

II. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

Bestimmung der Doppelspurauflösung  
von Driftkammern

Diplomarbeit

von

Werner Fleck

Hamburg, den 8. Februar 1989

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	HERA und der H1-Detektor . . . . .	3
1.2	Motivation . . . . .	6
1.3	Begriffsbestimmung . . . . .	9
1.4	Inhalt der Arbeit . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Funktionweise von Drift- und Jetkammern</b>	<b>11</b>
<b>3</b>	<b>Testkammer II</b>	<b>13</b>
3.1	Aufbau der Testkammer . . . . .	14
3.2	Datenauslese und Weiterverarbeitung . . . . .	15
3.3	1987er Messungen am Teststrahl . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Ortsbestimmung</b>	<b>18</b>
4.1	Die Dreidrahtmethode . . . . .	18
4.2	Messung der $x$ -Koordinate . . . . .	19
4.2.1	Bestimmung der Driftzeit . . . . .	19
4.2.2	$x$ -Auflösung . . . . .	20
4.3	Messung der $z$ -Koordinate . . . . .	20
4.3.1	Prinzip der Ladungsteilung . . . . .	20
4.3.2	Bestimmung der Ladung . . . . .	21
4.3.3	Bestimmung der Skalierungsfaktoren . . . . .	22
4.3.4	$z$ -Auflösung . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Pulsformanalyse</b>	<b>24</b>
5.1	Motivation der Pulsformanalyse . . . . .	24
5.2	Die Spektren von Driftkammerpulsen . . . . .	24
5.2.1	Die Phasenmethode . . . . .	28
5.3	Bestimmung von Normpulsen . . . . .	30
5.3.1	Bestimmung von Normpulsen aus den Energiespektren . . .	30
5.3.2	Bestimmung von Normpulsen durch Pulsüberlagerung . . .	32
<b>6</b>	<b>Doppelpulsanalyse</b>	<b>37</b>
6.1	Doppelpulssynthese . . . . .	37
6.1.1	Auswahl der Pulse für die Doppelpulsanalyse . . . . .	37
6.1.2	Der Algorithmus der Doppelpulssynthese . . . . .	38
6.2	Doppelpulserkennung . . . . .	39
6.2.1	Pulsformen von Doppelpulsen . . . . .	39
6.2.2	Der Algorithmus zur Doppelpulserkennung . . . . .	43
6.2.3	Bestimmung der Doppelpulsauflösung mit GLSSFY . . . . .	48
6.3	Doppelpulstrennung . . . . .	51

6.3.1	Prinzip der Doppelpulstrennung durch Iteration . . . . .	52
6.3.2	Bestimmung der Startwerte für die Iteration . . . . .	53
6.3.3	Der Iterationsalgorithmus . . . . .	54
6.3.4	Die $t$ - und $z$ -Auflösung mit SPLIT . . . . .	58
6.4	Eine Anwendung der Fourier-Transformation . . . . .	61
7	Diskussion der Ergebnisse	66
A	Die diskrete Fouriertransformation	68
B	Die diskrete Hartley-Transformation	70
C	Das Whittakersche Rekonstruktionsverfahren	71
	Abbildungsverzeichnis	72
	Tabellenverzeichnis	73
	Tabellenverzeichnis	74
	Danksagung	76

# 1 Einleitung

Bei DESY<sup>1</sup> ist zur Zeit der neue Speicherring HERA<sup>2</sup> in Bau und soll 1990 in Betrieb gehen. Er besteht aus zwei getrennten Ringen, in denen Elektronen auf eine Energie von  $30\text{ GeV}$  und Protonen auf eine von  $820\text{ GeV}$  beschleunigt werden. Die gegenläufigen Teilchenstrahlen können an vier Kreuzungspunkten zur Kollision gebracht werden, zunächst sind an zweien davon die Experimente Zeus und H1 geplant.

Diese Diplomarbeit entstand in der Projektgruppe FH1T des H1-Projekts. In der Arbeit werden Verfahren zur Formanalyse von Driftkammerpulsen und Algorithmen für die Doppelpulserkennung und -trennung vorgestellt.

## 1.1 HERA und der H1-Detektor

Durch die bei HERA maximal erreichbare Schwerpunktsenergie von ca.  $314\text{ GeV}$  und das erstmalig zu verwirklichende Konzept eines Elektronen-Protonen-Speicherrings ergeben sich einzigartige Möglichkeiten für die Hochenergiephysik.

Elektronen und Quarks können bis hinab zu Entfernungen in der Größenordnung  $10^{-18}\text{ m}$  auf Unterstrukturen untersucht werden. Die Suche nach neuen, die neutralen und geladenen Ströme („neutral current“ und „charged current“) vermittelnden Teilchen  $Z'$  und  $W'$ , ist bis Massen von  $800\text{ GeV}/c^2$  möglich. Die große Schwerpunktsenergie erlaubt den Nachweis von Leptoquarks bis zu  $180\text{ GeV}/c^2$  und von Familien angeregter Quarks und Leptonen bis  $250\text{ GeV}/c^2$ .

Die Abbildungen 1 und 2 zeigen zwei Querschnitte durch den H1-Detektor. Aufgrund der kinematischen Verhältnisse werden die Kollisionsprodukte hauptsächlich in Richtung des einlaufenden Protonenstrahls emittiert. Daraus resultiert der erkennbar asymmetrische Aufbau des Detektors.

Ausgehend vom Wechselwirkungspunkt erfolgt der Nachweis von geladenen Teilchen durch den zentralen Spurdetektor CTD<sup>3</sup> (1) und den Vorwärtsspurdetektor FTD<sup>4</sup> (2). Der CTD besteht wiederum aus zwei konzentrisch angeordneten Jetkammern (CJC1<sup>5</sup> und CJC2), die durch zwei  $z$ -Kammern und MWPC's<sup>6</sup> von einander getrennt sind.

Die nächste Schicht wird durch verschiedene Kalorimeter gebildet. In Vorwärts- und Rückwärtsrichtung liegen die elektromagnetischen Kalorimeter zum Nachweis von Photonen und Elektronen (3.5). Radial dazu befindet sich das hadronische Kalorimeter (4).

---

<sup>1</sup>Deutsches Elektronen Synchrotron

<sup>2</sup>Hadronen Elektronen Ring Anlage

<sup>3</sup>Central Tracking Detector

<sup>4</sup>Forward Tracking Detector

<sup>5</sup>Central Jet Chamber

<sup>6</sup>Multiwire Proportional Counter

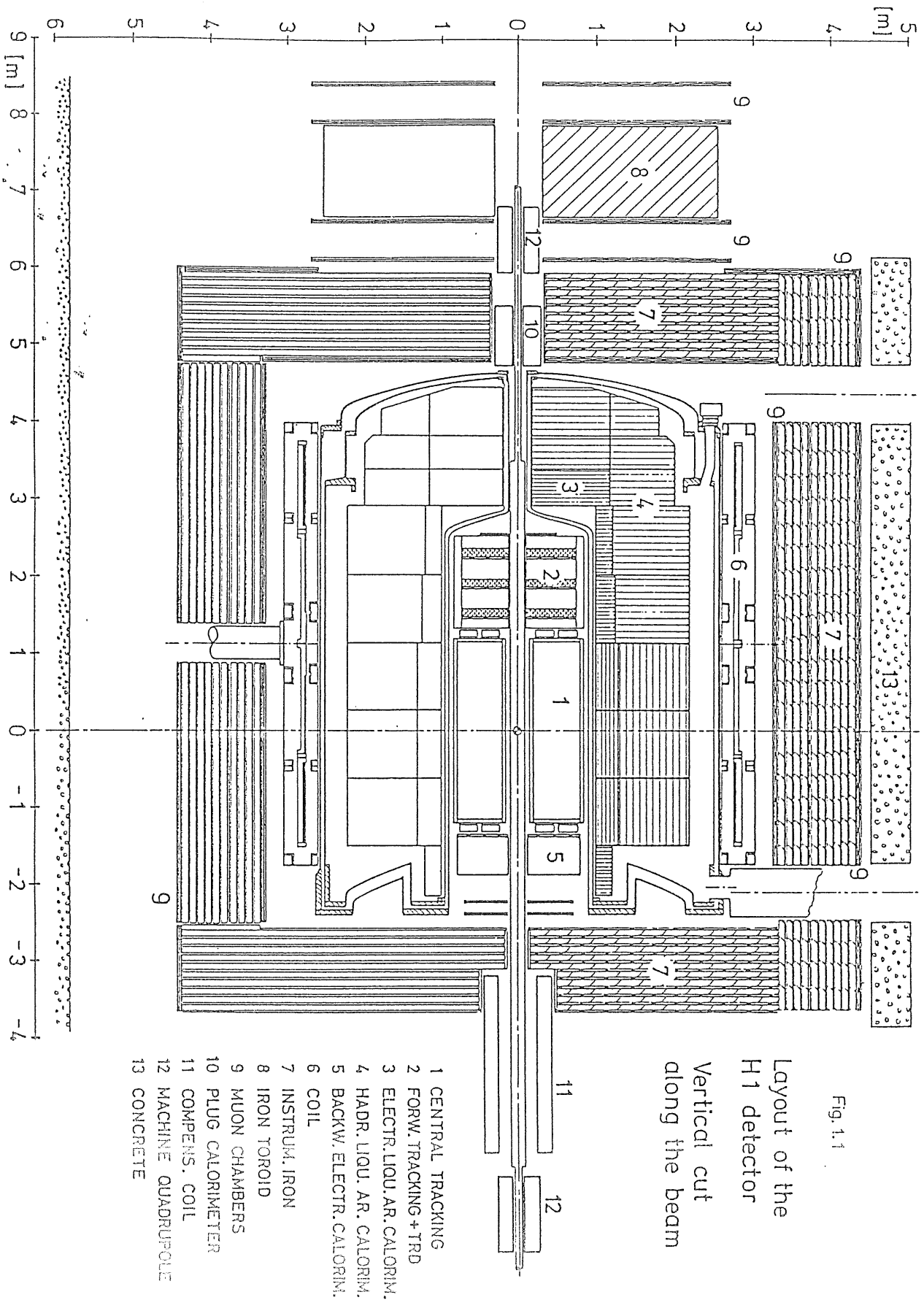


Abbildung 1: H1-Detektor  
Querschnitt vertikal entlang der Strahlachse (aus [1])

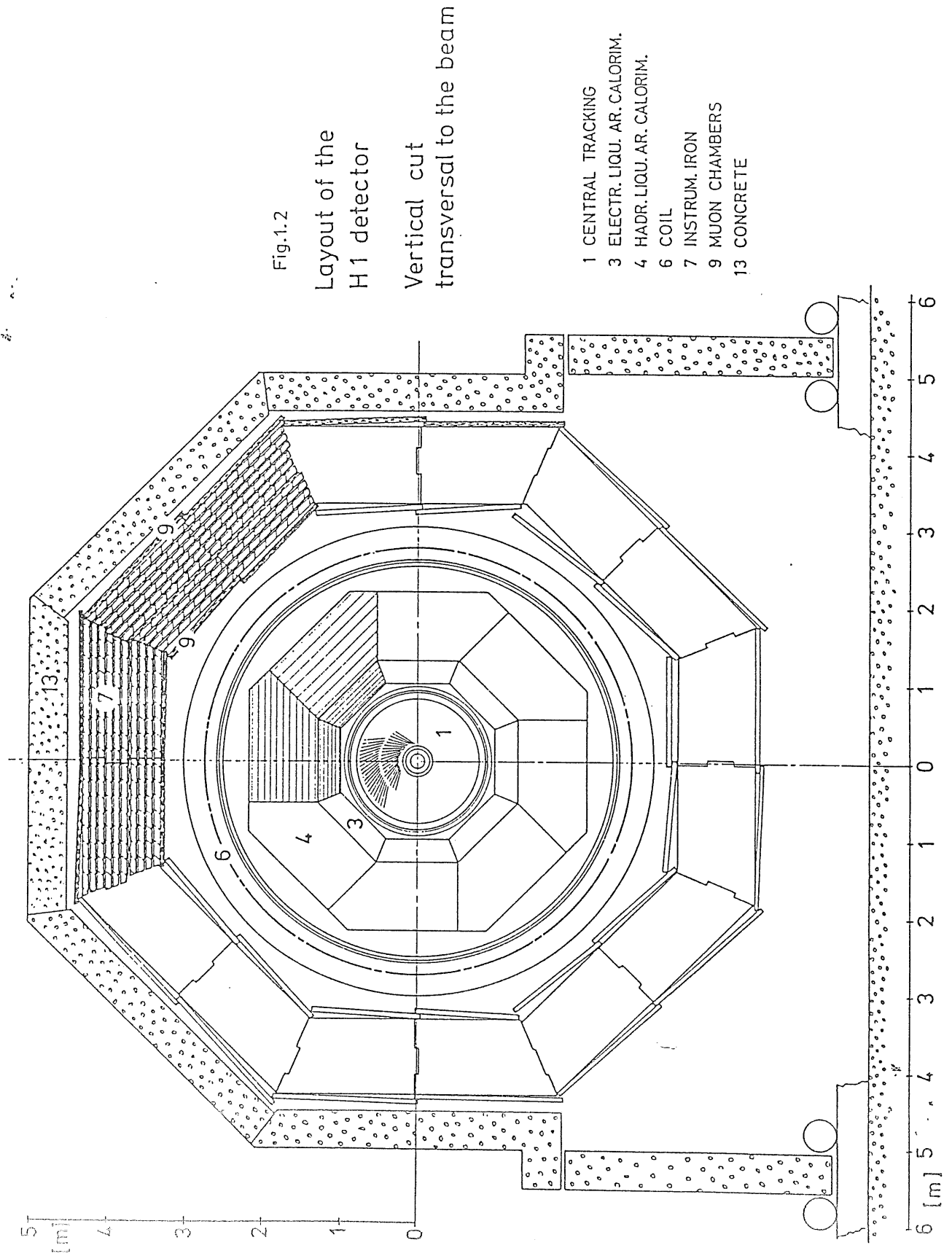


Abbildung 2: H1-Detektor  
 Querschnitt transversal zur Strahlachse (aus [1])

Die äußersten Detektorelemente werden durch das Vorwärtskalorimeter (10), welches Hadronen bis zu einem Winkel von  $0.7^\circ$  zur Strahlachse nachweisen kann, und von den Myonenkammern (9) gebildet.

Für die CJC sind folgende Leistungsmerkmale vorgesehen:

- Ortsauflösung in radialer Richtung  $\sigma_{r\phi} = 100\mu m$
- Ortsauflösung in Strahlrichtung  $\sigma_z = 24mm \cong 1\%$  der Drahtlänge durch Ladungsteilung
- Auflösung von Doppelspuren bis ca.  $2.5mm$  in Driftrichtung

Wie die geforderte Doppelspurauflösung von  $2.5mm$  erreicht werden kann, soll in dieser Arbeit untersucht werden.

Weitere Details über den HERA-Speicherring kann man z.B. in [2] nachlesen, über H1 in [1].

## 1.2 Motivation

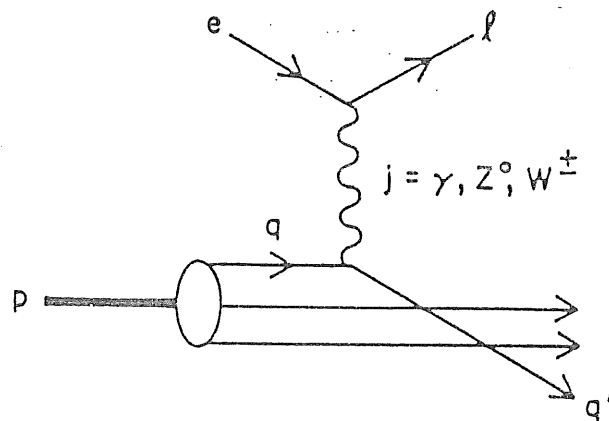


Abbildung 3: Elektron-Quark-Streuung (aus [2])

Der hohe Impulsübertrag zwischen Elektronen und Protonen von  $q_{\max}^2 = 10^5 GeV^2$  bewirkt, daß bei HERA in allererster Linie Stöße zwischen Elektronen und Quarks stattfinden, wie dies in Abbildung 3 dargestellt ist. Das Elektron  $e$  tauscht mit einem der Quarks  $q$  des Protons  $p$  ein Boson  $j$  aus. Dieses führt zur Ausstrahlung eines anderen Quarks  $q'$  und eines Leptons  $l$ . Je nach Art des Bosons, neutral ( $\gamma, Z^0$ ) oder geladen ( $W^\pm$ ), ist das Lepton  $l$  ein Elektron oder Neutrino. In Abbildung 4 sind beide Möglichkeiten graphisch dargestellt.

Neben der Elektron-Quark-Streuung erwartet man, daß die Photon-Gluon- bzw. Current-Gluon-Fusion eine große Rolle bei der Erzeugung von schweren Quarks spielt, sie ist in den Abbildungen 5 und 6 dargestellt.

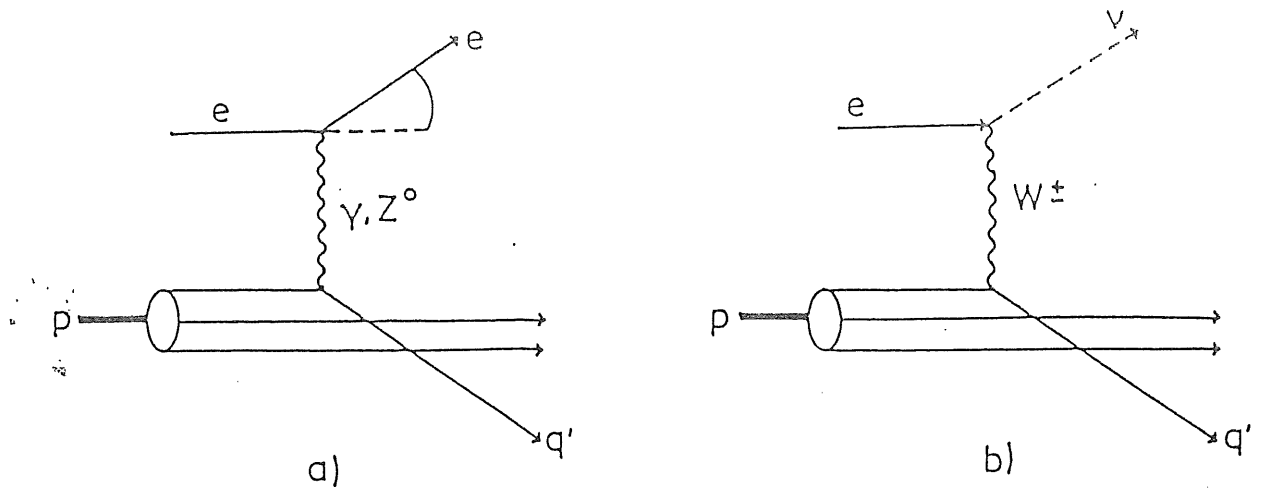


Abbildung 4:

Diagramme für neutrale (a) und geladene (b) Ströme (aus [2])

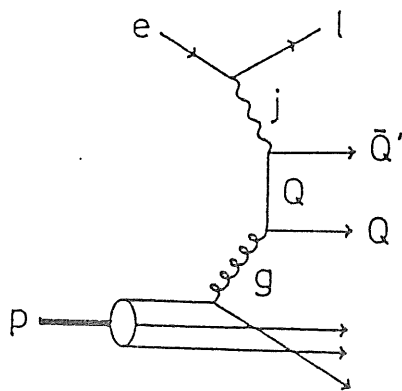


Abbildung 5:

Quark-Paarerzeugung durch Current-Gluon-Fusion (aus [2])

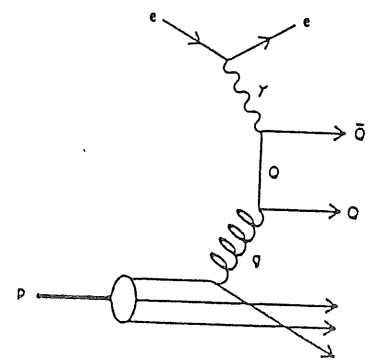


Abbildung 6:

Quark-Paarerzeugung durch Photon-Gluon-Fusion (aus [2])



Alle Ereignisse haben jedoch eines gemeinsam, nämlich, daß die emittierten Teilchen sogenannte Jets, d.h. engbegrenzte Bündel bilden, wie es z.B. Abbildung 7 zeigt. Dies hat zur Folge, daß die einzelnen Teilchenbahnen sehr eng beieinander liegen.

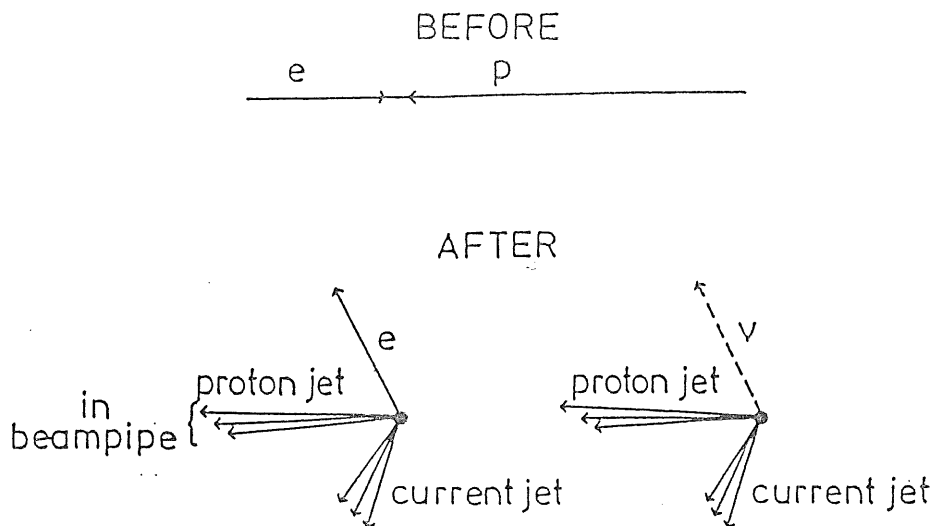


Abbildung 7: Topologie von tief inelastischen  $ep$ -Ereignissen (aus [2])

Wie bereits gesagt, soll bei H1 die Auflösung dieser dicht beieinander liegenden Spuren  $2.5\text{mm}$  betragen. Geht man davon aus, daß die Driftgeschwindigkeit der Spuren im Detektor ca.  $50\mu\text{m}/\text{nsec}$  beträgt, dann ist der Zeitabstand, mit dem diese Spuren an den Signaldrähten eintreffen (s. Kap. 2, Funktionsweise von Drift- und Jetkammern) ca.  $50\text{nsec}$ . Da die Dauer des Signals dieser Spuren im Mittel bei  $120\text{nsec}$  liegt, kommt es zu starken Überschneidungen.

Die Trennung dieser Doppelpulse ist überhaupt erst möglich, seit die Driftkammersignale nicht mehr analog verarbeitet werden, sondern mit schnellen Analog-Digital-Wandlern (FADC's<sup>7</sup>) in eine Form gebracht werden, in der sie mit Digitalrechenanlagen weiterverarbeitet werden können. Bei H1 erfolgt diese AD-Umsetzung in Schritten von ca.  $10\text{nsec}$ . Bei den oben angenommenen Daten heißt dies, daß die Pulse sich um ca. 60% überschneiden und daß man insgesamt nur 17 Digitalwerte zur Verfügung hat, um die relevanten Daten von zwei Pulsen zu berechnen. Durch die hohe Teilchendichte in den Jets ergeben sich deshalb bei HERA für die Auswertungssoftware viel größere Anforderungen als z.B. beim JADE-Detektor am Speicherring PETRA. Dort wurde auf die Auswertung des hinteren Teils von Doppelpulsen weitgehend verzichtet.

Ziel dieser Diplomarbeit war es, Algorithmen für die Auswertung von Doppelpulsen zu entwickeln, um damit die geforderte Doppelspurauflösung der CJC von  $2.5\text{mm}$  zu erreichen.

<sup>7</sup>Flash Analog Digital Converter

### 1.3 Begriffsbestimmung

Da in der folgenden Arbeit einige Begriffe verwendet werden, deren Bedeutung nicht festgelegt bzw. nicht allgemein bekannt ist, gebe ich an dieser Stelle eine Übersicht über meinen Gebrauch dieser Begriffe.

**Bin:** Zeitdauer zwischen zwei A/D-Wandlungen. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Daten genau  $10nsec$ , bei H1 sind es  $10.42nsec$  ( $1/96MHz$ ).

**Bininhalt:** Wie FADC-Wert.

**Binning:** Zeitdauer zwischen zwei A/D-Wandlungen, wodurch die Länge eines Bins definiert wird

**Binning-Effekt** Die Genauigkeit der Driftzeitbestimmung ist besser als  $1bin$ . Gibt man die Driftzeit in  $bins$  an, dann sollten die Nachkommastellen der Zeiten gleichverteilt sein, d.h. eine Driftzeit von z.B.  $5.3bins$  sollte genauso oft vorkommen, wie eine von  $5.6bins$ . Ist das nicht der Fall, bezeichnet man dieses als Binning-Effekt oder einfach als Binning.

**Doppelpuls:** Zwei Einzelpulse, die sich zeitlich überschneiden und so einen neuen Puls bilden.

**Doppelpuls- bzw. Doppelspurauflösung:** Güte eines Verfahrens, welches Doppel- und Mehrfachpulse von Einzelpulsen unterscheidet. Nur sinnvoll im Zusammenhang mit der Angabe, wieviel Prozent aller Einzel- bzw. Doppelpulse als solche erkannt werden, also z.B. Doppelspurauflösung gleich  $2.5mm$ , wobei 90% aller Pulse richtig erkannt werden.

**Driftkammerpuls:** Um in mehrdeutigen Zusammenhängen zwischen „echten“ Signalen und künstlich erzeugten zu unterscheiden.

**Driftzeitdifferenz:** Der Driftzeitunterschied zwischen den einzelnen Pulsen eines Doppel- oder Mehrfachpulses.

**Einzelpuls:** Ein einzelner Puls; dies kann auch Teil eines Doppelpulses sein.

**Event:** Die Gesamtheit der Signale, welche zu einem Driftkammerereignis gehören, also alle Pulse von allen Drähten. Es führen nicht alle Teilchenreaktionen in der Driftkammer zu einem Event, sondern nur die, die durch die sogenannte *Trigger*-Elektronik herausgefiltert werden.

**FADC-Wert oder Amplitude:** Das Ergebnis einer A/D-Wandlung mit dem FADC. Wenn nicht anders angegeben ist, ist immer der linearisierte Wert gemeint (s. Kap. 3.2).

**Hit:** An einem Draht können mehrere Pulse nacheinander auftreten. Die einzelnen Pulse bezeichnet man deshalb auch als Hits („Treffer“)

**Mehrfachpuls:** Wie Doppelpuls, jedoch aus drei oder mehr Einzelpulsen bestehend.

**Puls:** Der Teil des Driftkammersignals, welcher die Daten enthält, die vom Durchgang eines Teilchens durch die Kammer stammen. Dazu zählen also nicht Effekte wie z.B. Rauschen oder eingestreute Störsignale.

**Pulshöhe oder maximale Amplitude:** Der größte FADC-Wert eines Pulses.

**Run:** Eine Menge von Events, die alle bei den gleichen äußeren Bedingungen genommen wurden. Typisch bilden 400 Events einen Run.

**Signal oder Driftkammersignal:** Die Daten, die nach der A/D-Wandlung zur weiteren Untersuchung zur Verfügung stehen.

$t$  ( $r, \phi$ ) bzw.  $z$ -**Auflösung von Doppelpulsen:** Auflösung, mit der der Abstand der beiden Einzelpulse eines Doppelpulses bestimmt werden kann. Dazu gehört die Angabe, bei welchem Abstand die Auflösung bestimmt wurde, also z.B. Doppelpulszeitauflösung gleich  $2.1nsec$  bei einer mittleren Driftzeitdifferenz von  $40nsec$ .

## 1.4 Inhalt der Arbeit

Im Anschluß an diese Einleitung folgt im 2. Kapitel eine kurze Einführung in die Funktionsweise von Driftkammern.

Im 3. Kapitel beschreibe ich die Meßinstrumente und Bedingungen, unter denen die in dieser Arbeit verwendeten Daten genommen wurden.

Das 4. Kapitel beschäftigt sich mit dem Verfahren, wie gewisse Parameter von Driftkammerpulsen bestimmt werden können und wie gut diese bei den verwendeten Daten gemessen werden konnten.

Die Pulsformanalyse bildet den Gegenstand des 5. Kapitels. Darin entwickle ich Methoden, wie man die Form von Pulsen beschreiben kann und wie man daraus ein weiteres Verfahren zur Bestimmung von Pulsparametern erhält.

Das 6. Kapitel ist das Wichtigste in dieser Arbeit. Es enthält die von mir entwickelten Algorithmen für die Doppelpulserkennung und -trennung sowie die damit erhaltenen Ergebnisse.

Im 7. und letzten Kapitel folgt dann eine kurze Diskussion der Ergebnisse.

## 2 Funktionweise von Drift- und Jetkammern

In diesem Kapitel beschreibe ich kurz die Arbeitsweise von Driftkammern. Eine tiefergehende Behandlung dieses Themas ist in der einschlägigen Literatur zu finden, z.B. in [3].

Eine Driftkammer besteht aus einem Gasvolumen, in dem durch eine geeignete Anordnung von unter Spannung stehenden Drähten ein möglichst homogenes elektrisches Feld hergestellt wird. Wird dieses Gasvolumen von einem elektrisch geladenen Teilchen durchquert, ionisiert dieses die Gasatome, die sich in seiner Bahn befinden und erzeugt so entlang seiner Spur eine Elektronenwolke. Durch das elektrische Feld zwischen den Drähten werden diese Elektronen in Richtung der Anode beschleunigt. Durch Stöße mit den Gasatomen werden sie jedoch abgelenkt bzw. abgebremst, so daß sich eine von der Feldstärke abhängige mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronenwolke einstellt.

Kommt die Elektronenwolke in den Bereich der Anodendrähte, wird das Feld stark inhomogen und die Feldstärke steigt rasch an. Dadurch können die Elektronen zwischen den Stößen soviel Energie aufnehmen, daß sie weitere Gasatome ionisieren. Aus diesem Grund kommt es zu einem lawinenartigen Anwachsen der Elektronenzahl, man kann ein Signal am Draht messen und die Spur nachweisen. Dieses Anwachsen der Elektronenzahl bezeichnet man als Gasverstärkung. Der Verstärkungsfaktor liegt in der Größenordnung von  $10^4$  bis  $10^6$  und ist unabhängig von der ursprünglichen Anzahl der Elektronen, so daß aus dem gemessenen Signal auf die Zahl der ionisierten Gasatome und auf die Energie des Partikels geschlossen werden kann.

Da die Gasverstärkung erst sehr dicht an der Drahtoberfläche einsetzt ( $\approx 200\mu m$ ), kann man die Driftgeschwindigkeit bei homogenem Driftfeld über die gesamte Driftstrecke als konstant annehmen und erhält einen linearen Zusammenhang zwischen der Driftzeit und dem Driftweg, d.h. für die Position der Spur.

Enthält das Gasvolumen mehrere Anodendrähte (bzw. Signaldrähte), kann man mehrere Punkte auf der Spur messen. Dieses erhöht zum einen die Ortsauflösung der Spur, zum anderen kann man so die Krümmung einer Teilchenspur im Magnetfeld bestimmen, woraus sich der Impuls des Teilchens errechnen läßt. Diesen Driftkammertyp nennt man „pictorial driftchamber“ oder Jetkammer, da er besonders gut geeignet ist, die bei hohen Strahlenergien auftretenden Jets aufzulösen.

Die einfachste Möglichkeit, die an den Signaldrähten entstehenden Pulse weiterzuverarbeiten, ist es, direkt Ladung und Driftzeit zu bestimmen. Durch die sogenannte „Trigger“-Elektronik wird beim Durchgang eines Teilchens durch die Kammer eine Uhr gestartet. Nachdem die Spur des Teilchens zu den Signaldrähten gedriftet ist, steigt an den Drahtenden die Spannung steil an. Nach Überschreiten einer bestimmten Schwellenspannung wird die Uhr gestoppt. Die gemessene Zeitdauer entspricht dann der Driftzeit. Der Puls wird außerdem mit einem Konden-

sator integriert. Aus der Spannung am Kondensator kann man dann die Ladung der Driftwolke bestimmen. Der Nachteil dieser Methode ist, daß Doppelpulse nicht erkannt bzw. getrennt werden können. Um dies zu umgehen, werden die Daten, wie schon in Kapitel 1.2 gesagt wurde, mit Hilfe eines FADC's digitalisiert und in Digitalrechenanlagen weiterverarbeitet.

### 3 Testkammer II

Zur Untersuchung der Auswirkung verschiedener Driftkammerparameter (Gasmischung, Feldstärke, Drahtmaterial etc.) auf die Pulsentstehung und -analyse, sowie zum Test der für das H1-Experiment zu entwickelnden Hard- und Software, wurden bisher bei DESY im Rahmen der Entwicklung des H1-Detektors drei kleine Testkammern gebaut. Für meine Untersuchungen habe ich Driftkammersignale benutzt, welche mit der Testkammer II genommen wurden.

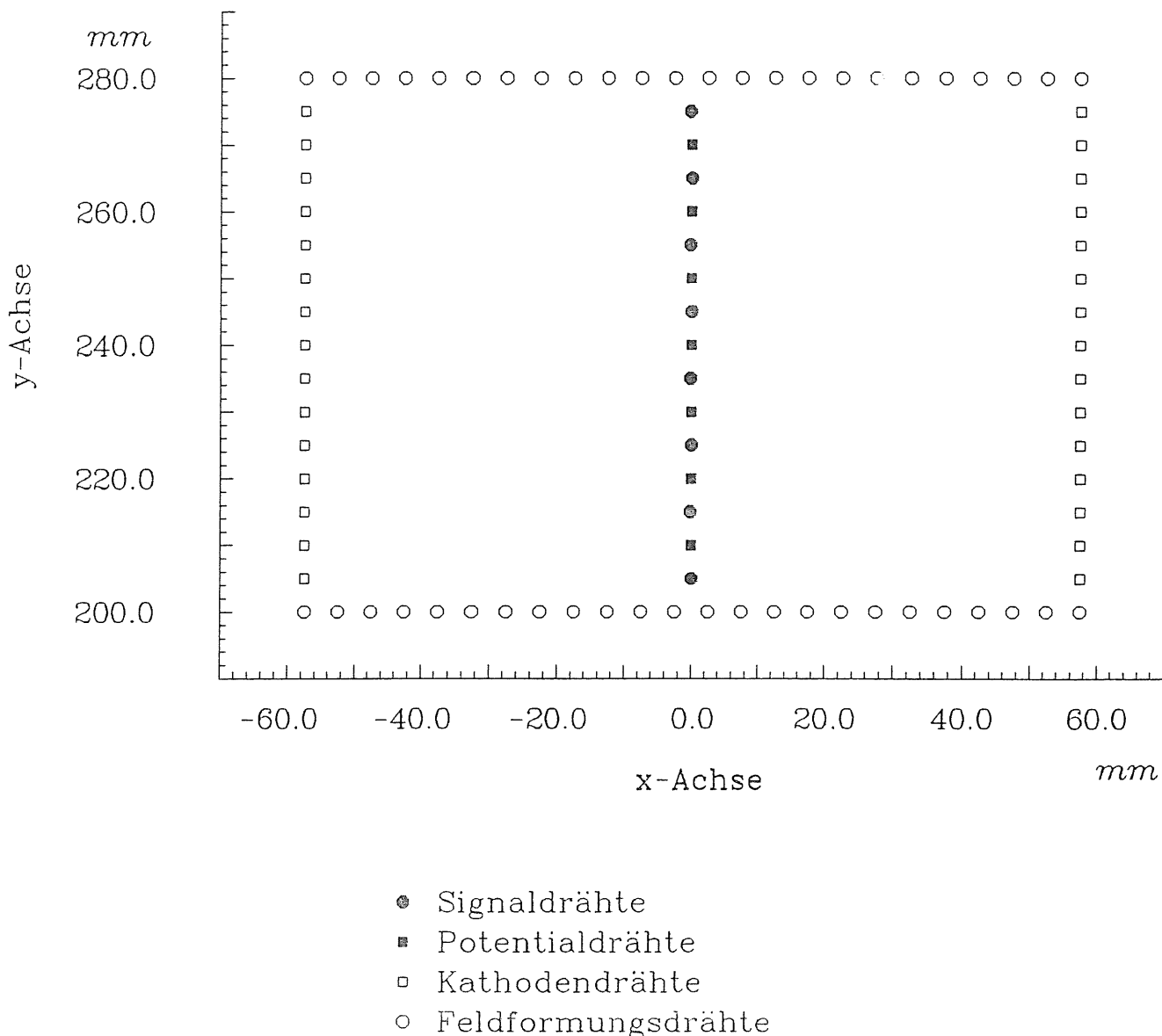


Abbildung 8:

Querschnitt durch die Testkammer II.  $x$ - und  $y$ -Achse beziehen sich auf die Ebene senkrecht zur Strahlrichtung.

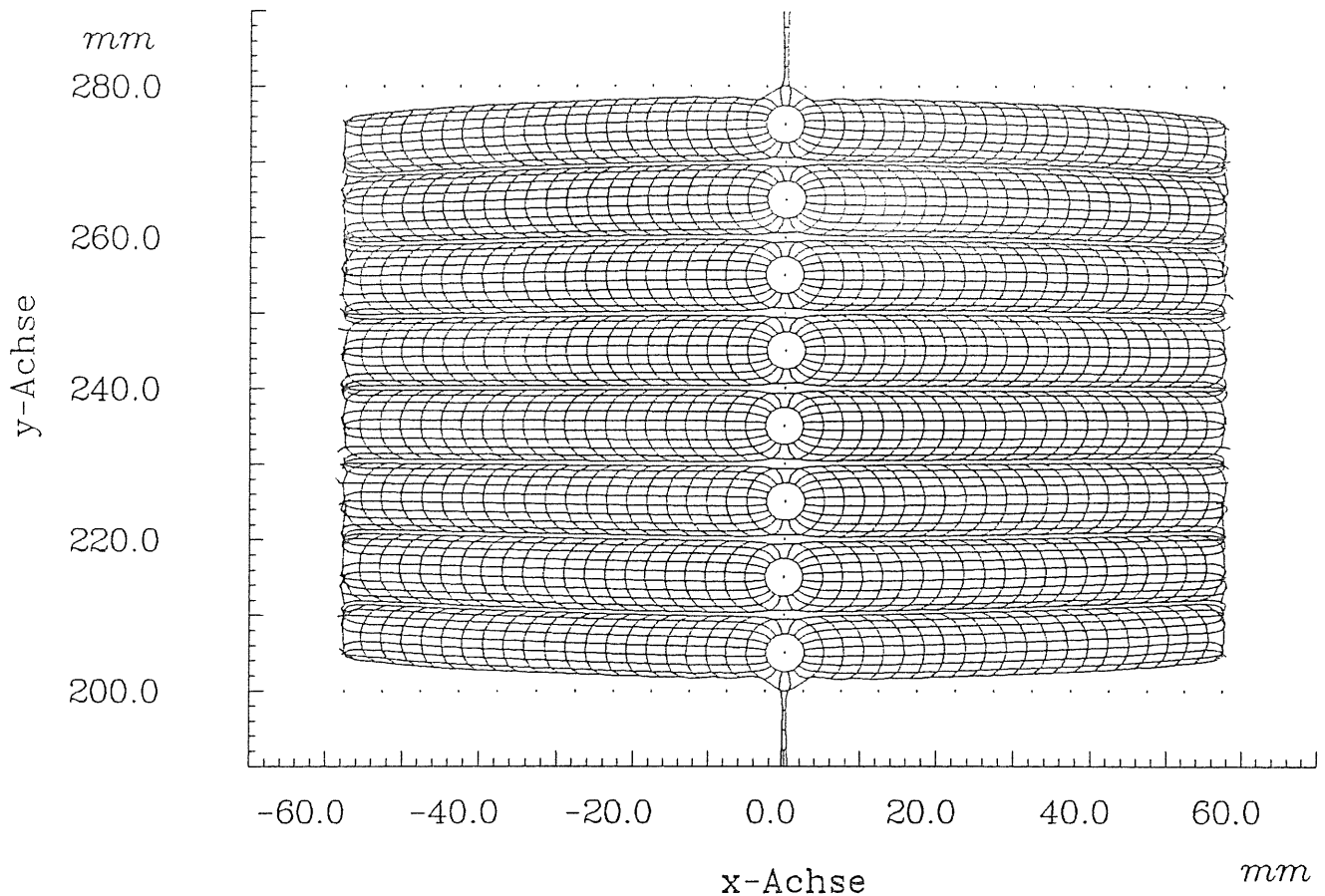


Abbildung 9: Querschnitt durch die Testkammer II mit eingezeichneten Feldlinien

### 3.1 Aufbau der Testkammer

Bei der Testkammer II handelt es sich um eine Jetkammer, dem Driftkammertyp, der auch für den H1-Zentraldetektor (CJC) vorgesehen ist. Die Kammer besteht aus einem 1 m langen Aluminiumzylinder mit einem Durchmesser von 30 cm. Parallel zur Zylinderachse, welche die  $z$ -Koordinate der Kammer bestimmt, sind die Feld-, Kathoden-, Potential- und Signaldrähte gespannt. Abbildung 8 zeigt einen Schnitt senkrecht zur  $z$ -Achse durch die Kammer, in Abbildung 9 sind zusätzlich noch Feldlinien und Isochronen<sup>8</sup> eingezeichnet.

Wie in Abbildung 8 angedeutet, liegen die Signaldrähte nicht in einer Ebene, sondern sind um  $\pm 200 \mu\text{m}$  aus der Potentialdrahtebene verschoben. Der Grund für diesen Versatz („staggering“) ist die Auflösung der sogenannten links-rechts-Ambiguität. Mit Hilfe des staggerings ist es möglich zu entscheiden, ob ein Teilchen links oder rechts der Potentialdrahtebene durchgegangen ist. Ohne den Versatz der Signaldrähte würde man bei Teilchen, die im gleichen Abstand auf beiden Seiten der Potentialdrahtebene durchgehen, die gleichen Driftzeiten messen.

<sup>8</sup>Linien gleicher Driftzeit

Die Parameter der Testkammer II waren:

- 8 Signaldrähte aus  $20\mu m$  vergoldetem Wolfram mit einem Widerstand von  $300\Omega/m$
- Versatz (staggering) der Signaldrähte von  $\pm 200\mu m$
- Abstand der Signaldrähte  $10mm$
- 7 Potentialdrähte und
- 48 Feldformungsdrähte und
- 30 Kathodendrähte, alle aus  $127\mu m$  CuBe
- Länge aller Drähte  $1m$
- maximale Driftstrecke  $57.5mm$

Die Anordnung der feldbestimmenden Drähte gewährleistet ein ausreichend homogenes Driftfeld, wie auf Abbildung 9 zu sehen ist.

Die gesamte Kammer befindet sich auf einem fahrbaren Schlitten, die Position der Kammer kann in  $0.1mm$  Schritten in  $z$ - und  $x$ -Richtung (Driftrichtung) verschoben werden.

An jedem Ende der Signaldrähte ist über einen Koppelkondensator ein Vorverstärker angeschlossen. Mit Koaxialkabeln sind die Ausgänge der Vorverstärker mit den Eingängen von schnellen Analog-Digital-Wandlern (FADC's) verbunden, welche sich am Meßplatz befinden.

Weitere Einzelheiten über den Aufbau und den Betrieb der Testkammer II sind in [4] nachzulesen.

### 3.2 Datenauslese und Weiterverarbeitung

Wie eben gesagt wurde, werden die Kammersignale mit FADC's digitalisiert. Dabei handelt es sich um das System DL3000. Es besteht aus einem nichtlinearen 8-bit A/D-Wandler, welcher mit  $100MHz$  Taktfrequenz arbeitet. Die Kammerdaten werden nach der Umsetzung in einen Speicher (RAM) geschrieben, der eine Tiefe von  $256bytes$  besitzt. d.h. auf der FADC-Karte werden maximal  $256bins$  gespeichert, was einer Zeitdauer von  $2.56\mu sec$  entspricht.

Der Grund für die Verwendung von nichtlinearen FADC's ist der dadurch erweiterte Dynamikumfang. Bei konventionellen linearen A/D-Wandlern ist der absolute Fehler, der bei der Diskretisierung des Analogwertes gemacht wird, über den gesamten Bereich gleich. Das bedeutet aber, daß der prozentuale Fehler mit zunehmender Amplitude abnimmt. Durch eine geeignete Beschaltung des Eingangs



des FADC's kann man erreichen, daß dieser prozentuale Fehler über fast den gesamten Bereich konstant ist. Dadurch wird bei kleinen Eingangsspannungen eine größere Auflösung als beim linearen A/D-Wandler erreicht.

Berechnet man die kleinste, von null verschiedene Spannung die man auf diese Weise messen kann, erkennt man, daß diese ungefähr so groß wie die mit einem linearen 10-bit AD-Wandler gemessene ist. Aus diesem Grund spricht man in diesem Fall von einem FADC mit pseudo 10-bit Auflösung.

Die AD-Wandlung wird gestartet, wenn eine Triggerelektronik den Durchgang eines Teilchens durch die Kammer meldet. Nachdem der Speicher gefüllt wurde, werden die Daten von einem am Meßplatz stehenden Computer ausgelesen, zwischengespeichert und periodisch an die zentrale DESY-Rechenanlage weitergegeben, wo sie auf Magnetband abgespeichert werden. Zur besseren Identifizierung werden die Events (Ereignisse; bei jedem Triggerimpuls wird ein Event ausgelesen) zu sogenannten Runs zusammengefaßt, wobei ein Run aus 400 Events besteht. Innerhalb eines Runs sind die äußeren Bedingungen wie Driftfeld und Auswertungs elektronik unverändert. Die beschriebenen Magnetbänder enthalten dann die Rohdaten.

Wird beabsichtigt, einen Run öfter zu verarbeiten, so ist es nicht zweckmäßig die Rohdaten zu benutzen. Die mittlere Pulslänge beträgt 20-30bins, außerdem enthalten nicht alle Events bzw. alle Drähte einen Puls. Die wesentliche Information eines Events ist deshalb in ca. 10% der Rohdaten enthalten. Es ist zudem möglich, daß an einem Draht gleich mehrere Pulse hintereinander vorhanden sind („zweifach Hits“ oder „mehrfach Hits“). Aus diesem Grund werden die Daten „reduziert“, wobei kein wesentlicher Informationsverlust auftritt. Neben der Speicherplatzersparnis ergibt sich aber noch der Vorteil einer geringeren Rechenzeit, da das verarbeitende Programm einerseits die Rohdaten nicht mehr nach Pulsen durchsuchen muß und es andererseits einfach weniger Daten zu lesen braucht, um die gleiche Anzahl Events zu verarbeiten.

Eine tiefere Beschreibung der Datenauslese, besonders auch des verwendeten Reduktionsalgorithmus, ist wiederum in [4] zu finden.

### 3.3 1987er Messungen am Teststrahl

Die von mir verwendeten Daten wurden im Juli 1987 am Teststrahl 2 des DESY genommen. Dabei handelte es sich um einen Positronenstrahl von ca. 4.5 GeV. Das verwendete Kammergas war eine Mischung aus 50% Argon und 50% Äthan mit einer Beimischung von 0.5% Äthanol und 100 vpm Wasser bei einem Druck von 1050 hPa, d.h. bei atmosphärischem Normaldruck.

Ausgelesen wurden die Daten mit zwei Vorverstärkern vom Typ „H1“ mit einem Eingangswiderstand von 200Ω und dem oben erwähnten DL3000 FADC-System. Die Feldstärke  $E_{\text{drift}}$  an den Signaldrähten betrug 588.5 V/mm, das Driftfeld  $E_{\text{drift}}$  lag bei 85 V/mm. Die mit dieser Konfiguration genommenen Daten bezeichne ich

in den folgenden Kapiteln als „Referenzdatensatz 1“. Der „Referenzdatensatz 2“ wurde mit folgenden Daten genommen: ein Vorverstärker „H1“, FADC DL3000,  $E_{\text{wire}}=662.5 \text{ V/mm}$  und  $E_{\text{drift}}=85 \text{ V/mm}$ . Tabelle 1 zeigt die Runparameter noch einmal in übersichtlicher Form.

Referenzdatensatz	Vorverstärker	FADC-System	$E_{\text{wire}}$ [V/mm]	$E_{\text{drift}}$ [V/mm]
1	2×H1	DL3000	588.5	85
2	1×H1	DL3000	662.5	85

Tabelle 1: Runparameter der Referenzdatensätze

Bei dem Referenzdatensatz 2 handelt es sich um die gleichen Daten, die in [4] als Referenzdatensatz benutzt wurden. Alle hier nicht zu findenden Analyseergebnisse sind deshalb dort nachzulesen.

## 4 Ortsbestimmung

Wie bereits in der Einleitung gesagt wurde, benutzt man für die Bestimmung der  $x$  bzw.  $r, \phi$ -Koordinate eines Pulses die gemessene Driftzeit und für die  $z$ -Koordinate wendet man das Verfahren der Ladungsteilung an. In diesem Kapitel beschreibe ich die dafür verwendeten Methoden.

### 4.1 Die Dreidrahtmethode

Aus unterschiedlichen Methoden zur Ortsbestimmung ergeben sich unterschiedliche Werte für die Ortsauflösung einer Driftkammer. Die wichtigste Methode, die Auflösungen der verschiedenen Verfahren zu berechnen ist die Dreidrahtmethode. Im einfachsten Fall benötigt man zu ihrer Anwendung gerade oder nur sehr schwach gekrümmte Spuren. Natürlich ist es theoretisch auch möglich, die Ortsauflösung mit gekrümmten Spuren zu bestimmen. Diese entstehen, wenn sich die Kammer in einem Magnetfeld befindet.

Bei der Dreidrahtmethode bestimmt man die Koordinaten einer Spur an drei nebeneinanderliegenden Signaldrähten, diese Koordinaten seien  $q_i$ ;  $i = 1, 2, 3$ . Da nach Voraussetzung die Spur gerade ist, kann man aus den beiden äußeren Koordinaten die Mittlere interpolieren. Die Differenz zwischen interpolierter und gemessener mittlerer Koordinate sei  $\delta_q$ :

$$\delta_q = \frac{q_1 + q_3}{2} - q_2$$

Bezeichnen  $\sigma_q$ , die Varianzen der drei Koordinaten, dann gilt für die Varianz von  $\delta_q$ :

$$\sigma_{\delta_q}^2 = \left(\frac{\sigma_{q_1}}{2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{q_3}}{2}\right)^2 + \sigma_{q_2}^2$$

Mit der Voraussetzung, daß die Auflösung an allen Drähten gleich  $\sigma_q$  ist, ergibt sich diese zu

$$\sigma_q = \sqrt{\frac{2}{3}} \sigma_{\delta_q}$$

Dabei erhält man  $\sigma_{\delta_q}$  einfach als Varianz der Verteilung der  $\delta_q$ .

Der Vorteil dieser Methode ist, daß man mit ihr die Auflösung für den einzelnen Draht bestimmen kann. Bei großen Abweichungen an einem Draht kann man die an diesem Draht gemessenen Daten eventuell aus der weiteren Auswertung herausnehmen.

Der Nachteil ist, daß man möglichst an allen Drähten Signale haben muß, da sonst die Menge der gefundenen „triple hits“, d.h. Pulse an drei aufeinanderfolgenden Drähten, zu klein wird. Findet man z.B. an allen Drähten außer Draht 4 Pulse, so kann man in diesem Fall nur noch drei Werte von  $\delta_q$  bestimmen, nämlich für die Tripel (1, 2, 3), (5, 6, 7) und (6, 7, 8). Trotzdem besitzt man mit der Dreidrahtmethode ein effektives Verfahren zur Bestimmung der Ortsauflösung.

## 4.2 Messung der $x$ -Koordinate

Wie schon gesagt wurde, erfolgt die Bestimmung der  $x$ -Koordinate über die Berechnung der Driftzeit. Die Driftstrecke, d.h. die  $x$ -Koordinate erhält man danach einfach durch Multiplikation mit der Driftgeschwindigkeit. Diese wiederum kann man aus der Messung der Driftzeit bei bekannter Driftstrecke berechnen. Dies ist möglich, da die Testkammer, wie schon in Kapitel 3.1 gesagt wurde, in allen Richtungen verschiebbar ist. Für die beiden Referenzdatensätze wurde die Driftgeschwindigkeit auf diese Art bestimmt.

### 4.2.1 Bestimmung der Driftzeit

Zur Bestimmung der Driftzeit eines Pulses gibt es viele Methoden. Ich werde mich auf die Beschreibung der „Leading-Edge“- oder „First-Electron-Methode“ beschränken, da sie in verschiedenen Variationen in den Programmen benutzt werden.

Der wichtigste Unterschied zu anderen Verfahren ist, daß die Leading-Edge-Methode erstens nur die steigende Flanke eines Pulses benutzt (wie der Name schon sagt) und außerdem die Driftzeit direkt aus den linearisierten FADC-Werten berechnet wird, also ohne Differentiation, Integration oder ähnliches. Dadurch ist dieses Verfahren sehr schnell.

Bei der Leading-Edge-Methode bestimmt man in der steigenden Flanke eines Pulses zwei bestimmte Punkte. Es sind dies das erste Bin, dessen Amplitude gerade größer als 10% der Pulshöhe ist und das erste Bin, dessen Wert größer als 50% der Höhe ist. Durch diese beiden Punkte legt man eine Gerade (siehe Abbildung 10) und auf dieser bestimmt man den Zeitpunkt mit 50% der Pulshöhe. Außerdem berechnet man die Steigung dieser Geraden.

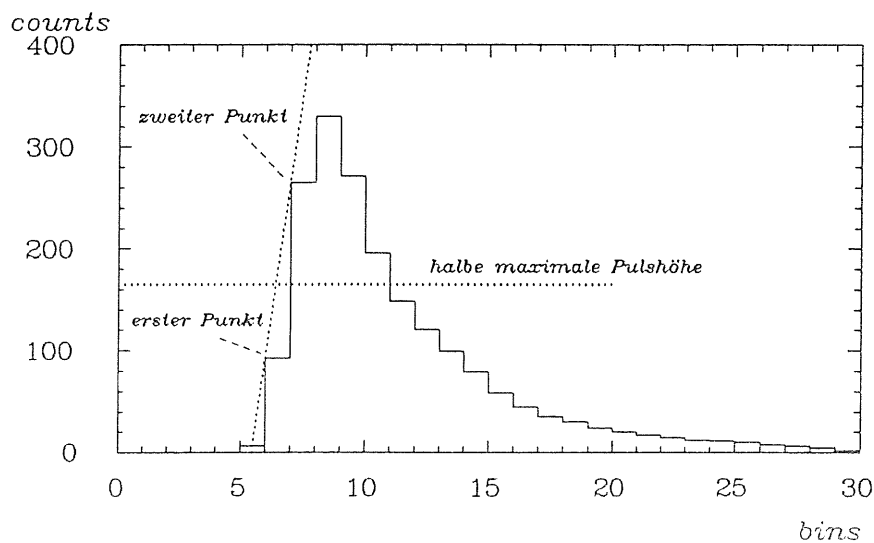


Abbildung 10: Wahl der Punkte für die Leading-Edge-Methode

Diese Berechnungen werden für die Pulse von den zwei Enden eines Signal-

drahtes durchgeführt. Danach werden die beiden 50% Punkte und die beiden Steigungen gemittelt. Mit dieser mittleren Steigung interpoliert man dann vom 50% Punkt aus den Zeitpunkt, bei welchem die Amplitude 10% der Pulshöhe beträgt. Das Ergebnis ist die Driftzeit des Pulses (bis auf eine Konstante, welche von der Drahtposition in der Kammer und der Auswerteelektronik abhängt). Daraus erklärt sich auch der Name „First-Electron“-Methode — man versucht den Zeitpunkt zu bestimmen, an dem das erste Elektron der Driftwolke den Signaldraht erreicht.

Da ich in den von mir entwickelten Programmen niemals die Daten von linken und rechten Drahtenden kombiniert habe, wurden die letzten beiden Schritte nicht durchgeführt, d.h. zur Driftzeitbestimmung ist immer der interpolierte 50% Punkt der Pulshöhe genommen worden.

#### 4.2.2 $x$ -Auflösung

Man erhält mit der Leading-Edge-Methode gute Ergebnisse für die Ortsauflösung. Bei den beiden Referenzdatensätzen beträgt sie (aus [4])

Datensatz 1 :  $136\mu m$

Datensatz 2 :  $114\mu m$

Wie man aus der oben angegebenen Quelle entnehmen kann, zeigt die Leading-Edge-Methode von allen dort getesteten das beste Ergebnis. Wegen des geringen Rechenzeitbedarfs fiel meine Wahl eindeutig für die diese Methode aus.

### 4.3 Messung der $z$ -Koordinate

Die Bestimmung der  $z$ -Koordinate erfolgt auf eine völlig andere Weise, als die der  $x$ -Koordinate. Man benutzt dafür das Prinzip der Ladungsteilung.

#### 4.3.1 Prinzip der Ladungsteilung

Da sowohl die Signaldrähte, als auch die Vorverstärkereingänge endliche Widerstände haben, kann man dieses System wie eine Spannungsteilerkette behandeln. Die Höhe der Spannungen  $U_l$  und  $U_r$ , die man am linken bzw. rechten Drahtende mißt, hängt außer von der Gesamtladung der Elektronenwolke von der Position ab, bei welcher sie auf den Draht trifft.

Legt man den Nullpunkt von  $z$  in Drahtmitte, dann ergibt sich für die  $z$ -Position:

$$z = \frac{L}{2} \cdot \frac{4R_V + R_D}{R_D} \cdot \frac{U_r - U_l}{U_r + U_l}$$

wobei  $L$  die Länge des Signaldrahtes,  $R_V$  der Innenwiderstand des Vorverstärkers und  $R_D$  der Gesamtwiderstand des Drahtes ist. Der Term  $\frac{U_r - U_l}{U_r + U_l}$  wird als Asymmetrie bezeichnet und ist proportional zur  $z$ -Koordinate. Da die Elektronik an

den beiden Drahtenden in Wirklichkeit nicht exakt symmetrisch ist, muß man die oben angegebene Formel ändern, man erhält dann:

$$z = \frac{L}{2} \cdot b \cdot \frac{gU_r - U_l}{gU_r + U_l}$$

Dabei enthält der Parameter  $g$  die unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren der Vorverstärker und  $b$  ist der Skalierungsfaktor. Dieser ist nötig, da der Widerstand der Signaldrähte von Draht zu Draht schwankt.

Schließlich rechnet man statt mit der Asymmetrie der Spannungen mit der der Ladungen, wobei die Ladung proportional zum Integral über die Spannung ist. Es ergibt sich

$$z = \frac{L}{2} \cdot b \cdot \frac{gQ_r - Q_l}{gQ_r + Q_l}$$

Für die Benutzung des Integrals über die Spannung gibt es zwei Gründe. Zum einen wird hierdurch der Fehler durch das Signal- und Quantisierungsrauschen<sup>9</sup> sehr viel kleiner und zum anderen ist es möglich, daß die A/D-Wandlung an den beiden Drahtenden nicht zur gleichen Zeit erfolgt, was z.B. die Folge unterschiedlicher Drahtlängen zwischen Vorverstärker und FADC sein kann.

Zur Messung der  $z$ -Koordinate benötigt man nun noch ein Verfahren, um das Ladungsintegral zu berechnen und eine Methode zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren  $b$  und  $g$ . Sie werden in den folgenden Kapiteln beschrieben.

Eine detaillierte Beschreibung der Ladungsteilungsmethode findet man in [6]. Dort ist auch beschrieben, wie der Skalierungsfaktor  $b$  zu berechnen ist und wie die theoretische  $z$ -Auflösung von der Wahl der Elektronikbauteile abhängt.

### 4.3.2 Bestimmung der Ladung

Die einfachste Methode zur Bestimmung des Ladungsintegrals ist es, die Summe über alle FADC-Werte des Pulses zu bilden. Wie in [6] gezeigt wurde, hängen die Skalierungsfaktoren davon ab, wie lang das Integrationsintervall ist. Aus diesem Grund läßt man dieses Intervall bei allen Pulsen gleich. Die beste Auflösung ergab sich dort bei einer Summation über die ersten  $12bins$  eines Pulses.

Wie sich zeigen wird, ist dies nicht der beste Weg die Ladung zu berechnen, wenn die Pulse aus einem Trennungsalgorithmus für Doppelpulse stammen. Der Grund dafür ist leicht zu finden. Wie in Kapitel 5 gezeigt wird, ist die fallende Flanke der Teil eines Pulses, welcher am schlechtesten bestimmt ist. Da die Steigung der fallenden Flanke eines Pulses kleiner ist als die der ansteigenden, enthält die fallende Flanke den größten Teil der Ladung. Der Trennungsalgorithmus rekonstruiert diesen Pulsteil nur ungenau, deshalb wird das Integral über den gesamten Puls ebenfalls nur schlecht angenähert. Aus diesem Grund wird für die Ladungsbestimmung ein anderes Verfahren verwendet.

<sup>9</sup>Als Quantisierungsrauschen bezeichnet man den Fehler, der bei der Digitalisierung des Analogsignals gemacht wird.

Dabei summiere ich immer nur über das Pulsmaximum und die beiden Bins links und rechts davon. Aus den im vorigen Kapitel genannten Gründen ist die daraus errechnete  $z$ -Koordinate schlechter bestimmt, als die, welche man aus der über den gesamten Puls integrierten Ladung erhält. Wie im übernächsten Kapitel nachzulesen ist, verschlechtert sich die Auflösung um ca. 60%.

### 4.3.3 Bestimmung der Skalierungsfaktoren

Um die Skalierungsfaktoren zu bestimmen, benutzt man Pulse, die bei verschiedenen, bekannten Strahlpositionen genommen wurden.

Ausgehend von Startwerten für  $g$  und  $b$  berechnet man dabei mit denselben Daten immer wieder neue Werte für  $g$  und  $b$ , solange bis keine Änderung in den Werten mehr eintritt.

Man bestimmt zunächst für eine feste Strahlposition das Mittel der  $z$ -Koordinaten  $z_\mu$ . Aus der effektiven Drahtlänge  $L_{\text{eff}} = \frac{L}{2} \cdot b$  und der bekannten Strahlposition  $z_0$  ergibt sich der neue Faktor  $g'$  zu

$$g' = \frac{L_{\text{eff}} - z_\mu}{L_{\text{eff}} + z_\mu} \cdot \frac{L_{\text{eff}} + z_0}{L_{\text{eff}} - z_0}$$

Benutzt man zur Bestimmung von  $g'$  Daten, die bei der Position  $z_0 = 0$  genommen wurden, vereinfacht sich die Formel zu:

$$g' = \frac{L_{\text{eff}} - z_\mu}{L_{\text{eff}} + z_\mu}$$

Der neue Skalierungsfaktor  $b'$  ergibt sich aus dem alten durch

$$b' = b \cdot \frac{z_0}{z_\mu}$$

wobei  $z_0$  natürlich ungleich 0 sein muß.

Dieser Prozess wird solange wiederholt, bis sich nur noch geringe Änderungen ergeben. Bei den von mir verwendeten Referenzdatensätzen war dies nach der dritten Iteration der Fall, es trat *keine* Änderung der Werte von  $g$  und  $b$  mehr ein.

Dieses Verfahren muß natürlich für eine andere Methode der Ladungsbestimmung oder für andere Runparameter, d.h. eine andere Feldstärke oder eine neue Elektronikkonfiguration wiederholt werden, außerdem ist es für jeden Draht getrennt durchzuführen, man erhält für die Testkammer II also je acht Werte für  $g$  und  $b$ .

### 4.3.4 $z$ -Auflösung

Die von mir errechnete  $z$ -Auflösung ergab im wesentlichen die in [6] angegebenen Werte. Sie beträgt:

Referenzdatensatz 1 : 29.4mm

Referenzdatensatz 2 : 20.9mm

Sie entsprechen ebenfalls den Werten, die mit dem Programm von [7] berechnet wurden.

Wird die Ladung nur über die drei, das Pulsmaximum umgebenden Werte gebildet, so ergibt sich eine schlechtere Auflösung. Sie liegt für den Referenzdatensatz 2 bei  $33.4\text{mm}$ . Damit ist sie um 60% schlechter als die mit der Integration über den gesamten Puls bestimmte Auflösung. Wie in Kapitel 6.3.4 nachzulesen ist, ist jedoch die  $z$ -Auflösung von Doppelpulsen mit dieser Methode besser.



## 5 Pulsformanalyse

### 5.1 Motivation der Pulsformanalyse

Für Untersuchungen der Pulsform gibt es mehrere wichtige Gründe:

- Durch die Analyse, welche Teile des Pulses besonders gut bzw. schlecht bestimmt sind, lassen sich Rückschlüsse darauf machen, welcher Teil eines Pulses für bestimmte Untersuchungen die relevanten Daten liefert. Z.B. ergibt der Vergleich vieler Pulse, daß die steigende Flanke gut bestimmt ist, während in der fallenden Flanke unter Umständen große Schwankungen auftreten können. Dies hat zur Folge, daß die Zeitinformation im Wesentlichen in der ansteigenden Flanke enthalten ist, worauf das gute Verhalten des „Leading-Edge“ Driftzeitbestimmungsalgorithmus zurückzuführen ist.
- Es ist von Interesse, wie z.B. verschiedene Kammergase und Drücke oder unterschiedliche Gasverstärkungen die Form der Pulse beeinflussen, da sich daraus wiederum Rückschlüsse auf die zu verwendenden Methoden zur Bestimmung der Pulsparameter gewinnen lassen, bzw. wie gut bestimmte Methoden für diese Randbedingungen geeignet sind.
- Es ist möglich, bisher nicht quantitativ beschriebene Effekte zu erkennen, bzw. zu beschreiben. Es zeigte sich z.B. bei den Untersuchungen eine starke Abhängigkeit der Form der fallenden Flanke des Pulses von seiner Höhe.

Für die Pulsformanalyse gibt es im Prinzip zwei Möglichkeiten:

1. Man ermittelt für jeden Puls gewisse Parameter, welche die Pulsform beschreiben. Aus dem Mittel dieser Parameter über viele Pulse läßt sich dann eine mittlere Pulsform konstruieren.
2. Man selektiert Pulse nach bestimmten Kriterien (siehe Kap. 5.3.2) und mittelt diese gefilterten Pulse. Daraus erhält man dann Normpulse, an denen sich die Auswirkungen der Kriterien zeigen lassen.

Eine einfache Möglichkeit, die Methode (1) anzuwenden, ist die diskrete Fourier-Transformation der Pulse mit Weiterverarbeitung der sich ergebenden Spektren. Die Ergebnisse, die man damit erhält, stelle ich im folgenden Kapitel dar.

Normpulse finden eine wichtige Anwendung bei der Rekonstruktion der beiden Teilpulse eines Doppelpulses. In Kapitel 6.3 erfährt man, wie sie für die Trennung von Doppelpulsen eingesetzt werden können.

### 5.2 Die Spektren von Driftkammerpulsen

Wie im vorigen Kapitel gesagt wurde, lassen sich mit Hilfe der diskreten Fourier-Transformation (DFT) einfach quantitative Aussagen über die Form von Pulsen machen.

Für die folgenden Untersuchungen habe ich allerdings nicht die diskrete Fourier-Transformation benutzt, sondern die diskrete Hartley-Transformation (DHT) (s. u.). Sie bewirkt genau wie die DFT eine Transformation des Pulses vom Zeitraum in den Frequenzraum, im Gegensatz zur DFT verläuft die DHT aber komplett im reellen. Dies bewirkt eine Geschwindigkeitssteigerung um mehr als das Doppelte. Zum Vergleich gebe ich die CPU-Zeiten für die Transformation eines Pulses mit 64 Punkten auf einer IBM 3084 an:

DFT	1160 $\mu$ sec/Puls
DHT	470 $\mu$ sec/Puls

Eine kurze Einführung in die Theorie der diskreten Fourier-Transformation findet man in Anhang A, in Anhang B erläutere ich die diskrete Hartley-Transformation.

Wie im Anhang B erklärt wird, benötigt die schnelle Hartleytransformation (FHT: Fast Hartley Transform) als Eingangssignal einen Puls, dessen Länge eine Zweierpotenz ist. Um dies zu erreichen, benutze ich nur Pulse, die eine Länge von weniger als 64bins haben. Da die mittlere Pulslänge kleiner als etwa 20bins ist, stellt dies keine wesentliche Einschränkung dar. Diese Pulse werden rechts mit Nullamplituden aufgefüllt, bis ihre Länge genau 64bins ist.

Die Pulse werden transformiert, anschließend werden Energie- und Phasenspektrum berechnet, man arbeitet also nicht mit den komplexen Fourierspektren. Dafür gibt es folgende Gründe:

- Die Fouriertransformierte eines Signals ist im allgemeinen eine komplexwertige Funktion. Abgesehen von der Schwierigkeit, diese zeichnerisch darzustellen, lassen sich aus dieser Darstellung nur schwer Charakteristika der Pulsform erkennen.
- Die Zeitinformation (die Phasenlage der einzelnen Fourier-Komponenten) des Ausgangspulses ist ausschließlich im Phasenspektrum enthalten. Das Energiespektrum ist deshalb nicht von der Driftzeit bzw. von der Lage des Pulses innerhalb des Transformationsintervalles abhängig.

Die Abbildungen 11 und 12 zeigen das Ergebnis der FHT für einen Einzelpuls (Abbildung 11) bzw. Doppelpuls (Abbildung 12). Dargestellt ist jeweils der Puls, das Energie- und das Phasenspektrum.

Bei der Darstellung der Phasenspektren wurde die Winkelambiguität aufgelöst. Deshalb geht (hier beim Einzelpuls) der Winkelbereich über 360° hinaus. Das Energiespektrum ist in einem logarithmischen Maßstab dargestellt, um auch bei hohen Frequenzen noch etwas erkennen zu können.

Im Vergleich der Spektren von Einzel- und Doppelpuls fällt auf, daß die Einzelpulsspektren fast linear („glatt“) sind, während die Spektren des Doppelpulses Buckel bzw. Knicke enthalten, welche bei beiden ungefähr an der gleichen Stelle

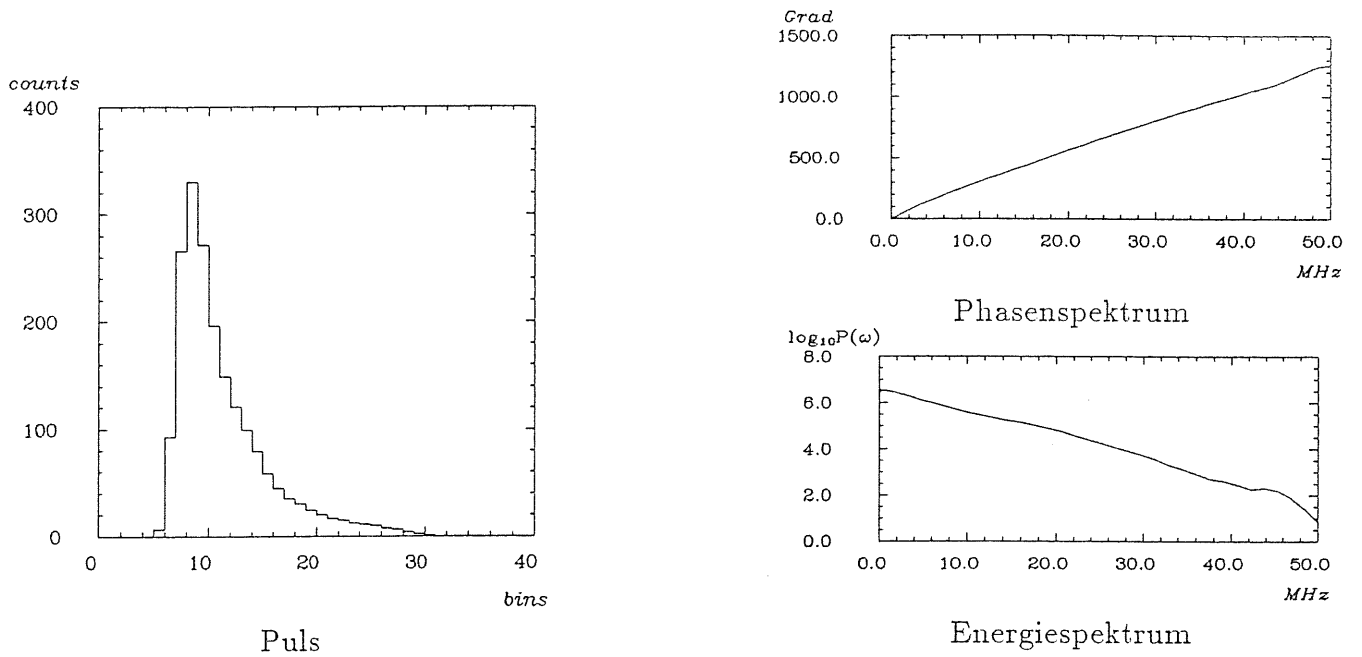


Abbildung 11: Spektrum eines Einzelpulses

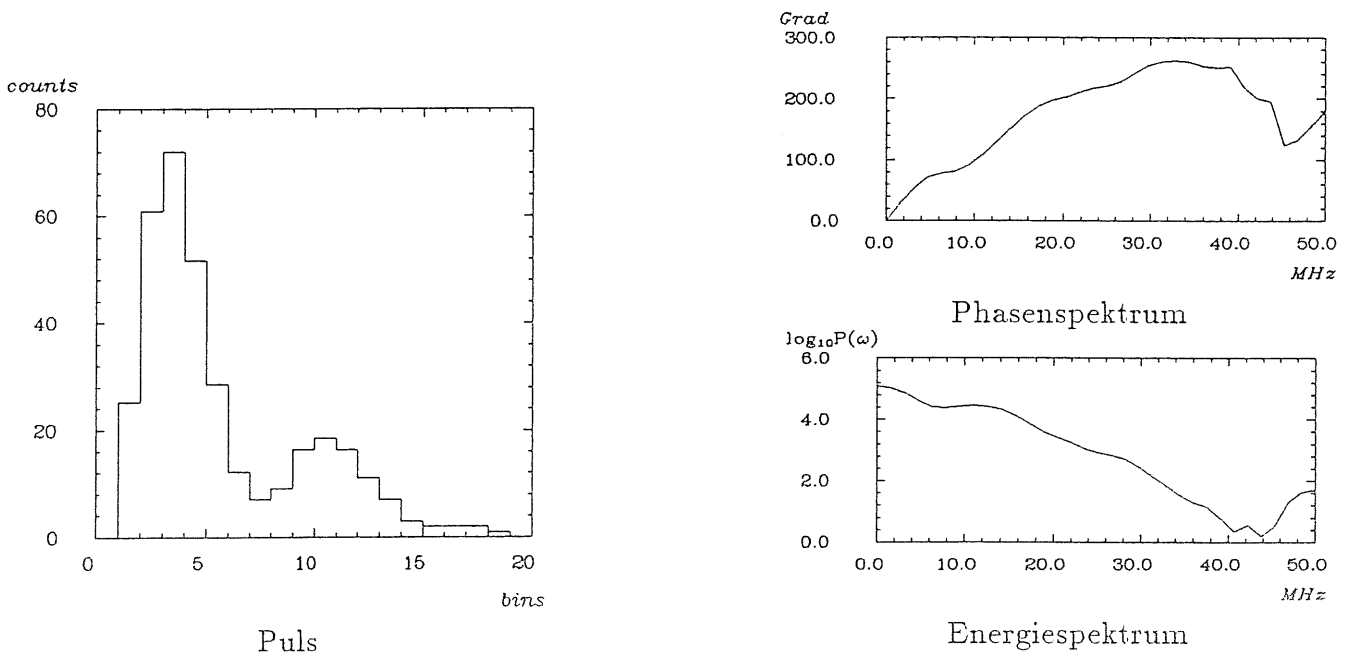


Abbildung 12: Spektrum eines Doppelpulses

sitzen, nämlich bei ca.  $7\text{MHz}$  und bei  $24\text{MHz}$ . Diese Form ist typisch für Doppelpulse; warum dies so ist und wie man damit eine Methode zur Bestimmung der Driftzeitdifferenz von Doppelpulsen entwickeln kann, beschreibe ich in Kap. 6.4.

Für die überwiegende Mehrzahl der Pulse sehen die Spektren nicht so glatt aus, wie die des Einzelpulses in Abbildung 11. Im Allgemeinen treten bereits ab Frequenzen von ca.  $10\text{MHz}$  größere Fluktuationen in der Form der Spektren auf, der Verlauf der Spektren wie sie Abbildung 12 zeigt, entspricht für Frequenzen größer als  $30\text{MHz}$  dem „typischen“ Aussehen, welches Driftkammerpulse zeigen.

Überlagert man die Spektren von sehr vielen Pulsen, so ergeben sich Verteilungen, wie sie die Abbildungen 13 und 16 zeigen. Die einzelnen Pulse wurden vor der Transformation auf gleiche Höhe skaliert und so verschoben, daß alle die gleiche Driftzeit hatten. Um die Signale zu verschieben, wurde mit Hilfe der Whittakerschen Rekonstruktion (Anhang C) ein Puls konstruiert, der die zehnfache Abtastrate besitzt (Abtastfrequenz  $1\text{GHz}$ ). Von diesem Puls wurde die Driftzeit mit der Leading-Edge-Methode bestimmt, anschließend habe ich daraus wieder einen Puls mit einem Binning von  $10\text{nsec}$  und der vorgegebenen Driftzeit erzeugt. Eine kurze Einführung in die Theorie des Whittakerschen Rekonstruktionsverfahrens und warum es sich gut für die Pulsanalyse eignet befindet sich in Anhang C, eine weitere Anwendung in Kap. 5.3.

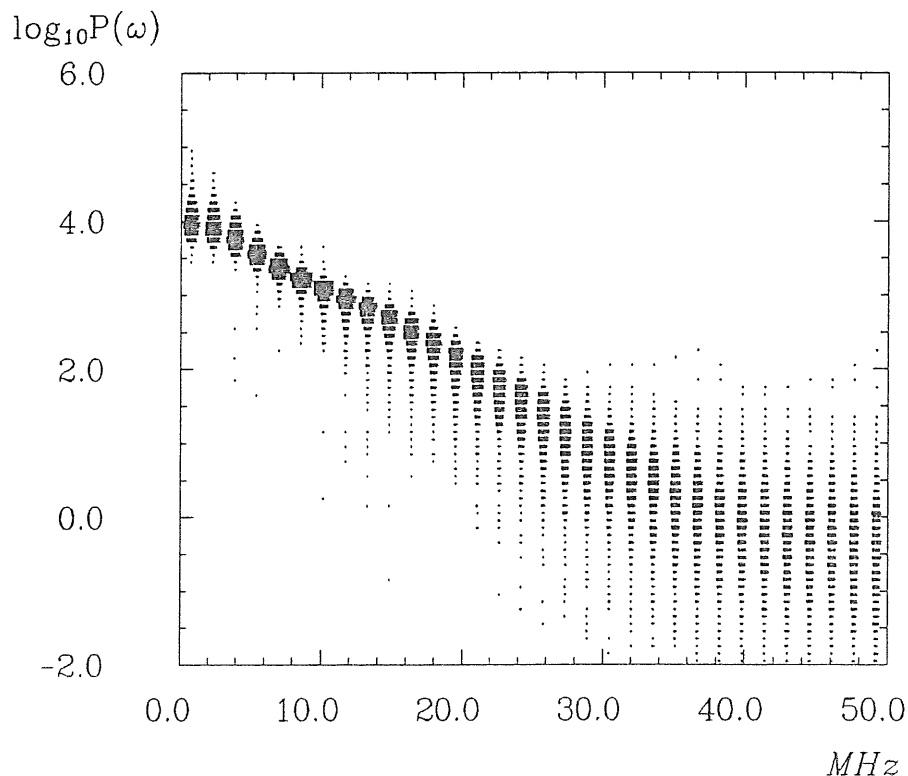


Abbildung 13: Verteilung der Energiespektren

In Abbildung 13 erkennt man, daß die Breite der Verteilung um so größer ist, je höher die Frequenz ist. Dies war zu erwarten, da die Fluktuationen in der

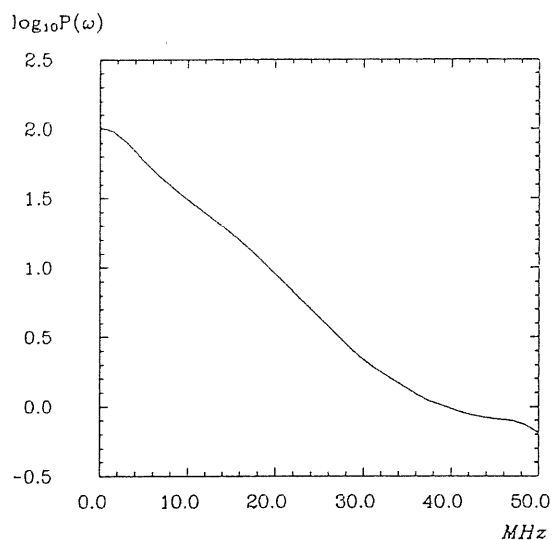


Abbildung 14:

Mittelwerte der Verteilungen der Energiespektren aus Abb. 13

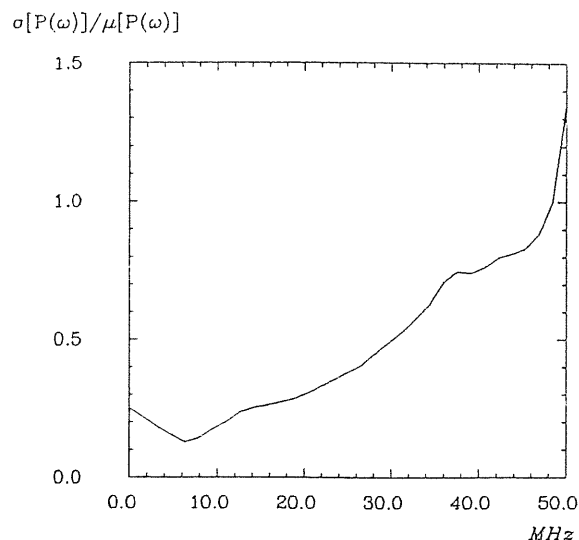


Abbildung 15:

Relative Breite des in Abb. 14 gezeigten mittleren Energiespektrums ( $\sigma_{P(\omega)}/\mu_{P(\omega)}$ )

Pulsform, sowie auch das Rauschen, kurzzeitige Phänomene sind, sich also besonders auf die höherfrequenten Anteile der Spektren auswirken. Die Abbildungen 14 und 15 verdeutlichen diese Tatsache noch einmal. Abbildung 14 zeigt das Mittel aus den Verteilungen der Energiespektren, Abbildung 15 deren *relative* Breite, die Standardabweichung der Verteilung geteilt durch deren Mittel. Da für die spätere Erzeugung von Normpulsen die Amplituden der einzelnen Frequenzkomponenten benötigt werden, und nicht deren Energien, habe ich die Mittelwerte der Amplituden, also aus den Quadratwurzeln der Energiewerte gebildet und diese anschließend wieder quadriert. Wie man sieht, ist die Breite zwischen  $6\text{MHz}$  und  $7\text{MHz}$  am kleinsten, sie beträgt dort ca. 15%. Danach steigt sie annähernd linear an, bis sie bei  $40\text{MHz}$  ungefähr 75% erreicht. Über  $40\text{MHz}$  steigt sie dann noch einmal steil an und erreicht bei der Grenzfrequenz von  $50\text{MHz}$  einen Wert von 130%.

Abbildung 16 zeigt schließlich die Verteilung der Phasenspektren. Wiederum erkennt man, daß die Streuung der Phasen um so größer ist, je höher die Frequenz ist. Außerdem sieht man, daß die Mittelwerte der Phasen nach Auflösung der Winkelambiguität annähernd auf einer Geraden liegen. Dies legt den Versuch nahe, eine Methode zur Driftzeitbestimmung zu entwickeln, welche die in den Phasen enthaltene Information nutzt.

### 5.2.1 Die Phasenmethode

Wie oben gesagt, ist die Zeitinformation des Signals vollständig im Phasenspektrum enthalten. Daraus läßt sich eine Methode zur Bestimmung der Driftzeit gewinnen.

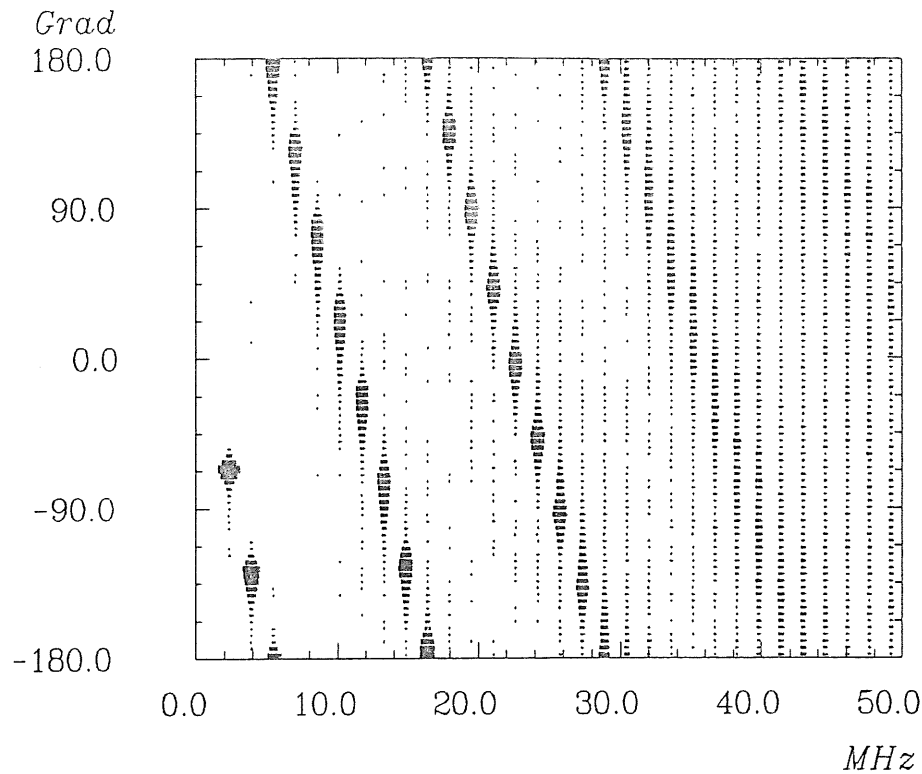


Abbildung 16: Verteilung der Phasenspektren

Annahme bei diesen Algorithmus ist, daß die Phase proportional zur Frequenz ist:

$$\varphi(\omega) = m \cdot \omega$$

Sei  $f(t)$  das zu transformierende Signal (Puls),  $t_0$  eine feste, für alle Pulse gleiche Zeit,  $t_0 + \Delta t$  die Driftzeit des Pulses<sup>10</sup> und  $F_0(j\omega)$  die Fouriertransformierte von  $f(t + t_0)$ , dann gilt<sup>11</sup>:

$$f(t + t_0 + \Delta t) \xrightarrow{FT} F_0(j\omega)e^{j\omega\Delta t}$$

Für das Phasenspektrum folgt daraus

$$f(t + t_0 + \Delta t) \xrightarrow{FT} \varphi_0(\omega) + \omega\Delta t$$

Also ist:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0(\omega) + \omega\Delta t$$

Da nach Voraussetzung die Phase  $\varphi(\omega)$  proportional zur Frequenz ist, muß es ein  $t_0$  geben, so daß

$$\varphi_0(\omega) = 0$$

<sup>10</sup>Ich führe die Variable  $t_0$  an dieser Stelle ein, da die folgenden Berechnungen damit übersichtlicher werden.

<sup>11</sup> Dies ist eine Eigenschaft der FT. Eine Verschiebung des Signals im Zeitbereich um  $\Delta t$  bewirkt im Frequenzraum eine Multiplikation mit  $e^{j\omega\Delta t}$ , d.h.  $f(t + \Delta t) \xrightarrow{FT} F(j\omega)e^{j\omega\Delta t}$

Damit folgt dann

$$\begin{aligned}\varphi(\omega) &= \omega \Delta t = m\omega \\ \Rightarrow m &= \Delta t\end{aligned}$$

wobei  $m$  die Steigung des Phasenspektrums ist.

Wie oben erwähnt, war die Driftzeit  $t_D$  gegeben durch  $t_D = t_0 + \Delta t$ . Deshalb gilt schließlich:

$$t_D = m + t_0$$

Die Driftzeit ist also bis auf eine Konstante gleich der Steigung des Phasenspektrums.

Auf Basis dieses Ergebnisses habe ich ein Programm entwickelt, welches aus dem Phasenspektrum die Driftzeit bestimmt. Dieses Programm berechnet für jeden Puls die ersten sechs Phasenwinkel ( $0\text{MHz}$  bis  $7.8\text{MHz}$ ), paßt mit Hilfe der linearen Regression eine Gerade an diese Werte an und bestimmt aus deren Steigung die Driftzeit. Mit der Dreidrahtmethode (Kap. 4.1) wurde dann die Auflösung dieser Methode bestimmt, sie lag bei  $195\mu\text{m}$ . Da dieser Wert sehr schlecht ist (bei den gleichen Daten beträgt die mit der Leading-Edge-Methode bestimmte Auflösung  $128\mu\text{m}$ ) und die Phasenmethode außerdem noch sehr langsam ist (ca.  $2.5\text{msec/Puls}$ ), habe ich mit ihr keine weiteren Untersuchungen mehr angestellt.

Der Grund für das schlechte Ergebnis der Phasenmethode ist darin zu suchen, daß die Pulsform eines einzelnen Pulses sehr schlecht bestimmt ist und sie im Gegensatz zu anderen Methoden den gesamten Puls für die Zeitbestimmung benutzt, ohne bestimmte Teile besonders zu wichten<sup>12</sup>.

### 5.3 Bestimmung von Normpulsen

Für Normpulse, also Pulse, die die mittlere Form einer ganzen Klasse von Driftkammerpulsen haben, gibt es einige Anwendungen im Bereich der Pulsparameteranalyse, welche schon in Kapitel 5.1 vorgestellt wurden. Für meine Arbeit benötigte ich ebenfalls eine Reihe Normpulse, sie wurden für die Trennung von Doppelpulsen verwendet (s. Kap. 6.3). Ich habe Normpulse auf zwei verschiedene Arten erzeugt, welche in den beiden folgenden Kapiteln vorgestellt werden.

#### 5.3.1 Bestimmung von Normpulsen aus den Energiespektren

In Kapitel 5.2 wurde gezeigt, wie man die Energie- und Phasenspektren von Driftkammerpulsen berechnen kann. Dieser Vorgang läßt sich umkehren und man erhält so durch eine inverse Fourier-Transformation Pulse aus den Spektren. Wie dort schon gesagt wurde, liegen die Werte des Phasenspektrums im Mittel auf einer Geraden. Für die Pulsrekonstruktion läßt sich also das Phasenspektrum gleich null setzen (was gleichbedeutend mit einer Geraden mit Steigung null ist).

---

<sup>12</sup>Die Beschränkung auf die ersten sechs Phasen bedeutet keine Beschränkung auf bestimmte Pulsteile, sie bewirkt lediglich eine Glättung des Pulses.

Da ich Normpulse mit einem feinerem Binning als  $10nsec$  erhalten will, benutze ich eine andere Methode und setze den Puls aus einfachen Sinuswellen zusammen. Zieht man für jede Frequenzkomponente die Wurzel aus dem Energieeintrag, so erhält man die Amplitude der Sinuswelle bei dieser Frequenz. Die Sinuswellen werden anschließend einfach aufaddiert. Abbildung 17 zeigt einen Normpuls, den man auf diese Art erhält. Als Ausgangsspektrum wurde dabei das mittlere Energiespektrum aus Abbildung 14 verwendet.

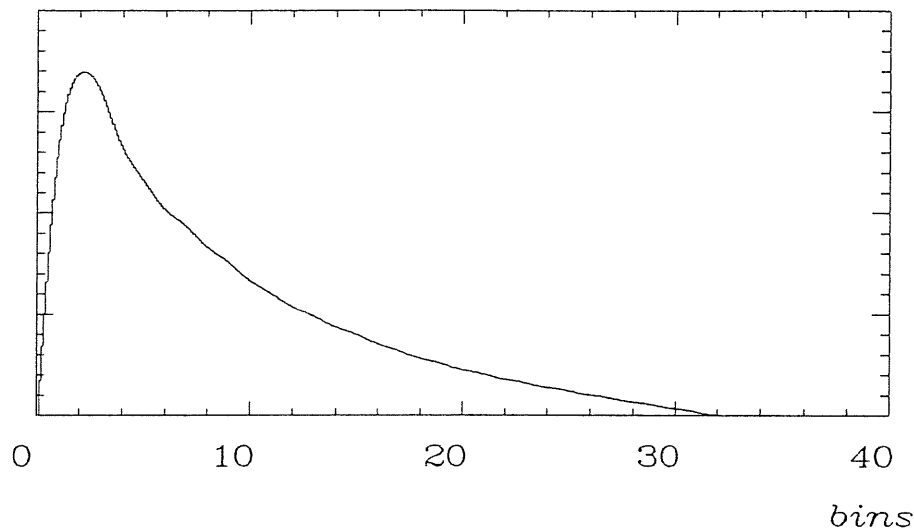


Abbildung 17: Normpuls aus Energiespektrum

Am Normpuls fallen zwei Dinge auf:

1. Die zwar geringe, aber vorhandene Welligkeit der fallenden Flanke
2. Der zu flache Abfall der fallenden Flanke und die damit verbundene zu große Länge des Pulses<sup>13</sup>.

Der Grund für die Welligkeit des Pulses ist darin zu suchen, daß die Amplitude der Sinuswelle mit der größten Frequenz ( $50MHz$ ) zu groß ist, die Welligkeit hat deshalb eine Periode von  $20nsec$  bzw.  $2bins$ . Andererseits ist aber bei dieser Frequenz der Fehler des mittleren Energiespektrums am größten, so daß der Welligkeit keinerlei Bedeutung zuzumessen ist.

Da die Rekonstruktion eines Einzelpulses nicht diese Anomalien zeigt, ist der Fehler nicht beim Rekonstruktionsverfahren zu suchen. Daß die Form und Länge des Normpulses dem widersprechen, was man durch andere Methoden feststellt, ist ein Hinweis darauf, daß dieses Verfahren nicht sehr gut zur Erzeugung von Normpulsen geeignet ist. Es ist zu vermuten, daß der Fehler von der Bestimmung der Mittelwerte des Energiespektrums herrührt, d.h. daß die von mir verwendete

<sup>13</sup>Die Länge des Pulses von 10% der Pulshöhe in der steigenden Flanke bis zu 10% in der fallenden Flanke beträgt bei Abbildung 17  $22bins$ , typische Pulslängen liegen jedoch im Bereich von  $12bins$  bis  $17bins$  [4].



Methode über Amplituden zu mitteln, nicht ein mittleres Energiespektrum ergibt. Die Alternative, nämlich die Energien zu mitteln, führt aber zu keinem anderen Ergebnis, der daraus erzeugte Normpuls besitzt exakt die gleiche Form wie der in Abbildung 17. Aus diesem Grund habe ich die benötigten Normpulse mit der im nächsten Kapitel beschriebenen Methode erzeugt.

### 5.3.2 Bestimmung von Normpulsen durch Pulsüberlagerung

In diesem Kapitel stelle ich eine andere Methode zur Erzeugung von Normpulsen vor. Ihr zugrundeliegendes Prinzip ist das Folgende: Alle für die Normpuls-erzeugung verwendeten Pulse werden so in der Zeit verschoben, bis sie die gleiche Driftzeit haben. Anschließend werden sie in eine gewisse Anzahl Klassen eingeteilt, für meine geplanten Anwendungen habe ich als Klassenmerkmal die Pulshöhe gewählt. Nun werden die Pulse auf gleiche Pulshöhe skaliert und zuletzt binweise das Mittel und die Varianz der Amplituden errechnet.

Für die Normpuls-erzeugung werden nur Einzelpulse verwendet, die Auswahl erfolgt mit dem in Kapitel 6.2.2 beschriebenen Algorithmus.

Die Skalierung der Pulse auf gleiche Driftzeiten geschieht wie in Anhang C beschrieben, mit Hilfe der Whittakerschen-Rekonstruktion. Wie dort erzeuge ich einen Puls mit einem Binning von  $1\text{sec}$  und bestimme dessen Driftzeit mit der Leading-Edge-Methode. Die Pulse werden dann so um ein Vielfaches von  $1\text{sec}$  verschoben, bis die Bins, die der berechneten Driftzeit jeweils am nächsten liegen, an einer fest vorgegebenen Stelle sind.

Für die Einteilung in Pulshöhenklassen wurde der nichtlineare Bereich der FADC-Werte ( $0\text{-}255\text{counts}$ ) linear in 16 Intervalle unterteilt ( $0\text{-}15\text{counts}$ ,  $16\text{-}31\text{counts}$ , ...,  $240\text{-}255\text{counts}$ ). Aus der nichtlinearisierten Pulshöhe ergibt sich so einfach die Einordnung in eine der 16 Klassen.

Die Skalierung der Pulse auf eine einheitliche Pulshöhe (ich dividiere alle Amplitudenwerte durch die maximale Amplitude, die Pulshöhe aller Pulse ist danach gleich 1) ist notwendig, da nicht nur die mittleren Amplituden berechnet werden sollen, sondern auch deren Standardabweichung. Außerdem entspräche die einfache Abbildung der Summe der unskalierten Pulse einer Wichtung der Pulse mit deren Höhe. Erzeugt man Normpulse mit anderen Skalierungsmethoden (keine Skalierung und Skalierung auf gleiche Fläche unter dem Puls), so ändert das an der Form der Pulse kaum etwas, verschieden ist lediglich die Breite der Verteilungen.

Der Algorithmus der Normpuls-erzeugung ergibt sich schließlich zu:

- N1: lese einen Driftkammerpuls,
- N2: klassifiziere den Puls mit der in Kap. 6.2.2 beschriebenen Methode. Ist das Ergebnis nicht 0, gehe zu Schritt N9,
- N3: erzeuge mit Hilfe der Whittakerschen-Rekonstruktion einen Puls mit einem Binning von  $1\text{sec}$ ,

- N4: bestimme mit der Leading-Edge-Methode die Driftzeit des Pulses und runde diese auf  $1nsec$ ,
- N5: verschiebe den Puls so um ein Vielfaches von  $1nsec$ , bis seine Driftzeit  $80nsec$  beträgt. Bei einer Driftzeit von  $80nsec$  ist sichergestellt, daß die ansteigende Flanke nicht abgeschnitten wird,
- N6: berechne die Klasse des Pulses, sie ist:
- $$\lfloor \text{nichtlinearisierte Pulshöhe}/16 + 1 \rfloor,$$
- N7: skaliere den Puls auf Einheitspulshöhe, d.h. teile alle Amplitudenwerte durch die Pulshöhe,
- N8: führe die Berechnungen zur Mittelwert- und Fehlerbestimmung durch, d.h. bilde für jedes Bin von allen Pulsen die Summe und Quadratsumme der Amplituden,
- N9: teste ob genügend Pulse verarbeitet wurden. Wenn nicht, gehe zu N1. Der Test fällt positiv aus, wenn entweder keine Pulse mehr zum Lesen vorhanden sind, oder die maximale Rechenzeit erschöpft ist,
- N10: berechne abschließend die Mittelwerte und Fehler, und schreibe das Ergebnis zurück.

Als Ergebnis dieser Prozedur erhält man maximal 16 Normpulse. Es ist möglich, daß man weniger erhält, da je nach äußeren Bedingungen nicht in allen Intervallen Pulse vorhanden sind.

Die Abbildungen 18 und 19 zeigen zwei Normpulse, die mit dieser Methode erzeugt wurden, es handelt sich dabei um Normpulse des ersten Referenzdatensatzes (s. Kap. 3.3). Abbildung 18 zeigt den Normpuls für das Intervall  $[19counts^{14} \dots 39counts]$ . Dafür wurde über 10000 Pulse gemittelt. Außerdem ist dort die Breite der Verteilung der Amplituden gezeigt (Mittel  $\pm 1$  Sigma). Wie man deutlich sieht, ist die Verteilung in der fallenden Flanke des Pulses sehr breit, d.h. die Normpulse nähern die ansteigende Flanke eines Driftkammerpulses besser an, als die fallende.

Der Normpuls in Abbildung 19 liegt im Intervall  $[388counts \dots 465counts]$ . Man kann sehen, daß er im Vergleich zu Abbildung 18 sehr viel schlanker ist. Betrachtet man alle so erzeugten Normpulse, so sieht man, daß die Breite der Pulse stark von deren Höhe abhängt. Wie groß die Abhängigkeit ist, sieht man in Abbildung 20, dort ist die Breite auf halbe Pulshöhe gegen die Pulshöhe aufgetragen. Bei halber maximaler Pulshöhe liegt die Pulsbreite zwischen  $37nsec$  und  $64nsec$ . Genauer ist dieser Effekt in den Tabellen 2 und 3 nachzulesen. Dort werden für die beiden Referenzdatensätze folgende Werte angegeben:

---

<sup>14</sup>linearisierte FADC-Counts

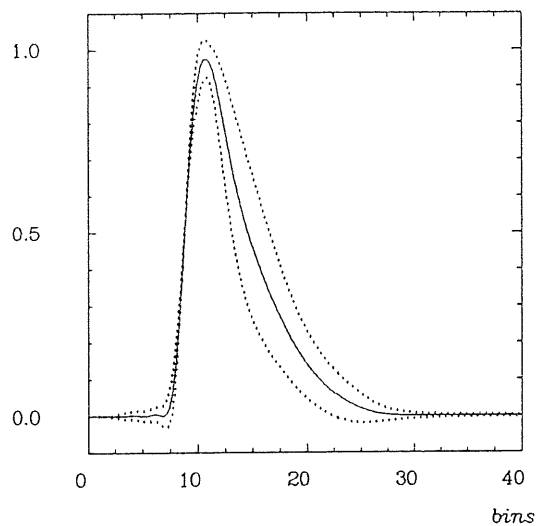


Abbildung 18:

Normpuls für das Intervall [19counts, 39counts]. Die durchgezogene Linie ist der Normpuls, durch die gepunkteten Linien wird die Breite der Verteilung angezeigt.

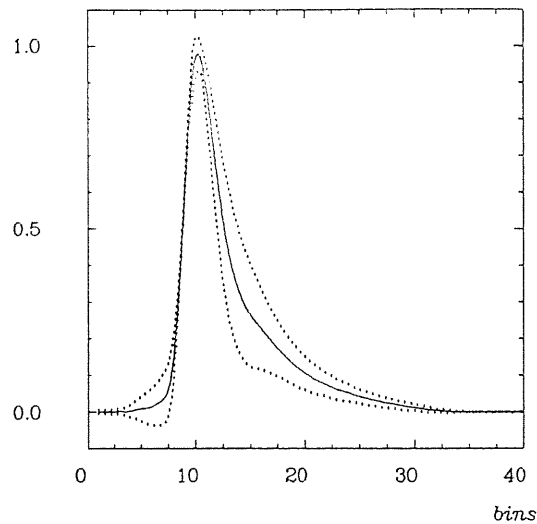


Abbildung 19:

Normpuls für das Intervall [388counts, 465counts]. Die gepunktete Linie gibt wie im Abbildung links die Breite der Verteilung an.

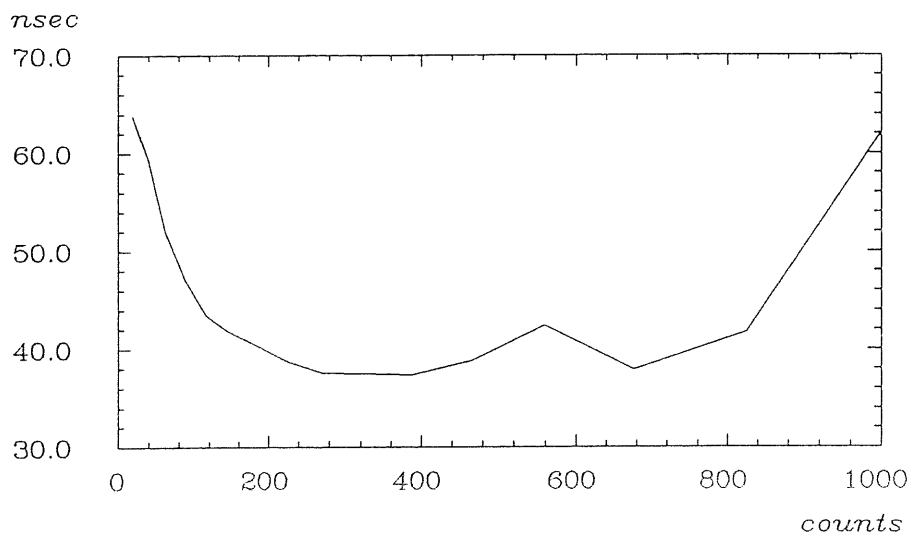


Abbildung 20:

Breite der Normpulse bei 50% der Pulshöhe gegen die Pulshöhe aufgetragen.

Intervall [counts]	Breite 10% [nsec]	Breite 50% [nsec]	Integral [counts/Höhe]	Anzahl
0, 19	128.16	63.80	71.16	876
19, 39	133.94	59.47	69.52	10023
39, 62	132.00	51.87	64.90	10123
62, 87	129.02	47.19	61.55	10000
87, 115	125.33	43.52	58.45	9064
115, 146	124.56	41.83	57.24	4521
146, 182	123.83	40.46	56.31	2396
182, 223	120.76	38.79	54.39	1408
223, 270	120.11	37.59	53.57	868
270, 324	120.16	37.51	53.72	586
324, 388	120.25	37.37	53.84	341
388, 465	126.48	38.82	56.81	203
465, 559	134.87	42.44	60.92	89
559, 676	129.85	37.88	56.51	59
676, 826	130.61	41.74	59.85	49
826,1024	158.92	64.85	78.54	22

Tabelle 2: Normpulsparameter für Referenzdatensatz 1

- Die Pulsbreite zwischen den Punkten mit 10% der Pulshöhe
- Die Breite bei 50% der Höhe
- Das Integral über den gesamten Puls (alle Normpulse haben die gleiche Höhe)
- Die Anzahl der Pulse aus denen die Normpulse erzeugt wurden

Aus den Tabellen läßt sich die überraschende Tatsache ablesen, daß die Pulsbreite bzw. das Integral zwar mit zunehmender Pulshöhe abnehmen, daß diese aber, nachdem sie ein Minimum, welches von den äußeren Bedingungen abhängt, durchlaufen haben, wieder größer werden. Es besteht also kein einfacher, linearer Zusammenhang zwischen Pulsbreite und -höhe.

Diese Tatsache zeigt die Notwendigkeit auf, für das in Kapitel 6.3 beschriebene Verfahren der Doppelpulstrennung mit einer größeren Anzahl von Normpulsen zu arbeiten, anstatt einfach einen, über *alle* Pulse gemittelten Normpuls zu benutzen.

Intervall [counts]	Breite 10% [nsec]	Breite 50% [nsec]	Integral [counts/Höhe]	Anzahl
0, 19	116.58	48.94	58.98	7646
19, 39	114.46	39.40	52.80	10849
39, 62	105.61	33.42	46.63	10000
62, 87	106.63	32.11	46.38	3310
87, 115	106.64	31.59	46.50	1079
115, 146	111.79	32.48	48.85	345
146, 182	124.04	35.88	54.24	124
182, 223	130.32	38.03	57.29	67
223, 270	125.05	38.56	56.28	38
270, 324	133.08	39.39	58.71	16
324, 388	119.01	33.49	51.46	9
388, 465	130.52	49.06	62.00	4

Tabelle 3: Normpulsparameter für Referenzdatensatz 2

## 6 Doppelpulsanalyse

### 6.1 Doppelpulssynthese

Für den Test der zu erarbeitenden Algorithmen der Doppelpulsanalyse benötigt man Doppelpulse, von denen die Driftzeitdifferenz und die  $z$ -Koordinaten möglichst genau bekannt sein sollen.

#### 6.1.1 Auswahl der Pulse für die Doppelpulsanalyse

Im Wesentlichen gibt es drei Wege Doppelpulse zu erhalten:

- Aus vorhandenen, am Teststrahl genommenen Daten werden Doppelpulse aussortiert.

Der Anteil an Doppelspurereignissen in den Referenzdatensätzen beträgt ca. 4% (s. Kap. 6.2.3), so daß die Effizienz (d.h. der Anteil an Doppelpulsen in den verarbeiteten Pulsen) ebenfalls bei 4% liegt.

Wesentliche Voraussetzung für das Ausfiltern von Doppelpulsen ist die Existenz eines Algorithmus zur Doppelpulserkennung. Da dieser aber erst entwickelt werden mußte und außerdem noch mit den so gewonnenen Daten getestet werden sollte, waren für diese Methode der Doppelspurgewinnung größere Schwierigkeiten zu erwarten. Ein anderer Nachteil dieses Verfahrens ist, daß die Parameter der so erhaltenen Doppelspuren nicht bekannt sind und genau wie bei der Doppelpulserkennung mit einem noch zu entwickelnden Algorithmus ermittelt werden müssen. Es wäre also notwendig, in der statistisch ermittelten Ortsauflösung einen systematischen Fehler zu berücksichtigen, dessen Größe sich nur schwer abschätzen läßt und dies auch nur, wenn man dafür jene Doppelspuren benutzt, die nicht parallel verlaufen.<sup>15</sup>

- Als zweite Möglichkeit bietet es sich an, durch Einführen eines Eisenblocks in den Elektronenstrahl, den Anteil an Doppelspurevents zu erhöhen.

Der Eisenblock bewirkt ein Aufschauern der Elektronen, wodurch natürlich neben den Einzel- und Doppelspuren noch eine große Zahl Mehrfachspuren entsteht. Bei Daten, die auf diese Weise genommen wurden, hat sich gezeigt, daß der Einzelpulsanteil bei unter 10% liegt [5].

Daraus ergibt sich ein Problem, das dem bei der Filterung von Strahldaten auftretenden entgegengesetzt ist, denn man benötigt einen Algorithmus, der in der Lage ist, Doppelpulse von Drei- oder Mehrfachpulsen zu unterscheiden. Davon

---

<sup>15</sup>Es ist anzunehmen, daß ein Algorithmus zur Bestimmung der Driftzeitdifferenz von Doppelpulsen eine systematische Abweichung vom tatsächlichen Unterschied ergibt. Diese Abweichung ist um so größer, je näher die beiden Pulse beieinander liegen, jedenfalls zeigt die in dieser Arbeit entwickelte Methode dieses Verhalten. Bei der Analyse von parallelen Spuren würde man aber von diesem Fehler nichts merken, da er an allen Meßpunkten (Drähten) gleich groß ist.

abgesehen ergeben sich für die Bestimmung der Auflösung die gleichen Schwierigkeiten wie bei der vorherigen Methode.

- Schließlich besteht die Möglichkeit, künstliche Doppelpulse zu erzeugen. Man wählt hierfür Einzelpulse nach bestimmten Kriterien aus und überlagert sie miteinander.

Von Daten, die am Strahl genommen wurden, können ungefähr 90% zur Doppelpulssynthese verwendet werden. Wird aus jeweils zwei Pulsen ein Doppelpuls erzeugt, so beträgt die Effizienz dieser Methode 45%.<sup>16</sup>

Man kennt außerdem die zu bestimmenden Parameter der Doppelpulse mit hoher Genauigkeit. Je nach äußeren Runbedingungen beträgt z.B. die Driftzeitauflösung ca.  $2.3nsec$  [4] und die Genauigkeit der  $z$ -Positionsbestimmung liegt bei ungefähr 2 - 3% der Drahtlänge, d.h. für die Testkammer II beträgt sie ca. 20-30mm [6, 7]. Im ungünstigsten Fall, also dann, wenn man annimmt, daß die Koordinaten der beiden Pulse, welche zur Synthese verwendet werden, völlig unabhängig voneinander sind, ergibt sich ein mittlerer Fehler bei der Angabe der Driftzeitdifferenz der beiden Doppelpulsteile von  $\sqrt{2} \times 2.3nsec = 3.2nsec$ .

Bei der Synthese von Doppelpulsen stellt sich natürlich die Frage, ob die Pulsform der so erzeugten Pulse der von „echten“ Doppelpulsen entspricht. Obwohl man eine endgültige Antwort hierauf nur aus dem Vergleich von echten und synthetischen Doppelpulsen erhält, gibt es gute Gründe dafür, daß künstliche Doppelpulse natürlichen sehr ähnlich sind: Eine Abweichung in der Pulsform kann erst entstehen, wenn sich die beiden driftenden Elektronenwolken gegenseitig in einem gewissen Mindestmaß beeinflussen. Die radiale Ausdehnung der driftenden Spur ist  $\ll 1mm$ , deshalb kommt es bei Doppelspuren mit einem Abstand  $> 2.5mm$  nicht zu räumlichen Überschneidungen der beiden Spuren. Da außerdem das durch die Ladung der Elektronenwolke erzeugte Feld sehr klein im Vergleich zur Feldstärke in der Kammer ist, kommt es nicht zur gegenseitigen Beeinflussung der driftenden Spuren. Man kann also die beiden Doppelpulsteile als unabhängig betrachten.

### 6.1.2 Der Algorithmus der Doppelpulssynthese

Nach dem, was im vorigen Abschnitt als dritte Möglichkeit beschrieben wurde, ergibt sich folgender Algorithmus zur Doppelpulssynthese:

M1: gebe die Driftzeitdifferenz  $\Delta t$  vor,

M2: wähle jeweils zwei geeignete Pulse (s. u.) von den linken bzw. rechten Drahtenden. Die Pulse seien  $P_{1l}$ ,  $P_{1r}$ ,  $P_{2l}$  und  $P_{2r}$ .

---

<sup>16</sup>Man könnte z.B. auch aus drei Einzelpulsen drei Doppelpulse erzeugen, es gibt aber Gründe, dies nicht zu tun (s. Kap. 6.1.2, letzter Absatz).

- M3: bestimme die Driftzeiten  $t_{ij}$  und  $z$ -Koordinaten  $z_j$  der Pulse,
- M4: verschiebe  $P_{2l}$  und  $P_{2r}$  so um ein Vielfaches der Abtastrate ( $10ns$ ), daß  $|\Delta t - t_{1j} + t_{2j}|$  minimal wird,
- M5: addiere die Pulse  $t_{il}$  und  $t_{ir}$  binweise ohne die Amplituden zu ändern. Man erhält die Doppelpulse  $P'_l$  und  $P'_r$ .
- M6: redigitalisiere  $P'_j$ , d.h. ersetze alle Amplituden der Pulse durch die nächstliegende aus der Menge der 256 möglichen linearisierten FADC-counts. Man erhält die Doppelpulse  $P_l$  und  $P_r$  mit den  $z$ -Koordinaten  $z_l$  und  $z_r$  und den Driftzeitdifferenzen  $|t_{1l} - t_{2l}|$  bzw.  $|t_{1r} - t_{2r}|$ .

Die Redigitalisierung ist nötig, um Pulse zu erhalten, die man auch tatsächlich messen könnte. Auf diese Art geht der Fehler, der durch die Digitalisierung entsteht, direkt in die statistisch bestimmte Auflösung der Doppelpulsparameter ein.<sup>17</sup>

Zu klären ist noch, wie die geeigneten Pulse für Schritt M2 ausgewählt werden. Damit eine sinnvolle Bestimmung der  $z$ -Koordinate möglich ist, müssen die Pulse  $P_{il}$  und  $P_{ir}$  vom gleichen Hit an einem Draht genommen werden. Die beiden Drähte für die Pulse  $P_{1j}$  und  $P_{2j}$  wählt man dann so, daß an ihnen möglichst gleiche Bedingungen herrschen, also kombiniert man die beiden äußeren Drähte, dann die beiden nächst inneren u.s.w.. Auf diese Art erhält man synthetische Doppelpulse, die der Form von gemessenen Doppelpulsen sehr nahe kommen.

## 6.2 Doppelpulserkennung

Ein Ziel dieser Arbeit war es, einen Algorithmus zur Erkennung von Doppelpulsen zu entwickeln. Dieser sollte nicht auf Eventbasis, sondern für einzelne Pulse funktionieren.

### 6.2.1 Pulsformen von Doppelpulsen

Zur Entwicklung eines Algorithmus zur Doppelpulserkennung ist es notwendig zu wissen, welche Form Doppelpulse überhaupt haben können. Man kann insgesamt fünf verschiedene Formen unterscheiden:

1. *Die beiden Teile des Doppelpulses sind völlig getrennt* (Abbildung 21).

Dies ist dann der Fall, wenn der Driftzeitabstand der beiden Pulsteile größer als ca.  $150nsec$  oder  $15bins$  ist. In diesem Fall kann man die beiden Pulse wie Einzelpulse behandeln. Darauf werde ich im Folgenden nicht weiter eingehen.

---

<sup>17</sup>Der Fehler ist sogar noch etwas größer, da die zur Synthese benutzten Pulse auch schon Fehler durch die Digitalisierung enthalten.



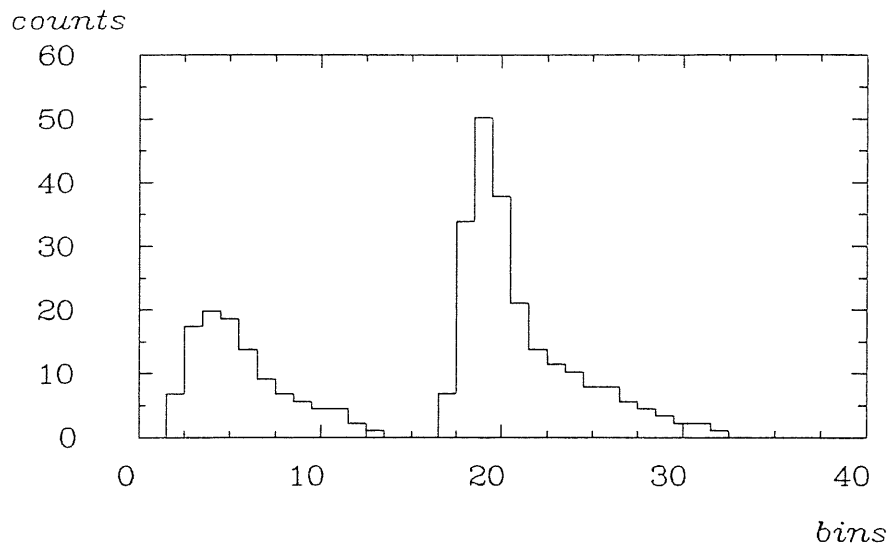


Abbildung 21: getrennte Doppelpulse,  $\Delta t > 150nsec$

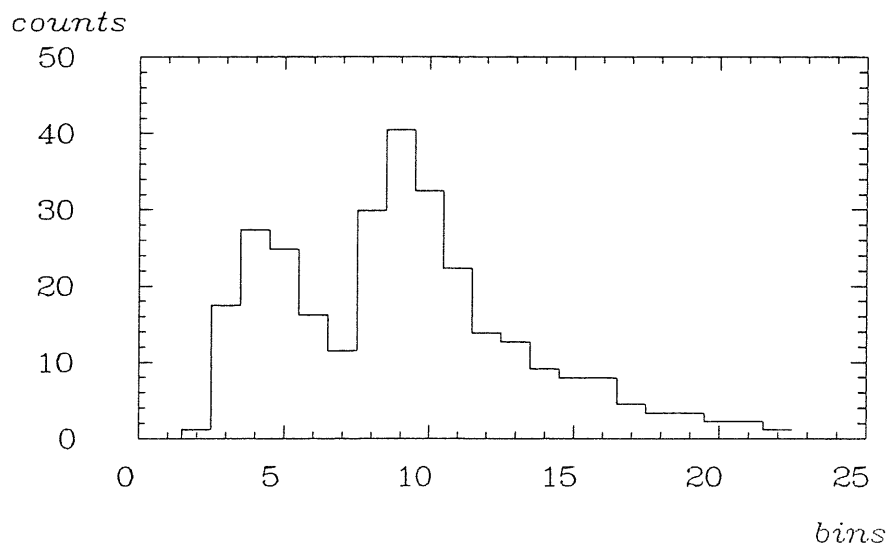


Abbildung 22:

Doppelpuls mit zwei deutlich erkennbaren Maxima,  $50nsec < \Delta t < 150nsec$

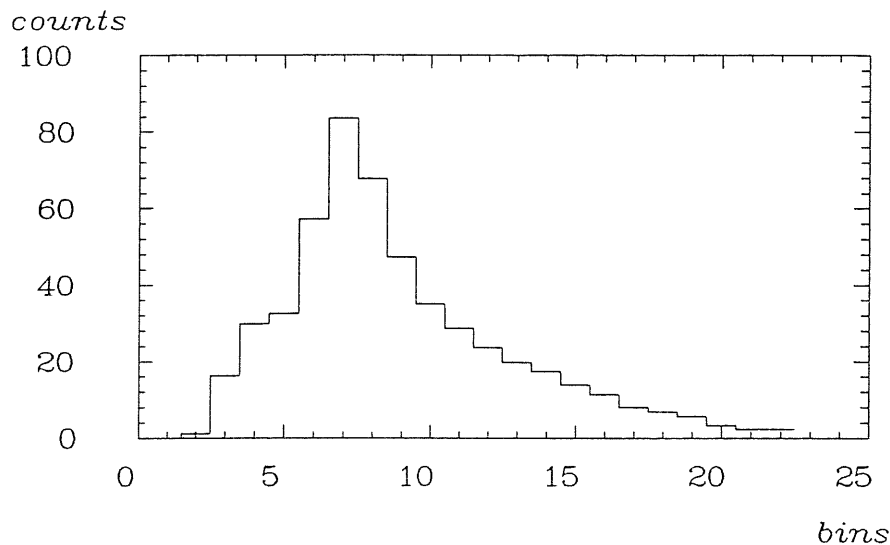
2. Die Pulse liegen eng beieinander, man kann aber noch zwei deutliche Maxima unterscheiden <sup>18</sup> (Abbildung 22).

Der relative Anteil solcher Doppelpulse hängt direkt vom Abstand der beiden Pulsteile ab. Tabelle 4 zeigt für verschiedene Driftzeitdifferenzen die Häufigkeit von Doppelpulsen mit mehr als einem Maximum:

Driftzeitdifferenz [nsec]	20.0	25.0	30.0	35.0	40.0	45.0	50.0	55.0	60.0
Doppelpulse mit 2 Maxima [%]	0.7	5.5	42.4	70.3	88.6	94.9	97.9	98.5	99.4

Tabelle 4:

Häufigkeit von Doppelpulsen mit mehr als zwei Maxima bei verschiedenen Driftzeitabständen

Abbildung 23: überlagerte Doppelpulse,  $\Delta t < 50nsec$ , ansteigende Flanke anormal

3. Die ansteigende Flanke des Pulses enthält einen „Buckel“ (Abbildung 23).

Dieser Fall tritt ein, wenn die beiden Pulsteile direkt beieinander liegen ( $\Delta t < 50nsec$ ) und die Amplitude des zweiten Pulses größer oder gleich der des ersten Pulses ist. Der Anteil an Doppelpulsen mit dieser Form ist ca. 10%.

4. Die fallende Flanke des Doppelpulses enthält einen Buckel (Abbildung 24).

Dies ist der Fall, wenn die Amplitude des zweiten Pulses kleiner als die des ersten ist. Allerdings fällt in diesem Fall die Entscheidung, ob der Buckel

<sup>18</sup>Welches das Kriterium für „zwei deutliche Maxima“ ist, wird im nächsten Kapitel (Kap. 6.2.2) beschrieben.

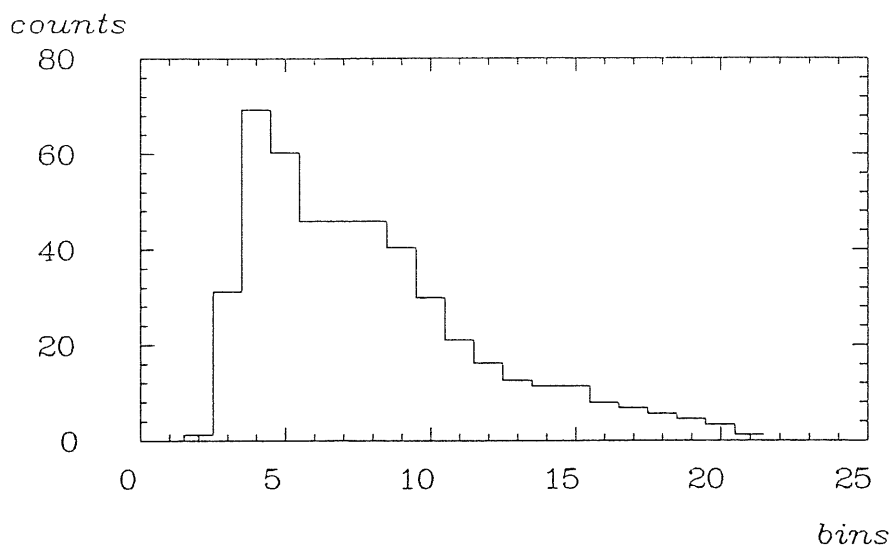


Abbildung 24: überlagerte Doppelpulse,  $\Delta t < 50nsec$ , abfallende Flanke anormal

durch einen zweiten Puls oder einfach durch eine Fluktuation in der Pulsform entstanden ist, noch schwerer als bei Fall 3. Die Häufigkeit dieser Doppelpulse beträgt ca. 1%. Die genauen Zahlen, wie oft die Fälle 2 und 3 auftreten, findet man in Kapitel 6.2.3.

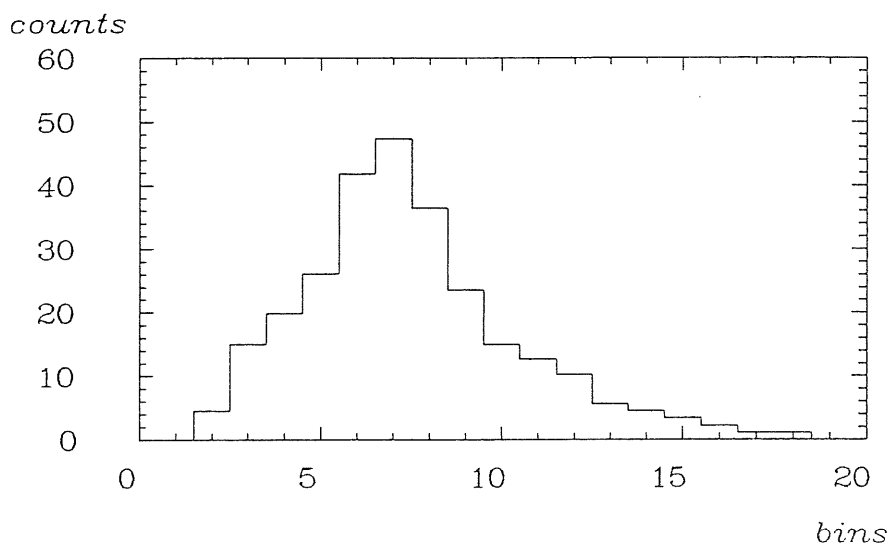


Abbildung 25: überlagerte Doppelpulse, anormale Gesamtform

5. Schließlich gibt es noch den Fall, daß der Doppelpuls weder zwei Maxima, noch die Merkmale von Typ 3 und 4 zeigt (Abbildung 25).

Dies ist z.B. dann der Fall, wenn die beiden Pulse stark unterschiedliche Amplituden haben oder sehr nah beieinander liegen. Diese Pulsform kommt auch bei Einzelpulsen sehr oft vor. Die Entscheidung, ob es sich bei so einem Puls um einen Einzel- oder Doppelpuls handelt fällt deshalb sehr schwer. Aus

diesem Grund habe ich bei den weiteren Untersuchungen auf einen Test, ob diese Pulsform vorliegt, verzichtet.

Die eben genannten Fälle sind in abnehmender Aussagekraft über die tatsächliche Existenz eines Doppelpulses geordnet, d.h. ein Puls mit einer Form nach Fall 2 ist mit größerer Wahrscheinlichkeit ein Doppelpuls, als einer, nach Fall 3. Dieses muß bei einem Doppelpulserkennungsalgorithmus beachtet werden.

### 6.2.2 Der Algorithmus zur Doppelpulserkennung

In diesem Abschnitt wird nun ein Algorithmus zur Erkennung von Doppelpulsen vorgestellt. Da das Unterprogramm nicht nur eine Ja/Nein-Entscheidung über das Vorhandensein eines Doppelpulses liefert, sondern auch, warum dieser Puls vermeintlich ein Doppelpuls ist, trägt es den Namen CLSSFY, was für „classify“, also „klassifiziere“ steht. Die Routine übergibt einen Wert an das aufrufende Programm, welcher folgende Bedeutung hat:

**-3:** *Puls zur weiteren Analyse nicht geeignet, da seine Amplitude zu groß ist.*

Dies hätte zur Folge, daß sich bei der Pulsaddition für die Doppelpulssynthese Amplitudenwerte ergeben könnten, die größer als der erlaubte Maximalwert von 1024counts sind. Der Wert, von dem ab die Amplitude als zu groß betrachtet wird, nenne ich  $c_h$ .

**-2:** *Puls zur weiteren Analyse nicht geeignet, da die Amplitude zu klein ist.*

Bei einem solchen Puls könnte es sich z.B. einfach um eine Störung (Peak, Rauschen, Kabelreflexion...) handeln. Außerdem kann ein Doppelpuls, wie schon im vorigen Kapitel gesagt wurde, nicht mehr als solcher erkannt werden, wenn die Amplituden seiner beiden Teile zu unterschiedlich sind. Der Wert, bei dem bei zu kleiner Amplitude geschnitten wird, nenne ich  $c_l$ .

**-1:** *Das untersuchte Signal wurde nicht als Puls erkannt.*

Hierfür kann es mehrere Gründe geben:

- Die Driftzeit des Pulses ist zu groß ( $> 150bins$ ).

Bei einer Driftgeschwindigkeit von  $50\mu m/nsec$  und einem maximalen Driftweg von  $57.5mm$  beträgt die maximale Driftzeit  $1150nsec$  bzw.  $115bins$ .

- Der Puls ist zu kurz ( $< 7bins$ ).

Nach [4] liegt die Anstiegszeit eines Pulses im Mittel zwischen  $24nsec$  und  $29nsec$ , die Abfallzeit zwischen  $90nsec$  und  $116nsec$  (Differenz der Zeiten vom 10% bzw. 90% Punkt des Pulses). Danach kommt man auf eine minimale Pulsdauer von ca.  $11bins$ .

- Der Puls ist zu lang ( $> 64bins$ ).  
Bei Mehrfachpulsen kann es zwar vorkommen, daß ein Puls länger als  $64bins$  ist, diese spielen aber für meine Untersuchungen nur eine untergeordnete Rolle. Außerdem wird für einige Untersuchungen eine Pulslänge verlangt, die eine Zweierpotenz ist. Aus Effektivitätsgründen wäre dann eine Länge von  $128bins$  oder  $256bins$  ungeeignet.
- Außerdem kann es sein, daß bei der Datennahme Fehler wie Overflow, Underflow usw. aufgetreten sind.

0: Puls ist Einzelpuls und O.K.

1: Puls ist Doppelpuls, das Kriterium ist 1.

2: " " 2.

3: " " 3.

4: " " 4.

Im Folgenden stelle ich die Kriterien 1 bis 4 im Detail vor.

### Kriterium 1

Der Puls hat mehrere (relative) Maxima<sup>19</sup> und das zweitgrößte Maximum ist größer als ein vorgegebener Teil des größten Maximums (Abbildung 26). Sei also  $w_1$  der Wert des größten Maximums und  $w_2$  der des zweitgrößten, dann gilt:

$$w_2 > c_1 \cdot w_1$$

mit einer an die Runbedingungen angepaßten Konstanten  $c_1$ .

### Kriterium 2

Der Puls hat mehrere Maxima und das Zweitgrößte ist um einen gewissen Betrag größer als ein aus den beiden es umgebenden Minima<sup>20</sup> bestimmter Wert (Abbildung 27). Bezeichnen die Variablen  $v_l$  und  $v_r$  die Amplitudenwerte dieser beiden Minima,  $t_l$  und  $t_r$  ihre Positionen im Puls und  $t_2$  die Position des zweitgrößten Maximums, gilt:

$$w_2 > c_2 \div v_l + (v_r - v_l) \frac{t_2 - t_l}{t_r - t_l}$$

<sup>19</sup>Ein rel. Maximum liegt vor, wenn das Bin vor diesem Maximum eine kleinere Amplitude besitzt und das Bin danach (ev. nach einer Reihe von Bins mit gleicher Amplitude) ebenfalls.

<sup>20</sup>Ein (relatives) Minimum liegt vor, wenn das Bin nach diesem Minimum eine größere Amplitude besitzt und das Bin davor (ev. nach einer Reihe von Bins mit gleicher Amplitude) ebenfalls.

Bei einer Reihe Bins mit gleicher Amplitude lege ich also ein Maximum an den Anfang dieser Reihe, ein Minimum an das Ende. Durch diese Definition vereinfachen sich einige Teile der Programme.

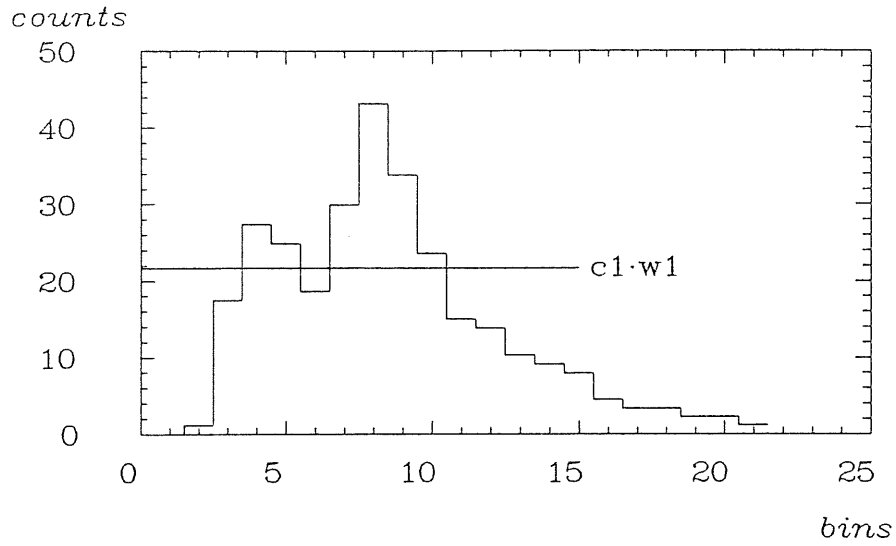


Abbildung 26: erstes Kriterium für die Erkennung eines Doppelpulses

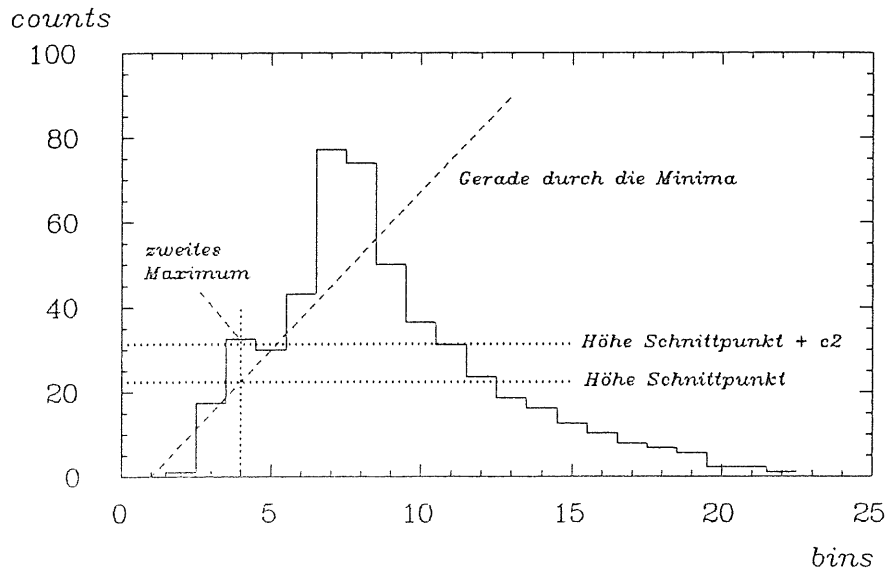


Abbildung 27: zweites Kriterium für die Erkennung eines Doppelpulses

### Kriterium 3

Bei dem Puls handelt es sich um den in Kap. 6.2.1, Fall 3 vorgestellten Typ, also um einen Doppelpuls, dessen steigende Flanke einen Buckel enthält. Dafür benutze ich folgendes Verfahren:

- Zunächst wird der Puls differenziert, d.h. es wird jeweils die Differenz von zwei aufeinanderfolgenden Bins gebildet. Die Differentiation eines Pulses wird in vielen Verfahren zur Bestimmung von Pulsparametern verwendet, sie hat deshalb einen eigenen Namen, nämlich **DOS**, dies steht für **D**ifference **O**f **S**amples. Der differenzierte Puls sei  $D$ .
- Nun bestimme man die relativen Maxima dieses differenzierten Pulses.<sup>21</sup> Es bezeichnen  $d_i$ ,  $i = 1, 2, 3, \dots$  die Werte von  $D$ ,  $min_i$ ,  $i = 1, 3, 5, \dots$  die relativen Minima und  $max_i$ ,  $i = 2, 4, 6, \dots$  die relativen Maxima.

Das Kriterium lautet dann:<sup>22</sup>

$$\exists i, i \in \text{ansteigende Flanke} : max_{i-1} - 2min_i + max_{i+1} > c_3 \cdot w_1$$

### Kriterium 4

Mit den gleichen Voraussetzungen wie Kriterium 3, gilt:

$$\exists i, i \in \text{fallende Flanke} : \min(max_i - min_{i-1}, max_i - min_{i+1}) > c_4 \cdot w_1$$

Wie man sieht, sind die Kriterien 3 und 4 verschieden, obwohl beide auf Buckel in den Flanken eines Pulses reagieren. Dabei ist bei gleichen  $c$ 's die Methode 3 empfindlicher als Methode 4. Dies ist möglich, da die ansteigende Flanke eines Pulses sehr viel besser bestimmt ist als die fallende, wie in Kapitel 5.3 gezeigt wurde. Abbildung 28 zeigt einen Doppelpuls, der nach Kriterium 3 erkannt wurde, mit Kriterium 4, welches für die Benutzung in der steigenden Flanke modifiziert wurde, aber nicht. Obwohl der Doppelpuls zwei erkennbare Maxima besitzt, wurde er nicht in die Kriterien 1 oder 2 eingeordnet. Die verwendeten Konstanten waren:

$c_1$	$c_2$	$c_3$	$c_4$
0.5	9.0	0.2	0.1

Alle bisher eingeführten Konstanten  $c_i$  müssen natürlich bei sich ändernden Bedingungen diesen angepaßt werden, wobei  $c_l$  und  $c_h$  bei [-3] und [-2] eventuell auch entfallen können, da sie im Wesentlichen dazu dienen, analysierbare Doppelpulse zu erzeugen.

Nachdem die einzelnen Kriterien vorgestellt sind, folgt nun der zur Doppelpulserkennung entwickelte Algorithmus:

<sup>21</sup>Die Positionen dieser Maxima sind Wendepunkte im ursprünglichen Puls

<sup>22</sup>Die folgende Summe ist das Doppelte vom Mittelwert der Differenzen zwischen einem Minimum und den es umgebenden Maxima des differenzierten Pulses.

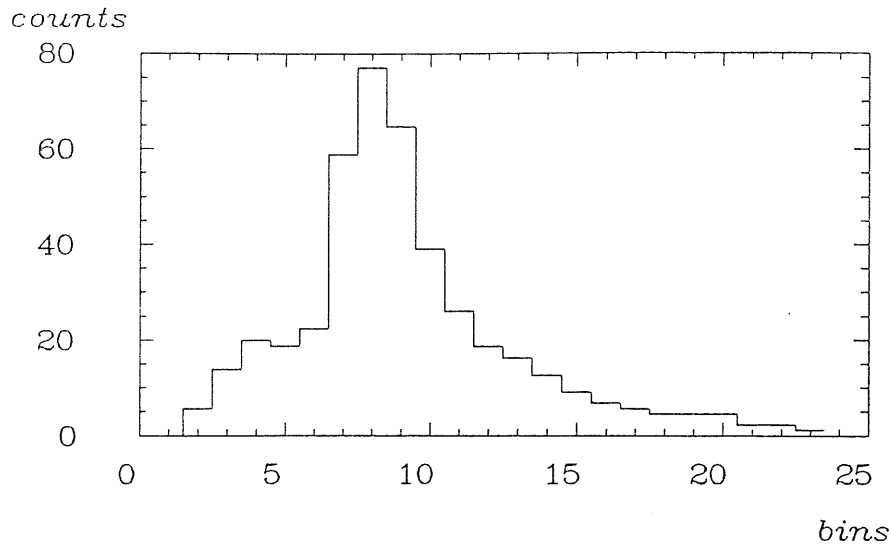


Abbildung 28:

Dieser Doppelpuls wird nach Kriterium 3 erkannt, jedoch nicht nach Kriterium 4

- C1: teste auf Kriterium (Rückgabewert) '-1' (schlechter Puls). Wenn dieses erfüllt ist,  $\Rightarrow$  *Ende*
- C2: bestimme die relativen Extrema des Pulses,
- C3: suche das größte Maximum,
- C4: teste die Kriterien '-2' und '-3'; trifft eines zu,  $\Rightarrow$  *Ende*
- C5: ist mehr als ein Maximum vorhanden, suche zweitgrößtes Maximum und teste die Kriterien '1' und '2', bei positivem Ergebnis  $\Rightarrow$  *Ende*
- C6: bestimme die Start- und Endpunkte für die Differentiation.
- Für die weiteren Tests wird nur der Teil des Pulses benutzt, der größer als ein vorgegebener Wert ( $c_l$ ) ist, da außerhalb dieses Bereichs kein Doppelpulsteil liegen kann.
- C7: differenziere den Puls und bestimme die relativen Extrema.
- C8: teste die Kriterien '3' und '4'.

Der Schritt C6 ist nötig, um die Entscheidung nach den Kriterien 3 und 4 nicht zu erschweren. Er eliminiert z.B. Rauschen vor und nach dem Puls, Rauschen das sich auf der fallenden Flanke befindet (da ein mehr oder weniger großer Teil dieser Flanke entfernt wird) und eventuelle Nachschwinger (Kabelreflektionen).

Um ein diesen Algorithmus benutzendes Auswerteprogramm effektiver zu gestalten, sollten die berechneten Daten (relative Extrema des Pulses, der differenzierte Puls und die relativen Extrema des diff. Pulses) gespeichert werden, da sie auch in anderen Teilen des Programms verwendet werden können oder müssen.



### 6.2.3 Bestimmung der Doppelpulsauflösung mit CLSSFY

Wie schon in der Einleitung gesagt wurde, ergibt sich die Doppelspurauflösung daraus, wieviel Einzel-, und Doppelpulse als solche erkannt werden. Aus diesem Grund benötigt man zwei Testverfahren.

In Kapitel 6.1 wurde gezeigt, wie man künstliche Doppelpulse erzeugen kann. Da man sicher ist, daß die so erzeugten Pulse wirklich Doppelpulse sind, kann man mit ihnen ermitteln, wie groß der Anteil von nicht erkannten Doppelpulsen bei verschiedenen Driftzeitdifferenzen ist.

Die Tabellen 5 und 6 zeigen für jeden der beiden Referenzdatensätze die Ergebnisse, die man bei der Auswertung von rund 14000 Doppelpulsen erhält. Die verwendeten Konstanten waren:

$c_l$	$c_h$	$c_1$	$c_2$	$c_3$	$c_4$
16	950	0.5	9.0	0.2	0.1

Für jedes der Doppelpulskriterien ist dort der prozentuale Anteil an den getesteten Pulsen zu sehen. In der Spalte „Kriterium 0“ ist der Gesamtteil der nicht erkannten Doppelpulse abzulesen.

$\Delta t$ [nsec]	Krit. 0 [%]	Krit. 1 [%]	Krit. 2 [%]	Krit. 3 [%]	Krit. 4 [%]
40	11.7	39.3	6.6	41.2	1.3
50	3.8	62.1	19.9	13.8	0.5
60	1.5	67.3	26.7	4.3	0.2
100	0.19	69.0	30.7	0.1	0.0

Tabelle 5:

Resultate des Klassifizierungsalgorithmus bei verschiedenen Driftzeitdifferenzen  $\Delta t$ . Diese Tabelle zeigt die ergebnisse für den ersten Referenzdatensatz.

$\Delta t$ [nsec]	Krit. 0 [%]	Krit. 1 [%]	Krit. 2 [%]	Krit. 3 [%]	Krit. 4 [%]
40	3.2	77.6	7.8	11.0	0.3
50	1.6	82.5	13.9	2.0	0.1
60	0.61	83.8	15.1	0.4	0.0
100	0.04	84.7	15.2	0.0	0.0

Tabelle 6:

Resultate des Klassifizierungsalgorithmus bei verschiedenen Driftzeitdifferenzen  $\Delta t$ . Diese Tabelle zeigt die ergebnisse für den zweiten Referenzdatensatz.

Wie man sieht, liegt bei einer Driftzeitdifferenz von  $50nsec$  bzw.  $2.5mm$  der Teil der fehlklassifizierten Pulse bei unter 4%, für den zweiten Datensatz beträgt er sogar nur 1.6%. Mit steigender Driftzeitdifferenz nimmt die Zahl der nicht erkannten Doppelpulse stark ab und beträgt bei  $100nsec$  weniger als 0.2%.

Der Anteil der nach den verschiedenen Kriterien erkannten Pulse hängt ebenfalls stark vom Driftzeitunterschied ab. Je kleiner die Driftzeitdifferenz ist, um so größer ist der Anteil an Doppelpulsen, die nach den Kriterien 3 und 4 erkannt wurden. Dies ist nicht überraschend, da, wie schon in Tabelle 4 zu sehen war, der Anteil an Doppelpulsen mit zwei Maxima mit zunehmender Driftzeitdifferenz ebenfalls zunimmt. Wird aber ein Doppelpuls nach den Kriterien 1 oder 2 erkannt, werden die Kriterien 3 und 4 nicht mehr geprüft.

Schwieriger als der Test, wieviele Doppelpulse nicht erkannt werden, ist der Test wieviele Einzelpulse als Doppelpulse erkannt werden. Man benötigt hierfür eine Methode, mit der man Einzelpulse aus einer Menge von Driftkammerpulsen herausfiltern kann.

Um dies zu erreichen, habe ich aus den Daten jene Events herausgesucht, die an allen Drähten *genau* einen Hit hatten. Da Doppelspuren in den meisten Fällen nicht genau parallel verlaufen, gibt es eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß bei ihnen an einen oder mehreren Drähten mehr als ein Hit festgestellt wird. Diese Spuren werden ausselektiert und es bleiben Einzel- oder eng beieinanderliegende Doppelspuren übrig. Diese 16 Pulse (2 Pulse pro Draht) werden klassifiziert und daraus die Anzahl der Pulse für dieses Event berechnet. Dabei zählt ein Ergebnis von 0 (Einzelpuls) als ein Puls, ein Ergebnis  $> 0$  als zwei. Es ergeben sich so minimal 16 Pulse und maximal 32 Pulse für jedes selektierte Event.

Ermittelt man die Anzahl von Events mit 16, 17, ..., 32 Pulsen, kann man damit eine obere Grenze für den Anteil falsch erkannter Doppelpulse berechnen.

Der linke Teil der Tabelle 7 zeigt die Ergebnisse für die beiden Referenzdatensätze. Dafür wurden jeweils 2400 Events verarbeitet. Nimmt man an, daß es sich bei einem Event mit weniger als 25 Pulsen um ein Einzelspurereignis handelt, so beträgt der Anteil von falsch erkannten Doppelpulsen bei dem ersten Referenzdatensatz 10.8%, bei dem zweiten 2.9%. Wie oben gesagt wurde, sind diese Werte obere Grenzen, da der Anteil von falschen Doppelpulsen durch die Delta-Elektronen<sup>23</sup> erhöht wird. Die folgende Tabelle enthält die Gesamtzahlen der gelesenen und erkannten Pulse, sie ist eine Zusammenfassung von Tabelle 7

---

<sup>23</sup>Delta-Elektronen sind Elektronen hoher Energie, die bei der Ionisation des Kammergases durch das spurerzeugende Teilchen entstehen können. Diese Elektronen können dann selber eine neue Spur erzeugen.

	Methode 1		Methode 2	
	Ref. 1	Ref. 2	Ref. 1	Ref. 2
gelesene Pulse:	26928	17840	25488	17920
erkannte Pulse:	29845	18363	27110	18344
zuviel erkannte Pulse:	10.8%	2.9%	3.9%	2.4%

Zahl der Pulse	Methode 1		Methode 2	
	Ref. 1	Ref. 2	Ref. 1	Ref. 2
	Gefundene Events	Gefundene Events	Gefundene Events	Gefundene Events
16	589	860	983	962
17	213	95	0	0
18	425	118	457	127
19	138	12	0	0
20	175	15	113	15
21	45	3	0	0
22	48	6	32	9
23	11	3	0	0
24	12	3	8	7
25	3	3	0	0
26	4	2	4	4
27	2	1	0	0
28	3	5	6	3
29	0	0	0	0
30	6	7	22	11
31	4	3	0	0
32	51	33	32	31

Tabelle 7:

In dieser Tabelle kann man ablesen, wieviele Events mit 16, 17, ..., 32 Pulsen gefunden wurden. Der linke Teil der Tabelle zeigt das Ergebnis für die erste Methode, der rechte für die zweite.

Betrachtet man einen einzelnen Doppelpuls, kann man nicht erkennen, ob dieser aus einer Doppelspur oder von einem Delta-Elektron stammt. Wie oft dieser Fall auftritt ist unbekannt.

Für eine bessere Abschätzung der Fehlerhäufigkeit habe ich deshalb die eben vorgestellte Methode modifiziert. Als Doppelpulse wurden danach nur noch die Pulse gewertet, die an den beiden Enden eines Drahtes entweder Doppelpulse nach den Kriterien 1 oder 2 oder an beiden Enden Doppelpulse nach dem Kriterium 3 oder an beiden Enden Doppelpulse nach Kriterium 4 zum Ergebnis hatten.

Der Anteil an Doppelpulsen den man so erhält, ist natürlich kleiner als der mit der ersten Methode erhaltene. Er betrug für den ersten Referenzdatensatz 6.4% und für den zweiten 2.4%. Man kann davon ausgehen, daß es sich bei einem großen Teil der Pulse, die bei der ersten Methode als Doppelpulse, bei der zweiten aber als Einzelpulse erkannt wurden, um echte Einzelpulse handelt, die fälschlich als Doppelpulse klassifiziert wurden. So kommt man auf einen Fehler von ungefähr 5% zuviel erkannter Doppelpulse. Die vollständigen Ergebnisse dieser Testmethode sind ebenfalls in Tabelle 7 zu finden.

Das Verfahren, die Ergebnisse von den beiden Drahtenden zusammenzufassen, ist aber nicht generell zur besseren Doppelpulserkennung geeignet. Wird es auf die künstlich erzeugten Doppelpulse angewendet, so erhält man einen weitaus größeren Anteil an nicht erkannten Doppelpulsen als der in den Tabellen 5 und 6 angegebene. Bei einem Driftzeitunterschied von  $50nsec$  beträgt die Rate nicht erkannter Doppelpulse für den ersten Referenzdatensatz 16.6%, für den zweiten 4.5%. Für die praktische Anwendung als Doppelpulserkennungsalgorithmus ist aber ein Anteil von mehr als 15% nicht erkannten Doppelpulsen zuviel.

Als Nebenergebnis erhält man mit den beiden eben besprochenen Methoden den Anteil von „echten“ Doppelspureignissen in den Driftkammerdaten, denn man kann davon ausgehen, daß es sich bei einem Event mit mehr als 24 gefunden Pulsen mit großer Wahrscheinlichkeit um ein Doppelspurevent handelt. Für die Referenzdatensätze ergaben sich bei den beiden Methoden folgende Anteile an Doppelspuren:

Referenzdatensatz	Methode 1	Methode 2
1	4.2%	3.9%
2	4.6%	4.2%

Tabelle 8: Anteil von Doppelspuren in den Rundaten

Der Anteil von Doppelpulsspurevents in den Rohdaten liegt also bei ca. 4%.

### 6.3 Doppelpulstrennung

Zur Bestimmung der Pulsparameter von Doppelpulsen, d.h. der Driftzeiten der beiden Teile und ihrer Ladungsintegrale, gibt es zwei Möglichkeiten:

1. *Bestimmung der Parameter direkt aus dem Doppelpuls*

Man könnte z.B. bei Doppelpulsen mit zwei Maxima versuchen, die Driftzeitdifferenz zu bestimmen, indem man einfach den Abstand der beiden Maxima berechnet, oder man könnte aus der Höhe der Maxima versuchen, auf das Ladungsintegral zu schließen.

Um die geforderte Genauigkeit zu erreichen, müßten diese Methoden sehr verfeinert werden. In ihrer einfachsten Art eignen sie sich jedoch dazu, die Startwerte für die im Folgenden beschriebene Methode zu gewinnen.

2. *Trennung des Doppelpulses und Bestimmung der Parameter mit herkömmlichen Verfahren.*

Hat man eine Methode, die beiden, den Doppelpuls erzeugenden Einzelpulse, zu rekonstruieren, kann man diese dann genau wie alle "normalen" Einzelpulse weiter verarbeiten. Die Qualität der Ergebnisse hängt dann im wesentlichen von der Güte des Pulstrennungsverfahrens ab.

Ich habe mich für den zweiten Weg entschieden, da er die größeren Erfolgsaussichten bietet und ich außerdem auf vorhandenen Verfahren aufbauen konnte.

### 6.3.1 Prinzip der Doppelpulstrennung durch Iteration

Für die Auftrennung eines Doppelpulses in zwei Einzelpulse gilt es, die beiden folgenden Forderungen zu erfüllen:

1. Die (binweise) Summe der beiden Einzelpulse muß den ursprünglichen Doppelpuls ergeben (Ladungserhaltung)
2. Die Formen der beiden Einzelpulse sollen den beiden hypothetischen, den Doppelpuls bildenden Pulsen entsprechen.

Während die erste Forderung leicht zu erfüllen ist, gilt für die zweite das Gegenteil, da die Formen der beiden hypothetischen Teile ja unbekannt sind, bzw. diese als Einzelpulse überhaupt nicht existieren (siehe Kapitel 6.1.1).

Das von mir entwickelte Verfahren geht jedoch davon aus, daß sich der Doppelpuls aus zwei Einzelpulsen zusammensetzen läßt. Die zweite Forderung habe ich deshalb modifiziert:

- 2'. Die Formen der beiden Einzelpulse sollen der von Normpulsen entsprechen.

Da die Routine zur Doppelpulstrennung später auch bei der On-Line Datenauswertung eingesetzt werden soll, ist sie sehr zeitkritisch. Deshalb können aufwendige Methoden, welche die Parameter der beiden Normpulse (Pulshöhe und Driftzeit) errechnen, nicht verwendet werden. Aus diesem Grund verwende ich ein iteratives Verfahren. Die Idee ist folgende (Die einzelnen Schritte werden in den folgenden Abschnitten detailliert erläutert):

- I1: bestimme geeignete Startwerte für die Pulsparameter, d.h. bestimme näherungsweise die Driftzeit des ersten Pulses ( $t_1$ ), die Driftzeitdifferenz ( $\Delta t$ ) und die Höhen (Maxima) der beiden Pulsteile ( $w_1$  und  $w_2$ ),
- I2: konstruiere zwei Normpulse mit den Driftzeiten  $t_1$  und  $t_1 + \Delta t$  und den Amplituden  $w_1$  und  $w_2$ .
- I3: modifiziere die beiden Normpulse so, daß ihre Summe gleich dem ursprünglichen Doppelpuls ist.

- I4: bestimme die Driftzeiten  $t_i$  und Maximalamplituden  $w_i$  der beiden Pulse. berechne  $\Delta t = t_2 - t_1$ ,
- I5: prüfe, ob ein Abbruchkriterium erfüllt ist. Wenn nicht, gehe zu I2,
- I6: übergib die beiden erzeugten Pulse an das aufrufende Programm.

### 6.3.2 Bestimmung der Startwerte für die Iteration

Um die Geschwindigkeit und Wahrscheinlichkeit der Konvergenz zu erhöhen, ist es nötig, möglichst gute Startwerte für die Iteration zu benutzen. Andererseits muß der Aufwand für die Berechnung der Startwerte in einem guten Verhältnis zur Gesamtlaufzeit der Iteration stehen, d.h. es sollten nur einfache Berechnungen durchgeführt werden.

Da die Berechnung der Startwerte für einen Doppelpuls mit zwei Maxima anders ist, als für einen mit nur einem Maximum, beschreibe ich im Folgenden je einen Algorithmus für die beiden Fälle.

Zunächst der Algorithmus für die Berechnung der Startwerte bei einem Doppelpuls mit nur einem Maximum:

Si1: *berechne die Driftzeit  $t_1$  des ersten Pulses*

Hierfür verwende ich eine modifizierte Leading-Edge-Methode, da man mit der Originalmethode bei Pulsen, wie sie z.B. das Abbildung 23 zeigt, eine zu große Driftzeit erhält.

Der neue Leadig-Edge-Algorithmus bestimmt in der ansteigenden Flanke des Pulses das Bin mit der größten Steigung, d.h. man bildet fortlaufend die Differenz von zwei aufeinanderfolgenden Bins und sucht deren Maximum. Durch Interpolation wird dann aus der Position dieses Bins und der Steigung der 50%-Punkt der ansteigenden Flanke bestimmt.

Si2: *bestimme die Driftzeitdifferenz  $\Delta t$*

Dazu wird der Puls wie in Si1 differenziert und das Bin mit der zweitgrößten Steigung bestimmt (falls vorhanden). Die Differenzen der Bins mit den beiden größten Steigungen seien dann  $\Delta t$ . Ist danach  $\Delta t > 6bins$ , oder ist die zweitgrößte Steigung nicht vorhanden, setze ich  $\Delta t = 5bins$ , da es unwahrscheinlich ist, daß ein Doppelpuls mit einem Driftzeitabstand von größer als  $60nsec$  nur ein Maximum besitzt.

Si3: *bestimme die beiden Amplituden  $w_{m_1}$  und  $w_{m_2}$  der Pulsteile*

Die mittlere Anstiegszeit eines Pulses liegt bei ca.  $22nsec$ , d.h. der 50%-Punkt der steigenden Flanke liegt ungefähr  $1bin$  vor dessen Maximum.

Sei  $w(i)$  die Amplitude des  $i$ -ten Bins, dann setze ich

$$\begin{aligned}wm_1 &= w(\lfloor t_1 + 1.5bins \rfloor) \\wm_2 &= w(\lfloor t_1 + \Delta t + 1.5bins \rfloor)\end{aligned}$$

wobei  $\lfloor x \rfloor$  die größte ganze Zahl  $n$  ist, für die  $n \leq x$  gilt.

Für einen Puls mit zwei Maxima lautet der entsprechende Algorithmus:

Sii1: *bestimme die Driftzeit  $t_1$  des ersten Pulsteils*

Hierfür verwende ich die Leading-Edge-Methode, jedoch wird der Puls nur bis zum ersten Maximum ausgewertet. Bei einem Doppelpuls, dessen zweites Maximum größer als das erste ist, erhält man sonst eine zu große Driftzeit.

Sii2: *bestimme die Driftzeitdifferenz  $\Delta t$*

Dafür wird der Puls wie bei Si2 differenziert und die Positionen der beiden größten Maxima des differenzierten Pulses bestimmt<sup>24</sup>.  $\Delta t$  wird nun mit der Differenz der Bins der beiden Pulsmaxima verglichen. Ist diese Abweichung größer als  $3bins$ , setze ich  $\Delta t =$  Differenz der beiden Pulsmaxima.

Sii3: *bestimme die beiden Amplituden  $w_{m_1}$  und  $w_{m_2}$  der Pulsteile*

Ich setze einfach die  $w_{m_i}$  gleich den beiden Amplituden der Pulsmaxima.

Die beiden modifizierten Leading-Edge-Methoden sind genau so gut wie die Originalmethode. Für den Referenzdatensatz ergaben sich folgende Auflösungen:

Methode	Auflösung	Rechenzeit
original	$128\mu m$	1.0
Si1	$129\mu m$	1.0
Sii1	$128\mu m$	0.9

Wie man sieht, ist die Methode Sii1 um 10% schneller als die beiden anderen.

### 6.3.3 Der Iterationsalgorithmus

Nachdem im vorhergehenden Kapitel die Gewinnung der Startwerte erklärt wurde, folgt nun die Beschreibung des Iterationsalgorithmus, wie er schon in Kap. 6.3.1 angedeutet wurde.

Wie dort in Schritt I3 gesagt wurde, müssen die beiden Normpulse, nachdem sie erzeugt wurden, so modifiziert werden, daß ihre Summe gleich dem ursprünglichen Puls ist. Dafür gibt es drei einfache Wege.

<sup>24</sup>Der differenzierte Puls hat mindestens zwei Maxima, da der Puls selbst mindestens zwei besitzt.

Seien  $wn_1(i)$  bzw.  $wn_2(i)$  die Amplituden der beiden Normpulse am  $i$ -ten Bin,  $w(i)$  der Originalpuls und  $w_1(i)$  bzw.  $w_2(i)$  die Amplituden der zu erzeugenden Pulse, dann gibt es folgende Möglichkeiten (Die Abbildungen 29, 30 und 31 zeigen, wie die erzeugten Pulse aussehen können):

1. „Additionsmethode“ – addiere zu beiden Normpulsen den gleichen Wert, also:

$$w_1^1(i) = wn_1(i) + \frac{w(i) - (wn_1(i) + wn_2(i))}{2}$$

$$w_2^1(i) = wn_2(i) + \frac{w(i) - (wn_1(i) + wn_2(i))}{2}$$

2. „Subtraktionsmethode“ – addiere zu  $wn_2(i)$  die Differenz von  $w(i)$  und  $wn_1(i)$ :

$$w_1^2(i) = wn_1(i)$$

$$w_2^2(i) = w(i) - wn_1(i)$$

3. „Produktmethode“ – multipliziere die beiden Normpulse mit einem für beide gleichen Faktor:

$$w_1^3(i) = wn_1(i) \cdot \frac{w(i)}{wn_1(i) + wn_2(i)}$$

$$w_2^3(i) = wn_2(i) \cdot \frac{w(i)}{wn_1(i) + wn_2(i)}$$

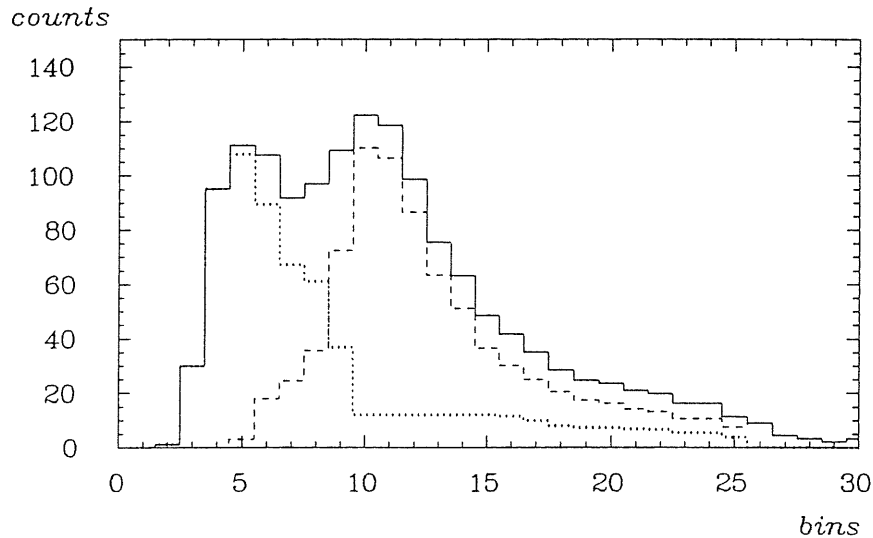


Abbildung 29: Mit Methode 1 erzeugte Einzelpulse

Die erste und die dritte Möglichkeit wird nur unter der Bedingung benutzt, daß  $wn_1(i) \neq 0 \wedge wn_2(i) \neq 0$  gilt. Ist mindestens einer der beiden Werte gleich null, dann gilt:

$$\begin{aligned} w_1^k(i) &= w(i) \\ w_2^k(i) &= 0 \end{aligned} \quad \text{falls } i \leq i_m$$

$$\begin{aligned} w_1^k(i) &= 0 \\ w_2^k(i) &= w(i) \end{aligned} \quad \text{falls } i > i_m$$



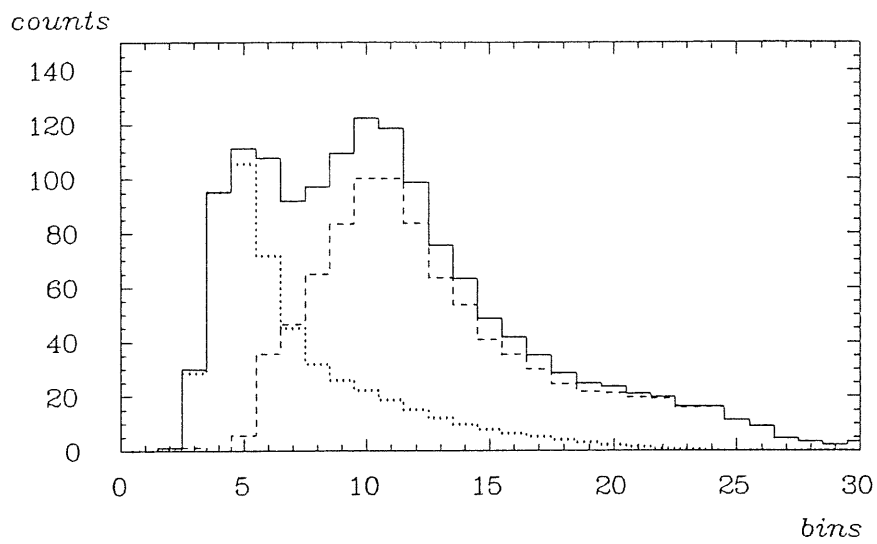


Abbildung 30: Mit Methode 2 erzeugte Einzelpulse

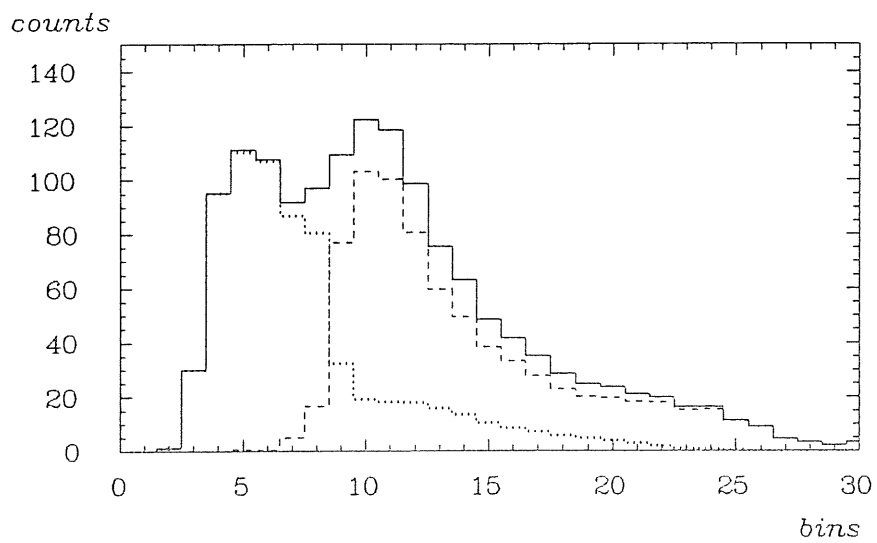


Abbildung 31: Mit Methode 3 erzeugte Einzelpulse

Dabei bezeichnet  $i_m$  die Position der maximalen Amplitude von  $wn_1$ .

In der Praxis bewirkt diese Einschränkung, daß der größte Teil der ansteigenden Flanke des Originalpulses mit der ansteigenden Flanke des ersten der erzeugten Pulse  $w_1$  übereinstimmt und ein großer Teil der fallenden Flanke mit der von  $w_2$ .

Um zu verhindern, daß der erste erzeugte Puls die Form eines Doppelpulses hat, gibt es bei allen drei Methoden noch eine zusätzliche Einschränkung. Ist  $i > i_m$  und  $w_1^k(i) > w_1^k(i-1)$ , dann setze ich

$$\begin{aligned}w_1^k(i) &= w_1^k(i-1) \\w_2^k(i) &= w(i) - w_1^k(i-1)\end{aligned}$$

Dadurch fällt Puls  $w_1$  nach seinem Maximum monoton und die zweite Forderung aus Kap. 6.3.1 ist erfüllt.

Der Iterationsalgorithmus benutzt alle drei Möglichkeiten gleichzeitig, die verschiedenen Pulse werden dabei mit unterschiedlichen Gewichten kombiniert. Außerdem prüfe ich noch, ob eine der erzeugten Amplituden negativ ist. Ist dies der Fall, wird sie auf null gesetzt, und der entsprechende Wert des anderen Pulses korrigiert.

Außer den bisher eingeführten Bezeichnungen seien  $q$ ,  $r$  und  $s$  die Gewichte, mit denen die eben besprochenen Möglichkeiten kombiniert werden. Es gilt  $q + r + s = 1$ . Der vollständige Iterationsalgorithmus lautet dann:

I1: bestimme zwei Normpulse  $wn_j(i)$  mit maximaler Amplitude  $wm_j$  und Driftzeit  $t_1$  bzw.  $t_1 + \Delta t$ . Dazu werden die mit der in Kap. 5.3.2 vorgestellten Methode erzeugten Normpulse verwendet, d.h. die Form der Normpulse ist von ihrer Höhe abhängig.

I2: berechne aus den Normpulsen die  $3 \times 2$  skalierten Pulse  $w_j^k(i)$ .

I3: kombiniere die im letzten Schritt berechneten Pulse zu den Pulsen  $w_1(i)$  und  $w_2(i)$ . Die Formel dafür ist einfach:

$$w_j(i) = q \cdot w_j^1(i) + r \cdot w_j^2(i) + s \cdot w_j^3(i)$$

I4: bestimme von den beiden im letzten Schritt erzeugten Pulsen die maximalen Amplituden  $wm_j$  und die Driftzeiten  $t_1$  und  $t_1 + \Delta t$  unter Benutzung der Leading-Edge-Methode.

I5: teste ob die maximalen Amplituden  $wm_j$  der erzeugten Pulse zu klein sind ( $< c_l$ , s. Kap. 6.2.2). Ist dies der Fall, ist der ursprüngliche Puls vermutlich kein Doppelpuls. Die Iteration wird in diesem Fall abgebrochen und ein Fehler an das aufrufende Programm zurückgemeldet.

I6: prüfe die Abbruchkriterien der Iteration. Sind sie alle nicht erfüllt, beginne wieder bei Schritt I1. Das erste Abbruchkriterium ist, daß

eine bestimmte Anzahl von Schleifendurchläufen erreicht wurde, das zweite, daß sich im Vergleich zum letzten Durchlauf die Driftzeiten der berechneten Pulse nur wenig geändert haben.

I7: gebe die letzten erzeugten Pulse als Ergebnis der Iteration an das aufrufende Programm zurück.

Die konkreten Werte  $q$ ,  $r$  und  $s$  für das Mischungsverhältnis sowie die maximale Anzahl der Iterationen und der Wert für die minimale Änderung der Driftzeiten in Schritt I6 müssen natürlich optimiert werden. Die von mir verwendeten Werte sind im nächsten Kapitel nachzulesen.

Dafür, daß die Iteration in Schritt I5 durch eine zu kleine Maximalamplitude abgebrochen wird, kann es zwei Gründe geben:

1. ein Teil des Doppelpulses hat wirklich eine sehr kleine Höhe, d.h. der Iterationsalgorithmus liefert im Prinzip das richtige Ergebnis. Allerdings ist in diesem Fall fraglich, ob es sich bei dem ursprünglichen Puls wirklich um einen Doppelpuls handelte (siehe auch Kap. 6.2.1, Fälle 4 und 5).
2. die beiden Pulsteile liegen sehr eng beieinander. Dann kann es vorkommen, daß bei einem zu großen  $\Delta t$  als Startwert die Iteration schnell divergiert, d.h. in jedem Schritt wird  $\Delta t$  größer. Dies hat zur Folge, daß das Maximum des hinteren Pulses immer weiter in die fallende Flanke des Doppelpulses fällt und somit immer kleiner wird.

Die erzeugten Pulse können anschließend wie normale Driftkammerpulse weiterverarbeitet werden, d.h. Driftzeiten und Ladungsintegrale lassen sich mit Standardmethoden bestimmen. Die Ergebnisse für die Ortsauflösung, die man dann erhält, stelle ich im nächsten Kapitel vor.

#### 6.3.4 Die $t$ - und $z$ -Auflösung mit SPLIT

Da die Driftzeiten, Driftzeitdifferenzen und  $z$ -Koordinaten der synthetisch erzeugten Doppelpulse bekannt sind, ist es einfach, mit ihnen die Auflösung des Trennungsalgorithmus zu bestimmen und zu optimieren. Die im Folgenden vorgestellten Ergebnisse ergaben sich jeweils durch die Verarbeitung von 2400 Events bzw.  $\approx 14000$  künstlich erzeugter Doppelpulse.

##### Zeitauflösung

Zunächst wurde der Einfluß der Mischungsparameter  $q$ ,  $r$  und  $s$  und der Anzahl der Iterationen auf die Zeitauflösung untersucht. Tabelle 9 zeigt die Ergebnisse, welche man für den zweiten Referenzdatensatz erhält. Die Auflösung ist auch hier wieder durch die Varianz der Verteilung gegeben.

$\Delta t$	eine Iteration			fünf Iterationen		
	$q = 1$	$q = 0$	$q = 0$	$q = 1$	$q = 0$	$q = 0$
	$r = 0$	$r = 1$	$r = 0$	$r = 0$	$r = 1$	$r = 0$
	$s = 0$	$s = 0$	$s = 1$	$s = 0$	$s = 0$	$s = 1$
$\sigma_{\Delta t}$ [nsec]	$\sigma_{\Delta t}$ [nsec]	$\sigma_{\Delta t}$ [nsec]	$\sigma_{\Delta t}$ [nsec]	$\sigma_{\Delta t}$ [nsec]	$\sigma_{\Delta t}$ [nsec]	$\sigma_{\Delta t}$ [nsec]
40	2.45	1.68	1.56	2.85	1.84	1.54
50	2.46	1.33	1.15	2.60	1.65	1.37
60	2.13	1.53	1.34	2.27	1.41	1.16
100	1.19	2.44	1.55	1.35	0.84	0.72

Tabelle 9:

Zeitauflösung des Trennungsalgorithmus für verschiedene Parameter. Dabei sind  $q$ ,  $r$  und  $s$  die Mischungsparameter der drei Methoden, die erzeugten Normpulse anzupassen (s.S. 55):  $q$  = Additions-,  $r$  = Subtraktions- und  $s$  = Produktmethode.

Die beste Auflösung erhält man für die Produktmethode, etwas schlechter ist Differenzmethode. Die Auflösung der Additionsmethode ist fast doppelt so groß wie die der Produktmethode. Bei der Driftzeitdifferenz von  $100nsec$  und einer Iteration ist zwar die Auflösung der Additionsmethode besser als die der beiden anderen, dafür ist hier die Zeitauflösung des ersten Teils des Doppelpulses, d.h. die Driftzeit des gesamten Doppelpulses, sehr viel schlechter ( $10.8nsec$ ) als die der beiden anderen ( $1.3nsec$ ). Da dies auch für andere Datensätze gilt, wurde die Additionsmethode nicht weiter angewendet.

Die Auflösung des Trennungsalgorithmus hängt für große Driftzeitdifferenzen stark von der Anzahl der Iterationen ab. Während sich für kleine Driftzeitunterschiede ( $\approx 50nsec$ ) die Auflösung kaum ändert bzw. sich diese sogar verschlechtert, ist sie bei großen Driftzeitdifferenzen und fünf Iterationen fast doppelt so gut.

Aus diesem Grund wurde die Anzahl der Iterationen dynamisch variiert. Wie schon im letzten Kapitel gesagt, wird dazu am Ende jeder Iteration festgestellt, wie groß die Änderung der Driftzeitdifferenz im Vergleich zur vorigen Iteration bzw. zu den Startwerten ist. Für die Daten in Tabelle 10 wurde die Iteration abgebrochen, wenn sich der Driftzeitunterschied um weniger als eine Nanosekunde geändert hat. Die maximale Zahl der Iterationen war dabei zehn. Die Tabelle zeigt außerdem die Auflösung, die man erhält, wenn man die Produkt- und Differenzmethode im Verhältnis 1:1 anwendet.

Es ergibt sich wiederum, daß die Auflösung am besten ist, wenn man nur die Produktmethode anwendet. Vergleicht man die Werte mit denen in Tabelle 9, Spalten  $s = 1$ , sieht man, daß sie immer besser als der schlechtere der beiden dort angegebenen Werte ist. Aus diesem Grund wurde für die weiteren Untersuchungen diese Methode verwendet.

	$q = 0$ $r = 1$ $s = 0$	$q = 0$ $r = 0$ $s = 1$	$q = 0$ $r = 0.5$ $s = 0.5$
$\Delta t$ [nsec]	$\sigma_{\Delta t}$ [nsec]	$\sigma_{\Delta t}$ [nsec]	$\sigma_{\Delta t}$ [nsec]
40	1.87	1.49	1.64
50	1.55	1.25	1.37
60	1.35	1.11	1.20
100	0.91	0.76	1.78

Tabelle 10:

Zeitauflösung des Trennungsalgorithmus für verschiedene Parameter  $q$ ,  $r$  und  $s$  und dynamischer Iterationszahl. Die Iteration wird abgebrochen, wenn sich die Driftzeit differenz um weniger als  $1nsec$  ändert oder 10 Iterationen durchlaufen sind.

Driftzeitdifferenz [nsec]:	40	50	60	100
Mittlere Zahl der Iterationen:	2.8	2.5	2.4	2.7

Tabelle 11:

Mittlere Zahl der Iterationen mit  $s = 1$  und Abbruch bei weniger als  $1nsec$  Driftzeitdifferenzänderung.

Die mittlere Zahl der Iterationen für die unterschiedlichen Driftzeitdifferenzen ist in Tabelle 11 zu finden. Über alle Driftzeitdifferenzen gemittelt betrug sie 2.6.

Die Auflösung, die man für den ersten Referenzdatensatz erhält, ist ungefähr doppelt so schlecht wie die für den zweiten. Dies verdeutlicht Tabelle 12. Die Ur-

$\Delta t$ [nsec]:	40	50	60	100
$\sigma_{\Delta t}$ [nsec]:	2.85	2.53	2.24	1.35

Tabelle 12:

Zeitauflösung des zweiten Referenzdatensatzes. Es wurden die gleichen Parameter wie in der vorigen Tabelle benutzt.

sachen, die schon eine Verschlechterung der Driftzeitauflösung ( $136\mu m$  vs.  $114\mu m$ ) verursacht haben, wirken sich an dieser Stelle noch größer aus.

Da man bei der Auswertung der Daten, die die H1-Jetkammer liefern wird, nicht die Driftzeitdifferenz von Doppelspuren, sondern die absoluten Driftzeiten bzw.  $(r, \phi)$ -Koordinaten der beiden Pulsteile benötigt, wurde die  $t$ - bzw.  $x$ -Auflösung der rekonstruierten Pulsteile ermittelt. Geht man davon aus, daß der bei der Rekonstruktion entstehende Fehler der Driftzeitbestimmung unabhängig vom Fehler der Driftzeitbestimmungsmethode ist, ergibt sich die  $x$ -Auflösung einfach aus dem quadratischen Mittel der beiden Varianzen. Tabelle 13 zeigt die Auflösung

ohne ( $\sigma_t$ ) und mit ( $\sigma_x$ ) Berücksichtigung des Fehlers der Driftzeitbestimmungsmethode.

$\Delta t$ [nsec]	Referenzdatensatz 1				Referenzdatensatz 2			
	$\sigma_{t_1}$ [nsec]	$\sigma_{t_2}$ [nsec]	$\sigma_{x_1}$ [ $\mu m$ ]	$\sigma_{x_2}$ [ $\mu m$ ]	$\sigma_{t_1}$ [nsec]	$\sigma_{t_2}$ [nsec]	$\sigma_{x_1}$ [ $\mu m$ ]	$\sigma_{x_2}$ [ $\mu m$ ]
40	1.81	3.70	163	230	1.03	1.80	125	145
50	1.33	3.06	151	205	0.86	1.63	122	140
60	1.07	3.23	146	211	0.42	1.62	116	140
100	0.53	2.54	139	186	0.24	1.15	115	128

Tabelle 13:

Ortsauflösung der beiden Doppelpulsteile.  $t_1$  und  $t_2$  sind die Driftzeiten des ersten und zweiten Teilpulses,  $x_1$  und  $x_2$  ihre Driftstrecken.  $\sigma_{t_i}$  ist die Varianz aus der Verteilung der  $t_i$ ,  $\sigma_{x_i}$  enthält auch die Auflösung der Leading-Edge-Methode. Es gilt

$$\sigma_{x_i}^2 = (\sigma_{t_i} \cdot 50 \mu m / nsec)^2 + \sigma_x^2$$

mit  $\sigma_x = 136 \mu m$  für den ersten Referenzdatensatz und  $\sigma_x = 114 \mu m$  für den zweiten.

### **z-Auflösung**

Wie bereits in Kapitel 4.3.4 gesagt wurde, verbessert sich die  $z$ -Auflösung der rekonstruierten Pulse, wenn die Ladung nicht über den gesamten Puls integriert wird, sondern nur über die drei, das Pulsmaximum umgebenden Amplitudenwerte. Tabelle 14 belegt dies. Die linke große Spalte zeigt die Auflösung, wenn die Ladung immer über den ganzen Puls bestimmt wird, die mittlere, wenn sie immer über drei Werte bestimmt wird und die letzte, wenn die Ladung der Originalpulse über alle Amplitudenwerte, die Ladung der rekonstruierten Pulse aber über drei Werte bestimmt wird. Wie man sieht, ist die Auflösung im schlechtesten Fall (Integration über den gesamten Puls) um 50% schlechter als im besten Fall (erst Integration über den ganzen Puls, dann über drei Werte).

Nimmt man wieder an, daß die Fehler durch Pulstrennung und Ladungsbestimmung unabhängig voneinander sind, erhält man die in Tabelle 15 gezeigte  $z$ -Auflösung: Gegenüber Einzelpulsen verschlechtert sich die  $z$ -Auflösung also auf das  $2\frac{1}{2}$ -fache.

## 6.4 Eine Anwendung der Fourier-Transformation

Wie man bereits in Abbildung 12 gesehen hat, zeigen die Spektren von Doppelpulsen markante Änderungen gegenüber denen von Einzelpulsen. Unter der An-

	alle/alle		drei/drei		alle/drei	
$\Delta t$	$\sigma_{z_1}$	$\sigma_{z_2}$	$\sigma_{z_1}$	$\sigma_{z_2}$	$\sigma_{z_1}$	$\sigma_{z_2}$
[nsec]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
40	59.3	75.7	49.1	60.7	39.3	51.9
60	58.4	71.0	48.4	56.2	38.1	47.2

Tabelle 14:

$z$ -Auflösung der Doppelpulsteile für den zweiten Referenzdatensatz. Die Iterationsparameter sind:  $s = 1$ , maximal zehn Iteration bei einem Abbruchkriterium von 1nsec. „alle“ steht für die Integration über den gesamten Puls, „drei“ heißt Addition der drei das Pulsmaximum umgebenden Werte.

	Ref. 1		Ref. 2	
$\Delta t$	$\sigma_{z_1}$	$\sigma_{z_2}$	$\sigma_{z_1}$	$\sigma_{z_2}$
[nsec]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
40	70	89	44	56
50	59	75	44	54
60	58	70	43	52
100	58	63	45	48

Tabelle 15:

$z$ -Auflösung der Doppelpulsteile für die beiden Referenzdatensätze. Die Iterationsparameter sind die gleichen wie in der vorigen Tabelle. Bei den Werten wurde die  $z$ -Auflösung der Ladungsteilungsmethode berücksichtigt.

nahme, daß die beiden Einzelpulskomponenten des Doppelpulses die gleiche Form haben<sup>25</sup>, lassen sich die Unterschiede mathematisch beschreiben.

Sei  $f(t)$  die Funktion, die einen Puls analytisch beschreibt. Dann läßt sich ein Doppelpuls  $d(t)$  darstellen als:

$$d(t) = f(t) + af(t - \Delta t)$$

Dabei ist  $a$  das Verhältnis der Pulshöhen der beiden Pulsteile und  $\Delta t$  der Driftzeitabstand. Bezeichnen  $D(t)$  und  $F(t)$  die Fourier-Transformierten von  $d(t)$  bzw.  $f(t)$ , dann gilt (s. Fußnote 11 auf Seite 29):

$$\begin{aligned} D(j\omega) &= F(j\omega) + ae^{-j\omega\Delta t}F(j\omega) \\ &= (1 + ae^{-j\omega\Delta t})F(j\omega) \end{aligned}$$

Für die weiteren Berechnungen werden wiederum nur das Energie- und das Pha-

<sup>25</sup>Damit ist weder gemeint, daß es sich dabei um Normpulse handelt, noch daß die Pulse exakt gleich sind. Wichtig ist, daß die Formen der beiden Pulse ähnlich sind.

senspektrum benötigt. Man erhält dafür<sup>26</sup>:

$$\begin{aligned}
 |D(j\omega)|^2 &= |(1 + ae^{-j\omega\Delta t}) F(j\omega)|^2 \\
 &= |1 + ae^{-j\omega\Delta t}|^2 \times |F(j\omega)|^2 \\
 &= |1 + a \cos(\omega\Delta t) - ja \sin(\omega\Delta t)|^2 \times |F(j\omega)|^2 \\
 &= [(1 + a \cos(\omega\Delta t))^2 + a^2 \sin^2(\omega\Delta t)] \times |F(j\omega)|^2 \\
 &= (1 + 2a \cos(\omega\Delta t) + a^2) \times |F(j\omega)|^2 \\
 \arg(D(j\omega)) &= \arg((1 + ae^{-j\omega\Delta t}) F(j\omega)) \\
 &= \arg(1 + ae^{-j\omega\Delta t}) + \arg(F(j\omega)) \\
 &= \arg(1 + a \cos(\omega\Delta t) - ja \sin(\omega\Delta t)) + \arg(F(j\omega)) \\
 &= \arctan \frac{a \sin(\omega\Delta t)}{1 + a \cos(\omega\Delta t)} + \arg(F(j\omega))
 \end{aligned}$$

Man erhält folgendes Ergebnis:

- das Energiespektrum eines Doppelpulses ergibt sich, wenn man das eines Einzelpulses mit der Summe aus einer Kosinusfunktion und einer Konstanten multipliziert.
- das Phasenspektrum eines Doppelpulses ergibt sich, wenn man zu dem eines Einzelpulses eine Funktion  $\arctan \frac{a \sin(\omega\Delta t)}{1 + a \cos(\omega\Delta t)}$  addiert.

Eine weitere Analyse des Phasenspektrums zeigt, daß unter der Voraussetzung, daß  $\arg(F(j\omega))$ , d.h. das Phasenspektrum eines Einzelpulses, eine lineare Funktion ist (s. auch Kap. 5.2.1), die Funktion  $\arg(D(j\omega))$  bei  $\omega\Delta t = n\pi$ ,  $n \in \mathbb{Z}$  Wendepunkte besitzt.

Bei der Analyse von realen Doppelpulsen findet man aber sehr viel mehr Wendepunkte (im Mittel 13), als eigentlich vorhanden sein dürften. Dies ist darauf zurückzuführen, daß  $\arg(F(j\omega))$  eben keine lineare Funktion ist, sondern kleine Schwankungen enthält, wovon jede einen Wendepunkt bewirkt. Das Phasenspektrum habe ich deshalb für die weitere Analyse nicht mehr betrachtet.

Dividiert man das Energiespektrum  $|D(j\omega)|^2$  eines Doppelpulses noch durch das des Einzelpulses  $|F(j\omega)|^2$ , dann erhält man eine diesen Doppelpuls charakterisierende Funktion

$$C_D(\omega) = 1 + 2a \cos(\omega\Delta t) + a^2$$

Bestimmt man deren Minima und Maxima, dann läßt sich daraus der Driftzeitabstand  $\Delta t$  berechnen. Man erhält:

$$\begin{aligned}
 \min(C_D(\omega)) &= (1 - a)^2 \quad \text{für } \omega\Delta t = (2n + 1)\pi \\
 \max(C_D(\omega)) &= (1 + a)^2 \quad \text{für } \omega\Delta t = 2n\pi \quad ; \quad n = 0, 1, \dots
 \end{aligned}$$

<sup>26</sup> $\arg(c)$  bezeichnet den Phasenwinkel einer komplexen Zahl



Die Funktion  $C_D(\omega)$  nenne ich das „Charakteristische Spektrum“ eines Pulses. Abbildung 32 zeigt  $C_D(\omega)$  für den Doppelpuls welcher in Abbildung 12 dargestellt ist. Mißt man die Positionen der ersten zwei Minima (6MHz, 19MHz) und Maxima (14MHz, 28MHz), dann erhält man mit den oben angegebenen Formeln eine Driftzeitdifferenz von 76nsec. Um die charakteristische Funktion zu berechnen, habe ich das Energiespektrum des Doppelpulses durch das eines Normpulses (Abbildung 33) dividiert.

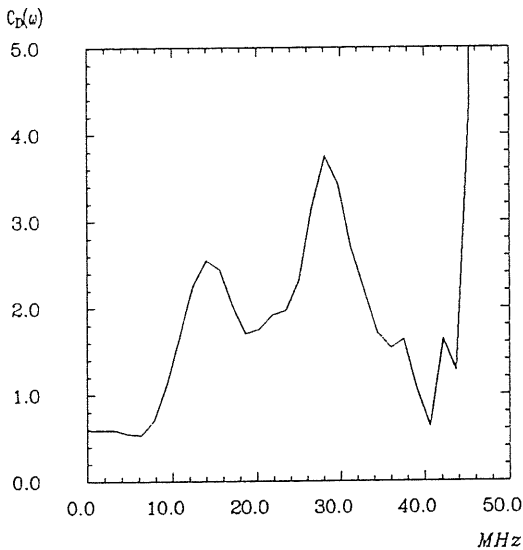


Abbildung 32:

Charakteristisches Spektrum des Doppelpulses aus Abb. 12

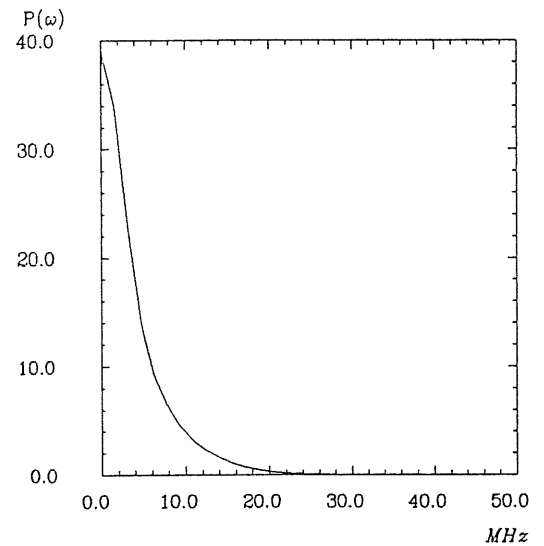


Abbildung 33:

Energiespektrum des Normpulses, welches für die Berechnung in Abbildung links verwendet wurde

Abbildung 32 verdeutlicht zwei Dinge. Erstens erkennt man, daß es nicht notwendig ist, daß beide Pulsteile die gleiche Form haben, bzw. daß zur Berechnung der char. Funktion auch das Spektrum eines Normpulses verwendet werden kann. Zweitens sieht man aber auch, daß es unter Umständen große Schwierigkeiten bereiten kann, die relevanten Maxima und Minima zu finden. Es ist z.B. fraglich, ob die Minima und Maxima, die man in Abbildung 32 im Bereich ab 30MHz findet, von der Doppelpulsstruktur her stammen, oder ob sie einfach daher kommen, daß anstelle der theoretisch verlangten *einen* Funktion  $f(t)$  (welche alle drei beteiligten Pulse gleichermaßen beschreibt), drei verschiedene benutzt werden.

Eine weitere Analyse mit den in Kapitel 6.1 beschriebenen künstlich erzeugten Doppelpulsen ergab für den ersten Referenzdatensatz eine Zeitauflösung der Driftzeitdifferenz von 3.5nsec, für den zweiten eine von 2.9nsec. In beiden Fällen lag der Bereich der Driftzeitdifferenzen der verwendeten Doppelpulse zwischen 35nsec und 45nsec. Außerdem zeigte sich in beiden Fällen die schon oben erwähnte Schwierigkeit, die relevanten Maxima und Minima zu erkennen. Auf Abbildung 34 sieht man für den zweiten Referenzdatensatz ein Histogramm, welches die Verteilung

der Differenzen von originalen und berechneten Driftzeitunterschieden zeigt. Man kann außer dem Hauptteil der Verteilung um  $0\text{nsec}$  herum deutlich ein Nebenmaximum bei ca.  $-25\text{nsec}$  erkennen. Der Grund hierfür ist, daß die Routine, welche die Minima und Maxima von  $C_D(\omega)$  bestimmt, in einigen Fällen das erste Maximum nicht findet. Dies hat zur Folge, daß z.B. statt einer Driftzeitdifferenz von  $40\text{nsec}$  eine von  $13\text{nsec}$  errechnet wird, woraus sich das Nebenmaximum bei  $13\text{nsec} - 40\text{nsec} = 27\text{nsec}$  ergibt.

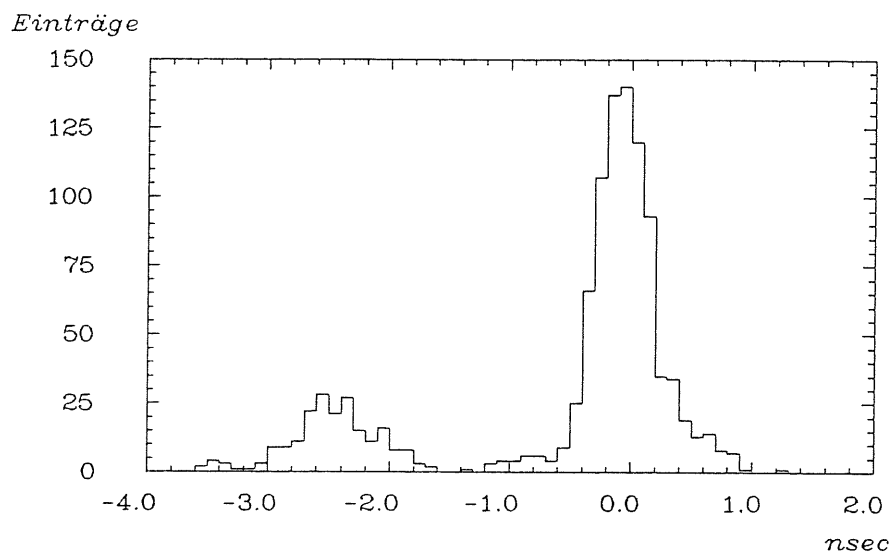


Abbildung 34: Fehlerhistogramm von  $\Delta t$  über  $C_D(\omega)$  berechnet

Da die Methode diese Schwierigkeiten hat, außerdem die Auflösung nicht sehr gut ist und sie schließlich extrem rechenintensiv ist (es muß für jeden Puls eine Fourier-Transformation) durchgeführt werden), habe ich auf eine weitere Untersuchung dieses Verfahrens verzichtet.

## 7 Diskussion der Ergebnisse

Die vorliegenden Daten zeigen, daß es möglich ist, eine Doppelspurauflösung von unter  $2.5\text{mm}$  zu erreichen. Wie den Ergebnissen der letzten Kapitel zu entnehmen ist, beträgt bei diesem Driftwegunterschied der Anteil der nicht erkannten Doppelpulse im günstigsten Fall weniger als 2%, wobei die Zahl der zuviel erkannten Doppelpulse bei ca. 5% liegt. Da die physikalisch interessantesten Ereignisse jene sind, bei denen Jets auftreten, ist es günstiger, zunächst einmal zuviel als zuwenig Doppelpulse zu erkennen. Bei der anschließenden Spurrekonstruktion werden die falschen Doppelpulse mit hoher Wahrscheinlichkeit erkannt. Dagegen ist es sehr unwahrscheinlich, daß eine Doppelspur nicht erkannt wird. Nimmt man nämlich als Kriterium für eine Doppelspur an, daß an mindestens zwei von drei aufeinanderfolgenden Drähten Doppelpulse gefunden werden, beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß eine Doppelspur nicht gefunden wird nur 0.12%.

Die Ortsauflösung in Driftrichtung ( $r, \phi$  bzw.  $x$ ) ist für den ersten Pulsteil mit  $122\mu\text{m}$  bei einem Driftwegunterschied von  $2.5\text{mm}$  nur um 7% schlechter als die Einzelpulsauflösung. Dabei wurde nicht einberechnet, daß sich die Einzelpulsauflösung verschlechtert, wenn z.B. die First-Electron-Methode auf Doppelpulse angewendet wird. Man kann sogar erwarten, daß für Doppelpulse die Auflösung für den ersten Pulsteil mit der hier vorgestellten Methode besser ist als die, die man mir der Leading-Edge-Methode bei Doppelpulsen erhält.

Für den hinteren Pulsteil ist die Auflösung mit  $140\mu\text{m}$  um ca. 25% schlechter als die Einzelpulsauflösung. In Anbetracht der Tatsache, daß dieser Pulsteil bisher überhaupt nicht ausgewertet wurde, erscheint dieser Wert sehr gut.

Die  $z$ -Auflösung ist mit  $45\text{mm}$  für den ersten Pulsteil und mit  $53\text{mm}$  für den zweiten um 125% bzw. 165% schlechter als die Auflösung eines Einzelpulses. Da die geplante  $z$ -Auflösung von  $20\text{mm}$  der H1-Jetkammer um eine Größenordnung größer als die geforderte Doppelspurauflösung ist, können mit der Methode der Ladungsteilung die Spuren innerhalb eines Jets sowieso nicht aufgelöst werden. Die einzige Anwendung ist also der Test, ob zwei fast gleichzeitig am Signaldraht ankommende Pulse von zwei verschiedenen Jets stammen oder nicht. Sollte dieser seltene Fall auftreten, daß zwei Jets den gleichen Winkel  $\phi$  haben, so ist es mit der erreichten  $z$ -Auflösung immerhin noch möglich, bis zu Abständen von  $70\text{mm}$  zu entscheiden, aus welchem der beiden Jets die Pulse stammen.

Ein anderes Problem ergibt sich daraus, daß die entwickelten Algorithmen bei der On-Line-Datenauswertung eingesetzt werden sollen, d.h. es werden besonders große Anforderungen an die Effizienz der Programme gestellt. Für die von mir geschriebenen Prozeduren ergeben sich folgende Laufzeiten auf einer IBM 3084:

SPLIT (eine Iteration):	$162\mu\text{sec}$ pro Doppelpuls
CLSSFY:	$55\mu\text{sec}$ pro Puls
Leading-Edge-Methode:	$22\mu\text{sec}$ pro Puls

Werden im Mittel 2.6 Iterationen zur Trennung eines Doppelpuls durchgeführt, dann benötigt man dazu insgesamt  $420\mu\text{sec}$ . Diese Zahl erscheint zunächst sehr groß, man muß aber bedenken, daß nur die erkannten Doppelpulse verarbeitet werden müssen. Die Prozeduren wurden außerdem noch nicht auf die größtmögliche Verarbeitungsgeschwindigkeit optimiert, die endgültigen Laufzeiten können daher erheblich unter den hier angegebenen liegen.

Die Klassifizierungsprozedur benötigt zwar etwa die  $2\frac{1}{2}$  fache Zeit der Leading-Edge-Methode, es ist jedoch möglich, daß sie die Driftzeit und Ladung gleich mitberechnet. Die Rechenzeit wird dadurch kaum erhöht, so daß dieser Algorithmus ohne Einschränkung zur On-Line-Anwendung geeignet ist.

Die folgende Übersicht faßt die erreichten Ergebnisse bei einem Doppelspurabstand von  $2.5\text{mm}$  zusammen:

nicht erkannte Doppelpulse .....	1.6%
zuviel erkannte Doppelpulse .....	2.9%
$x$ -Auflösung erster Doppelpulsteil.....	$122\mu\text{m}$
$x$ -Auflösung zweiter Doppelpulsteil.....	$140\mu\text{m}$
$z$ -Auflösung erster Doppelpulsteil .....	$44\text{mm}$
$z$ -Auflösung zweiter Doppelpulsteil.....	$54\text{mm}$

Tabelle 16:

Das Ergebnis der Doppelspurauflösung bei einem Driftwegunterschied von  $2.5\text{mm}$ .

Wie man sieht, können die gestellten Anforderungen an die Doppelspurauflösung erfüllt werden.

## A Die diskrete Fouriertransformation

Die Fourier-Transformation<sup>27</sup>

$$F(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-j\omega t} dt \quad (1)$$

ist eine Operation, die eine zeitabhängige Funktion  $f(t)$  in eine frequenzabhängige Funktion  $F(j\omega)$  überführt, vorausgesetzt, das Integral existiert (s. [9], Kap. 4.4.2.1). Dabei können  $f(t)$  und  $F(j\omega)$  auch komplexwertige Funktionen sein.

Diese Operation ist für Signale, die auf Maschinen verarbeitet werden sollen (Pulse), nicht anwendbar, da diese nur eine finite Länge besitzen und nur an einigen Punkten bekannt sind. Für die diskrete Fourier-Transformation (DFT) benutzt man deshalb die Annäherung nullter Ordnung an das Integral in (1) und man erhält:

$$\bar{F}(j\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(nT)e^{j\omega nT} \quad (2)$$

Hierbei ist  $\bar{F}(j\omega)$  die diskrete Fourier-Transformierte und  $T$  die Zeit zwischen zwei Abtastungen des Signals. Da Pulse eine endliche Länge von  $N$  bins haben und außerhalb dieses Bereichs verschwinden, gilt schließlich:

$$\bar{F}(j\omega) = \sum_{n=0}^{N-1} f_n e^{j\omega nT} \quad (3)$$

Dabei bezeichne  $f_n$  das  $n$ -te Bin des Pulses.

Die diskrete Fourier-Transformation nach Gleichung 3 hat im Wesentlichen die gleichen Eigenschaften wie die normale Fourier-Transformation in Glg. 1, bis auf die Tatsache, daß  $\bar{F}(j\omega)$  über  $\omega$  mit der Periode  $2\pi/T$  periodisch ist, d.h. es gilt (s. [10], Kap. 5.2):

$$\bar{F}(j\omega) = \bar{F}(j\omega + j\frac{2\pi}{T})$$

Wiederum ist  $\bar{F}(j\omega)$  eine komplexwertige Funktion. In der Praxis benutzt man deshalb gerne eine andere Darstellung. Seien  $F_R(j\omega)$  bzw.  $F_I(j\omega)$  die reellen und imaginären Teile von  $\bar{F}(j\omega)$ . Das Quadrat des Absolutwertes von  $\bar{F}(j\omega)$  bezeichnet man dann als Energiespektrum („power spectrum“):

$$P(\omega) = |\bar{F}(j\omega)|^2 = F_R^2(j\omega) + F_I^2(j\omega) \quad (4)$$

$P(\omega)$  gibt also den Energieinhalt des Signals bei der Frequenz  $\omega$  an.

Die andere zur Beschreibung benutzte Größe ist das Phasenspektrum („phase spectrum“):

$$\varphi(\omega) = -\arctan \frac{F_I(j\omega)}{F_R(j\omega)} \quad (5)$$

Daraus erhält man den Phasenwinkel der einzelnen Frequenzanteile des Signals.

<sup>27</sup>In allen von mir angegebenen Formeln bezeichnet  $j$  die imaginäre Einheit

Obwohl in allen oben angegebenen Gleichungen  $\omega$  eine kontinuierliche Variable ist, kann es natürlich nur  $N$  unabhängige Werte für  $\bar{F}(j\omega)$  geben. Die erwähnte Eigenschaft der Periodizität von  $\bar{F}(j\omega)$  legt es nahe, den Bereich  $0 \leq \omega T \leq 2\pi$  in  $N$  Teile zu zerlegen, so daß

$$\omega_m = \frac{2\pi m}{NT}; \quad m = 0, 1, \dots, N-1$$

Ist  $f(t)$  eine rein reelle Funktion, dann gilt für ihre Fourier-Transformierte:

$$F(j\omega) = F^*(-j\omega)$$

wobei  $F^*(j\omega)$  das konjugiert Komplexe von  $F(j\omega)$  ist. Aus der Periodizität von  $F(j\omega)$  folgt dann:

$$\begin{aligned} \bar{F}(-j\omega_m) &= \bar{F}(-j\omega_m + j\frac{2\pi}{T}) \\ \implies \bar{F}(j\omega_m) &= \bar{F}^*(-j\omega_m + j\frac{2\pi}{T}) \\ \implies \bar{F}(j\omega_m) &= \bar{F}^*(\omega_{N-m}) \end{aligned}$$

d.h. es gibt nur  $N/2 + 1$  unabhängige Werte für  $\bar{F}(j\omega)$ . Für eine Periodendauer von  $T = 10nsec$  ergibt sich folglich ein Frequenzbereich von  $0MHz - 50MHz$ . Dies ist der Grund dafür, daß sämtliche in dieser Arbeit gezeigten Spektren einen Frequenzbereich bis  $50MHz$  abbilden.

Das von mir zu Berechnungen verwendete Programm zur Fourier-Transformation basiert auf der in [10], Anhang B abgedruckten Routine für eine schnelle Fourier-Transformation (FFT = Fast Fourier Transform), welches um die Benutzung von look-up-tables („Nachschlage-Tabellen“) zur Erzielung einer maximalen Geschwindigkeit erweitert wurde, da der zeitaufwendigste Teil der FT die Berechnung der Werte von  $e^{-j\omega t}$  bzw. von  $\cos(\omega t)$  und  $\sin(\omega t)$  ist, diese Werte für festes  $N$  aber nur einmal berechnet werden müssen.

Für eine FFT mit 64 Punkten benötigt die Rechenanlage IBM 3084 dann  $1160\mu sec$ .

## B Die diskrete Hartley-Transformation

Wie in Anhang A erwähnt, gilt für eine rein reelle Funktion  $f(t)$ :  $F(j\omega) = F^*(-j\omega)$ . Durch diese Tatsache läßt sich der Aufwand für die Berechnung der diskreten Fourier-Transformation halbieren, indem man gleichzeitig die Fourier-transformierte von zwei reellen Funktionen berechnet („stereo“-FFT oder „tandem“-FFT) [11].

Es gibt aber noch eine andere Möglichkeit die FT einer reellen Funktion zu berechnen, die den Nachteil, die Fourier-Transformierte  $\bar{F}(j\omega)$  nach der Transformation in zwei Teile  $\bar{F}_1(j\omega)$  und  $\bar{F}_2(j\omega)$  auftrennen zu müssen, vermeidet. Dieses ist die Hartley-Transformation [14,13].

Die Hartley-Transformation ist definiert als:

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\text{cas}(\omega t) dt \quad (6)$$

wobei

$$\text{cas}(\theta) \equiv \cos(\theta) + \sin(\theta)$$

Wie man sieht, ist  $H(\omega)$  eine rein reelle Funktion. Mit den gleichen Bedingungen wie für die diskrete Fourier-Transformation gelangt man zur diskreten Hartley-Transformation DHT:

$$\bar{H}(\omega) = \sum_{n=0}^{N-1} f_n \text{cas}(\omega nT) \quad (7)$$

Die DFT und DHT hängen eng zusammen, denn es gilt:

$$F_R(j\omega) = H(\omega) + H\left(\frac{2\pi}{T} - \omega\right)$$

$$F_I(j\omega) = H(\omega) - H\left(\frac{2\pi}{T} - \omega\right)$$

bzw.

$$P(\omega) = \frac{H^2(\omega) + H^2\left(\frac{2\pi}{T} - \omega\right)}{2}$$

$$\varphi(\omega) = -\arctan \frac{H(\omega) - H\left(\frac{2\pi}{T} - \omega\right)}{H(\omega) + H\left(\frac{2\pi}{T} - \omega\right)}$$

Unter Zuhilfenahme des in [14] veröffentlichten BASIC-Programms habe ich eine Routine für die schnelle Hartley-Transformation (FHT = Fast Hartley Transform) geschrieben, welche direkt  $P(\omega)$  und  $\varphi(\omega)$  berechnet. Wie im Programm für die FFT benutze ich look-up-tables zur Steigerung der Geschwindigkeit.

Die Berechnung der beiden Spektren für einen Puls mit 64bins benötigt dann auf einer IBM 3084 470 $\mu$ sec CPU-Zeit, was ca. 40% der für die FFT benötigten Zeit ist.

## C Das Whittakersche Rekonstruktionsverfahren

Für meine Untersuchungen, die ich im Verlauf des Diplom-Praktikums durchgeführt habe, brauchte ich des öfteren Pulse, die mit einer größeren Abtastrate, als der durch die FADC's vorgegebenen  $100\text{MHz}$  digitalisiert wurden. Da keine Geräte hierfür zur Verfügung standen, mußten die Pulse mit Hilfe eines Programms erzeugt werden, indem man die benötigten Zwischenwerte interpoliert. Da die erzeugten Pulse auch mit der DFT bzw. FFT weiter verarbeitet werden sollten, ergab sich die Bedingung, daß das so erzeugte Signal keine höheren Frequenzanteile als das Original haben sollte.

Eine Methode, die dies garantiert ist die „Whittakersche Rekonstruktion“ [10, Kap.5.5]. Sie faßt die folgenden zwei Schritte zu einem einzigen zusammen:

- bestimme die Abtastfunktion  $\bar{f}(t)$  des Pulses  $f(t)$

$$\bar{f}(t) = \begin{cases} f(nT) & \text{für } t = nT \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

- diese Funktion schicke man durch ein Tiefpassfilter, welches alle Frequenzen außerhalb des Bereichs  $|\omega| \leq \pi/T$  ausblendet, alle die innerhalb dieses Bereichs liegen jedoch unbeeinflusst durchläßt.

Als Ergebnis erhält man eine kontinuierliche Funktion  $f^*(t)$ . Die Formel zu ihrer Berechnung lautet:

$$f^*(t) = \sum_{n=0}^{N-1} f(nT) \frac{\sin\left[\frac{\pi}{T}(t - nT)\right]}{\frac{\pi}{T}(t - nT)} \quad (8)$$

Für  $t \neq T$  läßt sich (8) vereinfachen zu:

$$f^*(t) = \frac{\sin\left(\frac{\pi t}{T}\right)}{\frac{\pi}{T}} \sum_{n=0}^{N-1} f(nT) \frac{(-1)^n}{t - nT} \quad (9)$$

Die Summe in Gleichung 8 heißt „Whittakersche Kardinalfunktion“.

$f^*(t)$  hat folgende Eigenschaften:

- $F^*(t)$  enthält keine Frequenzanteile, die höher sind als die halbe Abtastfrequenz, d.h. es findet keine „Datenanreicherung“ statt.
- an den Abtastpunkten  $t = nT$  ist  $f^*(t)$  mit  $f(t)$  identisch, da

$$\lim_{t \rightarrow nT} \frac{\sin\left[\frac{\pi}{T}(t - nT)\right]}{\frac{\pi}{T}(t - nT)} = 1$$

Für die Untersuchungen habe ich ein Unterprogramm geschrieben, welches aus einem Puls mit  $N$  bins einen Puls mit  $k \cdot (N - 1) + 1$  bins erzeugt, wobei  $k$  eine kleine ganze Zahl ist. Das Programm zerlegt also jedes bin in  $k$  kleinere, d.h. die Abtastfrequenz wird um einen Faktor  $k$  erhöht. Eine Anwendung findet diese Routine bei der Bestimmung von Normpulsen in Kap. 5.3.



## Abbildungsverzeichnis

1	Vertikaler Schnitt durch den H1-Detektor . . . . .	4
2	Transversaler Schnitt durch den H1-Detektor . . . . .	5
3	Elektron-Quark-Streuung (aus [2]) . . . . .	6
4	Eventtopologie bei HERA . . . . .	7
5	Quark-Paarzeugung durch Current-Gluon-Fusion (aus [2]) . . . . .	7
6	Quark-Paarzeugung durch Photon-Gluon-Fusion (aus [2]) . . . . .	7
7	Topologie von tief inelastischen $ep$ -Ereignissen (aus [2]) . . . . .	8
8	Querschnitt durch die Testkammer II . . . . .	13
9	Querschnitt durch die Testkammer II mit eingezeichneten Feldlinien	14
10	Wahl der Punkte für die Leading-Edge-Methode . . . . .	19
11	Spektrum eines Einzelpulses . . . . .	26
12	Spektrum eines Doppelpulses . . . . .	26
13	Verteilung der Energiespektren . . . . .	27
14	Mittleres Energiespektrum . . . . .	28
15	Relative Breite von Abb. 14 . . . . .	28
16	Verteilung der Phasenspektren . . . . .	29
17	Normpuls aus Energiespektrum . . . . .	31
18	Normpuls für das Intervall [19counts, 39counts] . . . . .	34
19	Normpuls für das Intervall [388counts, 465counts] . . . . .	34
20	Breite der Normpulse bei 50% der Pulshöhe . . . . .	34
21	getrennte Doppelpulse, $\Delta t > 150nsec$ . . . . .	40
22	Doppelpuls mit zwei deutlich erkennbaren Maxima . . . . .	40
23	überlagerte Doppelpulse, $\Delta t < 50nsec$ , ansteigende Flanke anormal	41
24	überlagerte Doppelpulse, $\Delta t < 50nsec$ , abfallende Flanke anormal .	42
25	überlagerte Doppelpulse, anormale Gesamtform . . . . .	42
26	erstes Kriterium für die Erkennung eines Doppelpulses . . . . .	45
27	zweites Kriterium für die Erkennung eines Doppelpulses . . . . .	45
28	Doppelpuls nach Kriterium 3 . . . . .	47
29	Mit Methode 1 erzeugte Einzelpulse . . . . .	55
30	Mit Methode 2 erzeugte Einzelpulse . . . . .	56
31	Mit Methode 3 erzeugte Einzelpulse . . . . .	56
32	Charakteristisches Spektrum eines Doppelpulses . . . . .	64
33	Energiespektrum eines Normpulses . . . . .	64
34	Fehlerhistogramm von $\Delta t$ über $C_D(\omega)$ berechnet . . . . .	65

## Tabellenverzeichnis

1	Runparameter der Referenzdatensätze . . . . .	17
2	Normpulsparameter für Referenzdatensatz 1 . . . . .	35
3	Normpulsparameter für Referenzdatensatz 2 . . . . .	36
4	Häufigkeit von Doppelpulsen mit mehr als zwei Maxima . . . . .	41
5	Auflösung des Klassifizierungsalgorithmus (erster Datensatz) . . .	48
6	Auflösung des Klassifizierungsalgorithmus (zweiter Datensatz) . . .	48
7	Tabelle der falsch erkannten Doppelpulse . . . . .	50
8	Anteil von Doppelspuren in den Rundaten . . . . .	51
9	Zeitauflösung des Trennungsalgorithmus . . . . .	59
10	Zeitauflösung bei dynamischer Iterationszahl . . . . .	60
11	Mittlere Zahl der Iterationen . . . . .	60
12	Doppelpulszeitauflösung des zweiten Referenzdatensatzes . . . . .	60
13	Ortsauflösung der beiden Doppelpulsteile . . . . .	61
14	$z$ -Auflösung der Doppelpulsteile . . . . .	62
15	$z$ -Auflösung der Doppelpulsteile für die beiden Referenzdatensätze	62
16	Das Ergebnis der Doppelspurauflösung . . . . .	67

## Literaturverzeichnis

- [1] H1 Collaboration,  
*Technical Proposal for the H1 Detector*,  
DESY (1986)
- [2] G. Wolf,  
*Hera: Physics, Machine and Experiments*,  
DESY (1986)
- [3] F. Sauli,  
*Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*  
CERN (1977)
- [4] M. Schulz,  
*Aufbau und Test von Prototypen für eine hochauflösende Jetkammer*,  
Diplomarbeit Dortmund (1988)
- [5] C. Jahnke,  
*persönliche Mitteilung*,  
DESY (1988)
- [6] E. Bagschik,  
*Untersuchungen der Ortsauflösung einer Jetkammer in Drahtrichtung mit der  
Methode der Ladungsteilung*,  
Diplomarbeit Hamburg (1987)
- [7] H. Werner,  
DESY (1987)
- [8] P. Steffen,  
*persönliche Mitteilung*,  
DESY (1988)
- [9] I.N. Bronstein† und K.A. Semendjajew,  
*Taschenbuch der Mathematik*,  
Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main (1981)
- [10] Samuel D. Stearns,  
*Digitale Verarbeitung analoger Signale, 3. Auflage*,  
R. Oldenbourg Verlag München Wien (1987)
- [11] Norbert Schäfer, Manfred Bertuch,  
*Butterfly-Algorithmus*.

*Theorie und Praxis der Fourier-Transformation,*  
c't August 1986 (1986)

- [12] M. Schulz,  
*persönliche Mitteilung,*  
DESY (1988)
- [13] M.A. O'Neill,  
*Faster Than Fast Fourier,*  
BYTE April 1988 (1988)
- [14] R.N. Bracewell,  
*The Fast Hartley Transform,*  
Proceedings of the IEEE, Vol.72, No.8, August 1984 (1984)

## Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. V. Blobel, der mir diese Arbeit ermöglichte und Herrn Dr. P. Steffen für die Betreuung der Arbeit.

Weiter danke ich den Herren L. Rußek, M. Schulz, A. Runge, D. Düllmann und H. Klär für die freundliche Arbeitsatmosphäre und die vielen Diskussionen, die nicht immer nur die Physik zum Inhalt hatten.

Prof. D. E. Knuth danke ich für das  $\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ -Programm und L. Lamport für  $\text{L}_{\text{A}}\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ .

Der größte Dank gilt jedoch meiner Mutter für die finanzielle Unterstützung während meiner Studienzzeit.

Hiermit versiche ich, die Arbeit selbstständig unter Zuhilfenahme der angeführten Referenzen angefertigt zu haben.

Hamburg, den 8. Februar 1989,