Methode ist in der Lage Abweichungen von $\sigma_{r/\varphi}/2\sqrt{n}$ aufzulösen. Dabei steht n für die Zahl der Treffer und $\sigma_{r/\varphi}$ für die intrinsische Auflösung.

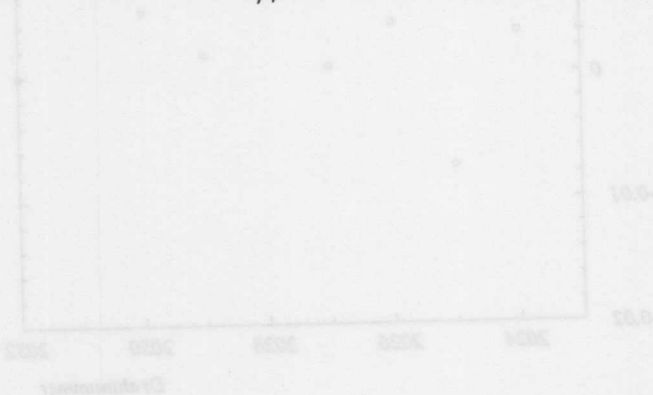


Abbildung 51: Es wurde für die Drähte 2025 und 2028 eine künstliche Verschiebung von $100\mu m$ vorgenommen. Das Ergebnis der ersten Iteration zeigt Korrekturen zur Sollposition, die etwa um 10% zu klein sind.

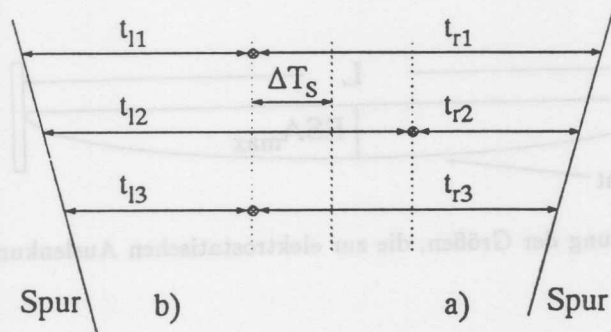


Abbildung 52:

a) Die Driftzeiten die an den drei Drähten gemessen werden, bei Durchgang der Spur durch die rechte Hälfte der Zelle. b) Bei Durchgang durch die linke Hälfte der Zelle.

11.7 Bestimmung des mechanischen Drahtversatzes und der elektrostatischen Auslenkung

Die Signaldrähte der CJC sind alternierend seitlich versetzt in den Endplatten befestigt. Diese Art der Positionierung wird "Staggern" genannt. Die Größe dieses mechanischen Drahtversatzes beträgt in der CJC $150\mu\text{m}$. Für diese Art der Positionierung der Drähte sprechen mehrere Gründe:

Die Spurerkennung wird erleichtert, da aus wenigen Treffern bereits an der Größe des Versatzes erkannt werden kann, auf welcher Seite des Driftraumes die gefundene Spur verläuft. Betrachtet man Abb.52, in der der Fall für ein gerades Spurstück bestehend aus 3 Treffern dargestellt ist, so erkennt man, daß sich der Versatz aus den Driftzeiten wie folgt ergibt:

Bei Durchgang der Spur durch die rechte Hälfte des Driftraumes

$$\frac{t_{r1} + t_{r3}}{2} - t_{r2} = 2 \Delta T_s \quad (72)$$

Bei Durchgang der Spur durch die linke Hälfte des Driftraumes

$$\frac{t_{l1} + t_{l3}}{2} - t_{l2} = -2 \Delta T_s \quad (73)$$

Am Vorzeichen dieser Größe kann schon entschieden werden, auf welcher Seite des Driftraumes die Spur verläuft. Der Fehler, mit dem der mechanische Versatz bestimmt wird, ergibt sich aus den Fehlern der Einzelmessung zu: $\sigma_{\Delta T_s} = \sqrt{3/8}\sigma_t$.

Ein weiterer Grund ist, daß die elektrostatischen Kräfte, die auf die Drähte wirken, in einer definierten Richtung größer sind, und sich die Drähte nach jedem Aus- und Einschaltvorgang in eine definierte Position begeben. Dies ist bei einer Anordnung symmetrisch zum elektrischen Feld nicht der Fall. Durch Vergleich der Driftzeiten benachbarter Drähte läßt sich der Drahtversatz bestimmen. Es wird dabei nicht der mechanische Drahtversatz gemessen, sondern die Driftzeitdifferenz, die dem geometrischen Versatz entspricht. Bei einer falsch bestimmten Driftgeschwindigkeit ergibt

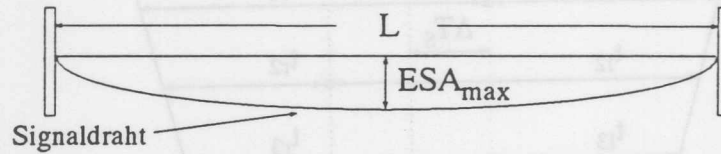


Abbildung 53: Bedeutung der Größen, die zur elektrostatischen Auslenkung beitragen.

sich daher auch ein systematisch falsch bestimmter Drahtversatz. Neben der Größe des mittleren Drahtversatzes ist der Verlauf dieser Größe entlang der Z-Achse zu bestimmen. Geht man davon aus, daß die Ladungen auf dem Draht gleichmäßig verteilt sind und sich der Draht in einem homogenen elektrischen Feld befindet, so wirkt auf jedes Längenelement des Drahtes die gleiche Kraft in Richtung des elektrischen Feldes. Für einen an beiden Enden eingespannten, nicht dehnbaren Draht, ergibt sich eine sogenannte Kettenlinie:

$$\Delta Y(Z) = -ESA_{max} \left(1 - \left(\frac{2Z}{L} \right)^2 \right) \quad (74)$$

Es steht L für die Drahtlänge und ESA_{max} für die maximale elektrostatische Auslenkung. ESA_{max} ergibt sich aus der Einspannkraft F , der Ladung pro Längeneinheit Ql und der elektrischen Feldstärke E . Abb.53 stellt den Zusammenhang zwischen den geometrischen Größen dar.

$$ESA_{max} = \frac{1}{8} QlE \frac{L^2}{F} \quad (75)$$

Dieser Ansatz ist ungenau, da die Feldstärke in der Nähe der Anodenebene nicht konstant ist. Die Kraft auf das ausgelenkte Drahtstück nimmt mit zunehmender Auslenkung aus der Symmetrieachse zu. Es wird also erwartet, daß die Auslenkung in der Mitte der Kammer größer als die Auslenkung einer Kettenlinie ist. Die Größe dieses Fehlers kann durch Analyse der Feldsimulation ermittelt werden. Ein anderer Weg diesen Ansatz zu überprüfen, ist die Messung der Abweichung entlang der Z-Achse. Es wurde daher der Drahtversatz für verschiedene Z-Intervalle bestimmt. Die Intervalle wurden aus zwei Gründen relativ groß gewählt (7.5cm). Durch Mittelung über ein hinreichend großes Z-Intervall wird der Einfluß der geringen Z-Auflösung verringert. Für die einzelnen Bereiche erhöht sich durch die Wahl größerer Abschnitte, über die gemittelt wird, die Statistik.

Abb.54 zeigt die gemessenen elektrostatischen Drahtauslenkungen. Es wurde zur Erhöhung der Statistik über alle Drähte gemittelt. Steht eine größere Datenmenge zur Verfügung, so kann diese Korrektur auch für einzelne Drähte bestimmt werden. An die Meßpunkte in Abb.54 wurde anschließend eine Parabel angepaßt und der Wert für EV_{max} bestimmt. Wie man sieht, beschreibt das Modell die Daten für den größten Teil des Z-Bereichs. Lediglich in der Nähe der Endplatten treten deutliche Abweichungen auf. Diese Abweichungen sind nicht überraschend, denn in diesem Bereich ist das

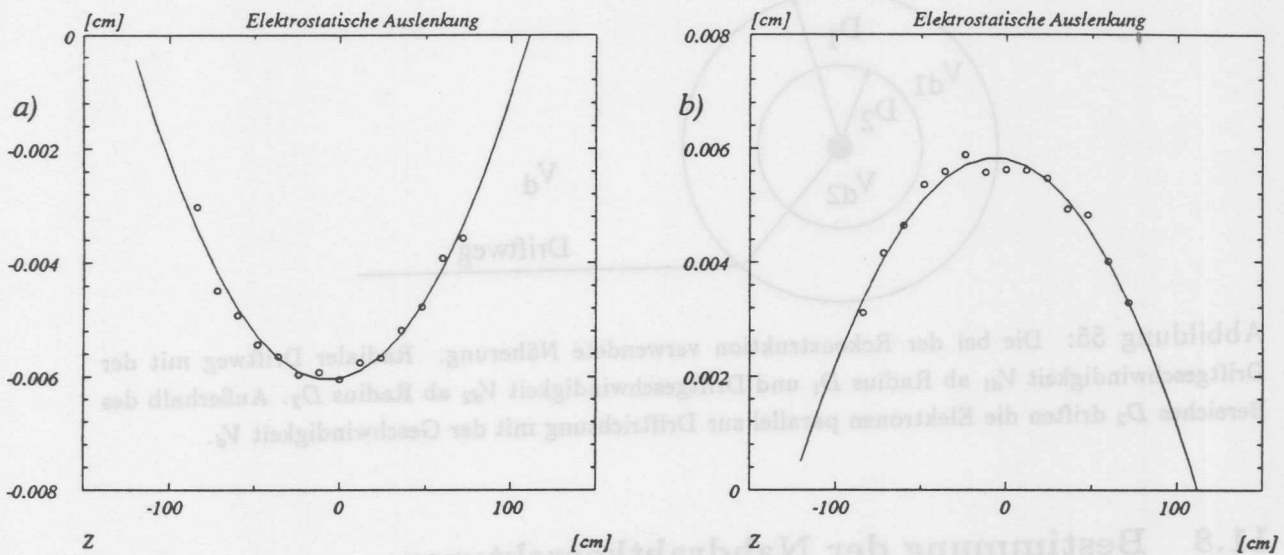


Abbildung 54: Die gemessene elektrostatische Auslenkung in Abhängigkeit von der Z-Position. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der Anpassung des im Text beschriebenen Modells an die Daten. a) Die Auslenkung der Drähte mit gerader Drahtnummer. b) Die Auslenkung der Drähte mit ungerader Drahtnummer.

elektrische Feld sehr inhomogen und es treten daher in diesem Bereich große Meßfehler auf. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die elektrostatische Auslenkung in der Mitte der Kammer etwa $60\mu\text{m}$ beträgt und die Abweichungen, die sich durch die Inhomogenitäten des Feldes ergeben, vernachlässigbar sind. Bei hinreichend hoher Statistik kann die Drahtauslenkung für kleine Gruppen von Drähten bestimmt werden. Dies ermöglicht es, die Stabilität der mechanischen Drahtspannung zu überwachen.

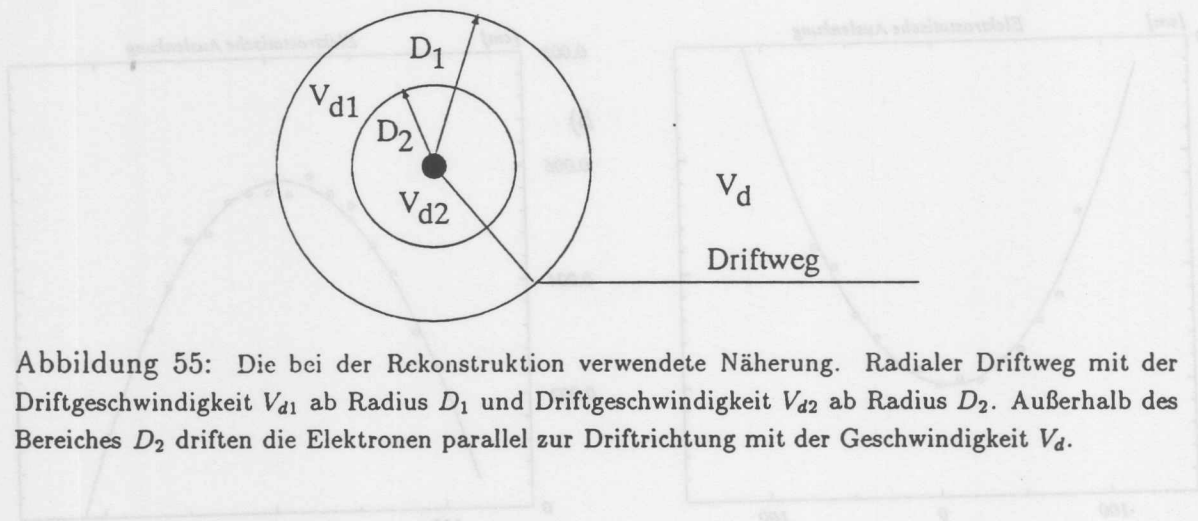


Abbildung 55: Die bei der Rekonstruktion verwendete Näherung. Radialer Driftweg mit der Driftgeschwindigkeit V_{d1} ab Radius D_1 und Driftgeschwindigkeit V_{d2} ab Radius D_2 . Außerhalb des Bereiches D_2 driften die Elektronen parallel zur Driftrichtung mit der Geschwindigkeit V_d .

11.8 Bestimmung der Nahdrahtkorrekturen

Das elektrische Feld ist gemäß Simulationsrechnungen in weiten Bereichen des Driftraumes auf etwa 2% konstant [SEE88]. In der Nähe der Signaldrähte steigt die Feldstärke stark an. Die Driftgeschwindigkeit variiert mit der Feldstärke wie im Abschnitt 2 beschrieben. Die Richtung, in der die Elektronen driften, ändert sich in diesem Bereich ebenfalls. Es findet ein Übergang zu radialen Driftwegen statt. Der Nahbereich wird bei der Rekonstruktion wie folgt behandelt:

Ab einer bestimmten Entfernung vom Signaldraht (D_1) wird ein radialer Driftweg angenommen und die Driftgeschwindigkeit V_{d1} benutzt. Ist die Entfernung kleiner D_2 so wird ebenfalls ein radialer Driftweg angenommen, jedoch wird die Driftgeschwindigkeit V_{d2} benutzt (Abb.55). Diese Beschreibung des Bereiches in der Nähe des Signaldrahtes wurde zuerst bei der JADE-Jetkammer verwendet [STEF88]. Neuere Untersuchungen zeigen [OB89], daß diese Näherung die Vorgänge nicht korrekt beschreibt. Eine bessere Beschreibung sollte im Nahbereich Driftwege vorsehen, die eine vom Magnetfeld abhängige Krümmung aufweisen. Die Asymmetrie in der Feldgeometrie, die sich durch den Drahtverstatz ergibt, sollte ebenfalls berücksichtigt werden. Die festgestellten Unterschiede sind jedoch klein im Vergleich zur intrinsischen Auflösung in diesem Bereich und können daher vernachlässigt werden.

Ziel der Kalibration ist es, die Parameter D_1 , V_{d1} , D_2 und V_{d2} so zu bestimmen, daß die Näherung das Verhalten der Kammer möglichst gut beschreibt. Diese Parameter sind für jeden Arbeitspunkt der Kammer neu zu bestimmen. Betrachtet man den Verlauf der Residuen der Trefferkoordinaten von den rekonstruierten Spurkoordinaten in Abhängigkeit von der Driftzeit, so erkennt man den in Abb.56 dargestellten Verlauf. Im homogenen Feldbereich ist die Lage der mittleren Residuen unabhängig von der Driftzeit und liegt im Mittel bei Null. Näher am Signaldraht weichen die Mittelwerte der Residuen deutlich von Null ab. Diese Abweichung kann durch zwei getrennt angepaßte Geraden beschrieben werden. Aus den Parametern dieser Geraden und der Anfang- und Endpunkte des Bereiches, an den sie angepaßt werden, ergeben sich dann die Parameter D_1 , V_{d1} , D_2 und V_{d2} . Die Anwendung der so bestimmten

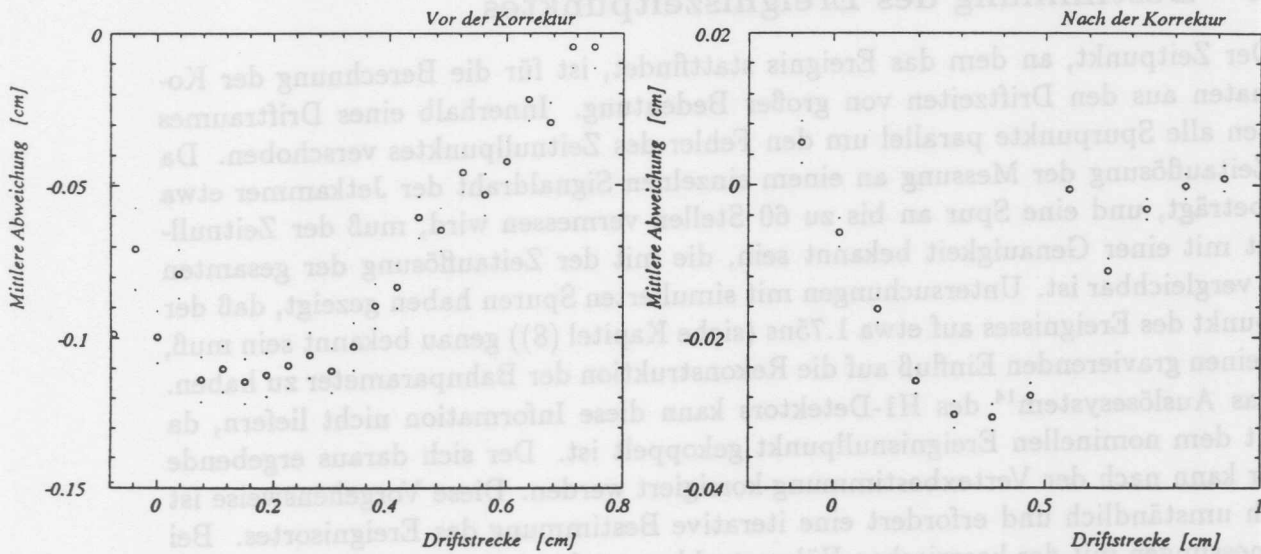


Abbildung 56: Mittlere Residuen gegen Driftzeit. Links: An die Abweichungen bei kleinen Driftzeiten werden zwei getrennte Geraden angepaßt, aus denen die Nahdrahtkorrekturen bestimmt werden.

Rechts: Mittlere Residuen nach Anwendung der Korrektur, die aus den oben dargestellten Daten bestimmt wurde. Die Abweichungen bei kleinen Driftzeiten sind deutlich kleiner geworden.

Korrekturen auf die Daten ergibt den im rechten Teil der Abb.56 dargestellten Verlauf der mittleren Residuen. Die maximale Abweichungen der mittleren Residuen geht durch Anwendung der Kalibration von etwa 1.2mm auf 380µm zurück.

Das Verhalten der CJC im Nahbereich stimmt qualitativ mit dem Verhalten der JADE-Jetkammer im Nahbereich überein, wie es bei [SPI86] beschrieben wurde.

11.9 Bestimmung des Ereigniszeitpunktes

Der Zeitpunkt, an dem das Ereignis stattfindet, ist für die Berechnung der Koordinaten aus den Driftzeiten von großer Bedeutung. Innerhalb eines Driftraumes werden alle Spurpunkte parallel um den Fehler des Zeitnullpunktes verschoben. Da die Zeitauflösung der Messung an einem einzelnen Signaldraht der Jetkammer etwa 2ns beträgt, und eine Spur an bis zu 60 Stellen vermessen wird, muß der Zeitnullpunkt mit einer Genauigkeit bekannt sein, die mit der Zeitauflösung der gesamten Spur vergleichbar ist. Untersuchungen mit simulierten Spuren haben gezeigt, daß der Zeitpunkt des Ereignisses auf etwa 1.75ns (siehe Kapitel (8)) genau bekannt sein muß, um keinen gravierenden Einfluß auf die Rekonstruktion der Bahnparameter zu haben.

Das Auslösesystem¹⁴ des H1-Detektors kann diese Information nicht liefern, da er mit dem nominellen Ereignisnullpunkt gekoppelt ist. Der sich daraus ergebende Fehler kann nach der Vertexbestimmung korrigiert werden. Diese Vorgehensweise ist jedoch umständlich und erfordert eine iterative Bestimmung des Ereignisortes. Bei Testmessungen mit der kosmischen Höhenstrahlung steht eine vergleichbare Information nicht zur Verfügung. In diesem Fall ist man auf die Genauigkeit anderer Detektorkomponenten angewiesen. In den zur Erprobung der Kalibration verwendeten Datensätze wurde häufig die zentrale Proportionalkammer (COP) mit einer Auflösung von $\sigma \approx 20ns$ benutzt. Eine Methode zur Bestimmung des Zeitnullpunktes aus den Driftkammerdaten ist somit erforderlich.

Auf längere Sicht erwartet das H1-Experiment, daß für ep-Kollisionen genaue Zeitmarken zur Verfügung stehen werden. Es ist vorgesehen, mit einem induktiven Aufnehmer, aus den Elektronenpaketen Signale zu gewinnen. Jedoch erfordert auch dieses Verfahren, zwecks Überprüfung, eine unabhängige Zeitpunktbestimmung für jedes Ereignis mit der Jetkammer selbst.

Der Effekt eines falsch bestimmten T_0 auf die Trefferkoordinaten kann aus Abb.57 gesehen werden. Eine Spur wird beim Übergang über eine Signaldrahtebene in zwei parallele Spurstücke aufgeteilt. Beim Übergang zwischen zwei Zellen ist ebenfalls ein Bruch zu erkennen. Es kann, wie im folgenden gezeigt wird, für jedes Ereignis, in dem mindestens eine Spur eine Anoden-oder Kathodenebene schneidet, der Ereigniszeitpunkt bestimmt werden. Aufgrund der Geometrie der CJC kann, wie in Abschnitt 3 gezeigt wurde, in jedem Ereignis mit einer Spur vom Wechselwirkungspunkt mit einer Länge von 24 Treffern davon ausgegangen werden, daß die Bedingung zur Bestimmung des Ereignisnullpunktes erfüllt ist.

Der Spurversatz an der Anodenebene kann, unabhängig von der Kenntnis der Driftgeschwindigkeit und des Lorentzwinkels, zur Bestimmung des Zeitnullpunktes genutzt werden. Wie in den folgenden Abschnitten gezeigt wird, kann dagegen ein Spurversatz an einer Kathodenebene seine Ursache auch in einem falsch bestimmten Lorentzwinkel oder einer falsch bestimmten Driftgeschwindigkeit haben.

In der ersten Phase der Kalibration ist es daher notwendig, nur Anoden-Kreuzer zur T_0 Bestimmung zu nutzen.

Das Verfahren, daß bei genauer Kenntnis von Driftgeschwindigkeit und Lorentz-

¹⁴Umgangssprachlich auch Trigger genannt

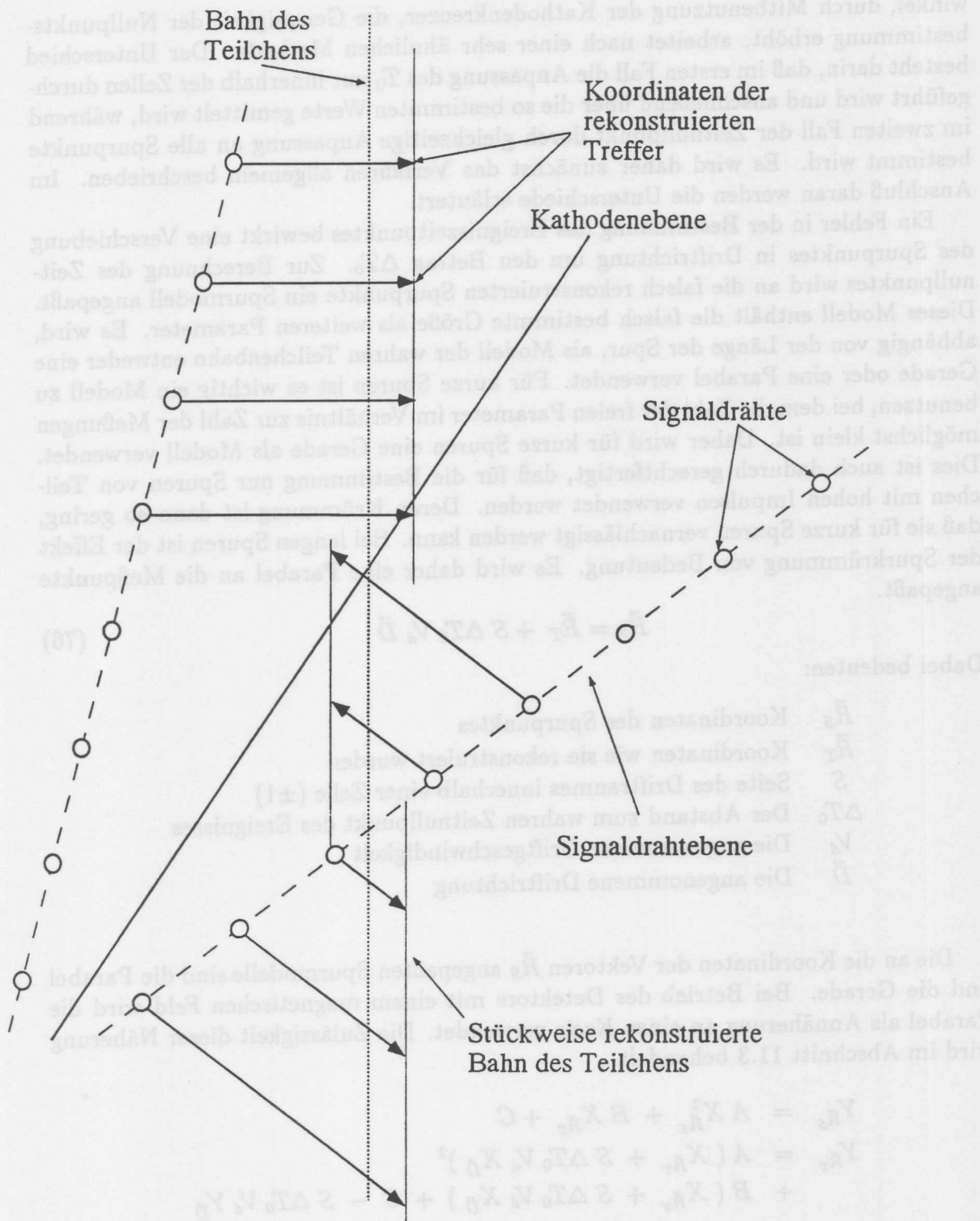


Abbildung 57: Der Effekt eines falsch bestimmten Ereignisnullpunktes auf die Lage der rekonstruierten Trefferpunkte. Eine Spur wird an den Anodenebenen und den Kathodenebenen in zwei parallel verschobene Spurstücke aufgeteilt. Bei Anpassung eines Spurmodells an die so mißkalibrierten Daten ergibt sich als Lage für die rekonstruierte Spur die gestrichelte Linie.

winkel, durch Mitbenutzung der Kathodenkreuzer, die Genauigkeit der Nullpunktsbestimmung erhöht, arbeitet nach einer sehr ähnlichen Methode. Der Unterschied besteht darin, daß im ersten Fall die Anpassung des T_0 nur innerhalb der Zellen durchgeführt wird und anschließend über die so bestimmten Werte gemittelt wird, während im zweiten Fall der Zeitnullpunkt durch gleichzeitige Anpassung an alle Spurpunkte bestimmt wird. Es wird daher zunächst das Verfahren allgemein beschrieben. Im Anschluß daran werden die Unterschiede erläutert.

Ein Fehler in der Bestimmung des Ereigniszeitpunktes bewirkt eine Verschiebung des Spurpunktes in Driftrichtung um den Betrag ΔT_0 . Zur Berechnung des Zeitnullpunktes wird an die falsch rekonstruierten Spurpunkte ein Spurmodell angepaßt. Dieses Modell enthält die falsch bestimmte Größe als weiteren Parameter. Es wird, abhängig von der Länge der Spur, als Modell der wahren Teilchenbahn entweder eine Gerade oder eine Parabel verwendet. Für kurze Spuren ist es wichtig ein Modell zu benutzen, bei dem die Zahl der freien Parameter im Verhältnis zur Zahl der Messungen möglichst klein ist. Daher wird für kurze Spuren eine Gerade als Modell verwendet. Dies ist auch dadurch gerechtfertigt, daß für die Bestimmung nur Spuren von Teilchen mit hohen Impulsen verwendet werden. Deren Krümmung ist dann so gering, daß sie für kurze Spuren vernachlässigt werden kann. Bei langen Spuren ist der Effekt der Spurkrümmung von Bedeutung. Es wird daher eine Parabel an die Meßpunkte angepaßt.

$$\vec{R}_S = \vec{R}_T + S \Delta T_0 V_d \vec{D} \quad (76)$$

Dabei bedeuten:

- \vec{R}_S Koordinaten des Spurpunktes
- \vec{R}_T Koordinaten wie sie rekonstruiert wurden
- S Seite des Driftraumes innerhalb einer Zelle (± 1)
- ΔT_0 Der Abstand zum wahren Zeitnullpunkt des Ereignisses
- V_d Die angenommene Driftgeschwindigkeit
- \vec{D} Die angenommene Driftrichtung

Die an die Koordinaten der Vektoren \vec{R}_S angepaßten Spurmodelle sind die Parabel und die Gerade. Bei Betrieb des Detektors mit einem magnetischen Feld wird die Parabel als Annäherung an einen Kreis verwendet. Die Zulässigkeit dieser Näherung wird im Abschnitt 11.3 behandelt.

$$\begin{aligned} Y_{\vec{R}_S} &= A X_{\vec{R}_S}^2 + B X_{\vec{R}_S} + C \\ Y_{\vec{R}_T} &= A (X_{\vec{R}_T} + S \Delta T_0 V_d X_{\vec{D}})^2 \\ &\quad + B (X_{\vec{R}_T} + S \Delta T_0 V_d X_{\vec{D}}) + C - S \Delta T_0 V_d Y_{\vec{D}} \end{aligned}$$

Die letzte Zeile zeigt die benutzte Parametrisierung, um die Spurparameter A, B, C und ΔT_0 an die gemessenen Koordinaten anzupassen. In dieser Form handelt es sich um ein nichtlineares Anpassungsproblem. Es muß daher ein iteratives Verfahren

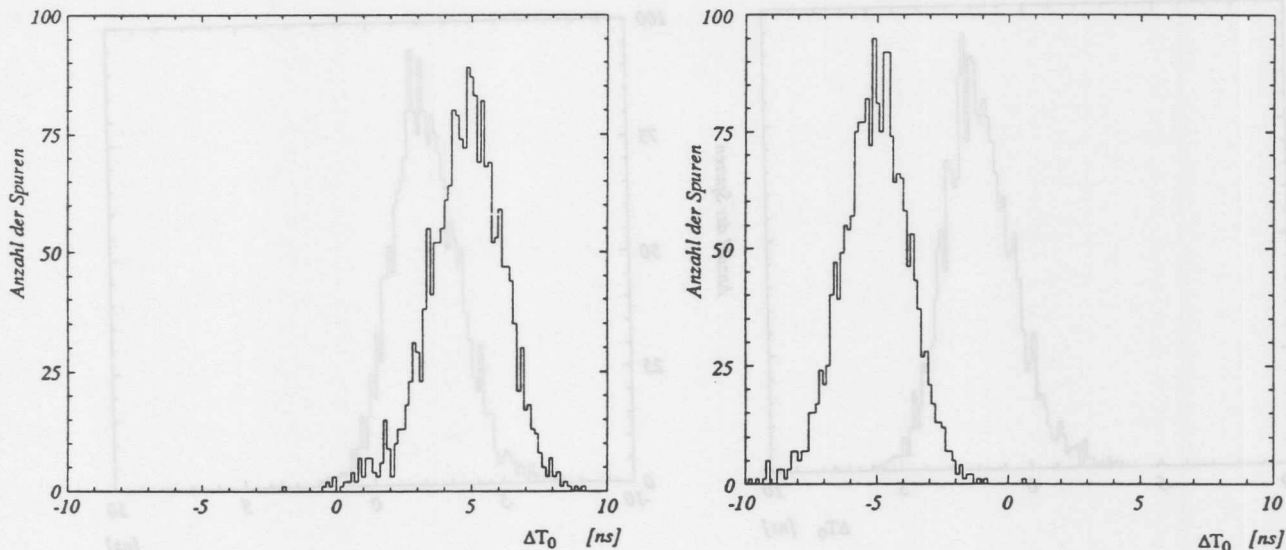


Abbildung 58: Für simulierte Spuren, deren Ereignisnullpunkt um $\pm 5\text{ns}$ verschoben ist, wurde der Zeitnullpunkt rekonstruiert. Dies geschah unter ausschließlicher Verwendung von Anodenkreuzern. Die Auflösung beträgt 1.3ns pro Spur. Die Mittelwerte der Verteilungen liegen bei $+4.9\text{ns}$ und -4.8ns . Sind die anderen Konstanten bekannt, so läßt sich durch Verwendung aller Übergänge der Ereigniszeitpunkt mit wesentlich höherer Genauigkeit bestimmen (Abb.60).

gewählt werden. Sind die Abweichungen vom wahren Zeitnullpunkt jedoch gering, so ist eine lineare Näherung ausreichend. Bei der Analyse von Testläufen mit kosmischer Höhenstrahlung wurden dazu Untersuchungen durchgeführt, die zeigten, daß bei einem Fehler von weniger als 10ns die nach einer Iteration erreichte Genauigkeit ausreichend ist. Zur Erprobung des Verfahrens und um Aussagen über die Genauigkeit des Verfahrens zu machen, wurde eine Gruppe von simulierten Spuren verwandt, für die der Zeitnullpunkt bekannt war. Es wurden verschiedene Zeitverschiebungen eingeführt und untersucht, wie gut das Verfahren die Verschiebungen rekonstruiert. Diese Untersuchung wurde für die Bestimmung des Zeitnullpunktes aus Anodenkreuzern und aus der Gesamtspur durchgeführt. Das Ergebnis ist in den Abb.58-60 dargestellt. Zur Vermeidung systematischer Fehler werden Spurpunkte in der Nähe der Signaldrahtebene nicht mit in die Analyse einbezogen, da die korrekte Anwendung der Nahdrahtkorrektur erst nach der Bestimmung des Zeitnullpunktes möglich ist.

Die Genauigkeit, mit der die Bestimmung von ΔT_0 für eine Spur erfolgt, hängt von der Zahl der Trefferpunkte und der Zeitauflösung der Kammer ab. Um systematische Effekte durch nicht berücksichtigte Phänomene auszuschließen, wurden simulierte Spuren benutzt. Für Spuren mit einer Länge von mehr als 50 Treffern, bei einer intrinsischen Auflösung von $150\mu\text{m}$, ist der Fehler der Ereigniszeitpunktsbestimmung $\sigma = 0.48\text{ns}$ bei ausschließlicher Verwendung der Anodenkreuzer und $\sigma = 1.3\text{ns}$ bei Benutzung der Gesamtspur. Diese Auflösungen sind Auflösungen für eine Spur. Die Auflösung für das gesamte Ereignis ist besser, da in der Regel mehrere Spuren

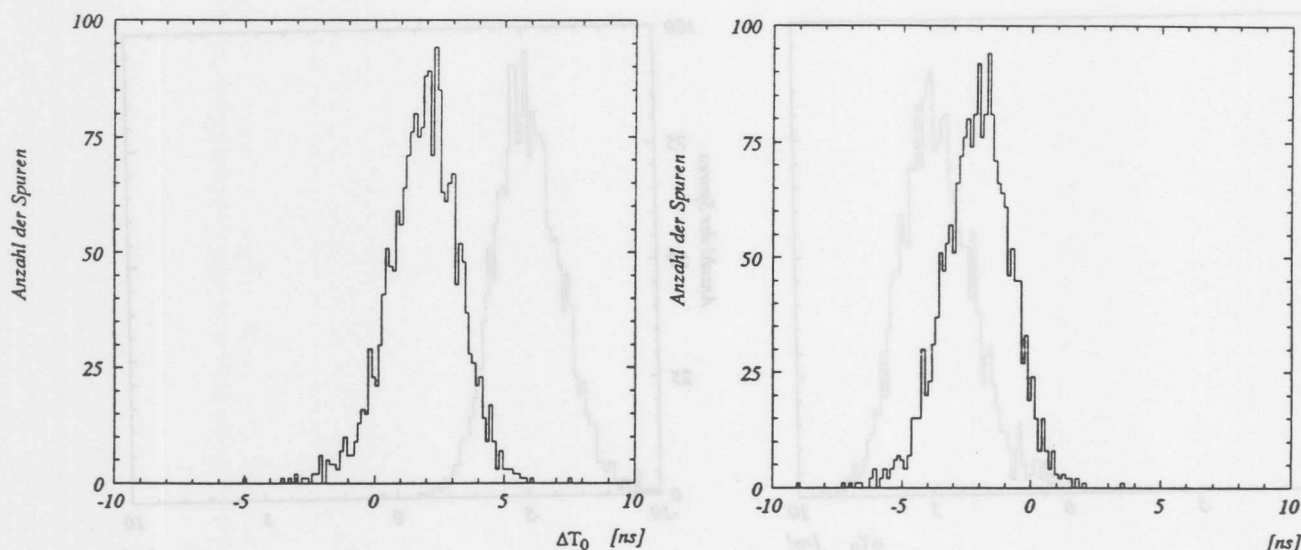


Abbildung 59: Für simulierte Spuren, deren Ereignisnullpunkt um $\pm 2\text{ns}$ verschoben ist, wurde der Zeitnullpunkt rekonstruiert. Dies geschah unter ausschließlicher Verwendung von Anodenkreuzern. Die Auflösung beträgt 1.2ns pro Spur. Die Mittelwerte der Verteilungen liegen bei $+1.95\text{ns}$ und -1.98ns . Sind die anderen Konstanten bekannt, so läßt sich durch Verwendung aller Übergänge der Ereigniszeitpunkt mit wesentlich höherer Genauigkeit bestimmen (Abb.60).

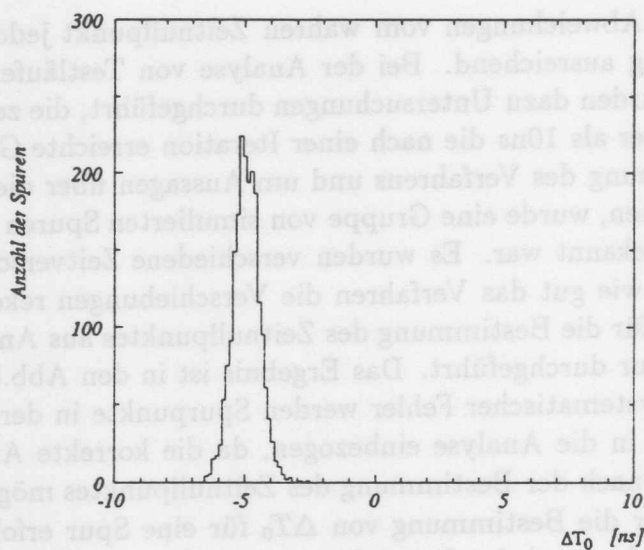


Abbildung 60: Für simulierte Spuren, deren Ereignisnullpunkt um 5ns verschoben ist, wurde der Zeitnullpunkt rekonstruiert. Dies geschah unter Verwendung von Anoden- und Kathodenkreuzern. Die Auflösung beträgt 0.48ns pro Spur. Der Mittelwerte der Verteilungen liegen bei 5.06ns . Dieses Verfahren kann nur dann angewandt werden, wenn die Driftgeschwindigkeit und der Lorentzwinkel bekannt sind.

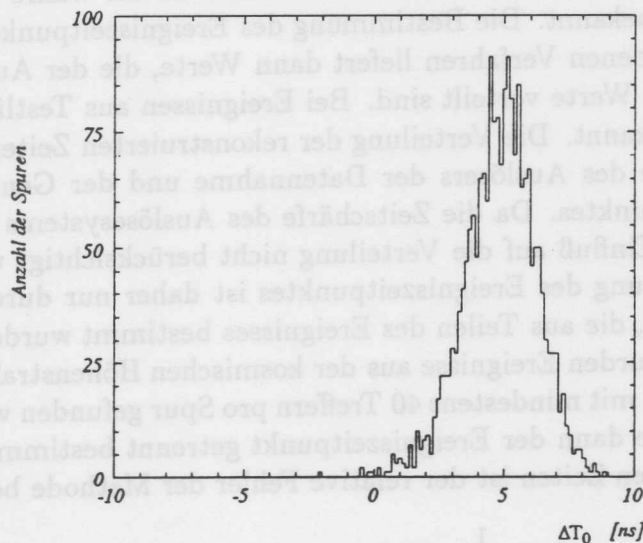


Abbildung 61: Für simulierte Spuren, deren Ereignisnullpunkt um $5ns$ verschoben ist, wurde der Zeitnullpunkt rekonstruiert. Dies geschah unter Verwendung von Anodenkreuzern. Die Bestimmung des Zeitnullpunktes wurde durchgeführt bei einer Fehlkalibrierung der Driftgeschwindigkeit um 2% und des Lorentzwinkels um 2° . Der Mittelwert und Breite der Verteilung werden nicht durch die Fehlkalibrierung beeinflusst. Die Breite der Verteilung beträgt $1.4ns$. Der Mittelwert liegt bei $4.93ns$

vorhanden sind.

Neben der Genauigkeit, mit der der Zeitnullpunkt bestimmt wird, ist die Unabhängigkeit der so bestimmten Größe von anderen Kalibrationskonstanten zu prüfen. Werden nur Anodenkreuzer benutzt, so ergibt sich bei einer Verschiebung der Driftgeschwindigkeit und des Lorentzwinkels keine Abweichung des ΔT_0 . Abb.61 zeigt den aus einer Spur bestimmten Ereignisnullpunkt bei einer um 2% falschen Driftgeschwindigkeit und einem um 2° zu großen Lorentzwinkel. Die eingeführte Verschiebung des Ereignisnullpunktes beträgt $5ns$. Der Mittelwert und die Breite der Verteilung des bestimmten Ereigniszeitpunktes werden nicht durch die Fehlkalibration der anderen Parameter beeinflusst.

11.9.1 Anwendung des Verfahrens auf Daten

Bei Bestimmung des Ereigniszeitpunktes von Ereignissen bei Testläufen mit der kosmischen Höhenstrahlung und bei Strahldaten wurde das Verfahren der ausschließlichen Verwendung von Anodenkreuzern und die Methode der gleichzeitigen Verwendung von Anoden- und Kathodenkreuzern angewandt. Bei Strahldaten ist der Ereigniszeitpunkt der Zeitpunkt der Kollision, bei Ereignissen der Höhenstrahlung gibt er die Lage des Teilchendurchgangs zum Zeitpunkt der Auslöse der Datennahme an.

Will man die Genauigkeit der Verfahren mit Daten bestimmen, so ist das Verfahren, das bei der Untersuchung mit simulierten Ereignissen angewandt wurde, nicht

übertragbar. Im Falle der Analyse von simulierten Daten ist der wahre Ereigniszeitpunkt für jedes Ereignis bekannt. Die Bestimmung des Ereigniszeitpunktes mit Hilfe einer der beiden beschriebenen Verfahren liefert dann Werte, die der Auflösung entsprechend um die wahren Werte verteilt sind. Bei Ereignissen aus Testläufen ist der wahre Zeitpunkt nicht bekannt. Die Verteilung der rekonstruierten Zeiten ergibt sich daher aus der Zeitschärfe des Auslösers der Datennahme und der Genauigkeit der Rekonstruktion des Zeitpunktes. Da die Zeitschärfe des Auslösesystems nicht genau bekannt ist, kann dieser Einfluß auf die Verteilung nicht berücksichtigt werden. Die Genauigkeit der Bestimmung des Ereigniszeitpunktes ist daher nur durch Vergleich zwischen den Zeitpunkten, die aus Teilen des Ereignisses bestimmt wurden, möglich. Für diese Untersuchung wurden Ereignisse aus der kosmischen Höhenstrahlung selektiert, in denen zwei Spuren mit mindestens 40 Treffern pro Spur gefunden wurden. Mit diese beiden Spuren wurde dann der Ereigniszeitpunkt getrennt bestimmt. Aus dem Vergleich der so bestimmten Zeiten ist der relative Fehler der Methode bestimmbar.

$$\sigma_{\Delta T_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma(\Delta T_{01} - \Delta T_{02}) \quad (77)$$

In Abb. 62 ist die Verteilung der Zeitdifferenzen bei Verwendung von Anodenkreuzern dargestellt. Aus der Breite der Verteilung kann abgelesen werden, daß mit dieser Methode der Ereigniszeitpunkt aus einer Spur auf $\approx 2.4ns$ genau bestimmt werden kann. Die Abb. 63 zeigt die Verteilung die sich bei Verwendung der Methode der gleichzeitigen Benutzung von Anoden- und Kathodenkreuzern ergibt. Aus einer Spur kann der Ereigniszeitpunkt auf $\approx 1.15ns$ genau bestimmt werden.

Der Vergleich der Zeiten, die sich aus den beiden Teilen einer Spur ergeben, erlaubt nur eine Überprüfung des relativen Fehlers. So könnte der Zeitnullpunkt systematisch zu klein bestimmt werden. Die Differenz zwischen den beiden Zeiten würde davon nicht betroffen. Es wird daher folgendes Verfahren benutzt:

Der Ereigniszeitpunkt wird bestimmt und anschließend um $2ns$ verschoben. Nach der Verschiebung wird die Bestimmung wiederholt. Abb.64 zeigt das Ergebnis bei der Verwendung von Anodenkreuzern. In der Abb. 65 ist die unter der Verwendung von Anoden- und Kathodenkreuzern neu bestimmte Ereigniszeit dargestellt. In diesem Fall ist nun nicht die Breite der Verteilungen von Belang, sondern die Lage des Mittelwertes, da dieser mit der künstlich eingeführten Verschiebung übereinstimmen muß. Wie die Abbildungen zeigen, wird der Zeitnullpunkt für den größten Teil der Ereignisse richtig bestimmt.

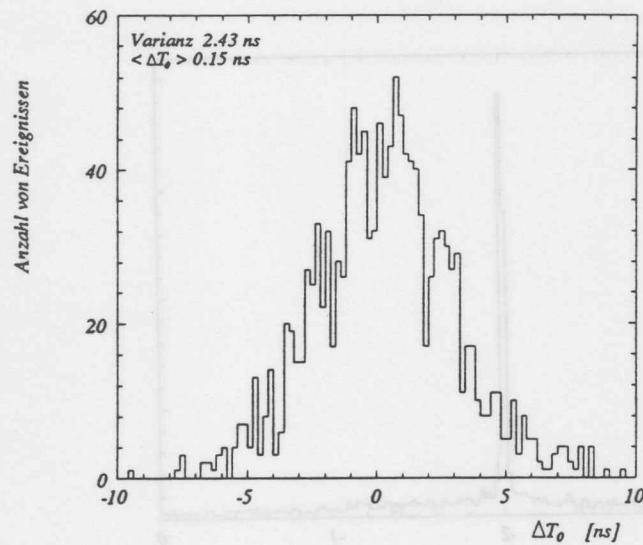


Abbildung 62: Für Spuren aus Ereignissen der kosmischen Höhenstrahlung wurde die Differenz der Zeitpunkte, die aus den beiden Teilen der Spuren bestimmt wurden, histogrammiert. Dies geschah unter Verwendung von Anodenkreuzern. Die Breite der Verteilung gibt die Genauigkeit an, mit der der Ereigniszeitpunkt aus einer Spur bestimmt werden kann. Die Breite der Verteilung beträgt $\approx 2.4 \text{ ns}$.

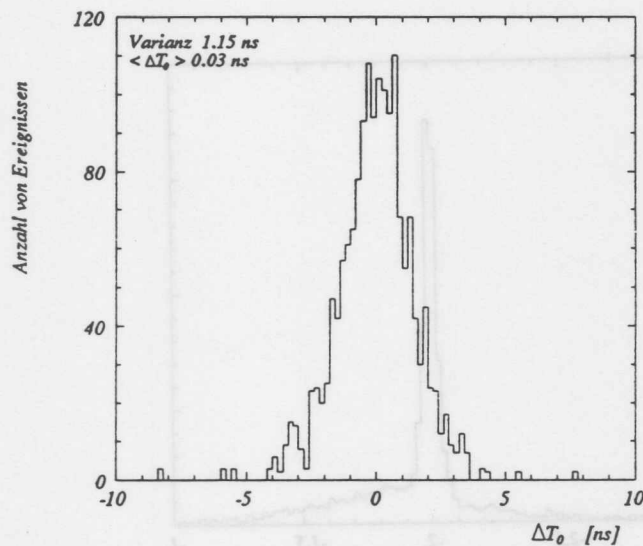


Abbildung 63: Für Spuren aus Ereignissen der kosmischen Höhenstrahlung wurde die Differenz der Zeitpunkte, die aus den beiden Teilen der Spuren bestimmt wurden, histogrammiert. Dies geschah unter Verwendung von Anoden- und Kathodenkreuzern. Die Breite der Verteilung gibt die Genauigkeit an, mit der der Ereigniszeitpunkt aus einer Spur bestimmt werden kann. Die Breite der Verteilung beträgt $\approx 1.15 \text{ ns}$.

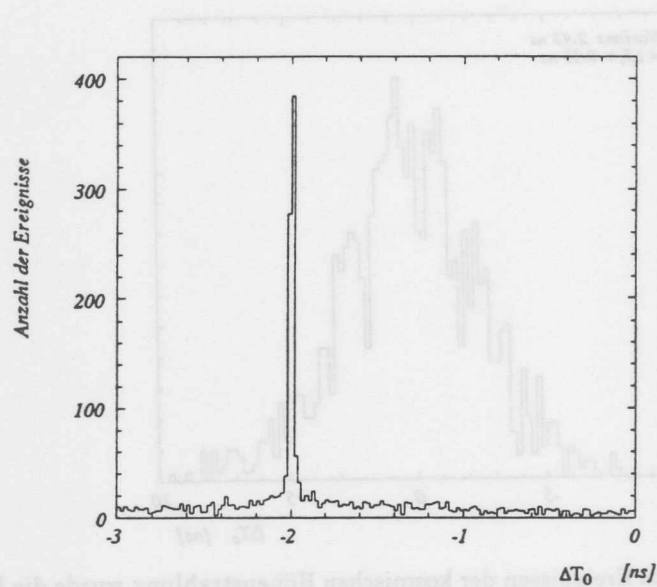


Abbildung 64: Für Spuren aus Strahlereignissen, deren Ereignisnullpunkt um 2ns verschoben ist, wurde der Zeitnullpunkt rekonstruiert. Dies geschah unter Verwendung von Anodenkreuzern. Der Mittelwert liegt bei -1.93ns .

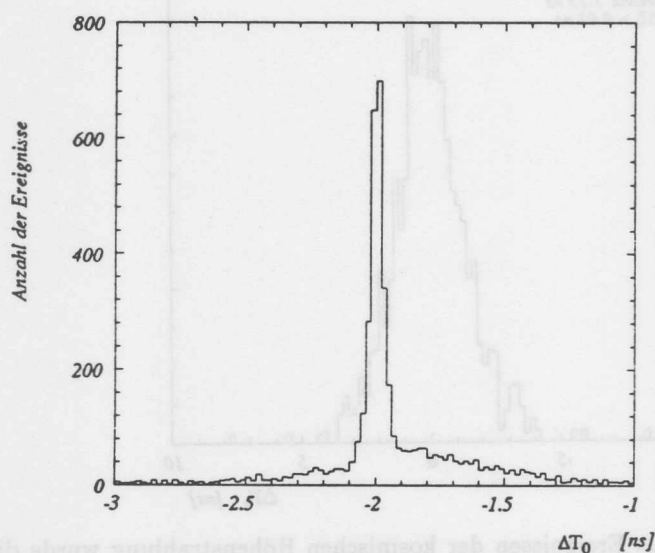


Abbildung 65: Für Spuren aus Strahlereignissen, deren Ereignisnullpunkt um 2ns verschoben ist, wurde der Zeitnullpunkt rekonstruiert. Dies geschah unter Verwendung von Anoden- und Kathodenkreuzern. Der Mittelwert liegt bei -1.97ns .

11.10 Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Die Driftgeschwindigkeit V_d wird benötigt, um die gemessene Driftzeit in eine Driftstrecke zu konvertieren. Wie im Abschnitt 3 beschrieben wurde, wird die CJC so betrieben, daß die Driftgeschwindigkeit im größten Teil des Driftvolumens konstant ist. Nur in der Nähe der Anoden wird eine Abweichung von diesem Verhalten erwartet. Die hier beschriebene Methode erlaubt es, die Driftgeschwindigkeit im Bereich der konstanten Driftgeschwindigkeit zu bestimmen.

Eine falsch bestimmte Driftgeschwindigkeit verschiebt alle Trefferpunkte um einen der Driftzeit proportionalen Betrag in Richtung der Driftrichtung. Innerhalb einer Zelle führt dies zu einer Rotation des Spursegments. Überschreitet die Spur die Kathodenebene, so passen die Spursegmente an den Übergangsstellen nicht mehr aneinander. Die Abb.66 veranschaulicht diesen Vorgang. Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit ist analog zur Vorgehensweise bei der Bestimmung des Ereigniszeitpunktes in Abschnitt 11.9. Das Spurmodell wird in diesem Fall um einen Term erweitert, der den Einfluß des Fehlers der Driftgeschwindigkeit auf die Form der Teilchenbahn, berücksichtigt.

$$\vec{R}_S = \vec{R}_T + S t_d \Delta V_d \vec{D} \quad (78)$$

Dabei bedeuten:

- \vec{R}_S Koordinaten des Spurpunktes
- \vec{R}_T Koordinaten wie sie rekonstruiert wurden
- S Seite des Driftraumes innerhalb einer Zelle (± 1)
- ΔV_d Die relative Abweichung von der wahren Driftgeschwindigkeit
- t_d Driftzeit
- \vec{D} Die angenommene Driftrichtung (Einheitsvektor)

Die an die Koordinaten der Vektoren \vec{R}_S angepaßten Spurmodelle sind die Parabel und die Gerade. Bei Betrieb des Detektors mit einem magnetischen Feld wird die Parabel als Annäherung an einen Kreis verwendet. Die Zulässigkeit dieser Näherung wird im Abschnitt 11.3 behandelt.

$$\begin{aligned} Y_{R_S} &= A X_{R_S}^2 + B X_{R_S} + C \\ Y_{R_T} &= A (X_{R_T} + S t_d \Delta V_d X_D)^2 \\ &+ B (X_{R_T} + S t_d \Delta V_d X_D) + C - S t_d \Delta V_d Y_D \end{aligned}$$

Aus der Anpassung ergeben sich die Bahnparameter und die relative Korrektur zur benutzten Driftgeschwindigkeit. Es ist damit möglich, mit jeder Spur, die eine Kathodenebene kreuzt, eine Driftgeschwindigkeitsmessung durchzuführen. Dies ist bei der Überwachung der Driftkammer von großem Nutzen, da Änderungen der Driftgeschwindigkeit schon mit sehr wenigen Daten festgestellt werden können. Zur Erprobung der Arbeitsweise wurde, wie in Abschnitt 11.9, eine Gruppe von simulierten

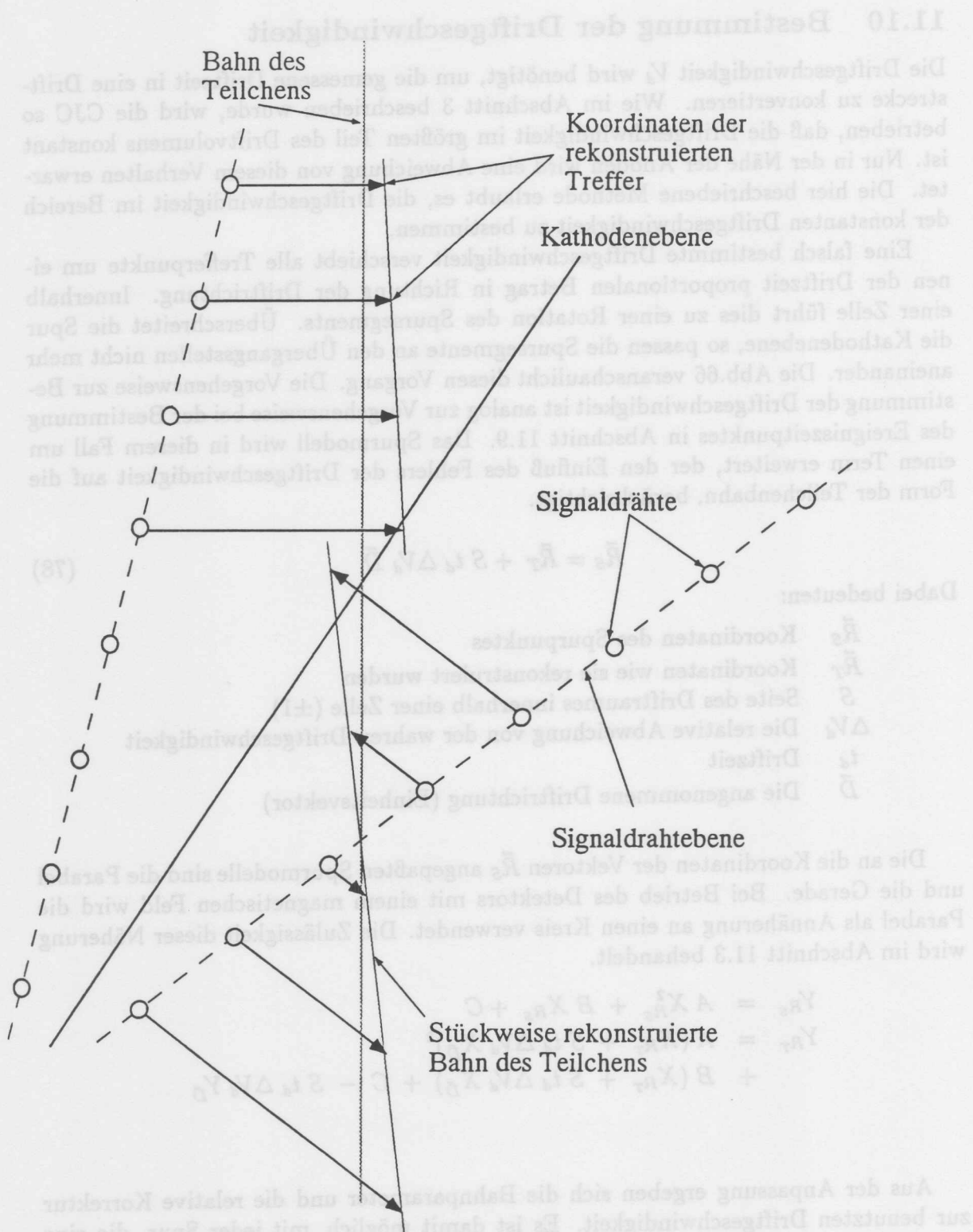


Abbildung 66: Der Effekt einer falsch bestimmten Driftgeschwindigkeit auf die Lage der rekonstruierten Trefferepunkte. Eine Spur wird um den Schnittpunkt mit der Anodenebene gedreht. An den Kathodenebenen wird die Spur in zwei Spurstücke zerbrochen. Bei Anpassung eines Spurmodells, an die so mißkalibrierten Daten, ergibt sich als Lage für die rekonstruierte Spur die gestrichelte Linie.

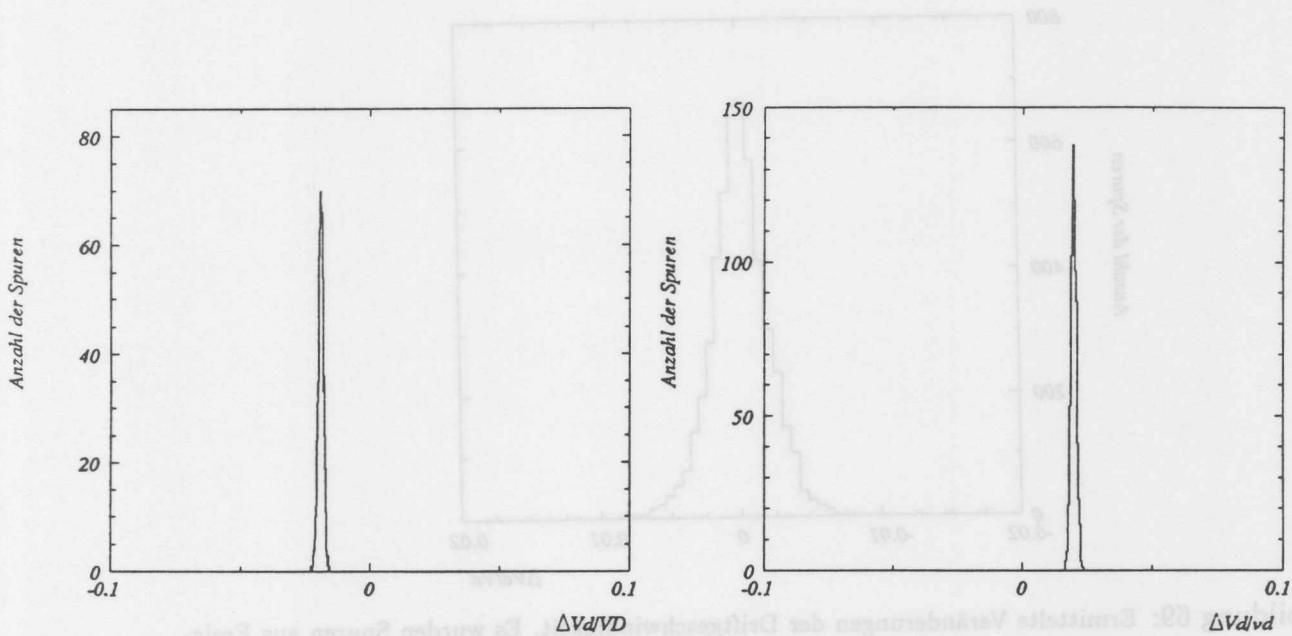


Abbildung 67: Ermittelte Veränderungen der Driftgeschwindigkeit. Es wurden simulierte Spuren verwendet. Die Driftgeschwindigkeit wurde um $\pm 2\%$ verändert. Die Breite der Verteilungen beträgt 0.0011. Der Mittelwert liegt bei -0.0198 und $+0.0196$.

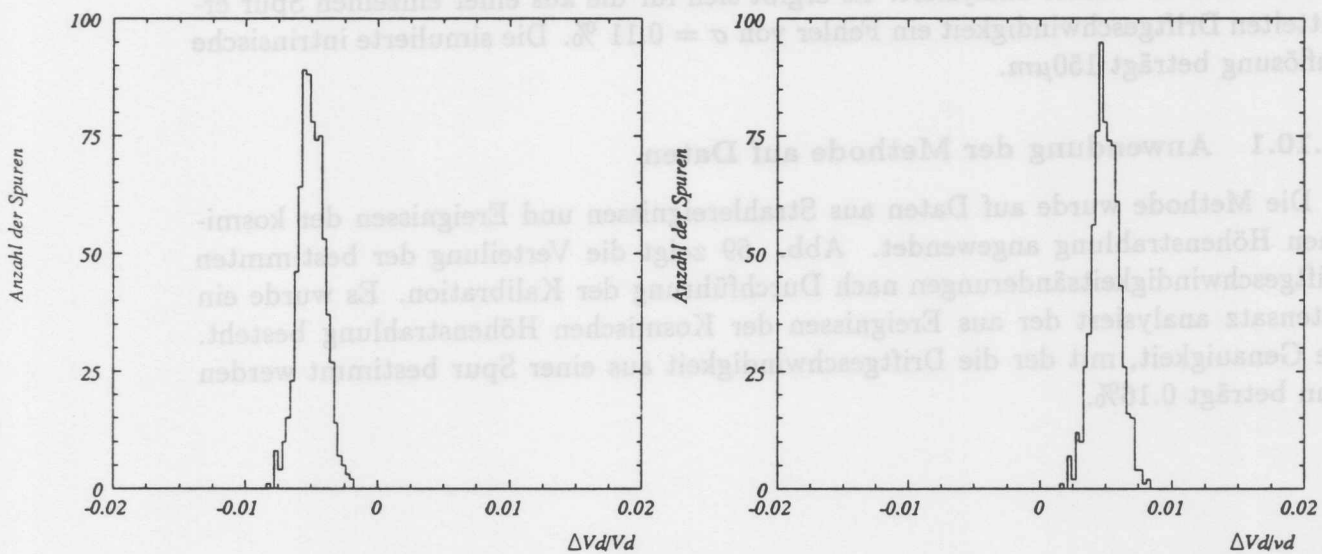


Abbildung 68: Ermittelte Veränderungen der Driftgeschwindigkeit. Es wurden simulierte Spuren verwendet. Die Driftgeschwindigkeit wurde um $\pm 0.5\%$ verändert. Die Breite der Verteilungen beträgt 0.0011. Der Mittelwert liegt bei -0.0049 und $+0.00501$.

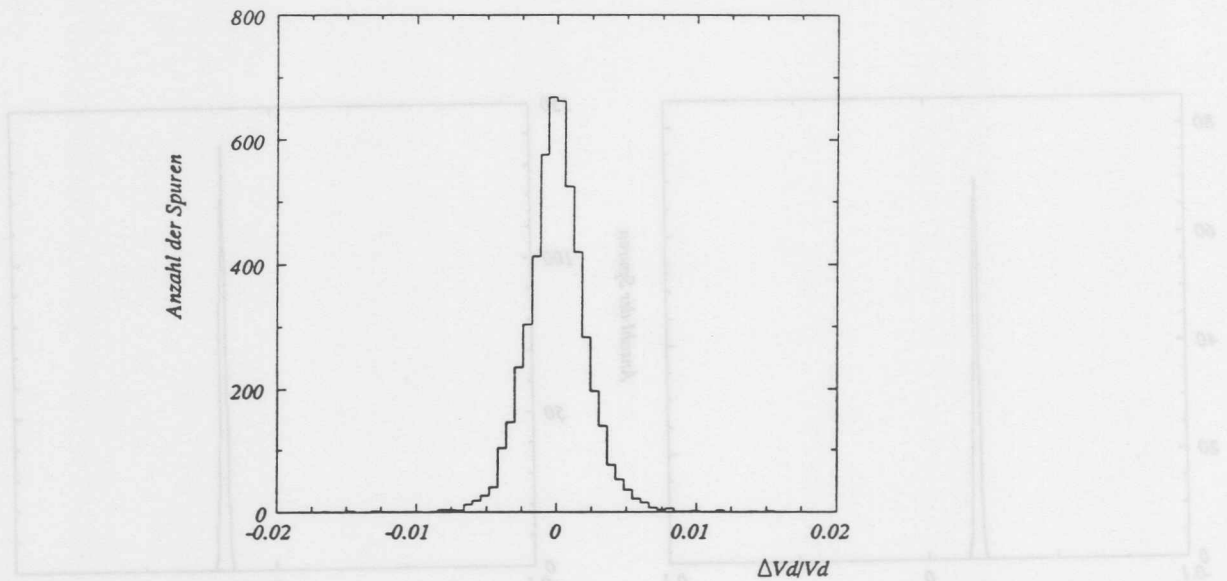


Abbildung 69: Ermittelte Veränderungen der Driftgeschwindigkeit. Es wurden Spuren aus Ereignissen der kosmischen Höhenstrahlung verwendet. Die Auflösung mit der die Driftgeschwindigkeit bei Verwendung einer Spur bestimmt werden kann beträgt 0.16% .

Spuren verwendet und die bereits bekannte Driftgeschwindigkeit verändert. Es ergibt sich dabei folgendes Bild (Abb.67) . Zur detaillierteren Untersuchung der Genauigkeit, mit der die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit erfolgt, wurden simulierte Spuren benutzt und die Fehler analysiert. Es ergibt sich für die aus einer einzelnen Spur ermittelten Driftgeschwindigkeit ein Fehler von $\sigma = 0.11\%$. Die simulierte intrinsische Auflösung beträgt $150\mu m$.

11.10.1 Anwendung der Methode auf Daten

Die Methode wurde auf Daten aus Strahlereignissen und Ereignissen der kosmischen Höhenstrahlung angewendet. Abb. 69 zeigt die Verteilung der bestimmten Driftgeschwindigkeitsänderungen nach Durchführung der Kalibration. Es wurde ein Datensatz analysiert der aus Ereignissen der Kosmischen Höhenstrahlung besteht. Die Genauigkeit, mit der die Driftgeschwindigkeit aus einer Spur bestimmt werden kann beträgt 0.16% .

11.11 Bestimmung des Lorentzwinkels

Wird eine Driftkammer in einem magnetischen Feld betrieben, so weicht die Drift-
richtung von der Richtung des elektrischen Feldes um den Winkel α gemäß

$$\tan(\alpha_L) \propto \frac{B}{V_d} \quad (79)$$

ab (siehe hierzu auch Abschnitt 2). Wird die Rekonstruktion der Spurpunkte unter
Annahme eines falschen Lorentzwinkels durchgeführt, so werden die Koordinaten der
Trefferpunkte mit dem Fehlwinkel um die Drahtpositionen rotiert. Innerhalb einer
Driftzelle bleiben die Spursegmente dabei verbunden. Bei der Überschreitung einer
Kathodenebene werden die Spuren gegeneinander verkippt. Es ergibt sich die in
Abb.70 dargestellte Situation.

Für die Bestimmung des Fehlwinkels ergibt sich folgende Darstellung:

$$\vec{R}_S = \vec{R}_T + S t_d V_d (R(\Delta\alpha_L) \vec{D} - \vec{D}) \quad (80)$$

Dabei bedeuten:

- \vec{R}_S Koordinaten des Spurpunktes
- \vec{R}_T Koordinaten, wie sie rekonstruiert wurden
- S Seite des Driftraumes innerhalb einer Zelle (± 1)
- t_d Driftzeit
- \vec{D} Die angenommene Driftrichtung (Einheitsvektor)
- $R(\Delta\alpha_L)$ Die Rotationsmatrix mit der Abweichung des angenommenen Lorentzwinkels

$$R(\Delta\alpha_L) = \begin{pmatrix} \cos(\Delta\alpha_L) & \sin(\Delta\alpha_L) \\ -\sin(\Delta\alpha_L) & \cos(\Delta\alpha_L) \end{pmatrix} \quad (81)$$

An die Koordinaten von \vec{R}_S wird nun ein Spurmodell angepaßt, das davon ausgeht,
daß die wahre Bahn durch eine Parabel angenähert werden kann.

$$\begin{aligned} Y_{R_S} &= A X_{R_S}^2 + B X_{R_S} + C \\ Y_{R_T} &= A(X_{R_T} + S t_d V_d (X_{\vec{D}} (\cos(\Delta\alpha_L) - 1) + \sin(\Delta\alpha_L) Y_{\vec{D}}))^2 \\ &+ B(X_{R_T} + S t_d V_d (X_{\vec{D}} (\cos(\Delta\alpha_L) - 1) + \sin(\Delta\alpha_L) Y_{\vec{D}})) \\ &+ C \\ &- S t_d V_d (-\sin(\Delta\alpha_L) X_{\vec{D}} + Y_{\vec{D}} (\cos(\Delta\alpha_L) - 1)) \end{aligned}$$

Aus der Anpassung des so erweiterten Spurmodells ergeben sich nun die Bahnpa-
rameter und die Korrektur zum Lorentzwinkel. Die Arbeitsweise der Methode wird
mit Hilfe der Analyse von simulierten Spuren demonstriert (Abb.71). Bei einer int-
rinsischen Auflösung von $150\mu m$ kann mit Hilfe einer Spur der Lorentzwinkel mit
einer Genauigkeit von $\sigma_{\alpha_L} \approx 0.56^\circ$ bestimmt werden. Die Möglichkeit, aus wenigen
Spuren mit ausreichender Genauigkeit den Lorentzwinkel zu bestimmen, macht dieses
Verfahren besonders bei Anwendungen zur Überwachung des Detektors geeignet.

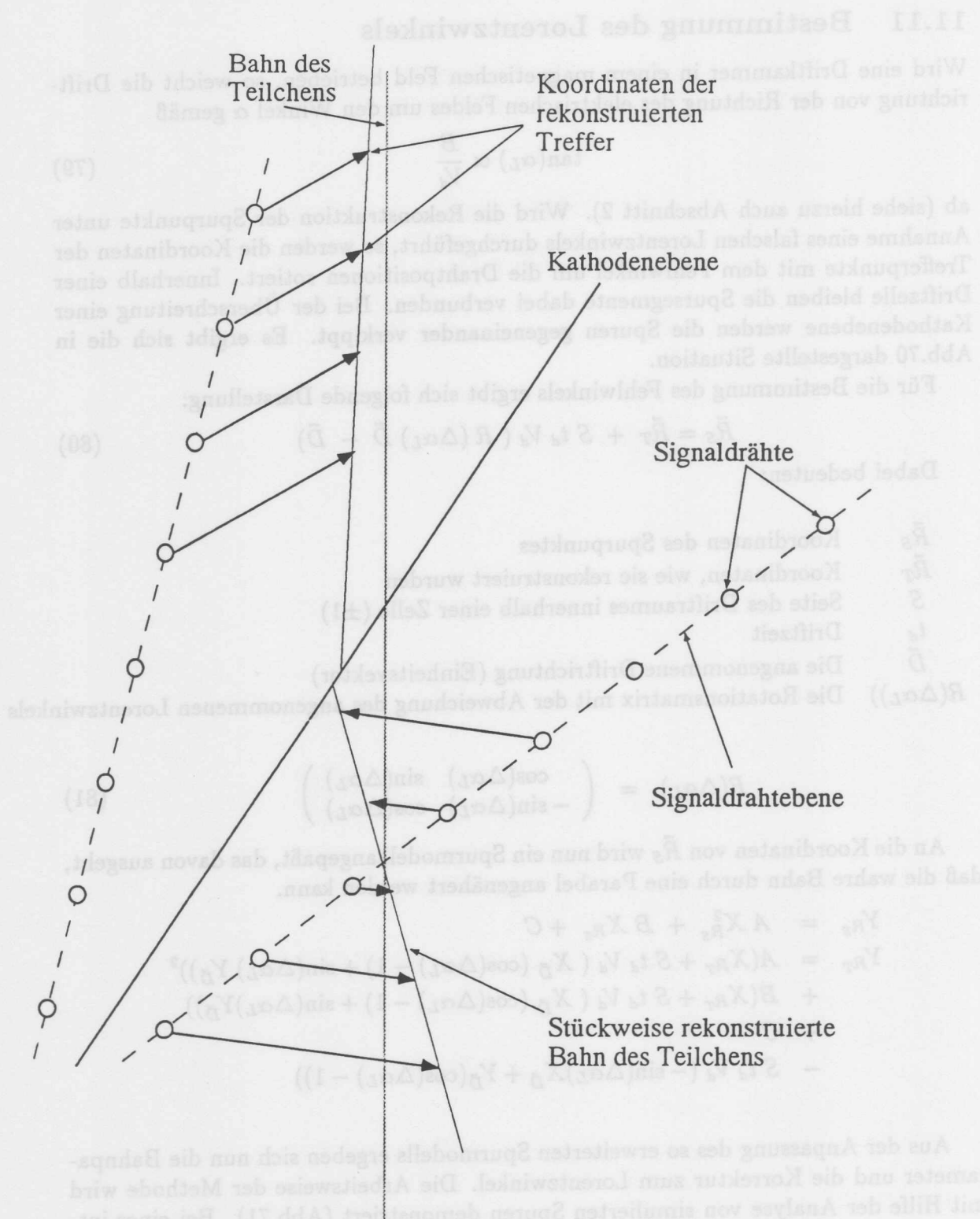


Abbildung 70: Der Effekt eines falsch bestimmten Lorentzwinkels auf die Lage der rekonstruierten Trefferpunkte. Die Koordinaten der Trefferpunkte werden mit dem Fehlwinkel um die Position der Signaldrähte rotiert. An den Kathodenebenen wird die Spur in zwei Spurstücke zerbrochen. Bei Anpassung eines Spurmodells an die so mißkalibrierten Daten ergibt sich als Lage für die rekonstruierte Spur die gestrichelte Linie.

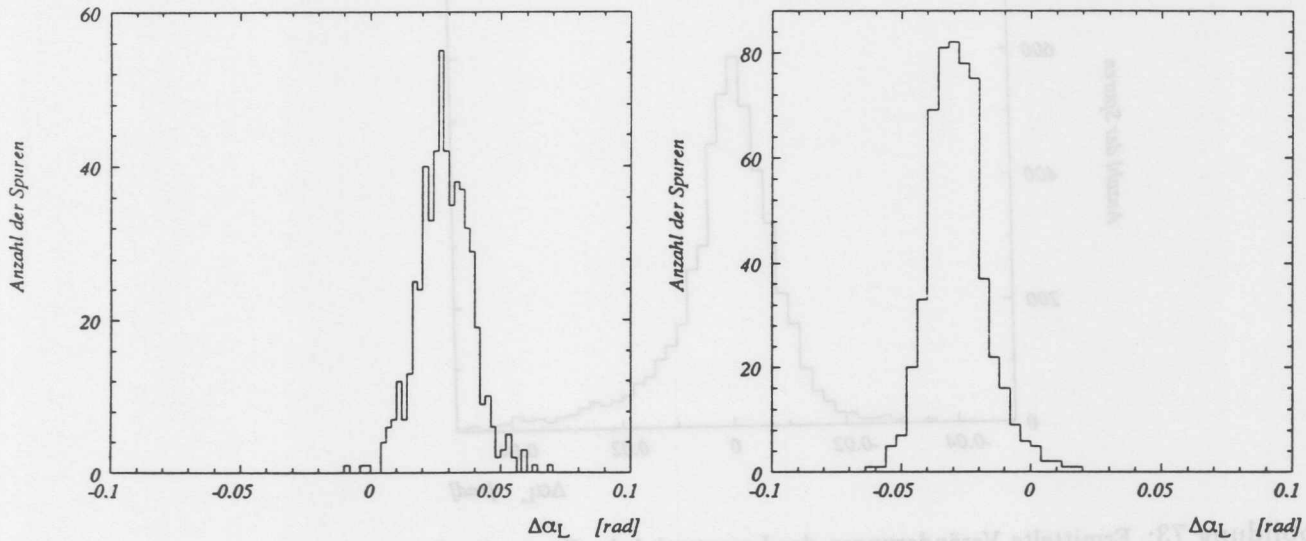


Abbildung 71: Ermittelte Veränderungen des Lorentzwinkels. Es wurden simulierte Spuren verwendet. Der Lorentzwinkel wurde um $\pm 2^\circ$ verändert. Die Breite der Verteilungen beträgt 0.5° . Der Mittelwert liegt bei $+1.7^\circ$ und bei -1.6° . Es handelt sich um das Ergebnis der ersten Iteration.

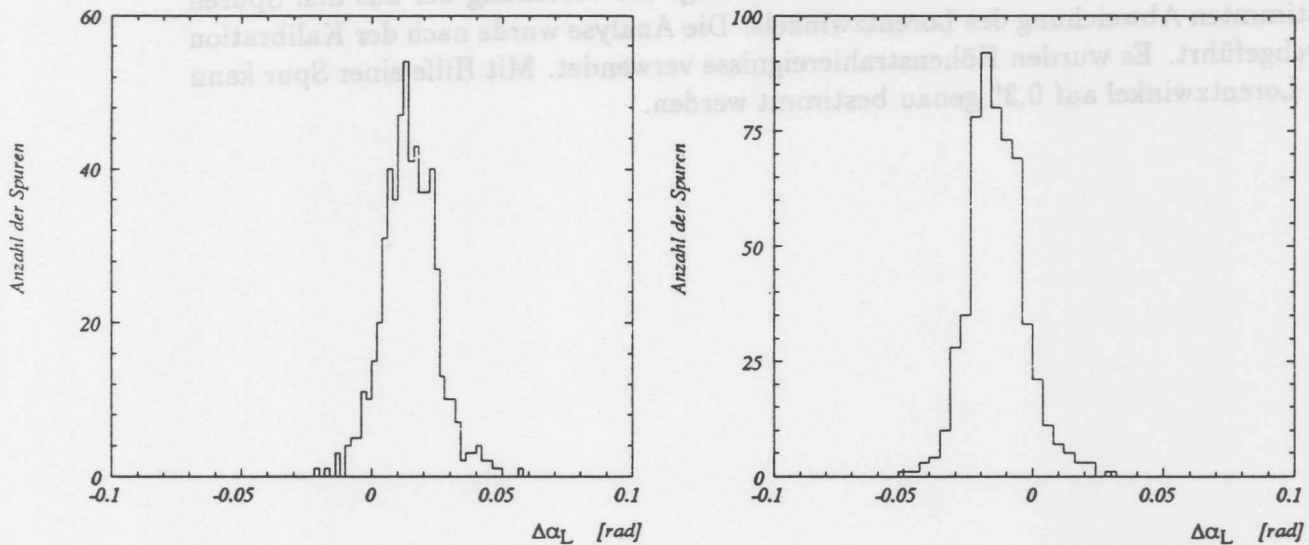


Abbildung 72: Ermittelte Veränderungen des Lorentzwinkels. Es wurden simulierte Spuren verwendet. Der Lorentzwinkel wurde um $\pm 1^\circ$ verändert. Die Breite der Verteilungen beträgt 0.5° . Der Mittelwert liegt bei $+0.95^\circ$ und bei -0.96° . Es handelt sich um das Ergebnis der ersten Iteration.

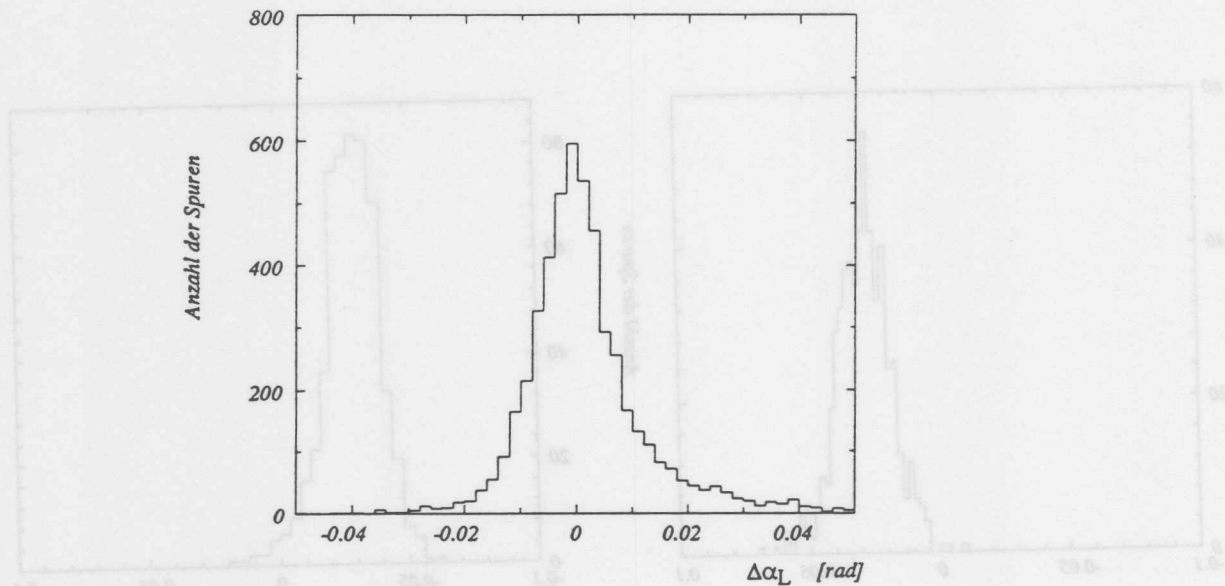


Abbildung 73: Ermittelte Veränderungen des Lorentzwinkels. Es wurden Spuren aus Ereignissen der kosmischen Höhenstrahlung verwendet. Die Breite der Verteilung entspricht einem Auflösungsvermögen von 0.3° bei Verwendung einer Spur.

11.11.1 Anwendung der Methode auf Daten

Die Methode wurde mit Spuren aus Ereignissen der kosmischen Höhenstrahlung und aus Strahlereignissen erprobt. Abb. 73 zeigt die Verteilung der aus den Spuren bestimmten Abweichung des Lorentzwinkels. Die Analyse wurde nach der Kalibration durchgeführt. Es wurden Höhenstrahlereignisse verwendet. Mit Hilfe einer Spur kann der Lorentzwinkel auf 0.3° genau bestimmt werden.

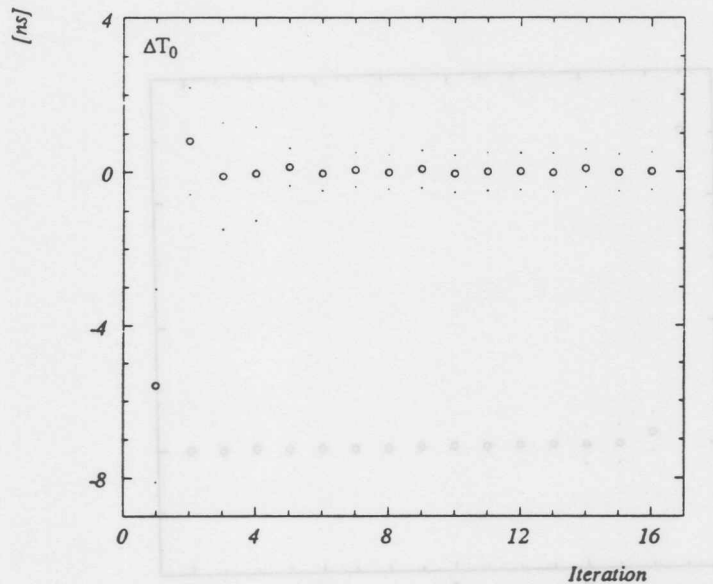


Abbildung 74: Iterative Bestimmung des mittleren Ereigniszeitpunktes. Bei gleichzeitiger Fehlkalibration von Lorentzwinkel und Driftgeschwindigkeit. Die o-Symbole stellen die bestimmte Korrektur dar. Die -Symbole markieren den $\pm 1\sigma$ Bereich einer Einzelmessung.

11.12 Gemeinsame Bestimmung von T_0 , Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel

In den vorhergehenden Abschnitten wurden Verfahren vorgestellt, die es erlauben, die Größen Ereigniszeitpunkt, Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel zu bestimmen. Sind alle Größen unbekannt, so liefert eine getrennte Bestimmung der Kalibrationsgrößen falsche Werte, da die Effekte, die sich aus der Mißkalibration einer Größe ergeben, auch auf die anderen Werte auswirken.

Eine anwendbare Kalibration muß in der Lage sein, die verschiedenen Konstanten zu entkoppeln. Es ist naheliegend, alle drei Größen gleichzeitig zu bestimmen. Dazu erweitert man das Spurmodell analog zu den Erweiterungen in den vorhergehenden Abschnitten.

$$\vec{R}_S = \vec{R}_T + S \left((t_d + \Delta T_0) V_d (1 + \Delta V_d) (R(\Delta \alpha_L) \vec{D} - \vec{D}) \right) \quad (82)$$

Benutzt man diesen Ansatz, so hängt der ermittelte Lorentzwinkel stark vom Ereignisnullpunkt ab. Da der Ereignisnullpunkt jedoch unabhängig von Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel bestimmt werden kann, bietet sich folgende Vorgehensweise an:

1. Bestimmung des Ereignisnullpunktes mit der in Kapitel (11.9) beschriebenen Methode der ausschließlichen Verwendung von Anodenkreuzern.
2. Anwendung der Korrektur des Ereignisnullpunktes auf die rekonstruierten Trefferkoordinaten .

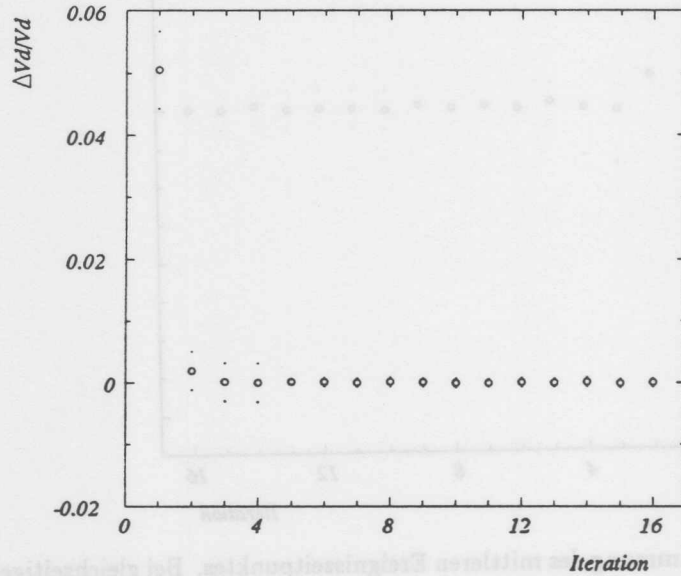


Abbildung 75: Iterative Bestimmung der Driftgeschwindigkeit. Bei gleichzeitiger Fehlkalibration von Lorentzwinkel und Zeitnullpunkt. Die o-Symbole stellen die bestimmte relative Korrektur dar. Die --Symbole markieren den $\pm 1\sigma$ Bereich einer Einzelmessung.

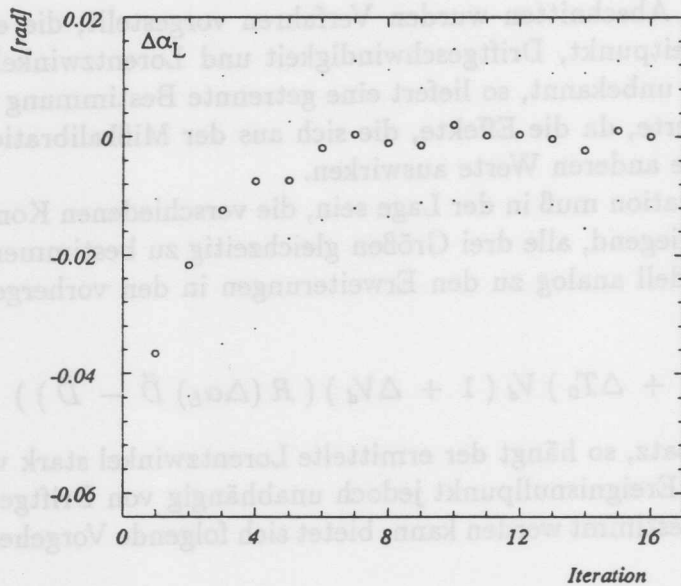


Abbildung 76: Iterative Bestimmung des Lorentzwinkels. Bei gleichzeitiger Fehlkalibration von Zeitnullpunkt und Driftgeschwindigkeit. Die o-Symbole stellen die bestimmte Korrektur dar. Die --Symbole markieren den $\pm 1\sigma$ Bereich einer Einzelmessung.

3. Gemeinsame Bestimmung der Größen Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel.

Bei der gemeinsamen Bestimmung von Lorentzwinkel und der Driftgeschwindigkeit wird folgendes Spurmodell verwendet:

$$\vec{R}_S = \vec{R}_T + S (t_d V_d (1 + \Delta V_d) (R(\Delta \alpha_L) \vec{D} - \vec{D})) \quad (83)$$

Durch Anpassung dieses Spurmodells an die Trefferpunkte, erhält man die Korrekturen zu den angenommenen Parametern. Wendet man diese Korrekturen an, so erreicht man nicht in einem Schritt die korrekten Parameter. Es ist daher erforderlich zu iterieren. Die Vorgehensweise ist folgende:

Für mindestens 200 akzeptierten Spuren wird nach Korrektur des Zeitnullpunktes die Driftgeschwindigkeit und der Lorentzwinkel bestimmt. Dabei werden nicht alle Spuren, die vom Spurfindungsprogramm gefunden wurden, verwendet. Die Spuren müssen eine mindestens aus 40 Trefferpunkten bestehen und mehr als eine Kathodenebene kreuzen. Bei der Verwendung von Spuren aus Kollisionen wird zusätzlich gefordert, daß die Krümmung der Teilchenbahnen kleiner als 5.0mm ist. Der letzte Schnitt schließt Spuren von der Auswertung aus, deren Impuls so klein ist, daß die Spurpunkte aus zwei Gründen mit schlechter Präzision vermessen werden.

1. Der Einfluß der Vielfachstreuung auf die Auflösung wird bedeutend.
2. In einigen Abschnitten der Teilchenbahn wird der Winkel zwischen Spur und Driftrichtung so ungünstig, daß das Teilchen mehrere weit getrennte Isochronen eines Driftraumes schneidet. Dies hat zur Folge, daß die Ortsmessung sehr ungenau wird.

Aus diesen Einzelmessungen wird die mittlere gefundene Abweichung bestimmt. Nach der Korrektur von Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel wird der gesamte Vorgang bis zur Konvergenz wiederholt. Erreichen die Korrekturen von Lorentzwinkel und Driftgeschwindigkeit den Konvergenzbereich, so wird der Ereigniszeitpunkt unter Verwendung von Anoden- und Kathodenkreuzern bestimmt. Zum Erreichen der Konvergenz sind, abhängig von der Größe der Fehlkalibration, 1-4 Iterationen erforderlich. Die Zahl, der für jeden Iterationsschritt verwendeten Spuren, hängt von der Genauigkeit der Einzelmessung ab.

Die Funktionsweise dieser iterativen Bestimmung der Kalibrationsdaten wurde mit Hilfe simulierter Spuren untersucht. Als Beispiel ist der Verlauf der Korrekturen für die Driftgeschwindigkeit und den Lorentzwinkel bei einer anfänglichen Fehlkalibration von 5% und 5° angegeben. Der Fehler des mittleren Ereigniszeitnullpunktes beträgt 5ns. Wie in Abb.74-76 dargestellt, erreicht das Verfahren nach 4 Iterationen den Konvergenzbereich.

Die erreichbare Auflösung beträgt bei einem intrinsischen Fehler von $150\mu\text{m}$ für die Driftgeschwindigkeit $7\%/\sqrt{n}$, für den Lorentzwinkel $0.7^\circ/\sqrt{n}$ und für den mittleren Ereigniszeitpunkt $0.48\text{ns}/\sqrt{n}$. n ist die Zahl der verwendeten Spuren. Bei der Benutzung von 200 Spuren erhält man eine Auflösung, die besser ist, als die im Abschnitt 8 geforderte.

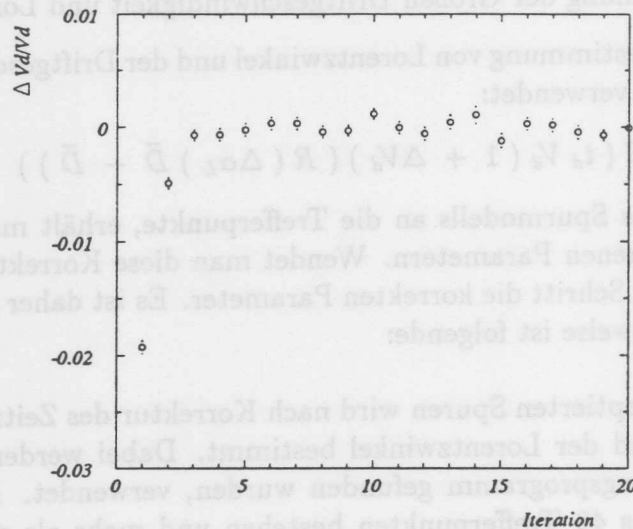


Abbildung 77: Iterative Bestimmung der Driftgeschwindigkeit. Bei gleichzeitiger Fehlkalibration von Lorentzwinkel und Zeitnullpunkt. Die \circ -Symbole stellen die bestimmte relative Korrektur dar. Die \pm -Symbole markieren den $\pm 1\sigma$ Bereich einer Einzelmessung. Es handelt sich um Daten die im Sommer 1992 mit der CJC aufgezeichnet wurden.

Die in diesem Abschnitt beschriebene Methode zur gemeinsamen Bestimmung von Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel wurde zur Überprüfung des Verhaltens der CJC I und CJC II modifiziert. Es wurden für die beiden Kammern getrennte Parameter für die Driftgeschwindigkeit und den Lorentzwinkel eingeführt. Das Auswahlkriterium für Spuren, die zur Bestimmung benutzt werden, muß dafür ebenfalls verändert werden. Es wird zusätzlich gefordert, daß Trefferpunkte in mindestens 4 verschiedenen Zellen gefunden werden.

11.12.1 Anwendung der Methode auf Daten

Das in diesem Abschnitt vorgestellte Verfahren wurde während der Vorbereitung des H1-Experimentes mit Hilfe der kosmischen Höhenstrahlung erprobt. Es wurden verschiedene Betriebszustände der Kammer kalibriert. Es wurden Testläufe bei verschiedenen Driftfeldern, Magnetfeldern und Gasmischungen durchgeführt und analysiert. Nach Beginn der Experimentphase bei HERA wurden Daten verwendet, die aus Elektron-Proton Kollisionen oder Untergrundereignissen stammen. Mit diesen Ereignissen wird die Kammer ständig überwacht, so daß die Größen Driftgeschwindigkeit, Lorentzwinkel und mittlerer Ereigniszeitpunkt für alle Datensätze, die während des Experimentierbetriebes aufgezeichnet wurden, bestimmt sind.

Als Beispiel wird die Kalibration dargestellt, die für die Daten durchgeführt wurde, die im September 92 aufgezeichnet wurden. Abb.77 zeigt den Verlauf der Kalibration für die Driftgeschwindigkeit. In Abb. 78 ist die Bestimmung des Lorentzwinkels dargestellt. Der Verlauf der Bestimmung des mittleren Zeitnullpunktes kann in Abb.

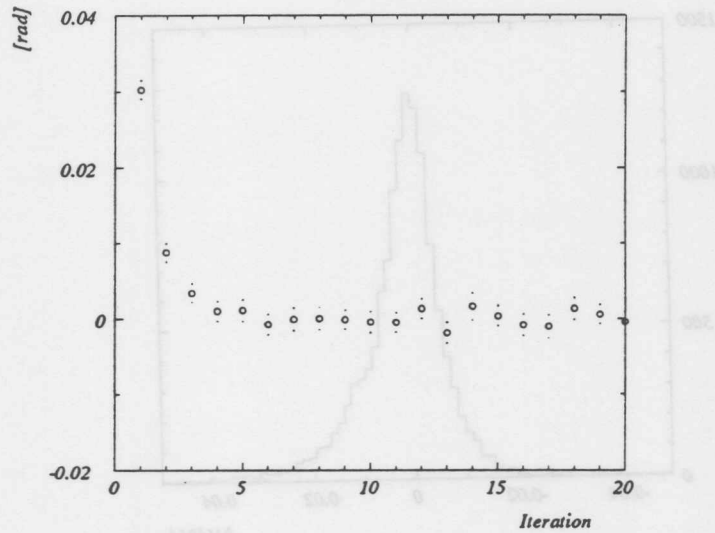


Abbildung 78: Iterative Bestimmung des Lorentzwinkels. Bei gleichzeitiger Fehlkalibration von Driftgeschwindigkeit und Zeitnullpunkt. Die \circ -Symbole stellen die bestimmte relative Korrektur dar. Die \pm -Symbole markieren den $\pm 1\sigma$ Bereich einer Einzelmessung. Es handelt sich um Daten die im Sommer 1992 mit der CJC aufgezeichnet wurden.

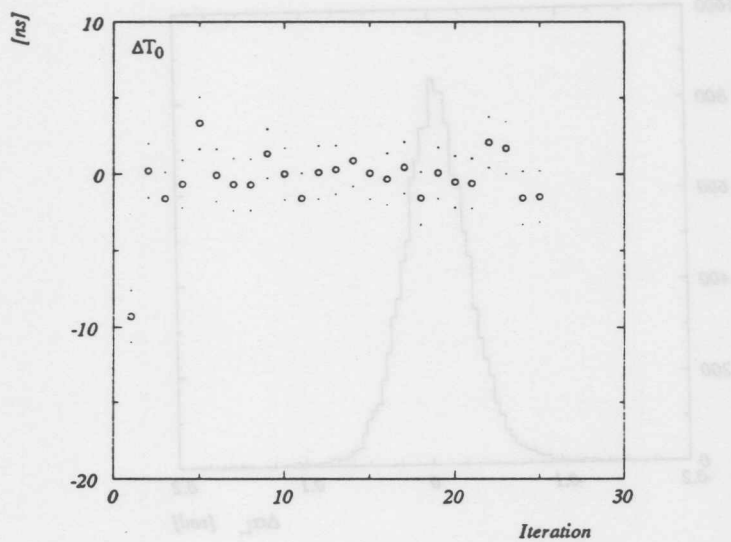


Abbildung 79: Iterative Bestimmung des Zeitnullpunktes. Bei gleichzeitiger Fehlkalibration von Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel. Die \circ -Symbole stellen die bestimmte relative Korrektur dar. Die \pm -Symbole markieren den $\pm 1\sigma$ Bereich einer Einzelmessung. Es handelt sich um Daten die im Sommer 1992 mit der CJC aufgezeichnet wurden.

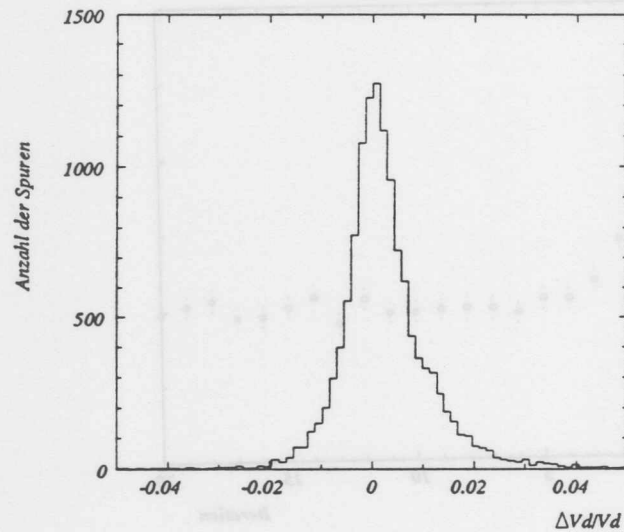


Abbildung 80: Verteilung der relativen Korrekturen zur Driftgeschwindigkeit nach der Kalibration bei gleichzeitiger Bestimmung von Lorentzwinkel und Driftgeschwindigkeit. Die Breite der Verteilung entspricht 0.43%. Es handelt sich um Daten, die im Sommer 1992 mit der CJC aufgezeichnet wurden.

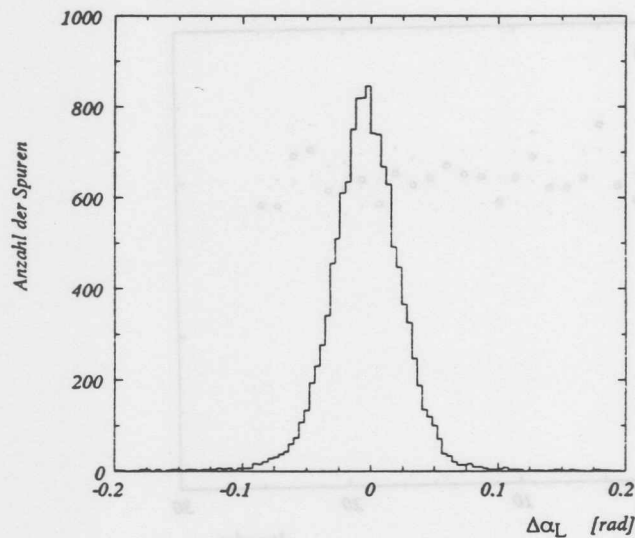


Abbildung 81: Verteilung der Korrekturen zum Lorentzwinkel nach Durchführung der Kalibration. Es wurden Lorentzwinkel und Driftgeschwindigkeit gleichzeitig bestimmt. Der Breite der Verteilung entsprechend, kann der Lorentzwinkel mit einer Spur auf 1.35° genau bestimmt werden. Es handelt sich um Daten die im Sommer 1992 mit der CJC aufgezeichnet wurden.

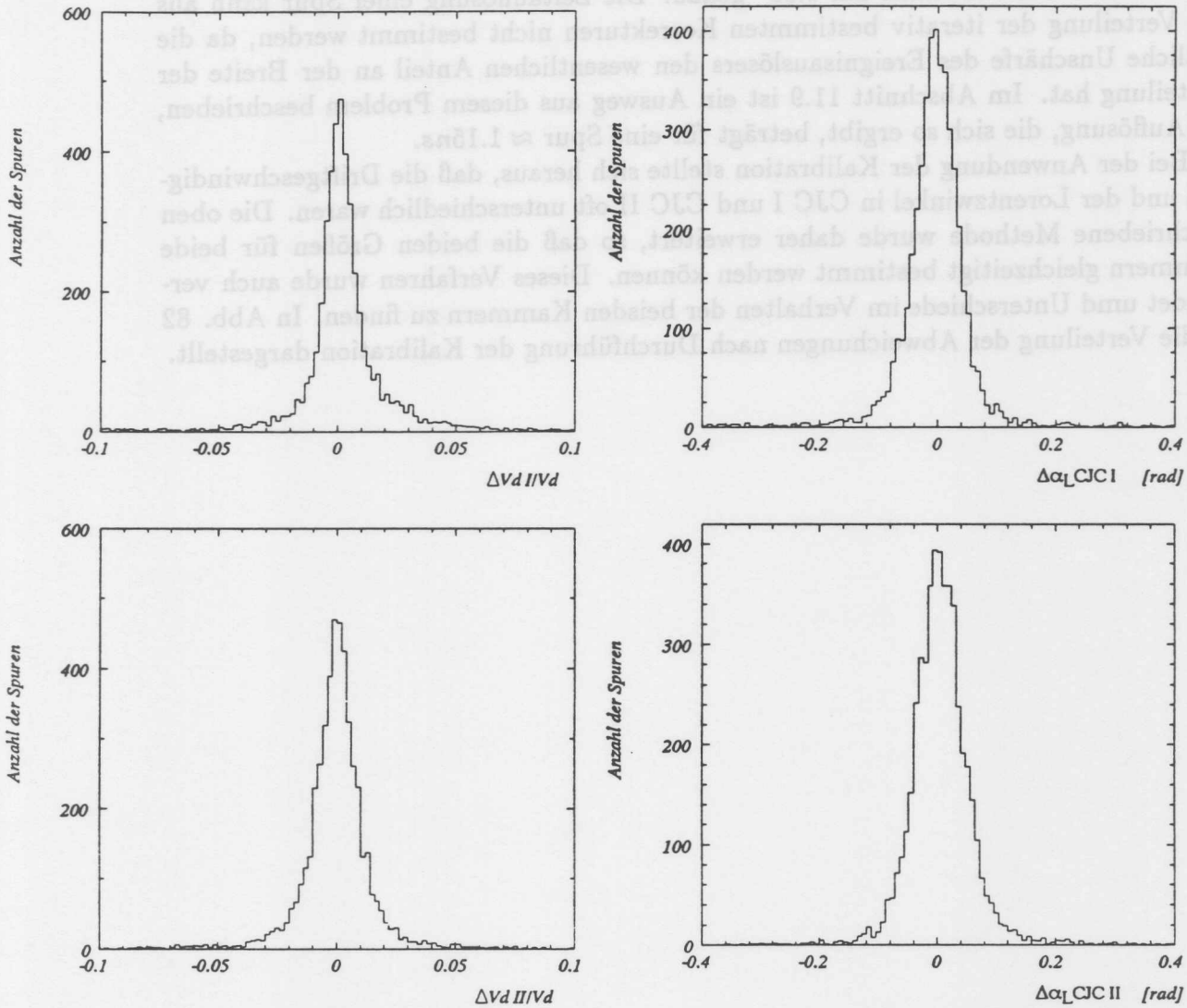


Abbildung 82: Oben: Relative Abweichung der Driftgeschwindigkeit und Abweichung des Lorentzwinkels in CJC I. Der Lorentzwinkel kann aus einer Spur auf 1.83° genau bestimmt werden. $\sigma_{v_d} = 0.53\%$.

Unten: Relative Abweichung der Driftgeschwindigkeit und Abweichung des Lorentzwinkels in CJC II. Der Lorentzwinkel kann aus einer Spur auf 2.05° genau bestimmt werden. $\sigma_{v_d} = 0.65\%$. Die Verteilungen zeigen die Situation nach Durchführung der Kalibration.

79 gesehen werden. Die Abb. 80-81 zeigen die Verteilungen der notwendigen Änderungen nach Durchführung der Kalibration. Aus den Breiten der Verteilungen kann abgelesen werden, mit welcher Genauigkeit die entsprechenden Parameter bestimmt werden. Die Driftgeschwindigkeit kann aus einer Spur auf 0.43% genau bestimmt werden. Der Lorentzwinkel auf 1.35° genau. Die Zeitauflösung einer Spur kann aus der Verteilung der iterativ bestimmten Korrekturen nicht bestimmt werden, da die zeitliche Unschärfe des Ereignisauslösers den wesentlichen Anteil an der Breite der Verteilung hat. Im Abschnitt 11.9 ist ein Ausweg aus diesem Problem beschrieben, die Auflösung, die sich so ergibt, beträgt für eine Spur $\approx 1.15ns$.

Bei der Anwendung der Kalibration stellte sich heraus, daß die Driftgeschwindigkeit und der Lorentzwinkel in CJC I und CJC II oft unterschiedlich waren. Die oben beschriebene Methode wurde daher erweitert, so daß die beiden Größen für beide Kammern gleichzeitig bestimmt werden können. Dieses Verfahren wurde auch verwendet um Unterschiede im Verhalten der beiden Kammern zu finden. In Abb. 82 ist die Verteilung der Abweichungen nach Durchführung der Kalibration dargestellt.

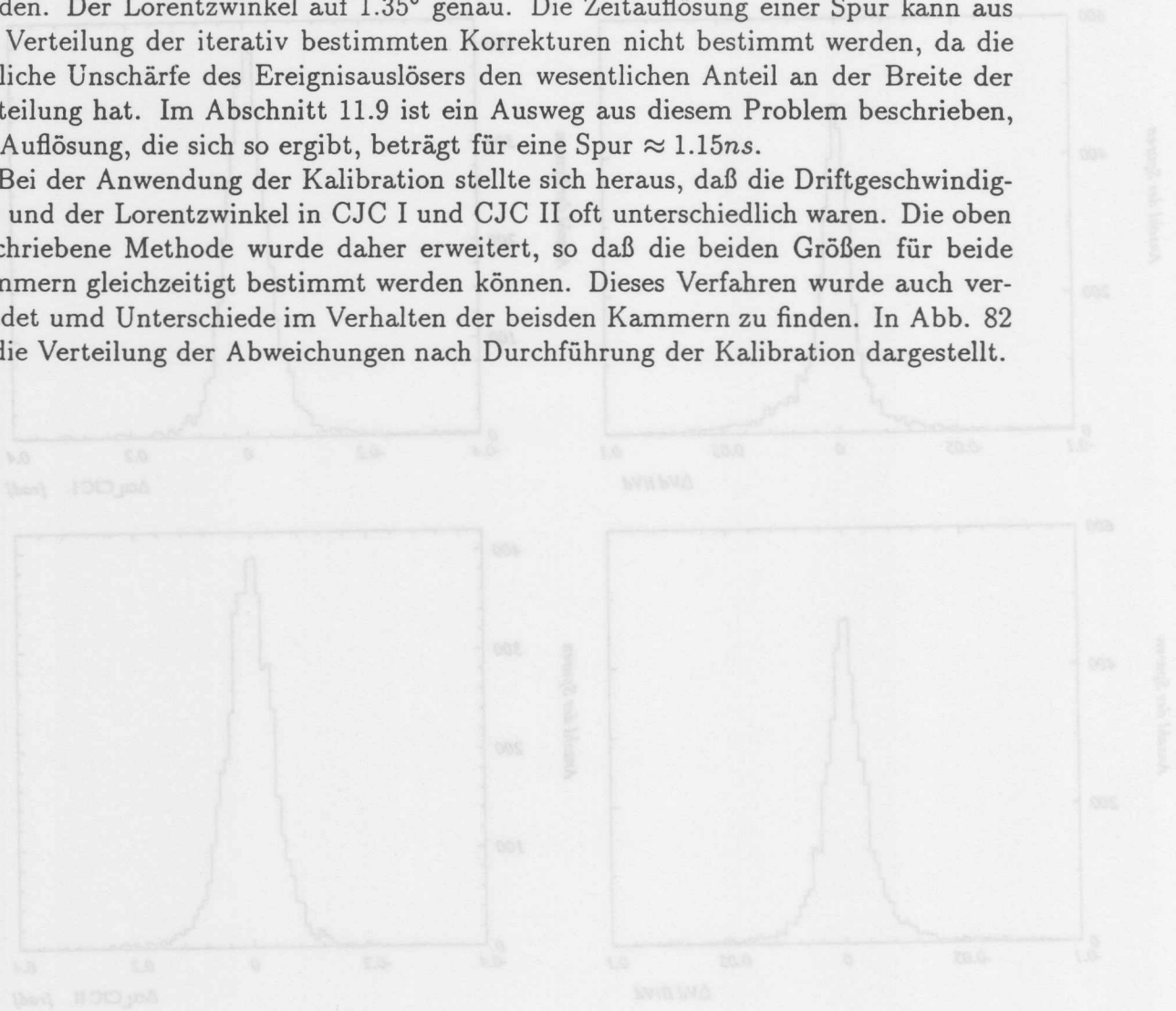


Abbildung 82: Oben: Relative Abweichung der Driftgeschwindigkeit und Abweichung des Lorentzwinkels in CJC I. Der Lorentzwinkel kann aus einer Spur auf 1.35° genau bestimmt werden. $\sigma_v = 0.53\%$. Unten: Relative Abweichung der Driftgeschwindigkeit und Abweichung des Lorentzwinkels in CJC II. Der Lorentzwinkel kann aus einer Spur auf 1.03° genau bestimmt werden. $\sigma_v = 0.52\%$. Die Verteilungen zeigen die Situation nach Durchführung der Kalibration.

11.13 Bestimmung des Rotationswinkels zwischen CJC I und II

Die CJC besteht, wie in Kapitel 3 beschrieben, aus zwei getrennten Jetkammern, die innerhalb eines Außengehäuses montiert sind. Bei der Montage werden die Kammern nur mit begrenzter Genauigkeit gegeneinander ausgerichtet (etwa 0.5°). Insbesondere eine Rotation der Kammern in der r/φ Ebene führt zu systematischen Impulsfehlern. Der Rotationswinkel zwischen den beiden Kammern kann mit Teilchenspuren bestimmt werden. Die Spurstücke in den beiden Kammern werden gegeneinander verdreht. Die Koordinaten der Spurpunkte werden durch eine Verdrehung der Kammern um den Winkel φ rotiert.

$$\vec{R}_S = R(S \varphi) \vec{R}_T \quad (84)$$

- \vec{R}_S Koordinaten des Spurpunktes
- \vec{R}_T Koordinaten, wie sie rekonstruiert wurden
- S Nimmt für Treffer in CJC I den Wert 1 und für Treffer in CJC II den Wert 0 an
- $R(S \varphi)$ Die Rotationsmatrix, die die Spurpunkte der CJC I um den Winkel φ dreht

An die Koordinaten von \vec{R}_S wird ein geeignetes Spurmodell angepaßt. Die Bahnen der Teilchen werden durch eine Gerade beschrieben, wobei die Trefferpunkte in der CJC I um den Winkel φ um den Ursprung rotiert sind.

Die Untersuchungen zum Rotationswinkel wurden mit Spuren durchgeführt, die ohne externes Magnetfeld aufgezeichnet wurden. Dies ist bei der Bestimmung geometrischer Parameter vorteilhaft, da die Spuren in diesem Fall durch Geraden beschrieben werden können und so die Zahl der freien Parameter bei der Anpassungsrechnung geringer sind. Sind keine Daten ohne Magnetfeld vorhanden, so können Spuren mit hohem Impuls verwendet werden, da diese ebenfalls durch Geraden beschreibbar sind. Bei Anpassung einer Geraden ergibt sich aus dem Ansatz:

$$\begin{aligned}
 -\sin(S \varphi) X_{\vec{R}_T} + \cos(S \varphi) Y_{\vec{R}_T} &= A \left(\cos(S \varphi) X_{\vec{R}_T} + \sin(S \varphi) Y_{\vec{R}_T} \right) + B \\
 Y_{\vec{R}_T} &= \frac{1}{\cos(S \varphi) - A \sin(S \varphi)} \\
 &\quad \left(X_{\vec{R}_T} (A \cos(S \varphi) + \sin(S \varphi)) + B \right)
 \end{aligned}$$

Aus der Anpassung erhält man die Parameter der Geraden (A und B) und den Rotationswinkel φ . Diese Analyse liefert auch korrekte Werte bei Spuren, die mit Magnetfeld aufgezeichnet wurden. Es muß jedoch eine Selektion auf Spuren mit geringer Krümmung erfolgen. Abb.83 zeigt den aus simulierten Spuren bestimmten Rotationswinkel zwischen CJC I und II. Es wurden Verdrehungen von $\pm 0.1^\circ$ und $\pm 0.05^\circ$ simuliert. Die Abb.83 und 84 zeigen die bestimmten Winkel. Die Genauigkeit wurde aus der Breite der Verteilung der Einzelmessungen zu $\sigma \approx 0.015^\circ$ bestimmt.

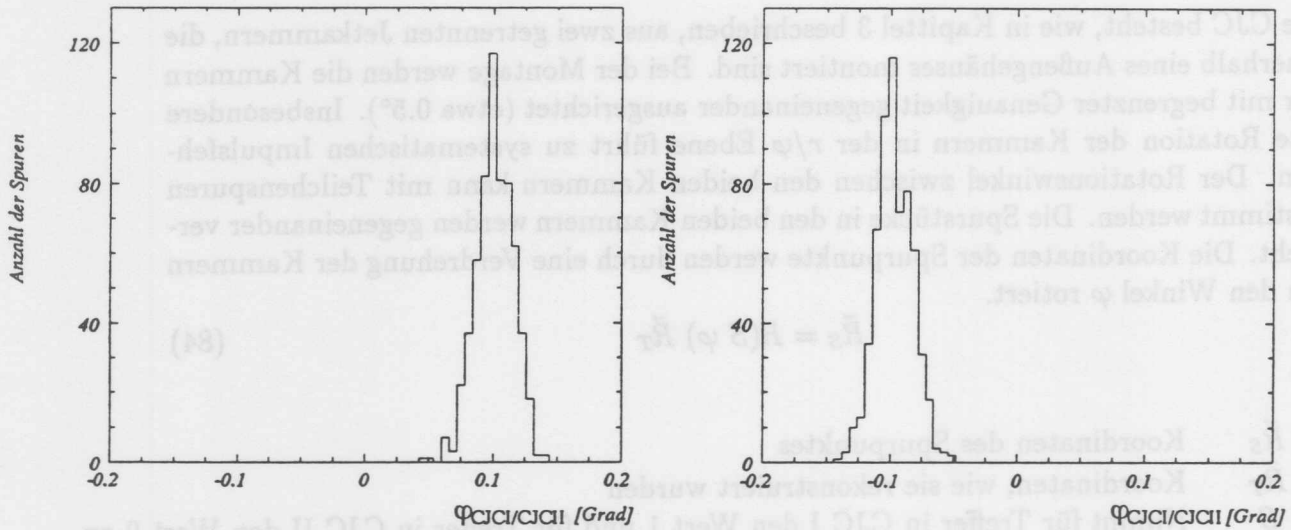


Abbildung 83: Ermittelte Verdrehung der CJC I relativ zur CJC II. Es wurde eine Verdrehung von $\pm 0.1^\circ$ simuliert. Die Breite der Verteilung beträgt 0.015° . Der Mittelwert liegt bei 0.98° und -0.97° .

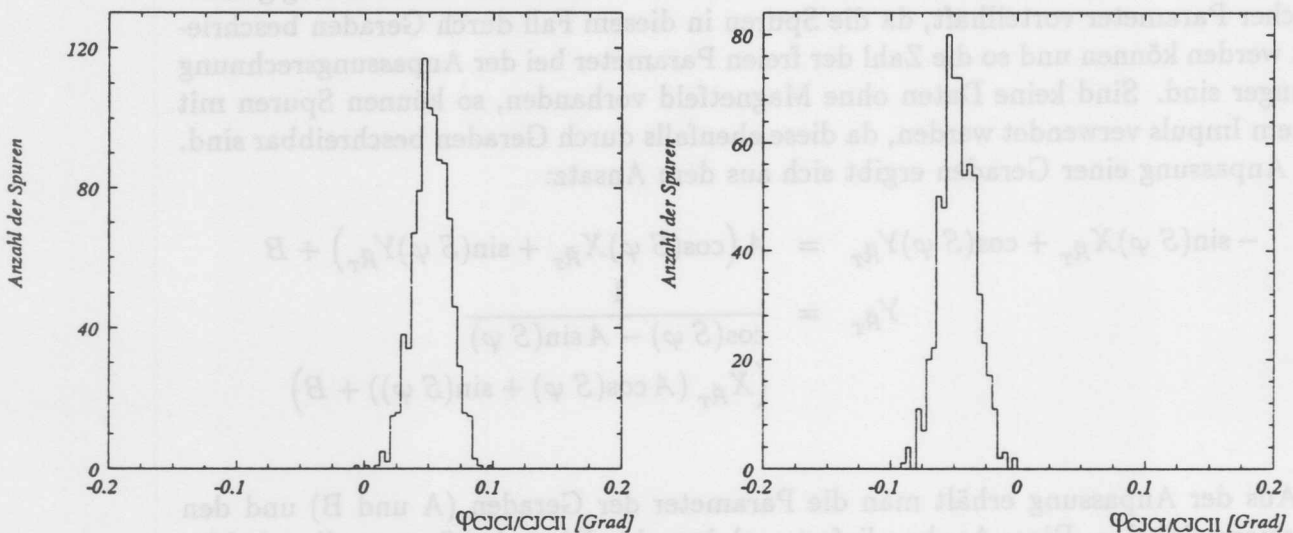


Abbildung 84: Ermittelte Verdrehung φ der CJC I relativ zur CJC II. Es wurde eine Verdrehung von $\pm 0.05^\circ$ simuliert. Die Breite der Verteilung beträgt 0.014° . Der Mittelwert liegt bei 0.047° und -0.049° .

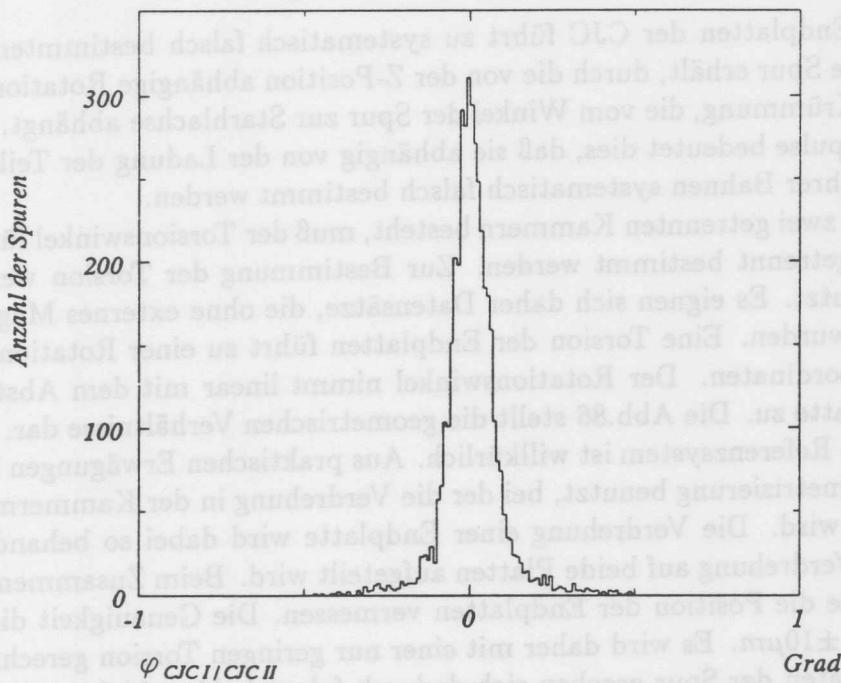


Abbildung 85: Die aus Daten ermittelte Verdrehung φ der CJC I relativ zur CJC II. Es ist die nach der ersten Iteration der Kalibration verbleibende Verdrehung von 0.0049° dargestellt. Die Auflösung mit der die Verdrehung aus einer Spur bestimmt werden kann ist $\sigma_\varphi = 0.049^\circ$. Es wurden Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung analysiert.

11.13.1 Bestimmung des Rotationswinkels aus Daten

In der Abb.85 ist das Ergebnis der Anwendung der Kalibrationsmethode auf Daten nach der Durchführung der Kalibration dargestellt. Es handelt sich um Daten die im Sommer 92 aufgezeichnet wurden. Die erreichte Auflösung beträgt $\sigma_\varphi = 0.049^\circ$ bei der Verwendung einer Spur. Die Kammern sind um -0.054° gegeneinander verdreht.

11.14 Bestimmung der Torsion der Endplatten

Eine Torsion der Endplatten der CJC führt zu systematisch falsch bestimmten Impulsen. Eine gerade Spur erhält, durch die von der Z-Position abhängige Rotation der Spurpunkte, eine Krümmung, die vom Winkel der Spur zur Starhlachse abhängt. Für die gemessenen Impulse bedeutet dies, daß sie abhängig von der Ladung der Teilchen und der Richtung ihrer Bahnen systematisch falsch bestimmt werden.

Da die CJC aus zwei getrennten Kammern besteht, muß der Torsionswinkel für die beiden Kammern getrennt bestimmt werden. Zur Bestimmung der Torsion werden gerade Spuren benutzt. Es eignen sich daher Datensätze, die ohne externes Magnetfeld aufgezeichnet wurden. Eine Torsion der Endplatten führt zu einer Rotation der gemessenen Spurkoordinaten. Der Rotationswinkel nimmt linear mit dem Abstand von der Referenzplatte zu. Die Abb.86 stellt die geometrischen Verhältnisse dar. Die Wahl einer Seite als Referenzsystem ist willkürlich. Aus praktischen Erwägungen heraus, wird eine Parametrisierung benutzt, bei der die Verdrehung in der Kammermitte als 0 angenommen wird. Die Verdrehung einer Endplatte wird dabei so behandelt, daß der Effekt der Verdrehung auf beide Platten aufgeteilt wird. Beim Zusammenbau der Kammern wurde die Position der Endplatten vermessen. Die Genauigkeit dieser Vermessung betrug $\pm 10 \mu m$. Es wird daher mit einer nur geringen Torsion gerechnet.

Für die Koordinaten der Spur ergeben sich dadurch folgende Verschiebungen:

$$\vec{R}_S = R(\varphi(z)) \vec{R}_T \quad (85)$$

\vec{R}_S Koordinaten des Spurpunktes
 \vec{R}_T Koordinaten, wie sie rekonstruiert wurden
 $R(\varphi(z))$ Rotationsmatrix mit einem von der Z-Position abhängigen Winkel

$$\varphi(z) = \frac{\varphi}{L_{1/2}} Z \quad (86)$$

$L_{1/2}$ ist die halbe Länge der CJC. Für die gemessenen Koordinaten $X_{\vec{R}_T}$ und $Y_{\vec{R}_T}$ ergibt sich dann bei Anpassung einer Geraden und dem zusätzlichen Parameter φ .

$$Y_{\vec{R}_T} = \frac{A \cos\left(\frac{\varphi}{L_{1/2}} Z\right) + \sin\left(\frac{\varphi}{L_{1/2}} Z\right)}{\cos\left(\frac{\varphi}{L_{1/2}} Z\right) - A \sin\left(\frac{\varphi}{L_{1/2}} Z\right)} X_{\vec{R}_T} + \frac{B}{\cos\left(\frac{\varphi}{L_{1/2}} Z\right) - A \sin\left(\frac{\varphi}{L_{1/2}} Z\right)}$$

Um die Genauigkeit zu erhöhen, wird die Z-Koordinate mit Hilfe einer Ausgleichsgeraden aus allen Z-Messungen bestimmt. Betrachtet man die obrige Gleichung, so erkennt man, daß ein möglichst großer Unterschied in den Z-Koordinaten der Spuren erforderlich ist, um den Torsionswinkel zu bestimmen. Dies erschwert die Bestimmung mit Hilfe von Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung. Um die Torsionswinkel

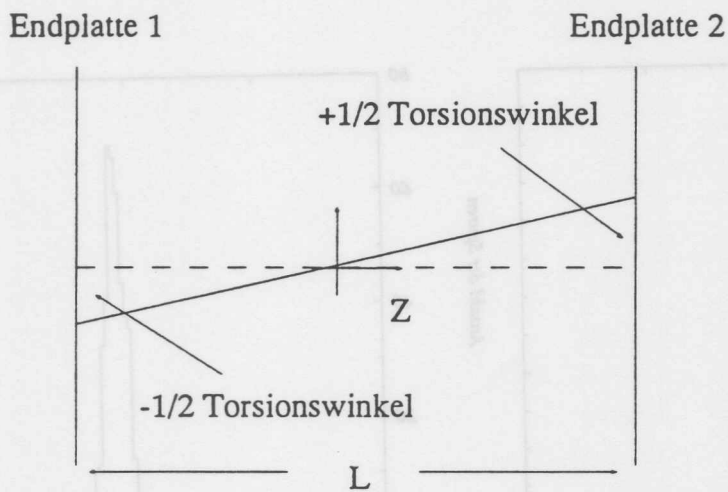
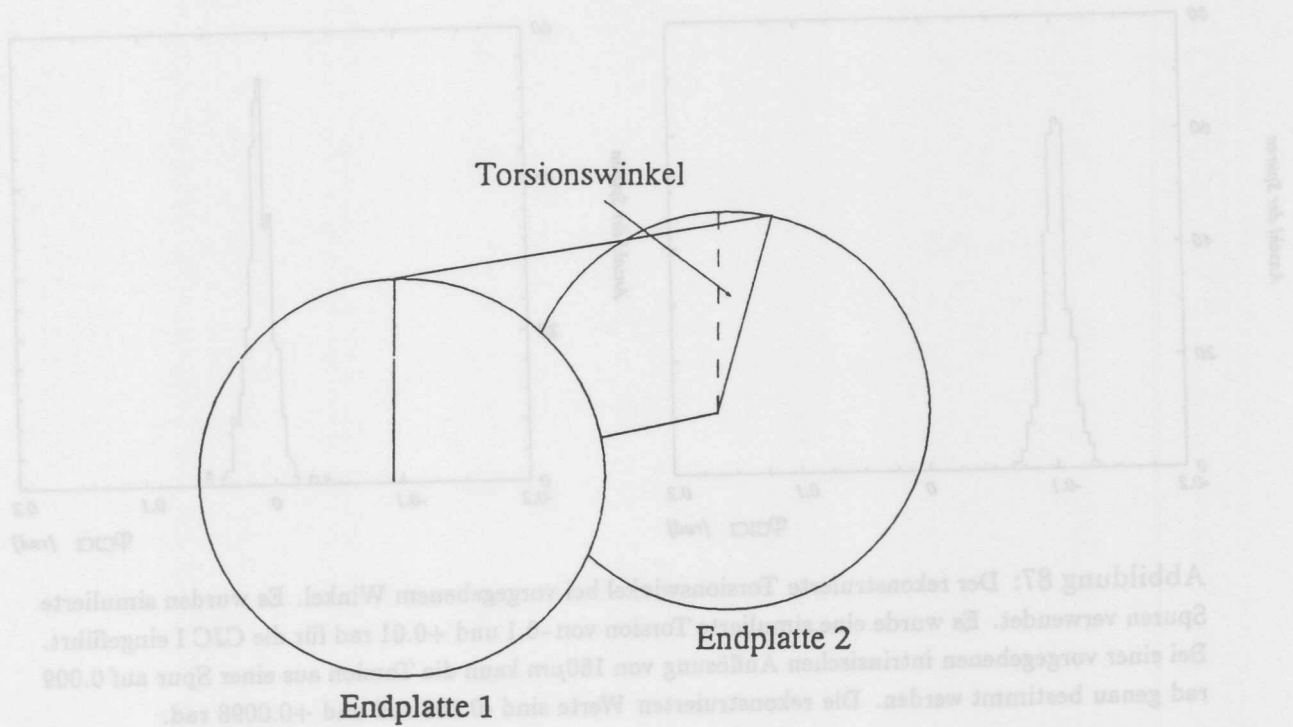


Abbildung 86: Die Torsion der Endplatten kann als von der Z-Koordinate abhängige Rotation der Trefferpunkte beschrieben werden. Die Parametrisierung wird so gewählt, daß die Torsion in der Mitte der Kammer verschwindet.

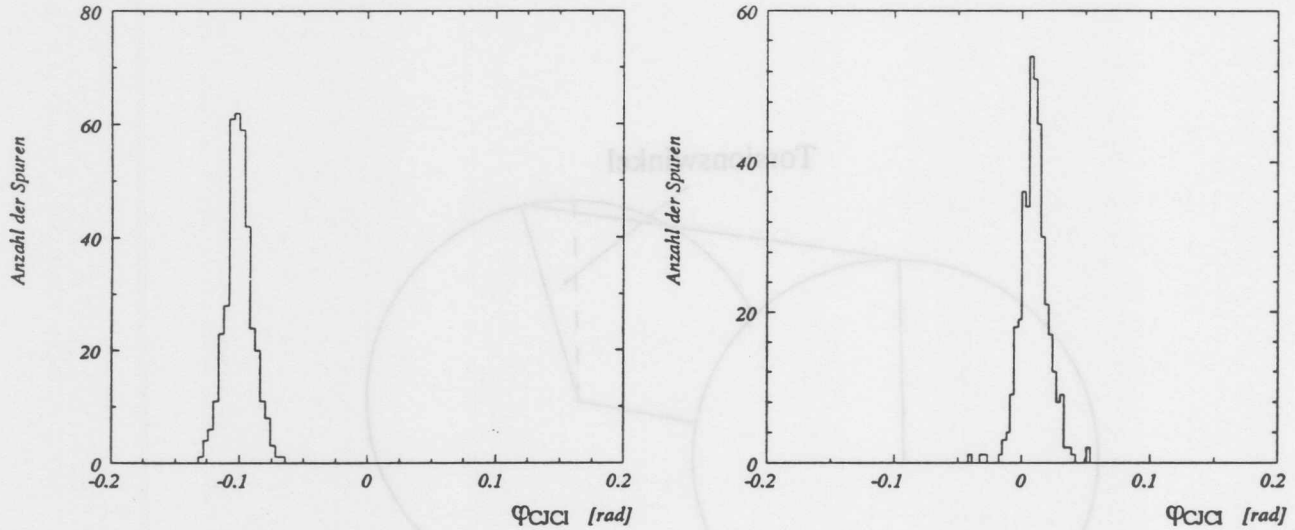


Abbildung 87: Der rekonstruierte Torsionswinkel bei vorgegebenem Winkel. Es wurden simulierte Spuren verwendet. Es wurde eine simulierte Torsion von -0.1 und $+0.01$ rad für die CJC I eingeführt. Bei einer vorgegebenen intrinsischen Auflösung von $150\mu\text{m}$ kann die Torsion aus einer Spur auf 0.009 rad genau bestimmt werden. Die rekonstruierten Werte sind -0.108 rad und $+0.0098$ rad.

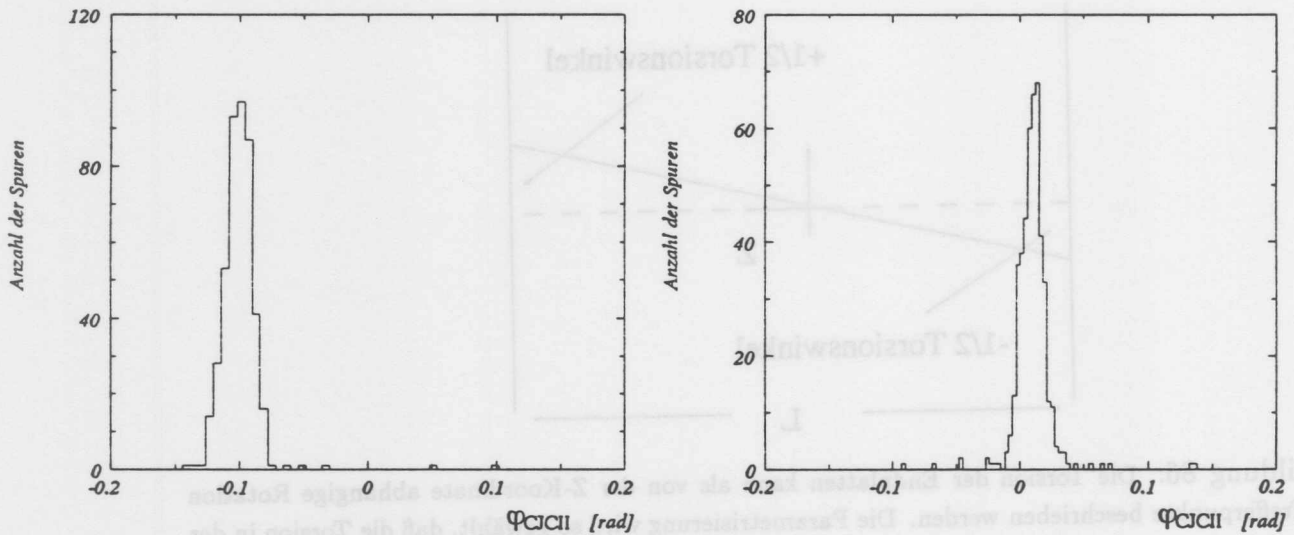


Abbildung 88: Der rekonstruierte Torsionswinkel bei vorgegebenem Winkel. Es wurden simulierte Spuren verwendet. Es wurde eine simulierte Torsion von -0.1 und $+0.01$ rad für die CJC II eingeführt. Bei einer vorgegebenen intrinsischen Auflösung von $150\mu\text{m}$ kann die Torsion aus einer Spur auf 0.011 rad genau bestimmt werden. Die rekonstruierten Werte sind -0.11 rad und $+0.0105$ rad.

innerhalb der Jetkammern zu bestimmen, wurden daher Spuren mit möglichst großem θ Winkel selektiert. Das Ergebnis ist im Abschnitt 11.14.1 dargestellt.

Um die Sensitivität der Methode zu untersuchen, wurden Torsionswinkel eingeführt und anschließend bestimmt. In Abb.87 und 88 sind die Ergebnisse für verschiedene Torsionswinkel dargestellt. Bei Verwendung simulierter Spuren ergibt sich eine Genauigkeit von $\sigma \approx 0.57^\circ$ bei Verwendung einer Spur.

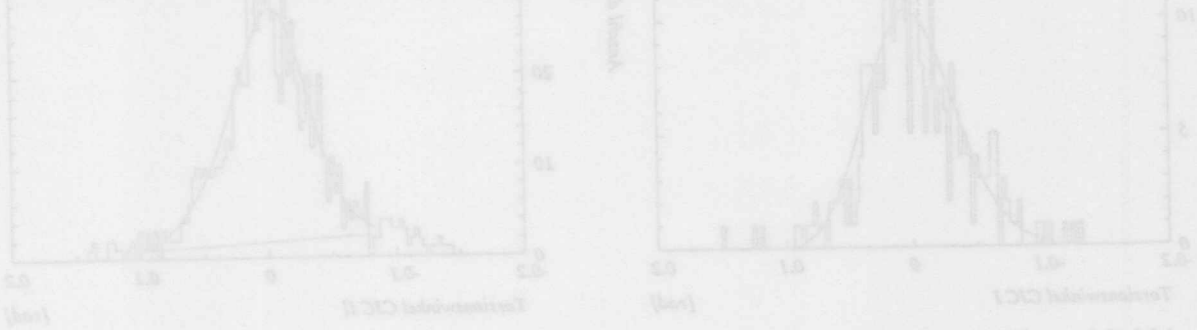


Abbildung 88: Links: Der rekonstruierte Torsionswinkel der Endplatten der CJC I. Rechts: Der rekonstruierte Torsionswinkel der Endplatten der CJC II. Es wurden Spuren aus Strahlereignissen verwendet.

11.14.1 Bestimmung des Torsionswinkels aus Daten

Zur Bestimmung des Torsionswinkels der CJC I und CJC II wurden Spuren aus Strahlereignissen verwendet. Abb. 88 zeigt das Ergebnis für CJC I und CJC II. Die festgestellten Torsionswinkel sind vernachlässigbar.

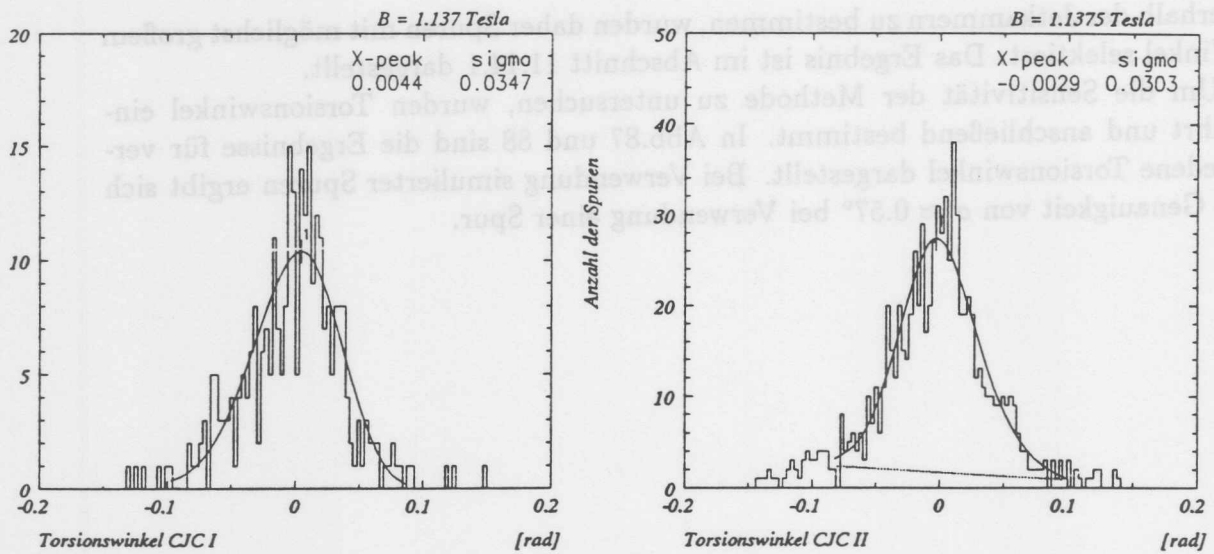


Abbildung 89: Links: Der rekonstruierte Torsionswinkel der Endplatten der CJC I.
 Rechts: Der rekonstruierte Torsionswinkel der Endplatten der CJC II.
 Es wurden Spuren aus Strahlereignissen verwendet.

11.14.1 Bestimmung des Torsionswinkels aus Daten

Zur Bestimmung des Torsionswinkels der CJC I und CJC II wurden Spuren aus Strahlereignissen verwendet. Abb. 89 zeigt das Ergebnis für CJC I und CJC II. Die festgestellten Torsionswinkel sind vernachlässigbar.

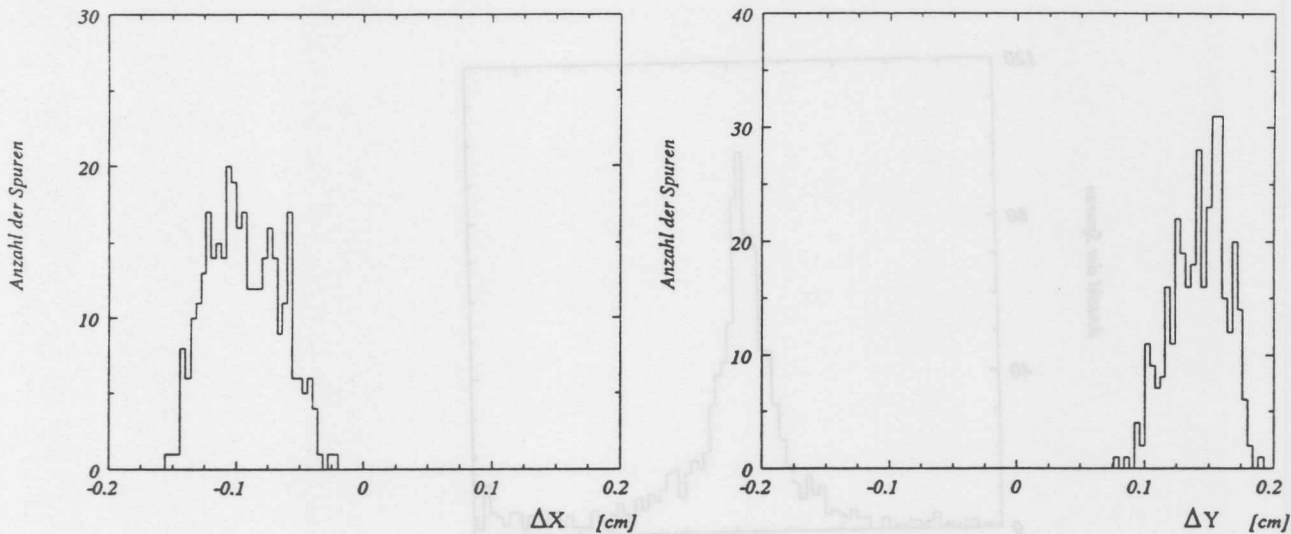


Abbildung 90: Verschiebung von $\Delta X = -0.1\text{cm}$ und $\Delta Y = 0.15\text{cm}$ bei Verwendung simulierter Spuren dar. Die Verschiebung kann mit einer Auflösung von $\sigma \approx 0.035\text{cm}$ bei Nutzung einer Spur bestimmt werden. Die im ersten Iterationsschritt bestimmten Verschiebungen sind: $\Delta X = -0.098\text{cm}$ und $\Delta Y = 0.146\text{cm}$.

11.15 Bestimmung der Verkippung und Verschiebung der Kammern

Durch die modulare Bauweise der CJC aus zwei getrennten Jetkammern können beim Zusammenbau geometrische Verschiebungen und Rotationen zwischen den Kammern auftreten. Eine besonders wichtige Abweichung von der Sollgeometrie wurde in vorhergehenden Abschnitten schon besprochen, die Rotation in der r/φ -Ebene. Dies entspricht einer Rotation um die Z-Achse.

Weitere Fehler können als Verschiebung in eine beliebige Richtung beschrieben werden, die mit einer Rotation um die X- und Y-Achse um die Winkel θ und ρ kombiniert sind. Der Effekt dieser Verschiebung und Verdrehung zwischen den beiden Kammern kann wie folgt parametrisiert werden.

$$\vec{R}_S = R_x R_y R_z \vec{R}_T + \vec{R}_V \quad (87)$$

Dabei bedeuten:

- \vec{R}_S Koordinaten des Spurpunktes
- \vec{R}_T Koordinaten, wie sie rekonstruiert wurden
- \vec{R}_V Vektor, um den die CJC I relativ zur CJC II verschoben ist
- R_x Rotationsmatrix für die Rotation um die X-Achse
- R_y Rotationsmatrix für die Rotation um die Y-Achse
- R_z Rotationsmatrix für die Rotation um die Z-Achse

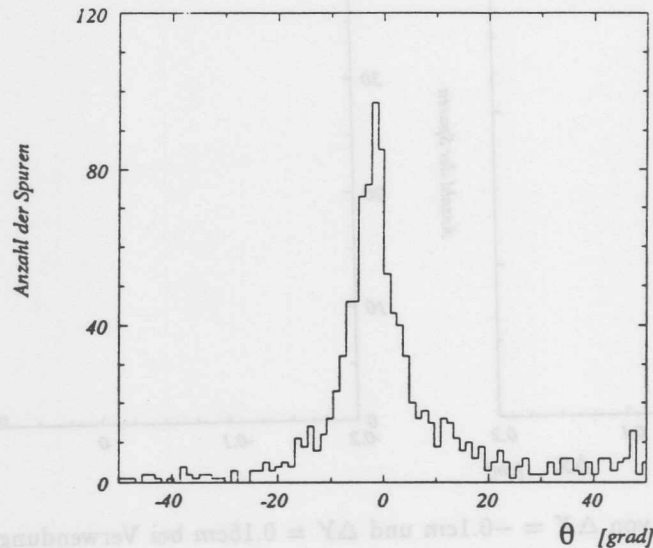


Abbildung 91: Simulierte Rotation der CJC I relativ zur CJC II um die X-Achse. Der Winkel beträgt 2° . Die Auflösung, mit der der Winkel aus der Analyse einer Spur bestimmt werden kann, ist $\sigma \approx 3.5^\circ$. Die erste Iteration liefert einen Wert von -1.92° . Es handelt sich um Spuren, die mit einer Auflösung von $\sigma_z = 2\text{cm}$ und $\sigma_{r/\varphi} = 150\mu\text{m}$ simuliert wurden.

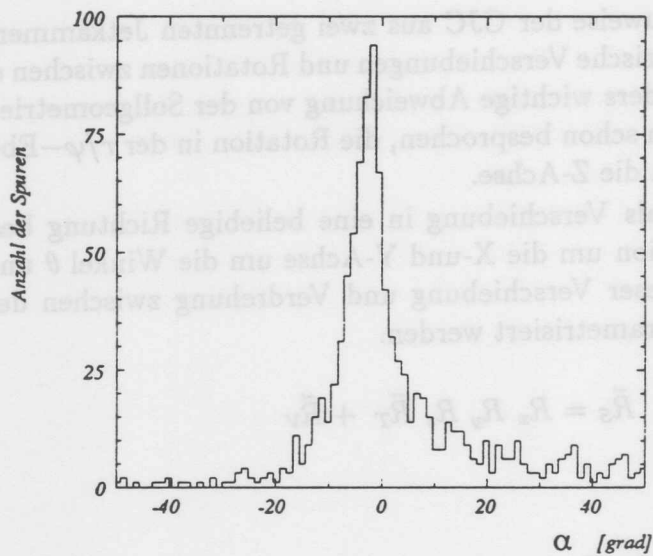


Abbildung 92: Simulierte Rotation der CJC I relativ zur CJC II um die Y-Achse. Der Winkel beträgt 2° . Die Auflösung, mit der der Winkel aus der Analyse einer Spur bestimmt werden kann, ist $\sigma \approx 3.5^\circ$. Die erste Iteration liefert einen Wert von -1.95° . Es handelt sich um Spuren, die mit einer Auflösung von $\sigma_z = 2\text{cm}$ und $\sigma_{r/\varphi} = 150\mu\text{m}$ simuliert wurden.

Mit :

$$R_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ 0 & -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

$$R_y = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & 0 & -\sin(\alpha) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\alpha) & 0 & \cos(\alpha) \end{pmatrix}$$

$$R_z = \begin{pmatrix} \cos(\varphi) & \sin(\varphi) & 0 \\ -\sin(\varphi) & \cos(\varphi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Der Rotationswinkel um die Z-Achse wurde schon vorher bestimmt, so daß der Winkel φ gleich Null gesetzt werden kann. Die Verschiebung in Richtung der Z-Achse wird bei der Durchführung der Z-Kalibration bestimmt. Die entsprechende Komponente des Vektors \vec{R}_V ist in diesem Fall also ebenfalls Null. Es bleiben also noch zwei Winkel und die Verschiebungen parallel zur X- und Y-Achse zu bestimmen.

Wählt man zur Bestimmung dieser geometrischen Parameter einen Satz von Spuren mit homogener Winkelverteilung aus, so kann die Verschiebung von der Rotation getrennt bestimmt werden. Eine Rotation der CJC I relativ zur CJC II um die X und Y-Achse kann als Verschiebung der Spurpunkte um einen Vektor $\vec{R}_{V(z)}$ aufgefaßt werden. Die Größe der Verschiebung ist dann von der Z-Position abhängig. Mittelt man über alle so bestimmten Verschiebungen, so ergibt sich, bei gleichmäßiger Ausleuchtung der Kammer, ohne Verschiebung der Kammern zueinander, der Wert 0. Die Trennung der Bestimmung der Verschiebung von der Bestimmung der Verdrehungen ist von Vorteil, da bei der Bestimmung der Verschiebung nur Koordinaten in der r/φ -Ebene verwendet werden.

Die Verschiebung der Kammern zueinander wird wie folgt bestimmt:

Es werden gerade Spuren verwendet. Nach Anpassung einer Geraden an die Spurpunkte werden die Spurpunkte in ein System transformiert, in dem die Steigung der Spur verschwindet. Nun wird eine modifizierte Gerade an die Trefferpunkte angepaßt. Die Modifikation des Spurmodells besteht darin, daß die Spurpunkte in CJC I um einen gemeinsamen Wert parallel zur Y-Achse verschoben werden dürfen. Bei der Anpassung wird dieser Wert bestimmt. Nach der Anpassung wird der so bestimmte Verschiebevektor in das globale System der CJC zurücktransformiert. Daraus erhält man die Verschiebung in X- und Y-Richtung. Es ist dabei zu beachten, daß Spuren, die parallel zur X-Achse verlaufen, nur eine Bestimmung der Y-Komponente der Verschiebung erlauben. Entsprechendes gilt für Spuren parallel zur Y-Achse.

Die Abb.90 stellt das Ergebnis der Ermittlung einer künstlich eingeführten Verschiebung von $\Delta X = -0.1\text{cm}$ und $\Delta Y = 0.15\text{cm}$ bei Verwendung simulierter Spuren dar. Die Verschiebung kann mit einer Auflösung von $\sigma \approx 0.035\text{cm}$ bei Nutzung einer

Spur bestimmt werden, die mit hoher Genauigkeit gemessen werden.

Die Bestimmung der Rotation der CJC I relativ zur CJC II um die X- und Y-Achse wird aufgrund der geringen Auflösung entlang des Drahtes nach einem anderen Verfahren bestimmt, das im folgenden beschrieben wird.

Es wird an die Projektion der Trefferkoordinaten auf die Z-Y-Ebene in der CJC II eine Gerade angepaßt. Eine zweite Gerade wird in der CJC I an die Trefferpunkte angepaßt. Aus Vergleich der Geradenparameter wird auf den Rotationswinkel um die X-Achse geschlossen. Es wird dabei folgender Sachverhalt benutzt:

Eine Gerade die durch die Parameter a_1 und b_1 beschrieben wird, nimmt in einem um den Winkel θ gedrehten Koordinatensystem die Form

$$Y = a_2 Z + b_2 \quad (88)$$

an. Dabei besteht zwischen dem Rotationswinkel und den alten Parametern folgender Zusammenhang:

$$a_2 = \frac{\sin(\theta) - a_1 \cos(\theta)}{-\cos(\theta) - a_1 \sin(\theta)}$$

$$b_2 = b_1 \left(\cos(\theta) - \sin(\theta) \frac{\sin(\theta) - a_1 \cos(\theta)}{-\cos(\theta) - a_1 \sin(\theta)} \right)$$

Der Rotationswinkel ist dann:

$$\tan(\theta) = \frac{a_1 - a_2}{1 + a_1 a_2} \quad (89)$$

Die Rotation um die Y-Achse wird auf die gleiche Weise aus der Projektion der Trefferkoordinaten auf die Z-X-Ebene bestimmt.

Abb.91 und Abb.92 zeigen die Verteilung, die sich bei einer simulierten Rotation von 2° ergibt. Aus einer Spur kann diese Größe mit einer Genauigkeit von $\sigma \approx 3.5^\circ$ bestimmt werden.

11.15.1 Anwendung der Methode auf Daten

Es wurden Strahldaten verwendet um die Geometrie der Kammer zu überprüfen. In Abb. 94 ist das Ergebnis für die Bestimmung der Verschiebung der Kammern gegeneinander dargestellt. Es ergibt sich:

$$\Delta X = 0.019 \text{ cm}$$

$$\sigma_{\Delta X} = 0.052 \text{ cm}$$

$$\Delta Y = 0.02 \text{ cm}$$

$$\sigma_{\Delta Y} = 0.065 \text{ cm}$$

Die Auflösungen beziehen sich auf die Genauigkeit mit der die Größen aus einer Spur bestimmt werden können.

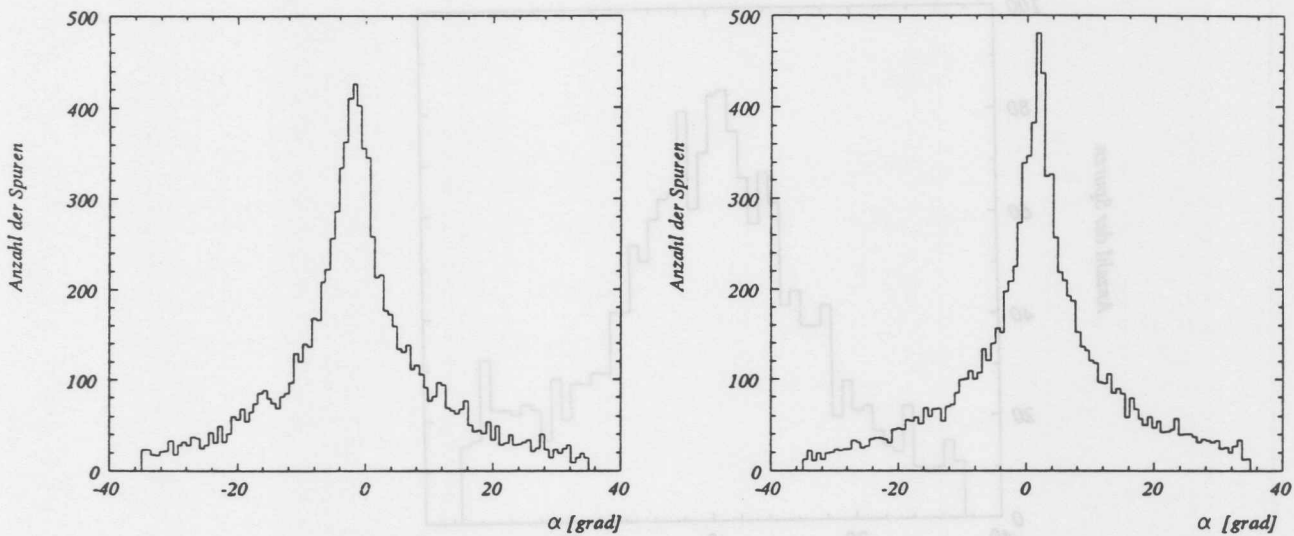


Abbildung 93: Bestimmung einer simulierten Rotation um die Y-Achse von $\pm 2^\circ$. Die verwendeten Spuren stammen aus der kosmischen Höhenstrahlung. Die Breite der Verteilungen beträgt $\approx 3.5^\circ$. Der Mittelwert liegt bei -1.72° und 1.84° . Es handelt sich um das Ergebnis der ersten Iteration.

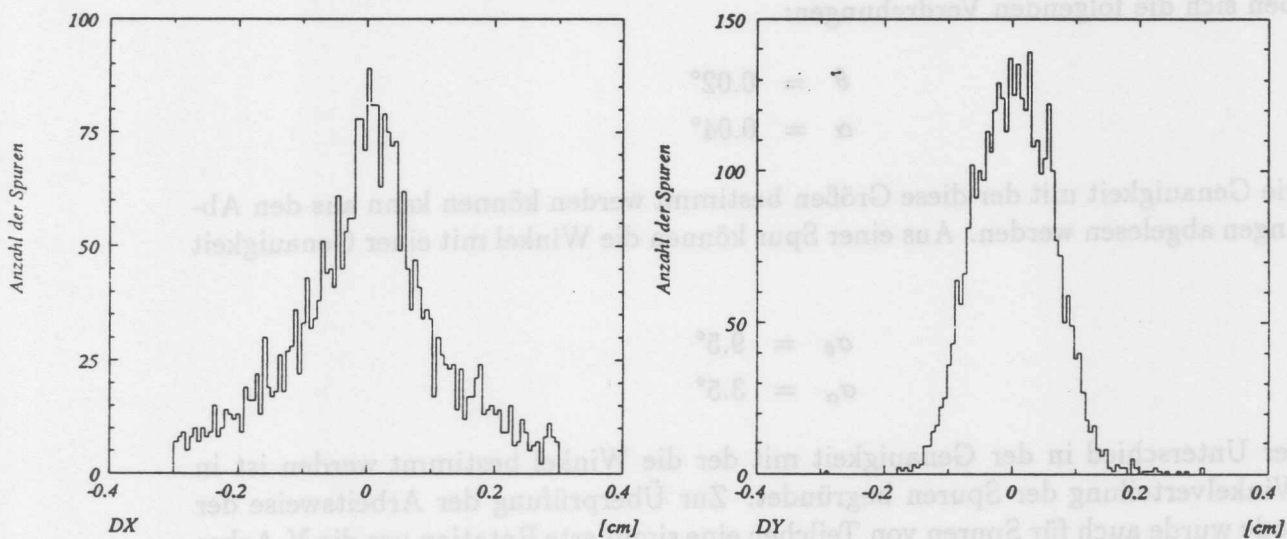


Abbildung 94: Bestimmung der Verschiebung ΔX (links) und ΔY (rechts) bei Verwendung von Spuren aus der kosmischen Höhenstrahlung. Die festgestellten Verschiebungen sind: $\Delta X = 0.019\text{cm}$, $\Delta Y = 0.02\text{cm}$. Die Genauigkeit mit der diese Größen aus einer Spur bestimmt werden können ist: $\sigma_{\Delta X} = 0.052\text{cm}$, $\sigma_{\Delta Y} = 0.065\text{cm}$.

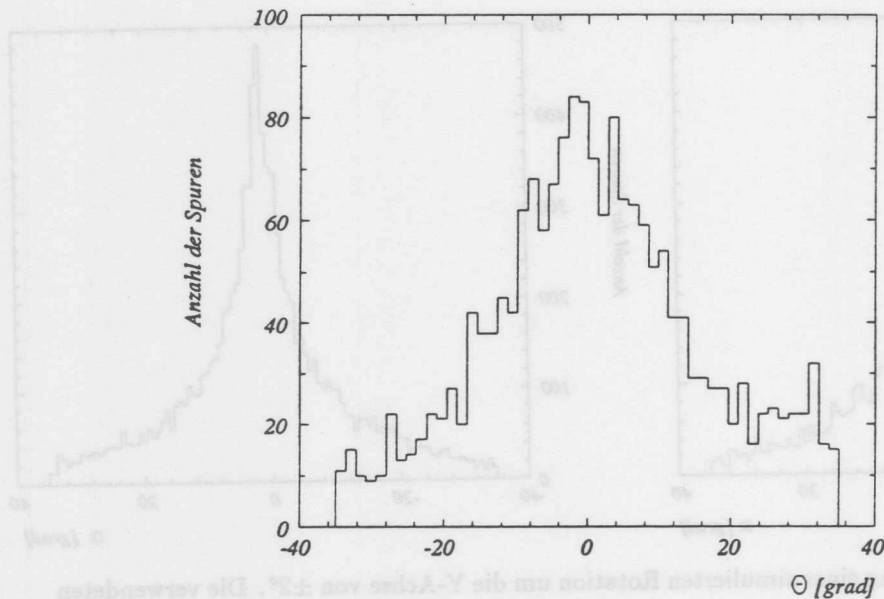


Abbildung 95: Rotation der CJC I relativ zur CJC II um die X-Achse. Der mit Spuren aus kosmischen Höhenstrahlung bestimmte Winkel beträgt 0.02° . Die Breite der Verteilung ist 9.5° .

Der ermittelte Rotationswinkel für die Rotation um die X-Achse ist in Abb. 95 dargestellt. Die gemessene Rotation um die Y-Achse ist in Abb. 96 zu sehen. Es ergeben sich die folgenden Verdrehungen:

$$\theta = 0.02^\circ$$

$$\alpha = 0.04^\circ$$

Die Genauigkeit mit der diese Größen bestimmt werden können kann aus den Abbildungen abgelesen werden. Aus einer Spur können die Winkel mit einer Genauigkeit von:

$$\sigma_\theta = 9.5^\circ$$

$$\sigma_\alpha = 3.5^\circ$$

Der Unterschied in der Genauigkeit mit der die Winkel bestimmt werden ist in der Winkelverteilung der Spuren begründet. Zur Überprüfung der Arbeitsweise der Methode wurde auch für Spuren von Teilchen eine simulierte Rotation um die Y-Achse von $\pm 2^\circ$ eingeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 93 dargestellt.

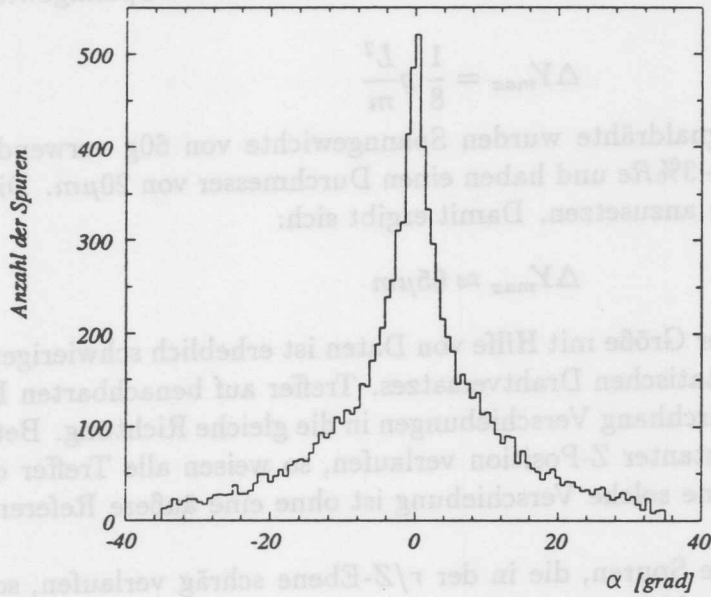


Abbildung 96: Mit Spuren der kosmischen Höhenstrahlung bestimmte Rotationswinkel α der CJC I relativ zur CJC II um die Y-Achse. Der Winkel beträgt 0.04° . Die Breite der Verteilung ist 3.5° .

11.16 Bestimmung des Drahtdurchhangs

Auf die Signaldrähte wirkt neben der elektrostatischen Kraft die Schwerkraft. Dies führt dazu, daß die Drähte in Form einer Kettenlinie durchhängen. Es ergibt sich der Durchhang zu:

$$\Delta Y(Z) = -\Delta Y_{max} \left(1 - \left(\frac{2Z}{L} \right)^2 \right) \quad (90)$$

Wobei der maximale Drahtdurchhang von der Spannung des Drahtes und der Massenbelegung ρ des Drahtes wie folgt abhängt:

$$\Delta Y_{max} = \frac{1}{8} \rho g \frac{L^2}{F} \quad (91)$$

Setzt man für die Spannkraft $F = gm$ an, wobei m die Größe des Spannungsgewichtes ist, so ergibt sich:

$$\Delta Y_{max} = \frac{1}{8} \rho \frac{L^2}{m} \quad (92)$$

Bei der Montage der Signaldrähte wurden Spannungsgewichte von 60g verwendet. Die Drähte bestehen aus $W + 3\%Re$ und haben einen Durchmesser von $20\mu m$. Die Länge der Drähte ist mit $220cm$ anzusetzen. Damit ergibt sich:

$$\Delta Y_{max} \approx 65\mu m \quad (93)$$

Die Bestimmung dieser Größe mit Hilfe von Daten ist erheblich schwieriger als die Bestimmung des elektrostatischen Drahtversatzes. Treffer auf benachbarten Drähten zeigen durch den Drahtdurchhang Verschiebungen in die gleiche Richtung. Betrachtet man Spuren, die bei konstanter Z -Position verlaufen, so weisen alle Treffer die gleiche Verschiebung auf. Eine solche Verschiebung ist ohne eine äußere Referenz nicht nachweisbar.

Betrachtet man gerade Spuren, die in der r/Z -Ebene schräg verlaufen, so erfahren die einzelnen Treffer abhängig von ihrer Z -Position eine Verschiebung. Diese Abhängigkeit kann genutzt werden, um den Drahtdurchhang zu bestimmen.

Es wird dabei folgendes Modell an die Spur angepaßt:

$$\vec{R}_S = \vec{R}_T + \Delta Y_{max} \left(1 - \left(\frac{2Z}{L} \right)^2 \right) \vec{e}_Y \quad (94)$$

Dabei bedeuten:

- \vec{R}_S Koordinaten des Spurpunktes
- \vec{R}_T Koordinaten, wie sie rekonstruiert wurden

$$Y_{\vec{R}_T} = A X_{\vec{R}_T} + B - \Delta Y_{max} \left(1 - \left(\frac{2Z}{L} \right)^2 \right) \quad (95)$$

Zur Bestimmung des mittleren Drahtdurchhanges paßt man dieses Modell nun an Spuren mit geeignetem θ -Winkel an. Dieses Verfahren wurde an einigen simulierten

Spuren erprobt. Der Fehler, der sich für den so bestimmten Drahtdurchhang ergibt, ist jedoch so groß, daß dieses Verfahren nicht praktisch nutzbar ist.

Bis zu dem Zeitpunkt, in dem genauere Daten aus ep-Kollisionen verfügbar sind, wird der berechnete Drahtdurchhang verwendet. Stehen Ereignisse aus ep-Kollisionen zur Verfügung, so kann der Vertex als Referenz benutzt werden. Bei falsch bestimmtem Drahtdurchhang wird der DCA^{15} vom φ -Winkel der Spur abhängig. Diese Abhängigkeit kann dann genutzt werden, um den Drahtdurchhang zu messen.

Abbildung 97: Simulierte Driftlinien und Iochronen bei Annahme einer Magnetfeld. Es ist gut zu erkennen, daß die Form der Iochronen nur annähernd als Kreis beschreiben werden können. Die Driftlinien in der Nähe des Signalstrahles weichen ebenfalls vom Modell eines radialen Driftweges ab.

11.17 Bestimmung der Spurwinkelkorrektur

Betrachtet man Darstellungen simulierter Driftwege und Iochronen (Abb. 97), so erkennt man, daß die Form der Iochronen von der Form eines Kreises abweicht. Diese Abweichung hängt von der gewählten Feldkonfiguration und vom Magnetfeld ab. Simulationen zu dieser Problematik wurden in [TZ91] dargestellt. Die Form der Iochronen wird vom Verhalten in der Nähe des Signalstrahles bestimmt, da im homogenen Feldbereich die Driftwege parallel verlaufen und die Elektronen aufgrund der gleichen Feldstärke mit gleicher Geschwindigkeit driften. Eine genaue Kenntnis der Form der Iochronen ist erforderlich, um von den gemessenen Driftzeiten auf die Position der Spur schließen zu können. Wie in Abb. 98 dargestellt, ist der Tangens der Spur an eine Iochrone im Driftzentrum zu bestimmen. Da sich die aus der Berechnung des Berührungspunktes ergebende Korrektur vom Winkel der Spur zur Driftichtung abhängig ist, wird diese Spurwinkel-Korrektur genannt. Die einfachere Methode, diesen Effekt zu berücksichtigen, ist die sogenannte JADE-Approximation [SP188]. Hierbei wird die Form der Iochronen durch einen Kreis angenähert (Abb. 98). Es ergibt sich dann abhängig vom Winkel α eine Korrektur der Größe $\Delta DS(\alpha)$.

$$\Delta DS(\alpha) = R \left(1 - \frac{1}{\cos(\alpha)} \right) \quad (98)$$

Das Modell kreisförmiger Iochronen beruht auf der Annahme, daß sich die Elektronen bei zum Radius R parallel zur Driftichtung und dann radial zum Draht bewegen. Bei vorhandenem Magnetfeld verlaufen die Driftwege jedoch nicht radial. Die Form kann qualitativ an simulierten Driftlinien erkannt werden (Abb. 97). Es wurden Versuche von der OPAL Gruppe unternommen [OB89], die JADE-Approximation durch Einführung einer vom Lorentzwinkel abhängigen Korrektur zu verbessern. Untersuchungen zeigten jedoch, daß dieser Ansatz nicht direkt auf die Verhältnisse der C3C übertragbar ist. Die komplexesten Driftwege, die sich aufgrund der zwei Po-

¹⁵Distance of Closest Approach. Der minimale Abstand der Spur vom nominellen Ereignisvertex.

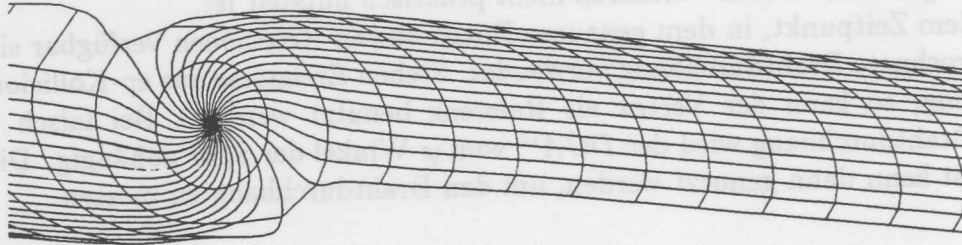


Abbildung 97: Simulierte Driftlinien und Isochronen bei Anwesenheit eines Magnetfeldes. Es ist gut zu erkennen, daß die Form der Isochronen nur angenähert als Kreise beschrieben werden können. Die Driftlinien in der Nähe des Signaldrahtes weichen ebenfalls vom Modell eines radialen Driftweges ab.

11.17 Bestimmung der Spurwinkelkorrektur

Betrachtet man Darstellungen simulierter Driftwege und Isochronen (Abb.97), so erkennt man, daß die Form der Isochronen von der Form eines Kreises abweicht. Diese Abweichung hängt von der gewählten Feldkonfiguration und vom Magnetfeld ab. Simulationen zu dieser Problematik wurden in [TZ91] dargestellt. Die Form der Isochronen wird vom Verhalten in der Nähe des Signaldrahtes bestimmt, da im homogenen Feldbereich die Driftwege parallel verlaufen und die Elektronen aufgrund der gleichen Feldstärke mit gleicher Geschwindigkeit driften. Eine genaue Kenntnis der Form der Isochronen ist erforderlich, um von den gemessenen Driftzeiten auf die Position der Spur schließen zu können. Wie in Abb.98 dargestellt, ist der Tangentenpunkt der Spur an eine Isochrone im Driftraum zu bestimmen. Da sich die aus der Berechnung des Berührungspunktes ergebene Korrektur vom Winkel der Spur zur Driftrichtung abhängig ist, wird diese Spurwinkel-Korrektur genannt. Die einfachste Methode, diesen Effekt zu berücksichtigen, ist die sogenannte JADE-Approximation [SPI86]. Hierbei wird die Form der Isochronen durch einen Kreis angenähert (Abb.98). Es ergibt sich dann abhängig vom Winkel α eine Korrektur der Größe $\Delta DS(\alpha)$

$$\Delta DS(\alpha) = R \left(1 - \frac{1}{\cos(\alpha)} \right) \quad (96)$$

Das Modell kreisförmiger Isochronen beruht auf der Annahme, daß sich die Elektronen bis zum Radius R parallel zur Driftrichtung und dann radial zum Draht bewegen. Bei vorhandenem Magnetfeld verlaufen die Driftwege jedoch nicht radial. Die Form kann qualitativ an simulierten Driftlinien erkannt werden (Abb.97.). Es wurden Versuche von der OPAL Gruppe unternommen [OB89], die JADE-Approximation durch Einführung einer vom Lorentzwinkel abhängigen Korrektur zu verbessern. Untersuchungen zeigten jedoch, daß dieser Ansatz nicht direkt auf die Verhältnisse der CJC übertragbar ist. Die komplizierteren Driftwege, die sich aufgrund der zwei Potentialdrähte ergeben, sind wahrscheinlich die Ursache für dieses Problem. Eine direkte Übernahme der aus der Simulation gewonnenen Korrekturfunktion ist auch nicht

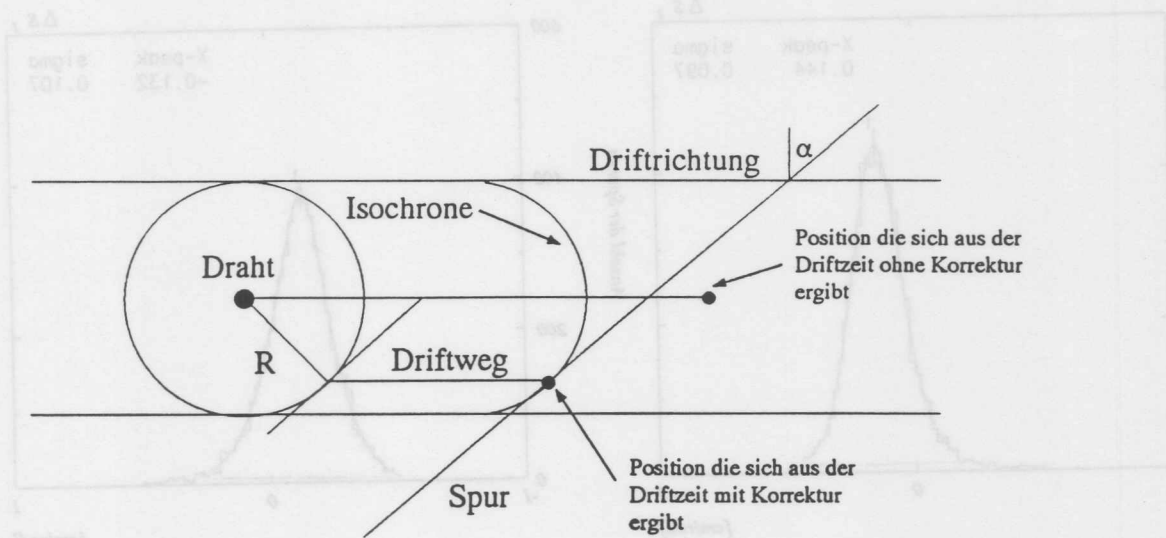


Abbildung 98: Die JADE-Approximation: α ist der Winkel zwischen der Senkrechten zur Drift-
richtung und Spur.

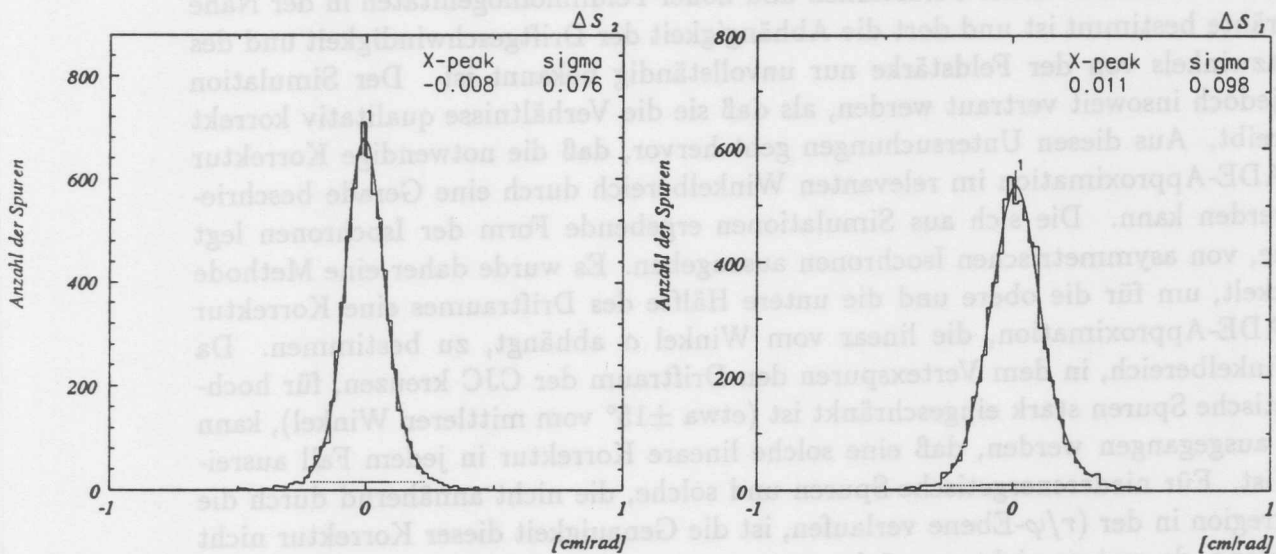


Abbildung 99: Die aus Daten bestimmten Größen für die lineare Korrektur des Spurwinkels: Links
die Korrektur für die obere Hälfte der Isochronen, rechts die für die untere Hälfte.

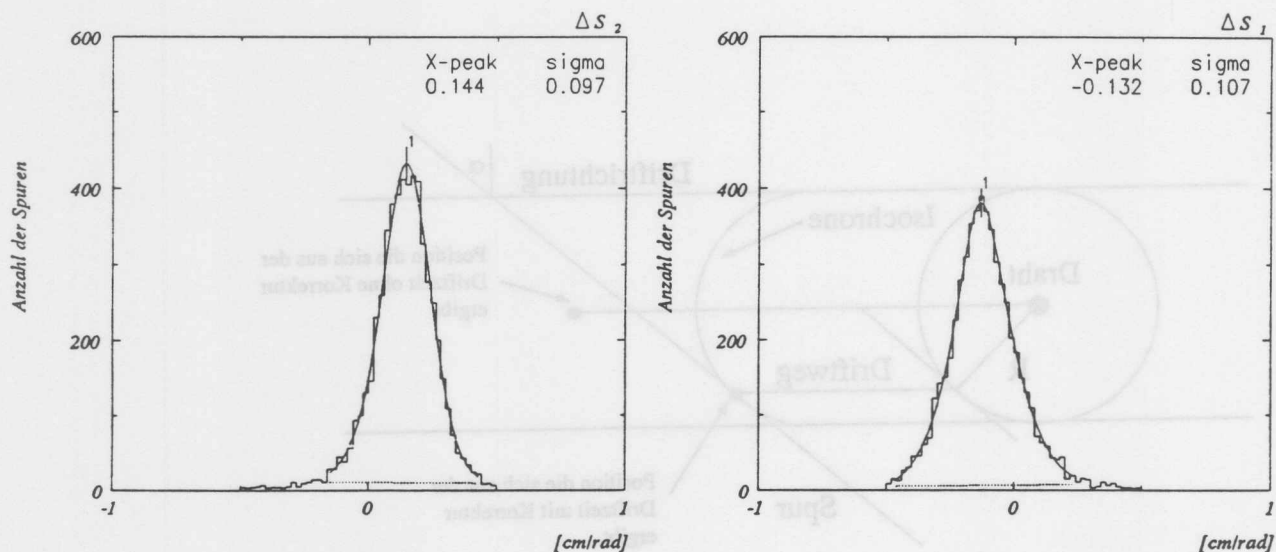


Abbildung 100: Nach der Einführung eines simulierten Fehlers der Spurwinkelkorrektur von $\pm 0.15 \text{ cm/rad}$ wurden die Korrekturterme erneut bestimmt. Links die Korrektur für die obere Hälfte der Isochronen, rechts die für die untere Hälfte. Die bestimmten Korrekturen sind etwas zu klein. Erst nach drei Iterationen konvergieren die verbleibenden Korrekturen gegen Null.

praktikabel, da die genaue Modellierung der Driftwege und Driftzeiten vor allem vom Verhalten im Bereich hoher Feldstärken und hoher Feldinhomogenitäten in der Nähe der Drähte bestimmt ist und dort die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit und des Lorentzwinkels von der Feldstärke nur unvollständig bekannt ist. Der Simulation kann jedoch insoweit vertraut werden, als daß sie die Verhältnisse qualitativ korrekt beschreibt. Aus diesen Untersuchungen geht hervor, daß die notwendige Korrektur zur JADE-Approximation im relevanten Winkelbereich durch eine Gerade beschrieben werden kann. Die sich aus Simulationen ergebende Form der Isochronen legt es nahe, von asymmetrischen Isochronen auszugehen. Es wurde daher eine Methode entwickelt, um für die obere und die untere Hälfte des Driftraumes eine Korrektur zur JADE-Approximation, die linear vom Winkel α abhängt, zu bestimmen. Da der Winkelbereich, in dem Vertexspuren den Driftraum der CJC kreuzen, für hochenergetische Spuren stark eingeschränkt ist (etwa $\pm 15^\circ$ vom mittleren Winkel), kann davon ausgegangen werden, daß eine solche lineare Korrektur in jedem Fall ausreichend ist. Für niederenergetische Spuren und solche, die nicht annähernd durch die Vertexregion in der (r/φ) -Ebene verlaufen, ist die Genauigkeit dieser Korrektur nicht von Belang, da erstere nicht so präzise vermessen werden, daß sich eine Abweichung von der JADE-Approximation bemerkbar machen würde, und die zweite Gruppe zu Untergrundereignissen gehört. Die lineare Korrektur wurde wie folgt bestimmt:

Eine mit dem Winkel linear verlaufende Abweichung von der JADE-Approximation hat den Effekt, daß, abhängig vom Winkel der Spur zur Driftrichtung, Spurstücke innerhalb eines Driftraumes parallel verschoben werden. Die Abweichung der tatsächli-

chen Koordinaten von den gemessenen sind :

$$\vec{R}_S = \vec{R}_T + r \Delta S_1 \alpha \vec{D} + l \Delta S_2 \alpha \vec{D} \quad (97)$$

Dabei bedeuten:

- \vec{R}_S Koordinaten des Spurpunktes
- \vec{R}_T Koordinaten, wie sie rekonstruiert wurden
- r Für Meßpunkte in der rechten Hälfte des Driftraumes ist $r = 1$ ansonsten $r = 0$
- l Für Meßpunkte in der linken Hälfte des Driftraumes ist $l = 1$ ansonsten $l = 0$
- ΔS_1 Die Steigung der linearen Korrektur für die untere Hälfte der Isochronen
- ΔS_2 Die Steigung der linearen Korrektur für die obere Hälfte der Isochronen
- α Der Winkel der Spur zur Senkrechten auf die Driftrichtung
- \vec{D} Die Driftrichtung

Es werden an die korrigierten Koordinaten die Parameter einer Parabel und zusätzlich die beiden freien Parameter ΔS_1 und ΔS_2 angepaßt. Diese Anpassung führt nur dann zu sinnvollen Ergebnissen, wenn die Spur mehr als einen Driftraum kreuzt, da ansonsten der Effekt nicht von der Korrektur des Ereigniszeitpunktes unterschieden werden kann. Der Winkel α wird aus den Spurparametern bestimmt, die man aus der Anpassung ohne weitere Spurwinkelkorrektur erhalten hat. Die so bestimmten Korrekturen hängen, da sie von der Form der Isochronen bestimmt sind, von den Betriebsparametern der Kammer ab und müssen wie die Driftgeschwindigkeit und der Lorentzwinkel überwacht werden. Abb.99 zeigt die mit Spuren der Höhenstrahlung bestimmten Parameter für $B = 1.2$ Tesla. Die Größe der Korrektur von $-80\mu\text{m}/\text{rad}$ und $110\mu\text{m}/\text{rad}$ entspricht in etwa der aus den Simulationen bestimmten Größe von etwa $\pm 250\mu\text{m}/\text{rad}$ [TZ91].

Um diese Methode zu überprüfen wurde, nachdem die Kalibration durchgeführt war, eine künstliche Verzerrung der Isochronenform simuliert. Es wurde ΔS_1 auf $0.15\text{cm}/\text{rad}$ und ΔS_2 auf $-0.15\text{cm}/\text{rad}$ gesetzt. Danach wurde die Korrektur erneut bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 100 dargestellt. Die im ersten Schritt bestimmten Korrekturen sind etwas zu klein. Das Verfahren wurde daher mehrmals angewandt. Nach drei Iterationen konvergierten die bestimmten Abweichungen gegen den eingesetzten Wert.

Bei der Anwendung der Methode ist zu berücksichtigen, daß der Ereigniszeitnullpunkt auf die Bestimmung der Parameter einen Einfluß hat. Wird der Ereignisnullpunkt aus den Spuren des Ereignisses bestimmt, so ist er nicht unabhängig von dieser Korrektur. Wird anschließend die Korrektur bestimmt, so ist diese in der Regel zu klein. Diese Unsicherheit kann ausgeschlossen werden, wenn der Ereigniszeitpunkt aus einer externen Quelle bestimmt werden kann. Zum Zeitpunkt des Abschlusses dieser Untersuchung ist dies noch nicht der Fall. Es ist aber für den weiteren Experimentbetrieb vorgesehen, aus dem Elektronenpaket, das an dem Ereignis teilnimmt, ein stabiles Zeitsignal abzuleiten. Die Verwendung dieses Zeitsignals wird es ermöglichen, mit diesem Verfahren wesentlich genauere Untersuchungen zur Spurwinkelkorrektur durchzuführen.

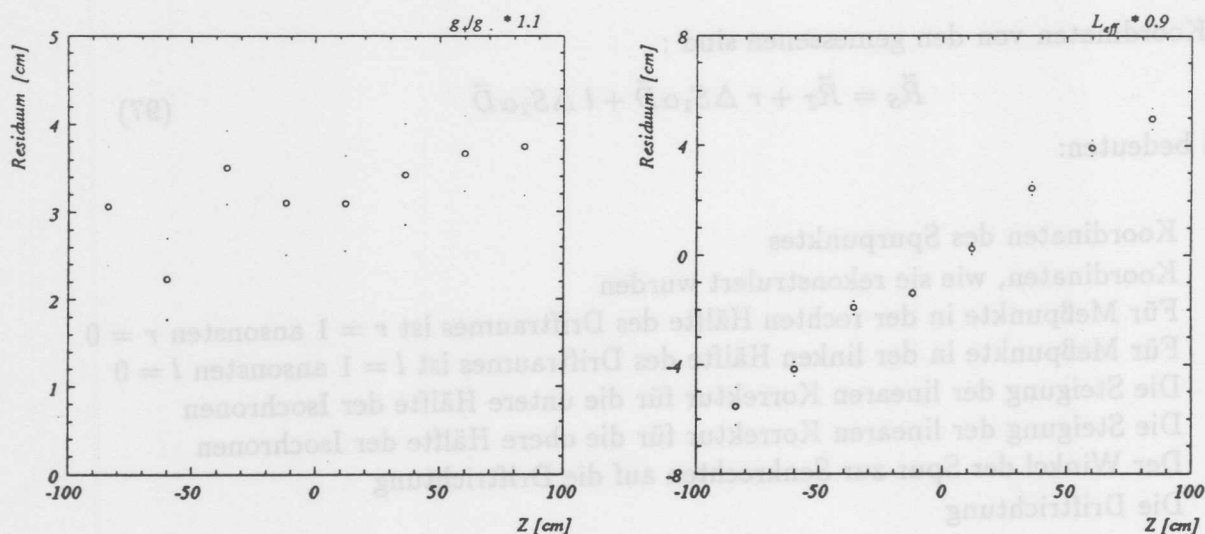


Abbildung 101: Die sich bei einer Fehlkalibration für einen Draht ergebenden Verschiebungen der Residuen in Abhängigkeit von der Z-Position.

Links: Bei einer Veränderung des Verstärkungsverhältnisses verschiebt sich das mittlere Residuum unabhängig von der Z-Position.

Rechts: Eine falsche effektive Länge führt zu einer Verschiebung der mittleren Residuen, die proportional zur Z-Position ist.

11.18 Kalibration der Z-Koordinaten

Die Z-Koordinate wird in der CJC mit Hilfe der Methode der Ladungsteilungsteilung bestimmt. Die Methode ist im Abschnitt 5 beschrieben. Das Verfahren berechnet die Z-Position wie folgt:

$$Z - Z_0 = \frac{Q_+ - Q_-}{Q_+ + Q_-} \left(\frac{L_{eff}}{L} \right) \frac{L}{2} \quad (98)$$

Die Größe Z_0 ist die Verschiebung des Mittelpunktes der CJC relativ zum H1-Koordinatensystem. Die Größe L_{eff}/L wurde im Abschnitt 5 beschrieben. Es ist der Umrechnungsfaktor, um von den Ladungsverhältnissen auf die geometrische Länge der Kammer zu schließen. Bei der Bestimmung der Z-Position werden nicht die Ladungen Q_{\pm} verwendet. Es werden statt dessen, die zur Ladung proportionalen, Integrale über die digitalisierten Signale verwendet. Diese Integrale werden im folgenden mit A bezeichnet. Die Effekte, die durch unterschiedliche Verstärkungsfaktoren und Abschwächungen des Signals durch die Übertragungskabel entstehen, werden durch einen sogenannten Verstärkungsfaktor g beschrieben. Zur Berechnung der Z-Position wird schließlich die folgende Parametrisierung benutzt:

$$Z - Z_0 = \frac{1 - \frac{A_-}{A_+} \left(\frac{g_+}{g_-} \right)}{1 + \frac{A_-}{A_+} \left(\frac{g_+}{g_-} \right)} \left(\frac{L_{eff}}{L} \right) \frac{L}{2} \quad (99)$$

Wie im Abschnitt 10 beschrieben, können die Verhältnisse von g auf beiden Seiten der Drähte mit Hilfe der Testpulskalibration annähernd bestimmt werden. Geht man

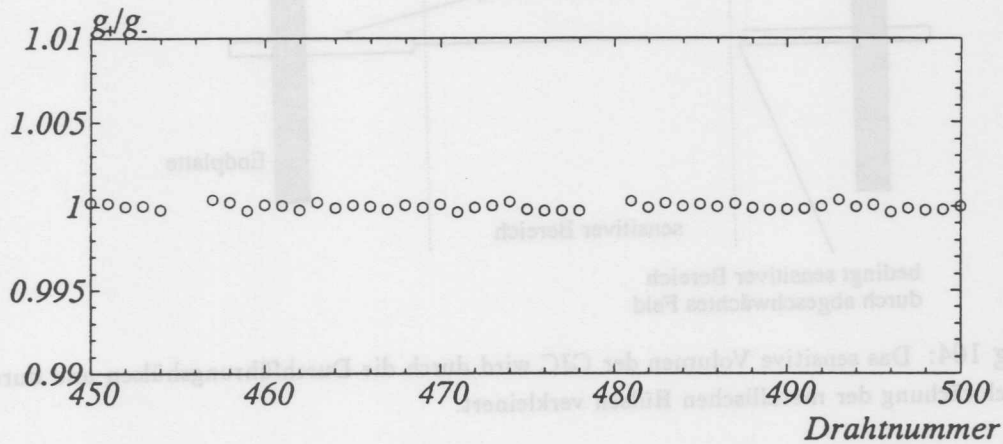


Abbildung 102: Die sich aus der Kalibration ergebenden Änderungen der Verstärkungsfaktoren nach viermaliger Iteration der Kalibration. Die Daten wurden mit Spuren der kosmischen Höhenstrahlung bestimmt. Es werden nur die Werte für einige Drähte dargestellt. Die Werte zeigen eine Streuung von etwa 0.1%.

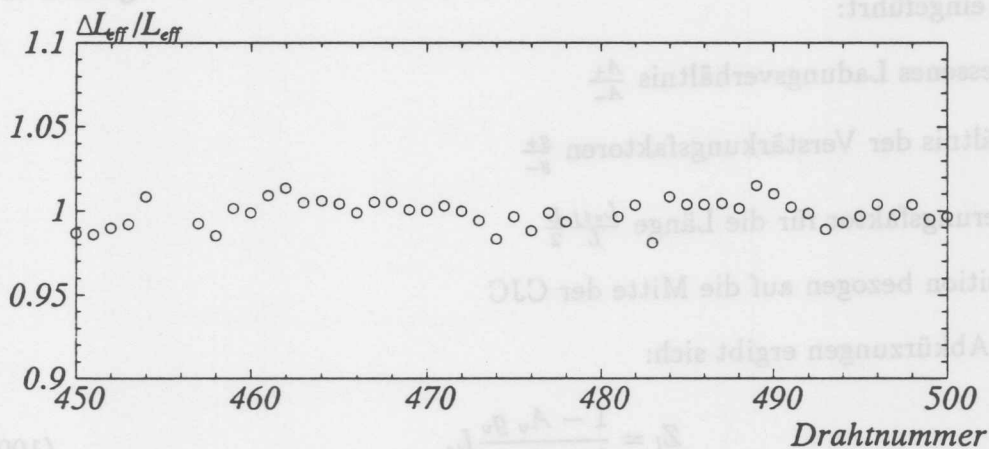


Abbildung 103: Die sich aus der Kalibration ergebenden relativen Änderungen der effektive Längen nach viermaliger Iteration der Kalibration. Die Daten wurden mit Spuren der kosmischen Höhenstrahlung bestimmt. Es werden nur die Werte für einige Drähte dargestellt. Die Werte zeigen eine Streuung von etwa 1.5%.

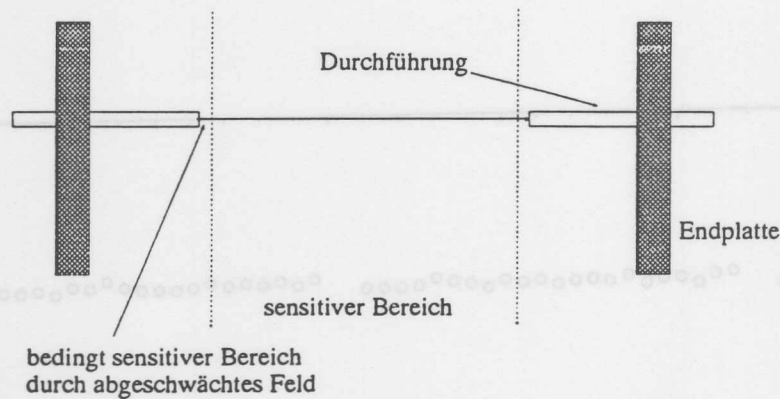


Abbildung 104: Das sensitive Volumen der CJC wird durch die Durchführungshülsen und durch die Feldabschwächung der metallischen Hülsen verkleinert.

davon aus, daß die so bestimmten Verstärkungsfaktoren im Mittel richtig bestimmt wurden, so ist eine genauere Bestimmung von g_+/g_- mit Hilfe von Spuren möglich. Die Bestimmung der "Effektiven Länge" ist ohne eine externe Referenz nicht möglich. Es ist jedoch möglich, die effektiven Längen der einzelnen Drähte relativ zueinander so zu bestimmen, daß nur noch ein globaler Faktor benötigt wird, um die effektive Länge zu bestimmen. Dieser Faktor kann nur aus dem Vergleich mit einer externen Referenz mit hoher Genauigkeit gewonnen werden. Die ohne externe Referenz bestimmten Parameter werden im folgenden als "Interne" Parameter bezeichnet.

Um die weitere Diskussion übersichtlicher zu gestalten, werden die folgenden Abkürzungen eingeführt:

A_v Gemessenes Ladungsverhältnis $\frac{A_+}{A_-}$

g_v Verhältnis der Verstärkungsfaktoren $\frac{g_+}{g_-}$

L_s Skalierungsfaktor für die Länge $\frac{L_{eff}}{L} \frac{L}{2}$

Z_l Z-Position bezogen auf die Mitte der CJC

Mit diesen Abkürzungen ergibt sich:

$$Z_l = \frac{1 - A_v g_v L_s}{1 + A_v g_v L_s} \quad (100)$$

Die Größen g_v und L_s müssen für jeden Draht bestimmt werden. Geht man davon aus, daß g_v und das interne L_s nach der Testpuls kalibrierung im Mittel richtig bestimmt wurde, so können aus den angepaßten Spurkoordinaten und den Ladungsverhältnissen die Faktoren g und L_s ermittelt werden. Die Methode beruht auf der Abhängigkeit der Residuen von der Z-Position. Es werden die mittleren Residuen für verschiedene Z-Intervalle bestimmt. Anschließend wird an diese Datenpunkte die folgende Funktion

angepaßt. Die freien Parameter der Anpassung sind dabei die gesuchten Größen L_s und g_v . Es wird die Größe des relativen Residuums in Abhängigkeit von A_v betrachtet.

$$\frac{Z_{an} - Z_{tr}}{Z_{an}} = 1 - \frac{1}{L_s} \frac{1 + A_v g_v - A_v - A_v^2 g_v}{1 - A_v g_v + A_v - A_v^2 g_v} \quad (101)$$

Mit :

- Z_{an} Ist die Z-Position, wie sie aus der Spuranpassung bestimmt wurde.
- Z_{tr} Ist die Z-Position, wie sie für den einzelnen Treffer gemessen wurde.

In der Abb.[101] ist für einen Draht die Verteilung der mittleren Residuen bei einer künstlichen Fehlkalibration dargestellt. Man erkennt, daß eine Fehlkalibration der Verstärkungsverhältnisse zu einer, von der Z-Position unabhängigen, Verschiebung der mittleren Residuen führt. Ein Fehler in der effektiven Drahtlänge führt zu einer Verschiebung, die proportional zur Z-Position ist.

Dieses Verfahren führt bei der Kalibration der Testdaten zu den in den folgenden Abbildungen gezeigten Ergebnissen. Abb.[102] zeigt die Verteilung der Abweichungen der Verstärkungsverhältnisse nach der vierten Iteration der Kalibration. Es sind die Korrekturen zu den bereits bestimmten Werten dargestellt. Die nach der vierten Iteration verbleibenden Änderungen der relativen effektiven Längen der Drähte ist in den Abb.103] dargestellt.

Die effektive Länge der CJC kann, wenn auch mit einer Unsicherheit von einigen Millimetern, aus den geometrischen Abmessungen der Kammer bestimmt werden. Es werden dazu Spuren benötigt, die die Kammer durch die Endplatten verlassen. Durch Vergleich des geometrischen Schnittpunktes der Teilchenbahn mit der Grenze des sensitiven Volumens und der Lage des letzten gemessenen Spurpunktes, ist es möglich die effektive Länge der Kammer zu bestimmen. Das Problem dabei ist, die Länge des sensitiven Volumens zu bestimmen. Dies hängt mit der Konstruktion der Endplatten und besonders mit der Art der Drahtdurchführung zusammen. Um innerhalb der Kammer ein möglichst homogenes elektrisches Feld zu gewährleisten, sind auf den Endplatten Streifen aus leitendem Material angebracht. Diese Feldformungsstreifen können jedoch nicht dafür sorgen, daß das Feld bis zum geometrischen Rand der Kammer homogen bleibt. Wie in Abb.[104] gezeigt, reichen die Durchführungshülsen an beiden Seiten etwa 6mm weit in den Driftraum hinein. Durch den großen Radius der Hülsen ergibt sich eine Abschwächung des Feldes in dessen Folge der sensitive Bereich der Kammer um einige Millimeter verringert wird. Während die geometrischen Parameter recht gut bekannt sind (besser als 1mm) können die Effekte durch die Veränderung des elektrischen Feldes auf den sensitiven Bereich nur abgeschätzt werden. Es ergibt sich damit bei Verwendung dieser Methode eine Unsicherheit bei der Bestimmung der effektiven Länge von etwa 5mm. Dies ist im Vergleich zur angelegten Auflösung von 2cm für die Bestimmung der Z-Koordinaten nicht ausreichend. Eine weitere Methode zur Bestimmung der effektiven Länge der CJC ohne Verwendung einer äußeren Referenz ist durch das Verfahren zur Bestimmung des elektrostatischen Drahtversatzes gegeben. Wie im Abschnitt 11.7 gezeigt wurde, ergibt sich

aus der Anpassung der Parabel an die Verteilung der gemessenen Drahtversätze in Abhängigkeit von der Z-Position, nicht nur der elektrostatische Drahtversatz, sondern auch die Länge der Kammer. Durch Vergleich dieses Wertes mit der bekannten geometrischen Länge der Signaldrähte, läßt sich die effektive Länge der CJC bestimmen. Diese Methode erfordert eine sehr große Statistik. Der so ermittelte Wert stimmt mit dem sich unter Verwendung der ersten Methode ergebenden gut überein.

Die Kalibration der Z-Messung mit den hier dargestellten Methoden ist nur solange von praktischer Bedeutung, wie keine externe Referenz zur Verfügung steht. Dies ist nur in der ersten Phase des Experimentes der Fall. Sobald es gelingt die in der CJC gefundenen Spuren mit den Spuren der Z-Kammern zu verbinden, können die durch diese Kammern festgelegten Spuren benutzt werden, um aus den Residuenverteilungen die notwendigen Kalibrationsgrößen zu gewinnen. Dies ist dann mit hoher Präzision möglich, da die Z-Kammern die Spurkoordinaten mit einer Genauigkeit von etwa $300\mu\text{m}$ bestimmen.

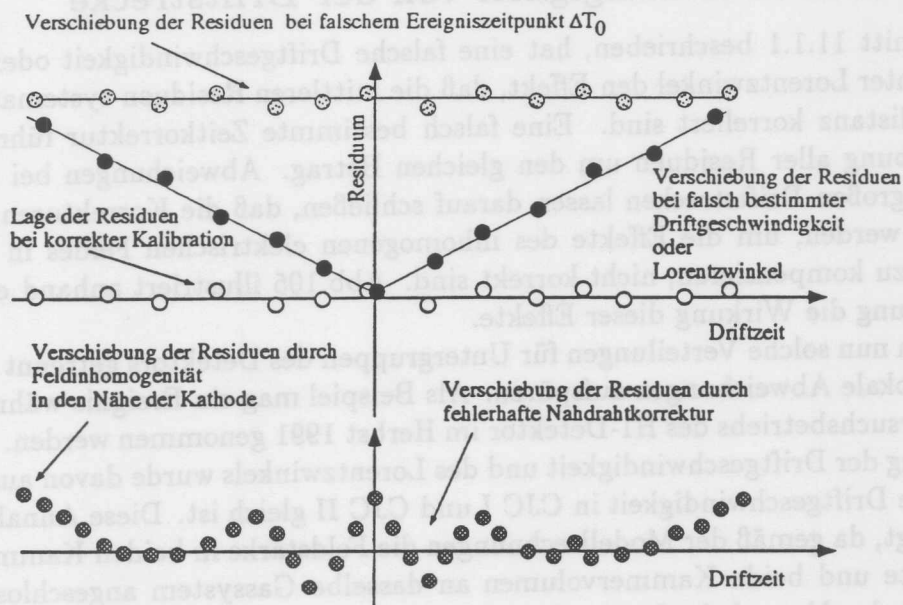


Abbildung 105: Einfluß verschiedener Fehlkalibrationen auf die Lage der mittleren Residuen der Spurpunkte in Abhängigkeit von der Driftstrecke. Ein Fehler bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit oder des Lorentzwinkels führt zu einer linearen Abhängigkeit der Mittelwerte von der Driftstrecke. Eine fehlerhafte zeitbestimmende Größe führt zu einer Verschiebung der Kurve. Mißkalibrationen in den Randbereichen erzeugen Verschiebungen, die bei kleinen und großen Driftabständen beobachtbar sind.

12 Methoden zur Überprüfung der Kalibration

Nach Durchführung der Kalibration mit den oben beschriebenen Verfahren benötigt man Verfahren die Korrektheit der Kalibration zu verifizieren.

Es ist besonders wichtig, ein Instrument zur Verfügung zu haben, mit dem Effekte gefunden werden können, die durch Abweichungen von Annahmen, auf denen die Kalibration beruht, herrühren. Solch eine Annahme ist z.B. die Konstanz der Driftgeschwindigkeit innerhalb von CJC I und II, oder die Konstanz innerhalb einer Zelle. Es werden also Verfahren benötigt die, unabhängig von einem bestimmten Modell des Driftvorganges, es erlauben, Fehlkalibrationen zu finden. Es handelt sich hierbei um Verfahren die ebenfalls mit Spuren arbeiten, die jedoch auf Analysen von Residuenverteilungen beruhen. Wie im Abschnitt 11.1.1 bereits beschrieben wurde, erlauben es diese Verfahren Aussagen für einzelne Zellen, Drahtlagen oder Drähte zu machen. Drei dieser Verfahren werden im Folgenden näher erläutert.

- o Residuenverteilungen in Abhängigkeit von der Driftstrecke.
- o Abstandsverteilungen entlang der Spurrichtung
- o Residuenverteilung in Abhängigkeit von der Z-Position

12.1 Residuen in Abhängigkeit von der Driftstrecke

Wie in Abschnitt 11.1.1 beschrieben, hat eine falsche Driftgeschwindigkeit oder ein falsch bestimmter Lorentzwinkel den Effekt, daß die mittleren Residuen systematisch mit der Driftdistanz korreliert sind. Eine falsch bestimmte Zeitkorrektur führt zu einer Verschiebung aller Residuen um den gleichen Betrag. Abweichungen bei kleinen oder sehr großen Driftstrecken lassen darauf schließen, daß die Korrekturen, die vorgenommen werden, um die Effekte des inhomogenen elektrischen Feldes in diesen Bereichen zu kompensieren, nicht korrekt sind. Abb.105 illustriert anhand einer solchen Verteilung die Wirkung dieser Effekte.

Nimmt man nun solche Verteilungen für Untergruppen des Detektors getrennt auf, so lassen sich lokale Abweichungen aufspüren. Als Beispiel mag ein Ereignis während des zweiten Versuchsbetriebs des H1-Detektor im Herbst 1991 genommen werden. Bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit und des Lorentzwinkels wurde davon ausgegangen, daß die Driftgeschwindigkeit in CJC I und CJC II gleich ist. Diese Annahme schien berechtigt, da gemäß der Modellrechnungen die Feldstärke in beiden Kammern gleich sein sollte und beide Kammervolumen an dasselbe Gassystem angeschlossen sind. Während des Versuchslaufes wurde jedoch die CJC II vom allgemeinen Gassystem getrennt und mit einer Gasmischung versorgt, die von der in CJC I abwich. Es wurde für beide Kammern eine Driftgeschwindigkeit gemeinsam bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb.106 zu sehen. Diese Abbildung zeigt die Verteilung der mittleren Residuen in Abhängigkeit von der Driftstrecke für die Lagen der CJC I und CJC II. Es ist deutlich zu sehen, daß die Verteilungen eine Neigung aufweisen, die für CJC I und II unterschiedlich ausfällt. Nach einer erneuten Kalibration, bei der verschiedene Driftgeschwindigkeiten und der Lorentzwinkel für CJC I und II bestimmt wurden, ergab sich das in Abb.107 gezeigte Bild. Die Verteilung liegt nun fast überall auf der Driftstreckenachse.

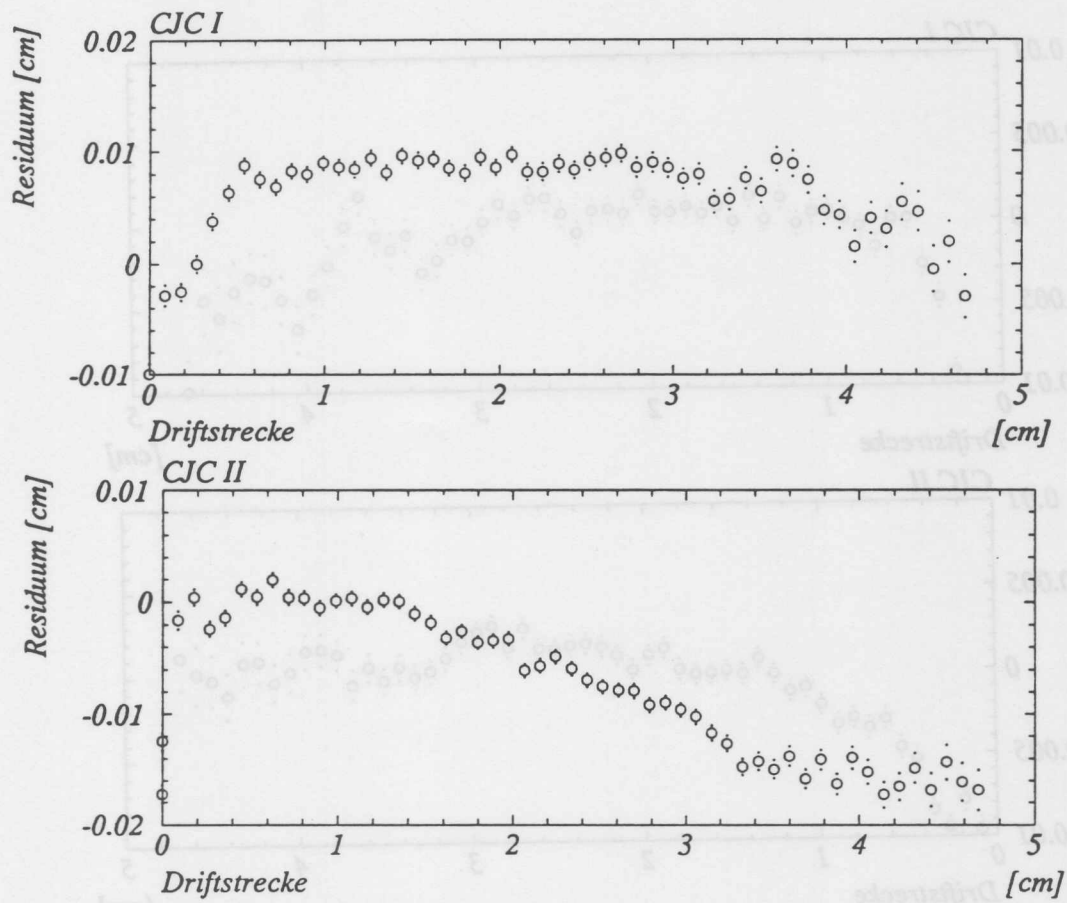


Abbildung 106: Die in Abb.105 beschriebene Verteilung für die Lagen der CJC I und CJC II. Um nicht alle 56 Lagen abbilden zu müssen, wurde über die Lagen jeweils einer Kammer gemittelt. Deutlich ist der Unterschied in der Neigung der Verteilungen beim Übergang zwischen CJC I und II sichtbar.

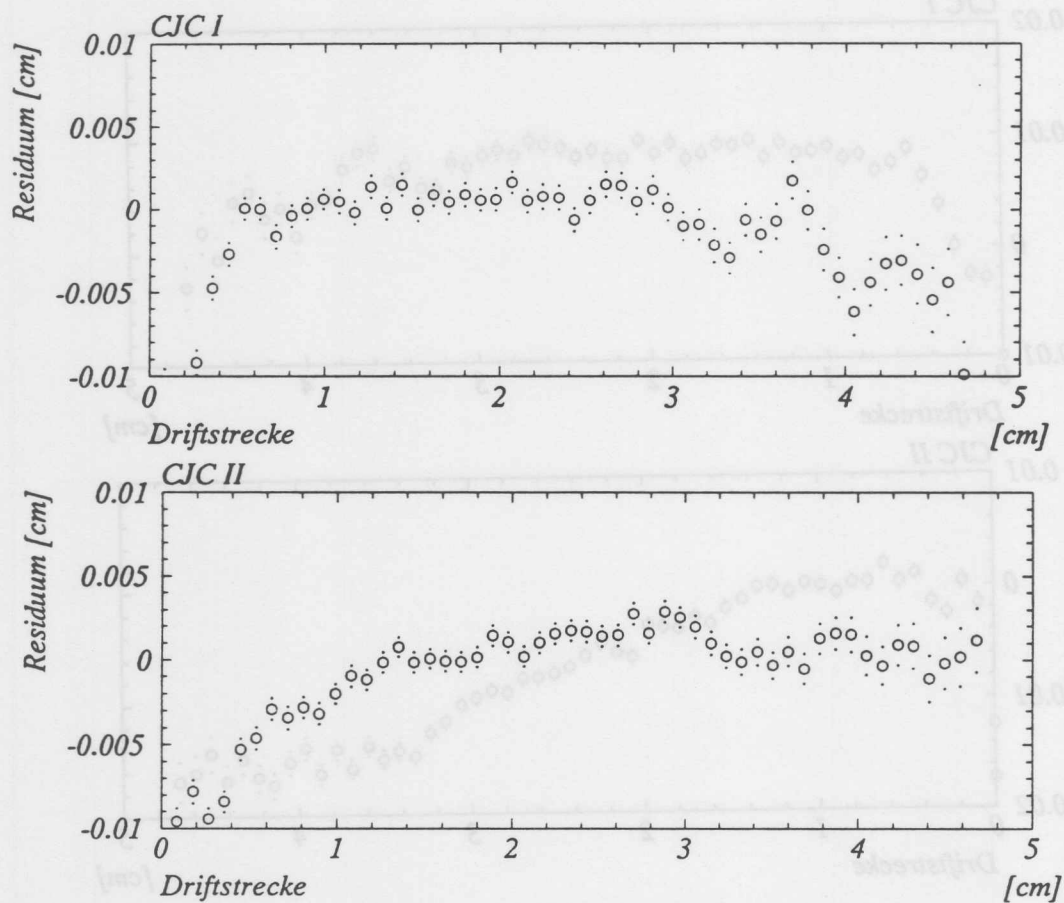


Abbildung 107: Die in Abb.105 beschriebene Verteilung für die Lagen der CJC I und CJC II. Im Unterschied zur Abb.106 wurde für CJC I und II ein getrennter Satz von Parametern bestimmt. Die großen Unterschiede zwischen CJC I und II sind nicht mehr vorhanden.

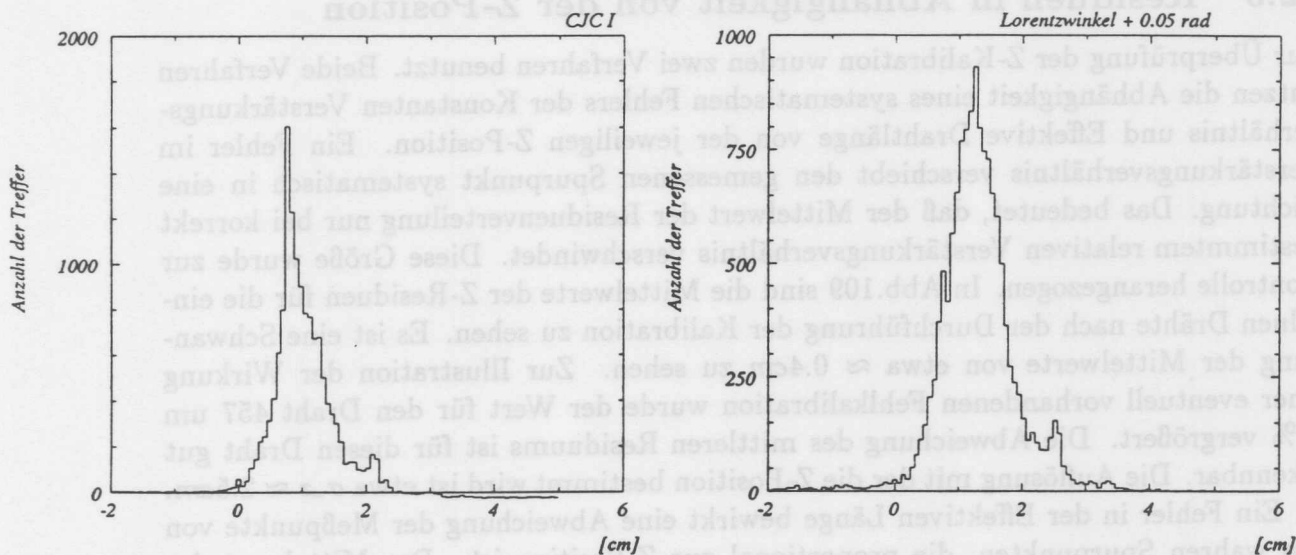


Abbildung 108: Verteilung der Abstände zwischen zwei Trefferpunkten in Richtung der Spur beim Überschreiten einer Zellgrenze. a) bei korrektem Lorentzwinkel und bei einem um 2 % vergrößertem Winkel (b). Die Lage des ersten lokalen Maximums verschiebt sich bei einer Abweichung des Lorentzwinkels. Das zweite, kleinere Maximum, das in beiden Verteilungen vorhanden ist, rührt daher, daß gelegentlich der erste oder letzte Trefferpunkt der Spur nicht gefunden wird. Der dann bestimmte Abstand ist entsprechend größer.

12.2 Abstandsverteilungen entlang der Spurrichtung

Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Methode kann nicht zwischen einem falsch bestimmten Lorentzwinkel und einer falsch bestimmten Driftgeschwindigkeit unterscheiden. Es wird daher zur lokalen Überwachung des Lorentzwinkels eine Methode benötigt, die auf diesen Unterschied sensitiv reagiert. Eine Größe, die dafür in Frage kommt, ist der Abstand zwischen zwei Meßpunkten in Richtung der Spur. Diese Größe ändert sich beim Übergang zwischen benachbarten Zellen. In Abb.108 ist die Verteilung dieser Größe bei korrekt bestimmten Lorentzwinkel und bei einem um 2% zu großen Winkel dargestellt. Verfügt man über eine ausreichend hohe Statistik, so können Verteilungen für verschieden Bereiche der Kammer aufgezeichnet werden und so lokale Unterschiede aufgespürt werden.

12.3 Residuen in Abhängigkeit von der Z-Position

Zur Überprüfung der Z-Kalibration wurden zwei Verfahren benutzt. Beide Verfahren nutzen die Abhängigkeit eines systematischen Fehlers der Konstanten Verstärkungsverhältnis und Effektive Drahtlänge von der jeweiligen Z-Position. Ein Fehler im Verstärkungsverhältnis verschiebt den gemessenen Spurpunkt systematisch in eine Richtung. Das bedeutet, daß der Mittelwert der Residuenverteilung nur bei korrekt bestimmtem relativen Verstärkungsverhältnis verschwindet. Diese Größe wurde zur Kontrolle herangezogen. In Abb.109 sind die Mittelwerte der Z-Residuen für die einzelnen Drähte nach der Durchführung der Kalibration zu sehen. Es ist eine Schwankung der Mittelwerte von etwa $\approx 0.4\text{cm}$ zu sehen. Zur Illustration der Wirkung einer eventuell vorhandenen Fehlkalibration wurde der Wert für den Draht 457 um 10% vergrößert. Die Abweichung des mittleren Residuums ist für diesen Draht gut erkennbar. Die Auflösung mit der die Z-Position bestimmt wird ist etwa $\sigma_z \approx 2.5\text{cm}$.

Ein Fehler in der Effektiven Länge bewirkt eine Abweichung der Meßpunkte von den wahren Spurpunkten, die proportional zur Z-Position ist. Der Mittelwert der Residuen ist bei gleichmäßiger Verteilung der Spuren 0. Betrachtet man jedoch die Verteilung der Größe Residuum/Z-Position, so sieht man, daß diese Größe vom Fehler der effektiven Länge abhängt. Die Lage der Mittelwerte dieses relativen Residuums wurden benutzt um die Bestimmung der Effektiven Längen zu überprüfen. In Abb.110 ist diese Größe nach der Kalibration dargestellt. Die Streuung dieser Größe beträgt etwa 1.5%. Es wurde die effektive Länge des Drahtes 488 um 10% verkleinert. Die daraus resultierende Verschiebung des relativen mittleren Residuums ist deutlich erkennbar.

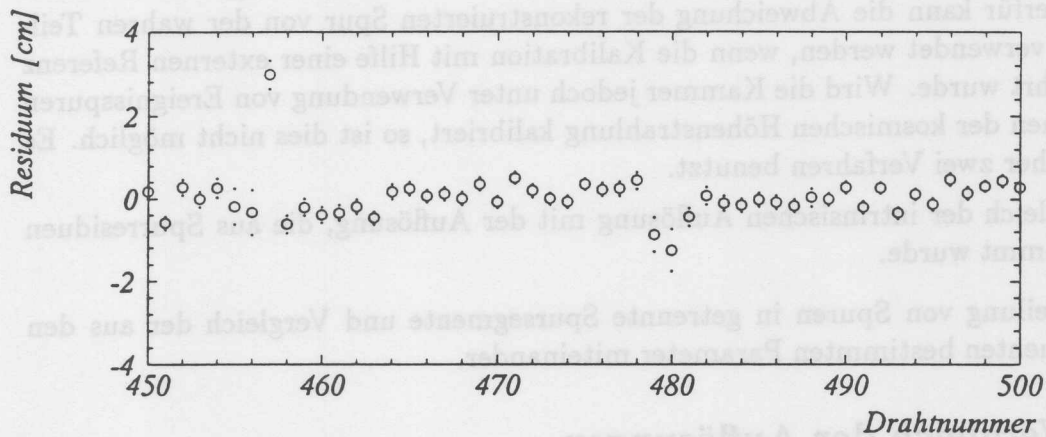


Abbildung 109: Verteilung der mittleren Residuen der Z-Messung für einen Teil der Drähte der CJC. Die Streuung dieser Größe beträgt nach der Kalibration $\approx 0.4\text{cm}$. Draht 457 wurde bewußt fehlibkaliert indem das relative Verstärkungsverhältnis um 10% vergrößert wurde. Diese Fehlibkibration ist leicht in der Residuenverteilung zu erkennen.

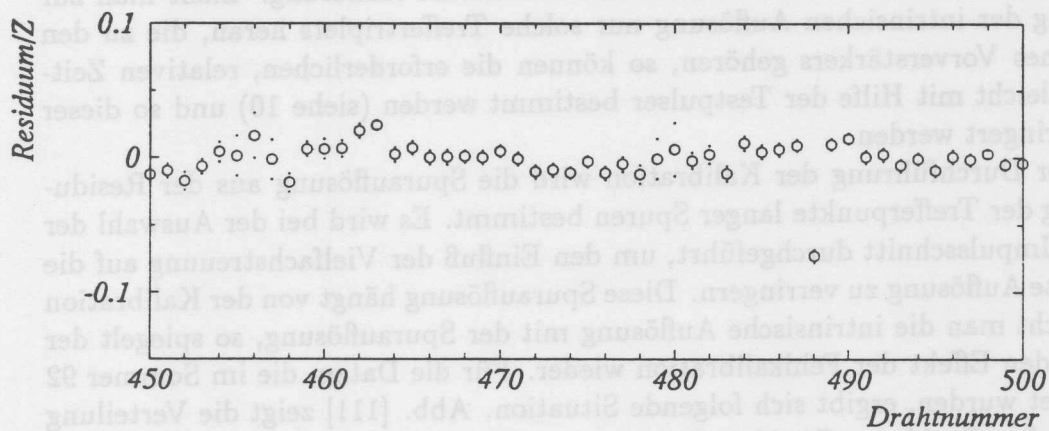


Abbildung 110: Verteilung der mittleren relativen Residuen der Z-Messung für einige Drähte der CJC. Die Streuung dieser Größe beträgt nach der Kalibration 1.5%. Der Draht 488 wurde bewußt fehlibkaliert indem die effektive Länge um 10% verkleinert wurde. Diese Fehlibkibration ist leicht in der Verteilung der relativen Residuen erkennbar.

13 Bewertung der Kalibration

Nach der Durchführung der Kalibration ist es erforderlich, ihre Qualität zu beurteilen. Hierfür kann die Abweichung der rekonstruierten Spur von der wahren Teilchenbahn verwendet werden, wenn die Kalibration mit Hilfe einer externen Referenz durchgeführt wurde. Wird die Kammer jedoch unter Verwendung von Ereignisspuren und Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung kalibriert, so ist dies nicht möglich. Es werden daher zwei Verfahren benutzt.

- 1 Vergleich der intrinsischen Auflösung mit der Auflösung, die aus Spurrestiduen bestimmt wurde.
- 2 Aufteilung von Spuren in getrennte Spursegmente und Vergleich der aus den Segmenten bestimmten Parameter miteinander.

13.1 Vergleich der Auflösungen

Vergleicht man die Driftzeiten, die auf drei aufeinander folgenden Drähten innerhalb einer Zelle gemessen werden, so kann, unter der Annahme, daß die Spur lokal als Gerade beschrieben wird, ein Maß für die Auflösung bestimmt werden. Diese Größe ist weitgehend unabhängig von der Güte der Kalibration.

$$\sigma_{dt} = \left(\frac{dt_1 + dt_3}{2} - dt_2 \right) \frac{1}{\sqrt{\frac{3}{2}}} \quad (102)$$

Eine falsche Driftgeschwindigkeit oder ein falscher Lorentzwinkel zeigen keinen Effekt auf diese Größe. Jediglich falsch bestimmte Zeitnullpunkte der einzelnen Kanäle relativ zueinander verändern die so bestimmte intrinsische Auflösung. Zieht man zur Bestimmung der intrinsischen Auflösung nur solche Treffertriplets heran, die zu den Kanälen eines Vorverstärkers gehören, so können die erforderlichen, relativen Zeitnullpunkte leicht mit Hilfe der Testpulser bestimmt werden (siehe 10) und so dieser Einfluß verringert werden.

Nach der Durchführung der Kalibration wird die Spurauflösung aus der Residuenverteilung der Trefferpunkte langer Spuren bestimmt. Es wird bei der Auswahl der Spuren ein Impulsschnitt durchgeführt, um den Einfluß der Vielfachstreuung auf die so bestimmte Auflösung zu verringern. Diese Spurauflösung hängt von der Kalibration ab. Vergleicht man die intrinsische Auflösung mit der Spurauflösung, so spiegelt der Unterschied den Effekt der Fehlkalibration wieder. Für die Daten, die im Sommer 92 aufgezeichnet wurden, ergibt sich folgende Situation. Abb. [111] zeigt die Verteilung der intrinsischen Residuen. Die Verteilung hat eine Breite von etwa $160\mu\text{m}$. Bestimmt man für den gleichen Datensatz die Spurauflösung, so erhält man die in Abb. [112] dargestellte Residuenverteilung. Diese Verteilung hat eine Breite von $175\mu\text{m}$. Der Unterschied zwischen diesen Größen wird auf den Einfluß der Fehlkalibration zurückgeführt. Behandelt man kalibrationsbedingte Fehler und statistische Fehler gleich, so ergibt sich der Fehler, der durch die Kalibration verursacht wurde, zu:

$$\sigma_{Kalibration} = \sqrt{\sigma_{Spur}^2 - \sigma_{Triple}^2} \quad (103)$$

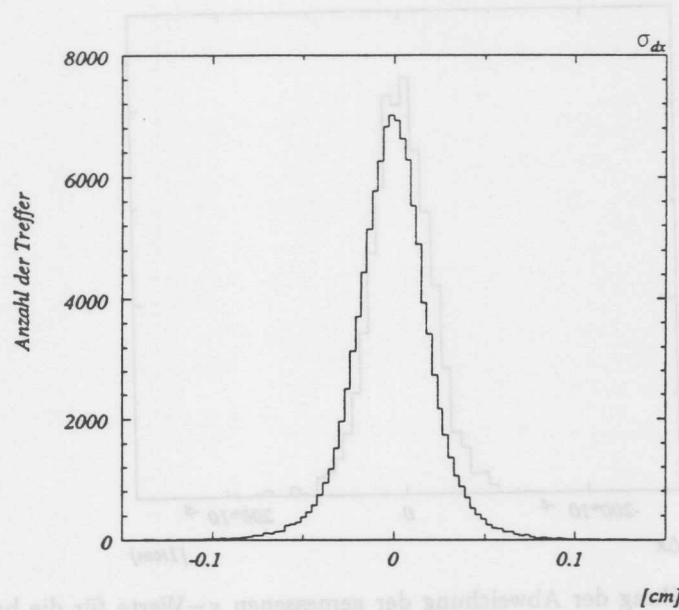


Abbildung 111: Verteilung der intrinsischen Residuen. Die analysierten Daten wurden im Sommer 1992 aufgezeichnet. Die Breite der Verteilung ist ein Maß für das intrinsische Auflösungsvermögen der Kammer. Die Breite beträgt $\sigma = 160\mu\text{m}$.

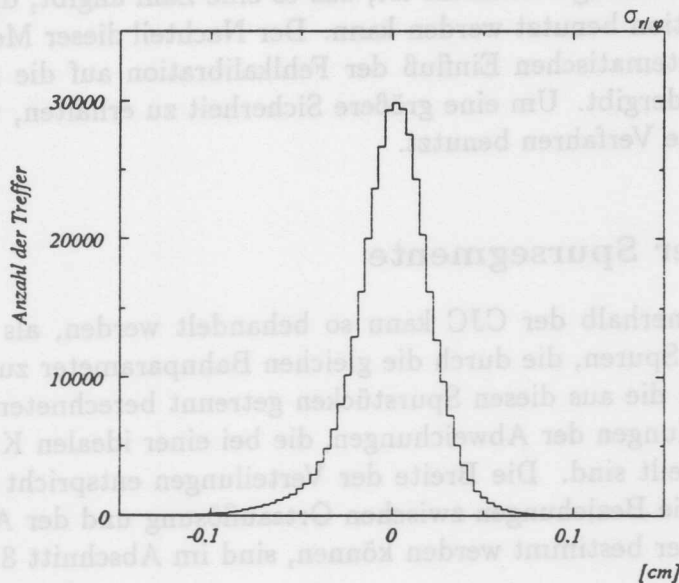


Abbildung 112: Verteilung der Spurreiduen. Die analysierten Daten wurden im Sommer 1992 aufgezeichnet. Die Breite der Verteilung ist ein Maß für die erreichte Auflösung der Kammer. Die Breite der Verteilung ist $\sigma = 175\mu\text{m}$.

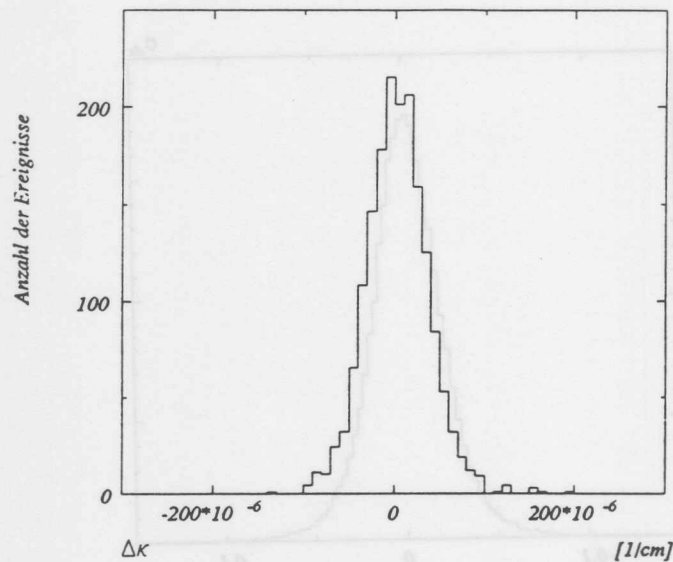


Abbildung 113: Die Verteilung der Abweichung der gemessenen κ -Werte für die beiden Zweige einer Spur. Die analysierten Daten sind Bahnen kosmischer Myonen, die im Sommer 1992 aufgezeichnet wurden. Die Breite der Verteilung entspricht der Auflösung, mit der die inverse Krümmung bestimmt werden kann. Diese Auflösung entspricht einer Impulsauflösung von $\frac{\sigma_p}{p} = 0.93\%/Gev$.

Der Fehler durch die fehlerhafte Kalibration beträgt also zur Zeit etwa $100\mu m$.

Der Vorteil dieses Bewertungsverfahrens ist, daß es eine Zahl angibt, die als Maß für die Güte der Kalibration benutzt werden kann. Der Nachteil dieser Methode ist, daß diese Größe den systematischen Einfluß der Fehlkalibration auf die relevanten Spurparameter nicht wiedergibt. Um eine größere Sicherheit zu erhalten, wurde das im folgenden beschriebene Verfahren benutzt.

13.2 Methode der Spursegmente

Eine Teilchenbahn innerhalb der CJC kann so behandelt werden, als bestünde sie aus zwei gleichlangen Spuren, die durch die gleichen Bahnparameter zu beschreiben sind. Vergleicht man die aus diesen Spurstücken getrennt berechneten Parameter, so erhält man Verteilungen der Abweichungen, die bei einer idealen Kalibration gaußförmig um Null verteilt sind. Die Breite der Verteilungen entspricht dann der intrinsischen Auflösung. Die Beziehungen zwischen Ortsauflösung und der Auflösung, mit der die Bahnparameter bestimmt werden können, sind im Abschnitt 8 beschrieben.

Diese Analyse wurde mit Spuren durchgeführt, die von kosmischen Teilchen stammen. Diese Teilchen hinterlassen in der CJC häufig Spuren, die in der Nähe des nominellen Ereignispunktes verlaufen und die obere und untere Hälfte der Driftkammer vollständig durchlaufen. Diese Spuren werden bei der Analyse in zwei Spuren aufgeteilt, dann werden folgende Parameter bestimmt und miteinander verglichen:

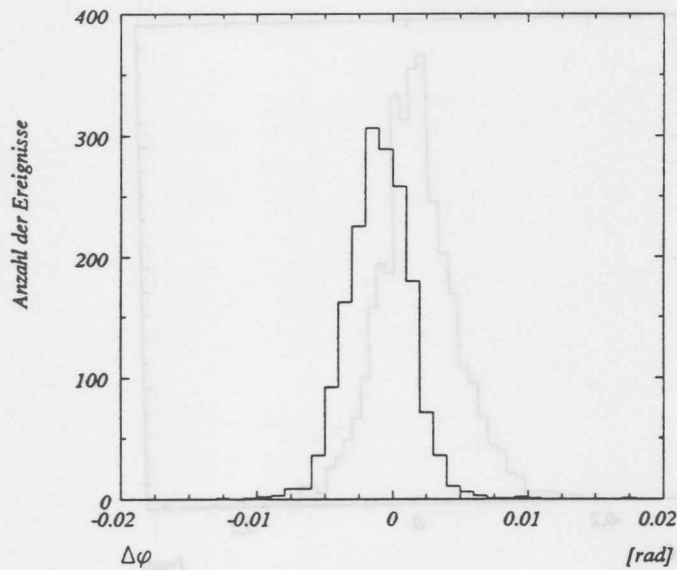


Abbildung 114: Die Verteilung der Abweichung der gemessenen φ -Werte für die beiden Zweige einer Spur. Die analysierten Daten sind Bahnen kosmischer Myonen, die im Sommer 1992 aufgezeichnet wurden. Die Breite der Verteilung entspricht der Auflösung, mit der der Spurwinkel bestimmt werden kann. Die Auflösung beträgt $\sigma_\varphi = 0.133^\circ$.

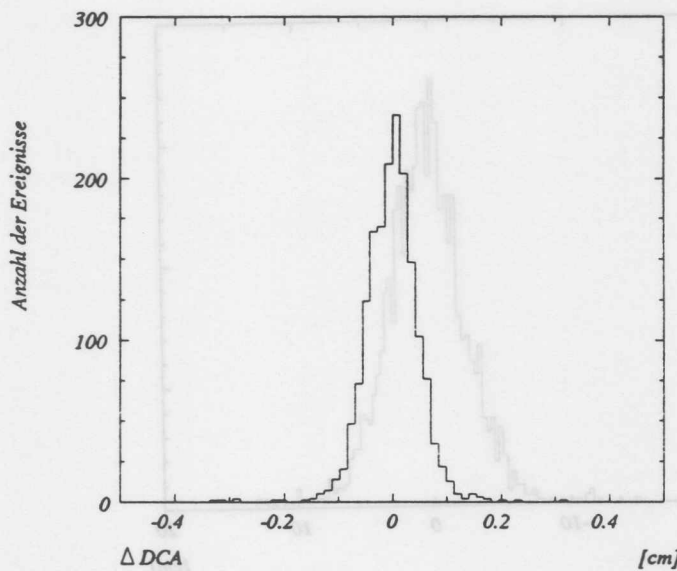


Abbildung 115: Die Verteilung der Abweichung des gemessenen DCA -Wertes für die beiden Zweige einer Spur. Die analysierten Daten sind Bahnen kosmischer Myonen, die im Sommer 1992 aufgezeichnet wurden. Die Breite der Verteilung entspricht der Auflösung, mit der der DCA bestimmt werden kann. Die Auflösung beträgt $\sigma_{DCA} = 420\mu\text{m}$.

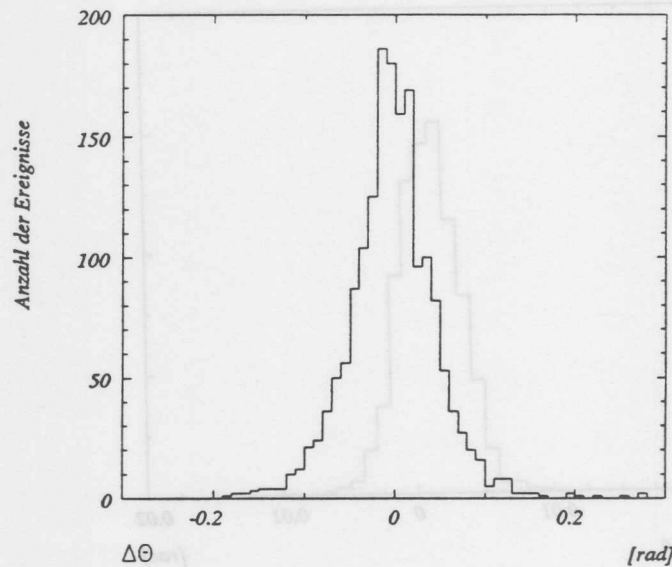


Abbildung 116: Die Verteilung der Abweichung des gemessenen θ -Wertes für die beiden Zweige einer Spur. Die analysierten Daten sind Bahnen kosmischer Myonen, die im Sommer 1992 aufgezeichnet wurden. Die Breite der Verteilung entspricht der Auflösung, mit der der θ -Winkel bestimmt werden kann. Die Auflösung beträgt $\sigma_\theta = 1.85^\circ$.

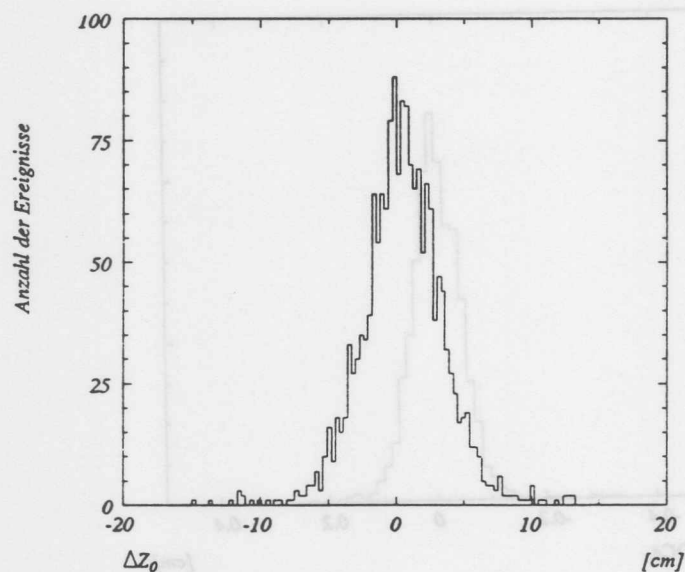


Abbildung 117: Die Verteilung der Abweichung des gemessenen Z-Vertex für die beiden Zweige einer Spur. Die analysierten Daten sind Bahnen kosmischer Myonen, die im Sommer 1992 aufgezeichnet wurden. Die Breite der Verteilung entspricht der Auflösung, mit der der Z-Vertex bestimmt werden kann. Die Auflösung beträgt $\sigma_Z = 2.4\text{cm}$.

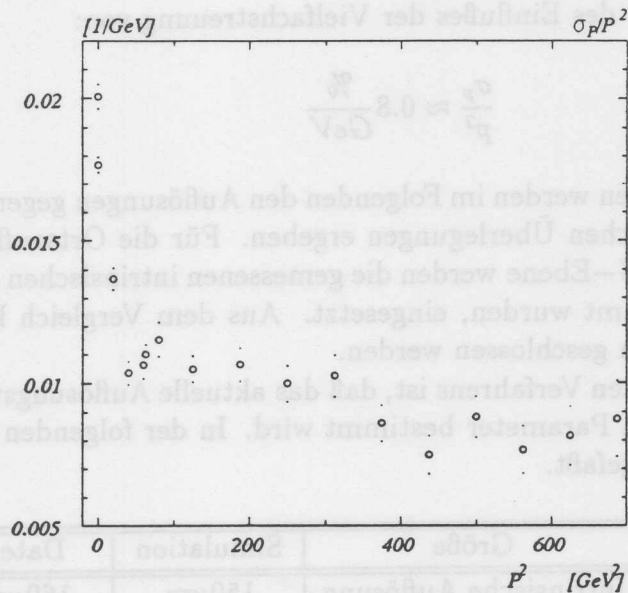


Abbildung 118: σ_p/p^2 gegen p^2 . Der Verlauf der Kurve ist im Bereich, in dem der Effekt der Vielfachstreuung vernachlässigbar ist, konstant. Es ist zu erkennen, daß dies erst oberhalb von $\approx 15\text{GeV}$ der Fall ist.

- o κ Die inverse Krümmung.
- o φ Der Winkel der Spur in der r/φ - Ebene.
- o ϑ Der Winkel der Spur in der r/Z - Ebene.
- o DCA Der minimale Abstand der Spur vom nominellen Ereignisursprung in der r/φ -Ebene.
- o DZ_0 Der minimale Abstand der Spur von der Z -Koordinate des nominellen Ereignispunktes.

Da es sich bei der Bestimmung der Bahnparameter aus den beiden Zweigen der Spur um zwei unabhängige Messungen der gleichen Größen handelt, kann der Fehler der Einzelmessung aus der Breite der Verteilung der Differenzen der beiden Messungen bestimmt werden. Um möglichst viele Ereignisse verwenden zu können, wird der Effekt unterschiedlich langer Spurstücke berücksichtigt. Es wird dabei die theoretische Abhängigkeit der Auflösungen der einzelnen Größen von der Spurlänge benutzt. In den Abb.[113]- [117] sind die Verteilungen der Differenzen dargestellt. Es wurde ein Datensatz analysiert, der im Sommer 1992 aufgezeichnet wurde.

Um den Einfluß der Vielfachstreuung auf die Impulsauflösung zu bestimmen, wurde die aus den Differenzen ermittelte Impulsauflösung in Abhängigkeit vom Impuls bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb.118 dargestellt. Bei kleinen Impulsen ist der Einfluß deutlich zu erkennen. Aus den Daten ergibt sich damit eine Impulsauflösung

für den Bereich außerhalb des Einflusses der Vielfachstreuung von:

$$\frac{\sigma_p}{p^2} \approx 0.8 \frac{\%}{\text{GeV}} \quad (104)$$

Die gemessenen Auflösungen werden im Folgenden den Auflösungen gegenübergestellt, die sich aus den theoretischen Überlegungen ergeben. Für die Ortsauflösung in der r/φ -Ebene und in der r/Z -Ebene werden die gemessenen intrinsischen Auflösungen, die aus den Daten bestimmt wurden, eingesetzt. Aus dem Vergleich kann auf den Einfluß der Fehlkalibration geschlossen werden.

Der Vorteil dieses zweiten Verfahrens ist, daß das aktuelle Auflösungsvermögen für die physikalisch relevanten Parameter bestimmt wird. In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse zusammengefaßt.

Methode	Größe	Simulation	Daten
Triplet	Intrinsische Auflösung	150 μm	160 μm
Spurresiduen	Spurauflösung	150 μm	175 μm
Spurresiduen	Z-Auflösung	2.0 cm	2.5 cm
Vergleich	$\frac{\sigma_p}{p^2}$	0.53%/GeV	0.8 %/GeV
von	σ_φ	0.052°	0.133°
Spursegmenten	σ_θ	0.71°	1.85°
	σ_{DCA}	210 μm	420 μm

Vergleicht man die sich aus der Simulation ergebenden Größen mit denen, die sich aus der Auswertung von experimentellen Spurdaten ergeben, so müssen einige Effekte hierbei beachtet werden. Die Simulation wurde ohne Berücksichtigung der Vielfachstreuung durchgeführt, daß dieser Effekt nicht vernachlässigbar ist, kann in Abb.118 gesehen werden. Des weiteren wurde die Bestimmung der Impulsauflösung unter Verwendung von Spuren ohne Berücksichtigung der Inhomogenitäten des Magnetfeldes durchgeführt.

Im Folgenden wird die erreichte Impulsauflösung im hochenergetischen Limit betrachtet. Der Effekt der Rekonstruktion auf die Auflösung ist nicht vernachlässigbar. So erwartet man für die CJC in der Simulation bei einer Ortsauflösung von 150 μm eine Impulsauflösung von σ_p/p^2 von 0.42%/GeV. Die aus simulierten Daten nach der Rekonstruktion bestimmte Genauigkeit ist jedoch 0.52%/GeV. Geht man von einer quadratischen Addition der Fehler aus, so hat der systematische Effekt durch die Rekonstruktion eine Größe von etwa:

$$\frac{\sigma_{p\text{System}}}{p^2} \approx 0.32\%/GeV \quad (105)$$

Damit ergibt sich für den allein durch die Kalibration bedingten Anteil am Impulsfehler:

$$\frac{\sigma_{p\text{Kalibration}}}{p^2} \approx 0.58\%/GeV \quad (106)$$

13.3 Abschließende Bemerkung

Die Qualität einer Kalibration kann man nach folgenden Kriterien bewerten.

- o Um welchen Faktor ist eine Verbesserung der relativen Impulsauflösung durch Verbesserung der Kalibration möglich?
- o Wie gut sind andere aktuelle Experimente?

Durch Verbesserung der Kalibration ist maximal ein Faktor 1.5 in der relativen Impulsauflösung möglich. Der Vergleich mit anderen Experimenten ist nicht einfach. Vergleicht man diesen Faktor jedoch mit dem bei OPAL erreichten [BIE92], so sieht man, daß das Verhältnis von theoretischer Impulsauflösung zur gemessenen ebenfalls etwa 1.5 beträgt. Dieser Wert wurde jedoch erst 3 Jahre nach Beginn der Datennahme erreicht.

14 Zusammenfassung

Es wurde in dieser Arbeit gezeigt, daß eine Jetkammer vom Typ der H1-Jetkammer weitgehend ohne externe Referenz kalibriert werden kann. Bedingt durch die geneigte Zellgeometrie kreuzen radial verlaufende Spuren die Anoden- und Kathodenebenen mehrfach. Dies ermöglicht es, wichtige Größen wie Ereigniszeitpunkt, Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel für fast jedes Ereignis zu bestimmen. Jetkammern mit geneigten Zellen kann man daher als selbstkalibrierend bezeichnen.

Lediglich die Z-Kalibration erfordert die Benutzung externer Detektorkomponenten.

Für die Bestimmung der zur Spurrekonstruktion notwendigen Kalibrationsparameter wurden Verfahren entwickelt und erprobt. Diese Methoden wurden mit Hilfe von simulierten Spuren, Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung und Teilchen aus Wechselwirkungen des HERA-Ringes untersucht und verifiziert.

Die Bestimmung der Leistungsfähigkeit der Kalibration ist ebenfalls ohne externe Referenz möglich. Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, konnten die angestrebten Auflösungen noch nicht ganz erreicht werden. Die Qualität der Kalibration hat aber schon jetzt eine Güte erreicht, wie sie mit vergleichbaren Kammern nach einigen Jahren erreicht wurde.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren werden zur Kalibration der H1-Jetkammer verwendet. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung der Arbeit werden die Größen Ereigniszeitpunkt, Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel bereits automatisch bei der Datennahme für jeden Testlauf bestimmt. Es ist daher möglich, den Verlauf dieser Größen mit hoher Genauigkeit zu verfolgen und selbst kleine Schwankungen in der Zusammensetzung des Kammergases festzustellen.

In der Vorbereitung des Experiments wurden Verfahren, die in dieser Arbeit vorgestellt wurden, für Untersuchungen über das Verhalten des Detektors verwendet. Dabei wurde die Jetkammer wiederholt bei verschiedenen Betriebszuständen kalibriert. Die vorgestellten Verfahren erwiesen sich dabei als zuverlässig und einfach in der Handhabung.

14.1 Ausblick

Es gibt eine Reihe von möglichen Verbesserungen, die sich in bei einem hinreichend stabilen Betrieb der Kammer in Zukunft erzielen lassen.

- o Driftzeitabhängige Korrekturen: Die Untersuchungen zur Überprüfung der Kalibration haben ergeben, daß es bei großen Abständen von der Signaldrahtebene Abweichungen von der mittleren Driftgeschwindigkeit gibt. Diese sind für die beiden Zellseiten leicht unterschiedlich. Eine Bestimmung dieser Korrekturen ist mit den bestehenden Methoden möglich. Es eignet sich dafür das Verfahren der Verteilungen der mittleren Residuen in Abhängigkeit von der Driftstrecke.
- o Zellabhängige Korrekturen: Die Driftfelder weichen in den intakten Zellen leicht voneinander ab. Dies führt zu Abweichungen der Driftgeschwindigkeiten und

Lorentzwinkel. Mit der Methode der Residuen in Abhängigkeit von der Driftstrecke sind diese Korrekturen bestimmbar.

- o Verhalten in der Nähe der Kathodenebene: Untersuchungen zu diesem Thema zeigten, daß Korrekturen sehr aufwendig sind und nur geringe Verbesserungen ermöglichen. Aus Simulationsrechnungen ist erkennbar, daß die Form der Isochronen in der Nähe der Kathodendrähte sehr kompliziert ist. Es ist daher zweifelhaft, ob eine Verbesserung in diesem Bereich möglich ist.
- o Verbesserung der Nahdrahtkorrektur. Die Beschreibung des Verhaltens in der Nähe der Drähte ist sicherlich nicht fein genug. Da in diesem Bereich aber die intrinsische Auflösung sehr schlecht ist, wird eine Verkleinerung des systematischen Fehlers in diesem Bereich keine wesentliche Verbesserung der Leistungsfähigkeit der Jetkammer ermöglichen.
- o In Zukunft wird man bei Strahlereignissen über ein stabiles Zeitsignal verfügen. Dies wird genauere Untersuchungen zur Spurwinkelkorrektur ermöglichen.

Literatur

- [PRO88] *Proceedings of the HERA Workshop October 12-14, 1987*,
ed. R.D. Peccei, DESY 1987
- [PRO92] *Proceedings of the Workshop Physics at HERA, October 1991*,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY 1992
- [WOL86] G. Wolf,
HERA: Physics, Maschine, And Experiments
Hamburg DESY 86-089
- [JAC79] F. Jacquet, A. Blondel,
vorgestellt im Bericht der Arbeitsgruppe:
Detectors for Charged Current Events
Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, DESY, Hamburg, 2.-4.
April 1979, ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 377.
- [H185] H1-Collaboration,
Letter of Intent for an Experiment at HERA
DESY, Hamburg 1985.
- [H186] H1-Collaboration,
Technical Proposal for the H1 Detector
DESY, Hamburg 1986.
- [H187] H1-Collaboration,
Technical Progress Report
DESY, Hamburg 1987
- [SAU77] F. Sauli,
Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers
CERN 77-09
- [ALL81] W.W.M. Allison,
Relativistic Charged Partikel Identification by Energy-Loss
Oxford 81
- [VICK92] Rainer Vick,
Private Mitteilung.
Hamburg August 92
- [WA81] A. Wagner,
Phys.Scripta 23(1981) 446
- [AMB86] K. Ambrus,
Suche nach freien Quarks und anderen abnormal ionisierenden Teilchen bei JADE
Dissertation Heidelberg 1986

- [BUE89] Jochen Bürger et al.,
The Central Jet Chamber of the H1 Experiment
Nuclear Instruments and Methods A279(1989),S.217-222
- [BUE92] Jochen Bürger et al.,
Performance of the Central Jet Chamber of the H1-Detector at HERA
To be published in Nuclear Instruments and Methods 1992
- [DR80] H.Drumm et al.,
Nuclear Instruments and Methods A176(1980),S.333-344
- [TWOLF88] Thom Wolff,
Schnelle Spurerkennung im H1-Detektor
Diplomarbeit Hamburg 1988
- [SAND91] Holger Sand,
Testing and commissioning the central track chamber of H1
Hamburg DESY Interner Bericht FH1T-91-02 (10.91)
- [WAG88] R.I. Wagner,
Central and Forward Tracking Chambers of CDF
Nuclear Instruments and Methods A265(1988) 1-10
- [ZIM89] W.Zimmermann,
F1021, Beschreibung des F1021 Systems
Interne Dokumentation des F1021 Systems (DESY 89)
- [MWS88] M.W.Schulz,
Aufbau und Test von Prototypen für eine hochauflösende Jetkammer
Diplomarbeit Dortmund 1988
- [AMICH86] Annika Michels,
Methoden zur Bestimmung des Auflösungsvermögens einer mit schnellen Analog-Digital-Wandlern ausgelesenen Driftkammer
Diplomarbeit Universität Bonn 1.86
- [VAV84] J.Va'Vra,
Search For The Best Timing Strategy In High Precision Drift Chambers
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 225 (1984) 445-453
- [STEF92] Peter Steffen,
Investigations on Timing and Charge Measurement Algorithms for Driftchambers with FADC-Readout
Artikel in Vorbereitung
- [LIN91] F.Linsel,
Untersuchungen zum Einfluß von Druckschwankungen des Kammergases auf den Betrieb der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors
Diplomarbeit Hamburg 1991. DESY Interner Bericht FH1T-92-01

- [GLUE63] R.L.Glückstern,
Nucl.Instr.Meth.24(1963)381
- [D0] Ed Oltman,
Test Beam Results from the D0 Vertex Drift Chamber
Pisa Meeting on Advanced Detectors, Isola d'Elba 5.1991
- [HAU88] Michael Hauschild,
*Kalibration der zentralen Jetkammer des OPAL-Detektors mit UV-Laserstrahlen:
Methoden und Ergebnisse am Jetkammer-Prototypen (FSP)*
Dissertation Bonn 1988, Interner Bericht Bonn-IR-88-57
- [HAG91] J.Hagemann,
Vortrag über den Status der Kalibration der OPAL-Jetkammer
Vortrag innerhalb des Meetings der H1-Jetkammer-Gruppe 9.91
- [ZIM85] Manfred Zimmer,
*Messung der Signalladung und der Ladungsteilung an langen Zählröhren mit
FADC-Auslese*
Diplomarbeit, Heidelberg 1985
- [OLS80] J.Olsson und P.Steffen,
Pattern Recognition Programs for the JADE Jet-Chambers
Nuclear Instruments and Methods 176(1980) 403-407
- [STEF90] P.Steffen,
Online Track-Search for CJC
Vortrag im Treffen der H1-Jetkammer-Gruppe am 30.8.90 in Hamburg
- [BUE92] J.Bürger,
*Persönliche Mitteilung beruhend auf der Auswertung der Vermessungsdaten der
Endplatten*
Hamburg Januar 1992
- [TZ91] M.Zenker,
Abschlußbericht eines Praktikums
Praktikumsbericht Hamburg 8.91
- [SPI86] J.Spitzer,
OPAL Jetchamber Calibration Meeting
Heidelberg 1986
- [OB89] Otmar Biebel,
*Kalibrations-Simulation, Ein Kalibrations-Monte-Carlo Programm für die
OPAL-Jetkammer*
Diplomarbeit Bonn 3.1989

- [SEE88] Ulrich Seehausen, Josef Schug,
Optimization of the Electrostatic Field in the H1 Central Jet Chamber
Interner Bericht H1-Tracking Note Nr. 15 vom 4.November 1988
- [STEF88] Peter Steffen,
Persönliche Mitteilung 8.1988
- [BIE92] O.Biebel et al.,
Performance of the OPAL Jet Chamber
Vortrag auf der Wire Chamber Conference 1992 in Wien. CERN-PPE/92-55
- [VI92] R. Vick,
Dissertationsschrift 1992/93 Hamburg
- [WALO92] Pedro Waloschek,
Die Abbildungen wurden mir vom Autor zu Illustration überlassen.

Danksagung

Während der Arbeit erhielt ich hilfreiche Unterstützung von vielen verschiedenen Seiten. Mein besonderer Dank gilt Dr. Peter Steffen. Er verstand es mich zu motivieren und war mir mit seiner Erfahrung im Bereich der Kalibration von Driftkammern ein zuverlässiger Ansprechpartner. Er erzeugte ein freundschaftliches Klima innerhalb der Gruppe. Herrn Prof. Dr. Götz Heinzelmann danke ich für die Bereitschaft zur Übernahme der Betreuung der Arbeit von Seiten der Universität. Prof. Dr. Erich Lohrmann danke ich für seine Bereitschaft zur Beurteilung der Dissertation.

Ich bedanke mich bei der "H1-Tracking Group". Besonders haben mir die Zeit der Promotion erleichtert: Dirk Düllmann, Rainer Vick, Walter Zimmermann, Jochen Bürger, Günter Franke, Thomas Naumann, Peter Kostka, Gerhard Söhngen.

Michael Colombo danke ich für einen wichtigen Hinweis.