

Auslese von Delaylinedetektoren mit Hilfe von Transientenrekordern

DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES
DER NATURWISSENSCHAFTEN

VORGELEGT BEIM FACHBEREICH PHYSIK
DER JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT
IN FRANKFURT AM MAIN

VON
Lutz Michael Foucar
AUS FRANKFURT AM MAIN

FRANKFURT AM MAIN, JULI 2008
(D30)

VOM FACHBEREICH PHYSIK DER
JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT
ALS DISSERTATION ANGENOMMEN.

Dekan: Professor D.-H. Rischke

1. Gutachter: Professor R. Dörner

2. Gutachter: Professor H. Schmidt-Böcking

Datum der Disputation: 18.09.2008

An alle, die an mich geglaubt und es mir ermöglicht haben, den Weg bis hierhin zu gehen.

Zusammenfassung

Die dieser Arbeit zugrundeliegende Coltrims-Methode hat sich seit den 1990er Jahren in der Atomphysik als wichtiges experimentelles Instrument etabliert. Sie wird genutzt, um alle bei einer Reaktion entstehenden Fragmente mit ortssensitiven Detektoren nachzuweisen. Dies ermöglicht es die Korrelation der Bestandteile eines Atoms, Moleküls oder größeren Objekts zu untersuchen. Hierbei werden die Signale der Detektoren mit einem schnellen, analogen Vorverstärker verstärkt und schließlich mit Hilfe eines Constant Fraction Discriminators in digitale Signale umgewandelt. Die Zeitinformation der digitalen Signale werden von Time to Digital Convertern aufgenommen und im Computer gespeichert. Problematisch bei dieser Art der Auslese ist jedoch die Totzeit, denn es können lediglich äußerst wenige Fragmente nachgewiesen werden. Um dieses Problem der Totzeit zu beheben, musste eine neue Möglichkeit der Auslese und Analyse der Signale gefunden werden. Man fand sie in der Verwendung eines Transientenrekorders, der nicht nur Zeitinformationen speichert, sondern zeitgleich alle Signalformen der Detektoren aufnehmen kann.

Die Aufgabe dieser Arbeit besteht darin, eine Software zu entwickeln, die den Einsatz und die Nutzung des Transientenrekorders und dessen Steuerung möglich macht. Zusätzlich wird innerhalb der Arbeit Verfahren erarbeitet, wie die Informationen der aufgenommenen Signale gewonnen werden können. Diese Verfahren werden an theoretischen und realen Signalen überprüft. Weiterhin wird gezeigt, wie mit Hilfe dieser neuen Methode physikalische Untersuchungen vorgenommen werden können, die mit den bisherigen Verfahren nicht möglich wären.

Nachdem im ersten Kapitel die Motivation zu dieser Arbeit und einige theoretische Hintergründe vorgestellt werden, wird im zweiten Kapitel auf verschiedene Methoden der Signalanalyse eingegangen. Der Augenmerk liegt dabei sowohl auf Einzel- sowie Doppelsignalanalyse. Die Güte der vorgestellten Algorithmen wird mit Hilfe von künstlichen Signalen ermittelt. Hierbei wird bei den Einzelsignalen untersucht, wie genau sie die Position des künstlichen Signals finden können. Bei der Untersuchung der Doppelsignale liegt die Betonung darauf, wie gut die beiden Einzelsignale, aus denen das Doppelsignal besteht, extrahiert werden können. Es zeigt sich, dass die beste Methode, die zeitliche Position der Einzelsignale zu finden, der Pulsfit ist. Mit dieser Methode kann eine Auflösung von etwa 50 ps erzielt werden.

Bei der Betrachtung der Doppelsignale stellt sich heraus, dass der minimale Abstand zwischen den Signalen 5 ns bis 7 ns betragen muss.

Das dritte Kapitel zeigt eine Anwendung des neuen Aufnahmesystems. Dort werden die physikalischen Ergebnisse, die mit Hilfe des neuen Systems gewonnen werden, mit einem herkömmlichen Aufnahmesystem verglichen. Aufgrund der geringeren Totzeit des neuen Aufnahmesystems konnte mehr Statistik gewonnen werden. Der dadurch gewonnene Vorteil zeigt sich deutlich in den Ergebnissen, bei denen eine vierfach Koinzidenz verlangt wird.

Im nächsten Kapitel wird eine extreme Anwendung des Acquirissystems vorgestellt. Bei dem dort beschriebenen Experiment mussten sehr viele Fragmente nachgewiesen werden. Hierzu wird ein weiteres Kriterium neben der Zeitsumme vorgestellt, mit dem die Anodensignale einander zugewiesen werden können.

Die in diesem Kapitel gezeigten physikalischen Ergebnisse sind eine Zusammenfassung von

zwei Veröffentlichungen. In diesen wird auf die Impulsverteilungen für Neon und Helium für unterschiedliche Lichtintensitäten bzw. Ionisationsprozesse eingegangen.

Im darauffolgenden Kapitel dient die physikalische Zielsetzung nur als Motivation für das durchgeführte Experiment. In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die neue Aufnahmemethode dazu verwendet werden kann, die von den Detektoren kommenden Signale genauer zu analysieren.

Die physikalische Reaktion führte dazu, dass von einem der Detektoren hauptsächlich Doppelsignale aufgenommen wurden. Dies ermöglicht die Untersuchung der Doppelsignalalgorithmen mit realen Signalen. Hierbei zeigt sich, dass die Totzeit bei realen Signalen vergleichbar mit der Totzeit bei künstlichen Signalen ist. Des Weiteren kann mit Hilfe der Konstanz der Zeitsumme ein weiterer Aspekt der Doppelsignalanalyse untersucht werden. Die Algorithmen können bei Abständen der Einzelsignale von weniger als 10 ns die Position der Signale nicht mehr genau bestimmen.

Anhand der Pulshöhenverteilung kann gezeigt werden, dass der verwendete Detektor in der Mitte eine geringere Nachweiseffizienz hatte.

Im letzten Kapitel wird die Güte der verschiedenen Methoden der Einzelsignalanalyse anhand von realen Signalen überprüft. Dabei werden Signale desselben Detektors mit unterschiedlichen Vorverstärkern verstärkt. Die beiden Vorverstärker unterschieden sich in ihrer Bandbreitenbegrenzung.

Die Daten wurden mit einem Acquirissystem mit 2 GS aufgenommen. Es wird gezeigt wie diese Daten umgewandelt werden können, so dass sie einem System mit nur 1 GS entsprechen. Dies erlaubt es die Güte der Methoden für Signale eines Systems mit 2 GS mit denen eines Systems mit 1 GS vergleichen zu können.

Es zeigt sich in der Pulshöhenverteilung, dass die Signale des stärker bandbreitenbegrenzten Vorverstärkers vergleichbar mit den künstlichen Signalen sind. Die Signale des weniger stark bandbreitenbegrenzten Vorverstärkers weisen eine zu starke Abhängigkeit ihrer Breite von der Pulshöhe auf.

Aus diesem Grund sind die Ergebnisse des letzt genannten Vorverstärkers abweichend von den Ergebnissen mit den künstlichen Signalen. Bei diesem Vorverstärker zeigt der einfache Constant Fraction Algorithmus die beste Auflösung.

Die Ergebnisse des stark bandbreitenbegrenzten Vorverstärkers sind vergleichbar mit den Ergebnissen aus den künstlichen Signalen. Bei beiden liefert der Pulsfit die beste Auflösung.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Software wird mittlerweile weltweit von verschiedenen Arbeitsgruppen verwendet. Des Weiteren wird sie von großen Kollaborationen an den beiden führenden Freie Elektronen Lasern für kurze Wellenlängen auf der Welt¹ für ihre Experimente verwendet.

¹In Hamburg am FLASH, Hasylab, Desy und in Japan am Spring8

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Motivation	1
1.2. Messmethoden	3
2. Signalanalyse	13
2.1. Allgemeine Betrachtung von Signalen	13
2.2. Fehlerermittlung	13
2.3. Analyse von Einzelsignalen	17
2.4. Analyse von Doppelsignalen	28
3. Messungen am Wasserstoffmolekül	41
3.1. Physikalische Motivation	41
3.2. Experimentelle Methode	44
3.3. Ergebnisse	49
4. Messungen am FEL	57
4.1. Der Freie Elektronen Laser	57
4.2. Physikalischer Hintergrund	60
4.3. Experimentelle Methode	65
4.4. Ergebnisse	69
5. Analyse von Detektorsignalen	73
5.1. Experimenteller Hintergrund	73
5.2. Ergebnisse	77
6. Signalanalyse an realen Signalen	89
6.1. Experimenteller Hintergrund	89
6.2. Erklärung der Methode	90
6.3. Ergebnisse	92
7. Zusammenfassung und Ausblick	97
7.1. Zusammenfassung	97
7.2. Ausblick	99
A. Quellcodes	101
A.1. Erweiterter Constant Fraction Algorithmus	101
A.2. Erzeuge Newton Polynomial	105
A.3. Funktionswertbestimmung eines Newton Polynoms	106
A.4. Clipping Verfahren	106
A.5. Schwerpunktsalgorithmus aus Aufnahmeprogramm	107

A.6. Nullunterdrückung	110
A.7. Berechnung FWHM	111
B. Aufnahmeprogramm AGAT	113
B.1. Datenstruktur	113
B.2. Bedienungsanleitung	115
C. Hardware CFD	125
D. Signalentstehung	126
E. Weitere Abbildungen	128
E.1. Zu Kapitel Peakfindung	128
E.2. Zu Kapitel Wasserstoffmolekulation und Helium	164
E.3. Zu Kapitel Signalanalyse an realen Signalen	166
Literaturverzeichnis	171

1. Einleitung

1.1. Motivation

Seit jeher versuchen Menschen Dinge zu „sehen“, die sie mit ihren Augen nicht „sehen“. Bereits der römische Philosoph und Naturforscher Seneca beschreibt etwa im Jahre 1 nach Christus, wie mit Hilfe von wassergefüllten Glasschalen Gegenstände vergrößert angesehen werden können. Die ersten Lichtmikroskope gehen auf den niederländischen Brillenmacher Hans Janssen und seinen Sohn Zacharias Janssen zurück [Wik]. Die Mikroskope erlaubten es Details an kleinen Insekten zu erkennen, die mit dem bloßen Auge nicht sichtbar waren (siehe Abbildung 1.1).

In den folgenden Jahrhunderten wurde das Mikroskop immer weiter entwickelt. Die zur Vergrößerung notwendigen Linsen wurden mit immer besserer Genauigkeit hergestellt. Im Jahr 1880 sagte Ernst Abbe mit Hilfe seiner physikalischen Betrachtung der Lichtmikroskope die Auflösungsgrenze von Mikroskopen voraus. Die Grenzen der Auflösung wird durch die Wellenlänge des den Gegenstand bescheinenden Lichts vorgegeben.

Um dennoch noch kleinere Gegenstände unterscheiden zu können, muss deshalb „Licht“ mit kleinerer Wellenlänge verwendet werden. Diese Erkenntnis nutzten 1931 die Forscher Ruska und Knoll und entwickelten das Elektronenmikroskop. Hierbei werden Elektronenwellen zu Beleuchtung des zu untersuchenden Gegenstands genutzt. Dies hat den Vorteil, dass die De-Broglie-Wellenlängen der Elektronen deutlich kleiner sind als die Wellenlänge des Lichts. Ruska erhielt 1986 den Physik-Nobelpreis für diese Entwicklung. Mit Hilfe des Elektronenmikroskops werden Auflösungen bis zu 0,1 nm erzielt. Mit einer solchen Auflösung sollte es schon möglich sein Atome zu sehen. Um diese jedoch sichtbar zu machen wurde das Rastertunnelmikroskop entwickelt.

Das Rastertunnelmikroskop wurde 1981 von den beiden Physikern Gerd Binnig und Heinrich Rohrer [BRGW82] entwickelt. Mit Hilfe dieses Mikroskops war der Mensch erstmals in der Lage, die atomare Struktur von Oberflächen zu sehen. In Abbildung 1.3 wird eine Aufnahme der Oberfläche von Natriumchlorid mit einem Rasterkraftmikroskop, welches eine Weiterentwicklung des Rastertunnelmikroskops ist, gezeigt. Hier sind die einzelnen Atome als Erhebung bzw. Vertiefung deutlich erkennbar.

Nachdem der Mensch nun Atome sichtbar machen kann, wollte er auch die Möglichkeit besitzen in die Atome hineinzuschauen. Die bisher vorgestellten Mikroskope messen nur Orte. Im nichtlokalen Atom macht jedoch aus quantenmechanischen Gründen eine Bestimmung des Orts keinen Sinn. Aus diesem Grund versucht man die korrelierte Bewegung der Elektronen im Atom sichtbar zu machen. Ein Verfahren die Bewegung zu untersuchen ist die COLTRIMS-Methode, welche auch Reaktionsmikroskop genannt wird. Bei dieser werden nach einer Ionisation der Atome alle entstehenden Fragmente nachgewiesen. Hierbei muss mit hoher Präzision die Emissionsrichtung sowie die Flugzeit aller Fragmente bestimmt werden. Dies geschieht mit Hilfe von ortsauflösenden Detektoren. Eine genauere Beschreibung dieser Methode findet sich in Abschnitt 1.2.1.

Da es mit dem Reaktionsmikroskop durch den gleichzeitigen Nachweis aller Fragmente mög-

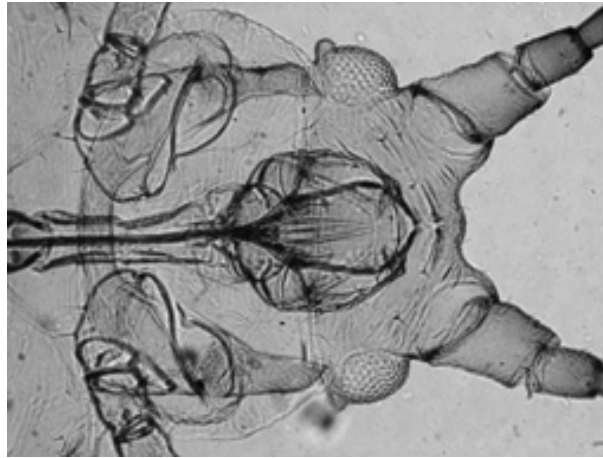


Abb. 1.1.: Kopf von *Sitobion avenae* (F.) fotografiert durch mittleres Mikroskop von Merz 1842, München um 1865. Endvergrößerung: ca. 100fach. Quelle [Mik]

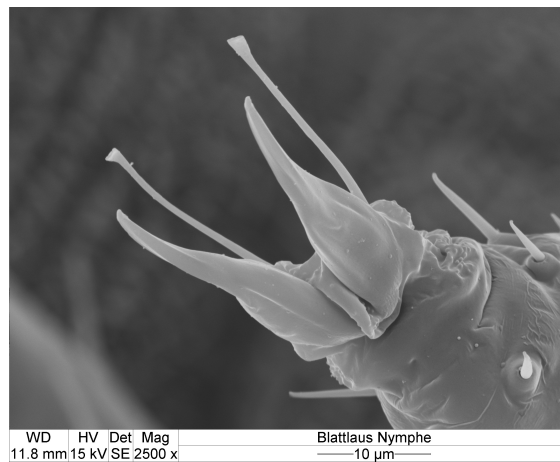


Abb. 1.2.: REM Aufnahme von Leon Ploszczanski einer Pfirsichblattlaus Tarsuskralle an einem EIMi Philips XL 20 vom 10.4.2008. Quelle [Wik]

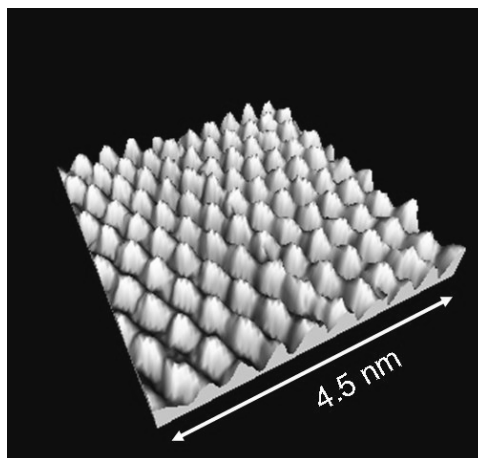


Abb. 1.3.: Die Oberfläche von Natriumchlorid mit dem Rasterkraftmikroskop abgebildet, wobei die einzelnen Atome als Erhebungen bzw. Vertiefungen zu erkennen sind. Quelle [Wik]

lich ist, Atome und die Wechselwirkungen der einzelnen Teile des Atoms zu studieren, wurde es optimiert, so dass auch kleine Moleküle damit untersucht werden können. Diese Verbesserung bestand im wesentlichen darin, die Auslese der Detektoren „multihitfähig“¹ zu machen. Mit der bisherigen Auslesetechnik kann die Multihitfähigkeit eines Detektors jedoch nur bis zu einer Grenze von etwa 20 ns gesteigert werden. Dies liegt daran, dass hier nur die Zeitinformation der elektronisch aufgearbeiteten Signale des Detektors ausgewertet wird. Diese Begrenzung erlaubt es nur kleine Moleküle oder Atome zu untersuchen.

Trotz dieser Einschränkung führte die Verwendung des Reaktionsmikroskops zu einigen bahnbrechenden Experimenten in verschiedenen Bereichen der Physik [SMF⁺03] [WGW⁺00] [WCJ⁺04] [AKJ⁺07] [MFH⁺07] [STP⁺08]. Für eine Zusammenfassung siehe [UMD⁺03] und [DMJ⁺00].

Will man in der Lage sein mit der COLTRIMS-Methode auch die elektrische Korrelation von großen Molekülen, Clustern oder Biomolekülen zu untersuchen, müssen alle bei der Ionisation entstehenden Fragmente nachgewiesen werden können. Bei großen Molekülen kommen innerhalb von wenigen Nanosekunden drei bis 10 Fragmente auf dem Detektor auf. Bei noch größeren Objekten wie Cluster oder Biomoleküle steigt die Anzahl der nachzuweisenden Fragmente leicht auf 2000 innerhalb von einigen 1000 ns.

Um die große Anzahl von Fragmenten zu detektieren ist es notwendig nicht nur die Zeitinformation der Signale des Detektors aufzunehmen, sondern das komplette Signal. Durch die Aufnahme und Auswertung des kompletten Signals wird die gesamte Information der Detektoren zur Verfügung gestellt. Es sind also zwei Schritte notwendig um ein Verfahren zu entwickeln die gesamte Information der Detektoren zu nutzen. Zum einen muss eine Methode entwickelt werden, die Signale des Detektors aufzunehmen. Zum anderen müssen die Informationen aus den aufgenommenen Signale gewonnen werden, deren Qualität in einem weiteren Schritt überprüft werden muss. Dies kann an theoretischen Signalformen sowie an real aufgenommenen Signalen eines Detektors geschehen. Diesen Aufgaben widmet sich ein Teil der vorliegenden Arbeit. Der andere Teil zeigt auf, wie mit Hilfe dieser neuen Auslesemethode neuartige physikalische Untersuchungen durchgeführt werden können.

1.2. Messmethoden

1.2.1. Die Coltrims Methode oder das Reaktionsmikroskop

Das Wort „Coltrims“ steht für **COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy**². Diese Methode erlaubt es, die Impulse von Molekülen und Atomen zu messen, die durch verschiedene äußere Einflüsse ionisiert werden. Das besondere hierbei ist, dass alle bei der Ionisation entstandenen Fragmente mit einem Raumwinkel von 4π nachgewiesen werden können. Um zu verhindern, dass die thermische Bewegungen der Atome bzw. Moleküle die Impulsmessung beeinflusst, muss dafür gesorgt werden, dass die thermische Bewegung geringer als die zu messenden Impulse ist. Dies wird durch den sogenannten „supersonic jet“³ erreicht. Hierbei wird das Prinzip der thermischen Kühlung eines Gases beim Durchgang durch eine Düse genutzt, was in mehreren Doktorarbeiten ausführlich besprochen wurde. Siehe hierzu beispielsweise [Web03] und [Sch06] und die Verweise darin. Ein solcher „Jet“ lokalisiert zusätzlich auch das

¹Unter multihitfähig versteht man die Eigenschaft des Detektors mehrere Teilchen nachweisen zu können.

²Übersetzt etwa: Kaltes Ion Rückstoßimpuls Spektroskopie

³Übersetzt etwa: Überschall Gasstrahl

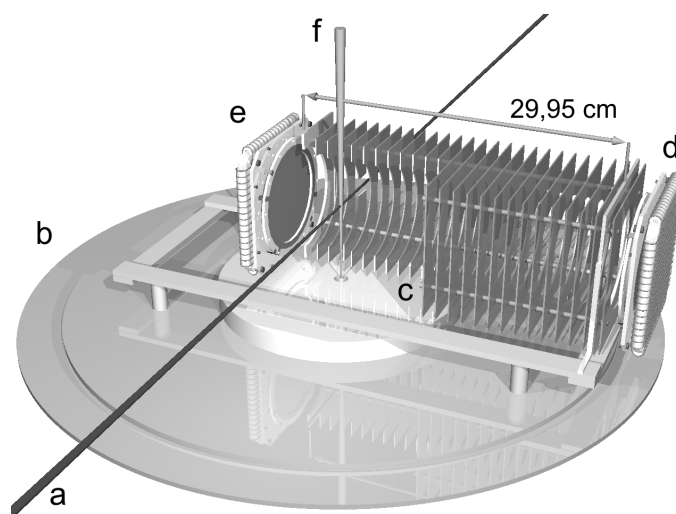


Abb. 1.4.: Typisches Spektrometer für Photonenexperimente. a) Photonenstrahl, b) Boden der Hauptkammer, c) Spektrometer im Querschnitt, d+e) Ortsauflösende Detektoren, f) Gasjet. Aus [Cza04]

Wechselwirkungsvolumen, welches eine notwendige Voraussetzung für eine abbildende Technik ist.

Damit alle bei der Störung entstehenden, geladenen Fragmente nachgewiesen werden können, wird ein Spektrometer verwendet, innerhalb dessen ein schwaches elektrisches Feld angelegt wird. Dieses lenkt die Fragmente auf ortssensitive Detektoren, die sogenannten „Delaylinedetektoren“. Das in den meisten Fällen verwendete elektrische Feld reicht nicht aus, um höher energetische Elektronen nachzuweisen. Damit diese jedoch nachgewiesen werden können, wird parallel zum elektrischen Feld ein magnetisches Feld angelegt. Dies wird meist über Helmholtzspulenpaare realisiert. Das magnetische Feld zwingt die Elektronen auf Gyrationbahnen, deren Radien über die Stärke des Magnetfelds gewählt werden können. Dies erlaubt es die Elektronen mit einem Raumwinkel von 4π nachzuweisen.

Aus der Flugzeit der Fragmente und ihrem Auftreffort auf dem ortssensitiven Detektor können die Impulse errechnet werden, die die Fragmente zum Zeitpunkt der Reaktion hatten.

1.2.2. Beispiele verwendeter Spektrometer

Bei Fragmentationsexperimenten müssen Elektronen, Ionen und bei Ionenstossexperimenten auch Projektilionen nachgewiesen werden können. Spektrometer leiten die Fragmente auf die Detektoren. Um die Fragmente in Koinzidenz nachzuweisen müssen meist zwei oder drei oder mehr Detektoren miteinander verschaltet werden. Wie das Spektrometer aufgebaut ist, bzw. wo die Detektoren aufgestellt werden, hängt von den experimentellen Anforderungen ab.

So werden bei „Photoionisationsexperimenten“ die beiden ortsempfindlichen Detektoren für den Nachweis der Elektronen und der Ionen einander gegenüber gestellt. In Abbildung 1.4 ist eine solche Geometrie beispielhaft gezeigt. Im Kreuzungspunkt des Photonenstrahls und des Gasjets entstehen die geladenen Fragmente. Die in c) angedeuteten Kupferplatten realisieren das homogene elektrische Feld, das die Fragmente auf die ortsempfindlichen Detektoren leitet. In dieser Abbildung sind die ersten Kupferplatten nur teilweise eingezeichnet, um den

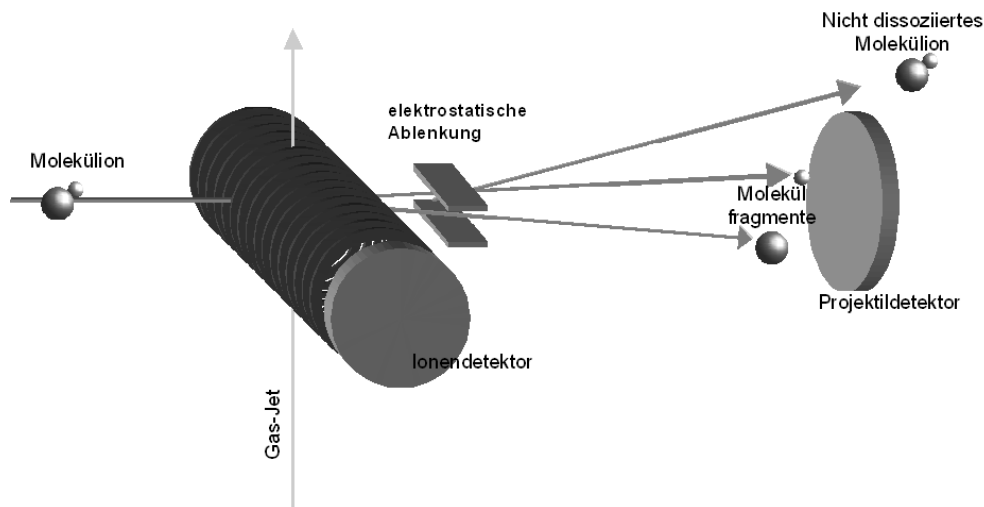


Abb. 1.5.: Typisches Spektrometer für Ionenstoßexperimente.

Kreuzungspunkt vom Gasstrahl und Photonenstrahl besser zeigen zu können. Eine solche Geometrie wird in den Experimenten in Kapitel 3 und Kapitel 4 verwendet.

Bei „Ionenstoßexperimenten“ wird der Ionendetektor meist senkrecht zum Projektil-detektor angebracht. Eine skizzenhafte Darstellung eines solchen Aufbaus ist in Abbildung 1.5 gezeigt. Hier ist auch der Ionenstrahl eingezeichnet an dessen Kreuzungspunkt mit dem Gasstrahl die Störung verursacht wird. Die durch die Störung entstehenden Ionen werden mit Hilfe des homogenen elektrischen Feldes auf den Ionendetektor geleitet. Der eingehende Ionenstrahl wird weiter hinten auf dem Projektil-detektor nachgewiesen. Dabei wird meist der Primärstrahl, der keine Reaktion hervorgerufen hat, so abgelenkt, dass er nicht auf dem Detektor landet. Dadurch landet nur der Teil des eingehenden Ionenstrahls auf dem Detektor, der eine Reaktion verursacht hat. Diese Geometrie wird bei dem in Kapitel 5 vorgestellten Experiment verwendet.

Mit der „Coltrims-Methode“ können auch Festkörper untersucht werden. Hierbei werden Photoelektronen detektiert, die durch Photonen aus einem Festkörper emittiert werden. Die Coltrims Methode erlaubt es, die Impulse der Photoelektronen nachzuweisen. Da in diesem Fall nur Elektronen nachgewiesen werden müssen, reicht ein ortsauflösender Detektor aus. Dieser sitzt meist gegenüber der Probe, die untersucht werden soll. Ein Spektrometer leitet die emittierten Photoelektronen auf den Detektor.

In Abbildung 1.6 ist ein solcher Aufbau gezeigt. Dieser wird in [Hat04] und [HJC⁺04] genauer beschrieben. In der Abbildung ist der zu untersuchende Festkörper⁴ im oberen Teil des Bildes eingezeichnet. Durch die Kupferplatten⁵ wird das homogene elektrische Feld realisiert. Die Kupferplatten sind nicht durchgehend gezeichnet worden. Die Helmholtzspulenpaare, die das parallel liegende magnetische Feld erzeugen, sind in dieser Zeichnung nicht vorhanden. Die Trajektorien, die in dieser Abbildung eingezeichnet sind, zeigen die Flugbahnen von zwei emittierten Elektronen auf. Man erkennt die durch das Magnetfeld aufgezwungene Gyra-

⁴In der Abbildung mit „Target“ bezeichnet

⁵In der Abbildung mit „Elektroden“ bezeichnet

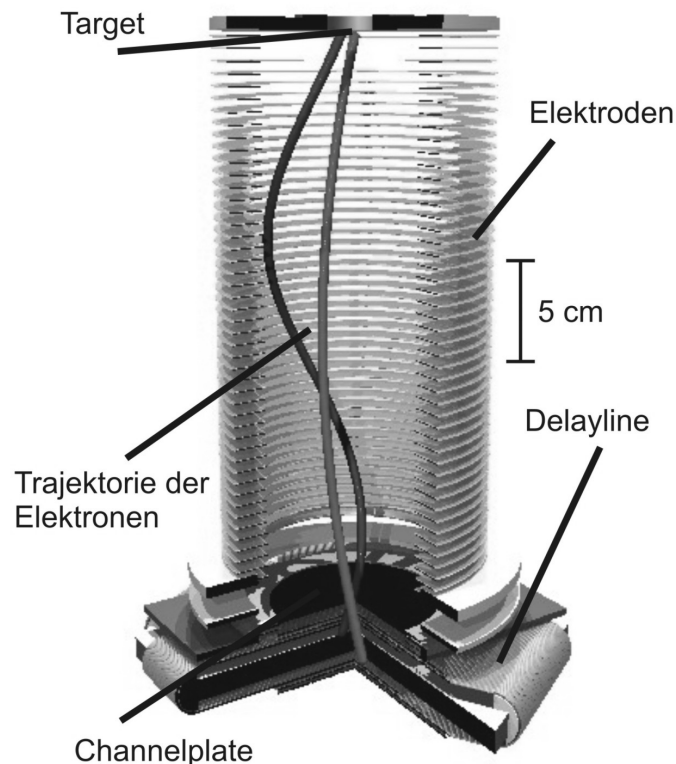


Abb. 1.6.: Typisches Spektrometer für Festkörperexperimente. Aus [Hat04].

tionsbewegung deutlich. Im unteren Teil der Abbildung befindet sich der ortsempfindliche Detektor. Dieser wurde nur teilweise dargestellt, um ihn im Querschnitt besser erkennen zu können. Bei dem hier abgebildeten Detektor handelt es sich um einen Detektor mit „Hexanode“. In Abschnitt 1.2.3 werden Aufbau und Funktionsweise der Detektoren näher erläutert. Ein spezieller Festkörper ist der Supraleiter. Wird dieser mit einem solchen Spektrometer untersucht, könnten eventuell Cooperpaare nachgewiesen werden und somit die Theorie der Supraleitung bestätigen. Messungen hierzu werden zur Zeit an unserem Institut durchgeführt [VWJ⁺05].

1.2.3. Funktionsweise von Delaylinedetektoren

Eine Variante der ortsempfindlichen Detektoren sind Delaylinedetektoren. Diese Detektoren bestehen im wesentlichen aus zwei Komponenten: Einem Multichannelplate⁶ und einer Delaylineanode. Dies ist in Abbildung 1.7 schematisch gezeigt. Das MCP mit seiner Halterung befindet sich im oberen Teil dieser Abbildung. Im unteren Teil ist die Delaylineanode gezeigt. Das MCP ist ein Elektronenverstärker. Es besteht aus einer speziellen Glaslegierung, deren Austrittsarbeit gering ist. Des Weiteren sind in dem MCP viele, kleine, schräg verlaufende Kanäle eingebracht. Trifft ein geladenes Teilchen mit ausreichend hoher Energie auf das MCP auf, so wird ein oder mehrere Elektronen aus dem MCP emittiert. Diese werden mit Hilfe

⁶Ab jetzt mit MCP abgekürzt

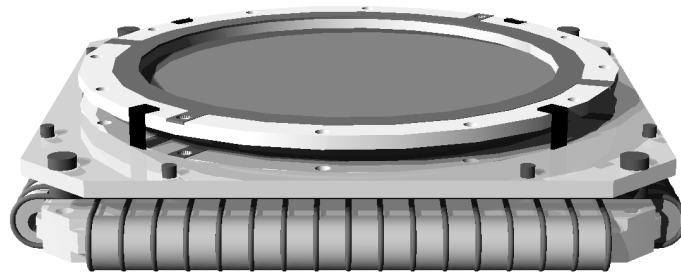


Abb. 1.7.: Aufbau eines Delaylinedetektors. Oben befindet sich das MCP mit Halterung. Im unteren Teil befindet sich die Delaylineanode. Weitere Erklärung siehe Abschnitt 1.2.3.

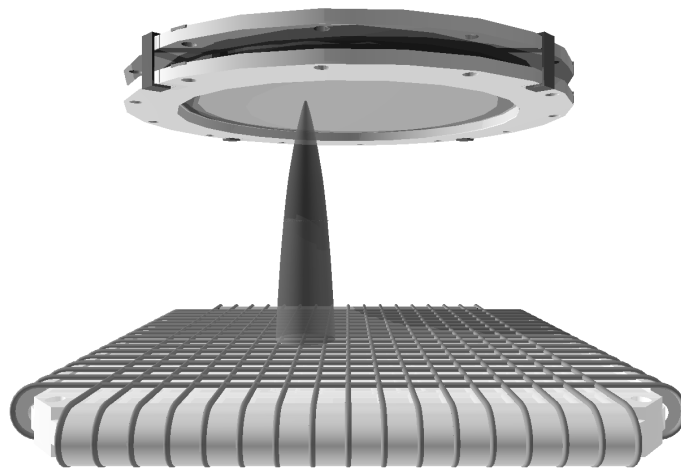


Abb. 1.8.: Elektronenwolke aus MCP trifft auf die Delaylineanode. Weitere Erklärung siehe Abschnitt 1.2.3.

eines elektrischen Feldes durch die kleinen Kanäle im MCP beschleunigt. Hierbei treffen die Elektronen immer wieder auf die Kanalwand auf und schlagen dabei weitere Elektronen aus der Oberfläche. Dies geschieht so häufig, dass eine Elektronenwolke aus dem MCP heraustritt. Die Position der Elektronenwolke wird nun mit Hilfe einer Delaylineanode gewonnen. Die Positionsbestimmung beruht dabei auf einer Laufzeitmessung eines Signals.

Dabei wird eine Ortsrichtung durch eine Wicklung eines Drahtes um eine Grundplatte gemessen. Der Draht ist dabei über spezielle Keramikisolatoren elektrisch von der Grundplatte isoliert. Um beide Ortsrichtungen messen zu können, sind zwei dieser Drahtwicklungen um 90° zueinander gedreht um die Grundplatte angebracht.

Das Prinzip der Ortsmessung wird an einer Drahtwicklungen erklärt. Die von dem MCP kommende Elektronenwolke trifft auf die Drahtwicklung an einer bestimmten Stelle (siehe Abbildung 1.7). Auf dem Draht läuft nun ein, durch die Elektronenwolke induziertes Signal bis zu den beiden Drahtenden. Hier wird es nach einer elektronischen Aufarbeitung (siehe Abschnitt 1.2.4 und 1.2.5) nachgewiesen. Die unterschiedlichen Laufzeiten, die für die jeweiligen Teilstücke benötigt werden, geben Rückschlüsse, wo auf dem Draht das Signal induziert wurde. Dabei wird deutlich, dass die Summe der beiden Laufzeiten eine Konstante sein muss. Sie entspricht der Zeit die ein Signal von einem Ende des Drahtes zum anderen Ende läuft.⁷ Die Drähte sind im allgemeinen sehr lang, da sie eng gewickelt werden und den gesamten Be-

⁷Diese Zeit wird „Zeitsumme“ genannt.

reich des MCPs abdecken müssen. Bedingt durch die Länge des Drahtes, werden jedoch die Signale beim Durchlaufen deutlich abgeschwächt. Um diesen Phänomen entgegenzuwirken, wird das Prinzip der Lecherleitung genutzt ([Ali97] und [Spi01]). Anstelle eines Drahtes wird ein parallel gewickeltes Drahtpaar verwendet. Durch Anlegen von unterschiedlichen Spannungen wird dafür gesorgt, dass die Elektronenwolke nur auf einem der beiden Drähte landet. Das Prinzip der Lecherleitung sorgt dafür, dass die Energie des Signals erhalten bleibt.

Die um 90° zueinander gedrehte Anordnung der beiden Drahtwicklungen macht es möglich, die Position der Elektronenwolke in beiden Ortsrichtungen zu bestimmen.

Die Zuordnung der Anodensignale zu einem Auftreffen eines Teilchen auf dem Detektor ist einfach, solange die auf dem MCP auftreffenden Teilchen einen zeitlichen Abstand haben der größer ist als die Zeitsumme der Anode. Kommen jedoch innerhalb der Zeitsumme mehrere Teilchen auf dem Detektor auf, so können die dazugehörigen Anodensignale mit Hilfe der Zeitsumme gefunden werden. Dies funktioniert allerdings nur solange, wie die signalaufbereitende Elektronik in der Lage ist, die einzelnen Signale nachzuweisen. Die herkömmliche Aufbereitung der Signale (siehe Abschnitt 1.2.4) erlaubt es nur Signale zu unterscheiden, deren Abstand mindestens 10 ns bis 20 ns beträgt. Die Zeit innerhalb der kein zweites Signal nachgewiesen werden kann, wird allgemein „Totzeit“ genannt. Die durch die Elektronik hervorgerufene „Totzeit“ führt dazu, dass zwei Teilchen auf einer Drahtebene nur ab einem gewissen räumlichen Abstand detektiert werden können.

Bei einem Detektor mit zwei Drahtebenen, die 90° zueinander versetzt sind, führt das dazu, dass nach dem Auftreffen eines Teilchens ein Kreuz auf dem Detektor vorhanden ist, innerhalb dessen kein weiteres Teilchen nachgewiesen werden kann. Um den Bereich des Detektors zu verkleinern, der nach einem auftreffenden Teilchen „tot“ ist, wurde eine dritte, redundante Drahtwicklung hinzugefügt. Die drei Drahtebenen sind mit einem Zwischenwinkel von 60° zueinander angeordnet. Dieser Detektor wird nach seiner hexagonalen Struktur „Hex-Detektor“ genannt.

Weitere Details zum Funktionsprinzip der Delaylinedetektoren finden sich in [JMUP⁺98] und [Web03].

1.2.4. Die traditionelle Signalverarbeitung

Die Signale, die auf dem Anodendrahtpaar induziert worden sind, werden mit Hilfe eines verdrehten Kabels an die Vakuumdurchführung der Kammer geführt. Dort trennt man sie kapazitiv von der an der Anode liegenden Hochspannung. Anschließend werden sie unter Hilfe nahme eine Transformators differenziert. Durch die Differenzierung wird auch eventuell aufgefangenes Rauschen eliminiert, da dieses auf beiden Drähten identisch vorhanden sein sollte. Nach der Differenzierung des Signale bleiben pro Drahtwicklung nur noch zwei Signale übrig. Diese werden durch einen Vorverstärker geleitet und dort verstärkt.

Die Signale des MCP werden durch ein normales Kabel zur Vakuumdurchführung geleitet. Nachdem sie hier kapazitiv von der anliegenden Hochspannung getrennt werden, werden sie mit Hilfe des Vorverstärkers verstärkt.

Nun liegen pro Detektor jeweils ein MCP- und je nach Detektortyp vier bzw. sechs Anodensignale vor. Diese Signale sind analog und haben in der Regel eine Höhe von 1000 mV.

Um die analogen Signale in digitale, vom Computer verarbeitbare Signale umzuwandeln, wird

ein sogenannter „Constant Fraction Discriminator“⁸ verwendet. Dieser benutzt eine spezielle Logik um den Zeitpunkt bzw. die Position in der Zeit des analogen Signals unabhängig von dessen Höhe zu bestimmen. Nachdem diese Position bestimmt wurde, sendet der CFD ein standardisiertes NIM-Signal aus. Dieses NIM-Signal wird in einen sogenannten „Time to Digital Converter“⁹ geleitet. Dieser stellt dem aufnehmenden Computer eine Art Uhr zu Verfügung, die die Ankunftszeit der NIM-Signale messen kann.

Die Genauigkeit der Zeitmessung bzw. die Totzeit des Detektors hängt demnach von der Art des CFD bzw. TDC's ab. Der beste, zur Zeit existierende TDC, hat eine zeitliche Auflösung von 25 ps. Die Totzeit wird vom CFD vorgegeben. Der modernste CFD zur Zeit kann bei bestimmten Einstellungen des Walks und des Fractionverhältnisses zwei Signale unterscheiden, die einen zeitlichen Abstand von ungefähr 7 ns bis 8 ns besitzen, wobei jedoch das zweite Signal mit einem großen zeitlichen Fehler ausgegeben wird. Erst ab einem zeitlichen Abstand von etwa 10 ns bis 12 ns ist dieser CFD in der Lage, die Signale gut zu identifizieren.

1.2.5. Die neue Signalverarbeitung

Ziel der neuen Signalverarbeitung ist den Zeitpunkt des Auftreffens eines Fragmentes auf dem Detektor mit höchster Zeitauflösung zu bestimmen und möglichst die induzierten Signale aller Fragmente zu erkennen. Dazu wird im Unterschied zur traditionellen Signalverarbeitung das verstärkte, analoge Signal direkt im Computer gespeichert. Dies bietet den Vorteil nicht nur die Information über die Zeit eines Signals zu besitzen. Man gewinnt dadurch weitere Informationen wie über die Höhe, Breite und Integral des Signals. Diese zusätzlichen Informationen sind sehr wichtig, wenn die Zeitsumme kein ausreichendes Kriterium für die Zuordnung der Anodensignale darstellt. Des Weiteren ist das Experiment nicht von den vorher vorgenommenen Einstellungen an den elektronischen Aufbereitern abhängig. Wird zum Beispiel der CFD nicht richtig eingestellt, so kann der sich daraus ergebende Fehler bei der späteren Datenanalyse nicht mehr korrigiert werden. Da bei der Aufnahme des kompletten Signals keine Informationen verloren gehen, ist die nachträgliche Anpassung der Positionsfindung der Signale noch möglich. Ein weiterer Vorteil besteht in der Möglichkeit durch spezielle Algorithmen zwei überlappende Signale noch voneinander trennen zu können.

Um die Speicherung im Computer vorzunehmen, werden elektronische Module benötigt, die in der Lage sind, die Signale des Detektors schnell zu digitalisieren. Diese Digitalisierer werden auch „Transientenrekorder“ oder „Flash ADC“¹⁰ genannt.

Acqiris

Der in dieser Arbeit verwendete Transientenrekorder wurde von der Firma Acqiris hergestellt. Die Ergebnisse, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, sind mit Hilfe zwei verschiedenen Digitizer Karten gewonnen worden.

Die in einem Teil dieser Arbeit verwendeten DC271 Karten (siehe Abbildung 1.10) hatten folgende technische Daten:

⁸Constant Fraction Discriminator = CFD

⁹Time to Digital Converter = TDC

¹⁰ADC = Analog to Digital Converter



Abb. 1.9.: Acqiris Digitizer Karte vom Typ DC271. Die linken vier Eingänge sind die vier Kanäle. Der rechte Eingang stellt den externen Trigger dar. Quelle [Acq]



Abb. 1.10.: Acqiris Crate zu Aufnahme von bis zu 3 Digitizer Karten. Unterster Slot is reserviert für die Karte, die den Transfer zum Computer ermöglicht. Quelle [Acq]

- 4 Kanäle
- 1 GHz Bandbreite
- 8 Bit Auflösung
- 1-4 GS/s Sampling Rate
- Aufnahmespeicher von 128 kpoints
- Volle Front-End Verstärkung mit interner Kalibration
- mögliches Pre- und Posttriggering
- 1 GHz Auto-Synchronisation-Bus (ASBus) um mehrere Digitizer Karten zusammenzufassen
- Ein High-speed PCI-Bus transferiert die Daten mit bis zu 100 MB/s zum PC

Die anderen Digitizer Karten, die in dieser Arbeit verwendet werden, sind vom Typ DC282. Diese sehen von außen genauso aus, wie die DC271 Digitizer Karten. Sie haben folgende technische Daten:

- 4 Kanäle
- 2 GHz Bandbreite
- 10 Bit Auflösung
- 2-8 GS/s Sampling Rate
- Aufnahmespeicher von 256 kpoints
- Volle Front-End Verstärkung mit interner Kalibration

- mögliches Pre- und Posttriggering
- 1 GHz Auto-Synchronisation-Bus (ASBus2) um mehrere Digitizer Karten zusammenzufassen
- Ein High-speed PCI-X-Bus transferiert die Daten mit bis zu 200 MB/s zum PC

Sie unterscheiden sich demnach in der Bandbreite, Auflösung und Transferrate voneinander. Da die vier Kanäle, die von einer Digitizer Karte bereitgestellt werden für die Auslese von einem Delaylinedetektor nicht ausreichen, werden zwei oder mehr dieser Digitizer Karten in einem Gehäuse¹¹(siehe Abbildung 1.10) zu einem sogenannten Acqirismultiinstrument zusammengefasst. Die Synchronisation dieser Karten geschieht über den ASBus bzw. ASBus2. Die oben aufgeführten maximalen 4 GS/s Sampling Rate beim DC271 bzw. 8 GS/s beim DC282 können nur dadurch erreicht werden, dass mehrere Digitizer der Digitizer Karte zusammengefasst sind.

Wird zur Aufnahme der Daten ein Zeitfenster gewählt das kleiner ist als das über den Aufnahmespeicher zur Verfügung stehende, können mehrere Events im Acqirisinstrument gespeichert werden, bevor sie an den Computer übermittelt werden.

Beide Digitizertypen erlauben es, den Aufnahmebereich (Fullrange) in folgenden Schritten einzustellen:

- 50 mV
- 100 mV
- 200 mV
- 500 mV
- 1 V
- 2 V
- 5 V

Die beiden Digitizertypen liefern die Signalformen in unterschiedlichen Datentypen. So liefert die DC271 Digitizerkarte die Daten in Form eines 8-Bit Arrays. Die Daten der DC282 Digitizerkarte liegen in Form ein 16-Bit Arrays vor.

Das Aufnahmeprogramm

Um Daten, die von dem Acqirismultiinstrument aufgenommen werden, mit dem Computer auslesen zu können, musste ein spezielles Programm geschrieben werden, was im Rahmen dieser Doktorarbeit angefertigt wurde.

Das Programm liest die Daten vom Acqirismultiinstrument. Hierbei stellt es zu Anfang fest, welcher Digitizerkartentyp gerade verwendet wird. Mit Hilfe dieser Information werden dann die Funktionen des zum verwendeten Digitizertyp dazugehörigen Datentyps gewählt und genutzt.

¹¹Das Gehäuse wird meist nach dem englischen Namen „Crate“ genannt.

Da in einem Kanal nur die Signale der Detektoren von Interesse sind, sollten alle unnötigen Informationen aus dem Datensatz gelöscht werden. Um die Daten derart zu reduzieren, wird eine Nullunterdrückung (Quellcode siehe Anhang A.6) durchgeführt. Diese überprüft die Pulshöhe der Daten. Alle Daten, die eine bestimmte Pulshöhe überschreiten werden erfasst. Alle die darunter liegen werden gelöscht. So wird je nach durchgeführtem Experiment nur 1/10 der aufgenommenen Daten gespeichert.

Nachdem von der Nullunterdrückung nur die interessanten Daten erfasst wurden, können diese auf die Festplatte geschrieben und analysiert werden. Das verwendete Datenformat ist in Anhang B.1 beschrieben.

Sollen die Daten analysiert werden, so wird dazu der in Kapitel 2.3.2 beschriebene Schwerpunktsalgorithmus verwendet. Mit dessen Hilfe werden die zeitliche Positionen der Signale ermittelt. Nachdem diese ermittelt wurde, werden sowohl die „Full Width Half Maximum“ (die volle Breite auf der Hälfte der Höhe) als auch die Pulshöhe errechnet. Der in dem Aufnahmeprogramm verwendete Schwerpunktsalgorithmus ist im Quellcode in Anhang A.5 zu finden.

Des Weiteren erlaubt das Programm die nullpunktsunterdrückten Daten über das Internet an andere Computer zu schicken. Auf diesen können die online einlaufenden Daten mit einer eigenen Auswertung überprüft werden.

Das Programm selbst stellt die roh- sowie nullpunktsunterdrückten Daten dar. Dies erlaubt es zu überprüfen, ob die Werte, mit deren Hilfe die Nullpunktsunterdrückung durchgeführt wird, das gewünschte Ergebnis erzielen. Des Weiteren sind Histogramme vorhanden, die die aus den jeweils ersten Signalen ausgerechneten Flugzeiten und Orte darstellen. Weiterhin sind Histogramme vorhanden, anhand derer überprüft werden kann, ob die aufgenommenen Signale sich zur weiteren Auswertung eignen. Hierzu werden Pulshöhenverhältnisse dargestellt. Wie anhand der Pulshöhenverhältnisse die Güte der Signale bestimmt werden kann, wird in den weiteren Kapiteln dieser Arbeit erläutert.

Eine komplette Beschreibung des Programms befindet sich in Anhang B.2.

2. Signalanalyse

Die Entstehungsweise der Signale wird in Anhang D beschrieben. In diesem Kapitel werden die typischen Eigenschaften dieser Signale genauer untersucht und verschiedene Methoden zur zeitlichen Positionsbestimmung der Signale vorgestellt und beschrieben werden. Des Weiteren wird auf die Genauigkeit der verschiedenen Methoden eingegangen. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden drei verschiedene Methoden untersucht, mit denen es möglich ist, zwei überlappende Signale zu unterscheiden.

2.1. Allgemeine Betrachtung von Signalen

Signale einer Delaylineanode und dem MCP haben im Idealfall die gleiche Anstiegszeit. Ihre Form kann durch Dreiecke genähert werden, wie in Abbildung 2.1 gezeigt. Die Punkte des dort dargestellten Signals wurden, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, erzeugt. Um die Form des Signals hervorzuheben, wurden die einzelnen Punkte mit einer Linie verbunden. Wie man erkennen kann, wird das Signal näherungsweise durch das dort eingezeichnete Dreieck beschrieben. Das Dreieck wird durch die eingezeichnete Höhenlinie h in zwei Teildreiecke unterteilt. Die Anstiegszeit Δt_A eines Signals beschreibt das Zeitintervall von Beginn des Signals bis zu dessen Maximum. In dem eingezeichneten Dreieck ist dies also die Zeit vom Start des Signals bis zur eingezeichneten Höhenlinie. Analog gilt: Die Abstiegszeit Δt_F eines Signals ist das Zeitintervall vom Maximum bis zum Ende des Signals. Ist bei einem Signal die Anstiegszeit konstant, so kann die Höhe des Signals aus der Steigung $\tan \alpha$ der linken Flanke gewonnen werden. Es gilt für $\tan \alpha \equiv m$

$$h = m \cdot \Delta t_A .$$

Geht man davon aus, dass bei den hier betrachteten Signalen auch die Abstiegszeit eine Konstante ist, so hängt die Breite auf halber Höhe (engl: Full Width at Half Maximum oder kurz: FWHM) des Signals nicht von dessen Höhe ab. In Abbildung 2.2 wurde die Signalhöhe gegen die FWHM einer Verteilung von verschieden hohen, simulierten Signalen aufgetragen. Wie diese Signale generiert werden wird in Abschnitt 2.2 näher erläutert. Die Signale in der linksstehenden Grafik dieser Abbildung sind ohne aufgerechnetes Rauschen, die in der rechten Grafik sind mit aufgerechnetem Rauschen generiert worden.

2.2. Fehlerermittlung

Um herauszufinden wie exakt die in den folgenden Kapiteln beschriebenen Methoden der Signaluntersuchung die Parameter des Signals ermitteln können, ist es notwendig, ein realistisches Signal künstlich zu erzeugen. Im Folgenden wird beschrieben, wie ein solches Signal errechnet wird.

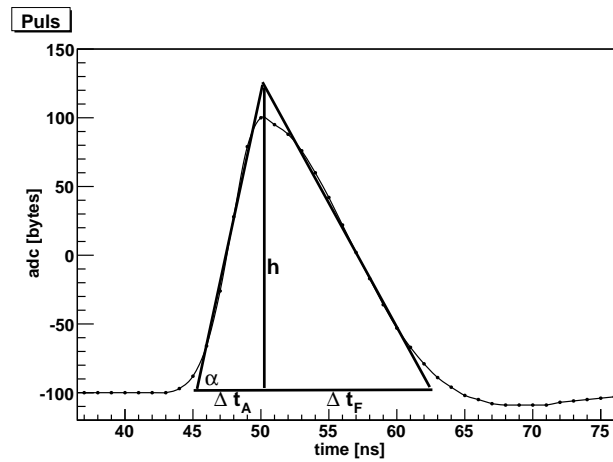


Abb. 2.1.: Näherungsweise Darstellung eines Signals durch ein Dreieck. Weitere Erklärung siehe Abschnitt 2.1.

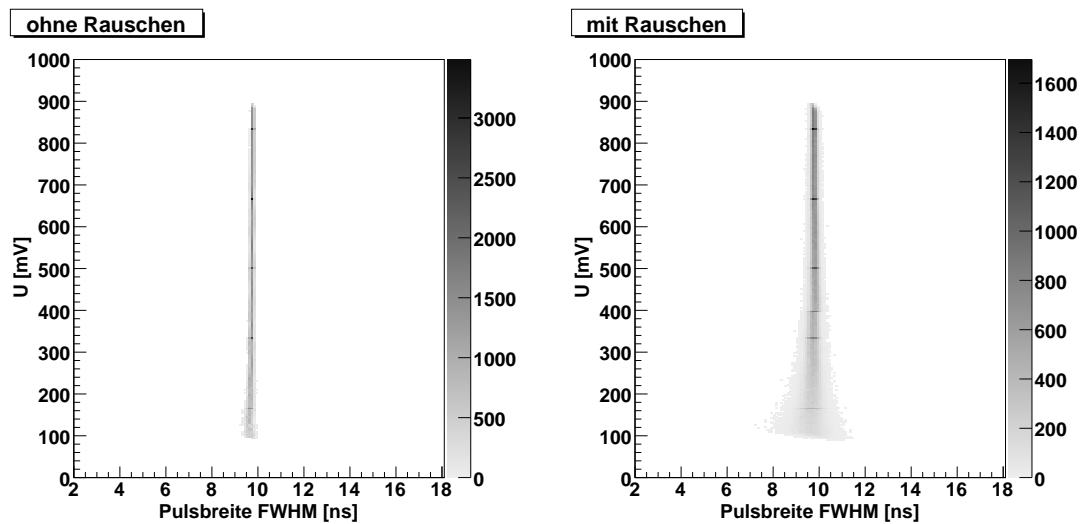


Abb. 2.2.: Histogramm in dem die Pulshöhe gegen die Pulsbreite (FWHM) aufgetragen worden ist. Links für künstliche Signale ohne aufgerechnetes Rauschen. Rechts mit aufgerechnetem Rauschen.

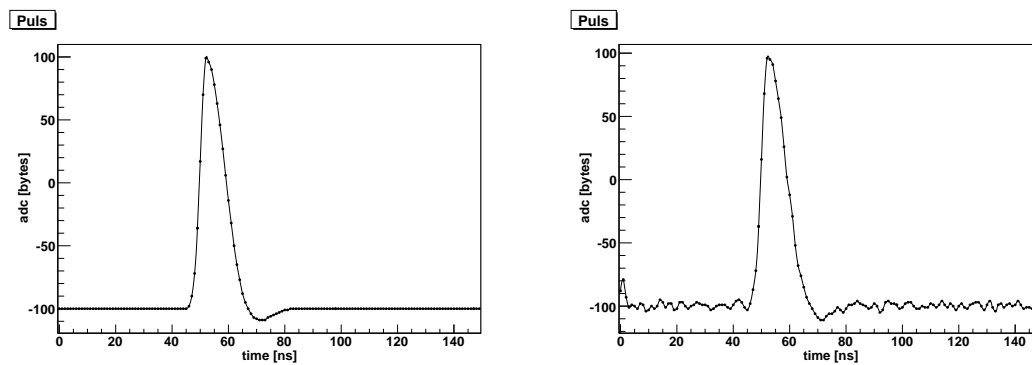


Abb. 2.3.: Künstliche Signale. Links ohne Rauschen. Rechts mit aufgerechnetem Rauschen. Weitere Erklärung siehe Abschnitt 2.2.

Wie in Kapitel D erläutert, sind die Signale eines Delaylinedetektors asymmetrisch. Das bedeutet, eine hinreichend gute Näherung dieser Signale wird durch eine asymmetrische Gaußverteilung ermöglicht.

Eine normale Gaußverteilung wird durch die Gleichung

$$y = h \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{\sigma}}$$

beschrieben, wobei h die Höhe der Verteilung, x_0 der Schwerpunkt und σ die Breite der Gaußverteilung sind. Die Breite σ der Gaußverteilung steht im folgenden Zusammenhang mit der „Breite auf Halber Höhe“ (FWHM)

$$\sigma = \frac{\text{FWHM}}{2,35}.$$

Um eine asymmetrische Gaußverteilung zu erhalten, muss das künstliche Signal aus drei verschiedenen Gaußfunktionen erzeugt werden. Der Teil des Signals, der die linke Flanke beinhaltet, besteht aus einer Gaußfunktion mit einer FWHM von 5 ns. Der darauf folgende Teil des Signals, der die rechte Flanke sowie den Überschwinger beinhaltet, besteht aus zwei Gaußfunktionen, wobei die erste eine FWHM von 15 ns hat. Der Schwerpunkt der dritten invertierten und verkleinerten Gaußfunktion liegt um die FWHM der rechten Flanke verschoben. Diese dritte Gaußfunktion wurde hinzugefügt, um das Überschwingen eines Signals aus einer Delaylineanode zu simulieren.

Die vollständige mathematische Beschreibung des hier erzeugten Signals lautet:

$$\begin{aligned} &\text{ist } x \leq x_0, \\ &\text{dann } y = h \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{\sigma_1}}. \\ \\ &\text{Ist } x > x_0, \\ &\text{dann } y = h \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{\sigma_t}} + 0,07 \cdot h \cdot -e^{-\frac{x-(x_0+\text{fwhm}_t)^2}{\sigma_t}}, \end{aligned}$$

wobei h die Höhe des Signals, σ_1 die Breite der Gaußverteilung der linken Flanke, σ_t die Breite der Gaußverteilung und fwhm_t die Halbwertsbreite der rechten Flanke sind. Nun kann bei Vorgabe des Schwerpunkts x_0 und der Höhe h ein künstliches Signal an einer bestimmten Stelle mit einer bestimmten Höhe erzeugt werden. Die Höhe des Signals wird dabei auf die effektive Auflösung des Acqiris Digitizers begrenzt. Der DC271 Digitizer hat eine Auflösung von 8 Bit. Dies bedeutet er kann Werte von $-128 \dots 127$ adc bytes annehmen. Der DC282 Digitizer hat eine Auflösung von 10 Bit, was einem Wertebereich von $-512 \dots 511$ adc bytes entspricht. Diese Wertebereiche können, wie in Kapitel 1.2.5 beschrieben, verschiedenen Spannungsbereichen zugeordnet werden. Wird ein Spannungsbereich von 1000mV gewählt, so entspricht $-500 \text{ mV} \hat{=} -512$ adc bytes und $500 \text{ mV} \hat{=} 511$ adc bytes. Das aufnehmende Acqirisgerät hat eine zeitliche Diskretisierung von 1 ns (DC271) bzw. 0,5 ns (DC282).

Um das künstliche Signal diesen Einschränkungen zu unterwerfen, wird es diskretisiert. Das bedeutet, es werden Wertepaare erzeugt, bei denen der x -Wert nur ganzzahlige (DC271) bzw. halb- und ganzzahlige (DC282) Werte annehmen kann. Der dazugehörige y -Wert wird auf die nächste Bitzahl gerundet. Ein Beispiel eines solchen Signals ist in Abbildung 2.3 links zu sehen. Die Wertepaare des künstlich erzeugten Signals werde durch Rechtecke verdeutlicht.

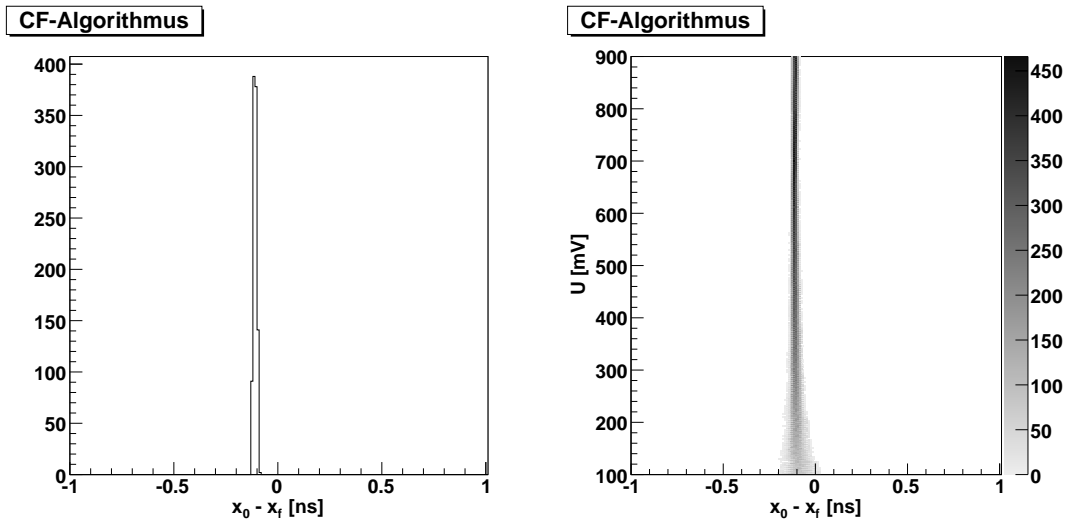


Abb. 2.4.: Links: Histogramm in dem die Verteilung der Differenzen gezeigt wird. Rechts: Verteilung der Differenzen für verschiedene Pulshöhen. Weitere Erklärung siehe Abschnitt 2.2.

Die durchgehende Linie wurde eingezeichnet, um die Form des künstlichen Signals hervorzuheben. Das dort gezeigte künstliche Signal wurde an der Position $x_0 = 51,2$ ns mit einer Höhe von $h = 200$ adc bytes erzeugt.

Um dieses Signal einem real gemessenen noch ähnlicher zu machen, muss das elektronische Rauschen einer Messung berücksichtigt werden. Um es zu simulieren, werden 100 zufällig gewählte unterschiedliche Frequenzen aus einem Frequenzband von 50 bis 300 MHz addiert. Die Phasen dieser Frequenzen werden zufällig bestimmt, und die Amplituden aus dem Bereich $0 \dots 2$ mV mit einem Zufallsgenerator gewählt. Das erzeugte Rauschen wird auf das künstlichen Signal addiert. Ein Beispiel für ein solches verrauschtes, künstliches Signal ist in Abbildung 2.3 rechts dargestellt.

Mit den in den folgenden Abschnitten beschriebenen Methoden wird versucht, die vorgegebene Position x_0 des künstlichen Signals zu ermitteln. Um den Fehler, der dabei entsteht zu bestimmen, wird die vorgegebene Position bei festgehaltener Höhe innerhalb der zeitlichen Diskretisierung des Acqiris Digitizers variiert. Dies wird beispielhaft für den DC271 Digitizer gezeigt. Um den fixen Punkt x_{fix} zu variieren wird er in kleinen Schritten innerhalb der Diskretisierung verschoben: $x_{\text{fix}} + 0$, $x_{\text{fix}} + 0,001$, $x_{\text{fix}} + 0,002$, $x_{\text{fix}} + 0,003 \dots x_{\text{fix}} + 0,999$ ns. Die Differenz zwischen der vorgegebenen Position $x_0 = x_{\text{fix}} + x$ und der gefundenen Position x_f wird für jede dieser Variationen in ein Histogramm eingetragen. So erhält man eine Verteilung, wie sie in Abbildung 2.4 links zu sehen ist. Die Breite dieser Verteilung entspricht der Ungenauigkeit mit der die jeweilige Methode die Position des Signal rekonstruiert. Die Breite der Verteilung wird aus dem Histogramm über folgende Gleichung ermittelt:

$$\sqrt{\frac{1}{N} \cdot \sum (x_i - \bar{x})^2},$$

wobei x_i der Inhalt des i -ten Bins des Histogramms darstellt, N die Anzahl der vorhandenen Bins repräsentiert und \bar{x} der Mittelwert der Verteilung ist.

Nun kann die Höhe des künstlich erzeugten Signals verändert und so die Abhängigkeit der Ungenauigkeit von der Höhe des Signals bestimmt werden. Dies ist in Abbildung 2.4 rechts zu

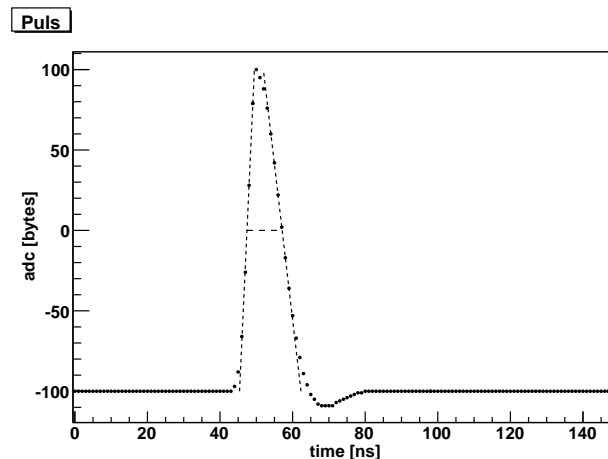


Abb. 2.5.: Flankenfit für eine künstliches Signal. Weitere Erklärung siehe Abschnitt 2.3.1.

sehen. Hier wird die Verteilung, wie sie in der linksstehenden Grafik zu sehen ist, für verschiedene Pulshöhen eingetragen. Dabei wird die Pulshöhe im Bereich von 100 mV bis 900 mV variiert. Es wurde dabei ein Spannungsbereich von 1000 mV angenommen. Dies entspricht in etwa den in realen Experimenten vorliegenden Pulshöhen, soweit der vorgegebene Wirkungsbereich des Vorverstärker ausgenutzt wird. Um das wirkliche Signal von dem Rauschen zu unterscheiden wird ein Rauschlevel eingeführt, was bei 70 mV liegt.

2.3. Analyse von Einzelsignalen

Es gibt mehrere Ansätze, wie die Position¹ eines Signals bestimmt werden kann. Die Position kann beispielsweise aus den Flanken des Signals gewonnen werden. Zwei Methoden machen sich diese Möglichkeit zu nutze: der Flankenfit und der Constant Fraction Algorithmus. Letztere bildet die Funktionsweise eines Constant Fraction Discriminators (siehe Kapitel C) nach. Eine weitere Methode der Positionsbestimmung besteht darin, den Schwerpunkt der Signale zu ermitteln. Die Position des Signals kann auch über einen Pulsfit gefunden werden. Hierbei wird eine vorher aus Einzelsignalen bestimmte Signalform an das gemessene Signal angefitet. Bei der Untersuchung all dieser Methoden wird die Höhe der künstlichen Signale im Bereich von 100 mV . . . 900 mV variiert. Dabei werden jeweils die Auflösungen des DC271 und DC282 Digitizer simuliert. Daraus ergeben sich vier verschiedene Kombinationen aus Zeitlicher und Spannungsauflösung. Es werden jeweils nur die Ergebnisse für 1 GS, 8 Bit und 2 GS, 10 Bit vorgestellt. Die Ergebnisse der restlichen Kombinationsmöglichkeiten werden in Anhang E aufgeführt.

2.3.1. Flankenfit

Eine Möglichkeit um die Position eines Signals zu bestimmen, liegt im Flankenfit. Bei dieser Methode wird an die linke und rechte Flanke des Signals eine Gerade angefitet. Dies geschieht

¹Position = Zeitpunkt

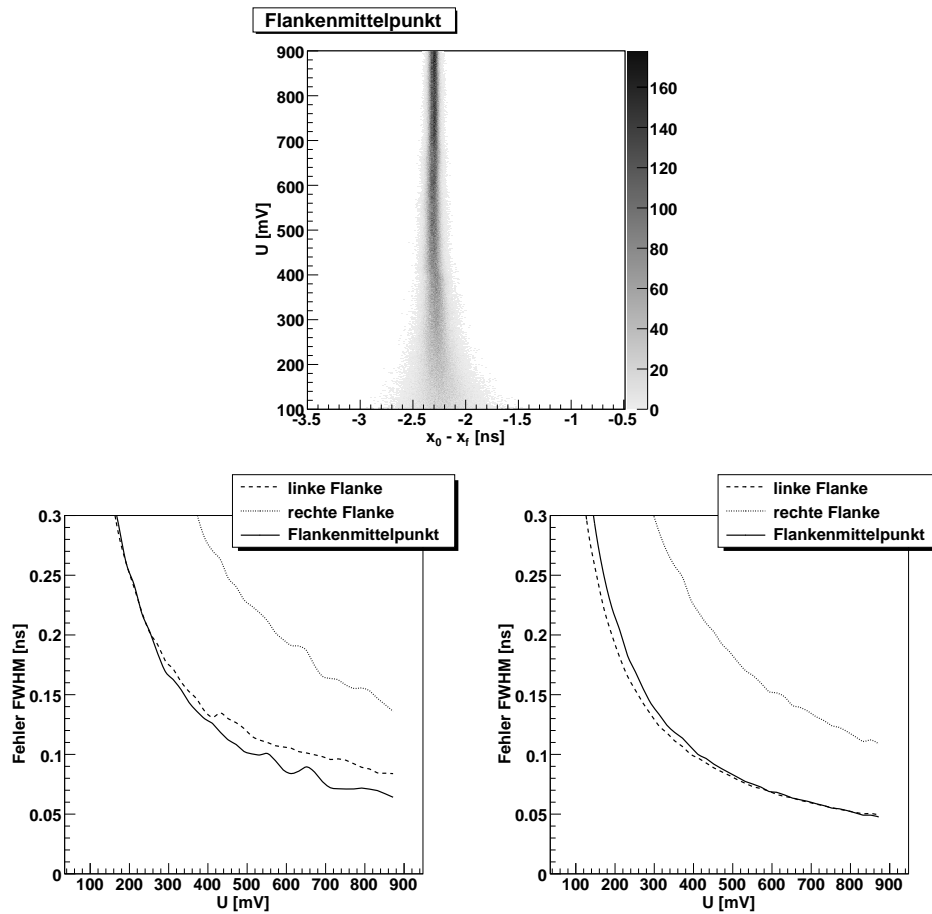


Abb. 2.6.: Oben: Differenzenverteilung in Abh. der Pulshöhe. Unten: Fehler in Abhängigkeit der Pulshöhe. Links: System mit 1 GS, 8 Bit. Rechts: System mit 2 GS, 10 Bit.

mit Hilfe einer linearen Regression durch vier Punkte der jeweiligen Flanke. Sie werden wie folgt ermittelt: Zuerst wird die Höhe des Signals bestimmt. Sobald diese gefunden ist, werden vier Messpunkte einer Flanke gesucht. Zwei der Messpunkte müssen oberhalb und zwei unterhalb der halben Höhe des Signals liegen. Führt man mit diesen vier Messpunkten eine lineare Regression durch, so erhält man eine Gerade, die die jeweilige Flanke näherungsweise beschreibt. Der Quellcode, der dies bewerkstelligt ist in Anhang A.7 vorgestellt. In Abbildung 2.5 wird dies grafisch dargestellt. Hier sind die Messpunkte des künstlichen Signals eingezeichnet. Die gestrichelten Linien zeigen die Geraden, die durch die lineare Regression an der linken bzw. rechten Flanke gewonnen werden. Die horizontal gestrichelte Linie zeigt an, wo sich die halbe Höhe des Signals befindet. Mit Hilfe dieser drei Geraden können drei Punkte bestimmt werden, die die Position des Signals beschreiben. Der Schnittpunkt der Geraden, die an die linke Flanke angefüttet wurde, bestimmt mit der halben Höhe die Position. Analoges gilt für die rechte Flanke. Der dritte Punkt, der die Position des Signals beschreibt, ist der Mittelpunkt zwischen den beiden vorher beschriebenen Schnittpunkten.

Im oberen Teil von Abbildung 2.6 ist die Breite der Differenzenverteilung für verschiedene Pulshöhen aufgetragen. Dabei wurde der Flankenmittelpunkt zur Ermittlung der Position verwendet. Im unteren Teil dieser Abbildung ist die Breite und damit der Fehler der drei Mög-

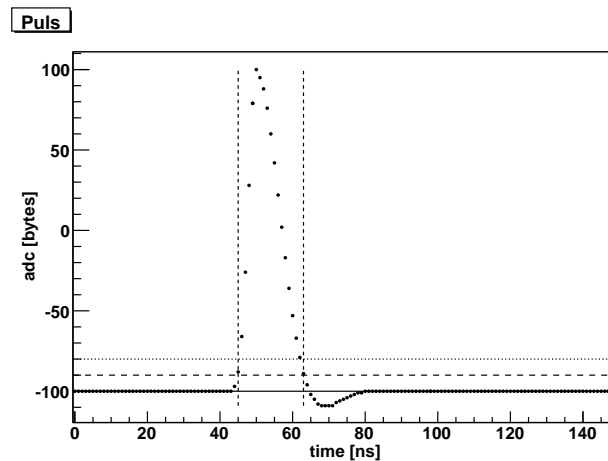


Abb. 2.7.: Schwerpunktbildung an einem künstlichen Signal. Ausführliche Erläuterung siehe Abschnitt 2.3.2.

lichkeiten dieser Methode gegen die Pulshöhe aufgetragen. Die gestrichelte Linie beschreibt den Fehler bei der Positionsbestimmung über den Schnittpunkt mit der linken Flanke, während die gepunktete Linie den Fehler bei Positionsbestimmung über den Schnittpunkt mit der rechten Flanke beschreibt. Die durchgehende Linie weist den Fehler auf, den man erhält, wenn zur Positionsbestimmung der Mittelpunkt der beiden Schnittpunkte verwendet wird. In allen Teilen der Abbildung werden künstlichen Signale mit aufgerechnetem Rauschen verwendet. Wie man anhand der Grafik im oberen Teil von Abbildung 2.6 erkennen kann, hängt die mit Hilfe des Flankenmittelpunkts gefundene Position nicht von der Höhe des Signals ab. Auch die Positionen, die über die linke bzw. rechte Flanke gefunden werden, sind unabhängig von der Pulshöhe (siehe dazu die Abbildungen in Anhang E.1.1). Die Ergebnisse des System mit 1 GS, 8 Bit zeigen, dass hier der geringste Fehler mit dem Flankenmittelpunkt erreicht wird. Wird jedoch ein System mit 2 GS, 10 Bit verwendet, so erhält man den geringsten Fehler über den Fit an der linken Flanke. Des Weiteren erkennt man, dass in diesem Fall ein Fehler kleiner als 100 ps schon ab einer Pulshöhe von etwa 390 mV erreicht wird. Im Falle eines System mit 1 GS, 8 Bit wird dieser Fehler erst ab einer Pulshöhe von etwa 550 mV erreicht. Nachteil dieser Methode ist jedoch, dass nur wenige Punkte verwendet werden, um die Position des Signals zu bestimmen. Somit hat elektronisches Rauschen einen starken Einfluss auf die Güte der Positionsbestimmung. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass auch bei zwei gleich hohen aber unterschiedlich breiten Signalen der Flankenmittelpunkt die unterschiedlichen Positionen der beiden Signale bestimmen kann. Somit verringert sich der Fehler, wenn die FWHM der aufgenommenen Signale eine Abhängigkeit zur Pulshöhe aufweisen.

2.3.2. Schwerpunktbildung

Bei dieser Variante wird die Position eines Signals über dessen Schwerpunkt bestimmt. Dieser kann mit verschiedene Methoden ermittelt werden. In Abbildung 2.7 sind diese angedeutet. Bei allen Methoden muss zuerst der Startpunkt und der Endpunkt des zu untersuchenden Signals bestimmt werden. Als Startpunkt wird der erste Punkt, der außerhalb eines vorab definierten Rauschlevels liegt, bezeichnet. Der Endpunkt des Signals definiert sich als der letzte Punkt, der sich noch außerhalb des Rauschlevels befindet. In der Abbildung sind der Start-

und der Endpunkt durch die vertikalen gestrichelten Linien verdeutlicht. Das vorab definierte Rauschlevel wird durch die horizontale gestrichelte Linie dargestellt. Mit Hilfe der Punkte, die zwischen dem Start- und Endpunkt liegen wird der Schwerpunkt berechnet. Hierbei kann man bei der Berechnung des Schwerpunkts die gesamte Fläche unter dem Signal bestimmen. In Abbildung 2.7 würde dies der Fläche bis zur Grundlinie (durch die durchgezogene Linie verdeutlicht) des Signals entsprechen. Man hat jedoch auch die Möglichkeit, nur die Fläche bis zu einem vordefinierten Rauschlevel (gestrichelte Linie), bzw. nur die oberen 90 % der Fläche zu verwenden. In der Abbildung entspräche letzteres der Fläche bis zur horizontalen gepunkteten Linie.

Im oberen Teil von Abbildung 2.8 sind die Differenzenverteilungen für unterschiedliche Pulshöhen dargestellt. Dabei sind in der linken Spalte die Ergebnisse für ein System mit 1 GS, 8 Bit und in der rechten Spalte für ein System mit 2 GS, 10 Bit dargestellt. Dabei ist oben das Ergebnis der Bestimmung des Schwerpunkts bei Verwendung der Fläche bis zum vorab definierten Rauschlevel (fix Rauschlevel) und in der Mitte bei Bestimmung des Schwerpunkts über 90 % der Fläche gezeigt. Im unteren Teil dieser Abbildung sind die Fehler dargestellt, die man mit den drei oben vorgestellten Varianten erhält. Hier wird der Fehler der Methoden in Abhängigkeit der Pulshöhe aufgetragen. Die durchgezogene Linie beschreibt den Fehler, den man erhält, wenn man die Fläche bis zu dem vorabdefinierten Rauschlevel verwendet (fix Rauschlevel), welches bei 70 mV liegt. Die gepunktete Linie beschreibt den Fehler, bei der Bestimmung des Schwerpunkts über die gesamte Fläche (Grundlinie). Den Fehler, den man erhält, wenn man nur die oberen 90% der Fläche des Signals (90 % Fläche) verwendet, ist durch die gestrichelte Linie dargestellt. Bei der Erzeugung aller hier vorgestellten Ergebnissen werden künstliche Signale mit aufgerechnetem Rauschen verwendet.

Anhand der Ergebnisse zeigt sich, dass bei allen vorgestellten Varianten der Schwerpunktsbildung die gefundene Position des Signals stark von der Pulshöhe abhängig ist, was auf die Asymmetrie des Signals zurückzuführen ist. Die über alle Pulshöhen integrierte Breite der Differenzenverteilung ist im jeweiligen Titel der Histogramme zu erkennen. Man sieht, dass ab einer Pulshöhe von 400 mV die Variante in der die oberen 90% der Fläche des Signals verwendet werden, fast keine Abhängigkeit von der Pulshöhe zeigt. Im Gegensatz dazu, zeigt die Variante bis zu einem vorabdefinierten Rauschlevel auch bei großen Pulshöhen diese Abhängigkeit weiterhin auf.

Wird der Fehler bei einer bestimmten Pulshöhe betrachtet, weist die Variante der Fläche bis zum vorab definierten Rauschlevel den minimalsten Fehler auf. Dies gilt sowohl für ein System mit 1 GS, 8 Bit als auch für ein System mit 2 GS, 10 Bit. Da dies jedoch nur Werte für eine bestimmte Pulshöhe sind, sind diese Ergebnisse jedoch irreführend.

Wie in den Histogrammüberschriften abgelesen werden kann, ist der Fehler für ein System mit 1 GS, 8 Bit minimal 477 ps bei Verwendung der Variante der oben 90 %. Dies kann jedoch noch auf etwa 100 ps verbessert werden, wenn Signale ausgewählt werden, die höher als 400 mV sind. Bei einem System mit 2 GS, 10 Bit, was bei der Integration über alle Pulshöhen einen Fehler von 461 ps aufweist, kann durch Auswahl von Signalen, die höher als 400 mV sind, ein Fehler von weniger als 70 ps erreicht werden.

Der Nachteil dieser Methode besteht darin, dass eine Abhängigkeit der Positionsbestimmung von der Pulshöhe vorliegt. Diese kann jedoch umgangen werden, wenn hohe Signale ausgewählt werden. Ein Vorteil dieser Methode ist, dass sie unabhängig von der Signalform ist. Es können zwei gleich hohe, jedoch unterschiedlich breite Signale identifiziert werden. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass diese Methode sehr viele Messpunkte des Signals verwendet, um die Position zu bestimmen. Daraus ergibt sich, dass elektronisches Rauschen auf den

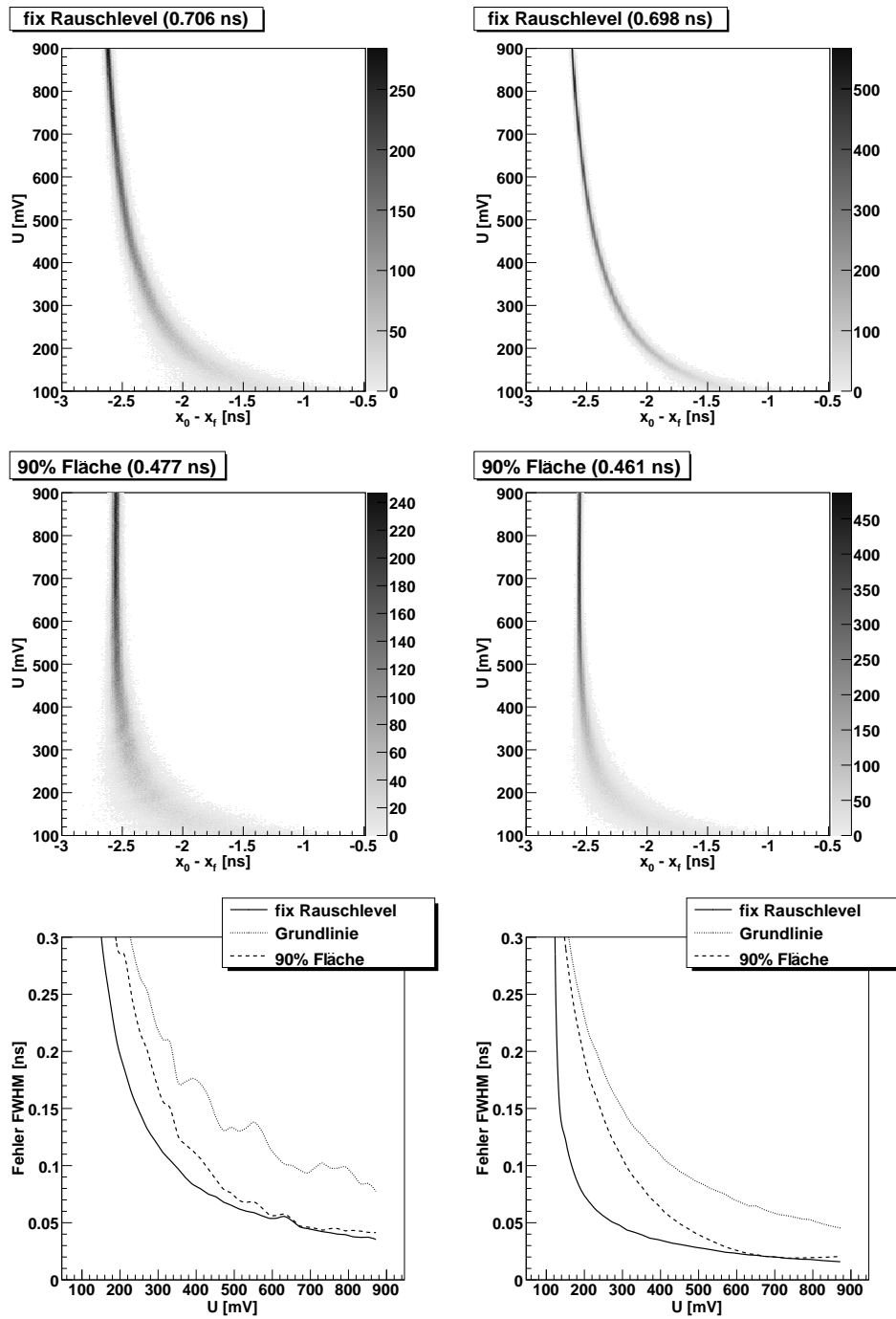


Abb. 2.8.: Obere und mittlere Reihe: Differenzenverteilung in Abhängigkeit der Pulshöhe. Unten: Fehler in Abhängigkeit der Pulshöhe. Jeweils linke Spalte: System mit 1 GS, 8 Bit. Jeweils rechte Spalte: System mit 2 GS, 10 Bit.

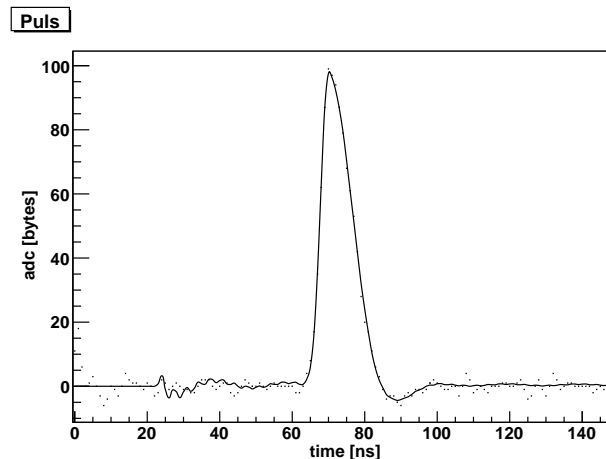


Abb. 2.9.: Einzelpulsfit an einem theoretischen Puls. Weitere Erklärung siehe Abschnitt 2.3.3.

Datenpunkten besser herausgemittelt wird.

2.3.3. Einzelpulsfit

Eine weitere Methode zum Bestimmen der Position eines Signals besteht in dem Anfitzen eines Normpulses an das gemessene Signal. Die Form des Normpulses wird vorher aus den Daten extrahiert. Hierzu werden beliebig viele gemessene Einzelsignale an der gleichen Position übereinandergelegt, wobei ihre Position mit Hilfe des Schwerpunktsalgorithmus bestimmt werden. Anschließend wird die Höhe der übereinander gelegten Einzelsignale normiert. Der so gewonnene Normpuls wird mit Hilfe eines Minimierungsalgorithmus an das gemessene Signal angepasst. Hierzu wird die Höhe und die Position des Normpulses solange variiert, bis die Differenz der beiden Integrale unter dem Signal und dem Normpuls minimal wird. Die Startwerte für den Minimalisierungsalgorithmus werden hierbei über den Schwerpunktsalgorithmus gewonnen. Dazu wird in einer vorhergehenden Untersuchung des Signals mit dem Schwerpunktsalgorithmus die Position näherungsweise bestimmt. Als Höhe des Signals wird der höchste Punkt des Signals verwendet. In Abbildung 2.9 ist das Ergebnis eines Fits dargestellt. In dieser Abbildung sind die Messpunkte eines künstlichen Signals mit Rauschen dargestellt, welche wie in Kapitel 2.2 beschrieben, erzeugt werden. Die durchgezogene Linie zeigt den an die Messpunkte angefitzten Normpuls.

Im oberen Teil von Abbildung 2.10 ist die Differenzenverteilung für verschiedene Pulshöhen aufgezeigt. Im unteren Teil dieser Abbildung ist der Fehler für verschiedene Pulshöhen dargestellt. Hierbei sind in der linken Grafik die Ergebnisse für ein System mit 1 GS, 8 Bit und rechts für ein System mit 2 GS, 10 Bit dargestellt. Bei der Ermittlung der hier gezeigten Ergebnisse wurden künstliche Signale mit Rauschen verwendet.

Anhand des Schwerpunktes der im oberen Teil dargestellten Differenzenverteilung zeigt sich, dass die Positionsbestimmung dieser Methode keine Abhängigkeit von der Pulshöhe aufweist. Man erkennt sowohl in der obigen, wie auch in den unten stehenden Grafiken, dass der Fehler mit zunehmender Pulshöhe abnimmt. Man erreicht bei einem System mit 1 GS, 8 Bit ab einer Pulshöhe von 300 mV eine Auflösung von 100 ps. Diese Auflösung wird bei einem System mit 2 GS, 10 Bit schon ab einer Pulshöhe von etwa 150 mV erreicht. Der minimalste Fehler

beim 1 GS, 8 Bit System liegt bei etwa 30 ps bis 35 ps. Dieser liegt bei einem System mit 2 GS, 10 Bit bei etwa 15 ps.

Der Nachteil dieser Methode liegt darin, dass sie stark von einer konstanten Signalform abhän-

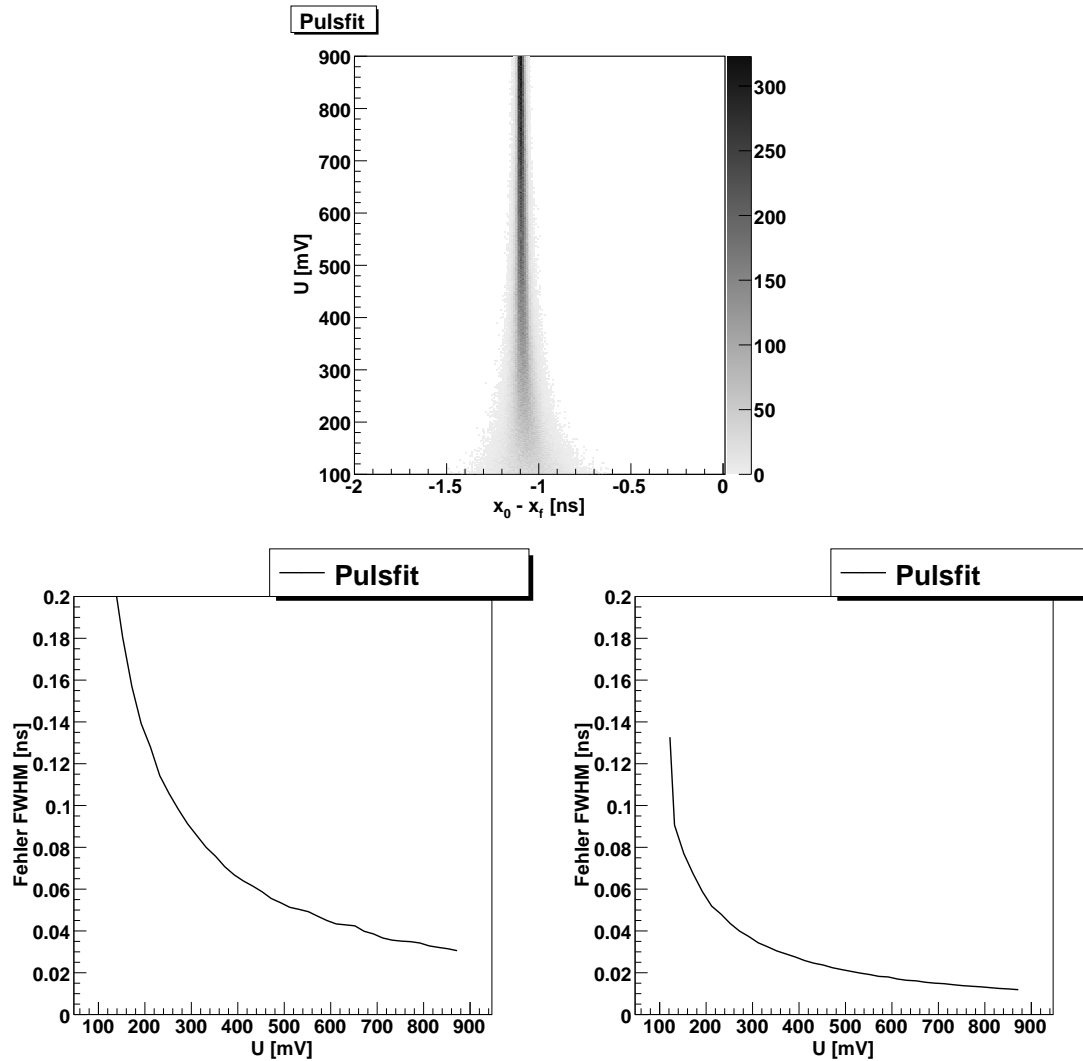


Abb. 2.10.: Oben: Differenzenverteilung in Abh. der Pulshöhe. Unten: Fehler in Abhängigkeit der Pulshöhe. Links: System mit 1 GS, 8 Bit. Rechts: System mit 2 GS, 10 Bit.

gig ist. Ändert sich diese, so kann der Minimalisierungsalgorithmus kein Minimum und damit keine Position finden. Ein weiterer Nachteil dieser Methode ist der enorme Rechenaufwand. Jeder Fit dauert, aufgrund des Aufwandes, eine bestimmte Zeit bis der Minimierungsalgorithmus ein Minimum gefunden hat. Dies hat zur Folge, dass die Methode nicht schnell und flüssig läuft. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass sehr viele Messpunkte des Signals verwendet werden können, um die Position zu bestimmen. Daraus folgt, dass das elektronische Rauschen verringert wird.

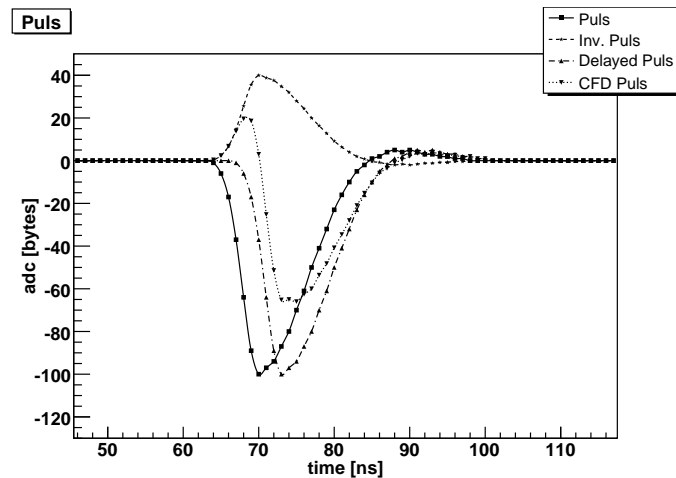


Abb. 2.11.: Constant Fraction Algorithmus an einem künstlichen Signal. Erklärung siehe Abschnitt 2.3.4.

2.3.4. Constant Fraction Algorithmus

Die in Kapitel C beschriebene Funktionsweise eines Constant Fraction Discriminators (CFD) kann mit Hilfe von Software nachempfunden werden. Hierzu errechnet man aus zwei Punkten des Originalsignals einen Punkt des Constant Fraction Signals. Dies wird in Abbildung 2.11 verdeutlicht. Hier sind die Messpunkte des künstlichen Signals als gefüllte Quadrate dargestellt (Puls). Diese Messpunkte werden mit einer fest vorgegeben Verzögerung versehen. Das dadurch entstehende Signal ist durch die gestrichelte Linie mit den nach oben zeigenden Dreiecken dargestellt (Delayed Puls). Des Weiteren werden die Messwerte um einen vorgegeben Teil (Fraction) verkleinert und invertiert. Das dadurch entstehende Signal ist durch die gestrichelte Linie mit den Sternen verdeutlicht (Inv. Puls). Die Summe dieser beiden errechneten Messpunkte ergibt das Constant Fraction Signal. Dieses ist durch die gepunktete Linie mit den nach unten stehenden Dreiecken dargestellt (CFD Puls). Nun wird überprüft, zwischen welchen beiden Punkten (α_{unter} und $\alpha_{\text{über}}$) das Constant Fraction Signal einen Nulldurchgang² hat. Um die Position dieses Signals zu bestimmen, legt man zwischen diese beiden Punkte eine Gerade. Die Position des Signals ist der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Nulllinie (Walk). Die so gewonnene Position ist jedoch noch mit einem hohen Fehler behaftet. Um diesen zu minimieren, wird eine Methode verwendet, die sich an die Vorgehensweise anlehnt, die in [BPB⁺04] vorgestellt wird. Nachdem wie oben beschrieben, die Position grob festgelegt ist, wird durch vier Punkte ein Polynom dritten Grades gelegt. Hierzu wird ein Newton-Interpolations-Polynom [New] verwendet. Dies kann numerisch stabil und schnell aus vier Punkten erzeugt werden A.2. Die vier Punkte werden dabei wie folgt bestimmt: Ist α_{unter} der Punkt unterhalb und $\alpha_{\text{über}}$ der Punkt oberhalb des Walks, so sind die vier Punkte durch $\alpha_{\text{unter}-1}$, α_{unter} , $\alpha_{\text{über}}$, $\alpha_{\text{über}+1}$ gegeben. Der Schnittpunkt des durch diese Punkte gewonnenen Newton Polynoms mit dem Walk wird numerisch mit Hilfe eines Clipping Minimierungsverfahrens gewonnen. Als Startwert für diese Minimierung wird die vorher ermittelte Position verwendet. Das Clipping Minimierungsverfahren funktioniert nach folgendem Prinzip: Es werden zwei Punkte gewählt, deren y-Werte einmal oberhalb und einmal unterhalb des gewünschten y-Wertes liegen. Nun bildet man das arithmetische Mittel zwischen den beiden

²Der Null wird bei dieser Methode vorgegeben und heißt Walk

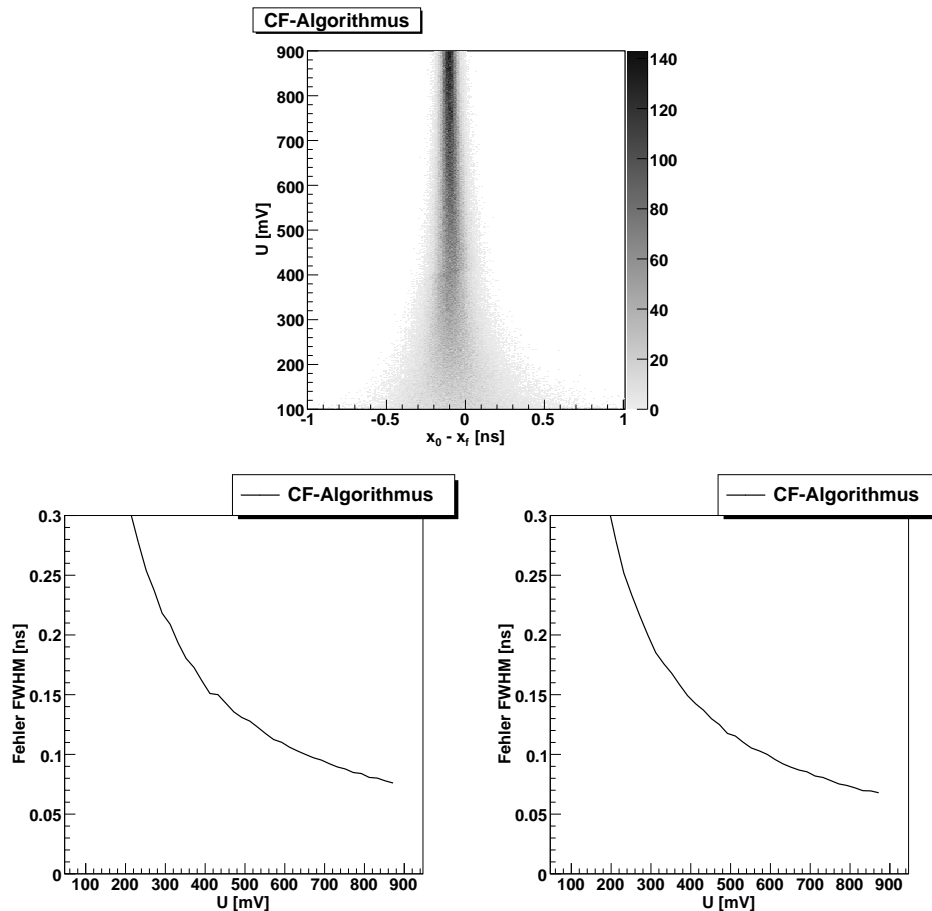


Abb. 2.12.: Oben: Differenzenverteilung in Abh. der Pulshöhe. Unten: Fehler in Abhängigkeit der Pulshöhe. Links: System mit 1 GS, 8 Bit. Rechts: System mit 2 GS, 10 Bit

zugehörigen x -Werten und schaut, ob der zu dem neu gewonnenen x -Wert zugehörige y -Wert oberhalb oder unterhalb des gewünschten y -wertes liegt. Liegt er oberhalb, bildet der Punkt die neue obere Grenze. Liegt er unterhalb, bildet er die neue untere Grenze des Wertepaares. Dieses Verfahren wird solange durchgeführt, bis die Differenz zwischen den beiden x -Werten unter eine vorgegebene Grenze gefallen ist. Der Quellcode, der dieses Verfahren verwirklicht, ist in Anhang A.4 angefügt. Der zur Analyse der Signale verwendete Constant Fraction Algorithmus hatte ein Fraction von 0,4, einen Walk von 0 mV und ein Delay von 3 ns.

Im oberen Teil von Abbildung 2.12 ist die Differenzenverteilung für verschiedene Pulshöhen aufgetragen. Beispielhaft sind hier die Ergebnisse für ein System mit 1 GS, 8 Bit gezeigt. Im unteren Teil dieser Abbildung sind die Breiten, und damit der Fehler der Differenzenverteilung in Abhängigkeit von der Pulshöhe gezeigt. Dabei sind in der linken Grafik die Ergebnisse für ein System mit 1 GS, 8 Bit und in der rechten die Ergebnisse für ein System mit 2 GS, 10 Bit dargestellt.

Die Differenzenverteilung im oberen Teil von Abbildung 2.12 zeigt, dass der Schwerpunkt der Differenzenverteilung nicht von der Pulshöhe abhängt. Wie man anhand der Grafiken im unterem Teil erkennen kann, liegt der minimalste Fehler bei einem System mit 1 GS, 8 Bit bei etwa 80 ps bei einer Höhe von 900 mV. Bei einem System mit 2 GS, 10 Bit ist der Fehler

nur minimal kleiner und liegt bei etwa 70 ps.

Der Nachteil dieser Methode besteht darin, dass sie nur sehr wenige Messpunkte zur Positionsberechnung verwendet. Damit ist sie anfällig für elektronisches Rauschen auf den Messpunkten. Des Weiteren funktioniert dieser Algorithmus gut, wenn die Signale die gleiche Anstiegszeit besitzen. Ist die Anstiegszeit des Signale jedoch nicht konstant, so kann dies mit einer Anpassung des Walks in erster Ordnung korrigiert werden. Darin liegt auch der Vorteil dieser Methode: Sie kann an verschiedene Signalformen leicht angepasst werden.

2.3.5. Vergleich der Methoden

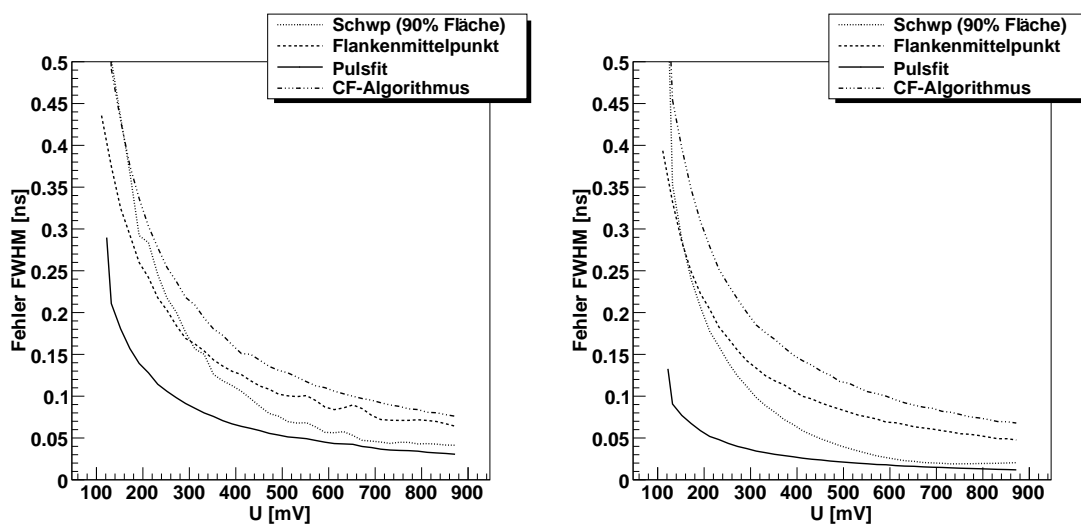


Abb. 2.13.: Gezeigt ist ein Vergleich der verschiedenen Methoden der Einzelpulsanalyse von Signalen mit aufgerechnetem Rauschen. Hierbei wird von den einzelnen Methoden jeweils nur die ausgewählt, die das beste Ergebnis liefert. Links: System mit 1 GS, 8 Bit. Rechts: System mit 2 GS, 10 Bit.

In Abbildung 2.13 sind die verschiedenen, in den vorherigen Kapitel beschriebenen Methoden der Positionsbestimmung im Vergleich dargestellt. Wobei links die Ergebnisse für ein System mit 1 GS, 8 Bit und rechts die Ergebnisse für ein System mit 2 GS, 10 Bit zusammengefasst sind. Es wurden bei den Methoden, die mehrere Varianten haben jeweils nur diejenige mit dem geringsten Fehler ausgewählt. Dies bedeutet, bei der Methode der Schwerpunktsbildung wurde nur die Variante gewählt, in der 90 % der Fläche verwendet werden. In Abbildung 2.13 wird dieses Ergebnis durch die gepunktete Linie repräsentiert. Bei der Methode des Flankenfits wird die Variante gezeigt, in der der Flankenmittelpunkt ermittelt wurde. Dieses Ergebnis wird durch die kurz gestrichelte Linie dargestellt. Das Ergebnis des Pulsfits ist durch die durchgezogene Linie verdeutlicht. Die abwechselnd gepunktete und gestrichelte Linie repräsentiert das Ergebnis des Constant Fraction Algorithmus.

Wie man deutlich erkennen kann, erreicht man mit der Methode des Pulsfits bei beiden Systemen den geringsten Fehler. Den größten Fehler erhält man bei Verwendung der Methode des Constant Fraction Algorithmus. Im Vergleich der beiden Systeme zeigt sich, dass sich der Pulsfit durch die Wahl des höher auflösenden Systems am meisten verbessert. Der Pulsfit zeigt sich im Vergleich mit dem Ergebnis des System mit 1 GS, 8 Bit auch deutlich verbessert.

Allerdings ist die Verbesserung des Schwerpunktsalgorithmus, aus vorher schon diskutierten Gründen trügerisch. Die anderen beiden Methoden verbessern sich im Vergleich nur geringfügig.

Um herauszufinden, wie stark die ermittelten Fehler durch das aufgerechnete statistische Rauschen hervorgerufen werden, wird der Fehler betrachtet, der aus künstlichen Signalen ohne das aufgerechnete statistische Rauschen resultiert. Das Ergebnis wird in Abbildung 2.14 veranschaulicht.

Man erkennt, dass der Constant Fraction Algorithmus hier deutlich geringere Fehler aufweist,

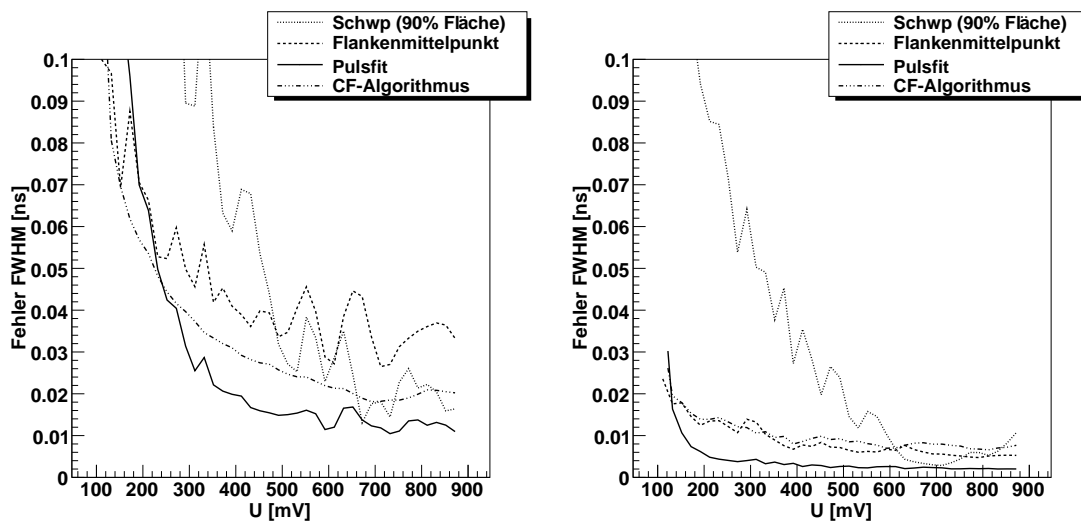


Abb. 2.14.: Gezeigt ist ein Vergleich der verschiedenen Methoden der Einzelpulsanalyse. Hierbei wurde zum ermitteln der Fehler Signale ohne aufgerechnetes statistisches Rauschen verwendet. Links: System mit 1 GS, 8 Bit. Rechts: System mit 2 GS, 10 Bit.

als bei Verwendung der künstlichen Signale mit Rauschen. Er ist sogar bei kleinen Signalen besser als der Pulsfit. Erst ab einer Pulshöhe von etwa 250 mV wird der Pulsfit besser. Hier liegt der minimale Fehler bei ca. 15 ps bei dem System mit 1 GS, 8 Bit. Bei einem System mit 2 GS, 10 Bit sind die Fehler bei allen Methoden außer dem Schwerpunktsalgorithmus unterhalb von 20 ps. Hier schneidet auch der Pulsfit besser ab als der Constant Fraction Algorithmus. Der Schwerpunktsalgorithmus wiederum ist erst ab einer Pulshöhe von etwa 500 mV besser als 20 ps. Ab dieser Höhe weist er bei der Positionsbestimmung auch keine Abhängigkeit mehr von der Pulshöhe auf (siehe Anhang E.1.4).

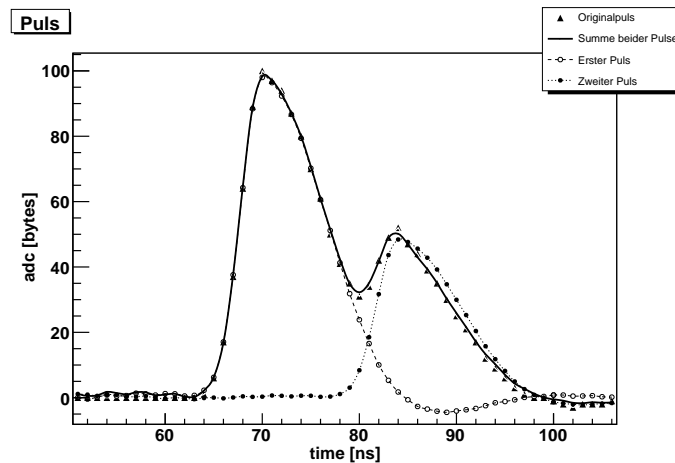


Abb. 2.15.: Doppelpulsfit. Weitere Erklärung siehe Abschnitt 2.4.1.

2.4. Analyse von Doppelsignalen

In den vorherigen Abschnitten wurden Methoden zur Analyse klar voneinander getrennter Signale vorgestellt. Es kann jedoch vorkommen, dass zwei Teilchen so auf dem Detektor auftreffen, dass deren Signale sich zeitlich überlappen. Was zur Folge hat, dass sich die beiden einzelnen Signale zu einem neuen Gesamtsignal überlagern. Dies ist beispielhaft in Abbildung 2.15 dargestellt. Die Schwierigkeit besteht darin, dass die beiden Einzelsignale aus dem Gesamtsignal extrahiert werden müssen. Im Folgenden werden zwei verschiedene Methoden zum Identifizieren der Signale dargestellt. Beide vorgestellten Methoden basieren auf der Annahme, dass Informationen über die Signalform eines Einzelsignals vorhanden sind, bzw. dass sie aus den vorliegenden Daten extrahiert werden können. Zur Untersuchung dieser Methoden werden künstliche Signale mit aufgerechnetem Rauschen verwendet. Dabei werden die beiden einzelnen Signale im Bereich von 100 mV ... 500 mV in ihrer Höhe variiert. Der Abstand zwischen den beiden Signalen wird in einem Bereich von 0 ns ... 25 ns verändert. Es werden die Ergebnisse für die zwei Acqiris Digitizer Varianten 1 GS, 8 Bit und 2 GS, 10 Bit gezeigt. Die Ergebnisse der anderen Kombinationsmöglichkeiten, sowie die Ergebnisse der künstlichen Signale ohne Rauschen sind im Anhang E.1.5 aufgelistet.

2.4.1. Doppelpulsfit mit Startwerten aus Schwerpunktbildung

Die für den Doppelpulsfit benötigten Informationen über die Signalform eines Einzelsignals werden wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben aus den Daten extrahiert. Zwei dieser Normsignale werden zu einem Gesamtsignal addiert und mit dem gemessenen Signal verglichen. Um die optimale Übereinstimmung des zusammengesetzten Signals mit dem gemessenen Signal zu erreichen, werden Positionen und Höhe der beiden Normsignale variiert. Die optimale Übereinstimmung wird erreicht, wenn die Differenz der Integrale beider Signale minimal wird.

In Abbildung 2.15 wird ein solcher Doppelpulsfit gezeigt. Die Messpunkte des künstlichen Doppelsignals sind in Abbildung 2.15 durch die nach oben zeigenden Dreiecke (Originalpuls) verdeutlicht. Die beiden Normsignale sind in dieser Abbildung durch die gestrichelte Linie mit den unausgefüllten Kreisen (erster Puls) und durch die gepunktete Linie mit den ausgefüllten

Kreisen (zweiter Puls) dargestellt. Die durchgezogene Linie (Summe beider Pulse) zeigt die Summe der beiden Einzelsignale. Die minimale Differenz der Integrale wird mit Hilfe eines multidimensionalen Minimierungsalgorithmus der GNU Scientific Library [GSL] gewonnen. Diese Methode kann jedoch nur bei Doppelsignalen angewendet werden. Wird sie auf ein Einzelsignal angewendet, so kann es vorkommen, dass dort der Doppelpulsfit aus einem Einzelsignal ungewollt ein Doppelsignal machen würde. Aus diesem Grund müssen die Signale vor dem Doppelpulsfit darauf untersucht werden, ob es sich bei ihnen um Doppelsignale handelt. Ein Kriterium das hierbei verwendet werden kann, ist die Unabhängigkeit der Pulsbreite von der Höhe, die in Abbildung 2.2 gezeigt wurde. Besteht das gemessene Signal jedoch aus zwei ineinander verschmolzenen Signalen, ist zu erwarten, dass die Pulsbreite bei einer gegebenen Pulshöhe deutlich größer ist als die eines Einzelsignal. Fazit: Liegt ein Punkt rechts neben der in Abbildung 2.2 gezeigten vertikalen Verteilung, handelt es sich wahrscheinlich um ein Doppelsignal.

Um diese Kriterien zu finden, wird ein solches Doppelsignal mit der Schwerpunktbildung untersucht. Sind die Kriterien für ein Doppelsignal erfüllt, so geben die ermittelten Parameter Startwerte für den multidimensionalen Minimierungsalgorithmus. In diesem Fall werden folgende Werte als Startwerte verwendet: Die Höhe des ersten und des zweiten Signals werden auf die Hälfte der Höhe des mit Hilfe des Schwerpunktsalgorithmus identifizierten Signals gesetzt. Die Position des ersten Signals entspricht dem Schwerpunkt des Doppelsignals. Der Position des zweiten Signals entspricht der Schwerpunkt des Doppelpulses, wobei hier die Hälfte der Breite des Signals aufaddiert werden muss. Zusammengefasst bedeutet dies:

$$\begin{aligned} t1 &= \text{Schwerpunkt}_{\text{Doppelsignal}} \\ t2 &= \text{Schwerpunkt}_{\text{Doppelsignal}} + \frac{\text{FWHM}_{\text{Doppelsignal}}}{2} \\ h1 &= \frac{\text{Höhe}_{\text{Doppelsignal}}}{2} \\ h2 &= \frac{\text{Höhe}_{\text{Doppelsignal}}}{2} \end{aligned}$$

Dabei bezeichnen t1, t2 und h1, h2 die Startpositionen bzw. die Starthöhen des ersten Respektive des zweiten Signals.

Um zu ermitteln, wie gut mit der Methode der Schwerpunktbildung, wie sie in Kapitel 2.3.2 beschrieben ist, zwei ineinander gelaufene Signale aufgetrennt werden können, ist die Anzahl der mit dieser Methode gefundenen Signale gegen die Höhe des zweiten Signals und den Abstand der beiden Signale für verschiedene Höhen des ersten Signals aufgetragen worden. In den drei Grafiken von Abbildung 2.16 zeigen die Graustufen auf, wieviele Signale mit Hilfe der Schwerpunktbildung identifiziert wurden. In der linken Grafik ist das erste Signal 100 mV hoch. In der mittleren Grafik liegt die Pulshöhe des ersten Signals bei 300 mV. In der rechten Grafik hat das erste Signal eine Höhe von 500 mV. Dabei sind in der oberen Reihe die Ergebnisse für ein System mit 1 GS, 8 Bit und in der unteren Reihe die Ergebnisse für ein System mit 2 GS, 10 Bit dargestellt.

Die Ergebnisse zeigen auf, dass der Schwerpunktsalgorithmus die zwei Einzelsignale aus dem Doppelsignal schon ab einem zeitlichen Abstand von etwa 15 ns identifizieren kann. Ist jedoch das erste Signal klein, können die Einzelsignale schon ab einem Abstand von 10 ns aus dem Gesamtsignal gewonnen werden. Diese Ergebnisse sind unabhängig davon, welches System

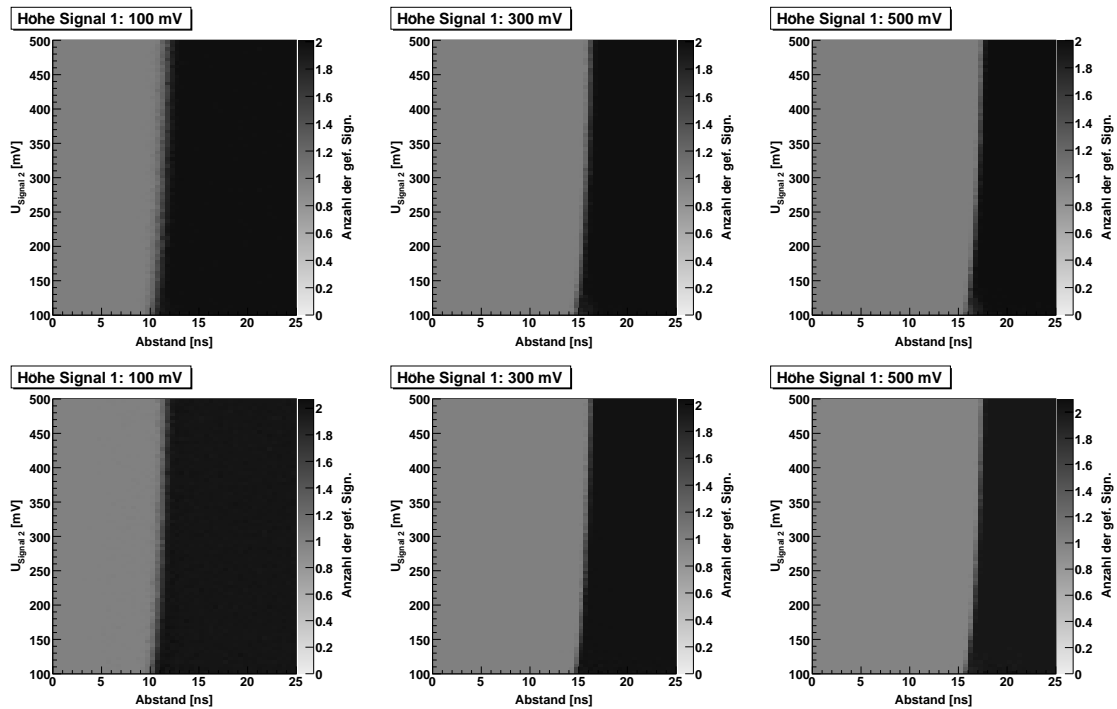


Abb. 2.16.: Anzahl der gefundenen Peaks mit einfachen Schwerpunktalgorithmus. Obere Reihe: System mit 1 GS, 8 Bit. Untere Reihe: System mit 2 GS, 10 Bit.

verwendet wird.

Um zu bestimmen, wie gut die gewählten Startwerte sind, muss betrachtet werden, wie oft der Doppelpulsfit gelingt. In Abbildung 2.17 wird dies gezeigt. Hier ist die Höhe des zweiten Signals gegen den zeitlichen Abstand zwischen beiden Signalen für verschiedene Pulshöhen des ersten Signals aufgetragen worden. Die Graustufen zeigen die Anzahl der gelungenen Fits für jedes Wertepaar. Dabei sind in der oberen Reihe die Ergebnisse für ein System mit 1 GS, 8 Bit und in der unteren Reihe die Ergebnisse für ein System mit 2 GS, 10 Bit zu sehen. Es wurde in allen Grafiken darauf verzichtet, Wertepaare zu untersuchen, bei denen schon der einfache Schwerpunktsalgorithmus die beiden Einzelsignale extrahieren konnte.

Wie aus den gezeigten Ergebnissen ersichtlich ist, funktioniert der Doppelpulsfit in allen Bereichen der beiden Systeme.

Der Fehler, der bei der Positionsbestimmung auftritt, wird durch ein Vergleich der gefundenen mit der vorgegebenen Position ermittelt. In den Abbildungen 2.18 und 2.19 ist das Ergebnis dieses Vergleichs gezeigt. In den einzelnen Grafiken dieser Abbildungen ist jeweils die Höhe des zweiten Signals gegen den Abstand zwischen den beiden Einzelsignalen für verschiedene Pulshöhen des ersten Signals aufgetragen. Die Graustufen zeigen den Fehler in der Positionsbestimmung. Es wurden nur Fälle untersucht, in denen eine einfache Schwerpunktsbildung die Einzelsignale nicht extrahieren konnte. Des Weiteren sind nur die Fehler von Kombinationen gezeigt bei denen der Doppelpulsfit in mindestens 50% der Fälle funktioniert hat. Die jeweils obere Reihe zeigt den Fehler, der bei der Ermittlung der Position des ersten Signals gefunden wurde. In der unteren Reihe ist der Fehler bei der Ermittlung der Position des zweiten Signals aufgezeigt. Dabei sind in Abbildung 2.18 die Fehler für ein System mit 1 GS, 8 Bit und in Abbildung 2.19 die Fehler für ein System mit 2 GS, 10 Bit abgebildet.

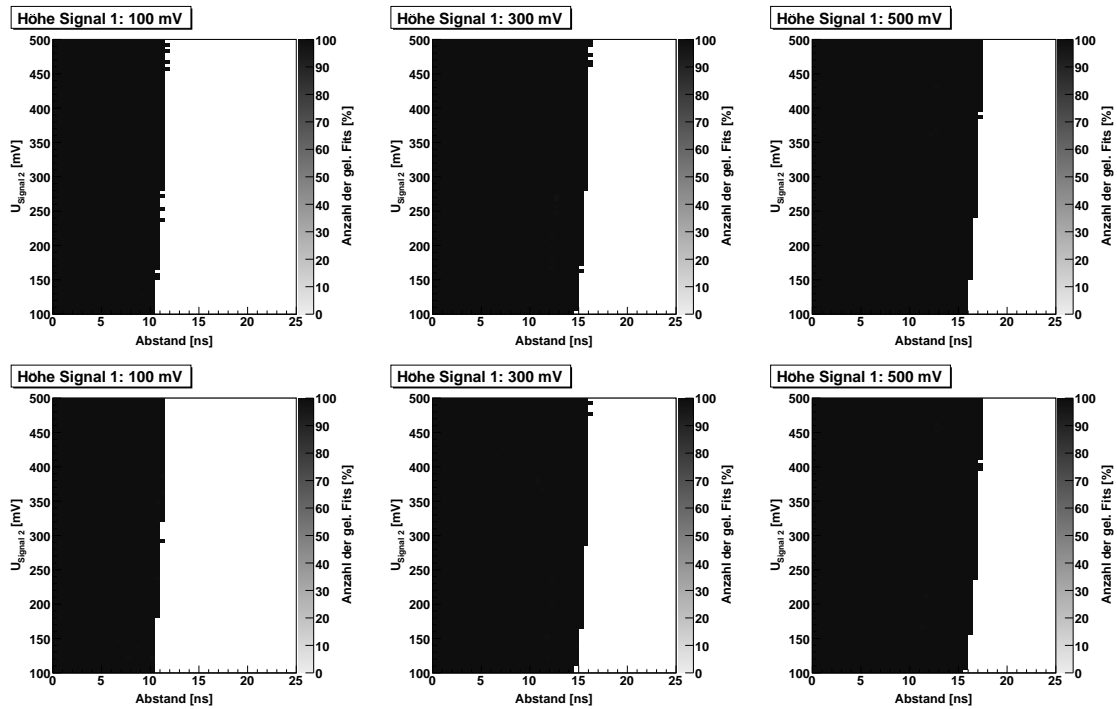


Abb. 2.17.: Anzahl der erfolgreichen Fits mit Startbedingung aus einfachen Schwerpunktsalgorithmus. Obere Reihe: System mit 1 GS, 8 Bit. Untere Reihe: System mit 2 GS, 10 Bit.

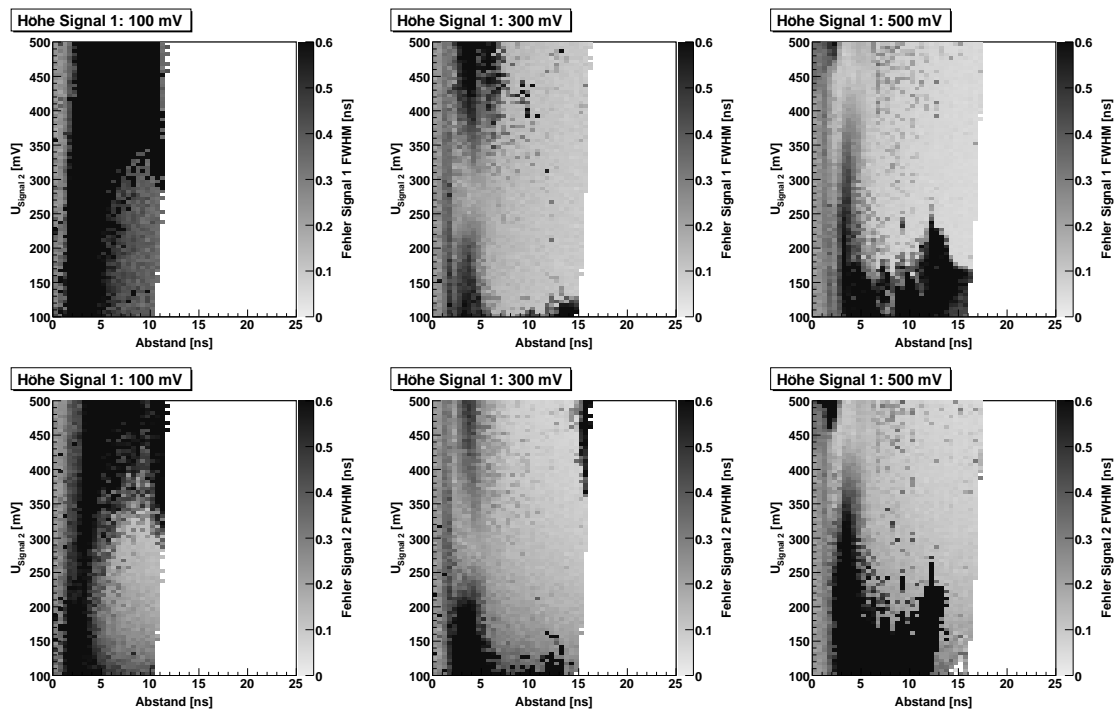


Abb. 2.18.: Genauigkeit der Positionsbestimmung des ersten (obere Reihe) bzw. zweiten (untere Reihe) Signals. Ergebnisse für ein System mit 1 GS, 8 Bit.

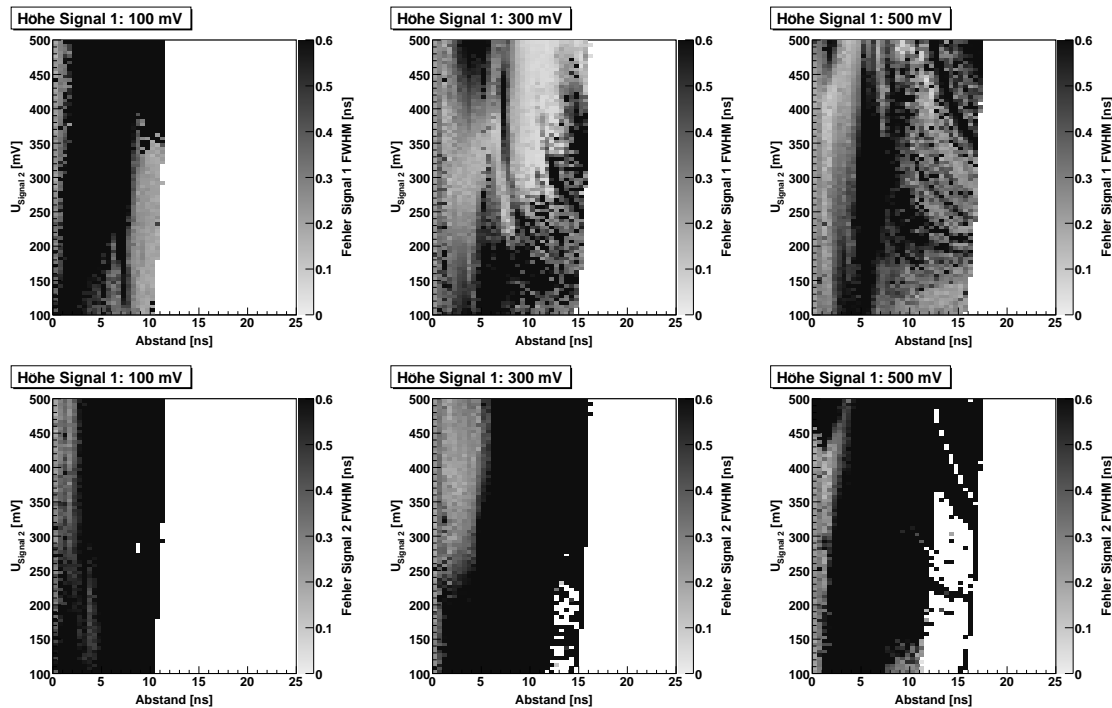


Abb. 2.19.: Genauigkeit der Positionsbestimmung des ersten (obere Reihe) bzw. zweiten (untere Reihe) Signals. Ergebnisse für ein System mit 2 GS, 10 Bit.

Im Vergleich der Ergebnisse der beiden Systeme erkennt man, dass die geringeren Fehler bei dem System mit 1 GS, 8 Bit gewonnen werden. Dies wird vor allem bei der Positionsbestimmung des zweiten Signals deutlich. Hier liegen die Fehler des Systems mit 2 GS, 10 Bit meist bei über 600 ps.

2.4.2. Constant Fraction Algorithmus mit Abziehen eines Normsignals

Die in diesem Abschnitt vorgestellte Methode wurde von da Costa et al. [CVB⁺05] vorgeschlagen. Sie setzt voraus, dass die Form des Normsignals bekannt ist. Das gemessene Doppelsignal wird mit dem einfachen Constant Fraction Algorithmus³, wie er in Abschnitt 2.3.4 beschrieben wurde, untersucht. Identifiziert dieser ein Signal, so wird die Steigung der führenden Flanke ermittelt. Dies geschieht mit Hilfe einer linearen Regression, die um den ersten der beiden Punkte, aus denen das Constant Fraction Signal errechnet wird, durchgeführt wird. Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, kann aus der Steigung der Flanke die Höhe des Signals bestimmt werden. Mit den aus dem einfachen CFA gewonnenen Informationen über die Position und der Höhe des Signals kann das vorher ermittelte Normsignal von dem gemessenen Signal abgezogen werden. Das dadurch neu gewonnene Signal wird wieder mit Hilfe des einfachen CFA untersucht. Bestand das Originalsignal aus zwei ineinander verschmolzenen Einzelsignalen, so wird in diesem Schritt das Zweite der beiden Einzelsignale erkannt und abgezogen. Dieses Verfahren wird solange wiederholt bis der einfache CFA kein weiteres Signal mehr finden

³Constant Fraction Algorithmus ab jetzt CFA genannt

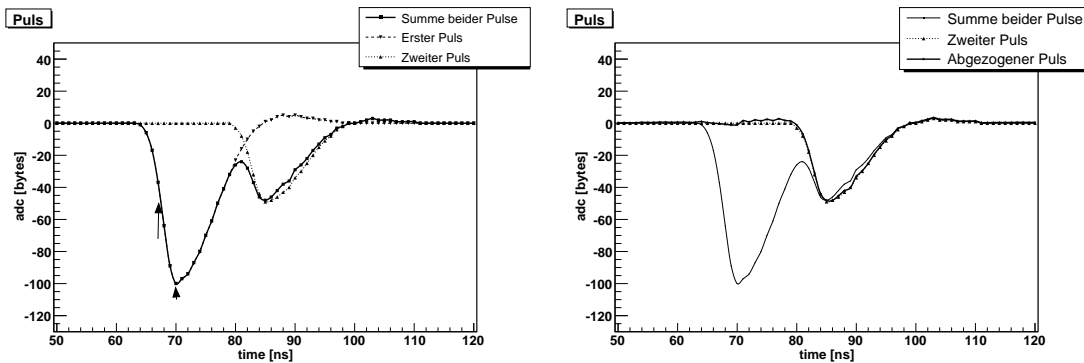


Abb. 2.20.: Funktionsweise des Constant Fraction Algorithmus mit Abziehen. Links: Gesamtsignal ohne abgezogenes Normsignal, rechts mit abgezogenem Normsignal. Weitere Erklärung siehe Abschnitt 2.4.2.

kann.

In Abbildung 2.20 ist diese Methode dargestellt. In der linken Grafik sind zwei künstliche Signale dargestellt. Das erste künstliche Signal ist durch die gestrichelte Linie mit den nach unten zeigenden Dreiecken (Erster Puls) verdeutlicht. Die gepunktete Linie mit den nach oben zeigenden Dreiecken (Zweiter Puls) stellt das zweite künstliche Signal dar. Die Summe dieser beiden Signale ergibt das Doppelsignal, das in dieser Grafik durch die durchgezogene Linie mit den Rechtecken dargestellt wird.

Wie in Abschnitt 2.3.4 beschrieben, wird das Constant Fraction Signal aus je zwei Messpunkten des original Signals gewonnen. Die Position an der das Constant Fraction Signal einen Durchgang durch den Walk hat, wird mit dem rechten Pfeil angedeutet. Der linke Pfeil zeigt den dazugehörigen Wert des Originalsignals, an dem das Constant Fraction Signal errechnet wurde, auf. An dieser Stelle wird durch eine lineare Regression die Steigung der Flanke ermittelt. Wird nun das Normsignal mit der Position und der durch die Steigung der Flanke errechneten Höhe von dem Doppelsignal abgezogen, so wird das neue Signal gewonnen. Dieses ist in der linken Grafik durch die dicke durchgezogene Linie mit den Sternen (abgezogener Puls) dargestellt. Die durchgezogene Linie mit den Quadraten (Summe beider Pulse) zeigt in dieser Grafik das originale Doppelsignal. Die gestrichelte Linie mit den nach oben zeigenden Dreiecken (Zweiter Puls) zeigt das zweite künstliche Signal aus dem das Doppelsignal erzeugt wurde. Wie man erkennen kann, stimmt die Linie, die das abgezogene Signal repräsentiert, genau mit der Linie überein, die das zweite künstliche Signal repräsentiert.

Um herauszufinden, wie gut diese Methode zwei ineinander verschmolzene Signale extrahieren kann, wurde ein künstliches Doppelsignal einmal mit dem einfachen CFA und einmal mit der erweiterten Version des CFA untersucht. Die Anzahl der identifizierten Einzelsignale aus dem Gesamtsignal sind in den Abbildungen 2.21 und 2.22 gezeigt.

In den Grafiken dieser Abbildungen sind die Höhe des zweiten Signals gegen den Abstand der beiden Einzelsignale für verschiedene Pulshöhen des ersten Signals aufgetragen. Die Graustufen zeigen die Anzahl der gefundenen Signale. Hierbei sind jeweils in der oberen Reihe die Ergebnisse für den einfachen CFA und in der unteren Reihe die Ergebnisse des erweiterten CFA dargestellt. Dabei sind in Abbildung 2.21 die Ergebnisse für ein System mit 1 GS, 8 Bit und in Abbildung 2.22 die Ergebnisse für ein System mit 2 GS, 10 Bit gezeigt.

In den jeweils rechten Grafiken liegt die Höhe des ersten Signals bei 100 mV. Die mittleren Grafiken erhalten die Ergebnisse in denen das erste Signal eine Höhe von 300 mV hatte. Die

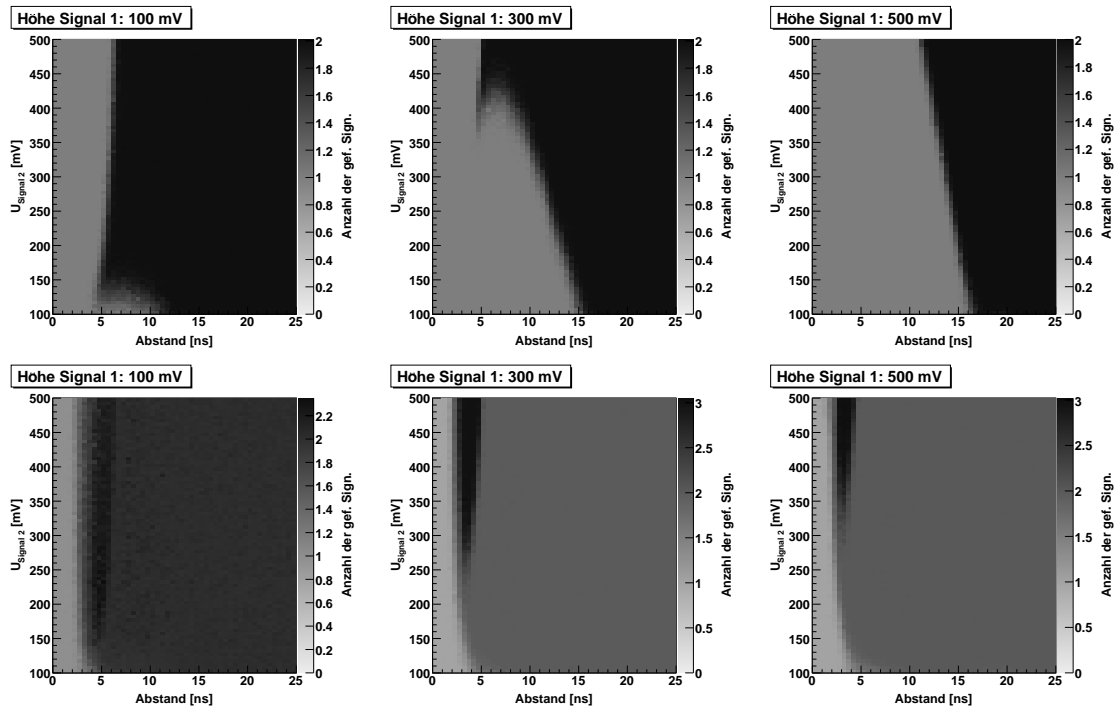


Abb. 2.21.: Anzahl der gef. Signale für ein System mit 1 GS, 8 Bit. Obere Reihe: Einfacher CFA. Untere Reihe: Erweiterter CFA. Erklärung siehe Abschnitt 2.4.2.

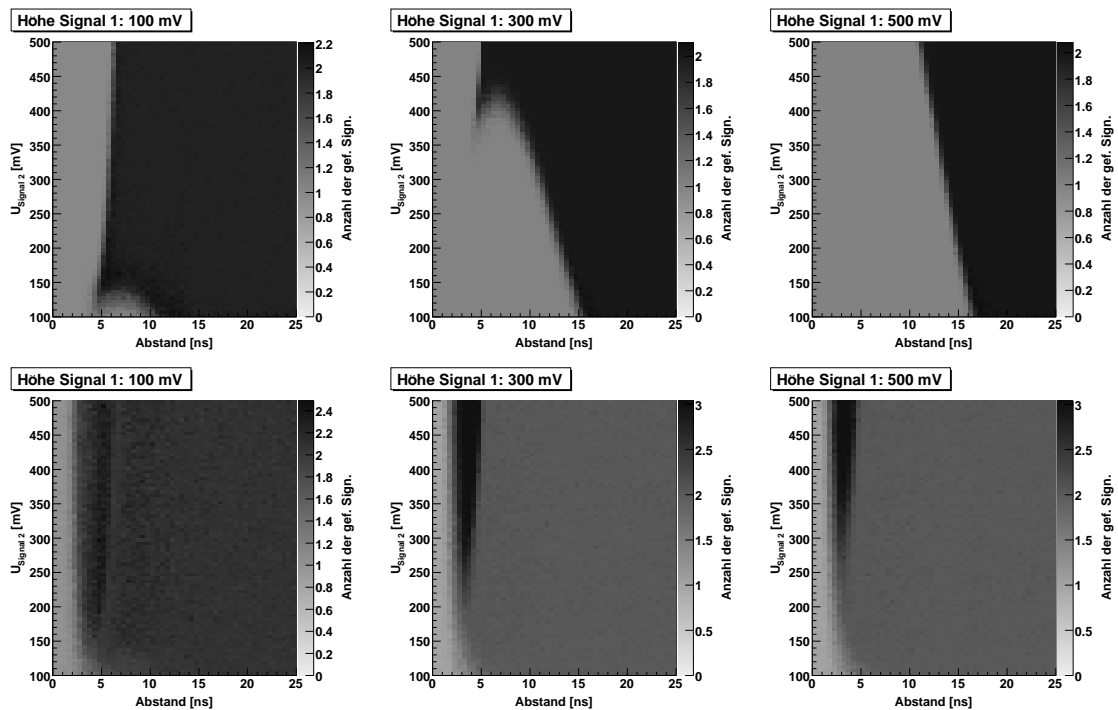


Abb. 2.22.: Anzahl der gef. Signale für ein System mit 2 GS, 10 Bit. Obere Reihe: Einfacher CFA. Untere Reihe: Erweiterter CFA. Erklärung siehe Abschnitt 2.4.2.

Ergebnisse in den rechtstehenden Grafiken zeigen den Fall, dass das erste Signal eine Höhe von 500 mV hatte. Der die Doppelsignale analysierende CFA hatte dabei ein Delay von 3 ns, ein Fraction von 0,6 und einen Walk von 0 mV.

Wie man erkennen kann, können aus dem Doppelsignal mit dem einfachen CFA die beiden Einzelsignale nur dann extrahiert werden, wenn diese mindestens einen Abstand von etwa 5 ns besitzen. Dies gilt jedoch nur, wenn das erste Signal eine Höhe von 100 mV besitzt. Ist es 300 mV hoch, so können die beiden Signale bis zu einem Abstand von 5 ns nur voneinander unterschieden werden, wenn das zweite Signal größer als 400 mV ist. Ist das erste Signal 500 mV hoch, können die beiden Signale im besten Fall erst ab einem Abstand von etwa 12 ns unterschieden werden.

Wie im Vergleich der Ergebnisse der beiden Systeme erkannt werden kann, ist die Anzahl der gefundenen Signale unabhängig davon, welches System verwendet wird. Bei dem System mit 2 GS, 10 Bit fällt jedoch auf, dass im Durchschnitt mehr als zwei Signale gefunden werden. Dies liegt daran, dass bei geringen Abständen das zweite Signal das erste Signal stark überdeckt und dadurch das errechnete Constant Fraction Signal mehrere Durchgänge durch den Walk hat.

Werden die Doppelsignale mit dem erweiterten CFA untersucht, so können die beiden Einzelsignale auch dann extrahiert werden, wenn sie einen Abstand von weniger als 5 ns aufweisen. Bis zu einem Abstand von etwa 2 ns bis 5 ns kommt es jedoch zu Störungen der führenden Flanke des ersten Signals durch das zweite Signal. Dies führt dazu, dass die Höhe des ersten Signals nicht richtig bestimmt werden kann. Wird ein Signal erkannt dessen Höhe niedriger ist als die des Originalsignals, so wird von dem Originalsignal nicht genügend abgezogen. Daraus folgt, dass ein Rest übrig bleibt, der außerhalb des Rauschlevels liegt. Dieses Restsignal wird im nächsten Durchgang als Signal identifiziert. Dadurch werden mehr als zwei Signale identifiziert, obwohl jedoch nur ein Signal vorhanden war. Besonders deutlich wird dies, wenn das erste und das zweite Signal größer als 300 mV sind.

Um zu zeigen wie gut die Positionen der Einzelsignale gefunden werden, wird die Position des identifizierten Einzelsignals mit der vorgegebenen Position verglichen. Die Fehler, die dadurch bestimmt werden, sind in den Abbildungen 2.23 und 2.24 dargestellt. In den dort gezeigten Grafiken ist die Höhe des zweiten Signals gegen den Abstand der beiden Einzelsignale für verschiedene Pulshöhen des ersten Signals aufgetragen worden. Die Graustufen zeigen den jeweiligen Fehler auf. Hierbei wurde jeweils in der oberen Zeile die Fehler aufgetragen, die beim Bestimmen der Position des ersten Signals auftreten. Die untere Zeile enthält den Fehler in der Positionsbestimmung des zweiten Signals. Dabei sind in Abbildung 2.23 die Ergebnisse für ein System mit 1 GS, 8 Bit und in Abbildung 2.24 die Ergebnisse für ein System mit 2 GS, 10 Bit gezeigt. Es sind in allen Abbildungen nur Fälle berücksichtigt, in denen der erweiterte CFA die beiden Einzelsignale aus dem Doppelsignal extrahieren konnte. Des Weiteren werden Fälle nicht berücksichtigt, in denen mehr als zwei Signale identifiziert worden sind.

Der Fehler beim Bestimmen der Position des ersten Einzelsignals ist genauso groß wie der Fehler mit dem einfachen CFA bei der Einzelsignalanalyse (Abschnitt 2.3.4). Abhängig von der Höhe des ersten Signals, beträgt er etwa 80 ps bis 600 ps. Nur bei geringen Abständen der beiden Einzelsignale wird der Fehler dieser Methode größer als der Fehler des einfachen CFA. Dies liegt daran, dass bei diesen Abständen die führende Flanke des ersten Signals durch die führenden Flanke des zweiten Signals gestört wird. So kommt es zu Fehlbestimmungen der Höhe und deren oben schon beschriebenen Konsequenzen des ersten Signals.

Der Fehler beim Bestimmen der Position des zweiten Signals ist immer sehr viel größer als der

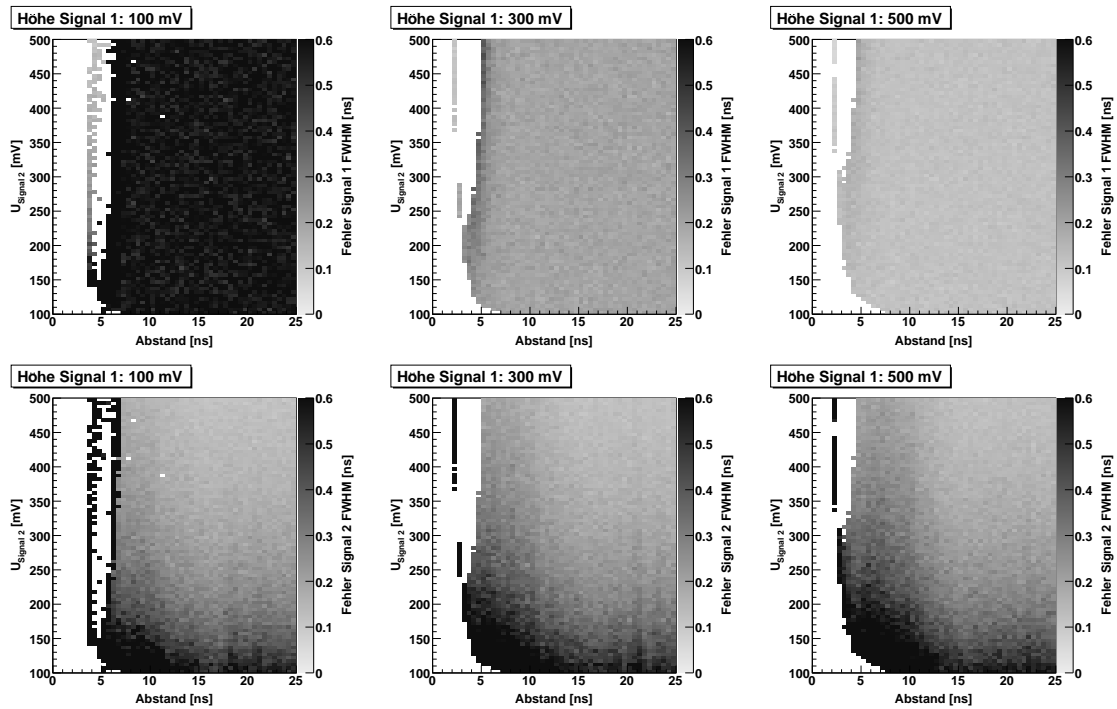


Abb. 2.23.: Fehler der Positionsbestimmung des erweiterten CFA für ein System mit 1 GS, 8 Bit. Obere Reihe: Fehler erstes Signal. Untere Reihe: Fehler zweites Signal. Erklärung siehe Abschnitt 2.4.2.

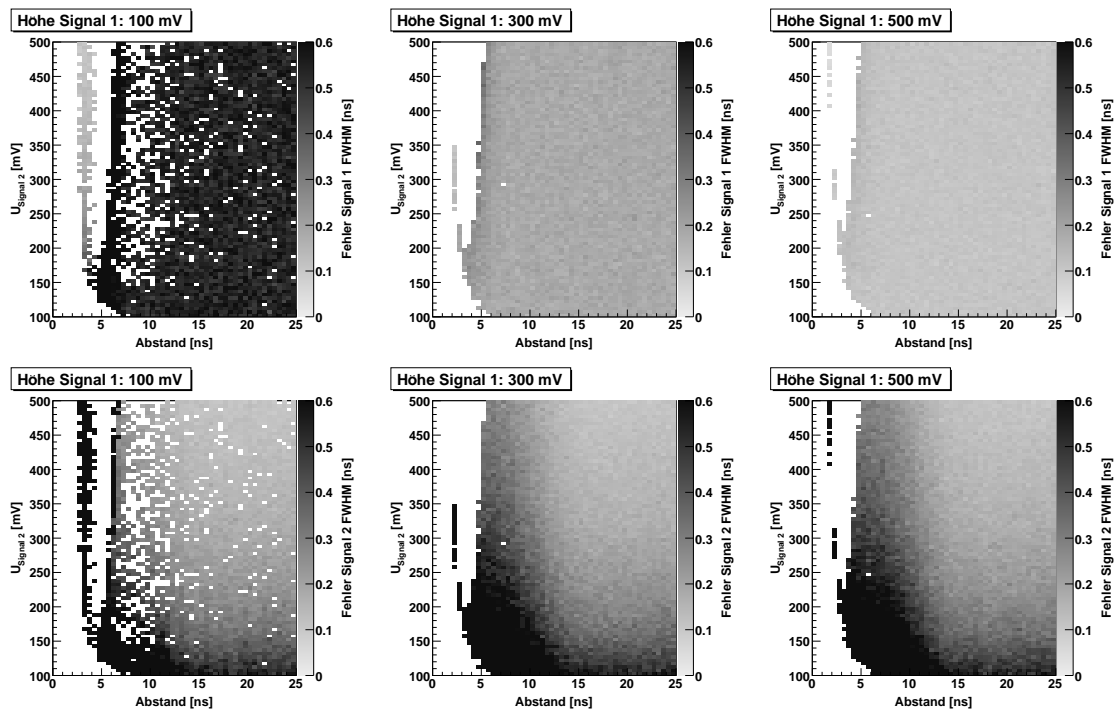


Abb. 2.24.: Fehler der Positionsbestimmung des erweiterten CFA für ein System mit 2 GS, 10 Bit. Obere Reihe: Fehler erstes Signal. Untere Reihe: Fehler zweites Signal. Erklärung siehe Abschnitt 2.4.2.

des ersten Signals, wenn das zweite Signal eine geringe Höhe besitzt. Im Vergleich der beiden Systeme erkennt man, dass die Fehler nicht kleiner werden, wenn ein System mit 2 GS, 10 Bit verwendet wird.

2.4.3. Doppelpulsfit mit Startwerten aus erweitertem CFA

Der in Abschnitt 2.4.1 vorgestellte Doppelpulsfit, dessen Startwerte aus der Schwerpunktbildung gewonnen werden, weist bei manchen Kombinationen von Höhe und Abstand der Signale große Fehler auf (siehe Abbildungen 2.18 und 2.19). Diese Fehler sind in der Mehrzahl der Kombinationen größer als die Fehler des erweiterten CFA. Dies kann an der Wahl der Startwerte liegen, die für manche dieser Kombinationen ungeeignet sind. Auf der anderen Seite weist der erweiterte CFA bei Abständen unter 5 ns Probleme beim Identifizieren der Signale auf. In diesem Bereich können mit Hilfe des Doppelpulsfits die Einzelsignale noch extrahiert werden.

Die Probleme der beiden Methoden könnten gelöst werden, wenn eine Kombination aus

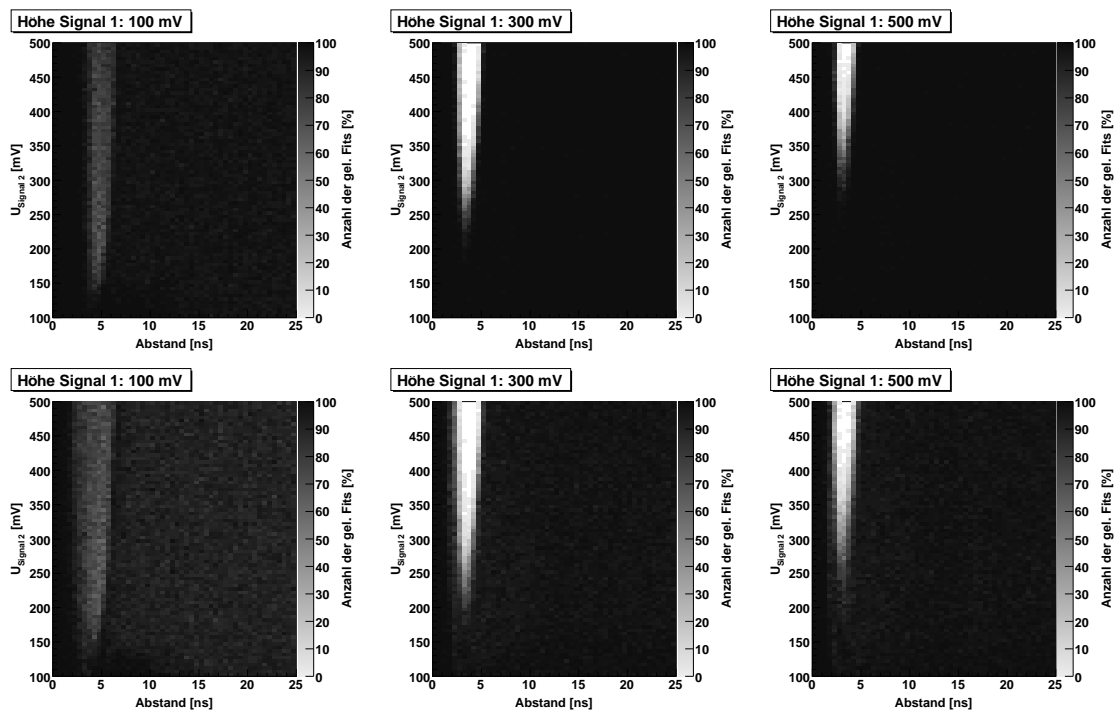


Abb. 2.25.: Anzahl der erfolgreichen Fits des Doppelpulsfits. Obere Reihe: System mit 1 GS, 8 Bit. Untere Reihe: System mit 2 GS, 10 Bit. Startwerte des Fits wie in Abschnitt 2.4.3 beschrieben.

beiden Methoden verwendet wird. Hierzu werden Signale mit Hilfe des erweiterten CFA untersucht. Sobald ein Doppelsignal identifiziert wurde, verwendet man die dadurch gewonnenen

Startwerte in einem Doppelpulsfit. Die Startwerte sind dann wie folgt gegeben:

$$\begin{aligned} t1 &= \text{CFA}_{\text{Pos1}} \\ t2 &= \text{CFA}_{\text{Pos2}} \\ h1 &= \frac{m_1}{m_{\text{MPuls}}} \\ h2 &= \frac{m_2}{m_{\text{MPuls}}} \end{aligned}$$

m_1 bzw. m_2 bezeichnet die Steigung des ersten bzw. des zweiten Signals. Die Abkürzung m_{MPuls} steht für die Steigung des Normsignals (siehe Abschnitt 2.4.2).

Die Anzahl der gelungenen Fits dieser neuen Startwertwahl ist in Abbildung 2.25 gezeigt. In dieser Abbildung ist die die Höhe des zweiten Signals gegen den Abstand der beiden Signale für verschiedene Pulshöhen des ersten Signals aufgetragen. Diese beträgt im links stehenden Histogramm 100 mV, im mittleren 300 mV und im rechten 500 mV. Dabei sind in der oberen Reihe die Ergebnisse für ein System mit 1 GS, 8 Bit und in der unteren Reihe die Ergebnisse für ein System mit 2 GS, 10 Bit dargestellt.

Der Vergleich der Ergebnisse für die beiden Systeme zeigt, dass durch die Verwendung eines Systems mit 2 GS, 10 Bit der Doppelpulsfit häufiger als bei einem System mit 1 GS, 8 Bit nicht funktioniert. Bei letztgenanntem funktioniert der Doppelpulsfit bei einem Abstand von 3 ns bis 5 ns, wenn das zweite Signal eine Höhe von 220 mV hat und bei einer Höhe des ersten Signals von 300 mV. Diese wird größer, wenn das erste Signal eine Höhe von 500 mV hat. Dann liegt sie bei 290 mV. Bei einem System mit 2 GS, 10 Bit funktioniert der Doppelpulsfit nur bis zu einer Pulshöhe des zweiten Signals von 170 mV bzw. 200 mV. Dass es bei geringen Abständen so häufig nicht gelingt einen Doppelpulsfit durchzuführen, liegt an dem im vorherigen Kapitel schon erklärten Phänomen, dass bei diesen Abständen häufig mehr als zwei Signale mit dem erweiterten CFA gefunden werden. Ist dies der Fall, wird der Doppelpulsfit nicht durchgeführt.

Vergleicht man die Ergebnisse des Doppelpulsfits mit Startbedingungen aus dem erweiterten CFA mit dem Doppelpulsfit, dessen Startbedingungen aus der Schwerpunktbildung gewonnen werden (Abbildung 2.17), kann man erkennen, dass letzterer bei Abständen von 2 ns bis 5 ns deutlich besser funktioniert.

Man kann nun untersuchen, wie gut die Positionen der beiden Signale mit Hilfe des Doppelpulsfits mit Startwerten aus dem erweiterten CFA identifiziert werden können. Dazu werden die aus dem Doppelpulsfit gewonnenen, mit den vorgegebenen Positionen der Signale verglichen. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in den Abbildungen 2.26 und 2.27 dargestellt. In diesen Abbildung sind jeweils die Höhe des zweiten Signals gegen den Abstand zwischen den beiden Signalen für verschiedene Pulshöhen des ersten Signals aufgetragen worden. Der Fehler ist durch die Graustufen aufgezeigt. In beiden Abbildungen ist jeweils in der oberen Reihe der Fehler für das erste Signal und in der unteren Reihe der Fehler für das zweite Signal aufgetragen. Dabei wurden nur Kombinationen berücksichtigt, in denen in mindestens 50 % der Fälle der Doppelpulsfit funktionierte. In Abbildung 2.26 sind die Fehler für ein System mit 1 GS, 8 Bit dargestellt. Die Fehler für ein System mit 2 GS, 10 Bit sind in Abbildung 2.27 gezeigt.

Im Vergleich der hier gezeigten Ergebnisse mit den Ergebnissen des in Abschnitt 2.4.1 vorgestellten Doppelpulsfits (Abbildungen 2.18 und 2.19) erkennt man, dass die Fehler des Doppelpulsfits mit Startwerten aus dem erweiterten CFD geringer sind, als wenn die Startwerte

aus der Schwerpunktsbildung gewonnen werden.

Der Vorteil des Doppelpulsfits mit Startwerten des erweiterten CFA gegenüber dem erweiter-

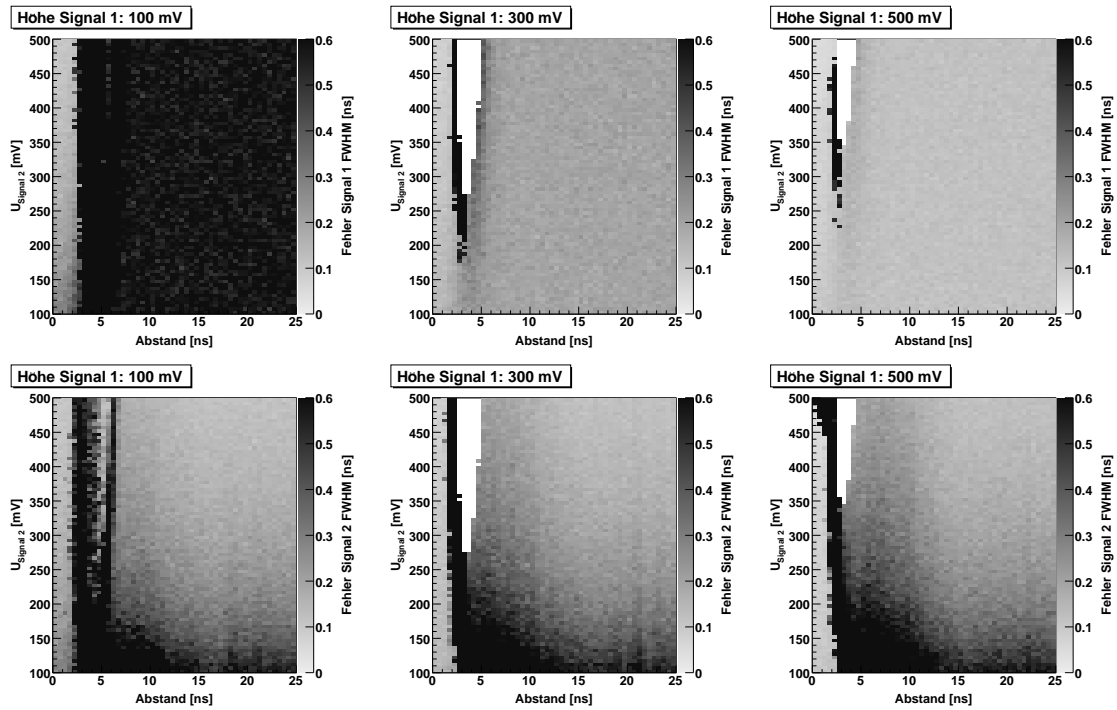


Abb. 2.26.: Fehler Doppelpulsfit, Startbed. aus erw. CFA für System mit 1 GS, 8 Bit. Obere Reihe: Fehler erstes Signal. Untere Reihe: Fehler zweites Signal. Weitere Erklärung siehe Abschnitt 2.4.3.

ten CFA ohne anschließendem Doppelpulsfit liegt darin, dass bei Ersterem auch bei Abständen unter 2 ns die Einzelsignale identifiziert werden können.

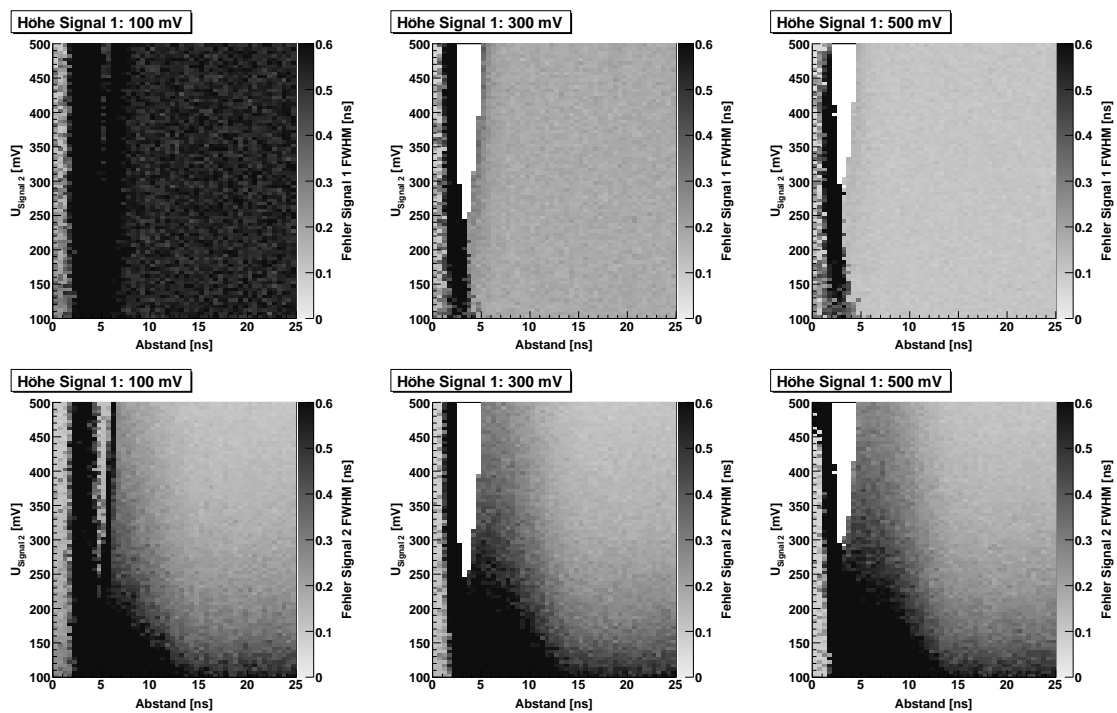


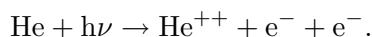
Abb. 2.27.: Fehler Doppelpulsfit, Startbed. aus erw. CFA für System mit 2 GS, 10 Bit. Obere Reihe: Fehler erstes Signal. Untere Reihe: Fehler zweites Signal. Weitere Erklärung siehe Abschnitt 2.4.3.

3. Messungen am Wasserstoffmolekül

Im Jahr 2004 wurden erste Messungen mit dem neuen Aufnahmesystem am Wasserstoffmolekül vorgenommen. Hier wurde das Wasserstoffmolekül mit Synchrotronstrahlung bei einer Energie von 55 eV gestört. Diese Photonenenergie reicht aus, um das Molekül doppelt zu ionisieren. Das bedeutet, dass in dieser Reaktion zwei Ionen und zwei Elektronen frei werden. Das Experiment zielte darauf ab, alle vier Teilchen nachzuweisen. Eine solche vier Teilchen Koinzidenz ist sehr schwierig, da eine große Totzeit des Aufnahmesystems verhindert, dass alle Teilchen nachgewiesen werden können. Aus diesem Grund wurde das neue Aufnahmesystem eingesetzt, um zu sehen, wieviel mehr Informationen im Vergleich mit dem herkömmlichen Aufnahmesystem gewonnen werden können.

3.1. Physikalische Motivation

Das einfachste Drei-Körper-System, das im Universum vorkommt, ist das Heliumatom. Es besteht aus zwei Elektronen und einem Atomkern. Will man dieses Drei-Körper-System untersuchen, so kann man Photonen verwenden, um das Atom doppelt zu ionisieren. Da es das einfachste System ist, wird es häufig als Test für die Richtigkeit der Vielkörpertheorie verwendet. Aus diesem Grund wurde es bei verschiedenen Photonenenergien und damit bei verschiedenen Elektronensummenenergien untersucht. Dabei handelt es sich immer um die folgende Reaktion:



Die Elektronensummenenergien reichten bei den Untersuchungen von 450 eV [KKB⁺05a] [KKB⁺05b] [DCS⁺01] bis zu den geringeren Energien von 0,1 eV [HM00] bis 1 eV [DAM⁺95] [DHF⁺98].

Eine Veröffentlichung von Huetz et al. aus dem Jahr 2000 [HM00] zeigt Ergebnisse, in denen die Doppelphotoionisation von Helium untersucht wurde. Dabei wurde die Photonenenergie so gewählt, dass die Elektronensummenenergie bei 100 meV lag. Die Ergebnisse dieser Veröffentlichung zeigen, dass bei solch geringen Elektronensummenenergien die beiden emittierten Elektronen noch genügend Zeit besitzen, um sich gegenseitig stärker abzustößeln. Dies führt zu einer engeren Verteilung des Zwischenwinkels zwischen den beiden Elektronen um 180°. Auf dieses Phänomen wird in Abschnitt 3.3.3 näher eingegangen.

Das Analogon zum Heliumatom auf der Molekülseite ist das Wasserstoffmolekül bzw. das Deuteriummolekül. Beide Moleküle sind auch Zweielektronensysteme, jedoch bestehen sie aus zwei separierten Kernen. Wie schon die Atome, können diese auch mit Hilfe der Photoionisation untersucht werden. Da das Molekül bei der Doppelphotoionisation meist fragmentiert, entstehen bei solchen Reaktionen vier Teilchen. Es handelt sich demnach bei solchen Untersuchungen um ein Vier-Teilchen-Problem. Da das Wasserstoffmolekül bzw. das Deuteriummolekül das einfachste System ist, das das Vier-Körper-Problem verkörpert, wurde

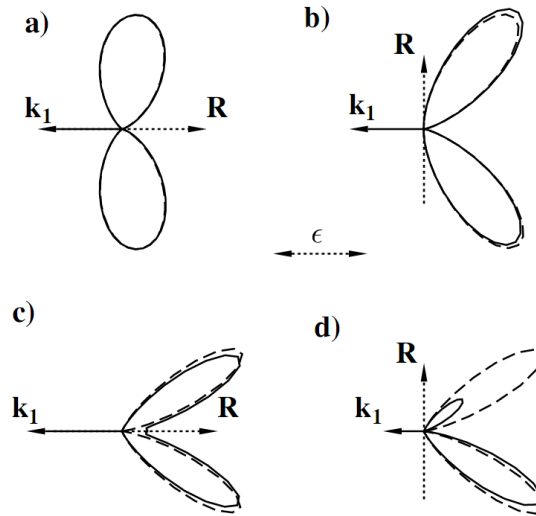


Abb. 3.1.: Gezeigt ist die Winkelverteilung des zweiten Elektrons bei festgehaltener Emissionsrichtung des ersten Elektrons k_1 . Die Molekülachse und die Polarisationsrichtung wird durch R bzw. ϵ verdeutlicht. Die Emissionsrichtung des Protons aus dem HD wird durch den Pfeil angedeutet. Die gestrichelten Linien repräsentieren D_2 die durchgezogenen Linien HD. Aus [WB00]

es schon oft untersucht. Dabei wurden aber aus experimentellen Gründen meist nur Photonenenergien verwendet, bei denen die niedrigsten Elektronensummenenergien bei etwa 20 eV lagen [WCJ⁺04] [RWMC97] [RF99] [WCR98] [SLS98].

In einer Veröffentlichung im Jahr 2000 [WB00] machen M. Walter et al. theoretische Voraussagen über die voll differentiellen Wirkungsquerschnitte der Elektronen beim HD- und D_2 -Molekül. In ihren Berechnungen sind Elektronenenergien so gewählt, dass die Geschwindigkeit der ionisierten Elektronen vergleichbar mit der die Geschwindigkeit der auseinandergehenden Nukleonen ist. Die Autoren zeigen in ihrer Theorie, dass die Nukleonen einen Einfluss auf die Winkelverteilung der emittierten Elektronen haben.

Die Ergebnisse der Untersuchung der Autoren sind in Abbildung 3.1 gezeigt. Sie verdeutlichen den Einfluss der Kernbewegung auf die Winkelverteilung der Elektronen. In den gezeigten Grafiken werden jeweils die Winkelverteilung des zweiten Elektrons bei festgehaltener Emissionsrichtung des ersten Elektrons gezeigt. Die Polarisationsrichtung der Photonen und die Lage der Molekülachse sind durch die Pfeile verdeutlicht.

In der Grafik a) und b) haben die Elektronen jeweils eine Energie von $E_1 = E_2 = 10$ eV. Die Elektronenenergie in den Teilabbildungen c) und d) liegt bei $E_1 = E_2 = 0.1$ eV. Bei der letzt genannten Energie ist die Geschwindigkeit der Elektronen vergleichbar mit der Geschwindigkeit der Kerne. Auch bei diesen niedrigen Geschwindigkeiten gilt die Auswahlregel für den Endzustand, die besagt, dass die beiden Elektronen nicht in genau entgegengesetzte Richtungen emittiert werden dürfen. Diese Auswahlregel gilt nicht bei HD-Molekülen, da der Kern hier aus unterschiedlichen Isotopen besteht. Dies setzt jedoch voraus, dass die Elektronen den Unterschied zwischen den verschiedenen Kernen „fühlen“ können. Den Unterschied zwischen den beiden Nukleonen können sie jedoch nur bei sehr geringen Elektronenenergien bzw. Geschwindigkeiten „fühlen“, was in Abbildung 3.1 c) verdeutlicht wird. In dieser Teilabbildung zeigt sich, dass im Fall der entgegengesetzten Emission der beiden Elektronen $k_1 = -k_2$ die

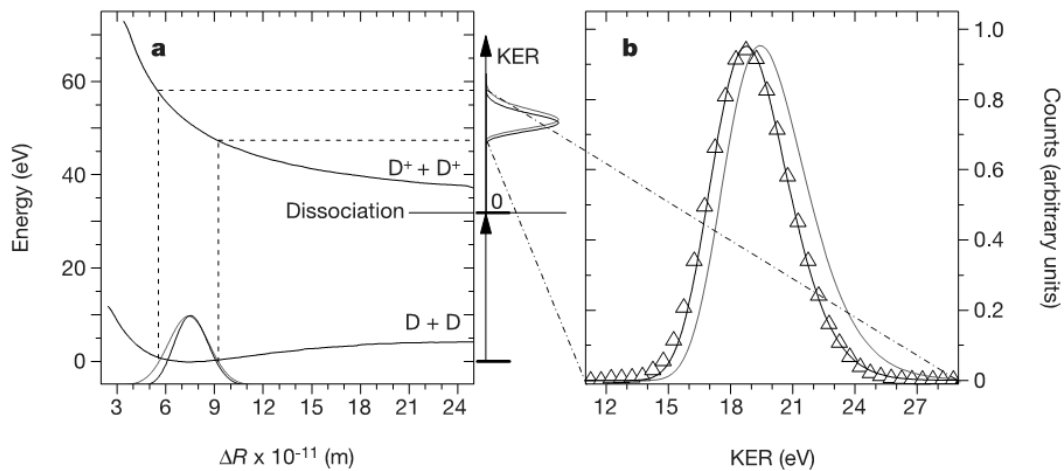


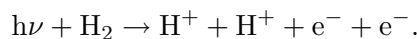
Abb. 3.2.: Potentialkurve von D_2 mit dazugehöriger KER Verteilung. Weitere Erklärung siehe Text. Aus [WCJ⁺04].

durchgezogene Linie, welche die Ergebnisse für das HD Molekül repräsentiert, nicht die Null schneidet. Noch deutlicher ist der Einfluss der Kernbewegung zu erkennen, wenn die Molekülachse senkrecht zur Polarisationsachse steht. Dann wird das zweite Elektron vorzugsweise in Richtung des Deuterons emittiert.

Alle diese Betrachtungen legen nahe, die Doppelphotoionisation des Wasserstoffmoleküls bei einer Photonenenergie zu untersuchen, die zu geringen Elektronenenergien führt.

Betrachtung des KER

Die Doppelphotoionisation des Wasserstoffmoleküls wird durch folgende Reaktionsgleichung beschrieben:



Bei dem in diesem Kapitel vorgestellten Experiment wurde eine Photonenenergie von 55 eV verwendet.

Die zu erwartenden Elektronenenergien bei dieser Photonenenergie liegen im Bereich von 0 eV bis etwa 8 eV. Dies wird aus Abbildung 3.2 ersichtlich. In dieser Abbildung sind die Potentialkurven für das D_2 Molekül aufgezeichnet worden, welche auch den Potentialkurven des H_2 Moleküls entsprechen. In solchen Diagrammen wird die potentielle Energie verschiedener Zustände des Moleküls gegen den Abstand der beiden Nukleonen aufgetragen. In dem linksstehenden Diagramm in Abbildung 3.2 sind diese Kurven für den Grundzustand und den doppelt ionisierten Zustand des Moleküls gezeigt. Die Gaußkurve im unteren Teil der links stehenden Grafik zeigt die Häufigkeitsverteilung der Abstände zwischen den beiden Nukleonen im Vibrationsgrundzustand für D_2 Moleküle. Die Breite der Gaußkurve für Wasserstoffmoleküle ist aufgrund der um die Hälfte geringeren Masse um den Faktor $\sqrt{2}$ breiter als die für Deuteriummoleküle.

Innerhalb der Born-Oppenheimer-Näherung wird angenommen, dass aufgrund der um den Faktor $2 \cdot 1836,15$ geringeren Masse der Elektronen gegenüber den Nukleonen elektronische

Übergänge bei Reaktionen deutlich schneller ablaufen als die Bewegung der Kerne. Dies bedeutet, dass elektronische Übergänge in diesem Diagramm als senkrechte Linien von einer Kurve zur anderen Kurve einzuzichnen wären. Die beiden gestrichelten Linien in diesem Diagramm zeigen den Frank-Condon-Bereich, innerhalb dessen, ein solcher elektronischer Übergang erfolgen kann. Die Energie, die die Nukleonen beim Auseinanderlaufen aufnehmen, wird gemeinhin mit dem englischen Ausdruck „Kinetic Energy Release“, abgekürzt KER, bezeichnet. Dieser ist in der rechtsstehenden Grafik der Abbildung 3.2 eingezeichnet.

Der dort gezeigte KER ist für Photonenenergien von mindestens 60 eV aufgetragen, da in diesem Fall der komplette Frank-Condon-Bereich auf die Potentialkurve des doppelionisierten Zustands des Deuteriums übertragen wird. Weil in dem, in dieser Arbeit besprochenen, Experiment jedoch nur Photonenenergien von 55 eV zur Verfügung standen, kann auch nur ein Teil des Frank-Condon-Bereichs auf die Potentialkurve des doppelionisierten Zustands übertragen werden. Das hat zur Folge, dass in diesem Experiment ein maximaler KER von 23 eV erreicht werden kann.

Aufgrund der Tatsache, dass bei der hier vorgestellten Reaktion die Photonenenergie nur in kinetische Energie der Elektronen und der Nukleonen, sowie die Ionisationsenergie des Moleküls umgewandelt werden kann, muss die Summe aus Elektronenenergie und KER immer eine Konstante sein.

3.2. Experimentelle Methode

Die experimentelle Herausforderung beim Messen von kleinen Elektronensummenenergien mit Hilfe eines „Time of Flight Spektrometers“ liegt darin, dass die beiden nachzuweisenden Elektronen nahezu die gleiche Flugzeit besitzen (siehe Abbildung 3.3). Huetz et al. verwendeten zum Messen des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnittes von Helium ein Spektrometer, das einem Coltrims Spektrometer ähnlich ist [HM00]. Da in dem dort beschriebenen Experiment jedoch die kinetische Energie des Kerns nur aus dem Rückstoßimpuls der beiden Elektronen besteht, können mit einem relativ schwachen elektrischen Feld alle beteiligten Teilchen nachgewiesen werden. Ein schwaches elektrisches Feld sorgt dafür, dass die Flugzeitverteilung der Elektronen verbreitert wird. Diese Verbreiterung reicht, laut den Autoren, jedoch nicht aus, um Elektronenenergien von 100 meV mit einem herkömmlichen Delaylinedetektor und einem diesen auslesenden TDC-System nachzuweisen. Deshalb verwendeten die Autoren einen speziellen Detektor, der eine Totzeit von 1,5 ns realisieren kann. Dieser wird in [Lav99] näher beschrieben. Der Nachteil dieses Detektors gegenüber einem Delaylinedetektor besteht in der geringeren Ortsauflösung.

Wird anstelle der Heliumdoppelionisation die Wasserstoffdoppelionisation gemessen, so kommt eine zusätzliche experimentelle Herausforderung hinzu. Zusätzlich zu den beiden Elektronen müssen hierzu auch die beiden Kerne in Koinzidenz nachgewiesen werden. Um diese mit einem Raumwinkel von 4π zu erfassen, muss das elektrische Feld größer sein, als beim Nachweis von Heliumatomen, da die kinetische Energie der Kerne aus der Coulombexplosion gewonnen wird. Das höhere elektrische Feld sorgt dafür, dass die Flugzeitverteilung der Elektronen sehr stark zusammenschrumpft. Um dies zu verdeutlichen, wurde eine Simulation durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.3 zu sehen. In den Grafiken dieser Abbildung ist die Flugzeit von Elektronen mit einer Energie von 0,1 eV und deren Auftreffort auf dem Detektor gezeigt. Man kann erkennen, dass Elektronen mit dieser geringen Energie innerhalb

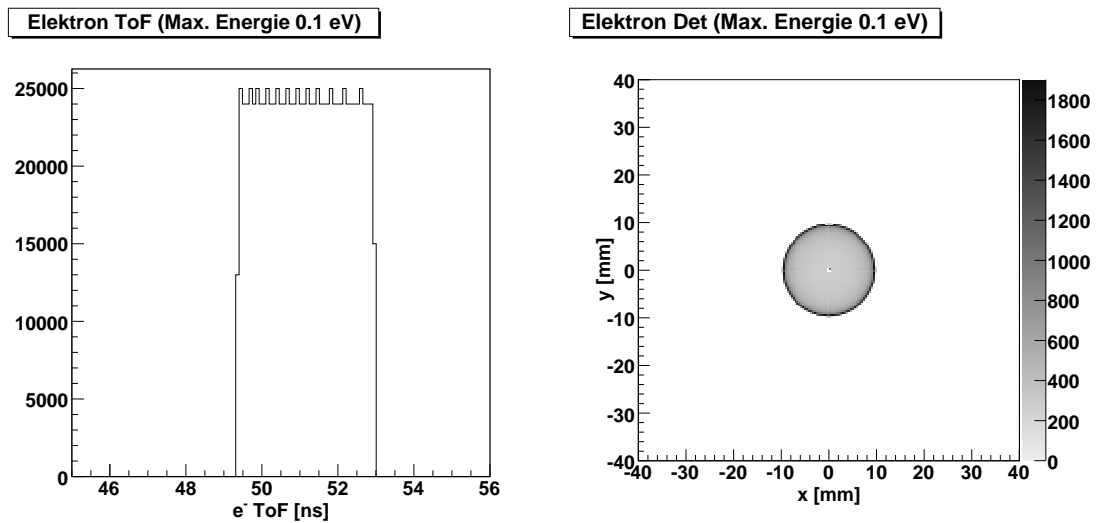


Abb. 3.3.: Simulierte Detektororte und Elektronenflugzeiten für eine Elektronenenergie von 0,1 eV. Spektrometereinstellungen wie im Experiment vorgeben.

von etwa 49,5 ns bis 63 ns auf dem Detektor landen. Im Ort bilden sie eine Verteilung mit einem Durchmesser von etwa 22 mm. Das bedeutet, dass zwei aufeinander folgende Elektronen einen zeitlichen Abstand von maximal 13,5 ns und einen Abstand im Ort von maximal 22 mm aufweisen. Deshalb muss das System zum Nachweisen der beiden Elektronen eine Totzeit von weniger als 14 ns besitzen.

Um die Teilchen nachzuweisen, die an der Reaktion beteiligt waren, wurde die Coltrims Methode mit einem Molekülspektrometer Aufbau (siehe Abschnitt 1.2.1) verwendet. Hierbei wurde eine hexagonale Delaylineanode auf der Elektronenseite des Spektrometers und eine quadratische Delaylineanode auf der Ionenseite des Spektrometers verwendet. Die Ionenseite des Spektrometers bestand aus einer Beschleunigungsstrecke mit einer Länge von 2,25 cm. Auf der Elektronenseite des Spektrometers wurde eine 2 : 1 Geometrie gewählt, um eine Flugzeitfokussierung zu realisieren. Die Gesamtlänge der Elektronenseite betrug 10,43 cm. Diese teilt sich in eine Beschleunigungsstrecke von 3,65 cm und eine Driftstrecke von 6,7 cm auf. Mit einem elektrischen Feld von 5,9 V/cm wurden die in der Reaktion entstehenden Teilchen auf die Detektoren gelenkt. Dieses Feld reichte aus, um die Ionen mit einer kinetischen Energie von etwa 10 eV mit einem Raumwinkel von 4π zu detektieren. Um auch die Elektronen mit einem Raumwinkel von 4π nachweisen zu können, wurde zusätzlich ein magnetisches Feld von $3,955 \cdot 10^{-4}$ T parallel zum elektrischen Feld angelegt.

Das TDC Aufnahmesystem wurde durch Canberra Constant Fraction Discriminators und den LeCroy TDC 3377 realisiert. Der LeCroy TDC 3377 hat eine interne Zeitauflösung von 500 ps.

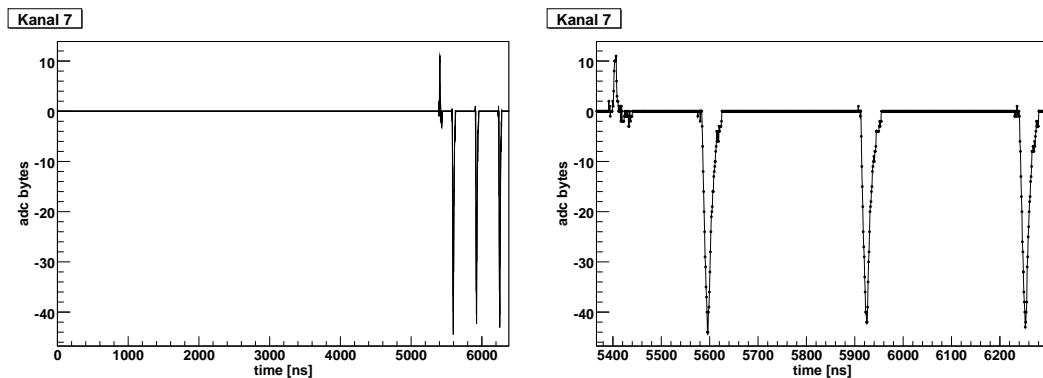


Abb. 3.4.: Beispielhaftes Ereignis aus Acqiris Kanal 7. Links: Gesamtes Zeitspektrum. Rechts: Vergrößerung des Bereichs mit den Signalen. Positives Signal: Elektron mcp, Negatives Signal: Bunchmarker

3.2.1. Aufnahme und Analyse der Signale

Die Aufnahme der Detektorsignale mit dem Acqiris System stellte eine im Folgenden beschriebene Schwierigkeit dar. Das bei diesem Experiment verwendete Acqiris System hatte nur 8 Kanäle. Um die Signale der beiden Detektoren in jeweils getrennten Kanälen aufzunehmen, wären aber mindestens 13 Kanäle notwendig gewesen. Davon werden 7 Kanäle für den Elektronendetektor und 5 Kanäle für den Ionendetektor benötigt. Ein weiterer Kanal wäre nötig gewesen, um das Bunchmarkersignal, welches den Startzeitpunkt des Experiments markiert, aufzunehmen. Aus diesem Grund wurde jeweils ein Signal der beiden Detektoren zusammengemischt und auf einen Acqiris Kanal gegeben. Die Kanäle des Acqirismultiinstruments sind durch zwei Digitizerkarten vom Typ DC271 (siehe Abschnitt 1.2.5) verwirklicht worden. Dabei wurden folgende Kanaleinstellungen verwendet:

Acqiris Kanal 1	=	Elektron u1	&	Ion y2
Acqiris Kanal 2	=	Elektron u2	&	Ion y1
Acqiris Kanal 3	=	Elektron v2	&	Ion x1
Acqiris Kanal 4	=	Elektron v1	&	Ion x2
Acqiris Kanal 5	=	Elektron w1		
Acqiris Kanal 6	=	Elektron w2		
Acqiris Kanal 7	=	Elektron mcp	&	Bunchmarker
Acqiris Kanal 8	=	Ion mcp		

Um die einzelnen Signale in der Analyse den jeweiligen Detektoren zuordnen zu können, wurden die Signale mit unterschiedlicher Polarität aufgenommen. So haben die Signale vom Elektronendetektor eine positive, während die vom Ionendetektor kommenden Signale negative Polarität besitzen. Wie dies im Acqiriskanal aussieht, ist in Abbildung 3.4 zu sehen. In dieser Abbildung ist das aufgenommene Rohsignal aus Kanal 7 des Acqiris Geräts zu erkennen. In der linken Grafik dieser Abbildung ist das gesamte aufgenommene Zeitfenster des Ereignisses zu sehen. Eine vergrößerte Darstellung des Bereichs, in dem die Signale liegen, ist im rechten Teil dieser Abbildung zu sehen. Man erkennt hier, wie das Bunchmarkersignal und das Elektronen MCP Signal zusammengemischt wurden. Hierbei ist das positive Signal das MCP Signal des Elektronendetektors. Die Drei darauf folgenden negativen Signale sind vom Bunchmarker generiert worden.

In Abbildung 3.5 und 3.6 sind die Pulshöhen gegen die Pulsbreiten der einzelnen Detekto-

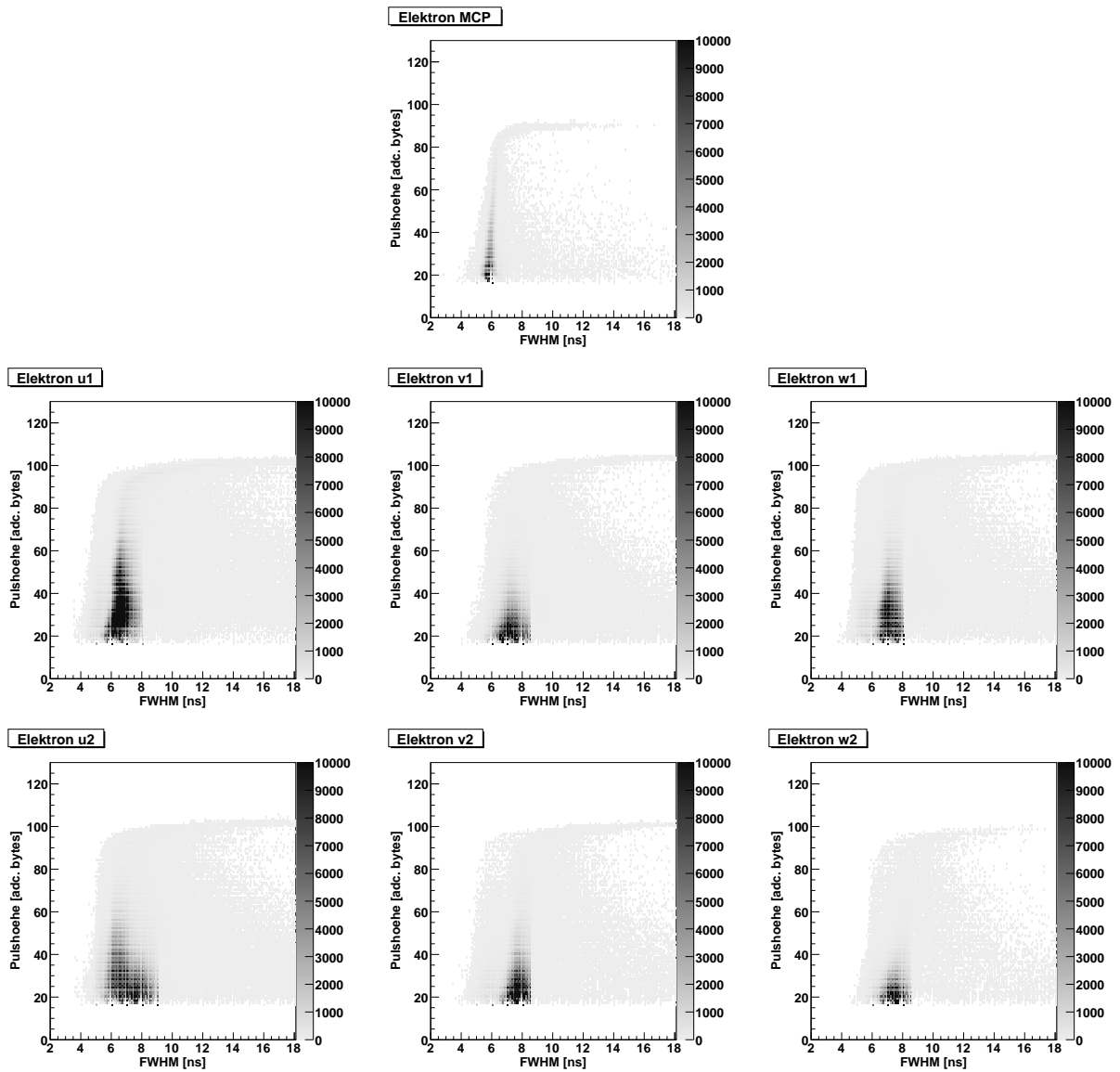


Abb. 3.5.: Pulshöhe gegen Pulsbreite der einzelnen Signale des Elektronendetektors.

ren dargestellt. Hierbei wurde jeweils das Multichannelplate (MCP) Signal und die einzelnen Anodensignale ausgewertet.

Wie man in Abbildung 3.5 erkennen kann, weisen alle Signale des Elektronendetektors ab einer Höhe von etwa 90 bis 100 adc bytes einen Knick nach rechts auf. Dies lässt sich auf nichtlinearitäten des benutzten Vorverstärkers bei hohen Signalen zurückführen. Des Weiteren ist zu sehen, dass nur das MCP-Signal eine geringe Pulshöhenverteilung von 5,5 ns bis etwa 6,25 ns aufweist. Die Anodensignale weisen eine Pulshöhenverteilung von etwa 6 ns bis 8 ns FWHM auf. Dies bedeutet, dass ein Signal mit einer bestimmten Höhe entweder 6 ns oder 8 ns breit sein kann.

Die in Abbildung 3.6 dargestellten Signalbreiten der Anoden des Ionendetektors weisen eine

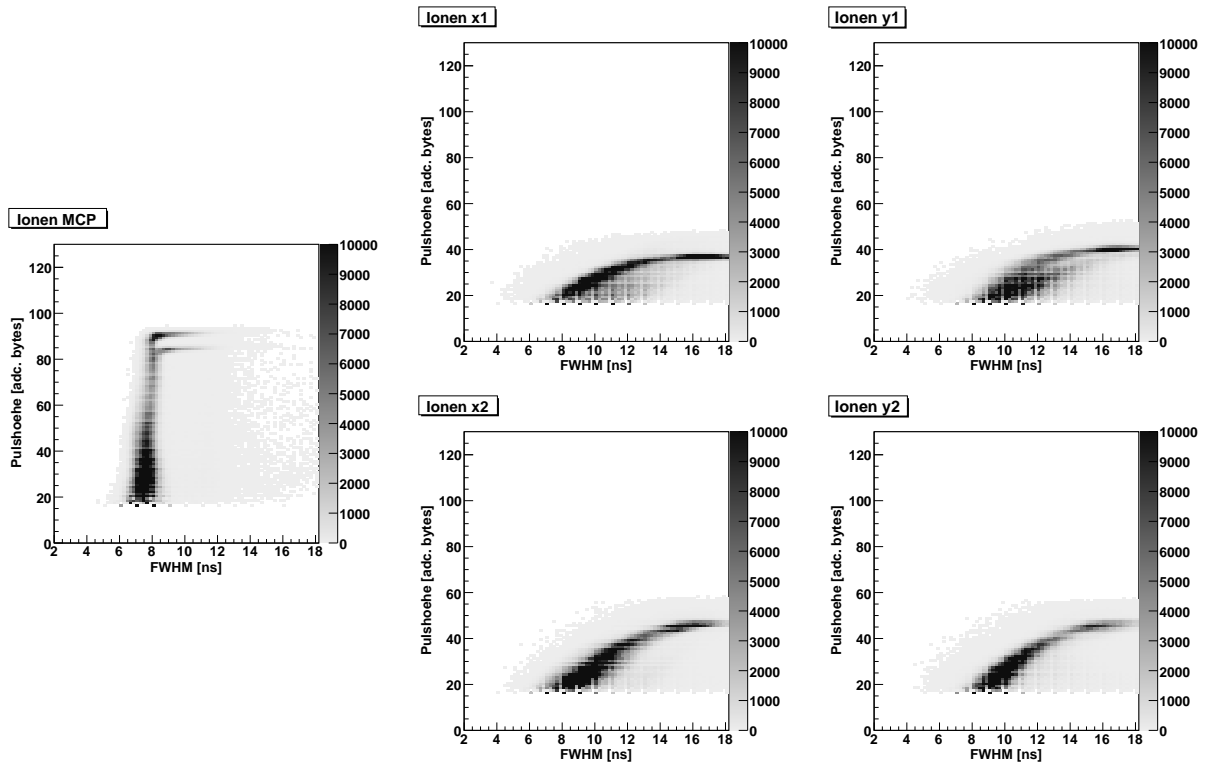


Abb. 3.6.: Pulshöhe gegen Pulsbreite der Signale des Ionendetektors.

starke Abhängigkeit von der Signalhöhe auf. Dies bedeutet, dass die Anodensignale dieses Detektors viel zu groß für den Vorverstärker waren. Einzig das MCP Signal weist diese Abhängigkeit von der Pulshöhe nicht auf. Die Pulsbreite ist mit 7 ns bis 9 ns absolut jedoch etwas breiter als die MCP Signale des Elektronendetektors.

Wie in Kapitel 2.3.4 beschrieben, funktioniert ein Constant Fraction Algorithmus nur dann, wenn Signale immer die gleiche Anstiegszeit haben. Haben Signale bei der selben Höhe jedoch unterschiedliche Breite, so ist die Anstiegszeit des Signals nicht für alle Signale gleich. Aus diesem Grund wurden die mit dem Acqirissystem aufgenommenen Daten nur mit Hilfe des Schwerpunktalgorithmus (Kapitel 2.3.2) untersucht. Um eine minimale Totzeit zu erhalten, wurden Signale mit Hilfe der Doppelpulsfitmethode, wie sie in Kapitel 2.4.1 beschrieben wird, verarbeitet.

3.3. Ergebnisse

3.3.1. Totzeit des Detektors

Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, verlangt die Aufnahme von niederenergetischen Elektronen eine sehr geringe Totzeit des Detektors. Unter der Totzeit versteht man die Zeit, in der ein weiteres Fragment von der Elektronik nicht nachgewiesen werden kann. Dadurch wird der minimale zeitliche Abstand den zwei Fragmente, die auf dem Detektor auftreffen, haben können, vorgegeben. Da sich die Position auch aus Signallaufzeiten errechnet, gibt es auch eine Totzeit im Ort. Trifft ein weiteres Fragment innerhalb dieses Ortes auf den Detektor, kann es aufgrund der Totzeit der Signale nicht nachgewiesen werden.

Um die Totzeit des Elektronendetektors zu visualisieren, kann der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen im Auftreffort auf dem Detektor gegen deren zeitlichen Abstand aufgetragen werden.

Dies ist in Abbildung 3.7 zu sehen. In den dort dargestellten Grafiken ist jeweils der ört-

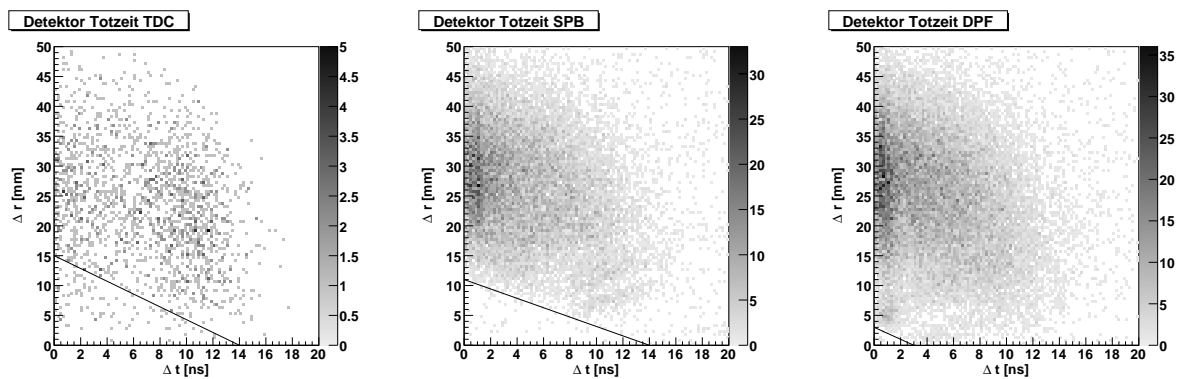


Abb. 3.7.: Totzeitdiagramme im Vergleich. Links für das TDC System. Mitte Acqiris System mit Schwerpunktbildung. Rechts Acqiris System mit Doppelpulsfits.

liche Δr gegen den zeitlichen Δt Abstand von zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen für unterschiedliche Methoden bzw. Aufnahmesysteme dargestellt. In der linksstehenden Grafik ist das Ergebnis für das TDC System gezeigt. Die Grafiken in der Mitte und Rechts zeigen die Ergebnisse des Acqiris Systems. Hierbei sind die Ergebnisse der Schwerpunktbildung in der mittleren Grafik aufgezeigt. Die rechtsstehende Grafik enthält die Ergebnisse der Untersuchung mit Hilfe der Methode des Doppelpulsfits.

In allen Grafiken von Abbildung 3.7 sind jeweils Bedingungen gegeben gewesen, die sicherstellen, dass nur „gute“ Elektronen dargestellt werden. Dies bedeutet, es werden nur Ereignisse gezeigt, bei denen vier Teilchen nachgewiesen wurden, die die Energie- und Impulserhaltung der Reaktion erfüllen.

Wie anhand des Farbbalkens erkennbar ist, wurden mit dem TDC System nicht sehr viele Ereignisse gefunden, die diese Bedingungen erfüllen. Der Totzeitbereich des Detektors reicht von etwa 15 mm bis 14 ns. Dies ist durch die durchgezogene Linie verdeutlicht.

Auch die Ergebnisse der Untersuchung mit dem Schwerpunktsalgorithmus zeigen noch eine große Totzeit. Sie reicht von etwa 11 mm bis ca. 14 ns.

Wird jedoch die Untersuchungsmethode des Doppelpulsfits verwendet, so zeigen die Ergebnisse, dass die Totzeit mit dieser Methode fast wegfällt. Sie liegt nun bei etwa 3 mm und 3 ns.

3.3.2. Energieauflösung

Im vorherigen Abschnitt wurde betrachtet, wie durch geschickte Wahl der Analyse der Signale die Totzeit des Detektors verringert werden kann. In diesem Abschnitt wird untersucht, wie gut die Auflösung der jeweiligen Methoden bzw. Aufnahmesysteme ist.

Dazu wird die Gesamtenergieauflösung der Aufnahmeverfahren für die Reaktion betrach-

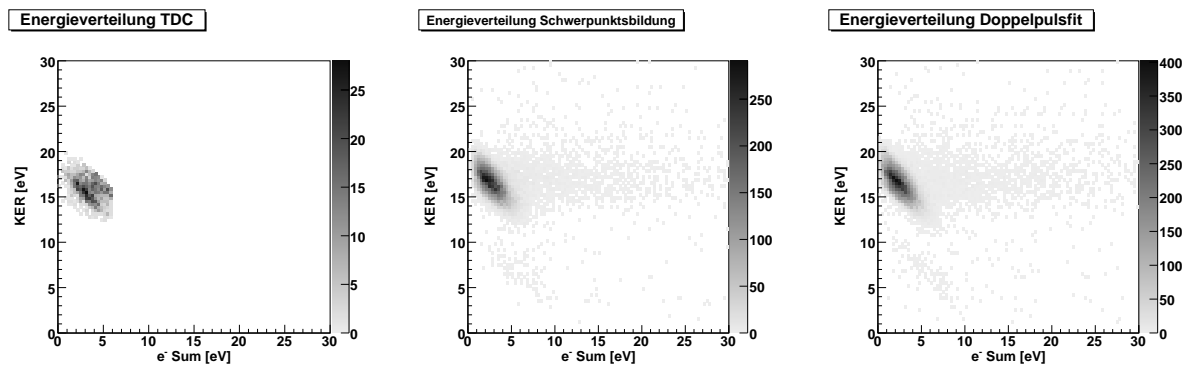


Abb. 3.8.: KER gegen Elektronenenergie im Vergleich. Linke Grafik: TDC System. Mittlere Grafik: Acqiris System mit Schwerpunktsbildung. Rechte Grafik: Acqiris System mit Doppelpulsfit. Weitere Erklärung siehe Text.

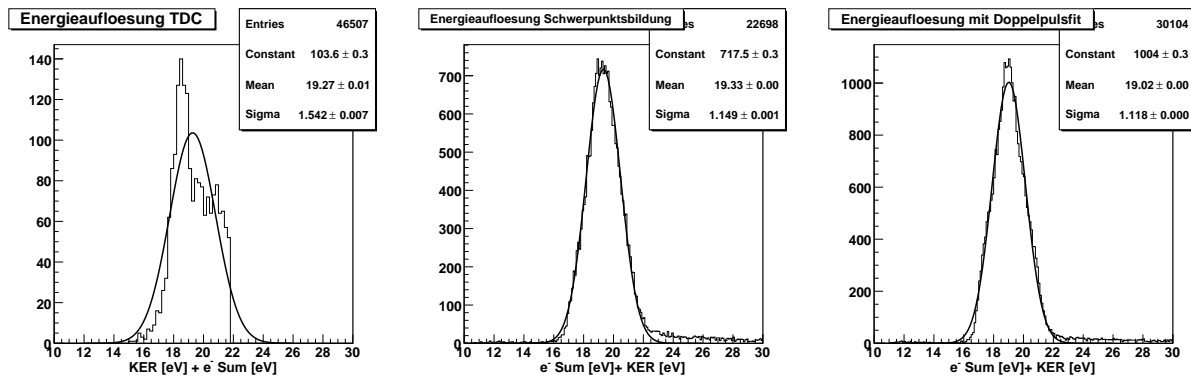


Abb. 3.9.: Energieauflösungen im Vergleich. Linke Grafik: TDC System. Mittlere Grafik: Acqiris System mit Schwerpunktsbildung. Rechte Grafik: Acqiris System mit Doppelpulsfit.

tet. Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, muss die Summe aus den kinetischen Energien der Ionen und Elektronen eine Konstante ergeben. Das bedeutet, wenn sie gegeneinander aufgetragen werden, muss dies eine Gerade mit der Steigung -1 ergeben. Dies folgt aus folgender Überlegung:

$$\begin{aligned} \text{KER} + e_{\text{Energie}}^- \text{ Sum} &= \text{const} \\ \Rightarrow \text{KER} &= -e_{\text{Energie}}^- \text{ Sum} + \text{const}. \end{aligned}$$

Diese Verhältnisse sind in Abbildung 3.8 gezeigt. Hier ist der KER gegen die Summe der Energien der beiden Elektronen aufgetragen. Dort wird deutlich, dass die Verteilungen eine Steigung von -1 aufweisen. Weiterhin erkennt man, dass der Hauptteil der Ereignisse in einem Bereich liegt, in dem der KER von 14 eV bis 19 eV reicht. Die Summenenergie der Elektronen beträgt hierbei 0 eV bis 5 eV. Die Energieverteilung des TDC System erscheint abgehackt, da hier ein vorsortierter Datensatz zum Berechnen der Energien verwendet wurde. In diesem sind nur die Ereignisse gespeichert worden, die alle Erhaltungssätze erfüllen. Die so gewonnenen Ereignisse liegen genau in den eben beschriebenen Energiegrenzen.

Um die Gesamtauflösung des jeweiligen Systems bestimmen zu können, muss die Summe aus beiden Energien betrachtet werden. Diese Summe aus KER und Elektronenenergien wurde in den Grafiken der Abbildung 3.9 für die verschiedenen Methoden bzw. Aufnahmesysteme gezeigt. Dabei wurde die resultierende Verteilung jeweils mit einer Gaußfunktion angefitet. Der Fit wird durch die durchgezogene schwarze Linie repräsentiert. Die jeweiligen Fitparameter sind in den rechts oben stehenden Kästchen der Grafik eingetragen. Für die Bestimmung der Energieauflösung ist der Parameter „Sigma“ (σ) der Aussagekräftige. Er gibt die Breite der Gaußfunktion und somit für die Verteilung an. Daraus folgt, dass bei geringeren Werten für σ die Auflösung besser ist. Wie man erkennen kann, ist die Verteilung für die Methode der Schwerpunktsbildung mit $\sigma = 1,149$ ein wenig breiter als die für die Methode des Doppelpulsfits mit $\sigma = 1,118$. Dies kann dadurch erklärt werden, dass bei der Methode des Doppelpulsfit mehr Ereignisse in die Energiesummenbedingung einfallen. Beide Verteilungen sind jedoch deutlich schmaler als die Verteilung des TDC-Systems, welches eine Breite von $\sigma = 1,54$ aufweist.

3.3.3. Winkelverteilungen

Um die Winkelverteilungen der Elektronen bei doppelionisiertem Helium zu beschreiben, wurde von Huetz et al. vorgeschlagen, die voll differentiellen Wirkungsquerschnitte zu parametrisieren (siehe [DHF⁺98] und die Referenzen darin):

$$\frac{d^4\sigma}{dE_1 d\cos\vartheta_1 d\cos\vartheta_2 d\phi} \propto |(\cos\vartheta_1 + \cos\vartheta_2)a_g(E_1, \vartheta_{12}) + (\cos\vartheta_1 - \cos\vartheta_2)a_u(E_1, \vartheta_{12})|^2$$

Hierbei stehen a_u und a_g für beliebige komplexwertige Funktionen. ϑ_1 bzw. ϑ_2 bezeichnen den Polarwinkel des ersten bzw. zweiten Elektrons bezüglich der Polarisationsachse. Man kann zeigen, dass sobald die Energien der beiden emittierten Elektronen gleich sind, die Amplitude $a_u = 0$ ist. Dies liegt daran, dass diese Amplitude antisymmetrisch bei Vertauschung der beiden Elektronen ist. Aus diesem Grund reicht es aus, den vollen differentiellen Wirkungsquerschnitt nur durch den a_g Anteil zu beschreiben. Eine übliche Darstellung der Funktion a_g lautet:

$$|a_g(\vartheta_{12})|^2 = A e^{-(\vartheta_{12}-180)^2/2\sigma_w} \quad (3.1)$$

wobei ϑ_{12} den Winkel zwischen den beiden Elektronen bezeichnet, σ_w gibt die Breite der Gaußverteilung an und A bezeichnet die Amplitude der Gaußverteilung.

Aufgrund der langen Wellenlänge der photoionisierenden Strahlung gegenüber der Ausdehnung des Wasserstoffmoleküls verhält sich das Molekül ähnlich wie das Helium. Aus diesem Grund wird angenommen, dass die vorgestellte Parametrisierung in diesem Fall auch für das Wasserstoffmolekül gilt. Da, die in dieser Arbeit gemessenen Elektronenenergien, sehr gering

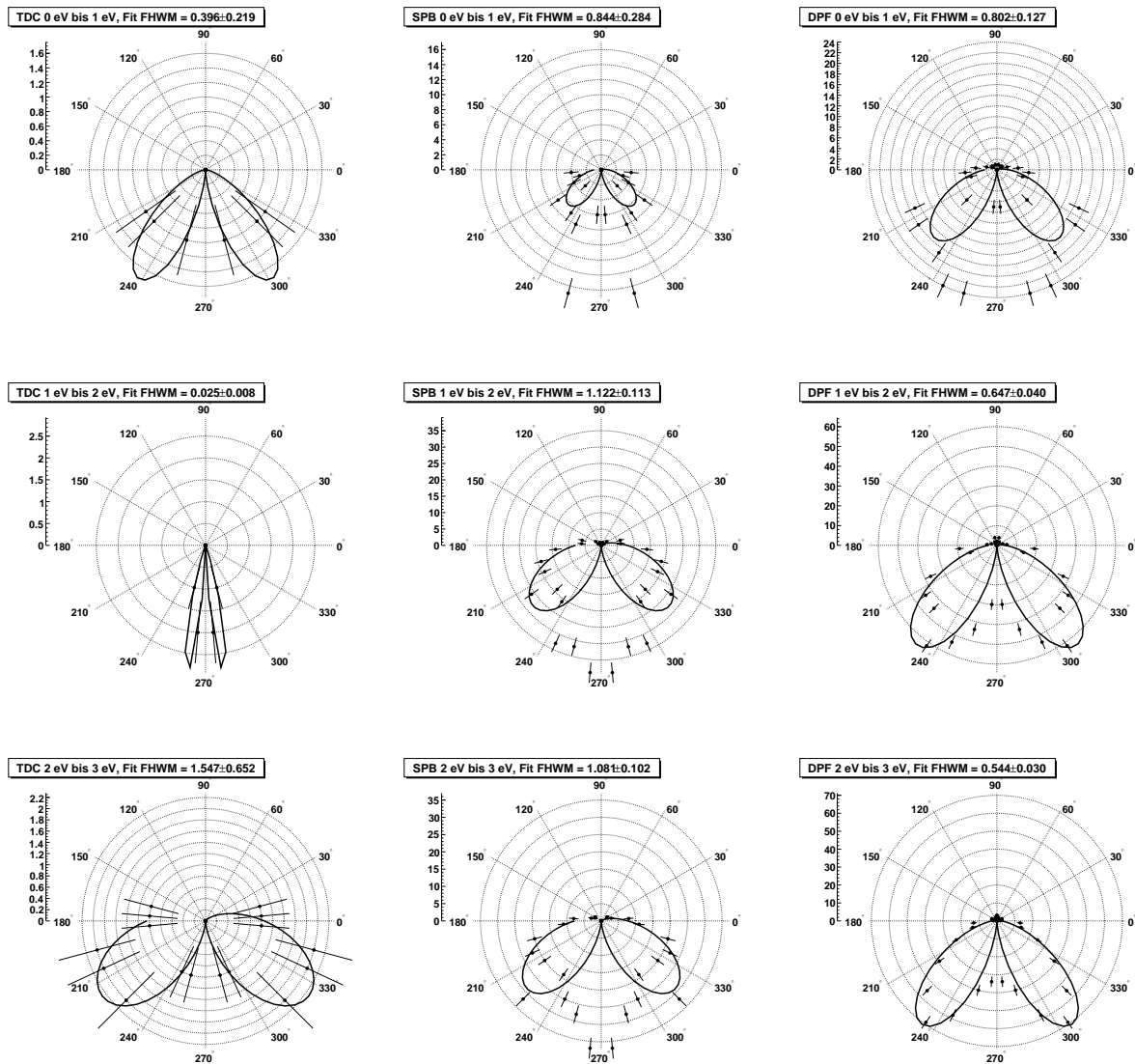


Abb. 3.10.: Elektronenwinkelverteilungen im H_2 Molekül für Elektronensummenenergien von 0 eV bis 1 eV (erste Reihe) bzw. 1 eV bis 2 eV (mittlere Reihe) und 2 eV bis 3 eV (untere Reihe). Es ist über alle Molekülachsenorientierungen integriert worden. Durchgezogene Linie: Fit einer Funktion aus [DHF⁺98]. Fitparameter ist in der jeweiligen Grafiküberschrift eingetragen. Linke Spalte: TDC System. Mittlere Spalte: Acqiris System mit Schwerpunktsbildung (SPB). Rechte Spalte: Acqiris System mit Doppelpulsfit (DPF).

sind, kann davon ausgegangen werden, dass die Energien der Elektronen gleich groß sind und somit Gleichung 3.1 zur Beschreibung der Winkelverteilung ausreicht.

In Abbildung 3.10 ist die Winkelverteilung des zweiten Elektrons für eine Elektronensummenenergie von 0 eV bis 1 eV in der ersten Reihe dargestellt. Die mittlere Reihe zeigt die Ergebnisse für Elektronensummenenergien von 1 eV bis 2 eV und die untere Reihe zeigt die Ergebnisse für 2 eV bis 3 eV. Hierbei wurden in der linken Spalte die Ergebnisse des TDC-Systems eingetragen. Die mittlere Spalte enthält die Ergebnisse des Acqirissystems mit der Methode der Schwerpunktbildung und die rechte Spalte die Ergebnisse des Doppelpulsfits. In allen Grafiken ist jeweils der Winkel des zweiten Elektrons zur Polarisationsachse eingetragen, die in diesen Bildern bei 0° liegt. Das erste Elektron wurde dabei unter einem Winkel von 90° festgehalten. Des Weiteren wird verlangt, dass das zweite Elektron in der Ebene liegt, die durch das erste Elektron und die Polarisationsachse aufgespannt werden. Die Molekülachse wurde in diesen Bildern nicht festgehalten, da, unter Zunahme dieser Bedingung, nicht mehr genügend Ereignisse vorhanden sind. Die durchgezogene Linie ist ein Fit der Gleichung 3.1 durch die Datenpunkte. Der Fitparameter σ_w wird in den jeweiligen Grafiküberschriften angezeigt und dort mit FWHM bezeichnet.

In früheren Untersuchungen der Elektronenwinkelverteilungen von Wasserstoff bzw. Deuterium bei geringen Energien der beiden Elektronen wurde beobachtet, dass die Breite der Gaußverteilung geringer ist als bei Elektronen die aus dem Heliumatom emittiert werden [SLS98] [RWMC97]. In [Web03] Tabelle 5.6 sind die Breiten der Gaußverteilung für verschiedene Elektronensummenenergien von Helium aufgetragen. Es zeigt sich, dass mit abnehmender Elektronenenergie auch die Breite der Gaußverteilung abnimmt. Dies liegt daran, dass bei geringeren Elektronensummenenergien bzw. Elektronengeschwindigkeiten die Elektronen mehr Zeit besitzen, um sich gegenseitig abzustößen. In [Web03] Tabelle 5.7 ist die Breite der Gaußverteilung für das Deuteriummolekül bei zwei verschiedenen Energien gezeigt. Auch hier stoßen sich die Elektronen bei niedrigen Energien mehr voneinander ab, was zu einer schmaleren Gaußverteilung führt. Die in Abbildung 3.10 dargestellten Winkelverteilungen zeigen dieses Verhalten jedoch nicht. Sie zeigen genau das umgekehrte Verhalten; mit abnehmender Elektronenenergie wird die Breite der Gaußverteilung größer. Dies kann daran liegen, dass die Statistik nicht groß genug ist, um einen genauen Fit durchzuführen. Ein Hinweis dafür ist, dass die eingezeichneten Fits nicht mit den Datenpunkten übereinstimmen. Es kann aber auch daran liegen, dass Gleichung (3.1) keine adäquate Beschreibung der Winkelverteilung bei niedrigen Elektronenenergien liefert.

Um das Problem mit der geringen Statistik zu umgehen, werden nun die Daten in einem anderen Koordinatensystem betrachtet. In diesem wird eine Ebene durch die beiden Elektronen aufgespannt. Nun wird ein Elektron in einer bestimmten Richtung festgehalten und der Impuls des anderen Elektrons in ein Histogramm eingetragen. Zusätzlich zu der Integration über alle Molekülausrichtungen ist in diesem Histogramm auch über die Polarisationsachse des Lichts integriert worden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.11 gezeigt. Hier liegt das jeweils nicht geplottete Elektron in $e^- px_{\text{intern}}$ in positiver Richtung. Die so gewonnenen Daten können nur positive $e^- py_{\text{intern}}$ Werte annehmen. Zur besseren Verdeutlichung wurden die Daten deshalb an der $e^- px_{\text{intern}}$ -Achse gespiegelt. Es sind die Ergebnisse der Untersuchung mit dem TDC- und dem Acqirissystem gezeigt, wobei die Ergebnisse des TDC-Systems in der linken Spalte aufgeführt sind. In der mittleren Spalte sind die Ergebnisse der Untersuchung mit Hilfe der Schwerpunktbildung aufgezeigt. Die rechte Spalte enthält die Ergebnisse, die mit Hilfe des Doppelpulsfits erhalten wurden.

Der eingezeichnete Kreis verdeutlicht die Impulse, bei denen die beiden Elektronen die gleiche

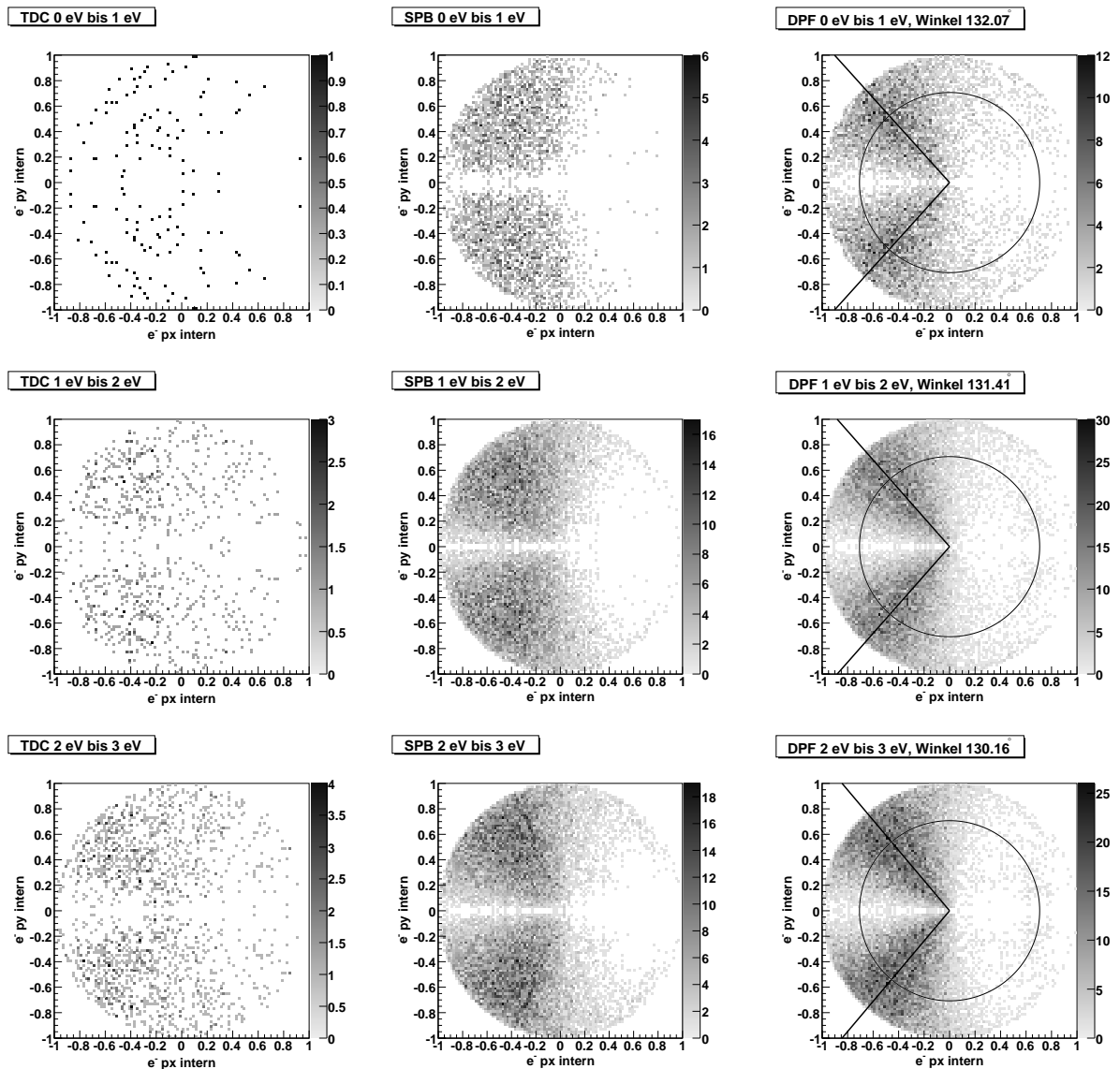


Abb. 3.11.: Interne Impulsverteilung für Elektronenenergien von 0 eV bis 1 eV (erste Reihe) bzw. 1 eV bis 2 eV (mittlere Reihe) und 2 eV bis 3 eV (untere Reihe). Linke Spalte: TDC System. Mittlere Spalte: Acqiris System mit Schwerpunktsbildung (SPB). Rechte Spalte: Acqiris System mit Doppelpulsfit (DPF). Weitere Erklärung siehe Text.

Energie besitzen.

Die in den Ergebnissen des Doppelpulsfits eingezeichneten Linien zeigen auf, wo der Schwerpunkt der Impulsverteilung liegt. Die in den jeweiligen Grafiküberschriften eingetragenen Winkelangaben bezeichnen den Winkel zwischen dem nicht geplotteten Elektron und dem durch die Linie verdeutlichten Schwerpunkt der Impulsverteilung.

Der Schwerpunkt der Impulse für eine Elektronensummenenergie von 0 eV bis 1 eV liegt bei $132,07^\circ$. Bei einer Summenenergie von 1 eV bis 2 eV liegt dieser bei $131,41^\circ$. Der Winkel bei einer Summenenergie von 2 eV bis 3 eV liegt bei $130,16^\circ$.

In [Web03] wurde gezeigt, dass Elektronen mit gleicher Energie nicht entgegengesetzt emittiert werden dürfen. Dies ist auch in Abbildung 3.11 zu sehen, da an der Stelle, an der die Elektronen mit gleicher Energie entgegengesetzt emittiert werden würden, keine Einträge zu finden sind. Des Weiteren ist zu sehen, dass sich der Schwerpunkt der Impulse so verhält, wie es aus der vorher besprochenen Theorie zu erwarten ist. So wird der Winkel, bei zunehmenden Elektronensummenenergien, größer. Ein größer werdender Winkel ist in diesem Fall gleich bedeutend mit einer schmäler werdenden Gaußverteilung. Es kann also darauf geschlossen werden, dass bei den in Abbildung 3.10 gezeigten Winkelverteilungen nicht genügend Statistik vorhanden war, um einen guten Fit durch die Daten zu legen.

Diese Ergebnisse zeigen, dass die Geschwindigkeit der Elektronen einen Einfluss auf die Verteilung der beiden Elektronen hat.

4. Messungen am „Freie Elektron Laser“

In diesem Kapitel soll gezeigt werden, welche Vorteile die neue Untersuchungsmethode bei Experimenten hat, die an „Freie Elektronen Lasern“¹ durchgeführt werden.

Die FEL-Strahlung ist um einiges intensiver als Synchrotronstrahlung. Dies bewirkt, dass in einem einzigen Laserschuss mehrere Reaktionen stattfinden können. Dadurch werden sehr viele Teilchen auf dem Detektor aufkommen. Dieses Kapitel zeigt wie die zusätzlichen Informationen, die mit dem Acqirissystem gewonnen werden, zur besseren Zuordnung der Signale zu einem Ereignis auf dem Detektor verwendet kann. Des Weiteren wird gezeigt, wie mit Hilfe dieser Methode die Nachweisgrenzen des hier beschriebenen Messsystems bei vielen Fragmenten festgestellt werden kann.

4.1. Der Freie Elektronen Laser

Der Freie Elektronen Laser unterscheidet sich von konventionellen Lasern nur in der Art und Weise wie der Strahl erzeugt wird. Die Strahleigenschaften eines Lasers, wie zum Beispiel Kohärenz, sind auch beim FEL Strahl vorhanden.

Während bei einem konventionellem Laser der Strahl durch Übergänge von atomaren Zuständen erzeugt wird, wird zur Erzeugung eines FEL Strahls ein relativistischer Elektronenstrahl benötigt. Durch die Beschränkung auf Übergänge bestimmter atomarer Niveaus, können konventionelle Laser nur bestimmte Wellenlängen erzeugen.

Die Verwendung eines relativistischen Elektronenstrahls hat den Vorteil, dass die Wellenlängen des emittierten Lichts frei wählbar sind. Auch ist die Verwendung von nicht an atomare Niveaus gebundenen Elektronen der Namensgeber für diese Art von Lasern: Freie Elektronen Laser. Die Erzeugung von FEL Strahlung ist durch zwei Prinzipien möglich. Zum Einen der „seeded Laser“ zum Anderen das „SASE (self-amplified spontaneous emission) Prinzip“. Diese werden in Abschnitt 4.1.2 vorgestellt. Zum tieferen Verständnis ist es jedoch wichtig zu wissen, wie das Licht entsteht, das durch das FEL Prinzip verstärkt wird.

4.1.1. Lichterzeugung im Undulator

Ein Undulator besteht aus einer linearen Anordnung von Dipolmagneten, deren Pole sich immer abwechseln. Dadurch entsteht ein alternierendes Magnetfeld. Läuft nun ein Elektronenstrahl durch diese Anordnung, so wird er durch das magnetische Feld auf eine periodische Bahn gezwungen. Diese Ablenkung bewirkt eine Beschleunigung auf die einzelnen Elektronen, wodurch sie Bremsstrahlung emittieren.

Die Magneten der Undulatoren können auf verschiedene Arten verwirklicht werden. Zum Einen gibt es die elektromagnetische Bauweise. Diese besteht aus einem gemeinsamen Eisenjoch, dass von verschiedenen Spulen umfasst wird. Das ermöglicht Feldstärken von bis zu zwei

¹im folgenden durch „FEL“ abgekürzt

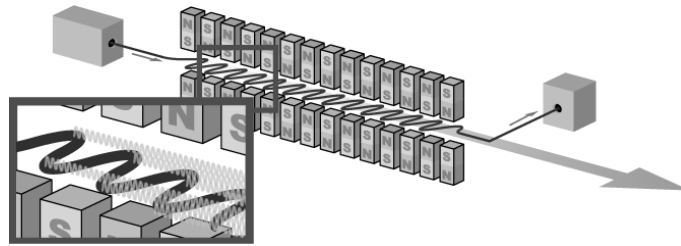


Abb. 4.1.: Anordnung der Magnete in einen Undulator. Ein Orbit der Elektronen beim Durchgang durch den Undulator ist durch den Pfeil markiert. Die Vergrößerung zeigt die Emission von Photonen der Elektronen. Quelle: [Des]

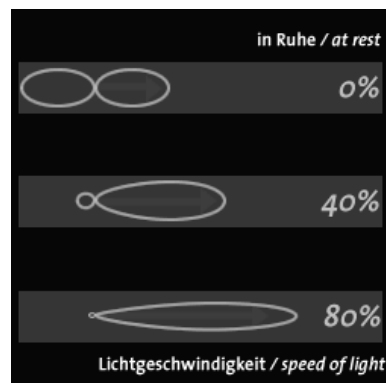


Abb. 4.2.: Verteilung der Intensität in Abhängigkeit der Geschwindigkeit der Elektronen. Weitere Erklärung siehe Text. Quelle: [Des]

Tesla. Eine andere Variante der elektromagnetischen Bauweise, die auch höhere magnetische Feldstärken verwirklichen kann, besteht aus supraleitenden Stromspulen, die schalenförmig angeordnet werden. Dadurch werden Feldstärken von bis zu 12 T ermöglicht.

Eine weitere Bauweise besteht aus Permanentmagneten, die hintereinander gereiht werden. Dadurch werden Feldstärken von etwa 0,8 T bis 1,0 T gewonnen. Dies kann noch dadurch verstärkt werden, indem die Magnetfelder mehrerer Permanentmagneten durch ein metallisches Joch geführt werden. Man spricht dann von Hybrid-Magneten. Sie erreichen Feldstärken von mehr als zwei Tesla.

Wird die Abstrahlungsrichtung der Bremsstrahlung als Funktion der Geschwindigkeit der Elektronen betrachtet, wie dies in Abbildung gezeigt ist, sieht man, dass mit zunehmender Geschwindigkeit die Abstrahlung immer mehr in die Bewegungsrichtung der Elektronen erfolgt. So ist bei 0 % der Lichtgeschwindigkeit eine dipolartige Ausbreitung der Bremsstrahlung zu beobachten. Bei 80 % der Lichtgeschwindigkeit ist die Ausbreitung hauptsächlich in der Bewegungsrichtung des Elektrons. In diesem Fall wird nicht mehr von Bremsstrahlung, sondern von Synchrotronstrahlung gesprochen.

4.1.2. Entstehung von FEL Strahlung

Der Unterschied zwischen Synchrotronstrahlung und FEL Strahlung besteht darin, dass die Elektronen im Falle der FEL Strahlung mit dem emittierten Licht im Undulator wechsel-

wirken. Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit der emittierten Strahlung wird der Elektronenstrahl in einzelne kleine „Microbunche“ unterteilt. Dies geschieht dadurch, dass einige Elektronen aus der Strahlung Energie aufnehmen und andere Energie abgeben. Wird nun die initiale Geschwindigkeit der Elektronen so auf die Magnetfeldanordnung abgestimmt, dass die Elektronen nach dem Durchlaufen zweier Magnete im Undulator genau um eine Wellenlänge hinter die Strahlungsfront zurückfallen, so erreicht man, dass das gleiche Elektron immer Energie abgibt, bzw. Energie aufnimmt. Dadurch werden die Elektronen auf verschiedene Orbits im Undulator gebracht. Dies wiederum hat zur Folge, dass sie sich in sogenannte „Microbunche“ ordnen. Der Abstand der Microbunche beträgt genau eine Wellenlänge der gewünschten Strahlung.

Jeder Microbunch emittiert nun die gewünschte Wellenlänge. Da der Abstand zwischen zwei Microbunchen genau eine Wellenlänge beträgt, überlagert sich die emittierte Strahlung aus einem Microbunch mit der Strahlung aus dem nächsten kohärent. Dadurch, dass die Strahlung mit den Microbunchen wechselwirkt, addiert sich die Intensität der Strahlung nicht linear, sondern exponentiell. So ist die Intensität der Bremsstrahlung proportional zur Anzahl der Elektronen

$$I_{\text{gesamt}} = I_{e_1^-} + I_{e_2^-} + \dots + I_{e_N^-}$$

(I ist die Intensität der Strahlung, N die Gesamtanzahl der Elektronen), während bei der FEL Strahlung die Intensität exponentiell ist

$$I_{\text{gesamt}} = \left(I_{e_1^-} + I_{e_2^-} + \dots + I_{e_N^-} \right)^N$$

Auf diese Weise kohärente und intensive Strahlung herzustellen, wurde erstmal 1971 von John M. J. Madey [Mad71] vorgeschlagen. Die experimentelle Umsetzung dieser Idee wurde 6 Jahre später an der Universität von Stanford von Madey und seinen Kollegen [DEM⁺77] erbracht.

Impfung und SASE

Die Strahlung, die die Elektronen in Microbunche ordnet, kann nun zwei verschiedene Quellen haben.

Zum Einen kann sie extern vorgegeben werden. Dabei sendet man einen Strahl mit der gewünschten Wellenlänge in den Undulator. Dies gibt eine Grundwellenlänge vor, die durch das Anordnen der Microbunche verstärkt wird. Man nennt diese Methode Impfen oder englisch „Seeding“.

Zum Anderen kann die beim Durchgang der Elektronen durch den Undulator spontan emittierte Strahlung verwendet werden, um den Elektronenstrahl in Microbunche anzuordnen. Dies ist das sogenannte „SASE Prinzip“. Die Idee zum SASE Prinzip stammt von Anatoli M. Kondratenko und Evgeni L. Saldin [KS80]. Rodolfo Bonifacio, Claudio Pellegrini et al. [BPN84] haben sie im Jahre 1984 im Detail ausgearbeitet.

Bei dem, in diesem Kapitel vorgestellten Experiment, wurde der Flash FEL am DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) in Hamburg verwendet. Bei diesem erfolgte die Erzeugung der FEL Strahlung mit Hilfe des SASE Prinzipes.

4.2. Physikalischer Hintergrund

In Kapitel 3 wurde gezeigt, wie mit Hilfe von Synchrotronstrahlung die Eigenschaften von Atomen und Molekülen untersucht werden können. Beispielhaft ist das Ergebnis der Untersuchung von Heliumatomen in Abbildung 4.3 gezeigt.

In dieser Abbildung sind die Impulskomponenten von Helium aufgezeigt. Die Polarisati-

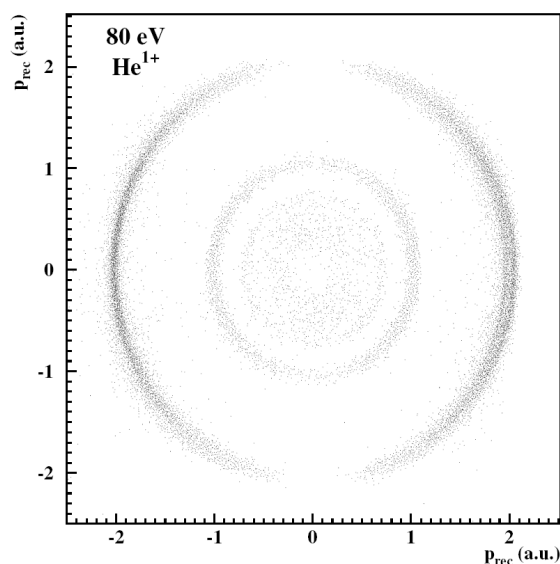


Abb. 4.3.: Einfachionisation von Helium mit Synchrotronstrahlung von 80 eV Photonen. Weitere Erklärung siehe Text. Aus [DMS⁺97]

onsachse der linear polarisierten Photonen ist dabei entlang der x-Achse ausgerichtet. Der Photonenstrahl propagiert entlang der nicht dargestellten z-Achse. Bei der gezeigten Impulsverteilung wurde die z-Komponente des Impulses auf $|P_z| < 0.1$ a.u. eingeschränkt. Wie man deutlich erkennen kann, gibt es einen äußeren Ring, der den Rückstoßimpuls den das Elektron auf den verbleibenden Kern übergibt, widerspiegelt. Hierbei hat das Elektron die komplette überschüssige Energie des Photons aufgenommen. Die weiter innen liegenden Ringe resultieren aus Ionisation des einen Elektrons, bei gleichzeitiger Anregungen auf verschiedene Zustände des verbleibenden Elektrons, im Heliumatom.

Wird die Intensität des Lichtes, also die Anzahl der Photonen pro Zeitintervall, gegen die Photonenenergie aufgetragen, wie dies in Abbildung 4.4 gemacht wurde, so zeigt sich, dass die durch Undulatoren erzeugte Synchrotronstrahlung sehr wenig Brillanz besitzt. Die Brillanz einer Photonenquelle ist ein Maß für die erreichbare Lichtintensität. Auf der Abbildung wird gezeigt, dass sich mit Hilfe der Synchrotronstrahlung der Bereich mit niedriger Lichtintensität dafür aber mit hoher Photonenenergie untersuchen lässt.

Durch die Entdeckung der Laser im Jahr 1965 wurde ein weiteres Untersuchungsfeld eröffnet. So konnten nun mit Hilfe des Lasers hohe Lichtintensitäten erzeugt werden. Sie haben jedoch nur sehr geringe Photonenenergien und befinden sich somit am linken Ende von Grafik 4.4. Bei der Untersuchung von Atomen und Molekülen mit der durch die Lasertechnik neu gewonnenen Intensitäten, wurden drei verschiedene Einzelionisationsmechanismen von Atomen in starken elektrischen Feldern identifiziert (siehe dazu auch Abb. 4.5):

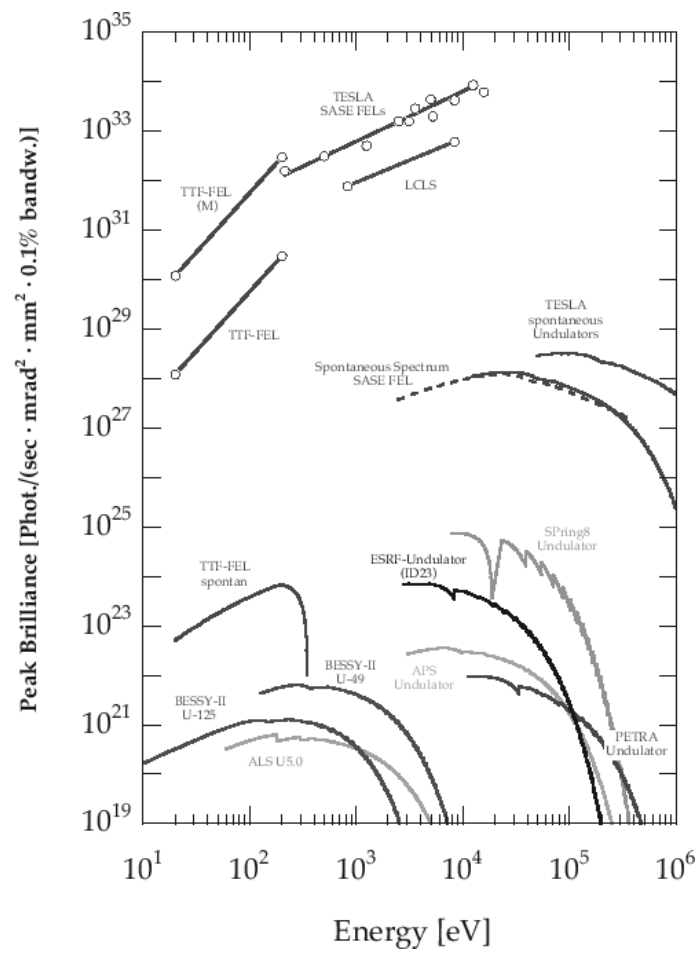


Abb. 4.4.: Maximale Brillanz in Abhängigkeit der Photonenergie. Gezeigt für FEL und Undulatoren. Aus [Des]

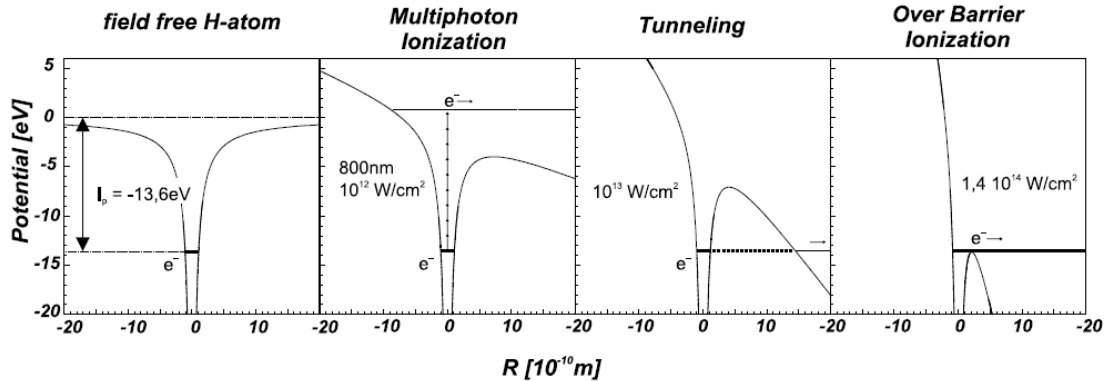


Abb. 4.5.: Aufgetragen ist das Potential eines Wasserstoffatoms in verschiedenen starken Laserfeldern. Gezeigt sind die verschiedenen Ionisationsmechanismen bei unterschiedlichen Feldstärken des Laserlichtes. Aus [Sta05]

- Multiphotonionisation (Abb.4.7)
- Tunnelionisation (Abb. 4.6)
- Over Barrier Ionisation

All diese Mechanismen wurden von Keldysh [Kel65] auf den selben universellen Ionisationsmechanismus der nichtlinearen Ionisation zurückgeführt. Sie zeichnen sich nur durch unterschiedliche Aspekte der nichtlinearen Ionisation aus.

Um diese Aspekte qualitativ voneinander abzutrennen, untersuchte Keldysh die Zeit, die ein Elektron benötigt, um eine Distanz zu überwinden, die ähnlich lang wie die Potentialbarriere von Atomen ist. Diese Zeit setzt er ins Verhältnis zur Frequenz des Laserfeldes. Dieses Verhältnis bezeichnet man als Keldyshparameter:

$$\gamma = \frac{\omega_{\text{Laser}}}{\omega_t}$$

mit

$$\frac{1}{\omega_t} = \frac{\sqrt{2m_e I_p}}{eE}.$$

Hierbei bezeichnet I_p das Ionisationspotential des Atoms und E die elektrische Feldstärke des Laserfeldes. Mit γ wird der Keldyshparameter bezeichnet.

Es werden nun zwei Fälle unterschieden. In einen Fall ist der Keldyshparameter kleiner als 1. Hier ist die Zeit, die das Elektron benötigt, um die Potentialbarriere zu durchlaufen, groß gegen die Frequenz des Laserfeldes. In diesem Fall überwiegt die Tunnelionisation. Wird die Intensität des Laserfeldes erhöht, so wird der Bereich der Over Barrier Ionisation erreicht. Beide Ionisationsmechanismen können nicht mehr durch die Störungstheorie beschrieben werden. Aus diesem Grund wird versucht, diesen Ionisationsmechanismus durch eine klassische Darstellung des elektrischen Feldes des Lasers zu beschreiben. Beispielhaft ist die Impulsverteilung für Heliumatome in starken Laserfeldern in Abbildung 4.6 gezeigt. In dieser Abbildung sind die Impulskomponenten parallel und senkrecht zur Polarisationsrichtung des Lasers aufgetragen. ϵ zeigt die Polarisationsrichtung. Die Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls ist entlang

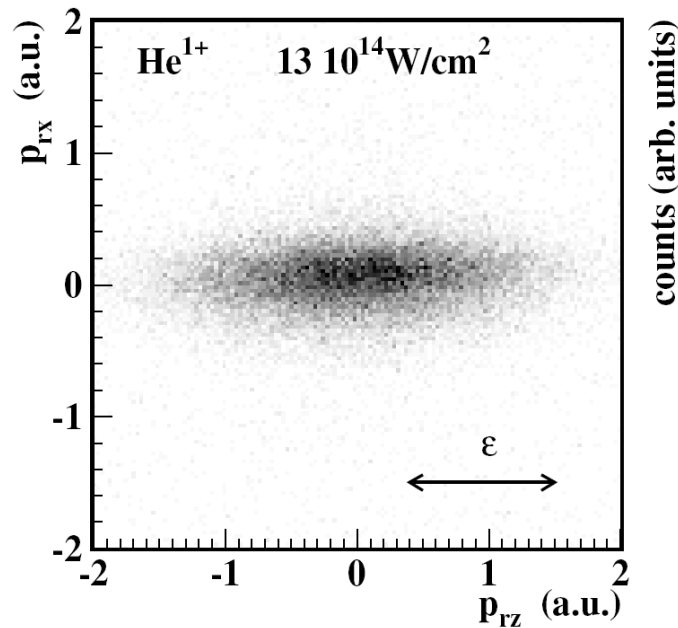


Abb. 4.6.: Impulsverteilungen für He^{1+} Ionen, die in einem Laserfeld von $2,9 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ bis $13 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ erzeugt wurden. Weitere Erklärung siehe Text. Aus [WWS⁺00]

der p_{rx} -Komponente des Impulses. Der Laser hat hierbei eine Feldstärke von $2,9 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ bis $13 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ bei einer Pulslänge von 220 fs. Durch einige Überlegungen kann gezeigt werden, dass die Impulsverteilung des Elektrons Aufschlüsse darüber gibt, zu welcher Laserperiode das System ionisiert worden ist[Cor93].

Ist der Keldyshparameter größer als 1, so überwiegt die Multiphotonionisation. Diese wird in der Theorie durch die Störungstheorie behandelt. Bei der Multiphotonionisation werden die Elektronen durch Absorption von mehreren Photonen ins Kontinuum ionisiert. Da sie jedoch noch nahe des Kerns sind, können sie weitere Photonen absorbieren. Wie in Abbildung 4.7 gezeigt ist, zeichnet sich dies durch diskrete Ringe in der Impulsverteilung aus. Diese zeigen, dass das Elektron verschieden viele Photonen absorbiert hat. Dabei hatte der Laser eine Intensität von etwa 10^{12} W/cm^2 .

In beiden Fällen wird die kinetische Energie der Elektronen durch das elektrische Feld des Lasers bestimmt. Um diesen Sachverhalt besser bezeichnen zu können, wurde der Begriff der ponderomotiven Energie U_p eingeführt. Sie bezeichnet die über die Zeit gemittelte kinetische Energie, die das Elektron in einem oszillierenden Laserfeld aufnimmt:

$$U_p = \frac{e^2 E^2}{4m_e \omega^2}$$

Die Gleichung zeigt, dass die ponderomotive Energie von der Amplitude des elektrischen Feldes E und der Frequenz des Laserlichtes ω abhängt. Bei dem häufig verwendeten Laserlicht, was eine Wellenlänge von etwa 800 nm besitzt, wird die kinetische Energie der Elektronen, also von der im Laserfeld aufgenommenen ponderomotiven Energie dominiert. Wird die Frequenz des Lichts erhöht, was gleichbedeutend mit einer Verringerung der Wellenlänge ist, und

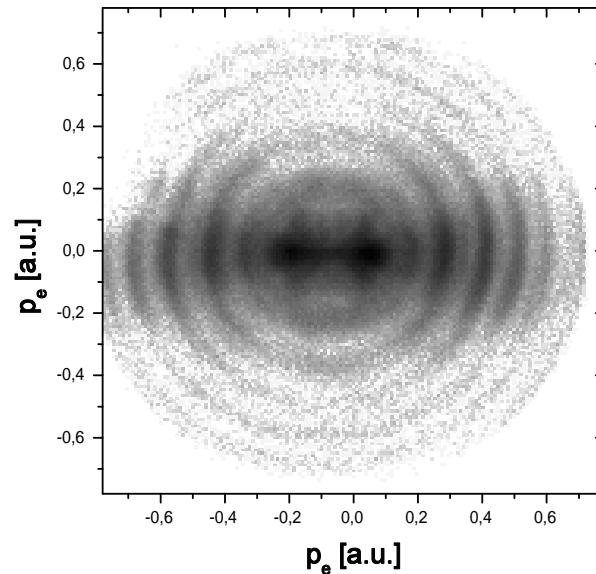
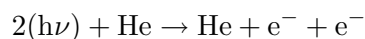


Abb. 4.7.: Impulsverteilung von einfachionisierten Argonatomen. Weitere Erklärung siehe Text. Aus [UMD⁺03]

die Amplitude des elektrischen Felds beibehalten, so wird die ponderomotive Energie kleiner. In diesem Fall wird die kinetische Energie der Elektronen wieder durch die Energie der Photonen dominiert.

In Grafik 4.4 ist gezeigt, dass dieser Bereich erst durch die Entwicklung von FELs (siehe Abschnitt 4.1) zugänglich gemacht wurde. Da der Keldyshparameter für diesen Intensitäts- und Wellenlängenbereich einen anderen Wert als für Laserintensitäten und -Wellenlängen annimmt, sollten die physikalischen Effekte, die hier auftreten, mit Hilfe der Störungstheorie erklärt werden können. Die theoretischen Vorhersagen für den absoluten Wirkungsquerschnitt der Doppelionisierung von Helium liegen allerdings um Größenordnungen auseinander (siehe unter anderem [NL01, NL07, FKE⁺06, IK07, PBLB03, FH03, HCC05]).

Der Flash FEL bietet nun erstmals die Möglichkeit, diesen Prozess auch experimentell zu untersuchen. Dies kann Klarheit darüber geben, welche der eben vorgestellten theoretischen Beschreibungen die Doppelionisation von Helium am Besten beschreibt. Die Reaktionsgleichung dazu lautet:



Hierbei wurde die Photonenenergie so gewählt, dass ein Photon nicht die Energie hat das Helium doppelt zu ionisieren.

4.3. Experimentelle Methode

Um dieses Experiment zu realisieren, wurde in Kollaboration mit der Arbeitsgruppe von Joachim Ullrich am Heidelberger Max-Planck-Institut für Kernphysik ein Coltrimssystem aufgebaut. Hierbei wurden spezielle Komponenten verbaut, um ein sehr gutes Vakuum zu erzielen. Ein Vakuum von ca. $1,0 \cdot 10^{-11}$ mBar ist Voraussetzung, dass die an der Reaktion beteiligten Fragmente in Koinzidenz nachgewiesen werden können. Das in diesem Aufbau verwendete Spektrometer hat eine Gesamtlänge von 50 cm, wobei es auf der Ionenseite 30 cm und auf der Elektronenseite 20 cm aufweist. Es wurde ein elektrisches Feld von 18 V/m verwendet, um die Heliumatome auf den Detektor zu geleiten. Sowohl die Elektronen, als auch die Ionen wurden unter Zuhilfenahme von Delaylinedetektoren mit quadratischer Anode nachgewiesen. Bei der Aufnahme der Signale der Detektoren kam Acqiris zur Verwendung. Es wurden zwei verschiedene Acqirisaufnahmesysteme verwendet. In einem ersten Experiment, aus dem die Ergebnisse von Neon gewonnen wurden (siehe Abschnitt 4.4), wurde ein Acqiris Multiinstrument mit zwei Digitizer Karten DC271 (siehe Abschnitt 1.2.5) verwendet. Wenn in diesem Fall die Signale der beiden Detektoren ausgelesen werden sollten, musste, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, diese zusammengemischt werden. Da, aus später beschriebenen experimentellen Gründen, nur ein Detektor ausgelesen wurde, sind die Kanäle wie folgt verwendet worden:

Acqiris Kanal 1	=	Ion x1
Acqiris Kanal 2	=	Ion x2
Acqiris Kanal 3	=	Ion y1
Acqiris Kanal 4	=	Ion x2
Acqiris Kanal 5	=	Ion mcp
Acqiris Kanal 6	=	FEL-Intensitäts Signal
Acqiris Kanal 7	=	nicht verwendet
Acqiris Kanal 8	=	nicht verwendet

In einem später durchgeführtem Experiment, bei dem das Heliumatom untersucht wurde, wurde ein erweitertes Acqirisaufnahmesystem verwendet. Dieses bestand aus einem Multiinstrument mit drei Digitizer Karten DC282 (siehe Abschnitt 1.2.5). Damit standen 12 unabhängige Kanäle zur Verfügung, so dass die Signale der beiden Detektoren nicht gemischt werden mussten. In diesem Fall wurden die Acqiriskanäle wie folgt belegt:

Acqiris Kanal 1	=	Ion x1
Acqiris Kanal 2	=	Ion x2
Acqiris Kanal 3	=	Ion y1
Acqiris Kanal 4	=	Ion x2
Acqiris Kanal 5	=	Elektron x1
Acqiris Kanal 6	=	Elektron x2
Acqiris Kanal 7	=	Elektron y1
Acqiris Kanal 8	=	Elektron y2
Acqiris Kanal 9	=	Ion MCP
Acqiris Kanal 10	=	Elektron MCP
Acqiris Kanal 11	=	Nicht genutzt
Acqiris Kanal 12	=	FEL-Intensitäts Signal

Die in Acqiris Kanal 6 bzw. 12 mitgeschriebenen Intensitätssignale des FEL wurden wie folgt gewonnen: Der FEL-Strahl wurde, nachdem er den COLTRIMS Aufbau durchlaufen hatte,

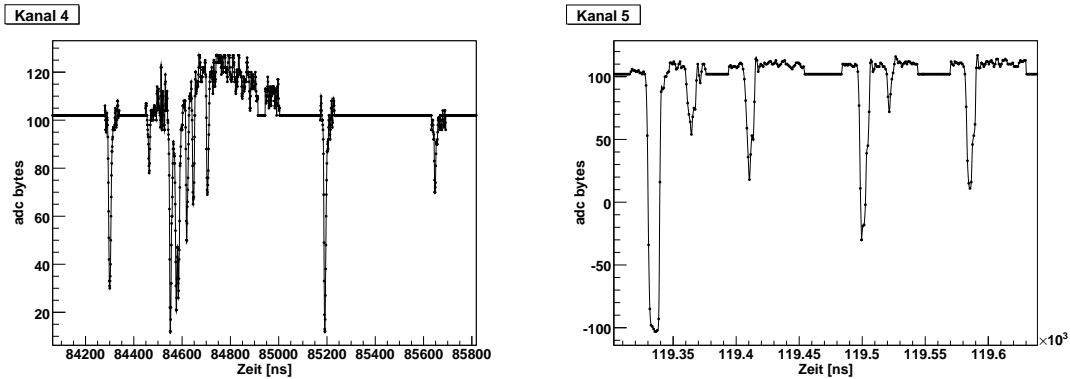


Abb. 4.8.: Beispielhaftes Ereignis aus Acqiris Kanal 4 und 5. Links: Kanal4. Rechts: Kanal 5.

auf einer unter Spannung stehenden Kupferplatte gestoppt. Aufgrund der hohen Intensität des Strahls induzierte dieser ein intensitätsabhängiges Signal auf der Kupferplatte. Dieses Signal wurde von der Kupferplatte elektronisch ausgekoppelt und als Intensitätssignal verwendet. Um es in Relation zur wirklichen Laserintensität zu setzen, wurde das Integral unter dem Signal ermittelt. Leider zeigte dieser Wert keinen linearen Zusammenhang zu der wirklichen FEL-Intensität. Damit ein linearer Zusammenhang bestehen konnte, wurde eine einfache in [MJF⁺07] beschriebene Transformation durchgeführt.

In dem zuerst durchgeführten Experiment war die Doppelphotoionisation des Heliums zu untersuchen. Zu diesem Zeitpunkt lieferte der FEL am Hasylab in Hamburg nicht die dazu notwendige Energie. Mit der zur Verfügung stehenden Photonenenergie konnte jedoch das Neonatom untersucht werden. Es stellte sich sehr schnell heraus, dass es nicht möglich war, dabei die Elektronen und die Ionen in Koinzidenz zu messen. Um das Neonatom bei dieser Lichtintensität zu doppelphotoionisieren, ist eine hohe Lichtintensität notwendig. Die hohe Lichtintensität reichte aus, um aus dem relativ geringen Restgas noch sehr viele Elektronen zu erzeugen. Das Vakuum betrug etwa $5 \cdot 10^{-10}$ mbar.

Beispielhaft ist in Abbildung 4.8 ein Ereignis dargestellt, in dem deutlich wird wie viele Elektronen durch die FEL Strahlung erzeugt wurden. In dieser Abbildung sind die Signale vom Ionendetektor für den Y1 Ausgang des Y-Layers (Kanal 4), sowie die Signale des Ionen-MCP (Kanal 5) dargestellt. Es sind jeweils unterschiedliche zeitliche Bereiche desselben Ereignisses aufgezeigt. Dabei ist in dem in Kanal 4 aufgezeigten Teilabschnitt des Ereignisses gut zu erkennen, dass so viele Teilchen auf dem Detektor landen, so dass sich die Grundlinie zu positiveren Spannungen verschiebt. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass sich die Kondensatoren der Auskoppelglieder durch die große Ladungsmenge aus dem MCP aufladen. Die Grundlinie fällt nach etwa $0,5 \mu\text{s}$ bis $1 \mu\text{s}$ wieder auf das vorherige Niveau zurück. Bei einem solchen Ereignis können die aufgenommenen Signale nicht mit den vorgestellten Methoden analysiert werden. Des Weiteren ist es nicht möglich, Koinzidenzen der Elektronen mit den Ionen zu finden. Aus diesem Grund wurde beschlossen, nur die Ionen zu untersuchen. In Abschnitt 4.4.1 werden die Ergebnisse dieses Experiments vorgestellt.

In dem oben schon angesprochenen, später durchgeführten Experiment, wurde durch Umbau am Jetsystem das Vakuum noch um eine Größenordnung verbessert. Es lag bei diesem Experiment bei etwa $3 \cdot 10^{-11}$ mBar. Ziel dieser Verbesserung war, nun die Möglichkeit zu besitzen

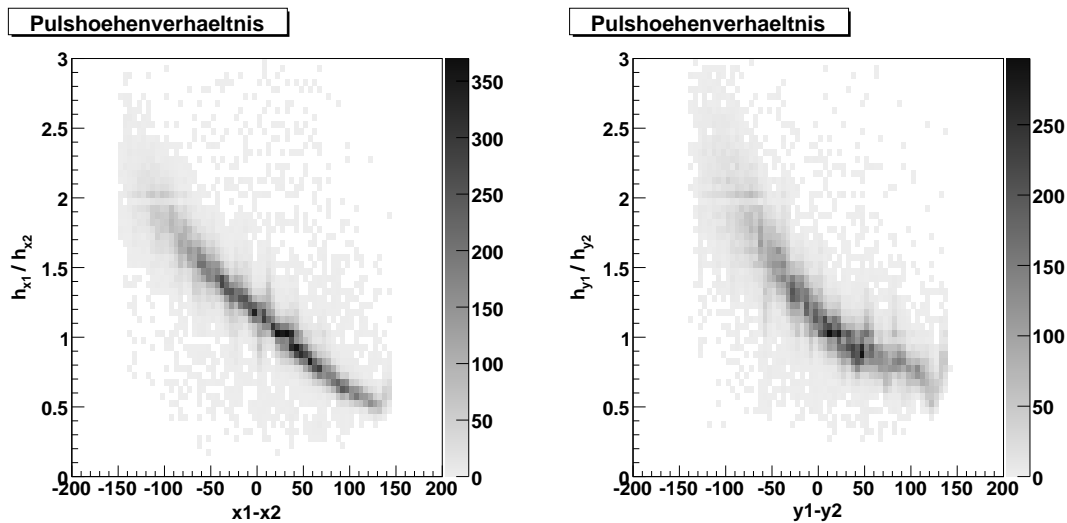


Abb. 4.9.: Pulshöhenverhältnis für X- und Y-Layer des Ionendetektors.

die Doppelphotoionisation von Helium bei der die Elektronen in Koinzidenz zu den Ionen gemessen werden, untersuchen zu können. In diesem Experiment konnte die dazu notwendige Photonenenergie vom FEL geliefert werden. Es stellte sich jedoch heraus, dass zur Erzeugung von doppelionisierten Heliumatomen eine deutlich höhere Lichtintensität als im vorherigen Experiment nötig ist. Diese ist so hoch, dass die aus dem Restgas entstehenden Elektronen es nicht erlauben, Elektronen und Ionen in Koinzidenz zu messen. Es war jedoch möglich, die Ionen alleine zu messen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Kapitel 4.4.2 dargelegt. Wurde die Lichtintensität verringert, konnten Ionen und Elektronen in Koinzidenz gemessen werden. Bei geringerer Lichtintensität konnte jedoch nur das Neonatom doppelt ionisiert werden. Die Ergebnisse dieses Experiments sind in einer Diplomarbeit, die von Moritz Kurka an der Universität Heidelberg angefertigt wurde, veröffentlicht worden [Kur07].

Landen sehr viele Ereignisse auf dem Detektor, so kann es zu Mehrdeutigkeiten bei der Zuweisung der Anodensignale zu den Detektorereignissen kommen. Die Zuweisung geschieht herkömmlicherweise über die Zeitsumme des Detektors (siehe Kapitel 1.2.4). In diesem Experiment landen sehr viele Teilchen auf dem Detektor. So kann dieses Experiment genutzt werden um herauszufinden welche zusätzlichen Informationen, die mit der neuen Auslesemethode zusätzlich gewonnen werden, verwendet werden können, um diese Mehrdeutigkeiten zu eliminieren.

Dazu wurde unter anderem das Pulshöhenverhältnis zwischen den Signalen der beiden Anodenenden betrachtet. In Abbildung 4.9 sind die Pulshöhenverhältnisse für den X-Layer und den Y-Layer des Detektors in Abhängigkeit vom Ort aufgezeigt. In diesen Abbildungen ist eine Abhängigkeit zwischen den beiden Signalen der Anodenenden des jeweiligen Layers zu erkennen. Diese zusätzliche Information wurde bei der Auswertung, der in diesem Kapitel vorgestellten Experimenten, jedoch nicht verwendet.

In Abbildung 4.10 sind die Pulshöhenverteilungen des Ionendetektors dargestellt. Sie zeigen, dass die Signale des Y-Layers kleiner als die des X-Layers sind. Des Weiteren zeigt sich, dass

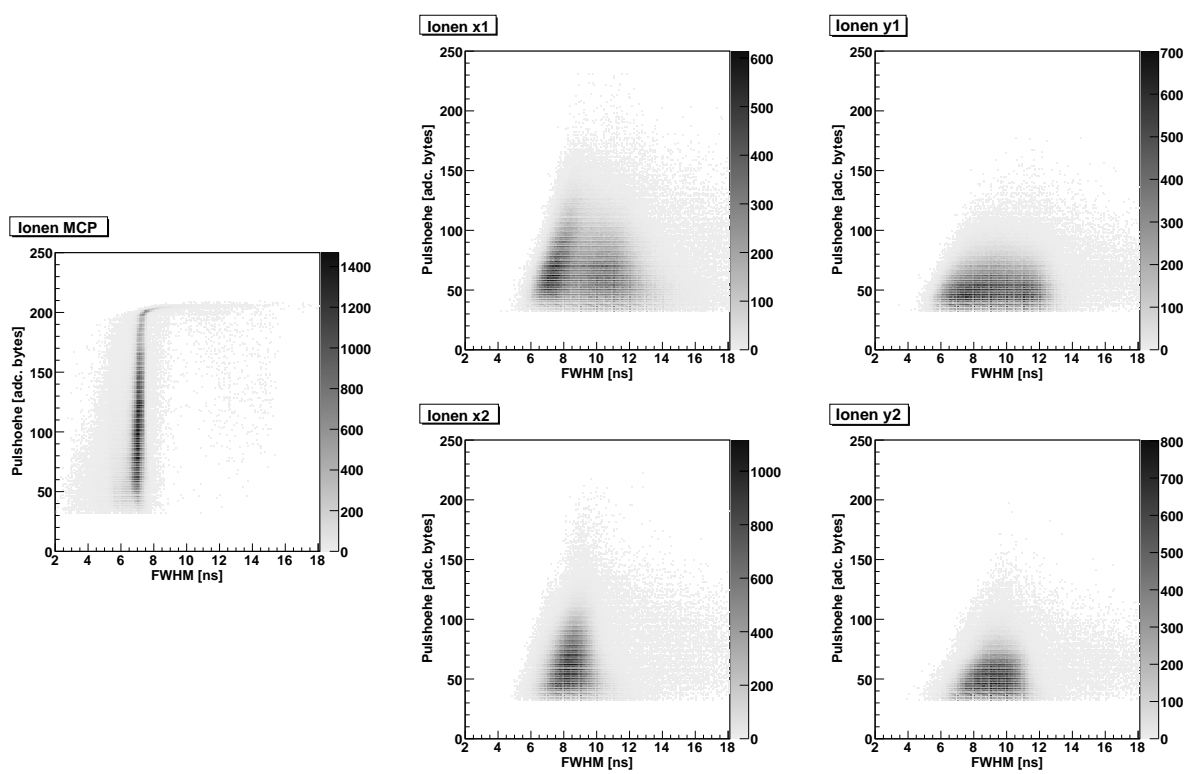


Abb. 4.10.: Pulshöhe gegen Pulsbreite der Signale des Ionendetektors.

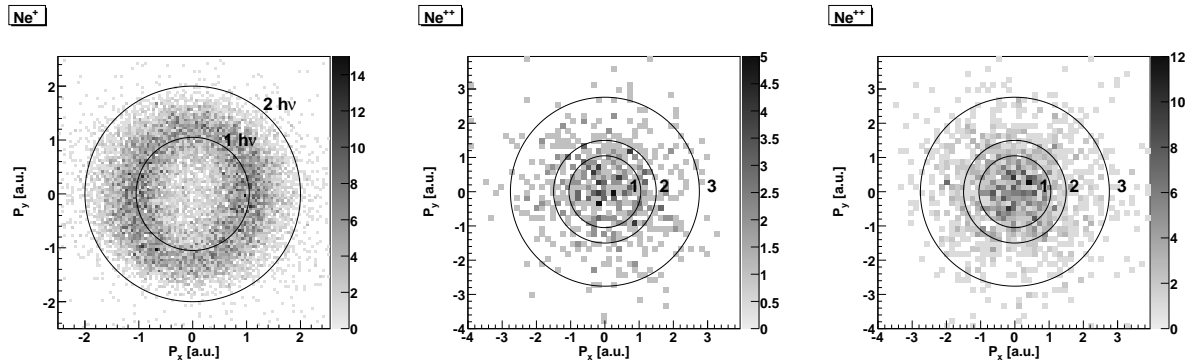


Abb. 4.11.: Impulsverteilungen von Ne^+ (links) und Ne^{++} (mitte und rechts) für unterschiedliche FEL Intensitäten. Weitere Erklärungen siehe Text. Aus [MJF⁺07].

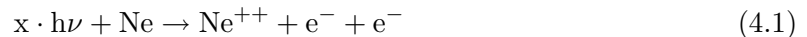
die Pulshöhenverteilungen der Anodensignale ähnlich schlecht sind, wie bei denen des in Kapitel 3 vorgestellten Elektronendetektors. Aus diesem Grund wurde für die Analyse der Signale auch in dem hier vorgestellten Experiment der Schwerpunktsalgorithmus verwendet.

4.4. Ergebnisse

4.4.1. Neon

Wie im vorherigen Abschnitt besprochen, wurde im ersten Experiment mit FEL Strahlung aus experimentellen Gründen das Neonatom untersucht. In diesem Experiment lag die Wellenlänge des Lichts bei 32 nm. Dies entspricht einer Photonenenergie von etwa 38,8 eV.

In Abbildung 4.11 sind die Impulsverteilungen des Neonatoms aufgezeigt. Hierbei sind die Reaktionen



und



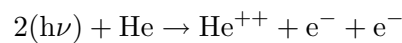
verdeutlicht worden. Es sind jeweils die y-Komponente gegen die x-Komponente des Impulses aufgetragen worden. Die Polarisationsachse des linear polarisierten Lichts ist dabei parallel zur P_y Impulskomponente ausgerichtet. Die Propagationsrichtung der FEL-Strahlung steht senkrecht auf den beiden gezeigten Impulskomponenten. In der linken Grafik ist die Impulsverteilung von einfach ionisiertem Neon zu sehen. Dies entspricht einer Reaktion wie sie in Gleichung 4.1 aufgezeigt ist. Die Grafik in der Mitte und Rechts zeigen Impulsverteilungen für doppelt ionisiertes Neon. Die in Abbildung 4.11 dargestellten Impulsverteilungen unterscheiden sich des Weiteren durch unterschiedliche Intensität der FEL-Strahlung. So liegt die FEL-Intensität in der mittleren und linken Grafik bei $I < 3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Die Intensität der rechtsstehenden Grafik beträgt $I > 2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Die beiden Grafiken, die die Impulsverteilungen von doppelt ionisiertem Neon zeigen, sind über alle Ereignisse der nicht dargestellten P_z Komponente des Impulses integriert worden. In der Impulsverteilung des einfach ionisierten Neons wurde die P_z Komponente des Impulses auf $|P_z| < 0,1 \text{ a.u.}$ eingeschränkt. Die in der linken Grafik gezeigten Ringe verdeutlichen die maximalen Impulse, die auf das

Neonatom übertragen werden können, wenn das Atom ein (innerer Ring) bzw. zwei Photonen (äußerer Ring) absorbiert. Die Absorption von einem Photon resultiert in einem maximalen Impuls von 1,05 a.u. Bei der Absorption von zwei Photonen wird ein Impuls von maximal 2,00 a.u. auf das Atom übertragen. Ein Großteil der Ereignisse liegt auf dem inneren Ring, der der Absorption von einem Photon entspricht. Unter dem Ring, der der Absorption von zwei Photonen entspricht, liegen fast keine Ereignisse, was dafür spricht, dass dieser Prozess nicht stattfindet.

In der mittleren und rechts stehenden Grafik sind drei Ringe eingezeichnet. Der zweite Ring verdeutlicht den maximalen Impuls von 1,5 a.u. den die Elektronen auf den Kern übertragen können, wenn das Atom zwei Photonen sequentiell absorbiert. Falls die Doppelionisation über die Absorption von drei Photonen stattfindet, können die Elektronen einen maximalen Impuls von 2,76 a.u. auf den Kern übertragen. Dies ist durch den dritten Kreis verdeutlicht. In der mittleren und der rechten Grafik befindet sich die Mehrheit der Ereignisse innerhalb des ersten Kreises, welcher einen Radius von 1,05 a.u. hat. Die Ereignisse innerhalb dieses Kreises repräsentieren Reaktionen, bei denen die beiden Elektronen mit vergleichbaren Energien in entgegengesetzte Richtung emittiert wurden.

4.4.2. Helium

Aufgrund der niedrigen Repetitionsrate des FEL und aufgrund von im vorherigen Abschnitt erwähnten experimentellen Schwierigkeiten, war es nicht möglich bei der Reaktion



die beiden Elektronen nachzuweisen. Da nur die Ionenimpulse gemessen wurden, können nur Aussagen über die Summe der beiden Elektronenimpulse gemacht werden.

In diesem Experiment lag die Energie der FEL-Strahlung bei etwa 44 eV pro Photon. Die Doppelphotoionisationsgrenze von Helium liegt bei 79 eV. Aus diesem Grund kann die Zweifachionisation des Heliums nur durch die Absorption von zwei oder mehr Photonen geschehen. Um zu verhindern, dass diese Reaktion auch durch höher harmonische Lichtfrequenzen der FEL-Strahlung hervorgerufen werden, wurden spezielle Filter in das Strahlrohr eingefahren. Diese absorbieren die höher harmonischen Lichtfrequenzen der FEL Strahlung und lassen nur die fundamentale Lichtfrequenz durch. In Abbildung 4.12 sind rechts die Ergebnisse dieser Messung dargestellt. Dort ist die Impulsverteilung des durch die FEL Strahlung doppelt ionisierten Heliums dargestellt. Im Vergleich dazu, sind in der linksstehenden Grafik die Impulsverteilung von doppelt ionisiertem Helium mit 80 eV Photonen aus Synchrotronstrahlung gezeigt. Auf der x-Achse sind jeweils die Impulskomponenten entlang der Polarisationsrichtung der Photonen (P_z in der linken Grafik und P_x in der rechten Grafik genannt) aufgetragen. Die Ausbreitungsrichtung des Photonenstrahls steht dabei senkrecht auf den dargestellten Impulskomponenten. Die nicht gezeigten Impulskomponenten wurden in der rechten Darstellung auf $|P_y| < 0,5$ a.u. eingeschränkt. In der linken Grafik wurde sie auf $|P_x| < 0,1$ a.u. eingeschränkt. Die eingezeichneten Kreise verdeutlichen den maximalen Impuls, den die Kerne durch den Rückstoß der Elektronen erhalten können.

Es zeigt sich, dass die Impulsverteilung des durch FEL Strahlung doppelt ionisierten Heliums ein angedeutetes Maximum im Mittelpunkt der Verteilung besitzt. Die Impulsverteilung des durch Synchrotronstrahlung doppelt ionisierten Heliums weist dagegen zwei Maxima auf. Diese sind entlang der Polarisationsrichtung ausgerichtet. Dass das Maximum in der rechten

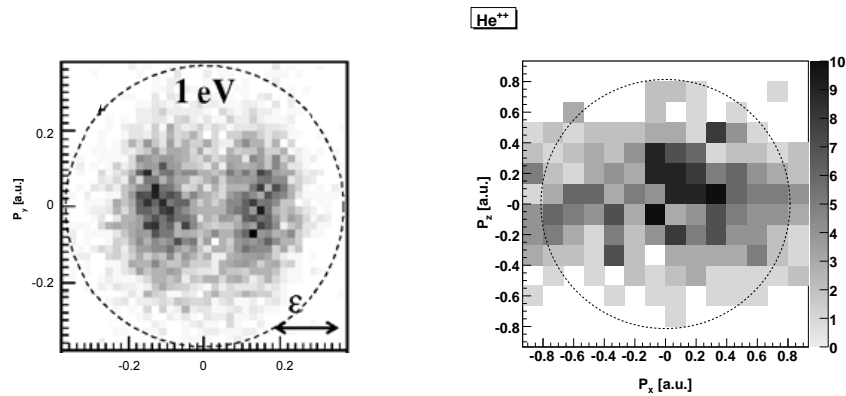
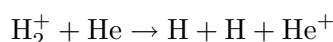


Abb. 4.12.: Photodoppelionisation von Helium. Vergleich von Synchrotronstrahlung mit FEL Strahlung. Linke Grafik Experiment, rechte Grafik aus. Weitere Erklärung siehe Text. [KWW⁺02]

Grafik im Mittelpunkt liegt besagt, dass die beiden emittierten Elektronen höchstwahrscheinlich mit gleicher Energie in entgegengesetzte Richtungen emittiert wurden. Diese Emission ist für einen Einphotonenprozess aufgrund der Drehimpuls- und Paritätsauswahlregeln verboten.

5. Analyse von Detektorsignalen

In den vorherigen Kapiteln wurde gezeigt, wie Moleküle und Atome mit Hilfe von Photonen untersucht werden können. Es gibt jedoch auch die Möglichkeit Moleküle und Atome durch einen Ionenstrahl zu fragmentieren. Dazu wurde die Reaktion



untersucht. Es handelt sich hierbei um einen so genannten dissoziativen Elektroneneinfang. Dabei wird ein Elektron von dem Heliumatom an das Wasserstoffmolekülion abgegeben. Das Wasserstoffmolekül kann dabei in einem dissoziierenden Endzustand landen. Dies hat zur Folge, dass das Molekül fragmentiert.

Um möglichst alle Informationen dieser Reaktion zu erhalten, müssen alle beteiligten Teilchen, insbesondere die beiden Teilchen des dissoziierenden Wasserstoffmoleküls, nachgewiesen werden. Aufgrund der Tatsache, dass der Molekülionstrahl eine hohe Geschwindigkeit hat, kommen die beiden Fragmente des Wasserstoffmoleküls ungünstig auf dem Detektor an. Ist die Molekülachse parallel zum Detektor ausgerichtet, so treffen die beiden Teile gleichzeitig auf dem Detektor auf. Ist sie jedoch senkrecht zur Detektorebene ausgerichtet, so treffen sie am gleichen Ort auf. Die experimentelle Herausforderung besteht also darin, die Totzeit des nachweisenden Detektors möglichst klein zu halten. Aus diesem Grund eignet sich das neue Aufnahmesystem bestens für diese Art von Experiment.

Im Folgenden werden jedoch nicht die Ergebnisse der Reaktion untersucht, sondern es wird auf die Signale bzw. deren Analyse eingegangen. Die Signale, die von diesen Detektoren erzeugt werden, sind so gut, dass die Güte des Constant Fraction Algorithmus überprüft werden kann. Im ersten Teil des Kapitels wird überprüft, wieviel weniger Totzeit auf den Detektoren bei Verwendung der einzelnen Varianten des CFA zustande kommt. In einem weiteren Teil wird dann darauf eingegangen, wie gut die Positionsbestimmung der Signale mit dem CFA ist. Dies wird sowohl für Einzel- als auch für Doppelsignale durchgeführt. Desweiteren werden mit dem neuen Aufnahmesystem Informationen zur Verfügung gestellt, die es erlauben spezielle, ansonsten nicht erklärable, Strukturen auf dem Detektor näher zu untersuchen. Dies wird im letzten Teil dieses Kapitels erläutert.

5.1. Experimenteller Hintergrund

Um die Reaktion zu untersuchen wird die Coltrims Methode (siehe Kapitel 1.2.1) verwendet. Hierbei wurde ein Spektrometer mit abschließendem Detektor, der eine quadratische Anode besaß, 90° zur Strahlachse aufgebaut. Dieser soll die Heliumionen nachweisen. Ein hexagonaler Detektor wurde in die Strahlachse gebaut um die dissoziierenden Wasserstoffatome nachzuweisen. Der Primärstrahl wird mit Hilfe von Kondensatorplatten (Steerer) umgelenkt, so dass er nicht auf diesen Projektildetektor auftrifft (siehe Abb. 5.1). Der Abstand zwischen dem, durch den Jet und den Molekülstrahl aufgespannten, Interaktionsvolumen und dem Projektildetektor beträgt 85 cm. Um die Heliumionen mit einem Raumwinkel von 4π auf den

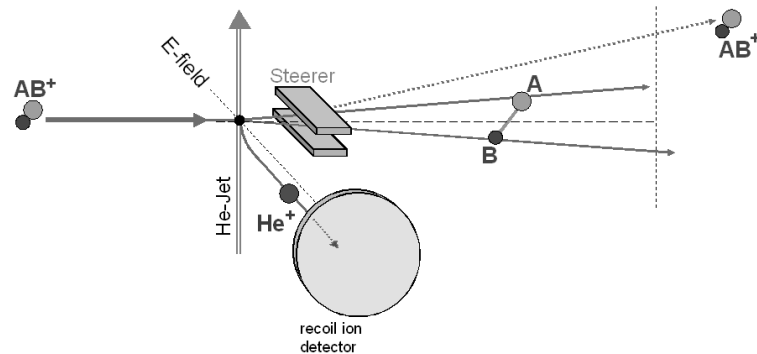


Abb. 5.1.: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. Mit AB^+ wird das Molekülion bezeichnet.

Ionendetektor zu lenken, wurde ein spezieller Spektrometernaufbau verwendet. Es besteht aus einer Beschleunigungsstrecke mit einer ortsfokussierenden Linse und einer Driftregion. Die Gesamtlänge des Spektrometers beträgt 49,2 cm. Dabei befindet sich das Interaktionsvolumen 2,5 cm vom Beginn des Spektrometers entfernt. Die ortsfokussierende Linse hat einen Abstand von 4,4 cm vom Interaktionsvolumen. Nach weiteren 2,5 cm beginnt die feldfreie Driftstrecke. Diese wurde nicht durch ein Gitter von der Beschleunigungsstrecke getrennt. Über die Beschleunigungsstrecke des Spektrometers wurde ein elektrisches Feld von 15,5 V/cm angelegt, dass die Heliumionen auf den Ionendetektor lenken soll.

Die Signale der beiden Detektoren wurden von einem Acqirismultiinstrument mit zwei DC271 Digitizerkarten aufgenommen. Da bei diesem Experiment ein hexagonaler und eine quadratischer Detektor verwendet wurden, sind 12 Kanäle notwendig, um alle Signale der beiden Detektoren getrennt aufzunehmen. In dem Multiinstrument standen jedoch nur acht Kanäle zur Verfügung. Aus diesem Grund mussten die Signale der beiden Kanäle zusammengemischt werden. Dabei galt folgende Kanalbelegung:

Acqiris Kanal 1	=	Projektil u1	&	Ion v2
Acqiris Kanal 2	=	Projektil u2	&	Ion v1
Acqiris Kanal 3	=	Projektil v2	&	Ion u1
Acqiris Kanal 4	=	Projektil v1	&	Ion u2
Acqiris Kanal 5	=	Projektil w1		
Acqiris Kanal 6	=	Projektil w2		
Acqiris Kanal 7	=	Projektil mcp		
Acqiris Kanal 8	=	Ion mcp		

In diesem Experiment wurde ein Trigger verwendet, der es erlaubte, die Signale der beiden Detektoren über die Auftreffzeiten zu unterscheiden. Dies erlaubte es, die Signale mit gleicher Polarität aufzunehmen und somit doppelte Auflösung in der Spannung zu erhalten. Das wurde dadurch erreicht, dass die Grundlinie, mit einem Offset von -800 mV versehen wurde. Die Fullscale lag dabei bei 1200 mV. Dies galt für alle Kanäle bis auf die Kanäle 5 und 6. Diese beinhalten die Signale des innersten Layers der Hexagonalen Anode. Diese sind immer kleiner als die restlichen Signale dieser Anode. Aus diesem Grund wurde hier eine Fullscale von 1000 mV gewählt, wobei die Grundlinie mit einem Offset von -400 mV versehen wurde. Die Signale der beiden Detektoren, die von einem Ereignis stammen, kamen innerhalb von 12000 ns auf. Deshalb wurde ein Zeitfenster von 12000 ns gewählt.

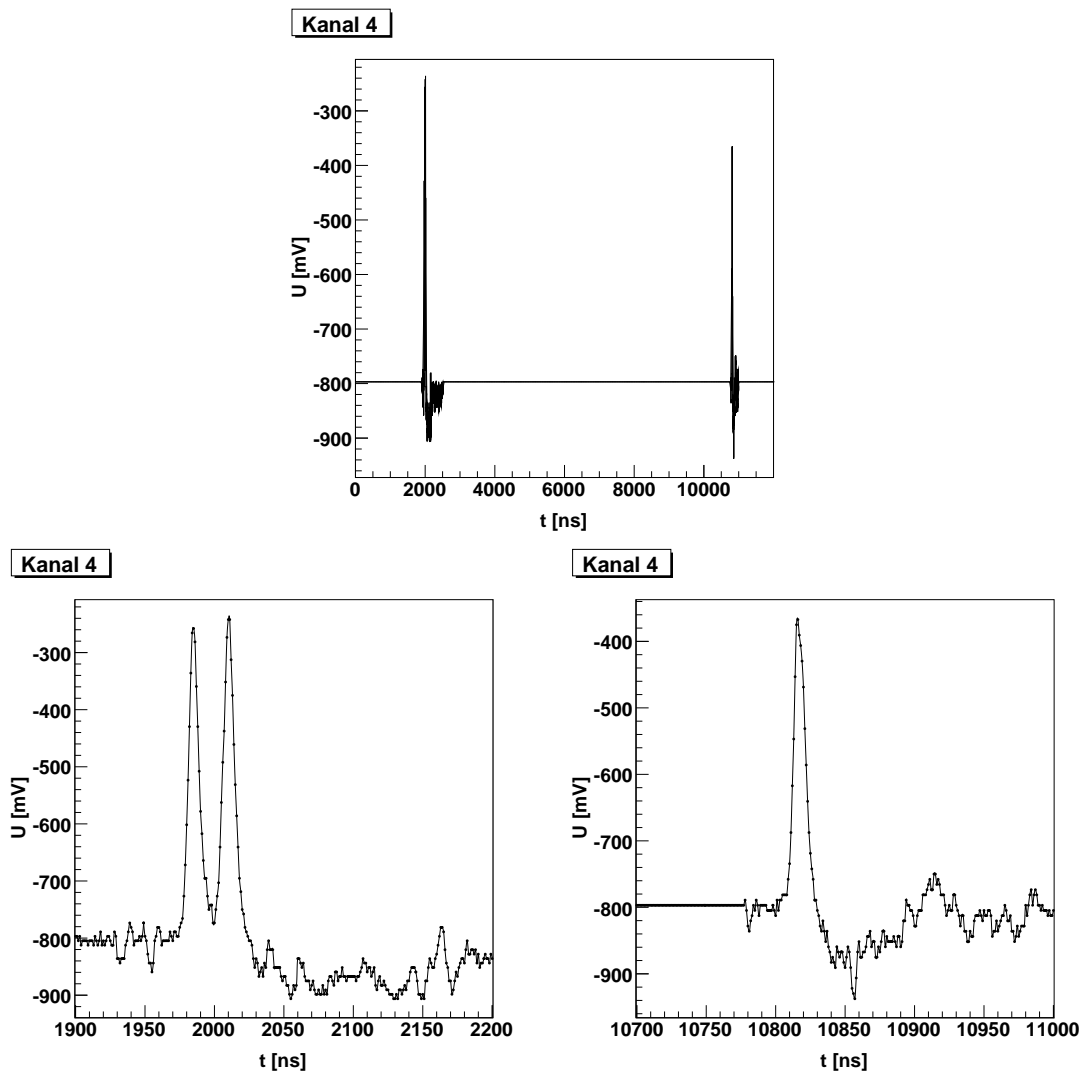


Abb. 5.2.: Beispielhafte Darstellung eines Ereignis anhand Kanal4. Oben: Ganzes Ereignis. Unten Links: Vergrößerung des Projektilsignals. Unten Rechts: Vergrößerung des Ionensignals.

In Abbildung 5.2 ist beispielhaft ein Ereignis aufgetragen. Gezeigt ist Kanal 4 des Acqiris-multiinstruments. Es sind demnach das v1 Signal des Projektildetektors und das u2 Signal des Ionendetektors zu sehen. Aufgrund des speziellen Triggers lagen die Signale des Projektildetektors in einem zeitlichen Abschnitt von 500 ns bis 5000 ns. Die des Ionendetektors lagen dabei in einem zeitlichen Abschnitt von 10500 ns bis 11000 ns.

In der obigen Grafik von Abbildung 5.2 ist eine Übersicht über das gesamte Ereignis gezeigt. Das Signal links stammt vom Projektildetektor und das Signal rechts vom Ionendetektor. Die Grafiken im unteren Teil dieser Abbildung zeigen die Vergrößerungen der Signale auf. Wie man erkennen kann, handelt es sich bei Signal des Projektildetektors um ein Doppelsignal. Die Signale wurden mit Hilfe CFA untersucht. Dabei wurden folgende Einstellungen für die verschiedenen Signale verwendet:

Projektildetektor				
Signal	Delay	Fraction	Walk	Threshold
u1	4 [ns]	0,6	10 [mV]	150 [mV]
u2	4 [ns]	0,6	10 [mV]	150 [mV]
v1	4 [ns]	0,6	10 [mV]	150 [mV]
v2	4 [ns]	0,6	10 [mV]	150 [mV]
w1	4 [ns]	0,6	10 [mV]	75 [mV]
w2	4 [ns]	0,6	10 [mV]	75 [mV]
mcp	3 [ns]	0,6	10 [mV]	50 [mV]

Ionendetektor				
Signal	Delay	Fraction	Walk	Threshold
u1	5 [ns]	0,4	0 [mV]	250 [mV]
u2	5 [ns]	0,4	0 [mV]	250 [mV]
v1	5 [ns]	0,4	0 [mV]	250 [mV]
v2	5 [ns]	0,4	0 [mV]	250 [mV]
mcp	3 [ns]	0,4	10 [mV]	100 [mV]

Die gewonnenen Signale wurden mit Hilfe einer von Achim Czasch entwickelten Sortierroutine Auftreffereignissen auf dem Detektor zugeordnet.

5.2. Ergebnisse

5.2.1. Pulshöhenverteilungen

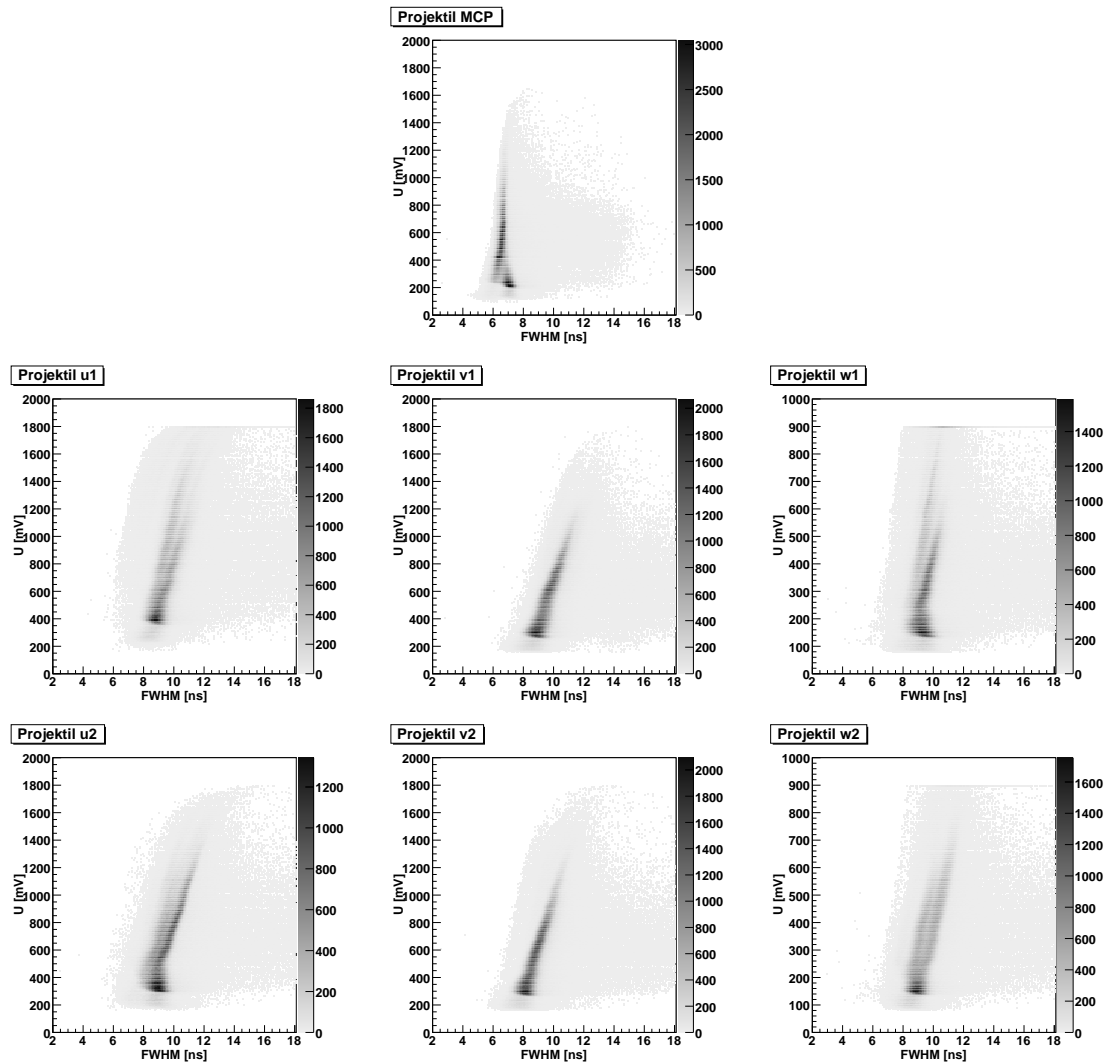


Abb. 5.3.: Pulshöhe gegen Pulsbreite der Signale des Projektill Detektors

In den Abbildungen 5.3 und 5.4 sind die Pulsbreiten gegen die Pulshöhen der Signale der beiden Detektoren dargestellt. Wie man im Vergleich mit den in den vorherigen Kapiteln dargestellten Pulsbreiten sehen kann, weisen die hier gezeigten keine so große Abhängigkeit von der Pulshöhe auf. Sie entsprechen mehr den theoretischen Signalen, die in Abbildung 2.2 in Kapitel 2 gezeigt werden.

In den Abbildungen sind jedoch Strukturen in den Pulshöhenverteilungen zu erkennen. Die Signale des U und W Layers weisen zwei Häufungen auf, die eine Arte Linie bilden. Diese Linien laufen bei niedrigen Pulshöhen zusammen. Des Weiteren zeigen die Signale des MCP bei einer Pulshöhe von etwa 250 mV und einer Pulsbreite von etwa 7 ns eine weitere Intensitätserhöhung auf. Die Herkunft dieser Strukturen wird in Abschnitt 5.2.4 untersucht.

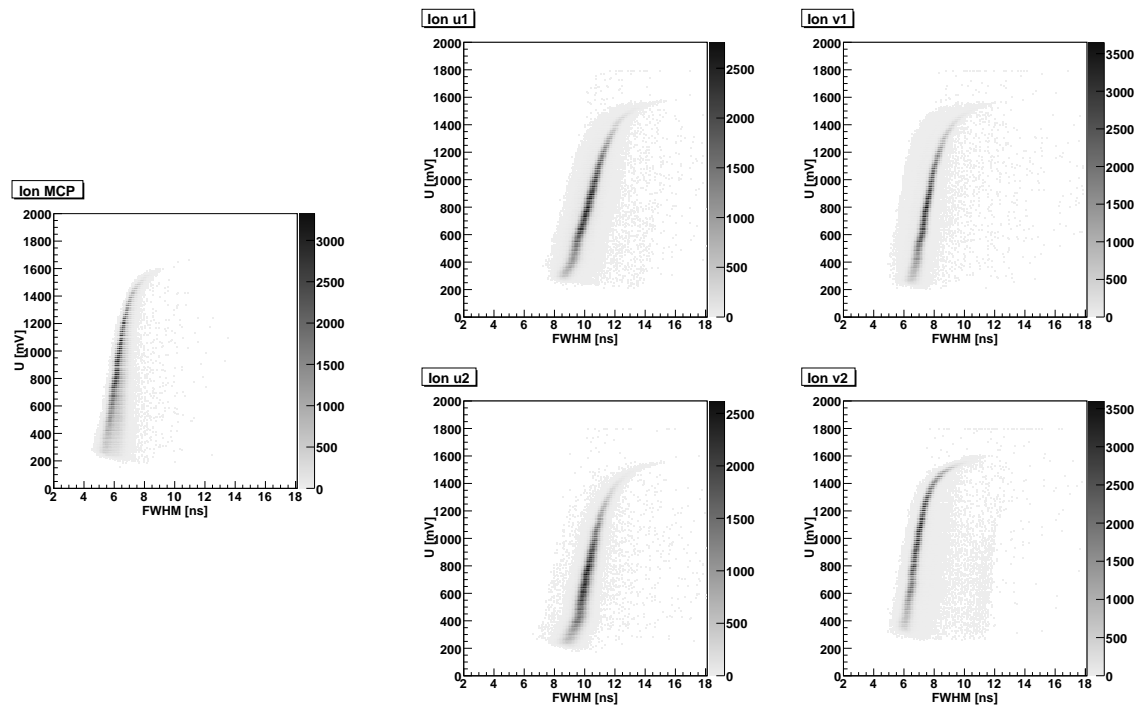


Abb. 5.4.: Pulshöhe gegen Pulsbreite der Signale des Ionen Detektors

Die Signale des Ionendetektors fangen an ab einer Pulshöhe von etwa 1400 mV abzuknicken. Dies ist ein Indiz dafür, dass der Vorverstärker Signale ab einer Pulshöhe von 1400 mV nicht mehr linear verstärken kann.

5.2.2. Totzeit der verschiedenen Methoden

Die bei diesen Detektoren vorhandenen Signalformen erlaubten es, die in Kapitel 2.4 vorgestellten Methoden zur Analyse von Doppelsignalen an realen Signalen zu überprüfen. In diesem Abschnitt werden die von den einzelnen Methoden hervorgerufenen Totzeiten untersucht.

In den Grafiken von Abbildung 5.5 sind die Totzeiten des Detektors für verschiedene Metho-

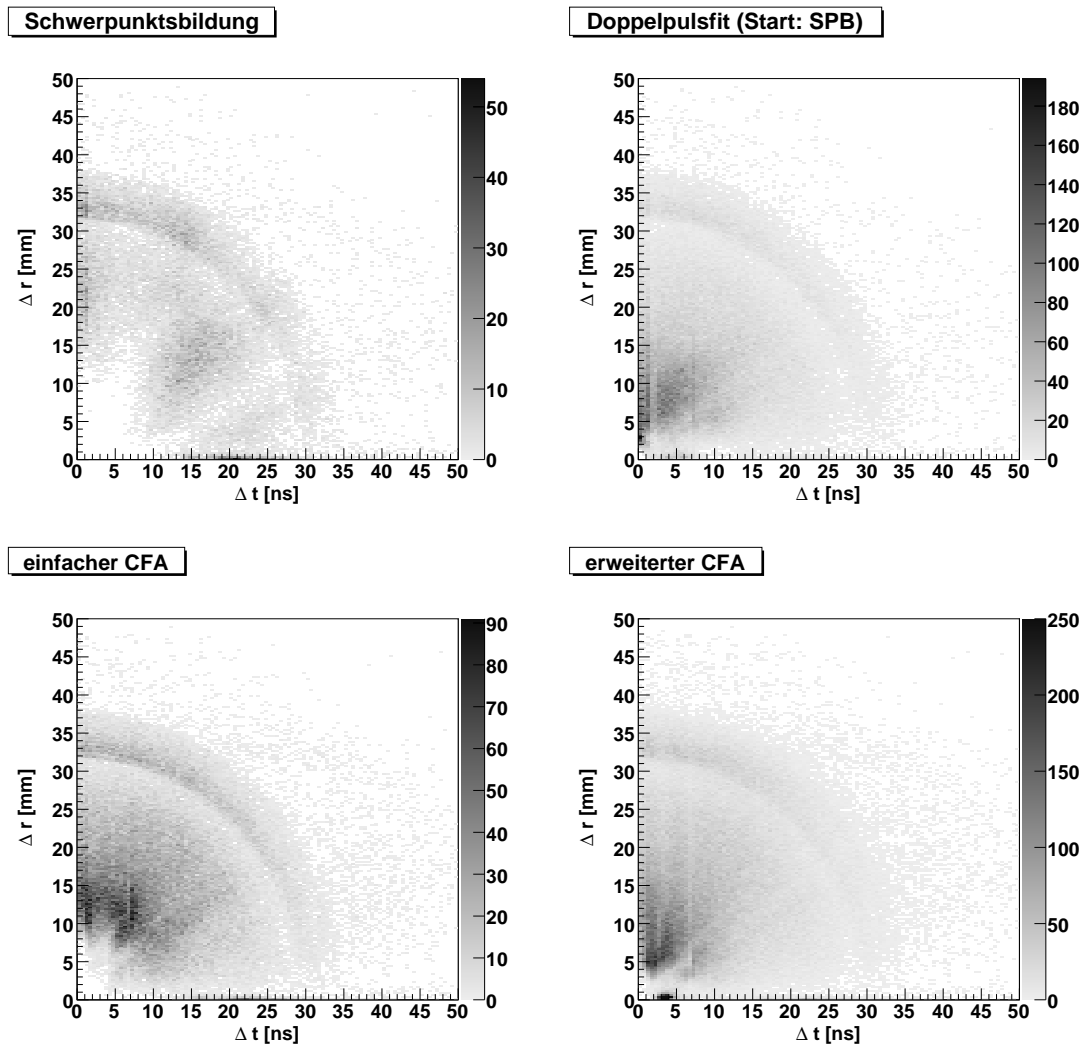


Abb. 5.5.: Totzeitdiagramme im Vergleich. Obere Reihe: Schwerpunktalgorithmus, rechts mit zusätzlichem Pulsfit. Untere Reihe: links einfacher CFA, rechts erweiterter CFA. Weitere Erklärung siehe Text.

den der Doppelsignalanalyse aufgetragen. Hierbei wurde jeweils der räumliche Abstand des Einschlags von zwei Teilchen auf dem Detektor gegen deren zeitlichen Abstand aufgetragen. Dabei sind in der oberen Reihe die Ergebnisse der Methoden Schwerpunktalgorithmus (links) und Doppelpulsfit (rechts) dargestellt. In der unteren Reihe befinden sich die Ergebnisse, die mit den Methoden einfacher CFA (links) und erweiterter CFA (rechts) gewonnen werden. Wie man erkennen kann, kann der Schwerpunktalgorithmus zwei Teilchen, die etwa 10 mm

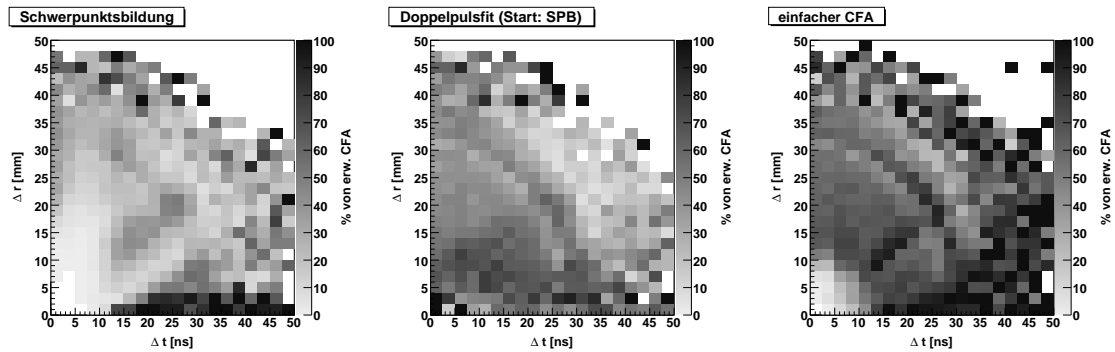


Abb. 5.6.: Totzeitdiagramme im Verhältnis zum erweiterten CFA. Links: Schwerpunktalgorithmus. Mitte: mit zusätzlichem Pulsfit. Rechts: einfacher Constant Fraction Algorithmus. Weitere Erklärung siehe Text.

auseinanderliegen und einen zeitlichen Abstand von 8 ns haben, nicht voneinander trennen. Diese Totzeit verringert sich jedoch drastisch, sobald ein Doppelpulsfit durchgeführt wird. Die Startwerte für den Doppelpulsfit wurden dabei aus dem Schwerpunktalgorithmus gewonnen. Wird anstatt des Schwerpunktalgorithmus der einfache CFA verwendet, so kann man erkennen, dass dieser eine geringere Totzeit als der Schwerpunktalgorithmus aufweist. Dies deckt sich mit dem Ergebnissen, die in Kapitel 2.4.2 beschrieben wurden. Das Totzeitloch liegt mit dem Schwerpunktalgorithmus bei einem Abstand von etwa 4 mm und 4 ns. Werden die Signale mit Hilfe des in Kapitel 2.4.2 vorgestellten, erweiterten CFA analysiert, so wird auch hier das Totzeitloch deutlich kleiner gegenüber dem einfachen CFA. Wie man jedoch erkennen kann, befindet sich eine Überhöhung von Ereignissen bei 0 mm bis 1 mm und etwa 3 ns bis 4 ns. Diese Überhöhung ist zurückzuführen auf die schon besprochene Mehrfacherkennung desselben Signals. In diesen Fällen wird vom Originalsignal nicht genügend abgezogen, da die Steigung der führenden Flanke durch Störung nicht genau genug bestimmt werden kann. Dadurch bleibt nach dem Abziehen noch ein geringes Signal übrig, das im nächsten Durchlauf wieder gefunden wird. Die Störung wird durch die führende Flanke des zweiten Signals hervorgerufen.

In Abbildung 5.5 sind die Totzeiten des Detektors für verschiedene Methoden im Verhältnis zu der Methode des erweiterten CFA aufgezeigt. Sie wurden erzeugt, indem die einzelnen Histogramme aus Abbildung 5.5 durch das Histogramm geteilt wurde, dass die Ergebnisse des erweiterten CFA repräsentiert.

Es zeigt sich, dass bei der Schwerpunktbildung und beim einfachen CFA im Bereich von kleinen Zeiten und Abständen¹ weniger Einträge vorhanden sind als beim erweiterten CFA. In diesem Bereich sind beim Doppelpulsfit jedoch genauso viele Einträge wie beim erweiterten CFA vorhanden. Werden die Verhältnisse der Schwerpunktbildung und des Doppelpulsfits mit dem Verhältnis des einfachen CFA verglichen, so zeigt sich, dass bei ersteren in großen Bereichen deutlich weniger Einträge vorhanden sind als beim erweiterten CFA. So sind in diesen Bereichen bei der Schwerpunktbildung nur etwa 30 % und beim Doppelpulsfit etwa 50 % der Einträge des erweiterten CFA vorhanden. Dahingegen sind beim einfachen CFA in diesen Bereichen etwa 70 % der Einträge des erweiterten CFA vorhanden. Dies zeigt, dass die vorhandenen Signale besser von dem Constant Fraction Algorithmus verarbeitet werden

¹Im Folgenden wird dieser Bereich „Totzeitbereich“ genannt. Die Bereiche, die sich außerhalb des Totzeitbereichs befinden, werden „große Bereiche“ genannt.

können. Da der Doppelpulsfit auf die Ergebnisse des Schwerpunktsalgorithmus aufbaut, kann dieser nicht so viele Einträge besitzen, wie der erweiterte CFA.

Aufgrund der Tatsache, dass der erweiterte CFA auf den einfachen CFA aufbaut, sollte in der Grafik, die die Verhältnisse des einfachen CFA repräsentiert, der große Bereich bei 100 % liegen. Diese Bereiche haben jedoch nur 70 % der Einträge des erweiterten CFA. Dies kann daran liegen, dass beim Zuordnen der Signale zu Detektorereignissen durch den vorher erwähnten Sortieralgorithmus mehr gute Kombinationen gefunden werden.

5.2.3. Auflösung

Einzel Signale

Es gibt verschiedene Verfahren wie die Genauigkeit der Positionsbestimmung bei Einzelsignalen festgestellt werden kann. In diesem Kapitel wird eine Methode vorgestellt, die unter zu Hilfenahme von Zeitsummen die Genauigkeit bestimmen kann. Im nächsten Kapitel 6 wird eine weitere Methode vorgestellt.

Um herauszufinden wie gut die Positionsbestimmung ist, muss die Zeitsumme des einen

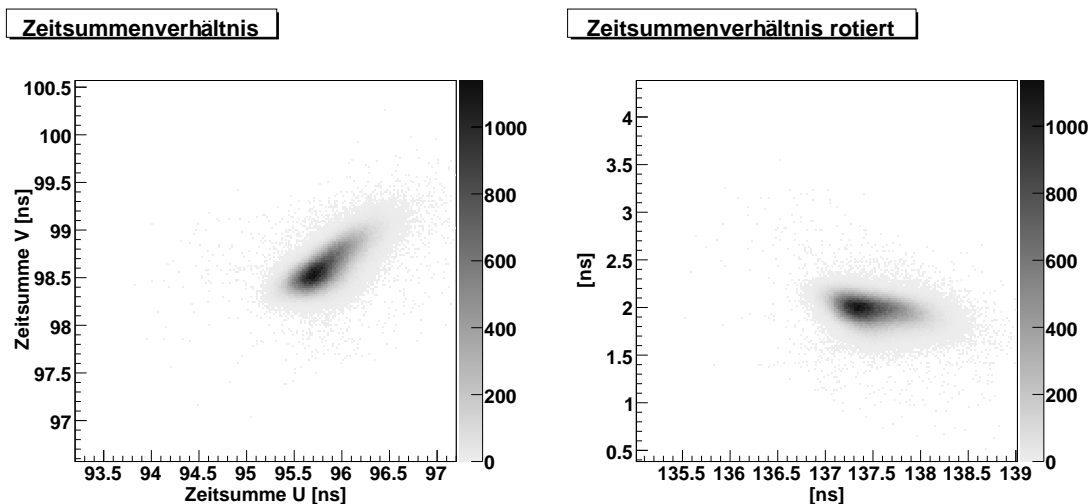


Abb. 5.7.: Links: Zeitsummen des Ionendetektors gegeneinander geplottet. Rechts: Gleiches Bild wie links, allerdings um 45° gedreht. Die Breite der Verteilung ist ein Maß für die Auflösung.

Layers gegen die Zeitsumme des anderen Layers aufgetragen werden. Da die Zeitsumme meist vom Auftreffort auf dem Detektor abhängt, muss hierbei der Ort eingeschränkt werden. Wird diese Einschränkung nicht vorgenommen, würde so ein zusätzlicher Fehler von 1 – 2 ns entstehen. Werden die Zeitsummen der beiden Layer mit dieser Bedingung gegeneinander aufgetragen, so ergibt sich eine diagonale Verteilung. Diese ist in Abbildung 5.7 in der linken Grafik zu sehen. Die Breite dieser Verteilung enthält nicht mehr den Fehler, den das MCP Signal zur Unschärfe beiträgt. Um die Breite der Verteilung zu ermitteln, wird diese Verteilung um 45° gedreht. Dies ist in Abbildung 5.7 rechts zu sehen. Diese Verteilung wird nun auf die y-Achse projiziert. An die dadurch erzeugte Verteilung wird eine Gaußfunktion angefitet. Die Breite der Gaußfunktion ist ein Maß für die Genauigkeit der zeitlichen Positionsbestimmung

der Signale.

Diese Vorgehensweise wurde für die verschiedenen Methoden der Signalanalyse durchge-

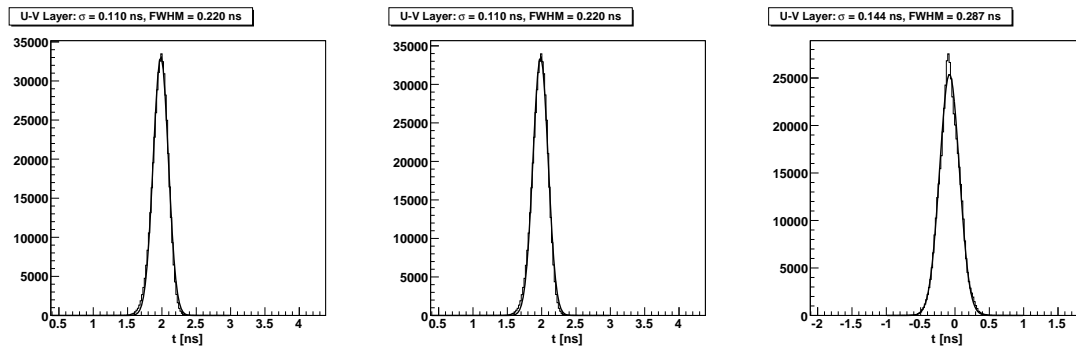


Abb. 5.8.: Auflösungen gewonnen über die Zeitsummen für verschiedene Signalanalyseverfahren. Links: einfacher CFA. Mitte: erweiterter CFA. Rechts: Schwerpunktsalgorithmus. Weitere Erklärung siehe Text.

führt. Hierzu wurden die Signale des Ionendetektors verwendet, da diese die Strukturen, wie sie bei den Signalen des Projektildetektors zu sehen sind, nicht aufweisen. Um die nichtlineare Verstärkung des Vorverstärkers bei hohen Signalen zu eliminieren, wurde die Pulshöhe der untersuchten Signale beschränkt. So wurden nur Signale verwendet, die kleiner als 1200 mV und größer als 400 mV waren.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.8 zu sehen. Hier sind die Breiten der Verteilungen für verschiedene Methoden der Signalanalyse dargestellt. Hierbei ist in der linken Grafik das Ergebnis des einfachen CFA gezeigt. In der mittleren befindet sich das Ergebnis des erweiterten CFA. Rechts ist das Ergebnis des Schwerpunktsalgorithmus zu sehen. In den einzelnen Grafiken ist durch die dicke durchgezogene Linie der Gaußfit verdeutlicht. Dessen Breite ist in den jeweiligen Grafiküberschriften nachzulesen. Dabei wurde die Breite jeweils in σ der Gaußfunktion und in FWHM angegeben. Wie zu erwarten war (siehe Kapitel 2.4.2), unterscheidet sich die Auflösung bei den beiden Varianten des CFA nicht. Dies liegt daran, dass der erweiterte CFA die Position der Einzelsignale genauso bestimmt wie der einfache CFA. Wie jedoch anhand der Ergebnisse des Schwerpunktsalgorithmus erkannt werden kann, ist dieser ungenauer als der CFA. Hier kommt die in Kapitel 2.3.2 schon gezeigte Abhängigkeit der Positionsbestimmung von der Pulshöhe zum Tragen. Dort wurde gezeigt, dass der Schwerpunktsalgorithmus niedrige Signale an einer anderen Stelle findet als hohe Signale. Dies führt bei einem Ensemble von verschiedenen Pulshöhen zu einem größeren Fehler, als wenn der Fehler für nur eine Pulshöhe betrachtet wird.

Doppelsignale

In diesem Abschnitt soll ein weiterer Aspekt der Doppelsignalanalyse vorgetragen werden. Dieser wurde bei der Untersuchung der künstlichen Signale in Kapitel 2.4 nicht berücksichtigt. Bei der Analyse wird wieder die Konstanz der Zeitsumme ausgenutzt.

Mit Hilfe der Zeitsumme kann die Genauigkeit der Positionsbestimmung eines Doppelsignals ermittelt werden. Dies wird wie folgt getan: Weil die Zeitsumme eine Konstante ist, können nicht vorhandene Signale aus ihr berechnet werden. Hierzu wird die Gleichung für die Zeitsumme nach dem nicht vorhandenen Signal umgestellt. Die Gleichung für die Zeitsumme

lautet:

$$t_{\text{sum}} = x_1 + x_2 - 2m_{\text{cp}}$$

Fehlt das x_1 Signal, so kann es wie folgt aus der Zeitsumme errechnet werden:

$$x_{1_{\text{err}}} = t_{\text{sum}} - x_2 + 2m_{\text{cp}}$$

Werden die Anzahl der auf einem Layer registrierten Signale eines Ereignis betrachtet, bei dem zwei Teilchen auf dem Detektor aufgekommen sind, so erhält man auf ihnen zusätzlich zu den zwei MCP Signalen vier Signale:

- x_{1_1} : Erstes Signal auf x_1
- x_{1_2} : Zweites Signal auf x_1
- x_{2_1} : Erstes Signal auf x_2
- x_{2_2} : Zweites Signal auf x_2
- m_{cp_1} : Erstes Signal auf m_{cp}
- m_{cp_2} : Zweites Signal auf m_{cp}

Nun kann beispielsweise das erste Signale am x_1 -Ende des Layers über die Zeitsumme wie folgt errechnet werden

$$x_{1_{\text{err}}} = t_{\text{sum}} - x_{2_1} + 2 \cdot m_{\text{cp}_1}.$$

Das so aus den anderen Signale errechnete $x_{1_{\text{err}}}$ kann nun mit dem gemessenen Signal x_{1_1} verglichen werden. Die Differenz zwischen dem errechneten und gemessenen Signal ist ein Maß für den Fehler, der bei der Positionsbestimmung des Signals auftritt. Wird diese Differenz für verschiedene zeitliche Abstände von x_{1_1} zu x_{1_2} aufgetragen, so kann man erkennen bei welchem Abstand der beiden Signale der Fehler größer wird.

Um die Fehlereinflüsse der Signale, aus denen das errechnete Signal gewonnen wird, zu minimieren muss darauf geachtet werden, dass diese gut getrennt sind. Das bedeutet für die hier gezeigten Ergebnisse, dass $\Delta m_{\text{CP}} = m_{\text{cp}_1} - m_{\text{cp}_2} > 15 \text{ ns}$ bzw. $\Delta x_2 > 20 \text{ ns}$ gegeben sein muss. Mit dieser Einschränkung kann jedoch keine Bedingung mehr auf den Ort gesetzt werden, da sonst keine beliebigen Abstände von x_{1_1} zu x_{1_2} möglich sind. Eine solche Bedingung ist jedoch wichtig um zu gewährleisten, dass die Zeitsumme konstant ist. Die Inkonstanz der Zeitsumme hat zur Folge, dass ein weiterer Fehler in die Fehlerbestimmung einfließt.

In Abbildung 5.9 sind die Ergebnisse dieser Untersuchung dargestellt. Hier wurde in der oberen Reihe der Abstand zwischen v_{1_1} und v_{1_2} gegen die Differenz $v_{1_1} - v_{1_{\text{err}}}$ aufgetragen. In der unteren Reihe wurde das Gleiche für den zweiten Hit auf dem v_1 -Layer getan. Dabei sind in der linken Spalte die Ergebnisse für den einfachen CFA aufgetragen. In der mittleren Spalte befinden sich die Ergebnisse des erweiterten CFA und in der rechten Spalte sind die Ergebnisse der Schwerpunktsbildung eingezeichnet. Die Breite der Differenzenverteilung ist ein Maß dafür wie gut die Positionsbestimmung funktionierte.

Diese Ergebnisse bestätigen, was im vorherigen Abschnitt schon gezeigt wurde. Die geringsten zeitlichen Abstände von weniger als 5 ns werden mit Hilfe des erweiterten CFA gewonnen. Die Schwerpunktsbildung erlaubt eine zeitliche Trennung der Signale erst ab einem Abstand von etwa 15 ns.

Diese Darstellung des Fehler erlaubt es auch zu sehen, ob das Signal an der richtigen Stelle gefunden wurde. Dieser Aspekt wurde in der theoretischen Behandlung dieser Methoden nicht untersucht. Die hier gezeigten Ergebnisse weisen bei geringen Abständen teilweise einen Knick in der Differenzenverteilung auf. Besonders deutlich ist dieser beim zweiten Hit mit dem einfachen CFA und beim ersten Hit des erweiterten CFA zu sehen. Beim zweiten Signal des einfachen CFA fängt die Differenzenverteilung bei Abständen von weniger als etwa 18 ns an geringer zu werden. Dies bedeutet, dass das zweite Signal näher am ersten Signal nachgewiesen wird als es eigentlich ist. Dies liegt daran, dass die führende Flanke des zweiten Signals durch die abfallende Flanke des ersten Signals stark beeinträchtigt wird.

Die Differenzenverteilung des ersten Signals beim erweiterten CFA fängt ab einem Abstand

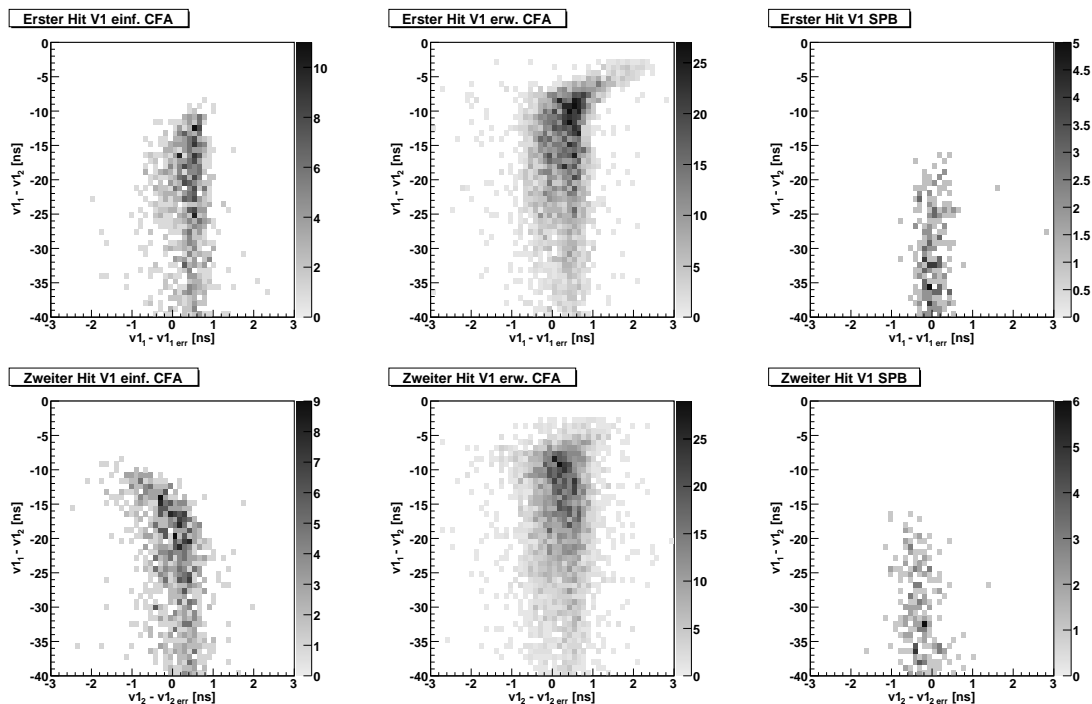


Abb. 5.9.: Doppelsignalaufösungen gewonnen über die Zeitsummen für verschiedene Methoden der Doppelsignalanalyse. Links: einfacher CFA. Mitte: erweiterter CFA. Rechts: Schwerpunktalgorithmus. Weitere Erklärung siehe Text.

von etwa 7 ns an größer zu werden. Das bedeutet, es wird ihm ein späterer Zeitpunkt zugeschrieben als es eigentlich hat. Auch hier ist die Flanke des anderen Signals Schuld an der fehlerhaften Positionsbestimmung.

5.2.4. Herkunft der Struktur der Pulshöhenverteilung des Projektildetektors

Die Herkunft der in Abbildung 5.3 vorhandenen Strukturen soll in diesem Abschnitt näher beleuchtet werden. In dieser Abbildung ist die gezeigte Pulshöhenverteilung über den kompletten Ort integriert worden. Die Signalform kann jedoch abhängig vom Ort sein. Ein erster Hinweis darauf gab das Pulshöhenverhältnis aus Abbildung 4.9 in Abschnitt 4.3. Wie dort zu sehen ist, nimmt die Höhe der Signale des Layers beim Durchlaufen der Delaylineanode ab.

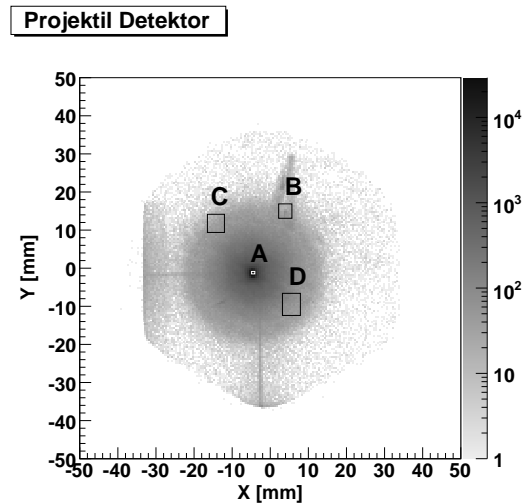


Abb. 5.10.: Detektorbild des Projektildetektors: Die eingezeichneten Kästchen zeigen die Bedingungen mit denen die Grafiken in Abb. 5.11 und 5.12 erzeugt wurden.

Dies liegt an der Dispersion der Signale. Muss ein Signal einen langen Weg über die Anodendrähte laufen, so ist dessen Dispersion größer als die eines Signals mit kurzer Laufzeit. Die Laufzeit des MCP Signals hängt jedoch nicht vom Auftreffort des Teilchens auf dem Detektor ab. Aus diesem Grund sollte es keine Abhängigkeit des MCP Signals vom Ort geben. Um dies zu verifizieren, müssen die Pulshöhen zu Pulsbreiten Histogramme mit Bedingungen auf verschiedene Orte generiert werden.

In Abbildung 5.10 ist das Detektorbild des Projektildetektors aufgezeichnet. Man erkennt eine kreisförmige Intensitätsverteilung um das Kästchen, das mit A gekennzeichnet ist. Der Mittelpunkt dieser kreisförmigen Intensitätsverteilung ist von Ereignissen hervorgerufen worden, in denen das Wasserstoffmolekül nicht dissoziiert ist. Die darum liegende Verteilung bis zu einem Radius von etwa 25 mm wird von Ereignissen hervorgerufen, in denen die Wasserstoffmoleküle dissoziiert sind. Die schräg nach oben weggehende Linie kann durch zwei Effekte hervorgerufen werden. Zum einen kann sie durch niederenergetische Projektile oder durch Ionenrückkopplung des Detektors entstanden sein. Die scharfe Linie, die vom Mittelpunkt der Verteilung nach unten weggeht, wird von Ereignissen hervorgerufen, in denen das Wasserstoffmolekülion nach der Interaktionsregion im zweiten Strahlreiniger umgeladen wurde. Analog dazu besteht die von der Mitte nach links laufende Linie aus Ereignissen, in denen eine Umladung des Wasserstoffmolekülions im Strahlreiniger vor der Interaktionsregion stattgefunden hat.

Die eingezeichneten Kästchen verdeutlichen die Bedingungen, die für die folgenden Pulshöhen zu Pulsbreiten Histogramme verwendet wurden. Die Bedingungen wurden so gewählt, dass Bedingung A im Intensitätsmaximum des Detektors liegt. Mit den Bedingungen B bis D wurden Orte ausgewählt, die in der Intensitätsverteilung der dissoziierenden Wasserstoffmoleküle liegen.

In Abbildung 5.11 ist die Pulshöhenverteilung des MCP-Signals für verschiedene Orte auf dem Detektor aufgetragen. Wie man erkennen kann, sind die Signale, die aus dem Mittelpunkt der Intensitätsverteilung des Detektors stammen (Ort A), sehr klein. Sie bilden bei etwa 7 ns eine Verteilung die im Bereich von etwa 100 mV bis 250 mV liegt. Die Pulshöhenverteilung

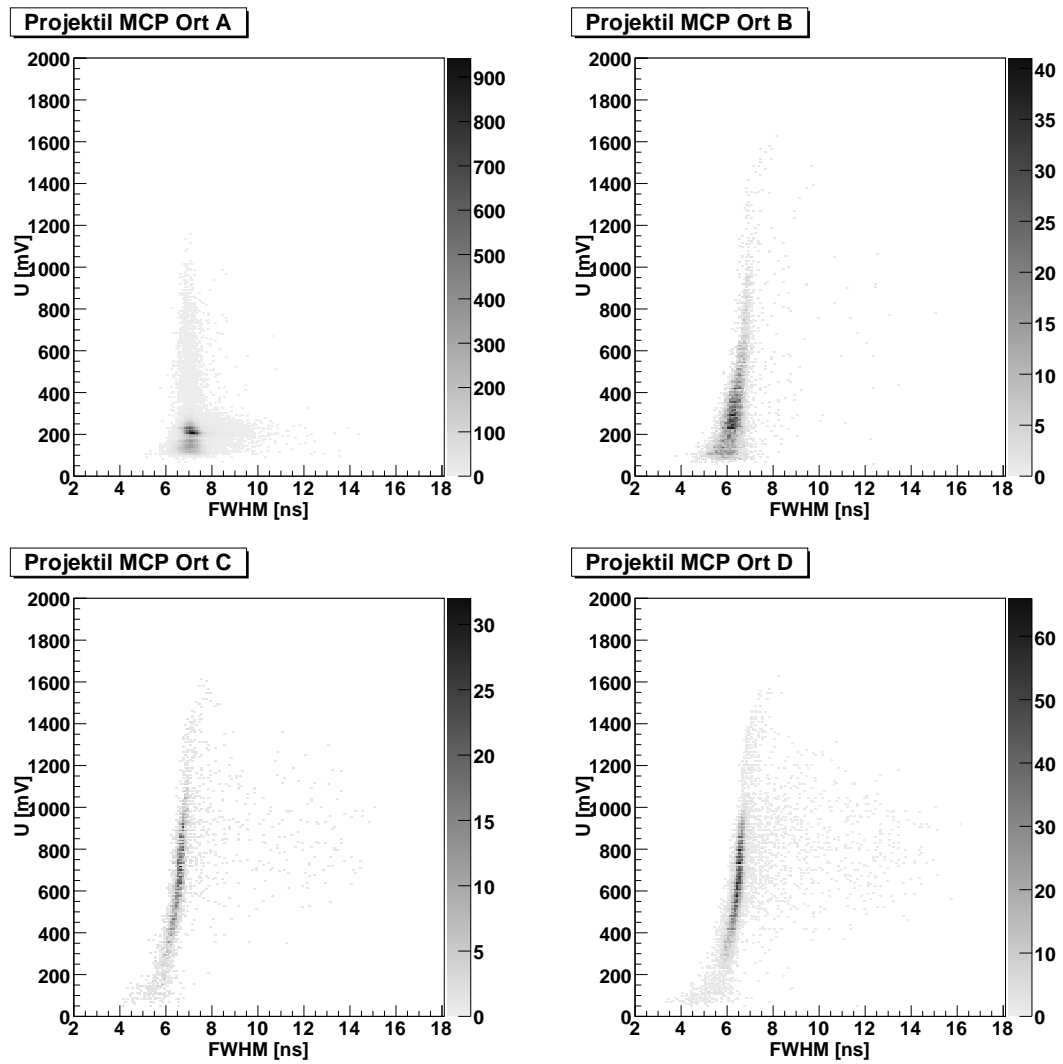


Abb. 5.11.: Pulshöhe gegen Pulsbreite des MCP Signals für verschiedene Orte des Projektildetektors

mit Bedingung auf Ort B zeigt eine Häufung bei etwa 6 ns und 200 mV bis 600 mV. Die Pulshöhen dieser Signale sind damit jedoch kleiner, als die Pulshöhen der Signale von den Orten C und D. Die von den letzteren Orten stammenden Signale haben eine Pulshöhenverteilung, wie man sie aus den Beobachtungen der Pulshöhenverteilung der Signale des Ionendetektors erwarten kann (Vergleiche hierzu 5.4).

Die etwas kleineren Signale, die bei Bedingung auf Ort B zu erkennen sind, sind ein Indiz dafür, dass es sich bei der schräg nach oben laufenden Linie auf dem Detektor um Ionenrückkopplung handelt. Bei Ionenrückkopplung besitzen die signalauslösenden Ionen nur sehr wenig Energie. Dies kann sich durch niedrige Pulshöhen erkennbar machen.

Mit diesem Wissen kann erklärt werden woher die Intensitätsüberhöhung des MCP Signals (Abb. 5.3 oberste Grafik) stammt. Bei dieser handelt es sich um Ereignisse aus der Mitte der Intensitätsverteilung des Detektors. An diesem Ort treffen die nicht dissoziierten Wasserstoffmoleküle auf. Der Reaktionskanal, der bei der Transferionisation die Wasserstoffmoleküle nicht dissoziieren lässt, ist am wahrscheinlichsten. Aus diesem Grund treffen in der Mitte des Detektors die meisten Ereignisse auf. Dadurch treten Ermüdungserscheinungen des MCP an dieser Stelle auf. Die Ergebnisse zeigen, dass dies Auswirkungen auf die Signalform des MCP Signals hat.

In Abbildung 5.12 sind die Pulshöhenverteilungen für den W-Layer des Projektildetektors aufgezeigt. Dabei wurde jeweils eine Bedingung auf Ort C und D auf dem Detektor vorgenommen. Die Abbildungen, auf denen die Pulshöhenverteilung für den U-Layer sowie die restlichen Orte gezeigt werden, sind im Anhang E.2 zu sehen. Bei den Signalen von Layer w2 ist eine Auffälligkeit zu sehen, die bei den MCP Signalen nicht vorhanden war. Werden die Signale mit Bedingung auf Ort C und D verglichen, so erkennt man, dass die Signale etwas schmaler sind, wenn sie von Ort D stammen. Hier fängt die Pulshöhenverteilung bei etwa 8 ns Breite bei einer Höhe von etwa 200 mV an. Erreicht sie eine Höhe von etwa 600 mV so weist sie eine Breite von etwa 9,5 ns auf. Die Pulshöhenverteilung des gleichen Layers mit Bedingung auf Ort C fängt bei einer Breite von etwa 9 ns bei 200 mV an. Bei einer Pulshöhe von etwa 600 mV liegt die Pulsbreite dann bei etwa 11 ns. Werden wiederum die Signale des w2 Layers betrachtet, so erkennt man, dass die Pulsbreiten ein umgekehrtes Verhalten aufweisen. So sind die Signale, des w2 Layers, die von Ort C stammen schmaler als die Signale, die von Ort D stammen. Dies ist auch zu erwarten, da ein Signal, das von Ort C stammt bis zum w1 Ende des Layers deutlich weiter laufen muss als bis zum w2 Ende. Auf der andere Seite muss ein Signal, das von Ort D stammt, bis zum w1 Ende des Layers nicht so weit auf den Anodendrähten laufen. Aufgrund von Dispersion sind die Signale, die weiter laufen müssen, demnach breiter.

Mit diesem Wissen kann die in Abbildung 5.3 gezeigte, aufgespaltene Struktur erklärt werden. Sie stammt von Ereignissen, die auf unterschiedlichen Teilen des Detektors gelandet sind. Dies ist ein klarer Hinweis darauf, dass die Signalform vom Auftreffort auf dem Detektor abhängt. Das in den Pulshöhenverteilungen in Abbildung 5.3 kein fließender Übergang zwischen den unterschiedlichen Pulsbreiten zu sehen ist, liegt daran, dass die Signale in der Mitte des Detektors sehr klein sind. Somit wird der Übergang von schmaleren zu breiten Signalen unterbrochen durch die kleinen Signale, die aus der Mitte des Detektors stammen.

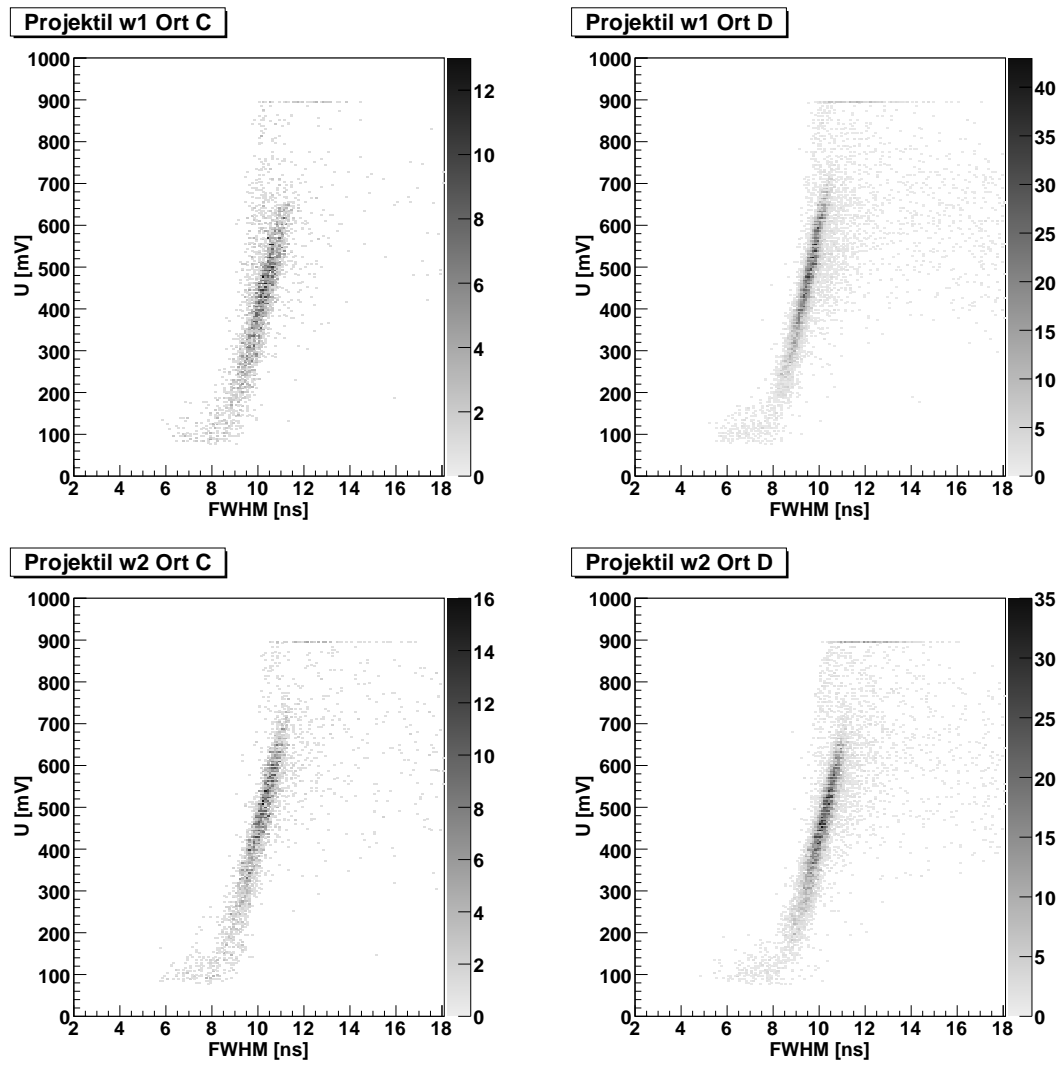


Abb. 5.12.: Pulshöhe gegen Pulsbreite der Layersignale W für verschiedene Orte des Projektildetektors

6. Signalanalyse an realen Signalen

Wie am Anfang des vorherigen Kapitels angedeutet, gibt es neben der Verwendung von Zeitsummen noch eine weitere Methode, die Genauigkeit der Positionsbestimmung zu untersuchen. In [FBP88] haben Fraser et al. gezeigt, wie die Ortsauflösung eines Detektors mit Hilfe der Abschattungen einer Maske gefunden wird. Wie im Folgenden erklärt wird, kann diese Methode auf die Genauigkeit der Positionsbestimmung der Signale übertragen werden.

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Methoden der Positionsbestimmung mit dieser Methode untersucht. Dabei werden Signale verglichen, die von verschiedenen Vorverstärkern kommen. Des Weiteren wird der Unterschied zwischen den Signalen eines Systems mit 1 GS, 8 Bit und eines Systems mit 2 GS, 8 Bit untersucht.

6.1. Experimenteller Hintergrund

Der Detektor, der in diesem Experiment verwendet wird, wurde so konstruiert, dass die Ortsberechnung aus den Zeiten der Anodensignale genau gleich ist mit der Abmessung des Detektors in mm. Dies erlaubt bei bekannter Stegbreite der abschattenden Maske einen direkten Rückschluss auf die Genauigkeit der Positionsbestimmung der Signale.

Um zu vermeiden, dass Beugungseffekte an den Stegen des Gitters die Messung beeinflussen, wurden Alphateilchen aus einer radioaktiven Quelle verwendet, um den Detektor auszuleuchten. Die Stegbreite des Gitters betrug dabei $200 \mu\text{m}$.

Die Signale des Detektors wurden mit einem Acqirismultisystem aufgenommen, das aus zwei DC271 Digitizerkarten bestand. Um das System mit 2 GS, 8 Bit zu verwirklichen, wurde das Multisystem im Kanalbündelungsmodus verwendet. Hierbei werden jeweils zwei Digitizereingänge gekoppelt, um so die doppelte Abtastrate zu verwirklichen (siehe Kapitel 1.2.5). Dadurch standen effektiv vier Kanäle zur Aufnahme zur Verfügung. Diese wurden verwendet um die Signale der Delaylineanode aufzunehmen. Das Multisystem wurde dabei von dem

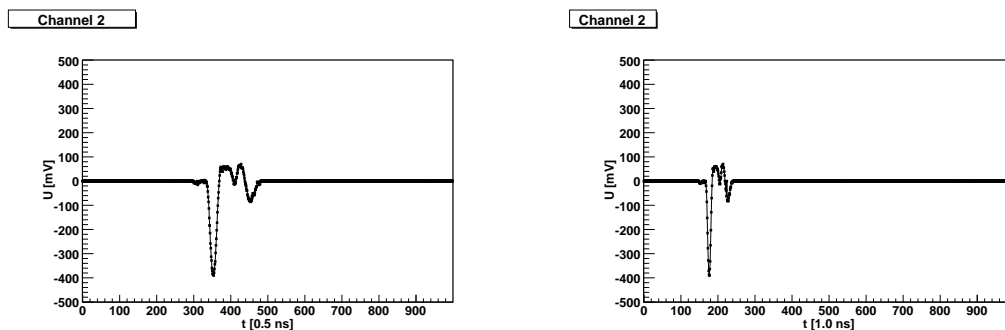


Abb. 6.1.: Links: Original Signal aus Kanal 2. Rechts: Runtergerechnetes Signal aus Kanal 2. Weitere Erklärung siehe Text.

MCP Signal getriggert. Die Kanalbelegung des Acqiris sah wie folgt aus:

Acqiris Kanal 1	=	x1
Acqiris Kanal 2	=	x2
Acqiris Kanal 3	=	gekoppelt mit Kanal 1
Acqiris Kanal 4	=	gekoppelt mit Kanal 2
Acqiris Kanal 5	=	y1
Acqiris Kanal 6	=	y2
Acqiris Kanal 7	=	gekoppelt mit Kanal 5
Acqiris Kanal 8	=	gekoppelt mit Kanal 6

Um die dadurch gewonnenen Daten mit einem System mit 1 GS, 8 Bit vergleichen zu können, wurden sie künstlich heruntergerechnet. Hierzu wurde ein neuer Datensatz erzeugt, in dem jeder zweite Datenpunkt des original Datensatzes gelöscht wurde. Dies ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Das original Signal ist in der linken Grafik und das heruntergerechnete Signal in der rechten Grafik zu sehen.

Die Signale des Detektors wurden mit zwei verschiedenen Vorverstärker aufgenommen. Ein Vorverstärker war in eine ATR19 Box eingebaut, die von der Firma RoentDek vertrieben wird ([Roe]). Der Monitorausgang dieser Box gibt das verstärkte Signal des Detektors aus. Er besitzt eine obere Bandbreitenbegrenzung von 70 MHz. Der andere Vorverstärker ist ein Prototyp mit einer oberen Bandbreitenbegrenzung von 300 MHz.

Die aufgenommen Signale wurden mit Hilfe der in Kapitel 2.3 vorgestellten Methoden der Einzelsignalanalyse untersucht. Dabei wurden folgende Einstellungen beim einfachen CFA verwendet:

ATR19				
Signal	Delay	Fraction	Walk	Threshold
x1	5 [ns]	0,4	0 [mV]	140 [mV]
x2	5 [ns]	0,4	0 [mV]	140 [mV]
y1	5 [ns]	0,4	0 [mV]	140 [mV]
y2	5 [ns]	0,4	0 [mV]	140 [mV]

Prototyp				
Signal	Delay	Fraction	Walk	Threshold
x1	4 [ns]	0,4	0 [mV]	150 [mV]
x2	4 [ns]	0,4	0 [mV]	150 [mV]
y1	4 [ns]	0,4	0 [mV]	150 [mV]
y2	4 [ns]	0,4	0 [mV]	150 [mV]

6.2. Erklärung der Methode

Wird eine Maske mit einem Gitter, deren Stegbreite bekannt ist, vor das MCP des Detektor befestigt, so zeigt ein ortsauflösender Detektor ein Abbild dieses Gitters. In Abbildung 6.2 links und in der Mitte ist ein solches Detektorbild gezeigt. Wie auf der Vergrößerung in der Mitte gut erkennbar ist, gibt es auf dem Detektor Abschattungseffekte durch das Gitter. Wird ein Ausschnitt des Detektorbildes nun auf die x-Achse projiziert, so erhält man eine Verteilung, wie sie in der rechten Grafik von Abbildung 6.2 zu sehen ist. Der Ausschnitt ist durch die beiden horizontalen Linien in dem mittleren Detektorbild angezeigt.

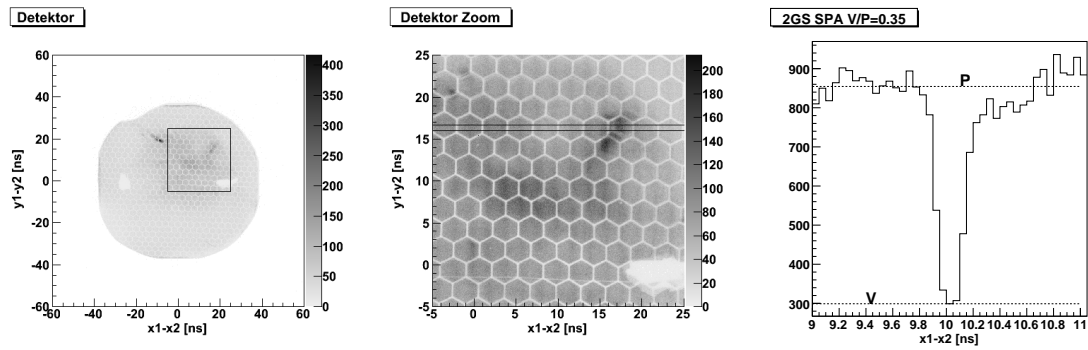


Abb. 6.2.: Links: kompletter Detektor. Mitte: Vergrößerte Darstellung der Box. Rechts: Projektion auf x Achse zwischen den eingezeichneten Grenzen. Weitere Erklärung siehe Text.

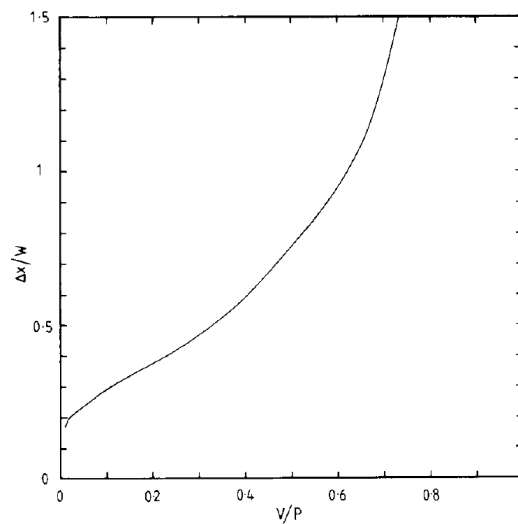


Abb. 6.3.: Kalibrationskurve zum Errechnen des Verhältnisses der Auflösung Δx (rms σ) und dem Durchmesser des Drahtes W aus dem Abschattungsverhältnis $\frac{V}{P}$. Aus [FBP88]

Fraser et al. zeigen in [FBP88], wie aus dem Verhältnis zwischen dem niedrigsten Punkt (V) und dem Plateau (P) mit Hilfe einer Transformationskurve die Auflösung des Detektors ermittelt werden kann. Diese Transformationskurve ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Sie zeigt die Auflösung Δx als Funktion des Verhältnisses $\frac{V}{P}$. Dabei wird die Auflösung in RMS angegeben. Sie wurde von Fraser et al. mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation erzeugt. Dabei wurde sie so allgemein gehalten, dass die Auflösung Δx für jede Stegbreite W des abschattenden Gitters errechnet werden kann.

Die Menge der Ereignisse zum niedrigsten Punkt nennen die Autoren V . In der rechten Grafik von Abbildung 6.2 ist dieser durch die gestrichelte Linie, die mit dem V versehen ist, verdeutlicht worden. Mit P wird das Plateau bezeichnet. In der Auswertung der Ergebnisse wird das Plateau über die Durchschnittswerte der links und rechts neben dem Minimum liegenden Werte errechnet. In der Grafik sind dies die Punkte, die sich in dem Intervall von 9 ns bis 9,8 ns und 10,3 ns bis 11 ns befinden. Der sich daraus ergebende Wert wurde mit der gestrichelten Linie, über der ein P geschrieben ist, verdeutlicht.

Das Verhältnis der beiden so ermittelten Punkte wird verwendet, um mit Hilfe der in Abbildung 6.3 gezeigten Kalibrationskurve die Auflösung zu finden.

6.3. Ergebnisse

6.3.1. Signale

In Abbildungen 6.4 und 6.5 sind die Pulshöhenverteilungen der Signale der Anode dargestellt. Dabei sind die Signale, die mit dem ATR19 Vorverstärker verstärkt worden sind, in Abbildung 6.4 gezeigt. Die vom Prototypverstärker verstärkten Signale sind in Abbildung 6.5 dargestellt.

Ein Vergleich der beiden Ergebnisse zeigt, dass die Signalbreitenverteilung beim ATR19 Verstärker deutlich kleiner ist. Auch zeigt die Pulsbreite hier fast keine Abhängigkeit von der Pulshöhe. Sie sind im Durchschnitt etwa 8 ns bis 10 ns breit.

Die Signale, die vom Prototypverstärker verstärkt wurden, zeigen dagegen eine starke Abhängigkeit von der Pulsöhe auf. Im besonderen weisen die Signale des Y-Layers diese Abhängigkeit auf. Diese besitzen bei einer Höhe von etwa 150 mV eine Breite von 7 ns bis 13 ns. Die Signalbreiten der Signale des X-Layers zeigen keine so große Varianz auf. Dennoch ist auch bei diesem Layer die Signalbreitenverteilung größer als die der Signale, die mit dem ATR19 Verstärker verstärkt wurden.

Ein weiterer Unterschied zwischen den beiden Vorverstärkern zeigt sich in der Pulsbreite selbst. Während die Signale des ATR19 Vorverstärkers alle zwischen 8 ns bis 10 ns schwanken, sind die Signale des Prototypvorverstärkers bis zu 12 ns breit. Diese Unterschiede in den Pulshöhenverteilungen der Signale desselben Detektors sind nur durch die Verwendung der unterschiedlichen Vorverstärker zu erklären. Durch die Bandbreitenbegrenzung des ATR19 Vorverstärkers werden die Signale geglättet. Ein hochfrequentes Rauschen, das ein Signal stört, wird so herausgefiltert. Aus diesem Grund sehen die Pulshöhenverteilungen der stärker bandbreitenbegrenzten Signale deutlich besser aus.

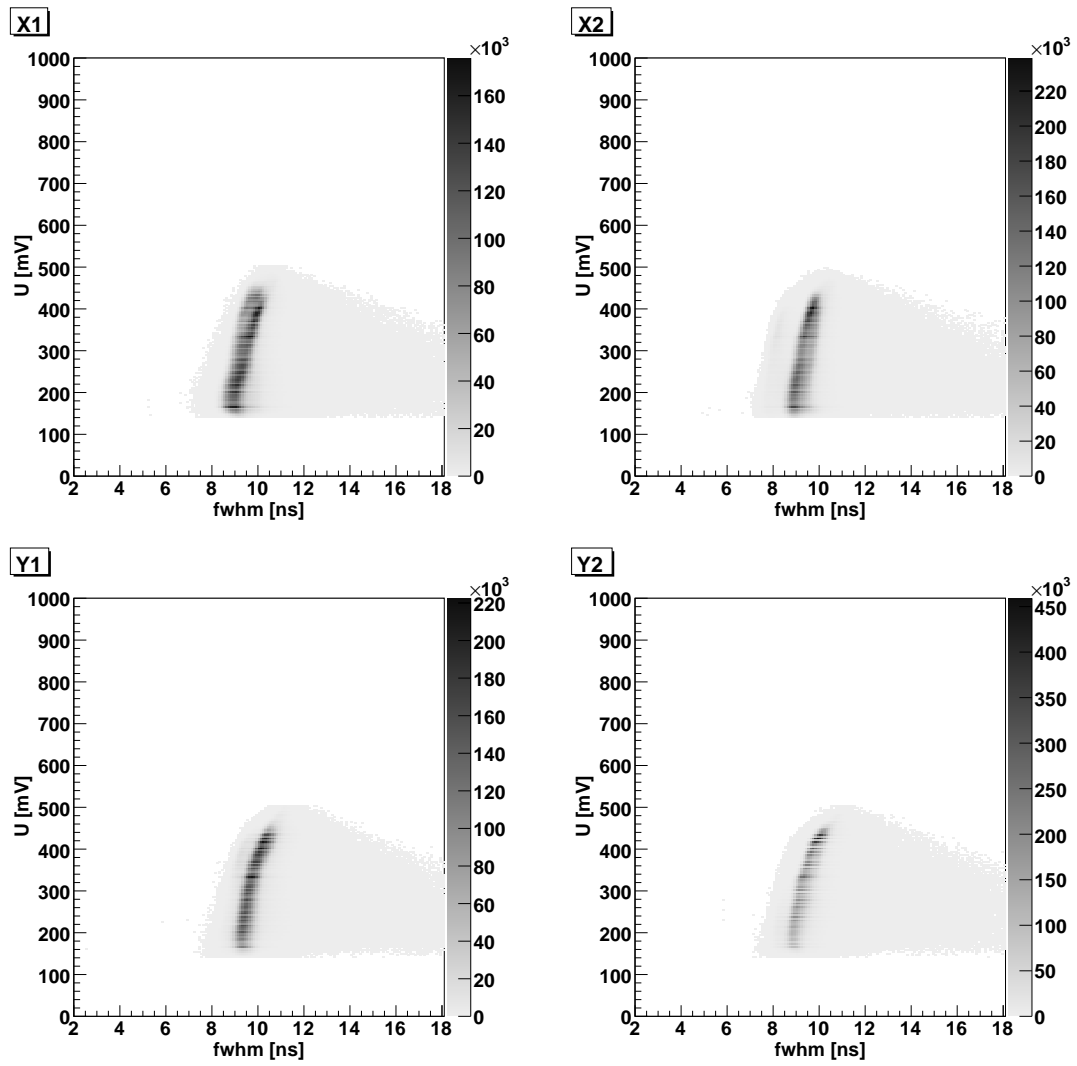


Abb. 6.4.: Pulshöhe gegen Pulsbreite für Signale des Detektors. Verstärker ATR19

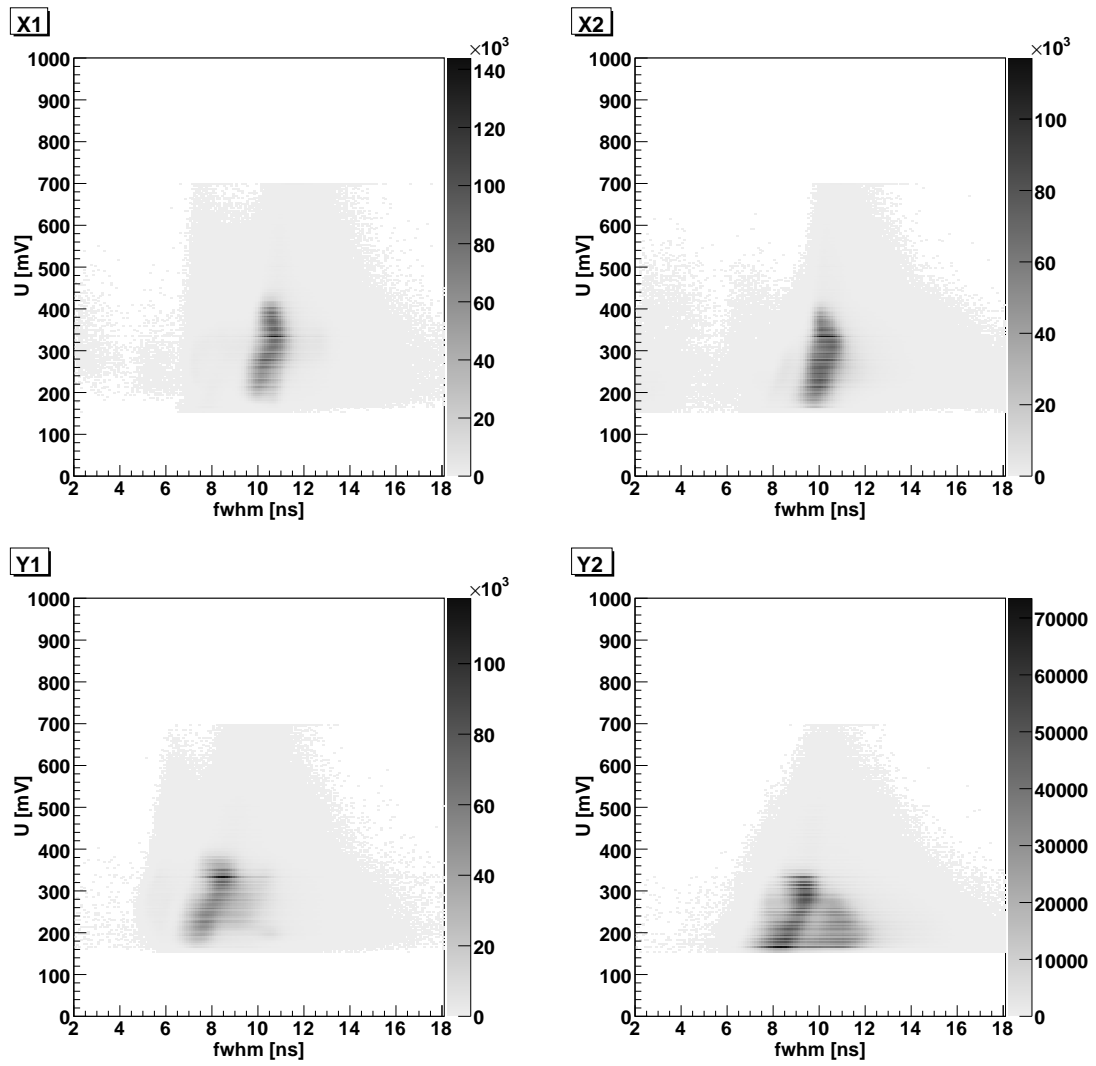


Abb. 6.5.: Pulshöhe gegen Pulsbreite für Signale des Detektors. Prototyp Verstärker

6.3.2. Auflösung

In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse der Untersuchung zur Genauigkeit der Positionsbestimmung mit Hilfe der Abschätzung eines Gitters zusammengefasst. Die in Abbildung 6.2 auf der rechten Grafik zu sehende Abschätzung ist das Ergebnis der Schwerpunktsbildung der Signale des ATR19 Vorverstärkers eines System mit 2 GS, 8 Bit. Die Abschätzungen der anderen Kombinationen sind in Anhang E.3 gezeigt. Die zu den $\frac{V}{P}$ Werten gehörigen Auflösungen wurden aus Abbildung 6.3 mit Hilfe des Programs WinDIG ([Win]) extrahiert. Diese Werte müssen mit der Stegbreite des Gitters in μm multipliziert werden, um die Auflösung der Signale in ps zu erhalten.

Methode	ATR19				Prototyp			
	1 GS		2 GS		1 GS		2 GS	
	$\frac{V}{P}$	Δt [ps]	$\frac{V}{P}$	Δt [ps]	$\frac{V}{P}$	Δt [ps]	$\frac{V}{P}$	Δt [ps]
SPB	0,45	0,66·200 =132	0,35	0,52·200 =104	0,52	0,79·200 =158	0,46	0,68·200 =136
CFA	0,50	0,75·200 =150	0,53	0,80·200 =160	0,47	0,70·200 =140	0,47	0,70·200 =140
Flanke	0,38	0,56·200 =112	0,35	0,52·200 =104	0,61	0,97·200 =194	0,49	0,73·200 =146
Fit	0,35	0,52·200 =104	0,35	0,52·200 =104	0,58	0,90·200 =180	0,46	0,68·200 =136

Wie man erkennen kann, sind die Ergebnisse, die mit dem einfachen CFA gewonnen wurden, bei Signalen aus dem ATR19 Vorverstärker deutlich schlechter als die Auflösungen der anderen Methoden. Dahingegen sind die Ergebnisse, die mit dem einfachen CFA bei den Signalen aus dem Prototypverstärker gewonnen wurden, immer gleich gut und sogar etwas besser. Im Vergleich mit den anderen Methoden zeigt sich, dass der einfache CFA die beste Methode ist, um diese Signale zu untersuchen.

Die Methode des Pulsfits zeigt die besten Ergebnisse bei den Signalen des ATR19. Wird diese Methode jedoch auf die Signale des Prototypvorverstärkers angewendet, so sind die Ergebnisse schlechter als die Ergebnisse des einfachen CFA und der Schwerpunktsbildung. Dies liegt daran, dass beim Prototypvorverstärker die Signalform stark schwankt (siehe Abbildung 6.5). Des Weiteren zeigt sich, dass diese Methode bei den Signalen des Prototypvorverstärkers eine starke Abhängigkeit vom verwendeten System aufweist. So ist das Ergebnis eines System mit 2 GS, 8 Bit deutlich besser als das Ergebnis eines Systems mit 1 GS, 8 Bit. Dies kann auf die doppelte Anzahl von Messpunkten zurückgeführt werden, die für den Fit bei diesem System zur Verfügung stehen.

Die Bestimmung der Position über die Flanke zeigt beim ATR19 Vorverstärker nur eine geringe Verbesserung zwischen 2 GS, 8 Bit und 1 GS, 8 Bit auf. Dies ändert sich jedoch, wenn die Signale des Prototypvorverstärkers untersucht werden. Hier sind die Ergebnisse des Systems mit 2 GS, 8 Bit deutlich besser als die des Systems mit 1 GS, 8 Bit. Der Vergleich der Ergebnisse der Signale des Prototypvorverstärkers und des ATR19 Vorverstärkers zeigt, dass die Signale des ATR19 sich für diese Methode besser eignen. Dies liegt daran, dass die Störungen der Signale durch hohe Frequenzen in diesem Fall durch die Bandbreitenbeschränkung unterdrückt wird.

Die Schwerpunktsbildung (SPB) weist bei beiden Vorverstärkern eine Verbesserung auf, wenn die Signale von einem System mit 2 GS, 8 Bit mit den Signalen eines Systems mit 1 GS, 8 Bit

verglichen werden. Diese Verbesserung ist größer bei den Signalen des ATR19 Vorverstärkers. Dies kann von der starken Abhängigkeit der Positionsbestimmung von der Signalhöhe (siehe Kapitel 2.3.2) hervorgerufen werden. Da die Signalform beim Prototypvorverstärker nicht konstant ist, wird dieser Effekt hier nicht so deutlich. Dies kann auch der Grund dafür sein, dass die Ergebnisse für den ART19 Vorverstärker etwas besser sind als für den Prototypvorverstärker.

Im Vergleich der verschiedenen Methoden der Positionsbestimmung zeigen sich die Methoden der Schwerpunktbildung und des einfachen CFA am stabilsten. Sie weisen keine große Abhängigkeit davon auf, welche Art von Vorverstärkern verwendet wird. Wobei bei den hier vorliegenden Signalen die Schwerpunktbildung aufgrund der besseren Auflösung zu bevorzugen ist.

7. Zusammenfassung und Ausblick

7.1. Zusammenfassung

Die dieser Arbeit zugrundeliegende Coltrims-Methode hat sich seit den 1990er Jahren in der Atomphysik als wichtiges experimentelles Instrument etabliert. Sie wird genutzt, um alle bei einer Reaktion entstehenden Fragmente mit ortssensitiven Detektoren nachzuweisen. Dies ermöglicht es die Korrelation der Bestandteile eines Atoms, Moleküls oder größeren Objekts zu untersuchen. Hierbei werden die Signale der Detektoren mit einem schnellen, analogen Vorverstärker verstärkt und schließlich mit Hilfe eines Constant Fraction Discriminators in digitale Signale umgewandelt. Die Zeitinformation der digitalen Signale werden von Time to Digital Convertern aufgenommen und im Computer gespeichert. Problematisch ist bei dieser Art der Auslese jedoch die Totzeit, denn es können lediglich äußerst wenige Fragmente nachgewiesen werden. Um dieses Problem der Totzeit zu beheben, musste eine neue Möglichkeit der Auslese und Analyse der Signale gefunden werden. Man fand sie in der Verwendung eines Transientenrekorders, der nicht nur Zeitinformationen speichert, sondern zeitgleich alle Signalformen der Detektoren aufnehmen kann.

Die Aufgabe dieser Arbeit bestand darin, eine Software zu entwickeln, die den Einsatz und die Nutzung des Transientenrekorders und dessen Steuerung möglich macht. Zusätzlich wurden innerhalb der Arbeit Verfahren erarbeitet, wie die Informationen der aufgenommenen Signale gewonnen werden können. Diese Verfahren wurden an theoretischen und realen Signalen überprüft. Weiterhin wurde gezeigt, wie mit Hilfe dieser neuen Methode physikalische Untersuchungen vorgenommen werden konnten, die mit den bisherigen Verfahren nicht möglich waren.

Nachdem im ersten Kapitel die Motivation zu dieser Arbeit und einige theoretische Hintergründe vorgestellt wurden, sind im zweiten Kapitel verschiedene Methoden der Signalanalyse dargelegt worden. Dabei wurden sowohl Einzel- als auch Doppelsignale untersucht. Die Güte der vorgestellten Algorithmen wurde mit Hilfe von künstlichen Signalen ermittelt. Hierbei wurde bei den Einzelsignalen untersucht, wie genau sie die Position des künstlichen Signals finden können. Bei der Untersuchung der Doppelsignale lag die Betonung darauf, wie gut die beiden Einzelsignale, aus denen das Doppelsignal besteht, extrahiert werden können.

Es stellte sich heraus, dass die beste Methode, die Position der Einzelsignale zu finden, der Pulsfit ist. Mit dieser Methode kann eine Auflösung von etwa 50 ps erzielt werden. Des Weiteren zeigte sich, dass der Schwerpunktsalgorithmus eine systematische Abhängigkeit der Positionsfindung von der Pulshöhe aufweist.

Bei der Betrachtung der Doppelsignale stellte sich heraus, dass der minimale Abstand zwischen den Signalen 5 ns bis 7 ns betragen muss. Wird dieser geringer, so sind die vorgestellten Algorithmen nicht in der Lage, die beiden Einzelsignale zu extrahieren.

Das dritte Kapitel zeigt eine Anwendung des neuen Aufnahmesystems. Es wurden die physikalischen Ergebnisse, die mit Hilfe des neuen Systems gewonnen werden konnten, mit einem

herkömmlichen Aufnahmesystem verglichen. Es zeigte sich, dass die Daten des neuen Aufnahmesystems eine bessere Auflösung hatten als die Daten des herkömmlichen Aufnahmesystems. Aufgrund der geringeren Totzeit des neuen Aufnahmesystems konnte des Weiteren mehr Statistik gewonnen werden. Der dadurch gewonnene Vorteil zeigt sich deutlich in den Ergebnissen, bei denen eine vierfach Koinzidenz verlangt wird.

Daneben wurde gezeigt, wie in diesem Anwendungsbeispiel die Signale aufgenommen wurden. Die Signale der beiden Detektoren wurden jeweils auf ein Acqiriskanal zusammengemischt und anschließend anhand ihrer Polarität den einzelnen Detektoren zugewiesen.

Im nächsten Kapitel wurde eine extreme Anwendung des Acqirissystems vorgestellt. Bei dem dort beschriebenen Experiment mussten sehr viele Teilchen nachgewiesen werden. Hierzu wurde ein weiteres Kriterium neben der Zeitsumme vorgestellt, mit dem die Anodensignale einander zugewiesen werden konnten.

Zudem wurde eine weitere Methode vorgestellt, die zeigt, wie die Signale der Detektoren mit dem Acqirismultiinstrument aufgenommen werden können. In dem dort verwendeten Acqirismultiinstrument haben genügend Kanäle zur Verfügung gestanden, um alle Signale der beiden Detektoren in einen eigenen Kanal zu erfassen. Dadurch konnte die dynamische Auflösung der Signale verbessert werden.

Die in diesem Kapitel gezeigten physikalischen Ergebnisse sind eine Zusammenfassung von zwei Veröffentlichungen. In diesen wurde auf die Impulsverteilungen für Neon und Helium für unterschiedliche Lichtintensitäten bzw. Ionisationsprozesse eingegangen.

Im darauffolgenden Kapitel diente die physikalische Zielsetzung nur als Motivation für das durchgeführte Experiment. Es sind keine physikalischen Ergebnisse gezeigt worden. In diesem Kapitel wurde stattdessen beschrieben, wie die neue Aufnahmemethode dazu verwendet werden kann, die von den Detektoren kommenden Signale genauer zu analysieren.

Es ist des Weiteren veranschaulicht worden, wie die Signale von mehreren Detektoren auf die Kanäle des Acqirismultiinstrument verteilt werden können, so dass sie mit der vollen dynamischen Auflösung aufgenommen werden können. Hierzu diente ein spezieller Trigger, der es erlaubte anhand der Auftreffzeiten der Signale, diese den einzelnen Detektoren zuzuordnen. Die physikalische Reaktion führte dazu, dass von dem Target-Detektor hauptsächlich Doppelsignale aufgenommen wurden. Dies ermöglichte die Untersuchung der Doppelsignalalgorithmen mit realen Signalen. Hierbei zeigte sich, dass die Totzeit bei realen Signalen vergleichbar mit der Totzeit bei künstlichen Signalen ist. Des Weiteren konnte mit Hilfe der Konstanz der Zeitsumme ein weiterer Aspekt der Doppelsignalanalyse untersucht werden. Die Algorithmen können bei Abständen der Einzelsignale von weniger als 10 ns die Position der Signale nicht mehr genau bestimmen.

Anhand der Pulshöhenverteilung konnte gezeigt werden, dass der verwendete Target-Detektor in der Mitte eine geringere Nachweiseffizienz hatte.

Im letzten Kapitel ist die Güte der verschiedenen Methoden der Einzelsignalanalyse anhand von realen Signalen überprüft worden. Dabei wurden unterschiedliche Signalformen verwendet. Um diese zu gewinnen, wurden Signale desselben Detektors mit unterschiedlichen Vorverstärkern verstärkt. Die beiden Vorverstärker unterschieden sich in ihrer Bandbreitenbegrenzung. Es zeigte sich, dass dies in unterschiedlichen Signalformen resultiert.

Die Daten wurden mit einem Acqirissystem mit 2 GS aufgenommen. Es wurde gezeigt wie diese Daten umgewandelt werden können, so dass sie einem System mit nur 1 GS entsprechen.

Dies erlaubte es, die Güte der Methoden für Signale eines Systems mit 2 GS mit denen eines Systems mit 1 GS vergleichen zu können.

Es zeigte sich in der Pulshöhenverteilung, dass die Signale des stärker bandbreitenbegrenzten Vorverstärkers vergleichbar mit den künstlichen Signalen sind. Die Signale des weniger stark bandbreitenbegrenzten Vorverstärkers weisen eine zu starke Abhängigkeit ihrer Breite von der Pulshöhe auf.

Aus diesem Grund sind die Ergebnisse des letzt genannten Vorverstärkers abweichend von den Ergebnissen mit den künstlichen Signalen. Bei diesem Vorverstärker zeigte der einfache Constant Fraction Algorithmus die beste Auflösung. Bei der Untersuchung an künstlichen Signalen wies dieser Algorithmus immer die schlechteste Auflösung aus.

Die Ergebnisse des stark bandbreitenbegrenzten Vorverstärkers sind vergleichbar mit den Ergebnissen aus den künstlichen Signalen. Bei beiden lieferte der Pulsfit die beste Auflösung.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Software wird mittlerweile weltweit von verschiedenen Arbeitsgruppen verwendet. Des Weiteren wird sie von großen Kollaborationen an den beiden führenden Freie Elektronen Lasern für kurze Wellenlängen auf der Welt¹ für ihre Experimente verwendet.

7.2. Ausblick

Der weitere Ausblick bzw. die weiteren Schritte, die das in dieser Arbeit vorgestellte Projekt voranbringen können, lassen sich in drei Hauptteile gliedern: Das Aufnahmeprogramm, die Aufnahmehardware und die Signalanalysealgorithmen.

Der einfache Constant Fraction Algorithmus könnten dadurch verbessert werden, dass anstelle eines Newton Polynoms durch die vier Punkte des Constant Fraction Signals eine spezielle Form einer linearen Regression durch diese vier Punkte gemacht wird. Wie diese auszusehen hat muss jedoch noch ermittelt werden. Der Vorteil der Verwendung einer linearen Regression liegt darin, dass die zu findende Verbindungslinie nicht gezwungener Maßen durch die vier Punkte laufen muss.

Um den erweiterten Constant Fraction Algorithmus noch weiter zu optimieren, könnte das durch ihn erzeugte Signal anschließend mit dem Originalsignal verglichen werden. Dadurch wird ein weiteres Kriterium erzeugt, anhand dessen überprüft werden kann, ob die gefundenen Positionen und Pulshöhen richtig sind.

Derzeit wird die Aufnahmezeit nur durch die Datentransferrate des PCI-Busses des Computers beschränkt. Diese kann nicht mehr als 200 MB/s übertragen. Aus diesem Grund wäre es sinnvoll, wenn die Hardware nur die Daten übermittelt, die später auch von Interesse sind. Das bedeutet, dass die derzeit noch im Aufnahmeprogramm vorgenommene Nullunterdrückung optimalerweise vor dem Datentransfer in der Aufnahmehardware vorgenommen werden sollte. Wie schon erwähnt, bleibt durch die Nullunterdrückung nur 1/10 der Daten übrig. Was eine Datentransferrate, die etwa 10 mal schneller ist, zur Folge hätte.

¹In Hamburg am FLASH, Hasylab, Desy und in Japan am Spring8

Das Aufnahmeprogramm bzw. die anschließende Datenauswertung könnte durch eine Umstellung des Datenformats verbessert werden. Würde anstelle selbst ausgedachten Binaryformats (siehe Anhang B.1) das lang geprüfte ROOT-File Format verwendet werden, ergeben sich einige Vorteile:

Die Daten in einem sogenannten ROOT-Tree gespeichert werden. Dadurch werden die Daten beim Schreiben auf die Festplatte zuerst komprimiert. Nach Abschätzungen lassen sich hierdurch etwa 50 bis 60 % Plattenspeicher einsparen.

Ein weiterer Vorteil liegt in der Möglichkeit, die ROOT-Tree Struktur multithreaded auszuwerten. Dies bedeutet, dass mehrere Events gleichzeitig bearbeitet werden können. Das kann auf den verschiedenen Prozessoren in einem Computer stattfinden. Der große Vorteil liegt jedoch darin, dass mehrere Computer zusammengefasst werden können, um gleichzeitig die einzelnen Events zu bearbeiten. Die ROOT-Umgebung bietet diese Möglichkeit vorgefertigt an. Soll die bisherige Datenstruktur multithreaded ausgewertet werden, so muss eine derartige Umgebung erst entwickelt werden.

Eine weitere Verbesserung des Aufnahmeprogramms kann durch die Verwendung des Multithreading hervorgerufen werden. Dadurch kann das Visualisieren der Daten von der Aufnahme der Daten getrennt werden. Dies hat den Vorteil, dass die Aufnahmerate nicht durch die Betrachtung, bzw. vorzeitige Auswertung der aufgenommenen Daten beeinflusst wird.

A. Quellcodes

A.1. Erweiterter Constant Fraction Algorithmus

Im nachstehenden Quellcode ist der erweiterte Constant Fraction Algorithmus gezeigt. Die Funktionsweise dieses Algorithmus ist in Kapitel 2.4.2 erläutert worden.

```
template <typename T>
void cfdImpl(MyEvent * ev, MyEventViewer * view)
{
    long delay=0;           //the delay of the cfd
    double walk=0;         //the walk of the cfd
    double fraction=0;     //the fraction of the cfd

    double *cData=0;      //this is the array where the tempuls
                          //will be copied to
    size_t maxsize = 0;   //the size of of the array

    //—go through all channels—//
    for (int chan=0; chan< ev->getNbrOfChannels();++chan)
    {
        if(ev->getUsedChannels() & (0x1<<chan))
        {
            MyChannel * Channel = ev->getChannel(chan);
            double threshold = Channel->getNoise();
            long baseli = Channel->getBaseline();

            //—go through all pulses—//
            for (int puls=0; puls < Channel->getNbrPulses();++puls)
            {
                MyPuls * Puls = Channel->getPuls(puls);
                long timestamp = Puls->getTimestamp();

                //—first check wether we have settings—//
                //—for a puls with this timestamp—//
                MyCFD * CFDSettings = Channel->getCFDSettings();
                bool inRange = CFDSettings->isInRange(timestamp);
                //—if we don't we can skip this pulse—//
                if (!inRange) continue;

                //get a pointer to where the array is//
                T * Data = (T *) Puls->getData();
                //get the length of the array//
                size_t pLength = Puls->getLength();

                //if the copy puls is not big enough to hold//
                //the original puls resize then container//
                if (pLength > maxsize)
                {
                    delete [] cData;
```

```

        cData = new double[pLength+100];
        maxsize = pLength+100;
    }

    //copy the puls to the new array//
    double* tmp1 = cData;
    T*      tmp2 = Data;
    for (int i=0;i<pLength;++i)
        *tmp1++ = *tmp2++;

    //get the meanpuls stuff//
    const double * MPuls = CFDSSettings->getMPuls(timestamp);
    double MPulsSlope = CFDSSettings->getMPulsSlope(timestamp);

    //—get the right cfd settings—//
    long delay = CFDSSettings->getDelay(timestamp); //in ns
    delay /= (ev->getSampleInterval()*1e9); //convert to sample
                                           //interval steps

    double walk = CFDSSettings->getWalk(timestamp); //in mV
    walk /= Channel->getVertGain(); //converted to adc bytes

    double fraction = CFDSSettings->getFraction(timestamp);

    threshold = CFDSSettings->getThreshold(timestamp); //in mV
    threshold /= Channel->getVertGain(); //conv. to adc bytes

    //—go through the puls—//
    for (int i=delay+1; i<pLength-2;++i)
    {
        //the original Point at i
        double fx = cData[i] - (double) baseli;
        //the delayed Point at i
        double fxd = cData[i-delay] - (double) baseli;
        //the calculated CFPoint at i
        double fsx = -fx*fraction + fxd;

        //original Point at i+1
        double fx_1 = cData[i+1] - (double) baseli;
        //delayed Point at i+1
        double fxd_1 = cData[i+1-delay] - (double) baseli;
        //calculated CFPoint at i+1
        double fsx_1 = -fx_1*fraction + fxd_1;

        //check wether the criteria for a Peak are fullfilled://
        //one point above one below the walk
        if (((fsx-walk) * (fsx_1-walk)) <= 0 )
            //point of copy Puls above the threshold
            if (fabs(fx) > threshold)
                //original point above the threshold
                if (fabs(Data[i]-(double) baseli) > threshold)
                {

```

```

//---it could be that the first criteria      --//
//---is 0 because one of the CF-Signal Points--//
//---or both are exactly where the walk is   --//
//---check for this scenario:                --//
if (fabs(fsx-fsx_1) < 1e-8) //both points are on the walk
{
    //---go to next loop until at least one is over--//
    //---or under the walk--//
    continue;
}
else if ((fsx-walk) == 0)           //only first is on walk
{
    //---Only the fist is on the walk,--//
    //---this is what we want           --//
    //---don't stop here                 --//
}
else if ((fsx_1-walk) == 0)       //only second is on walk
{
    //---we want that the first point --//
    //---will be on the walk,so in the--//
    //---next iterartion this point   --//
    //---will be the first.           --//
    continue;
}
//---does the peak have the right polarity? --//
//---if two pulses are close together then the cfsignal--//
//---goes through the walk three times, where only   --//
//---two of the crossings are good. So we need to find --//
//---the one where it is not good                 --//
if (fsx > fsx_1) //neg polarity
//but Original or substr. Puls is Pos .. skip
if ((Data[i] > baseli) || (cData[i] < baseli))
    continue;
if (fsx < fsx_1) //pos polarity
//but Original or substr. Puls is Neg .. skip
if ((Data[i] < baseli) || (cData[i] < baseli))
    continue;

//---later we need two more points, create them here--//
//the original Point at i-1
double fx_m1 = cData[i-1] - (double) baseli;
//the delayed Point at i-1
double fxd_m1 = cData[i-1-delay] - (double) baseli;
//the calculated CFPoint at i-1
double fsx_m1 = -fx_m1*fraction + fxd_m1;

//original Point at i+2
double fx_2 = cData[i+2] - (double) baseli;
//delayed Point at i+2
double fxd_2 = cData[i+2-delay] - (double) baseli;
//calculated CFPoint at i+2
double fsx_2 = -fx_2*fraction + fxd_2;

//---find pos with a linear interpolation--//
//---between the two points                 --//
//((fsx-fsx_1)/(i-(i+1)));
double m = fsx_1-fsx;

```

```

//PSF:  $fx = (x - i)*m + cfs[i]$ 
double xLin = i + (walk - fsx)/m;

//---find pos with a cubic polynomial interpolation---//
//---between four points.do this with the Newtons ---//
//---interpolation Polynomial ---//
double x[4] = {i-1,i,i+1,i+2}; //x vector
double y[4] = {fsx_m1,fsx,fsx_1,fsx_2}; //y vector
double coeff[4] = {0,0,0,0}; //Newton
//coeff. vector

createNewtonPolynomial(x,y,coeff);

//---numerically solve the Newton Polynomial ---//
//---give the linear approach for x as Start Value---//
double xPoly = findXForGivenY(x,coeff,walk,xLin);
double pos = xPoly
            + (double)timestamp
            + (ev->getHorpos()*1.e9);

//---make a linear regression to find the slope---//
//---of the leading edge ---//
double mslope,cslope;
double xslope[3] = {i-delay,i+1-delay,i+2-delay};
double yslope[3] = {fxd,fxd_1,fxd_2};
linearRegression(3,xslope,yslope,mslope,cslope);

//---add a new peak---//
MyPeak *Peak = Puls->addPeak();

//add the info//
Peak->setCFD(pos);
Peak->setTime(pos);
if (fsx > fsx_1) //Peak has Neg Pol
    Peak->setPolarity(kNegative);
if (fsx < fsx_1) //Peak has Pos Pol
    Peak->setPolarity(kPositive);
if (fabs(fsx-fsx_1) < 1e-8) //Peak has Bad Pol
    Peak->setPolarity(kBad);

//slope of peak//
Peak->setSlope(mslope);

.
.
.
find and set some more properties of the peak
.
.
.

```


A.3. Funktionswertbestimmung eines Newton Polynoms

Im nachfolgenden ist der Quellcode abgedruckt der den Funktionswert eines Newton Polynoms berechnet. Dazu wird die sogenannte Horner's Regel angewandt. Diese berechnet aus den Koeffizienten des Newton Polynoms den Funktionswert.

```
double evalNewtonPolynomial(const double * x, const double * coeff, double X)
{
    /*--this function evaluates the Newton Polynomial that was created--*/
    /*--from 4 Points(x0,y0),..., (x(4-1),y(4-1)) with coefficients --*/
    /*--(c0,...,c(4-1)) using Horner's Rule --*/

    double returnValue = coeff[3];
    returnValue = returnValue * (X - x[2]) + coeff[2];
    returnValue = returnValue * (X - x[1]) + coeff[1];
    returnValue = returnValue * (X - x[0]) + coeff[0];

    return returnValue;
}
```

A.4. Clipping Verfahren

Hier ist der C++ Quellcode für das Clipping Verfahren gezeigt. Dies stellt eine Numerische Methode dar um aus einer Funktion zu einem bestimmten Funktionswert den zugehörigen x-Wert zu erfahren. Die Funktionsweise dieses Algorithmus ist in Kapitel 2.3.4 gezeigt worden. Weitere Erläuterungen befinden sich in den Kommentaren dieses Algorithmus.

```
typedef struct{double x; double y;} Punkt;
double findXForGivenY(const double * x, const double * coeff,
                     double Y, double Start)
{
    /*--initialisiere die Grenzen--*/
    Punkt Low = {x[1], evalNewtonPolynomial(x,coeff,x[1])};
    Punkt Up = {x[2], evalNewtonPolynomial(x,coeff,x[2])};

    /*--initialisiere den iterierenden Punkt mit dem Startwert--*/
    Punkt p = {Start, evalNewtonPolynomial(x,coeff,Start)};

    /*--ist der Startpunkt schon der richtige Punkt--*/
    /*--liefere den dazugehörigen x-Wert zurück --*/
    if (p.y == Y)
        return p.x;

    /*--finde heraus ob es ein positiver oder ein negativer Durchgang ist--*/
    bool Neg = (Low.y > Up.y)?true:false;

    /*--der Startpunkt soll die richtige neue Grenze bilden--*/
    if (Neg) /*wenn es ein negativer Durchgang ist
    {
        if (p.y > Y) /*ist der y-Wert grösser als der gewollte
            Low = p; /*bildet der Punkt die neue untere Grenze
        else if (p.y < Y) /*ist der y-Wert ist kleiner als der gewollte
            Up = p; /*bildet der Punkt die neue obere Grenze
        else /*ist der Punkt genau getroffen
            return p.x; /*liefere den dazugehörigen x-Wert zurück
    }
```



```

}
else //wenn es ein positiver Druchgang ist
{
  if (p.y > Y) //und der y-Wert grösser als der gewollte
    Up = p; //bildet der Punkt die neue obere Grenze
  else if (p.y < Y) //und y-Wert ist kleiner als der gewollte
    Low = p; //bildet der Punkt die neue untere Grenze
  else //ist der Punkt genau getroffen
    return p.x; //liefer den dazugehörigen x-Wert zurück
}

while((Up.x-Low.x) > 0.005) //iteriere solange bis der Abstand
//zwischen den x-Werten der Grenzen
//kleiner als 0.005 ist
{
  //—bilde das arithmetische Mittel zwischen beiden Grenzen—//
  //—das ist der neue x-Wert unseres Punktes --//
  p.x = 0.5 * (Up.x+Low.x);
  //—finde den dazugehörigen y-Wert—//
  p.y = evalNewtonPolynomial(x, coeff, p.x);

  //—Überprüfe welche neue Grenze dieser Punkt bilden soll—//
  if (Neg) //wenn es ein negativer Druchgang ist
  {
    if (p.y > Y) //und der y-Wert grösser als der gewollte
      Low = p; //bildet der Punkt die neue untere Grenze
    else if (p.y < Y) //und der y-Wert ist kleiner als der gewollte
      Up = p; //bildet der Punkt die neue obere Grenze
    else //ist der Punkt genau getroffen
      return p.x; //liefer den dazugehörigen x-Wert zurück
  }
  else //wenn es ein positiver Druchgang ist
  {
    if (p.y > Y) //und der y-Wert grösser als der gewollte
      Up = p; //bildet der Punkt die neue obere Grenze
    else if (p.y < Y) //und y-Wert ist kleiner als der gewollte
      Low = p; //bildet der Punkt die neue untere Grenze
    else //ist der Punkt genau getroffen
      return p.x; //liefer den dazugehörigen x-Wert zurück
  }
}
return ((Up.x + Low.x)*0.5);
}

```

A.5. Schwerpunktsalgorithmus aus Aufnahmeprogramm

Der nachstehende Quellcode zeigt wie in dem Aufnahmeprogramm mit Hilfe der Schwerpunktsbildung (Kapitel 2.3.2) Signale identifiziert und deren Position bestimmt werden. Diese Funktion wurde als Funktionstemplate erschaffen, damit sie die unterschiedlichen Datentypen der beiden Acqiris Digitizer Karten bearbeiten kann. Der Quellcode der Berechnung des FWHM verwendete Funktion kann in Anhang A.7 gefunden werden.

```

template <typename T>
void findPeakImpl(MyEvent * ev)
{
    //Horizontal Position of this event
    double horpos = ev->getHorpos()*1.e9;

    //---go through all channels---//
    for (int iChan=0; iChan< ev->getNbrOfChannels();++iChan)
    {
        //if channel exists or is selected//
        if (ev->getUsedChannels() & (0x1<<iChan))
        {
            MyChannel * Chan = ev->getChannel(iChan);
            long threshold = Chan->getNoise(); //threshold of this channel
            long baseli = Chan->getBaseline(); //Baseline of this channel

            //---go through all Pulses in this Channel---//
            for (int iPuls=0; iPuls < Chan->getNbrPulses();++iPuls)
            {
                MyPuls * Puls = Chan->getPuls(iPuls);
                //the pointer to the first data point
                T *Data = static_cast<T *> (Puls->getData());
                //where in the whole Waveform is the first data point
                //(index of first data point)
                long timestamp = Puls->getTimestamp();
                //the length of this Puls
                long pLength = Puls->getLength();

                //set some things that we need later//
                bool firsttime = false;
                long maxpos=0;
                long maximum=0;
                double wichtung=0;
                double integral=0;
                MyPeak *Peak = 0;

                //---go through the Puls Data---//
                for (int i=3; i<pLength;++i)
                {
                    //---first check if we're outside the noise ---//
                    //---or wether this is the last point in this Puls---//
                    if ( (abs(Data[i] - baseli) >= threshold))
                    {
                        //---is this the firsttime we are outside the noise---//
                        //---reset the maximum and integral stuff ---//
                        if(firsttime)
                        {
                            firsttime = false;
                            maximum = 0;
                            maxpos = 0;
                            integral = 0;
                            wichtung = 0;
                        }

                        //---make integral and wichtung---//
                        integral += abs(Data[i]- baseli);
                        wichtung += abs(Data[i]- baseli) * i;
                    }
                }
            }
        }
    }
}

```

```

//---if the current point is bigger than the---//
//---remembered maximum point set the current---//
//---point as remembered maximum point      ---//
if (abs(Data[i]-baseli) > maximum)
{
    maximum = abs(Data[i]-baseli);
    maxpos = i;
}

//---if haven't found a Peak yet      ---//
//---check whether there is a rising edge---//
//---if there is one we have found peak ---//
if (!Peak)
{
    if ((abs(Data[(i-3)]-baseli) < abs(Data[(i-2)]-baseli)) &&
        (abs(Data[(i-2)]-baseli) < abs(Data[(i-1)]-baseli)) &&
        (abs(Data[(i-1)]-baseli) < abs(Data[(i)]-baseli)))
    {
        //add a peak to the current Puls
        Peak = Puls->addPeak();
    }
}
} //end check outside noise
else //we are inside the noise
{
    //---if we have found a Peak      ---//
    //---get the peaks' values and store them---//
    if (Peak)
    {
        //---check polarity---//
        //---positiv---//
        if (Data[maxpos]-baseli == maximum)
            Peak->setPolarity(kPositive);
        //---negativ---//
        else if (Data[maxpos]-baseli == -maximum)
            Peak->setPolarity(kNegative);
        //---no polarity found---//
        else
            Peak->setPolarity(kBad);

        //set Peaks values//
        Peak->setPosition( (wichtung/integral)
                        + (double)timestamp
                        + horpos );
        Peak->setHeight(maximum);
        Peak->setMaxPos(maxpos);

        //function to find and set the fwhm
        fwhm<T>(Peak);

        //reset Peak//
        Peak = 0;
    }
}

```

```

        //reset the firsttime flag//
        firsttime = true;
    } //end inside noise
} //end go through Puls Data
} //end go through all Pulses in Channel
} //end if Channel exists
} //end go through all Channels
}

```

A.6. Nullunterdrückung

Im nachstehenden Quellcode ist die Nullunterdrückung beschrieben. Sie ist als C++ Template Funktion implementiert worden, damit das Aufnahmeprogramm zur Laufzeit entscheiden kann ob es 8 Bit (char) oder 16 Bit (short) Variablen verwendet. Dies ist davon abhängig ob das Aufnahmeprogramm mit dem DC271 oder DC282 Digitizer verwendet wird.

```

template <typename T>
void suppressZerosImpl(MyChannel * ch, long backsize, long stepsize)
{
    bool firsttime = true;

    long Datalength = ch->getRawReadDataLength();
    long baseline = ch->getBaseline();
    long noiselevel = ch->getNoise();
    long indexToFirstSample = ch->getIndexFirstSamp();

    T * Data = static_cast<T *> ch->getRawData();
    long rempos=0;

    long i=0;
    while(i < Datalength-stepsize)
    {
        //—look if peak comes out of noiselevel—//
        if ((abs(Data[i]-baseline) > noiselevel) ||
            (abs(Data[i+3]-baseline) > noiselevel)
            )
        {
            if (firsttime)
            {
                //—if it was the first time we went out of noise—//
                firsttime=false;    //reset the flag

                //—if the remembered position is further away than —//
                //—backsize then go back backsize otherwise only go—//
                //—back i-rempos and remember position —//
                long back = ((i-rempos) > backsize)? backsize : (i-rempos);

                //—if the remembered position is not further away than—//
                //—backsize add puls only if there is no pulse, that —//
                //—means that rempos is 0. otherwise just extend the —//
                //—previous pulse —//
                if (( rempos == 0) || ((i-rempos) > backsize) )
                {
                    ch->addPuls();
                    ch->getPuls()->setTimestamp((i-back)+indexToFirstSample);
                    ch->getPuls()->setData(&Data[i-back]);
                }
            }
        }
        i+=stepsize;
    }
}

```

```

        ///--we need to append the length to "back+1" because the--//
        ///--length of the array is one bigger than the index --//
        ///--example: the pulse goes out of the noise level at --//
        ///-- index 3 then we will find it at index 4, now if --//
        ///-- we have a backsize of 50 then back will be 4, --//
        ///-- which is ok for the timestamp, which is 0 and the--//
        ///-- pointer, which will go to index 0 but we already --//
        ///-- have a length of 5, which is "back+1". --//
        ch->getPuls()->appendlength(back+1);
    }
    else
    {
        ch->getPuls()->appendlength(back);
    }

}
///--append next step ns--//
ch->getPuls()->appendlength(stepsize);
i+=stepsize;
}
else
{
    ///--if it is the firsttime we are inside the noise--//
    ///--remember where the pulse endet--//
    if (!firsttime)
        rempos = i;

    ///--we are insinde the noise reset the firsttime flag--//
    firsttime=true;
    i+=2;
}
}

///--if the loop quitted but there was still a puls, record everything--//
///--until the end of the range--//
if (!firsttime)
    ch->getPuls()->appendlength(Datalength - i - 1);
}

```

A.7. Berechnung FWHM

Im folgenden befindet sich der Quellcode zur Berechnung der Full Width at Half Maximum (FWHM) eines Signals. Diese wird mit Hilfe einer linearen Regression an den Flanken errechnet. Eine genauere Beschreibung befindet sich in Kapitel 2.3.1. Hier wurde ein Funktionstemplate verwendet, damit die Datentypen der beiden Acqiris Digitizer Karten untersucht werden können.

```

template <typename T> void fwhm(MyPeak *p)
{
    ///--get some infos about the peak first--//
    T *Data = static_cast<T *> (p->getParentPuls()->getData ());
    long pLength = p->getParentPuls()->getLength ();
    long baseline = p->getParentPuls()->getParentChannel()->getBaseline ();
    double height = p->getHeight ();
    long maxpos = p->getMaxPos ();
}

```

```

//—initialize values—//
double halfHeight = 0.5*height;
long fwhm_l = 0;
long fwhm_r = 0;

//—go from middle to left until 0.5*height --//
//—find first point that is above 0.5*height--//
for (int i=maxpos; i>=0; --i)
{
    if (abs(Data[i]-baseline) < halfHeight)
    {
        fwhm_l = i+1;
        break;
    }
}

//—go from middle to right until 0.5*height --//
//—find last point that is still above 0.5*height--//
for (int i=maxpos; i<pLength; ++i)
{
    if (abs(Data[i]-baseline) < halfHeight)
    {
        fwhm_r = i-1;
        break;
    }
}

//—if we haven't found a right side and a left side--//
//—then return here --//
if (!fwhm_r || !fwhm_l)
{
    p->setFWHM(-1);
    return;
}

//—compute the fwhm with a linear interpolation --//
//—between the points that are left and right from--//
//—where the fwhm is. --//
double lx1=fwhm_l-1;
double ly1=abs(Data[fwhm_l-1]-baseline);
double ly2=abs(Data[fwhm_l]-baseline);

double rx1=fwhm_r;
double ry1=abs(Data[fwhm_r]-baseline);
double ry2=abs(Data[fwhm_r+1]-baseline);

double fwhm_L = (halfHeight-ly1)/(ly2-ly1) + lx1;
double fwhm_R = (halfHeight-ry1)/(ry2-ry1) + rx1;

double FWHM = fwhm_R - fwhm_L;
p->setFWHM(FWHM);
}

```

B. Aufnahmeprogramm AGAT

B.1. Datenstruktur

Im folgenden ist die Dateistruktur für Dateien, die mit dem Aufnahmeprogramm geschrieben wurden, erklärt:

Kopfteil

Der erste Teil jeder Datei besteht aus einem sogenannten „Header“ in dem sich Informationen über Grund- und Kanaleinstellungen befinden, die immer gleich bleiben.

Der erste Teil besteht aus den Grundeinstellung ist nur einmal vorhanden:

Variablentyp/größe	Inhalt
long	Größe des Headers in Bytes
short	Anzahl aller Kanäle
short	Anzahl der Bits pro Datenpunkt(8 oder 16)
double	Sample Interval in ns
long	Anzahl der Samples
double	Delay Time in μ s
short	Trigger Channel
double	Trigger Level
short	Trigger Slope
long	Bitmaske die anzeigt welche der Möglichen Kanäle verwendet werden
long	Channel Combination Used Channels Bitmask wie sie für die Channel Combination function verwendet wird
short	Anzahl der Converter pro Kanal

Nun folgen die Kanaleinstellungen. Diese Wiederholen sich für jeden vorhandenen Kanal. Um rauszufinden welche von den Kanälen aktiv sind kann die Bitmaske verwendet werden.

Variablentyp/größe	Inhalt
short	Full Scale in mV
short	Offset in Bits
double	Vertical Gain
short	Baseline in Bits
short	Noise in Bits
long	Step Size
long	Back Size

Datenteil

Nach dem Header folgen nun die eigentlichen Daten. Diese sind im Eventmodus abgelegt. Jedes Event hat also den gleichen Aufbau. Zuerst werden die Informationen über das Event abgelegt. Jedes Event legt die Informationen über jeden aktiven Kanal ab. Jeder aktive Kanal legt Informationen über jeden nach der Nullunterdrückung gefundenen Pulszug ab. Dies können mehrere pro Kanal sein. Das ganze gliedert sich wie folgt: Zuerst legt das Event allgemeine Informationen über sich ab:

Variablentyp/größe	Inhalt
long	Event ID (Der Zeitstempel des Betriebssystems)
double	„Horpos“-Wert von Acqiris

Nun folgt für jeden aktiven Kanal folgende Informationen:

Variablentyp/größe	Inhalt
short	Anzahl der Pulszüge, die in diesem Kanal gefunden wurden

Für jeden Pulszug folgen diese Informationen bevor mit dem nächsten Aktiven Kanal weitergemacht wird:

Variablentyp/größe	Inhalt
long	Zeitpunkt an dem der Pulszug innerhalb des Kanals beginnt
long	Länge des Pulszuges
array of byte / short	der Pulszug. Dies ist ein Array von entweder Bytes oder Shorts abhängig vom Verwendeten Acqiris Modul. Um was für ein Pulszug es sich handelt kann in der Variable „Anzahl der Bits pro Datenpunkt“ nachgesehen werden

Nach jedem Pulszug folgt entweder der nächste Pulszug. Wenn alle Pulszüge in dem aktiven Kanal abgearbeitet sind, folgt der nächste aktive Kanal.

B.2. Bedienungsanleitung

Im folgenden befindet sich die Bedienungsanleitung für das Aufnahmeprogramm. In seiner Funktionsweise wird es in Kapitel 1.2.5 vorgestellt. Die Quellcodes zu einigen Teilen dieses Programms sind in Anhang A aufgeführt. Da die Bedienungsanleitung als im PDF-Format vorliegt, weicht es von dem übrigen Seitenformat, das hier verwendet wird ab.

Manual

1. Main Window
 - 1.1 Update
 - 1.2 Histograms
 - 1.3 Staus
 - 1.4 Controls
2. File Menu
 - 2.2 File Name Dialog
3. View Menu
4. Acqiris Menu
 - 4.1 Combine Channels Dialog
 - 4.2 Configure Dialog
5. Analyze Menu
 - 5.1 Assigning Channel Dialog
 - 5.2 Change Sums Dialog
6. Histogram Window
 - 6.1 Histo Size Dialog

Notes:
Make sure you have read the Acqiris Manual for your Instrument before reading this manual.

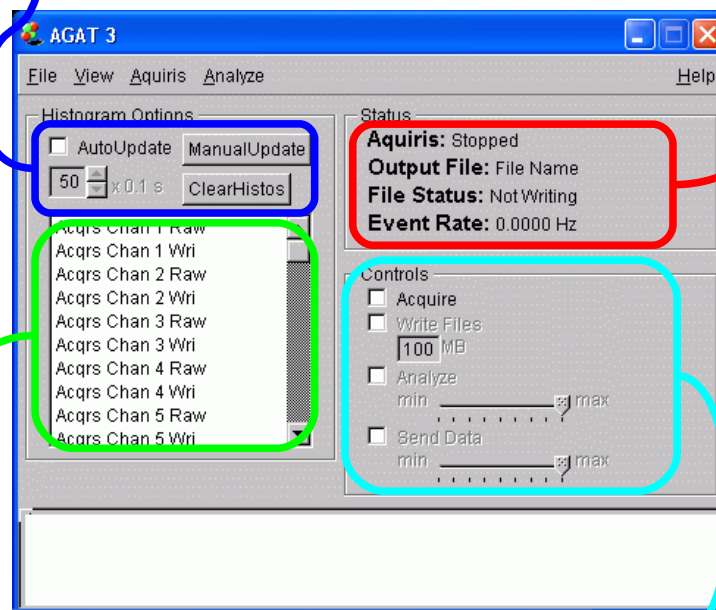
1. Main Window

Update:

To manually Update click the „Manual Update“ Button. To automatically Update Histograms check AutoUpdate Box. To set the Update Time, choose a time in the Box below. Note that the time is given in 1/10 of a second. To Clear all Histograms click the „Clear Histos“ Button.

Status:

This window gives some information about the current status of the program.



Histograms:

In this Window you can select which Histogram you want to look at.. Just click on an Entry and a new Window containing the chosen Histogram will appear. Clicking it again will close the Histogramwindow. Please refer to section „6. Histogram Window“ for further information

Controls:

To start the Acquisition: check the „Acquire“ Box. Once you have done the other CheckBoxes will be available to you.

To write the data to the disk check the „Write Files“ Box. Underneath is an Entry that lets you set how big one File will be before the next one is written. Make sure that you have given a Filename before you click this Box. Please refer to section „2. File Menu“ for further Information.

To analyze the acquired data with AGAT check the „Analyze“ Box. The slider underneath this Box lets you decide how much of the Buffer will be analyzed. Please refer to section „4. Configure Dialog“ for information on how to set the Buffersize.

To send the data to a client computer check the „Send Data“ Box. The slider underneath this Box lets you decide how much of the Buffer will be sent. Sending the data to a client computer is good if you want your costumized analyzis. You need to install Agat Remote and Root on you client computer. By changing analyze.cxx you can write your own analyzis.

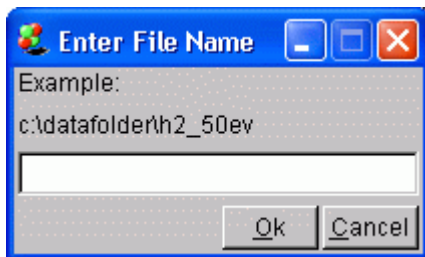
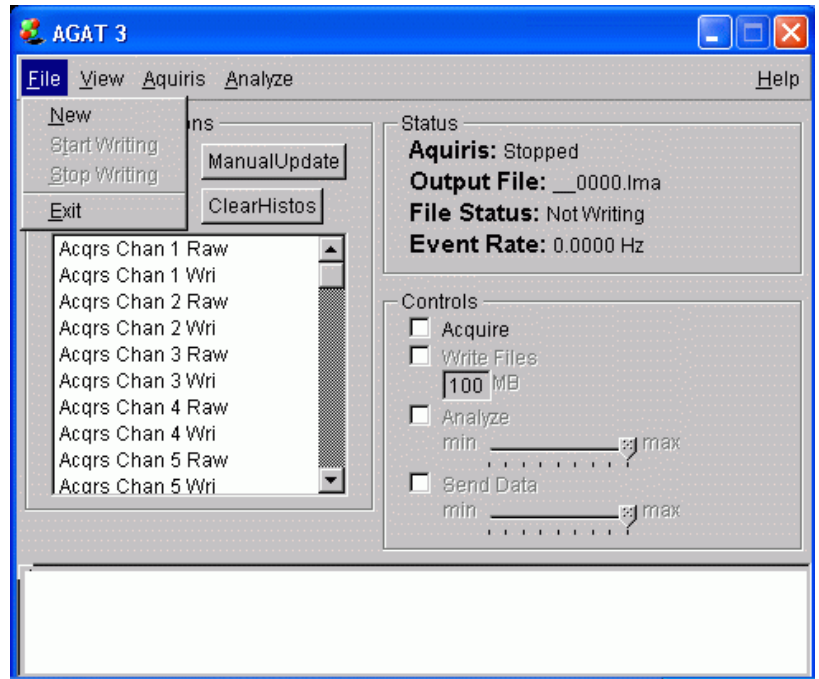
2. File Menu

New: Opens the New File Dialog

Start Writing: Same as if you check „Write Files“ Box

Stop Writing: Same as if you uncheck „Write Files“ Box

Exit: Closes the Program



File Name Dialog:

Enter your file name in here. The ending and extension are added automatically.

Example: if you enter c:\data\dummy the resulting file name will be c:\data\dummy__0000.lma. The ending will increase the number once the given filesize is exceeded. Therefore the next files name will be c:\data\dummy__0001.lma and so on.

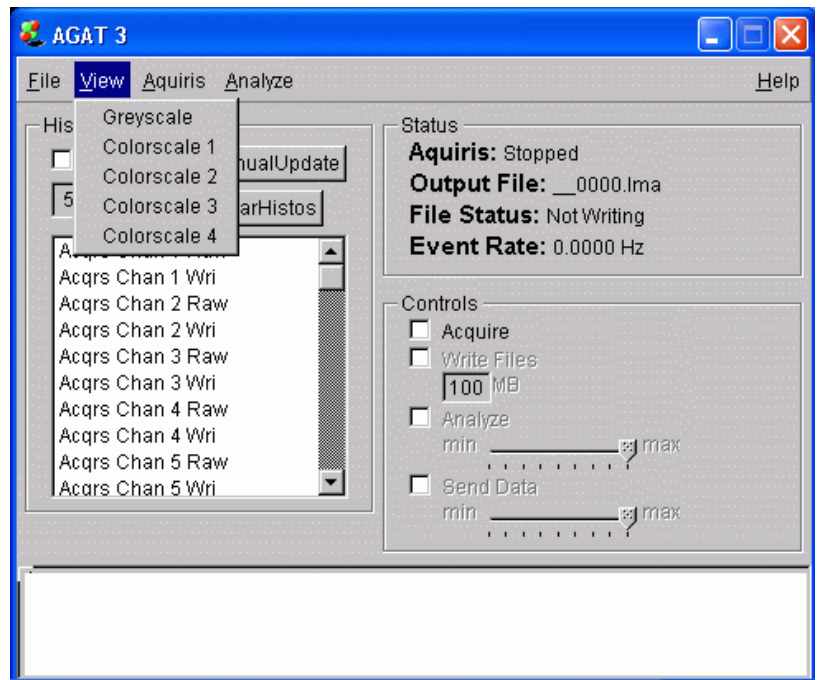
Notes:

-Makes sure the given path exists, because this function wont create it for you. It will just complain, that it could not open the file.

-When giving a new file name make sure, that you delete the old ending and extension, otherwise the program gets confused and creates stupid file names.

3. View Menu

Lets you choose between several color scales and a greyscale for the histograms.



4. Acqiris Menu

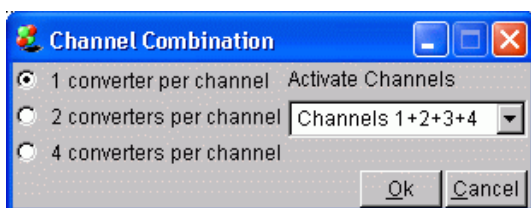
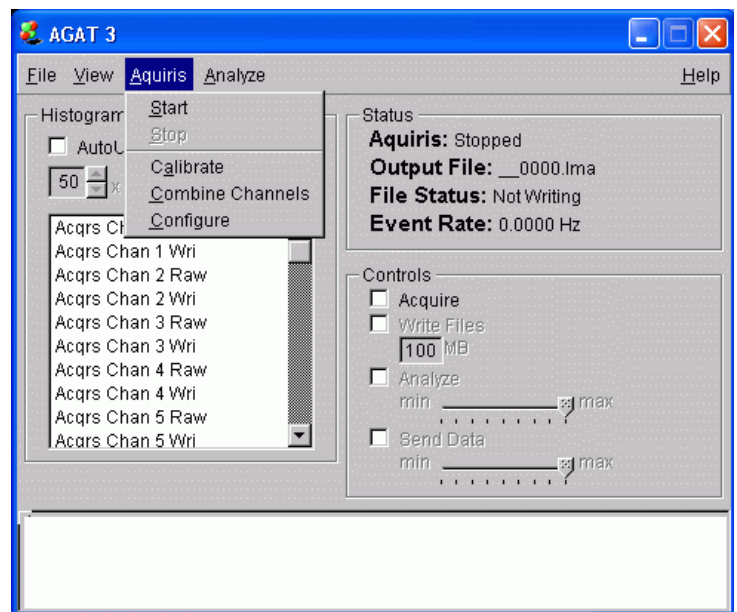
Start: Starts the Acquisition

Stop: Quits the Acquisition

Calibrate: Calibrates the Instrument

Combine Channels: Opens the Combine Channels Dialog

Configure: Opens the Configure Dialog



Channel Combination Dialog:

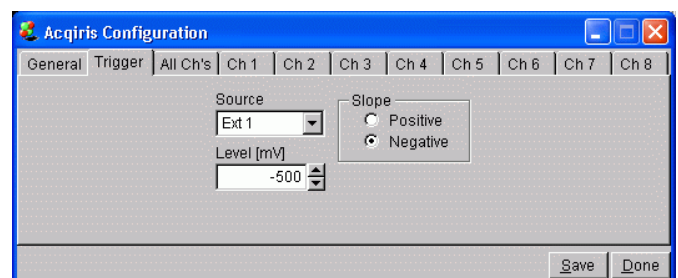
Choose how many Converters you want to use per channel with the radio buttons.

The dropdownlist lets you choose which channels will be the active ones.

Acqiris Configuration Dialog (Trigger):

Choose the trigger Source with the Dropdownlist the trigger Level with the number Entry. The radiobuttons lets you choose whether you want to trigger on the positive or the negative slope.

Note: Ext 1, Ext 3, ... are the external trigger Sources. If you want to trigger on a Signal itself choose the channel you want to trigger on. Changing some values on this channel have consequences to the triggering as well. Always check whether the settings you want to have are still ok after you changed something to the Channel. Please refer to the next section on how to change something with the channels.



Acqiris Configuration Dialog (General):

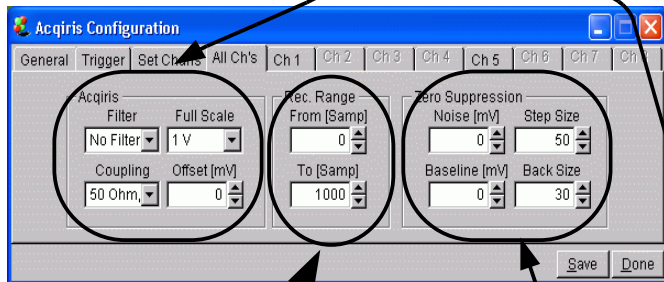
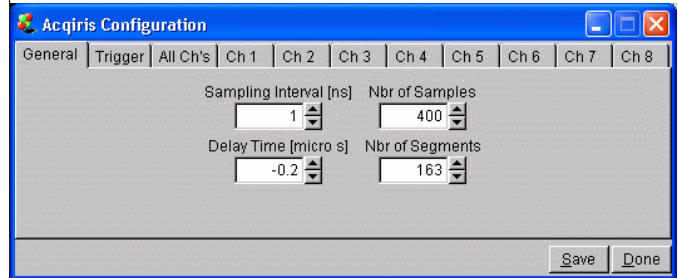
Make sure you have read the Acqiris Manual to fully understand the settings here.

The „Sampling Interval“ sets the interval between two data Points. For a DC271 this is 1ns if you use each channel individually. If you combine channels this value can decrease.

Example: If you use two converters per channel you can set the „Sampling Interval“ to 0.5ns, if you use 4 converters per channel you can set the „Sampling Interval“ to 0.25ns. With „Nbr of Samples“ you can set the size of the Time Window, which one can calculate with $\text{Nbr of Samples} * \text{Sampling Interval}$.

The „Delay Time“ lets one choose to use the trigger as a Post- or a Pre Trigger. Please refer to the Acqiris Manual for a detailed description.

„Nbr of Segments“ lets one choose how many events (Segments) will be recorded inside the Acqiris Modules before the data will be sent to the computer.



Acqiris Configuration Dialog (Channels):

In Rec(ordered) Range you can set a subset of the Range chose in General to be recorded. Within the given Time Window you can now a new Subwindow by setting its Start with the „From [Samp]“ input and the End with the „To [Samp]“ input.

Acqiris Configuration Dialog (Channels):

You have the choice of changing either every channel individually or changing them all at once. The Tab „All Ch's“ applies the settings to all channels at once. To change the Channels individually change to the Channels Tab.

Filter: Lets you set a Bandwidth Filter for the Channel. Some choices are not available for certain Modules. When you choose a Filter that is not available, the module will automatically change to Filter that is available.

Coupling: Here you can change the impedance and the coupling of the channel. Not all Options are available for all modules.

Full Scale: Lets you choose the vertical fullscale of the channel.

Offset: Sets the Zero of this channel to the given value.

The next values are used for the Zero Suppression.

The Program looks at PlusMinus „Noise“ from the „Baseline“ whether there are some values and considers that it found a Puls. If it found a peak it will go „Back Size“ steps back and starts recording the Puls. It will check after „Step Size“ steps whether there are still Data Points outside the Noise. If that is the case it will go another „Step Size“ steps and checks again. Please note that these steps are in units of the sampling Interval described above.

Acqiris Configuration Dialog (SetChans):

In this Tab one can choose which Channels are used. Eg if there are channels that have no input one can deselect them. This will increase the acquisition rate and cuts the amount of data written to the file. To select or deselect a channel just click on one of the Pictures. The associated channel tab will be disabled.

Note that the pictures are aligned as they are in the Acqiris Crate. Meaning that Channel 1 is in the lowest row in the left corner, Channel 4 is in the lowest row in the right corner, Channel 5 is in the second lowest row in the left corner, ... Once you have clicked a picture it will change its picture. Below is a description of the meaning of the different pictures.



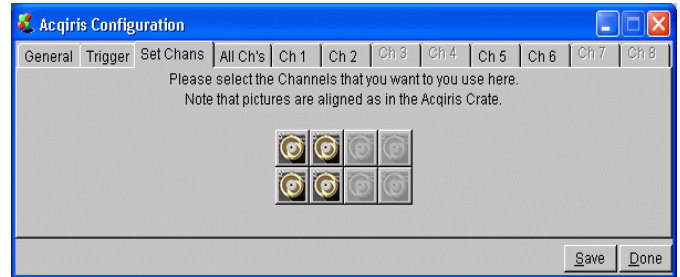
Means that this channel is active and will collect Data. The associated Channeltab is active and one can change the settings of this channel.



Means that this channel is not active. The input of this channel will not be recorded. The associated Channeltab is disabled.



Means that this channel is not available to the user mostly due to the Channel Combination Setting. Please refer to Section „4.1 Channel Combination Dialog“ for further information. One can not click on this channel.



5. Analyze Menu

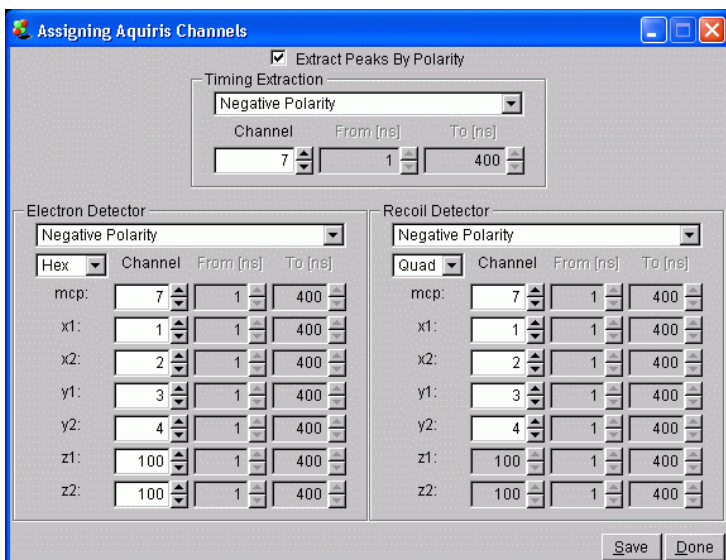
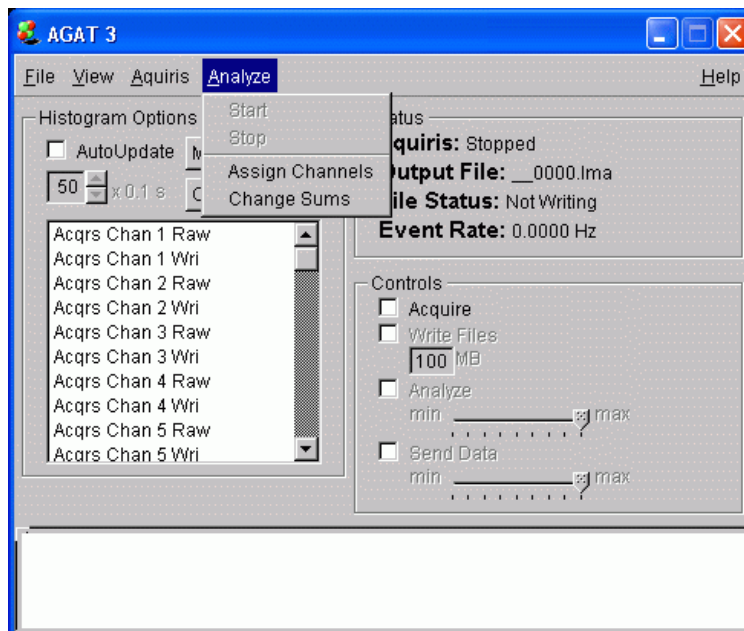
All these things are used for the online Analyzis only. Changing these settings will not tell the Program to record different data.

Start: Turns on the analyzis and Filling of the Histograms

Stop: Turns off the analyzis and the filling of the Histograms

Assign Channels: Opens the „Assign Channels“ Dialog

Change Sums: Opens the „Change Sums“ Dialog



Assign Channels Dialog:

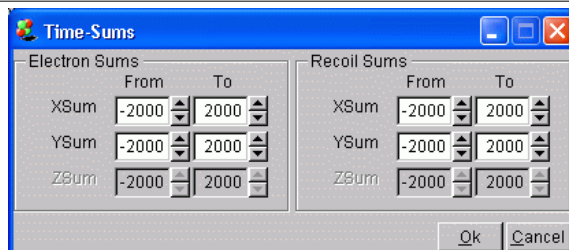
If you mix the two detectors into the Acqiris channels there are two ways to dismix them. If the signals from the two detectors are different in polarity, ie. the Recoil Detector Signals are Positive and the Electron Detector are Negative, then you can dismix them by their polarity.

When the Signals of the two Detectors are clearly separated in Time, you can set different time Windows to dismix the Signals. The CheckBox „Extract Peaks By Polarity“ lets you choose between these two options. You can then choose the polarity of the Peaks with the DropDownLists or the Time Range in the „From“, „To“ Numberentries. The smaller DropDownList inside the Detector Fields lets you choose wether you have a Hex or a Quad Anode on your Detector. Choose which Signal is on which Channel in the Numberentries.

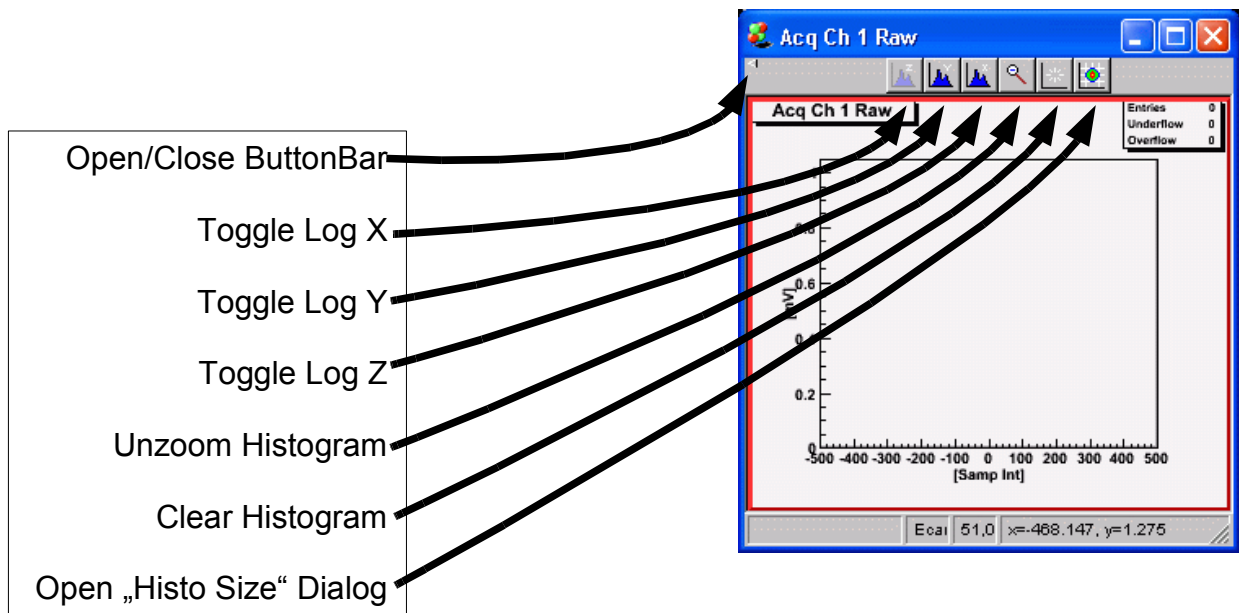
The „Timing Extraction“ Field lets you choose on which Channel you have your Timing Signal that is used to calculate the Time of Flight. For Laser Experiments this might be Diode Signal. For Synchrotron Experiments this might be the Bunchmarker Signal.

Change Sums Dialog:

Lets you choose the Timesums Condition for the different Anodelayers. This is the time that a Signal travels from one end of the Anode to the other. You can find those by checking the Timesum Histograms. All other Histograms will be filled only if the Timesum Condition is right.



6. Histogram Window



Histogram Size Dialog:

Choose the Histogram Options here. For 2-Dimensional Histograms, one can set the x and y Axis.

„nbrBinsX“ will set how many Bins are available in the x-Axis.

„xmin“ and „xmax“ will give you the range of the histogram.

The Binsize is calculated according to the formula
 $\text{Range} / \text{Number Bins}$

C. Hardware Constant Fraction Discriminators

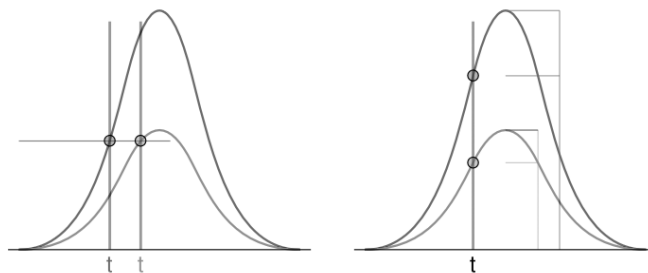


Abb. C.1.: Schematische Darstellung des Constant Fraction Prinzips. Vergleich von Schwellwertauslösung (links) und Constant-Fraction-Auslösung (rechts). Quelle [Wik]

Der Constant Fraction Discriminator (CFD) wandelt analoge Signale in digitale NIM-Signale um. Hierbei wird immer zu einem exakten Zeitpunkt der digitale Puls ausgegeben unabhängig von der Pulshöhe des analogen Pulses. Somit ist die Zeitmessung bzw. die Positionsmessung des Signals nicht von der Pulshöhe abhängig. Der CFD funktioniert nach folgendem Prinzip. Das eingehende Signal wird in zwei Signale aufgespalten. Eins der beiden Signale wird verzögert. Das andere wird invertiert und mit einem Faktor kleiner als 1 multipliziert. Anschließend werden die beiden Signale addiert. Der Nulldurchgang des summierten oder auch Constant Fraction Signals wird als Auslösepunkt des digitalen Signals verwendet. Diese Prinzip funktioniert allerdings nur dann, wenn die untersuchten Signale immer die gleiche Anstiegszeit haben.

D. Signalentstehung

Die Elektronenwolke, die nach der Verstärkung aus dem MCP austritt, wird mit Hilfe eines elektrischen Feldes zur Anode geleitet. Durch den Abtransport der Ladung vom MCP auf die Anode entsteht auf der Anode ein Signal. Die Spiegelladung, die auf dem MCP zurückbleibt erzeugt auf diesem das gleiche Signal. Dieses hat jedoch das umgekehrte Vorzeichen. Die ansteigende Flanke des MCP-Signals wird dabei wie folgt erzeugt:

Tritt die Elektronenwolke aus dem MCP aus, so gehen die meisten Feldlinien von der Elektronenwolke noch auf das MCP, da dies näher an der Ladung liegt. Dies bedeutet, dass das MCP noch den größten Anteil an der Spiegelladung der Elektronenwolke aufweist. Wird die Elektronenwolke nun auf die Anode geleitet, so entfernt sie sich langsam vom MCP. Dies hat zur Folge dass immer mehr Feldlinien nicht mehr auf das MCP sondern auf die Anode weisen. Befindet sich die Elektronenwolke auf der halben Strecke zwischen dem MCP und der Anode, so gehen gleich viele Feldlinien auf das MCP wie auf die Anode. Das bedeutet, die Spiegelladung verteilt sich nun gleichmäßig auf das MCP und die Anode. Beide besitzen nun die Hälfte der Spiegelladung.

Je weiter sich die Elektronenwolke nun der Anode näher, desto mehr Feldlinien gehen auf die Anode und nicht mehr auf das MCP. Dies geschieht, bis die Elektronenwolke komplett von der Anode aufgenommen wurde. Dadurch ist die Spiegelladung nun komplett auf dem MCP. Diese kann nun als Signal ausgekoppelt werden. Die entstehung des Signals auf diese Weise kann auch berechnet werden, da periodische Randbedingungen vorherrschen (siehe Abbildung D.1). In diesem Fall wurde jedoch darauf verzichtet.

Aus dieser Überlegung folgt, dass die Anstiegszeit des MCP nur von der Flugzeit der Elektronenwolke abhängt. Die Flugzeit selbst hängt jedoch nur vom Abstand zwischen dem MCP und der Anode und dem elektrischen Feld zwischen diesen ab. Da jedoch sowohl der Abstand zwischen MCP und Anode als auch das elektrische Feld konstant ist, muss auch die Anstiegszeit des MCP-Signals konstant sein.

Dies kann nur durch Raumladungseffekte gestört werden, welche von einer zu großen Elektronenwolke hervorgerufen werden. Tritt eine solche große Elektronenwolke aus dem MCP aus, schirmen die äußeren Elektronen der Elektronenwolke das elektrische Feld so ab, dass die inneren Elektronen dies nicht voll „spüren“. Dadurch werden die inneren Elektronen nicht genauso beschleunigt wie die äußeren und damit besitzen sie eine längere Flugzeit. Dies führt zu einer langsameren Anstiegszeit des MCP-Signals.

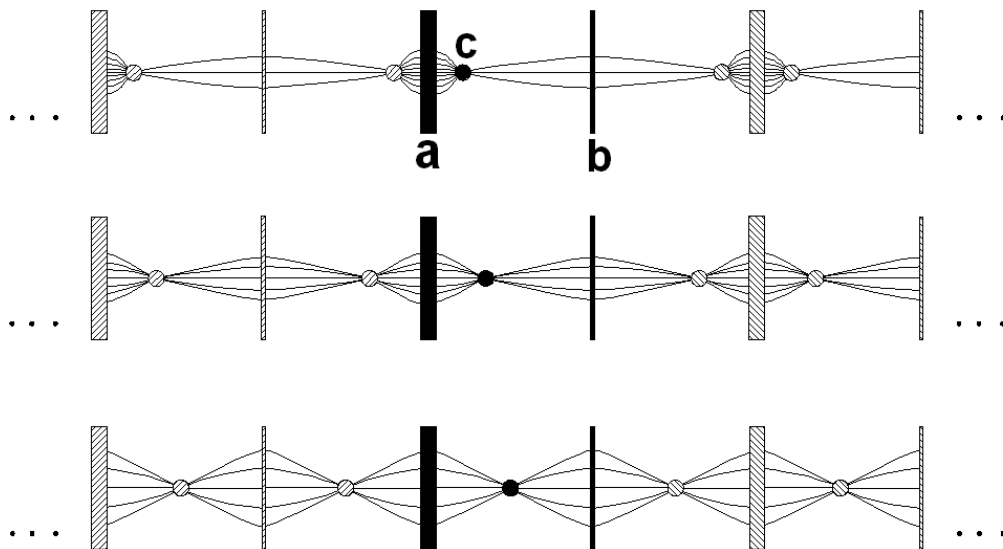


Abb. D.1.: Schematische Darstellung der Signalentstehung. a.) MCP, b.) Anode, c.) Elektronenwolke. Schraffiert sind die jeweiligen Spiegelungen der Elektronenwolke bzw. des MCPs und der Anode dargestellt. Feldlinien verbinden Elektronenwolke mit deren Spiegelungen.

E. Weitere Abbildungen

Im folgenden sind alle weiteren Bilder zu sehen, die nicht in den Hauptteil der Arbeit gekommen sind, jedoch weitere Erkenntnisse zulassen.

E.1. Zu Kapitel Peakfindung

E.1.1. Flankenfit

1 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

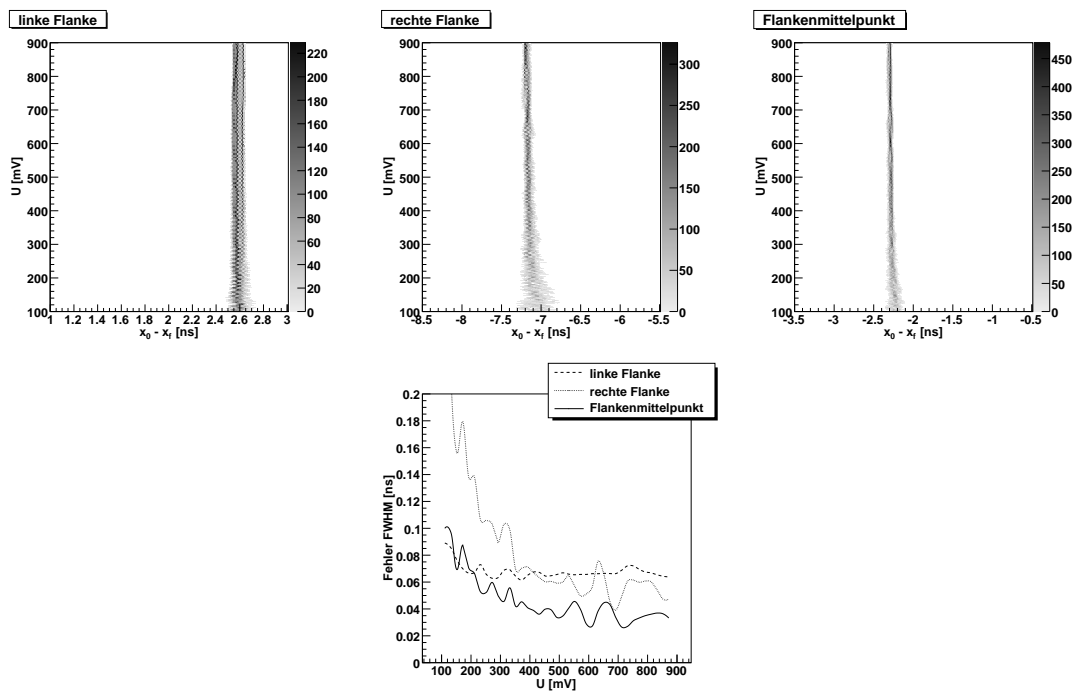


Abb. E.1.: Flankenfit, 1 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

1 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

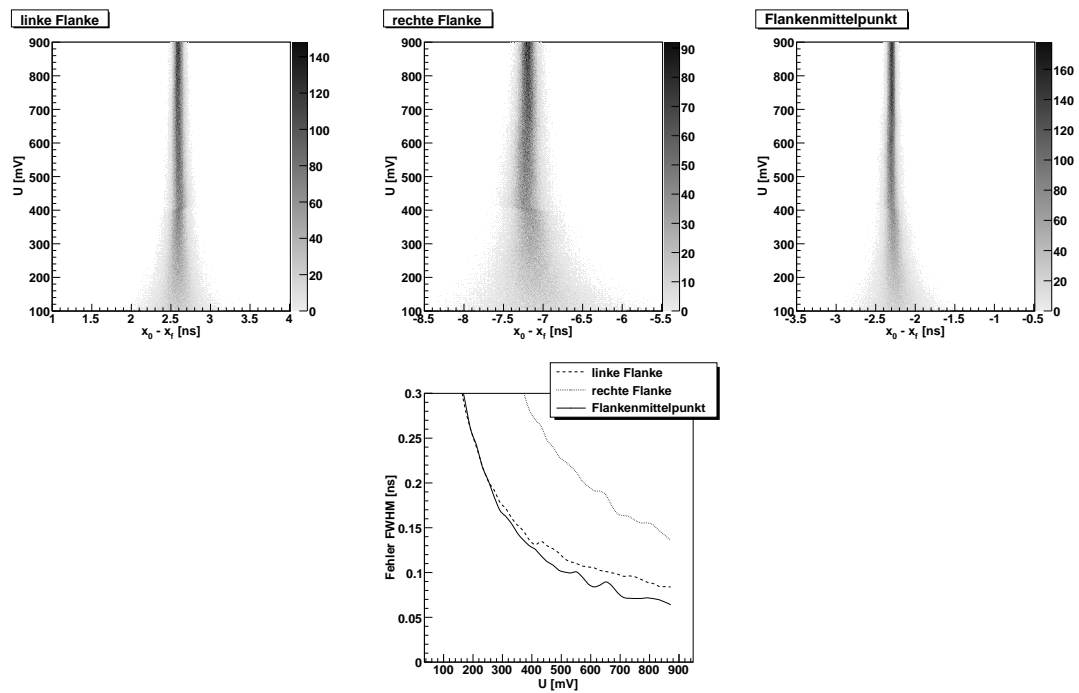


Abb. E.2.: Flankenfit, 1 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

1 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

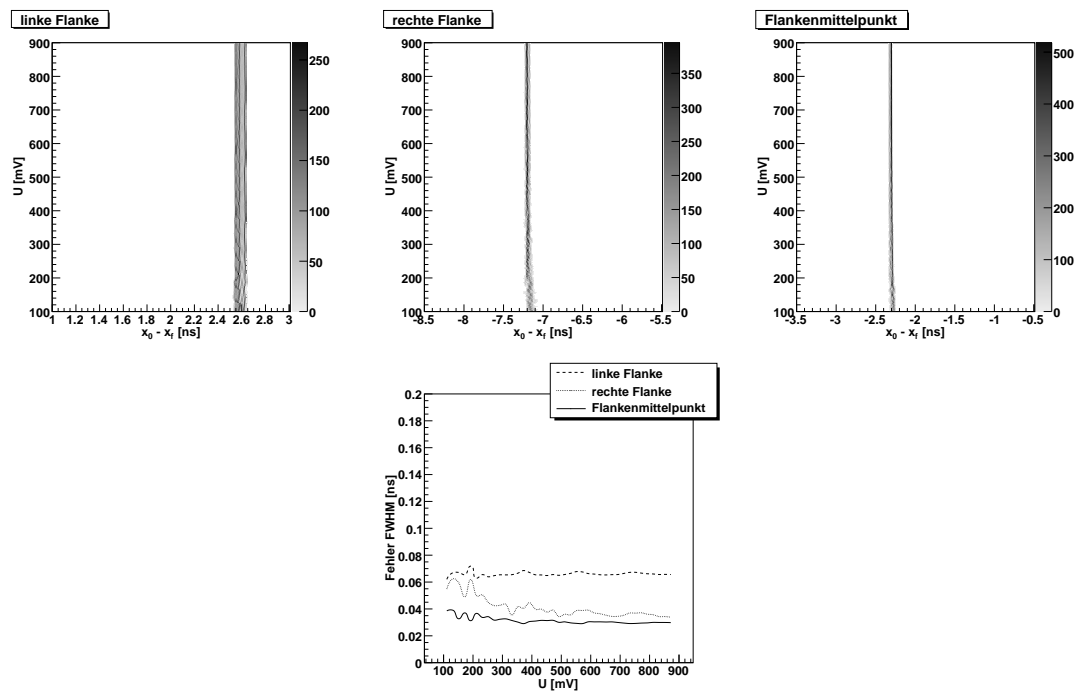


Abb. E.3.: Flankenfit, 1 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

1 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

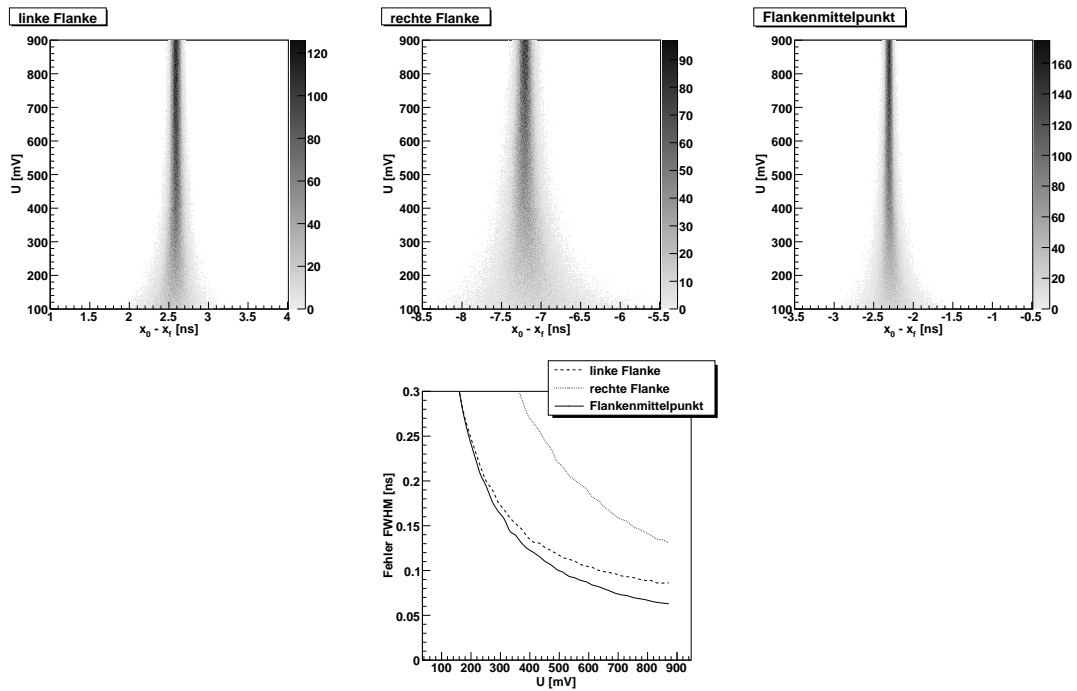


Abb. E.4.: Flankenfit, 1 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

2 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

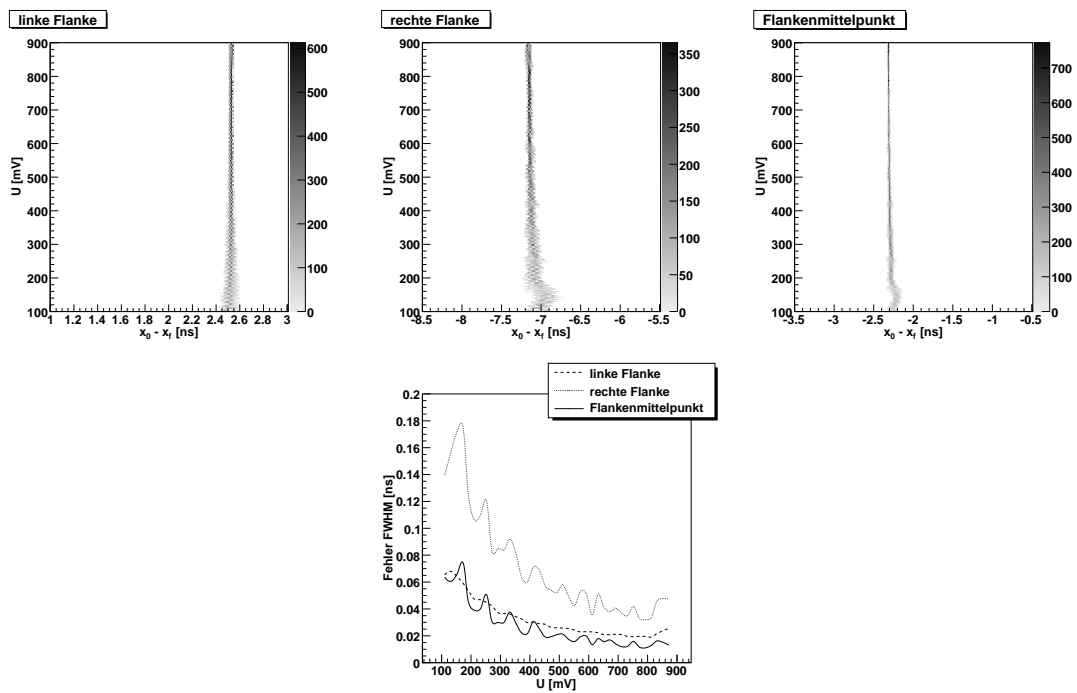


Abb. E.5.: Flankenfit, 2 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

2 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

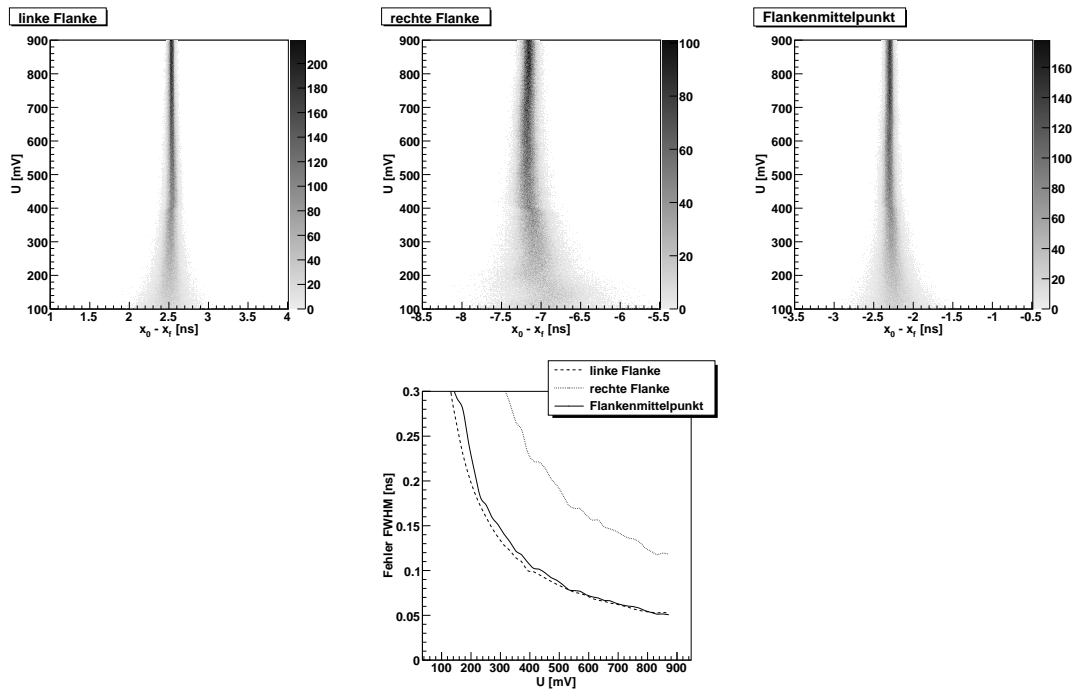


Abb. E.6.: Flankenfit, 2 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

2 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

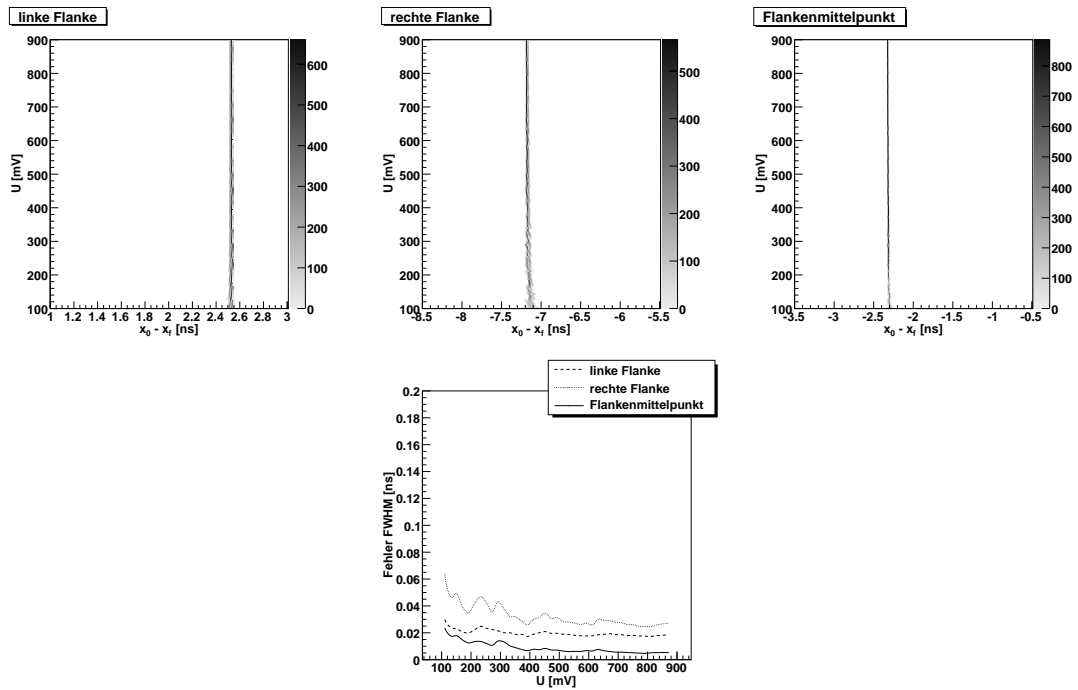


Abb. E.7.: Flankenfit, 2 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

2 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

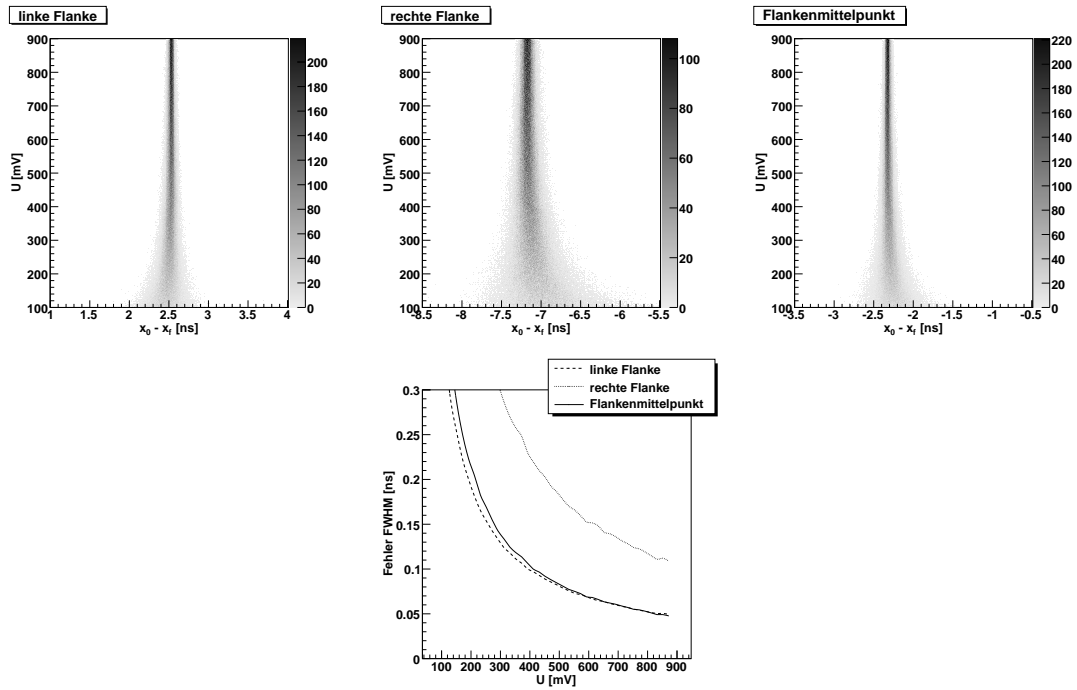


Abb. E.8.: Flankenfit, 2 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

E.1.2. Pulsfit

1 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

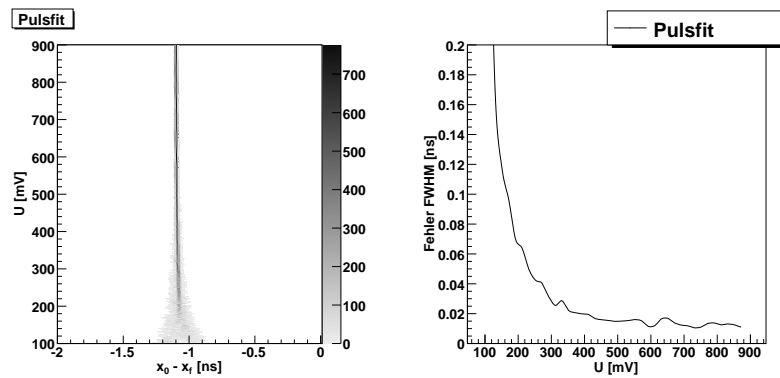


Abb. E.9.: Pulsfit, 1 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

1 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

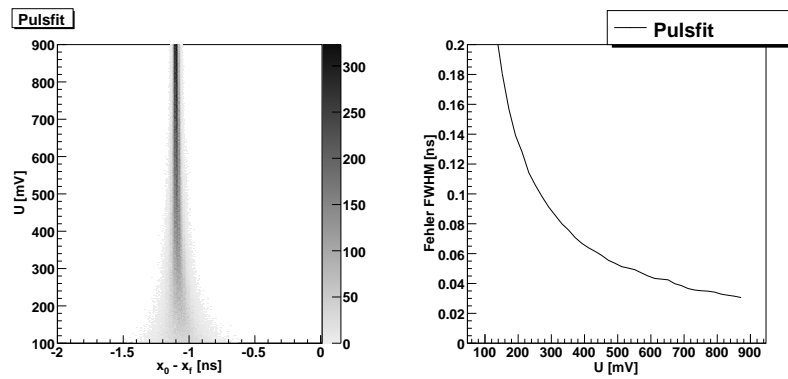


Abb. E.10.: Pulsfit, 1 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

1 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

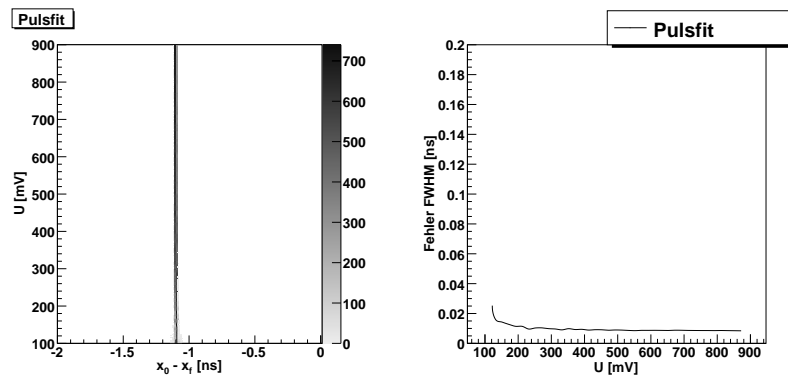


Abb. E.11.: Pulsfit, 1 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

1 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

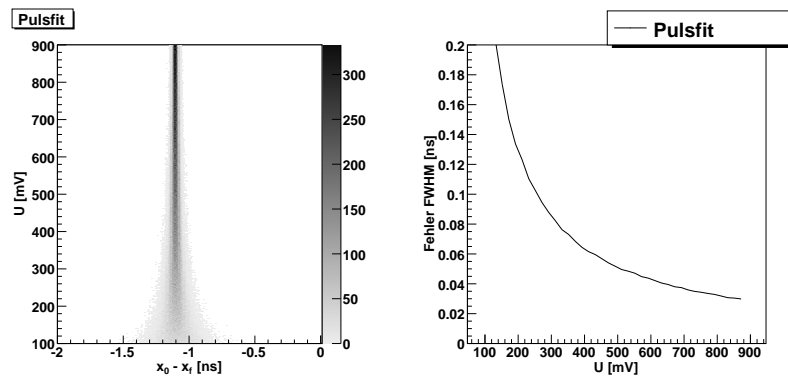


Abb. E.12.: Pulsfit, 1 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

2 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

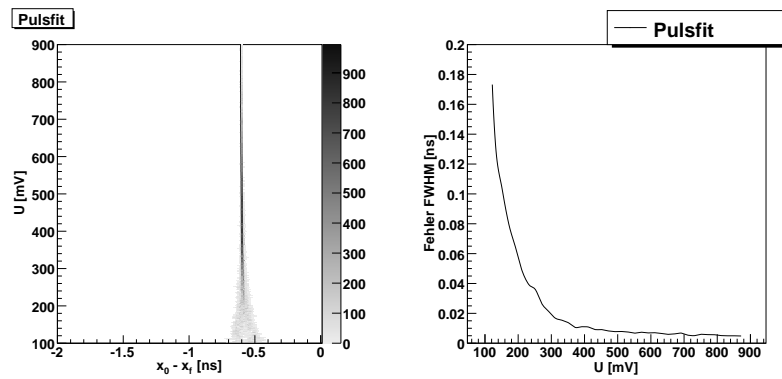


Abb. E.13.: Pulsfit, 2 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

2 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

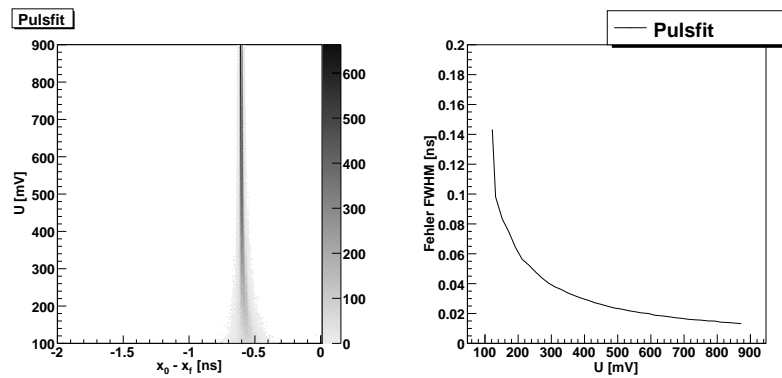


Abb. E.14.: Pulsfit, 2 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

2 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

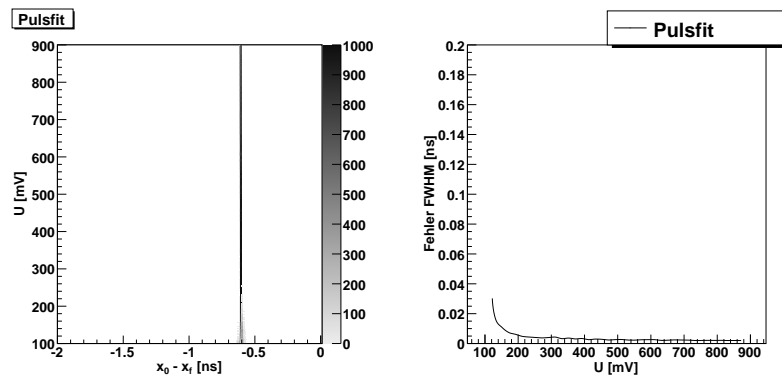


Abb. E.15.: Pulsfit, 2 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

2 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

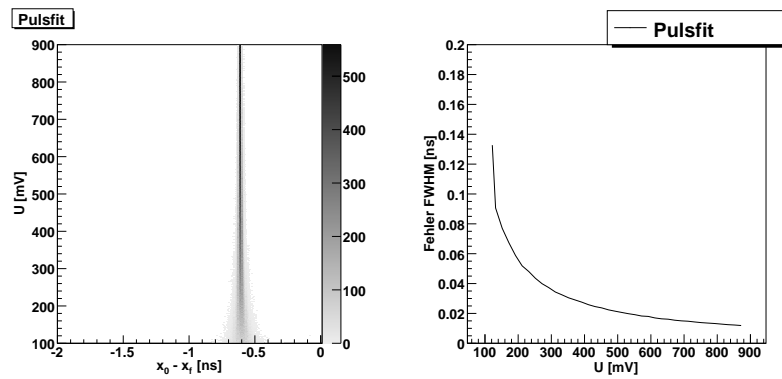


Abb. E.16.: Pulsfit, 2 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

E.1.3. Constant Fraction Algorithmus

1 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

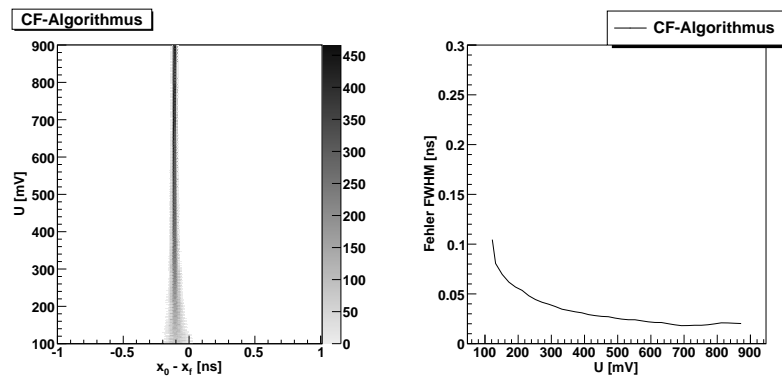


Abb. E.17.: Constant Fraction Algorithmus, 1 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

1 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

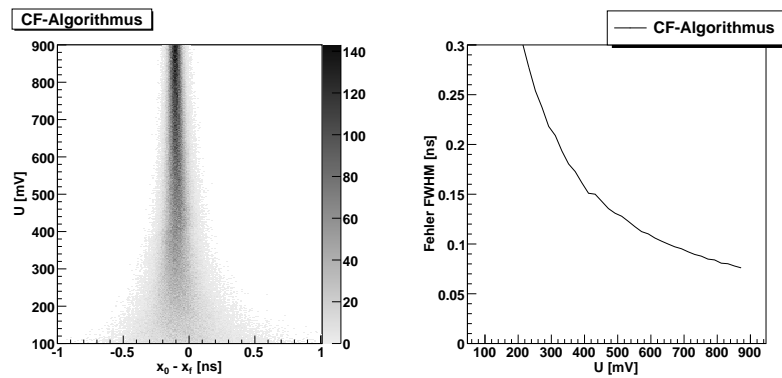


Abb. E.18.: Constant Fraction Algorithmus, 1 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

1 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

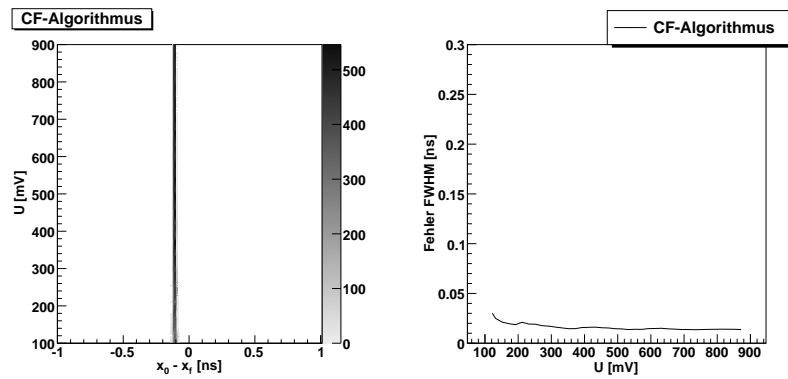


Abb. E.19.: Constant Fraction Algorithmus, 1 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

1 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

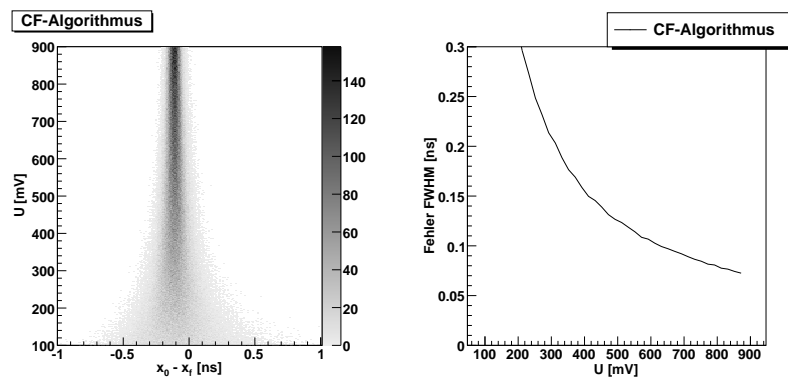


Abb. E.20.: Constant Fraction Algorithmus, 1 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

2 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

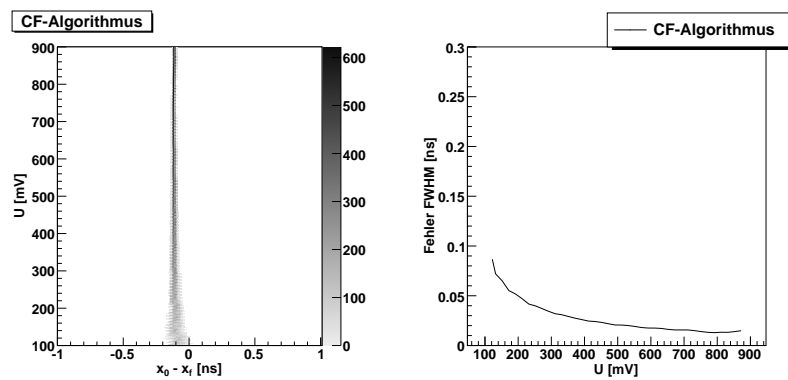


Abb. E.21.: Constant Fraction Algorithmus, 2 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

2 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

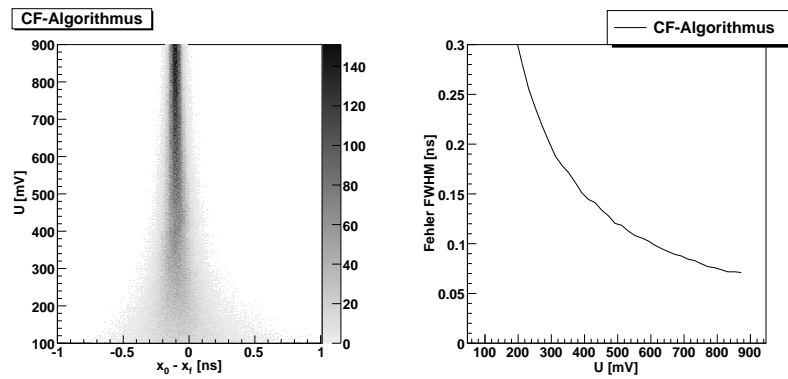


Abb. E.22.: Constant Fraction Algorithmus, 2 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

2 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

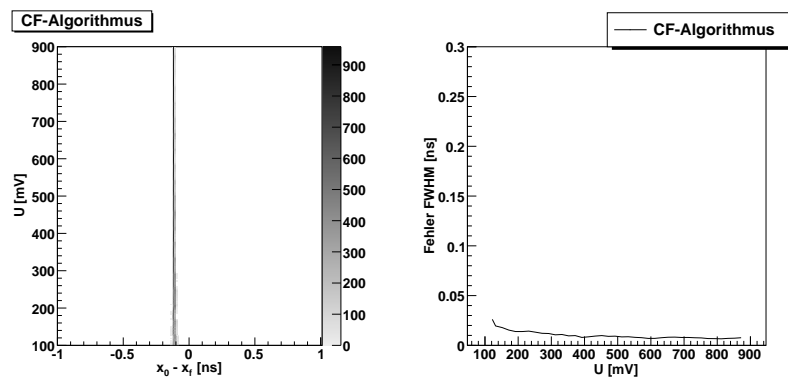


Abb. E.23.: Constant Fraction Algorithmus, 2 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

2 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

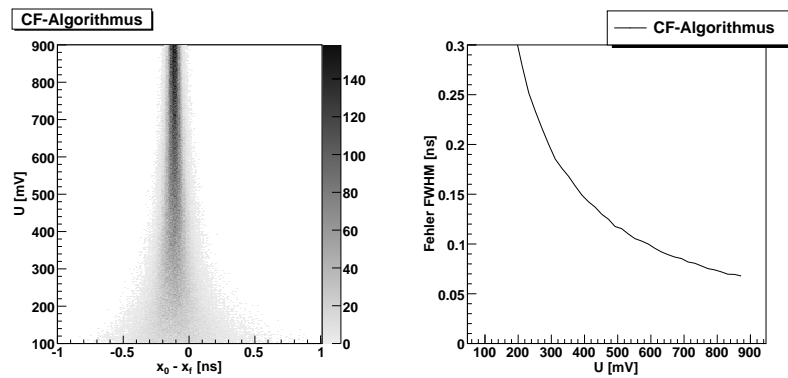


Abb. E.24.: Constant Fraction Algorithmus, 2 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

E.1.4. Schwerpunktsbildung

1 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

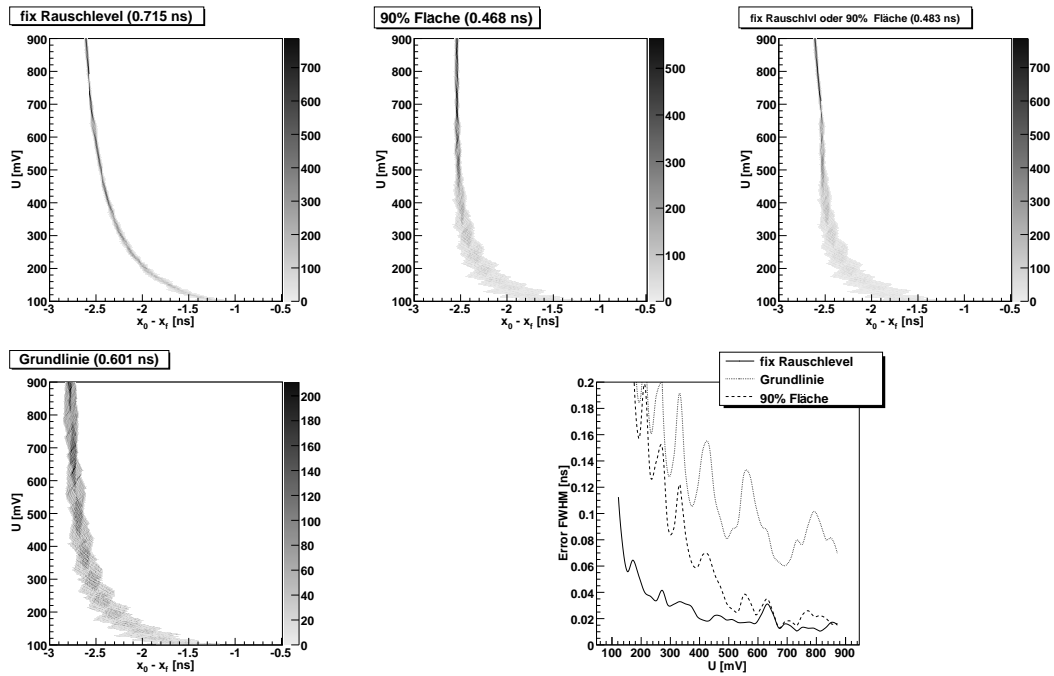


Abb. E.25.: Schwerpunktsbildung, 1 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

1 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

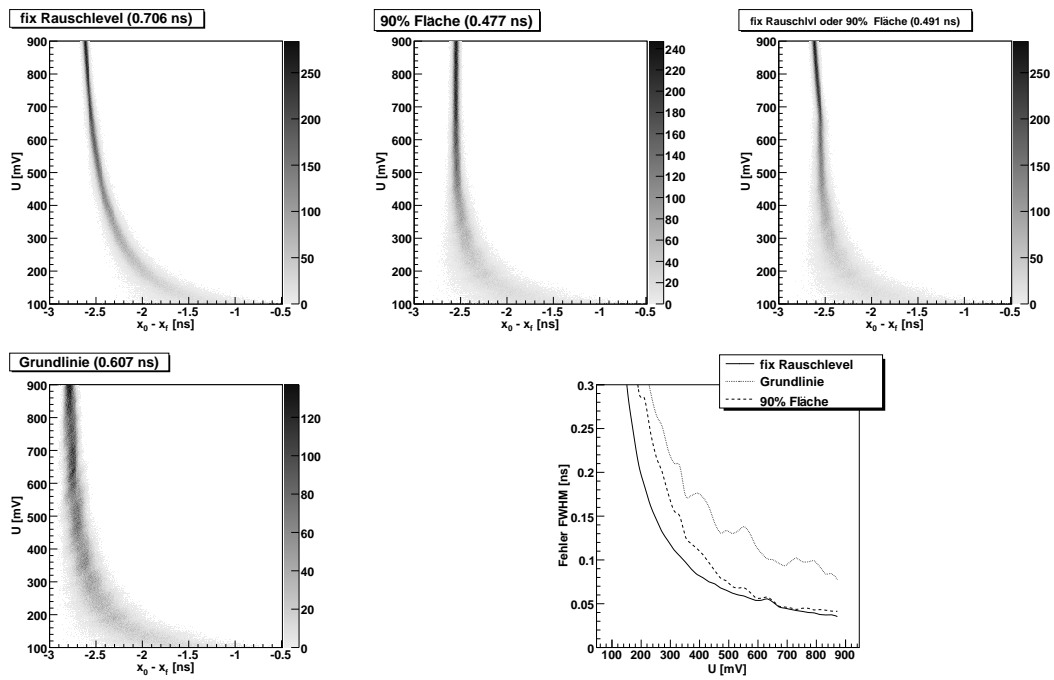


Abb. E.26.: Schwerpunktsbildung, 1 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

1 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

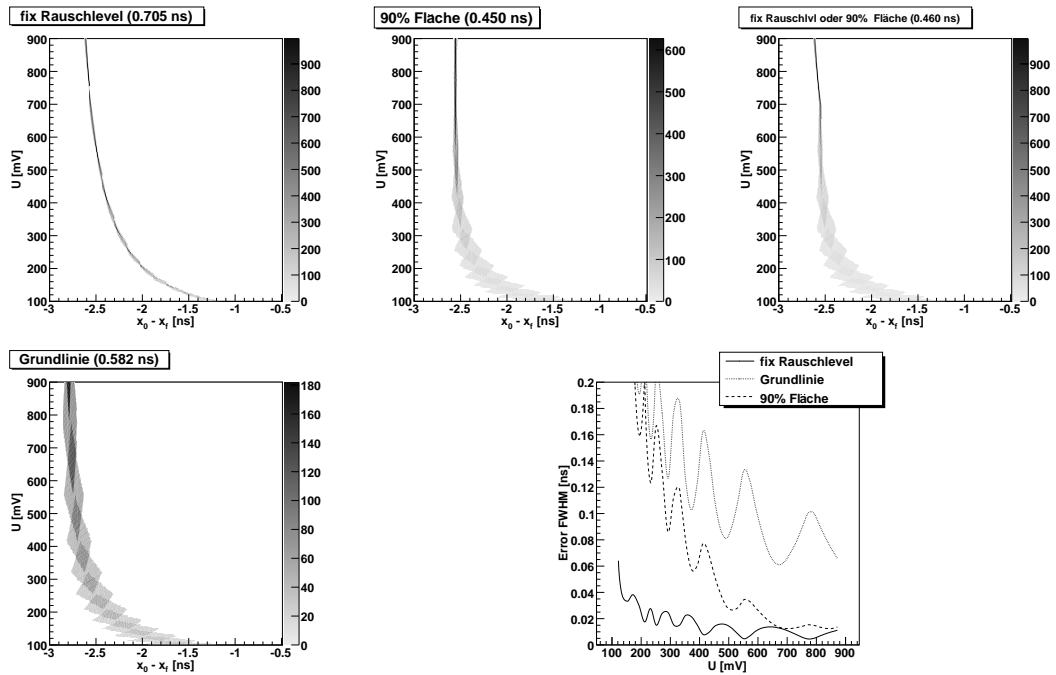


Abb. E.27.: Schwerpunktsbildung, 1 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

1 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

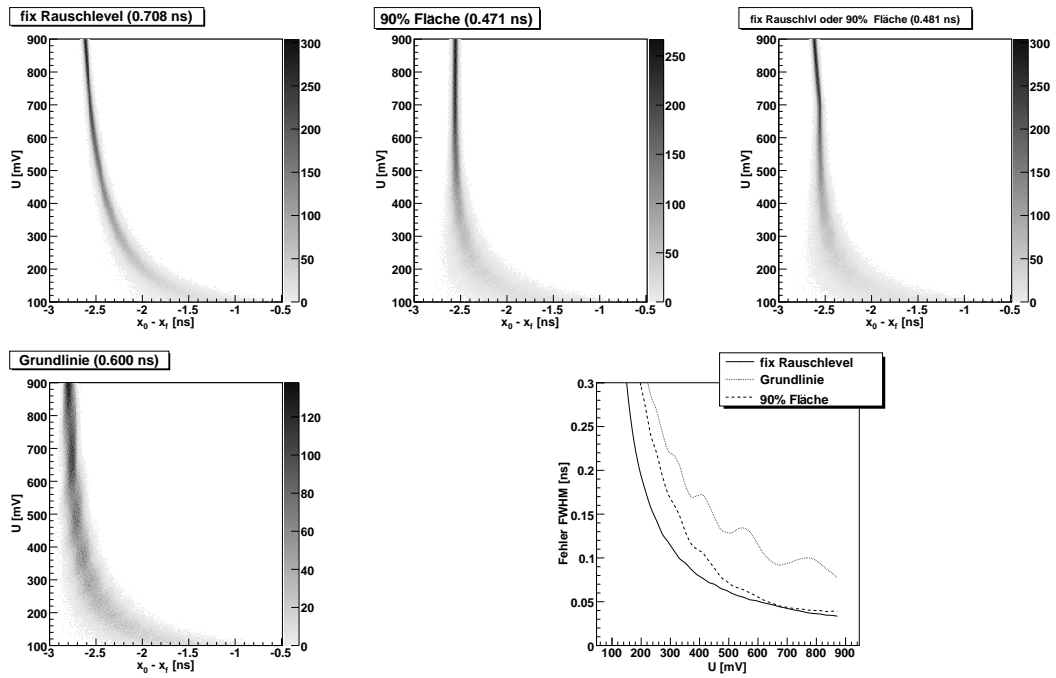


Abb. E.28.: Schwerpunktsbildung, 1 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

2 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

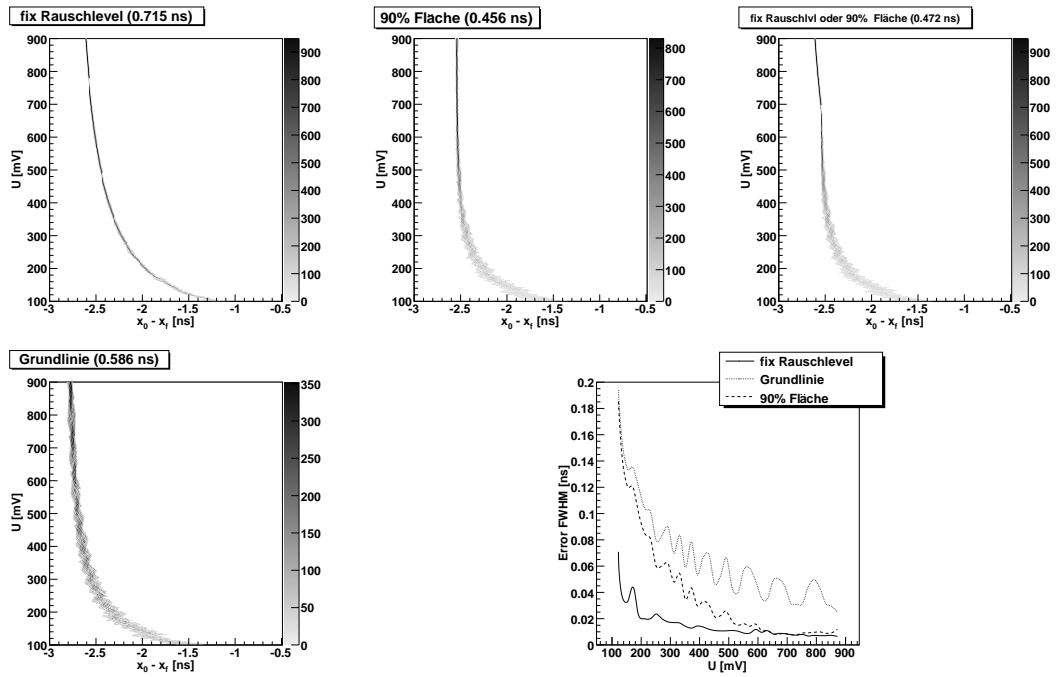


Abb. E.29.: Schwerpunktsbildung, 2 GS, 8 Bit, Ohne Rauschen

2 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

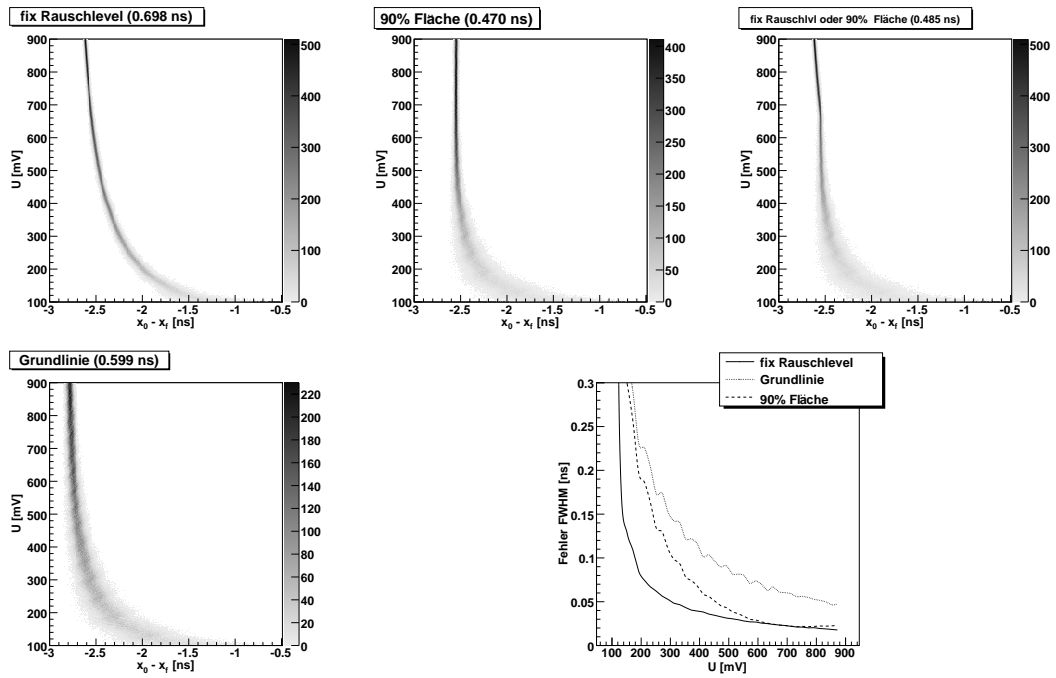


Abb. E.30.: Schwerpunktsbildung, 2 GS, 8 Bit, Mit Rauschen

2 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

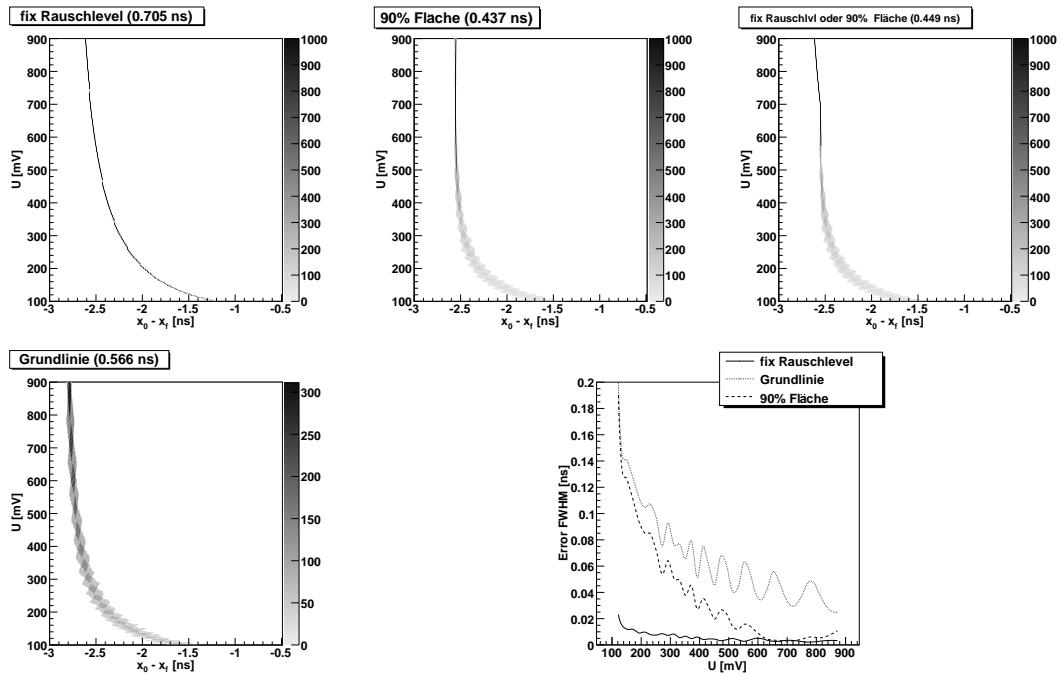


Abb. E.31.: Schwerpunktsbildung, 2 GS, 10 Bit, Ohne Rauschen

2 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

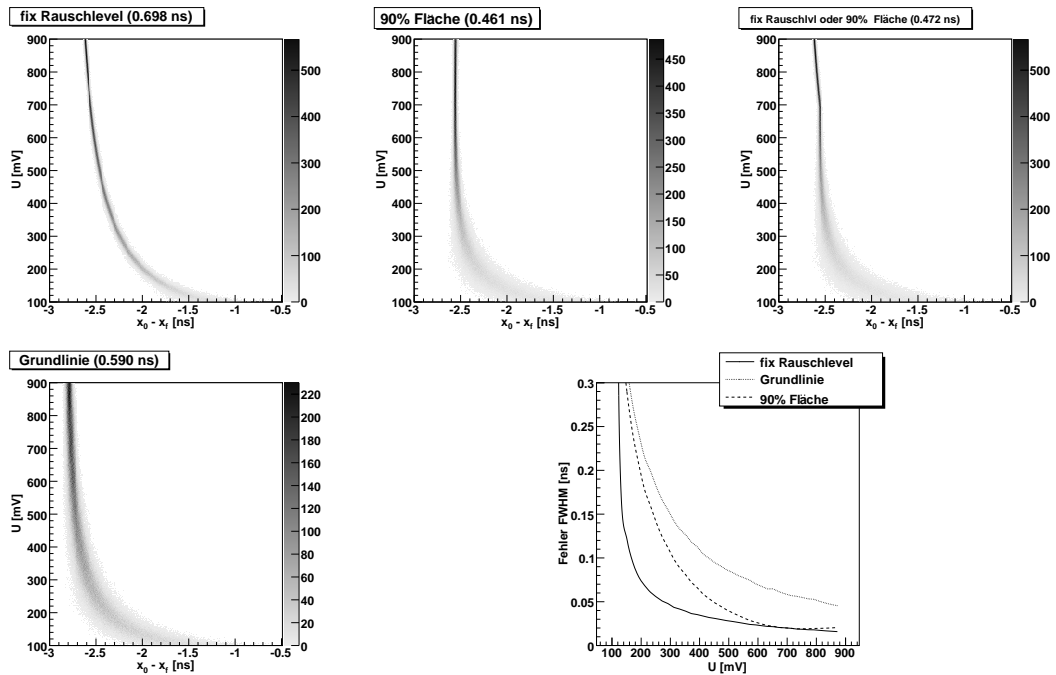


Abb. E.32.: Schwerpunktsbildung, 2 GS, 10 Bit, Mit Rauschen

E.1.5. Doppelsignalanalyse

Anzahl gefundener Signale, Schwerpunktsbildung, Ohne Rauschen

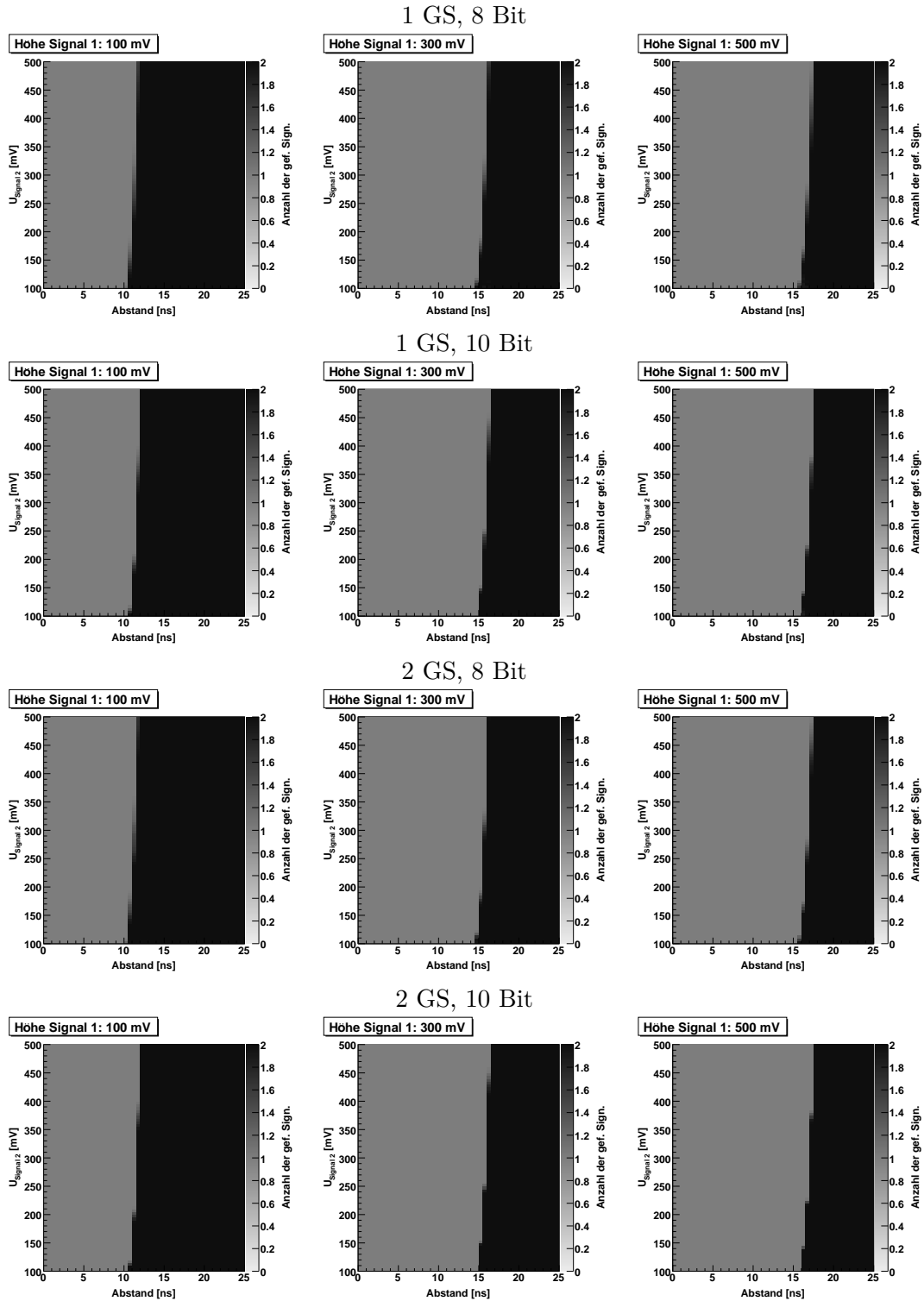


Abb. E.33.: Anzahl gefundener Signale, Schwerpunktsbildung, Ohne Rauschen

Anzahl gefundener Signale, Schwerpunktsbildung, Mit Rauschen

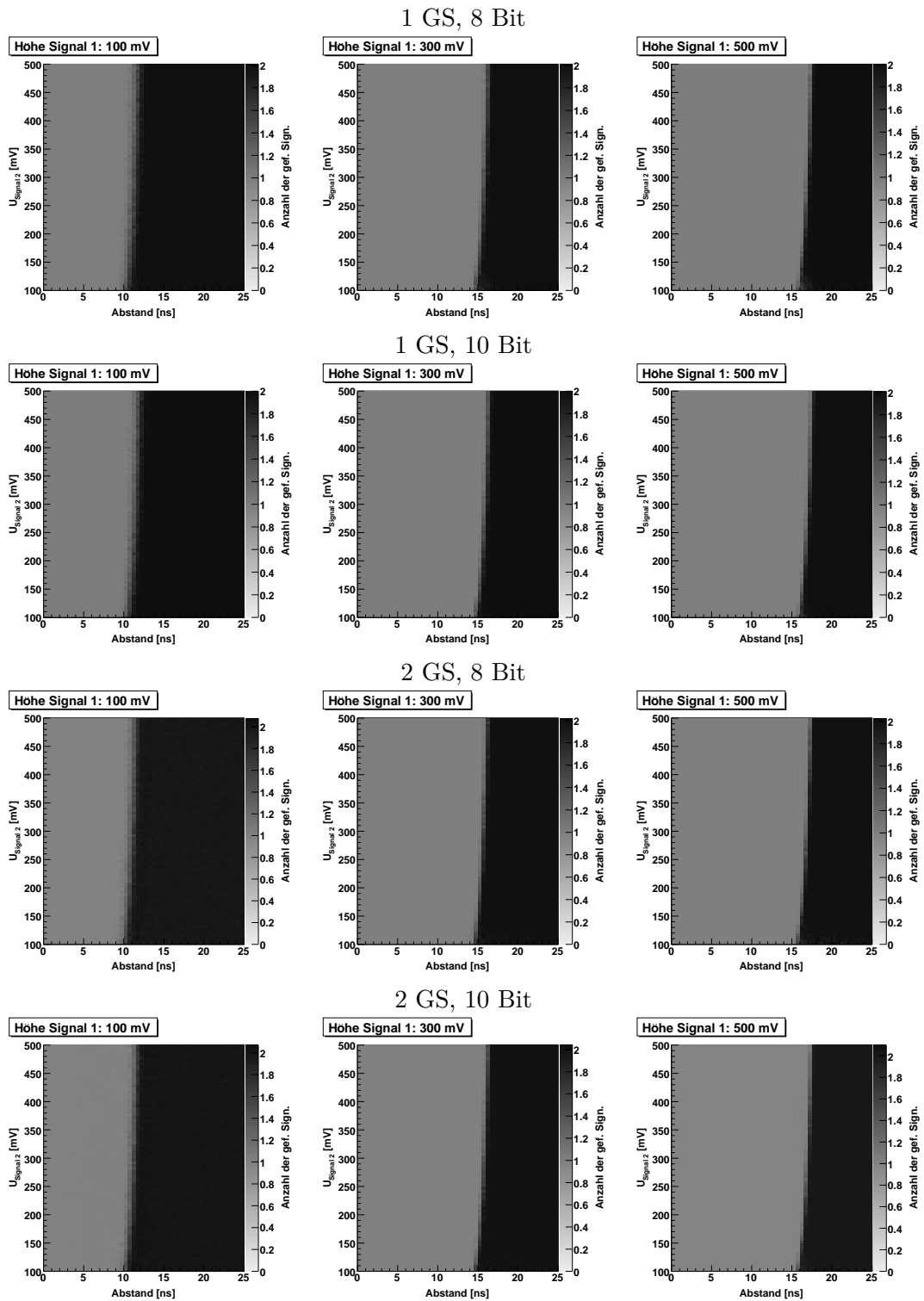


Abb. E.34.: Anzahl gefundener Signale, Schwerpunktsbildung, Mit Rauschen

Anzahl gefundener Signale, einfacher CFA, Ohne Rauschen

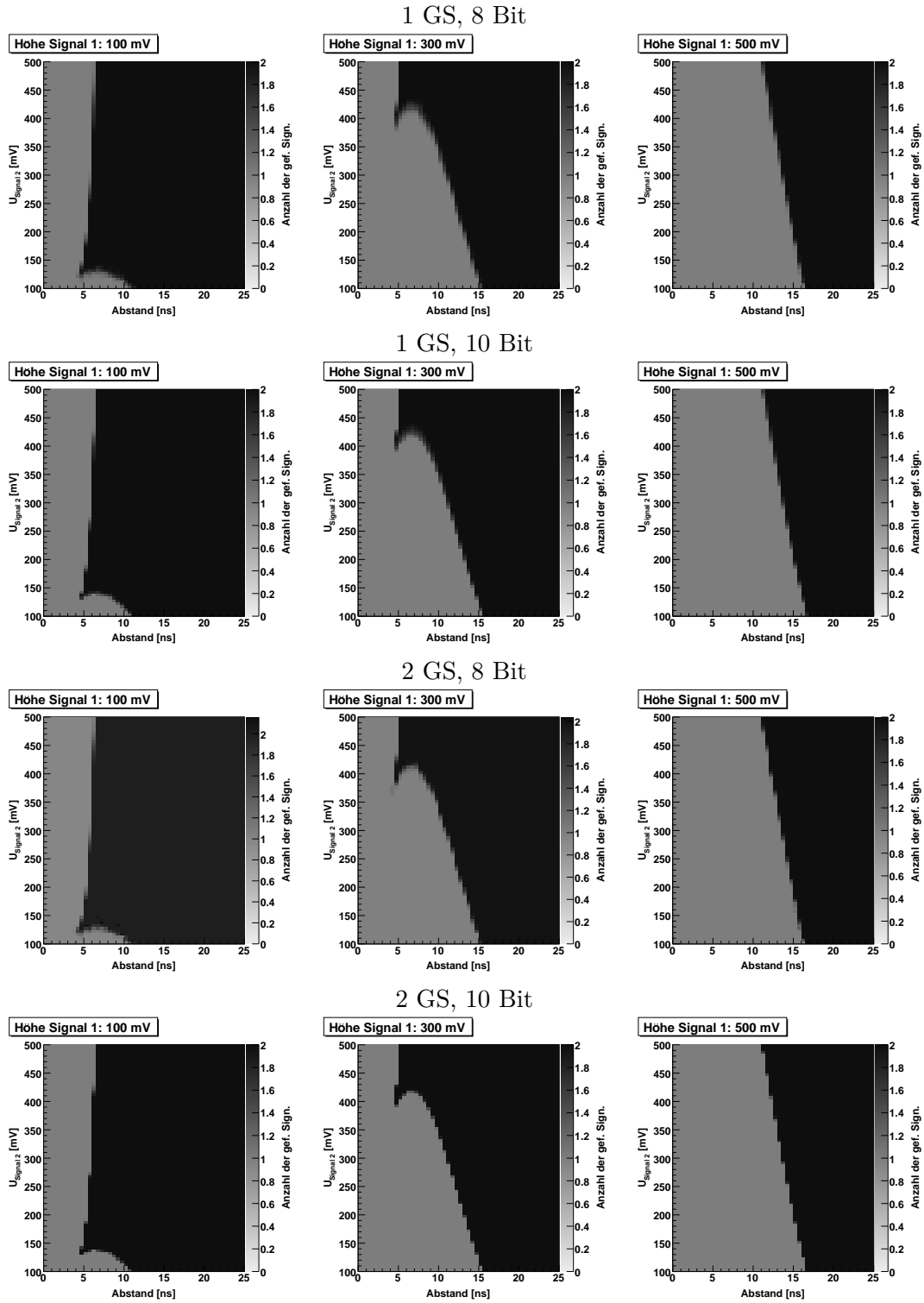


Abb. E.35.: nzahl gefundener Signale, einf. CFA, Ohne Rauschen

Anzahl gefundener Signale, einfacher CFA, Mit Rauschen

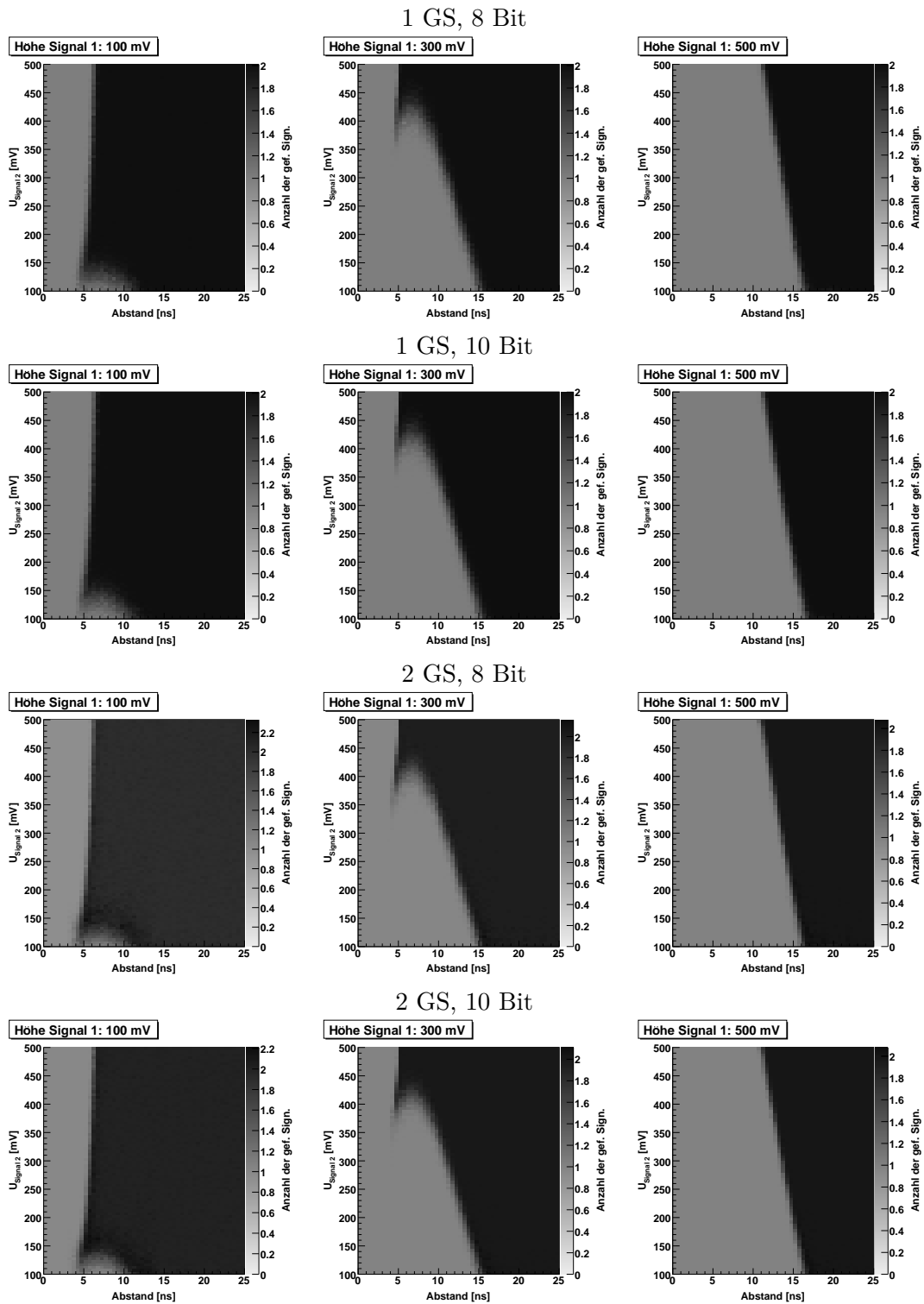


Abb. E.36.: Anzahl gefundener Signale, einf. CFA, Mit Rauschen

Anzahl gefundener Signale, erweiterter CFA, Ohne Rauschen

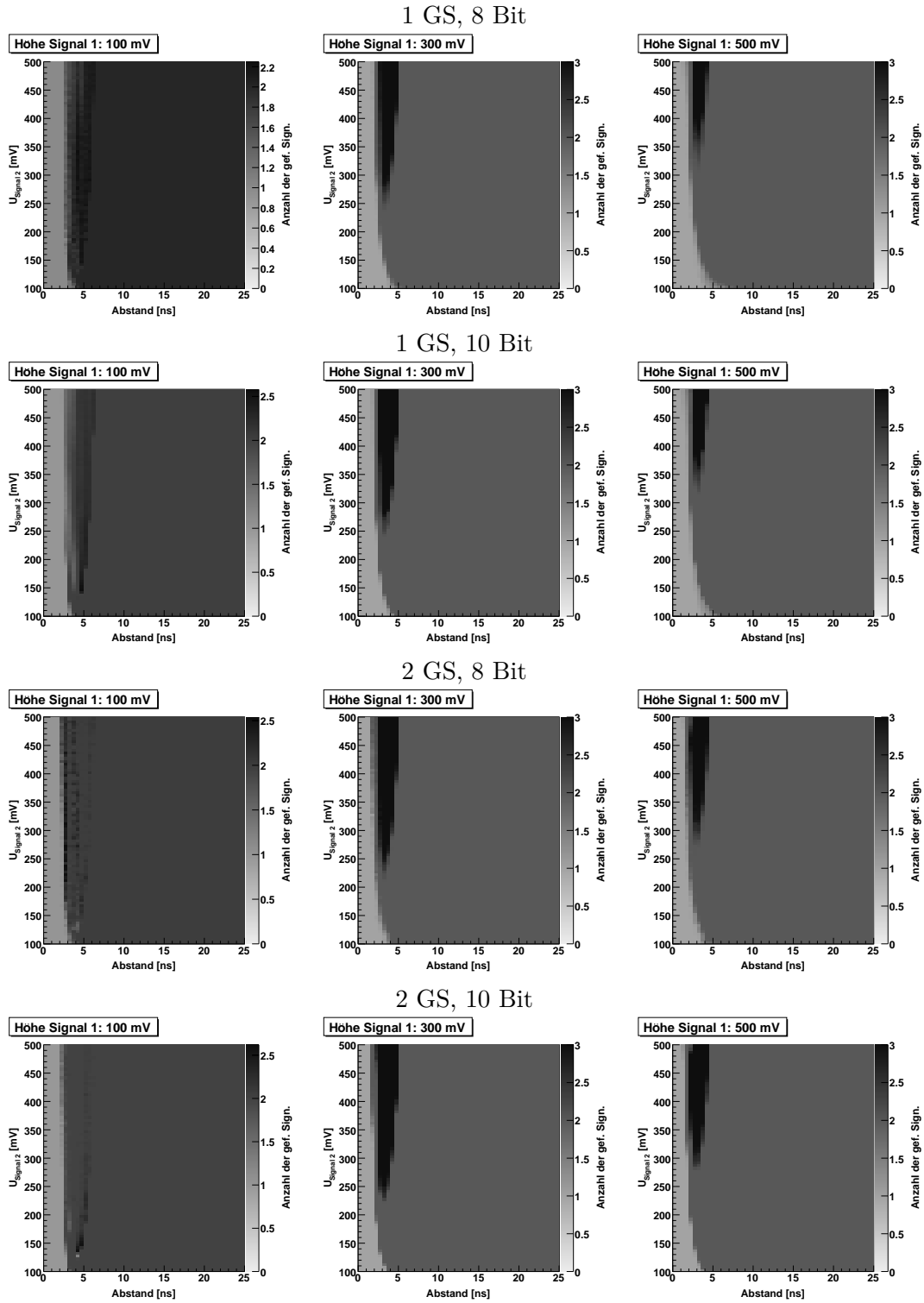


Abb. E.37.: Anzahl gefundener Signale, erw. CFA, Ohne Rauschen

Anzahl gefundener Signale, erweiterter CFA, Mit Rauschen

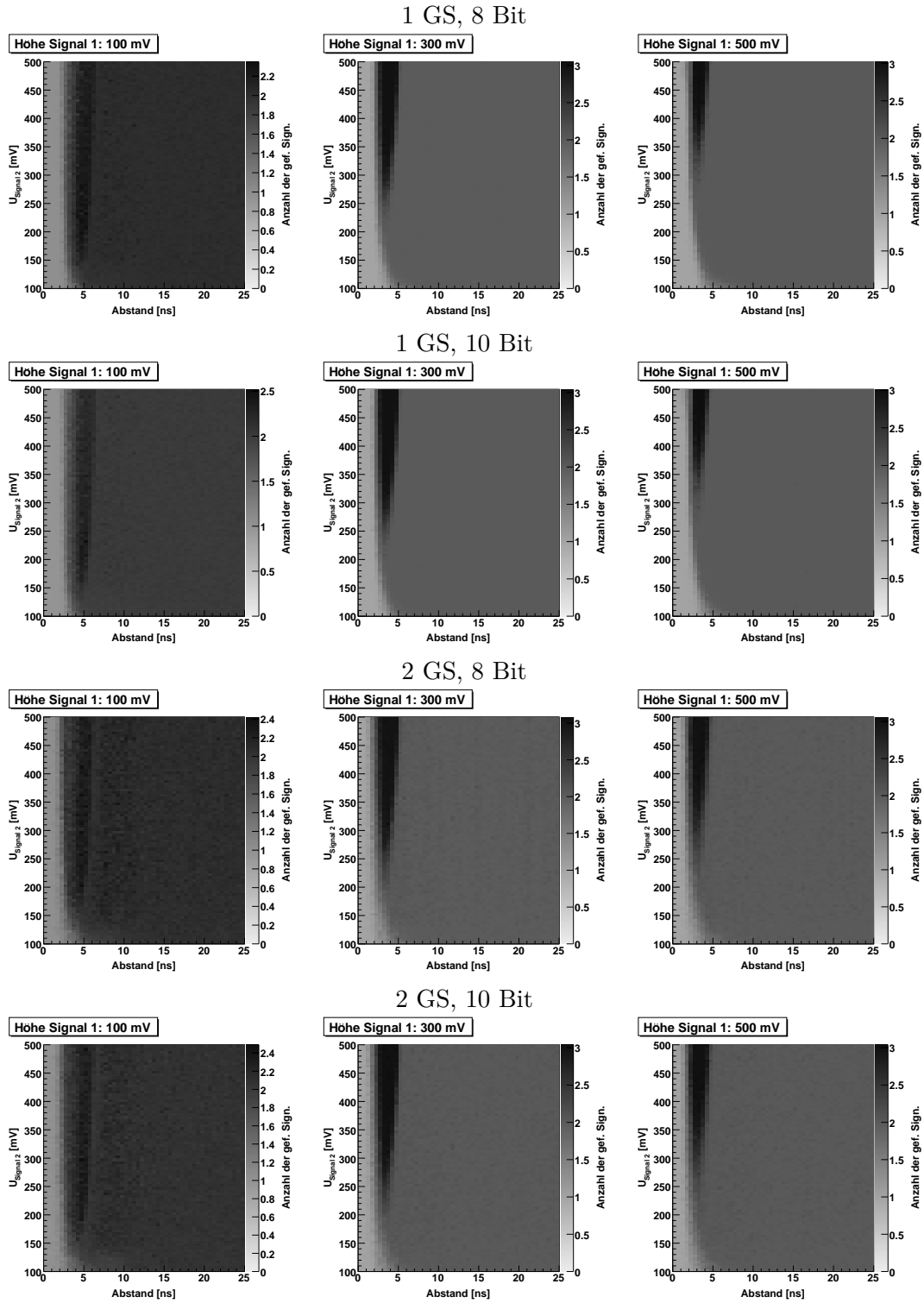


Abb. E.38.: Anzahl gefundener Signale, erw. CFA, Mit Rauschen

Anzahl gelungener Fits, 1 GS, 8 Bit

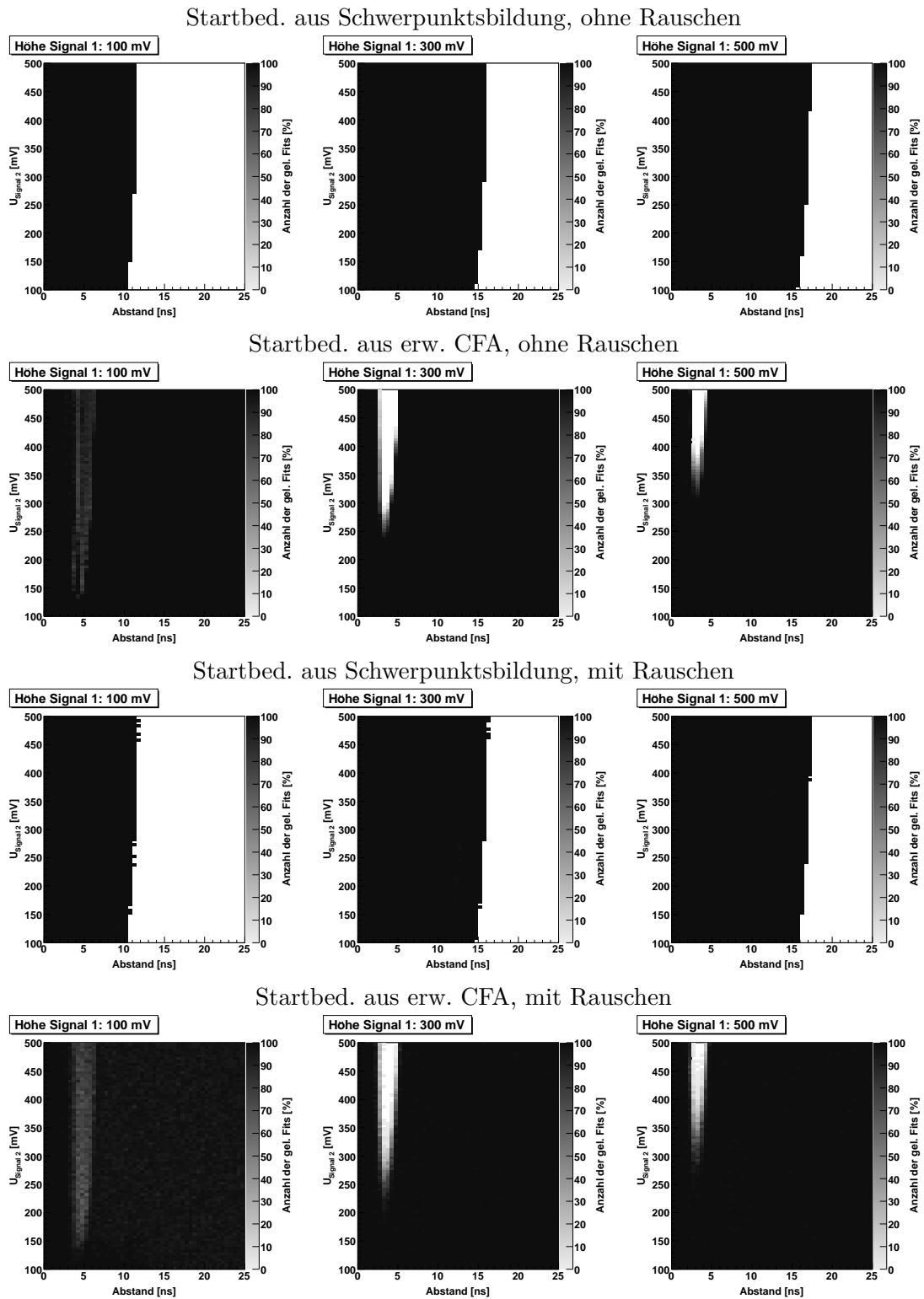


Abb. E.39.: Anzahl gelungener Fits, 1 GS, 8 Bit

Anzahl gelungener Fits, 1 GS, 10 Bit

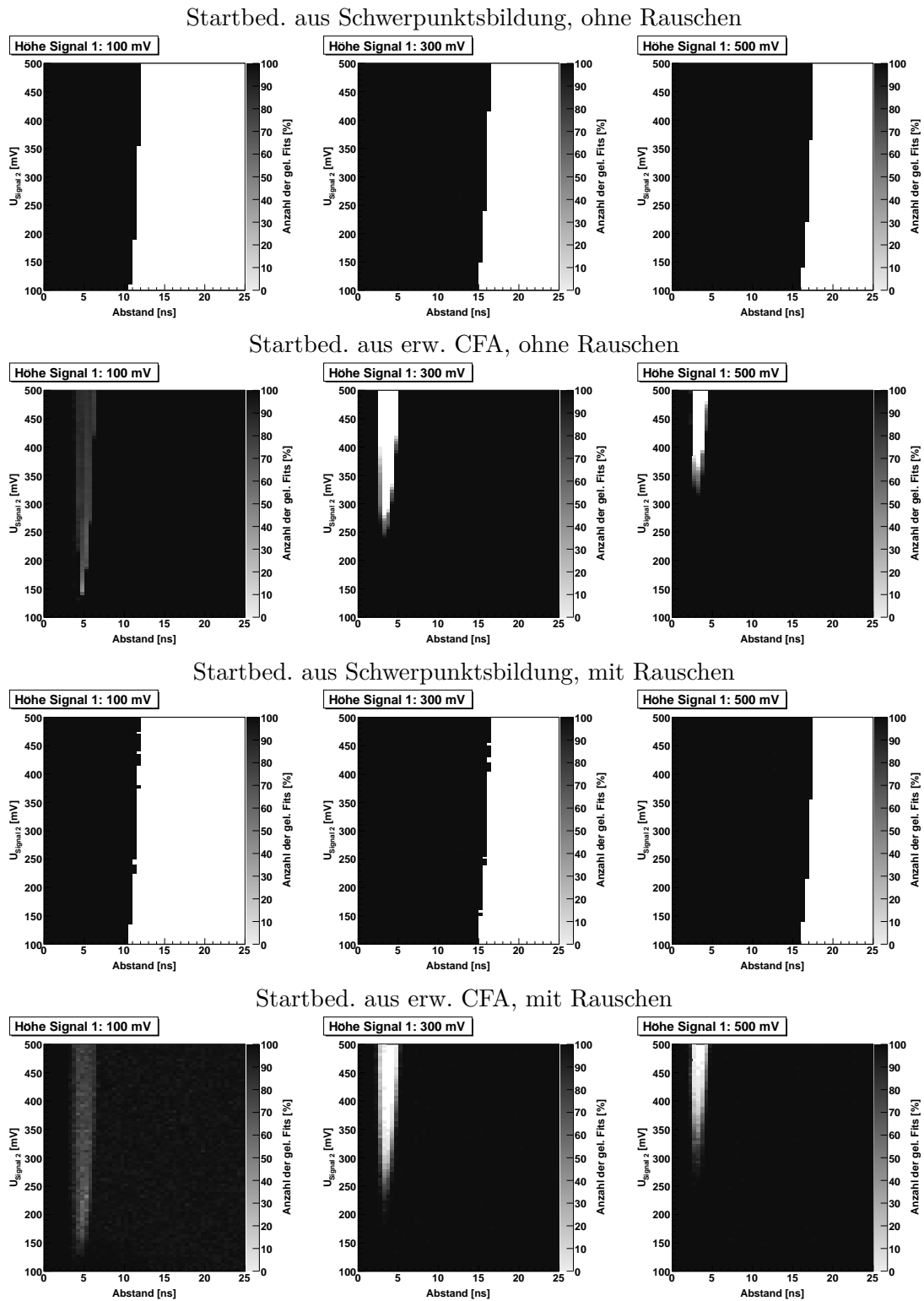
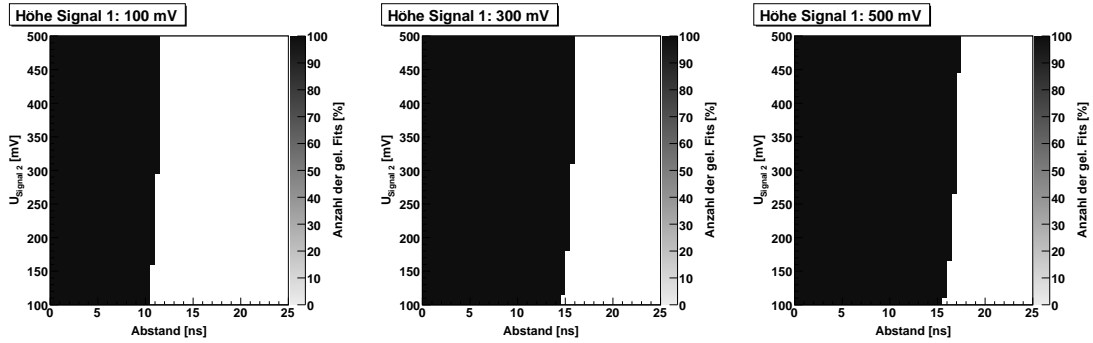


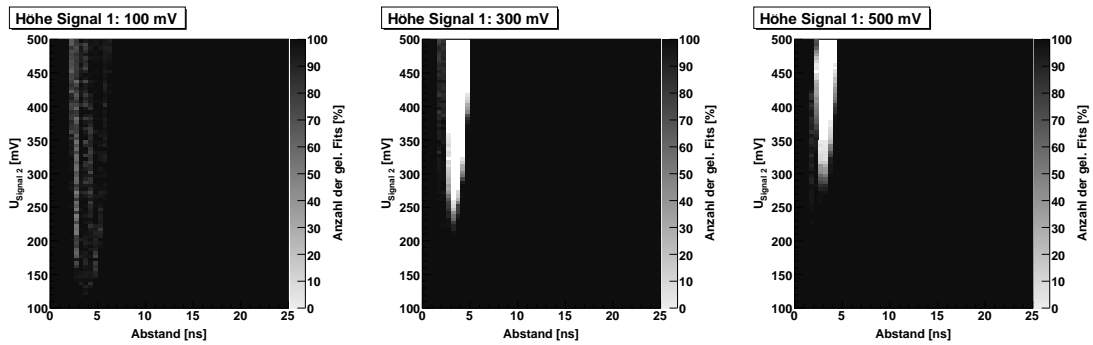
Abb. E.40.: Anzahl gelungener Fits, 1 GS, 10 Bit

Anzahl gelungener Fits, 2 GS, 8 Bit

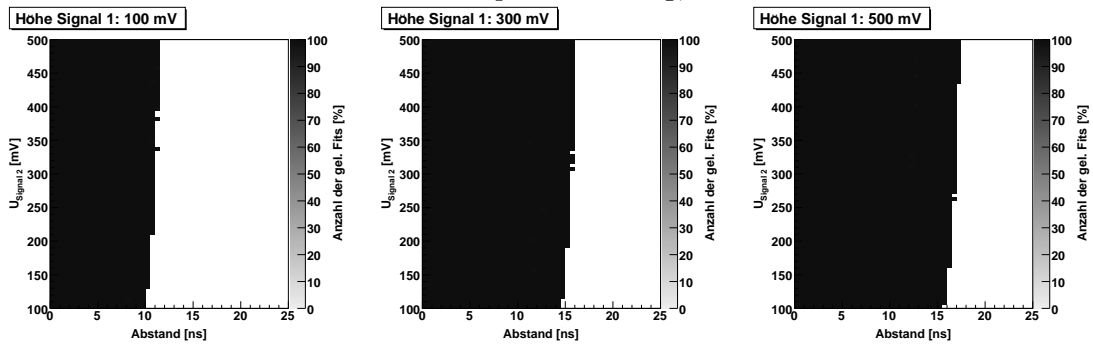
Startbed. aus Schwerpunktsbildung, ohne Rauschen



Startbed. aus erw. CFA, ohne Rauschen



Startbed. aus Schwerpunktsbildung, mit Rauschen



Startbed. aus erw. CFA, mit Rauschen

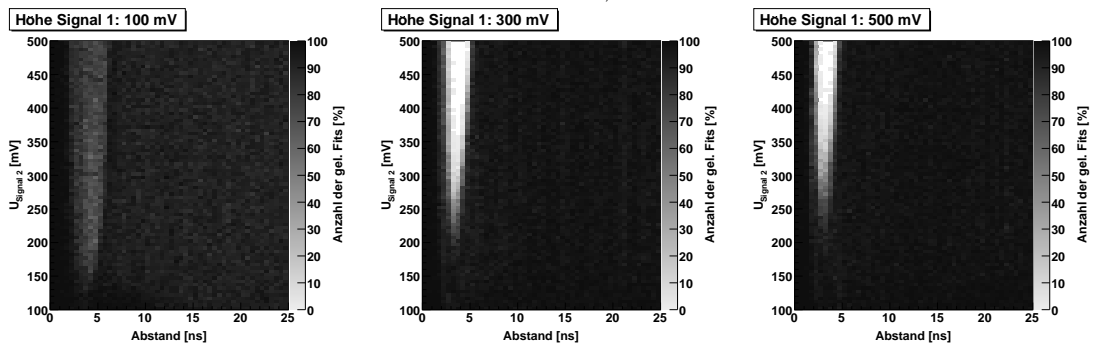


Abb. E.41.: Anzahl gelungener Fits, 2 GS, 8 Bit

Anzahl gelungener Fits, 2 GS, 10 Bit

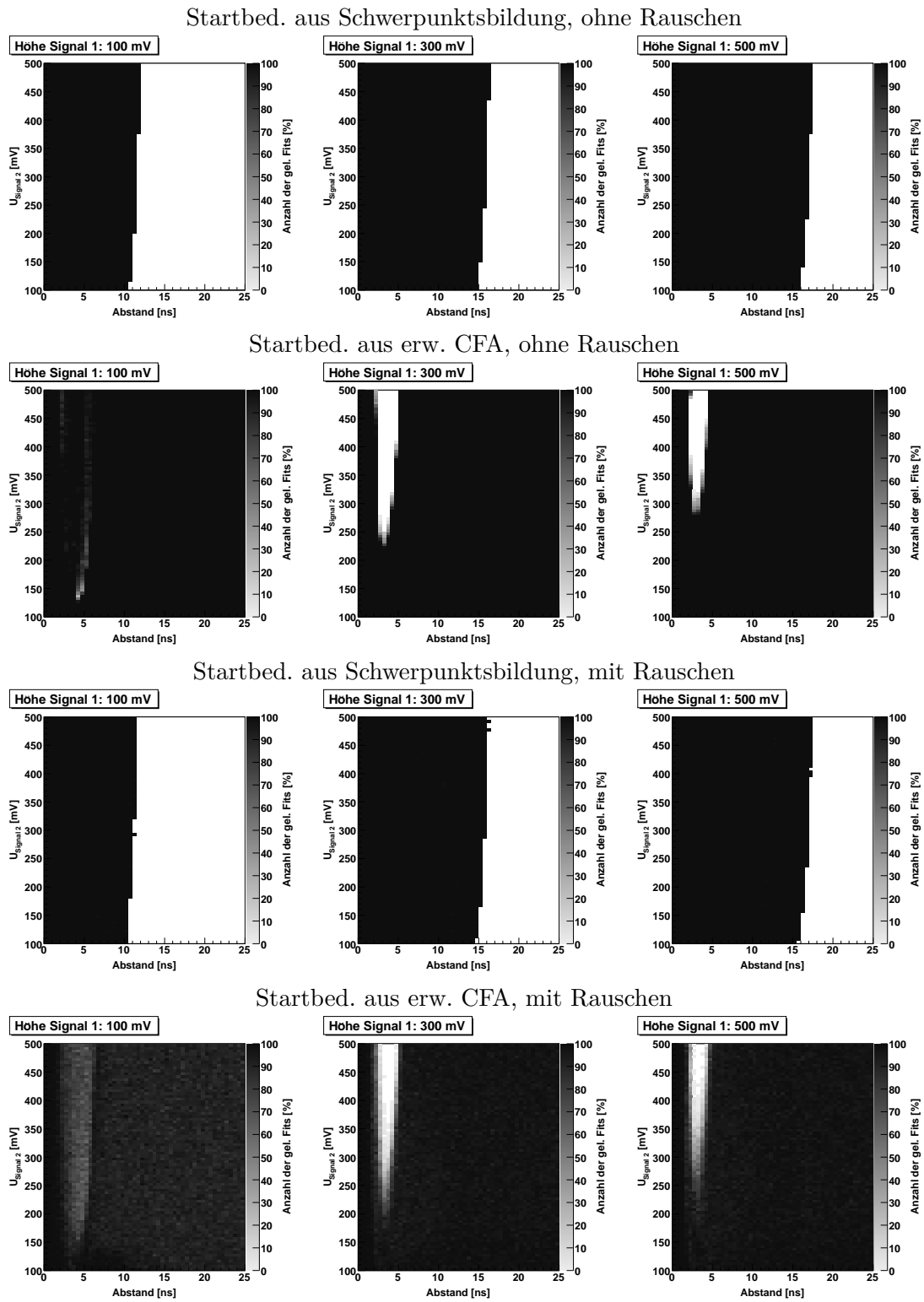


Abb. E.42.: Anzahl gelungener Fits, 2 GS, 10 Bit

Fehler, Pulsfit, Startwerte aus Schwerpunktsalgorithmus, 1 GS, 8 Bit

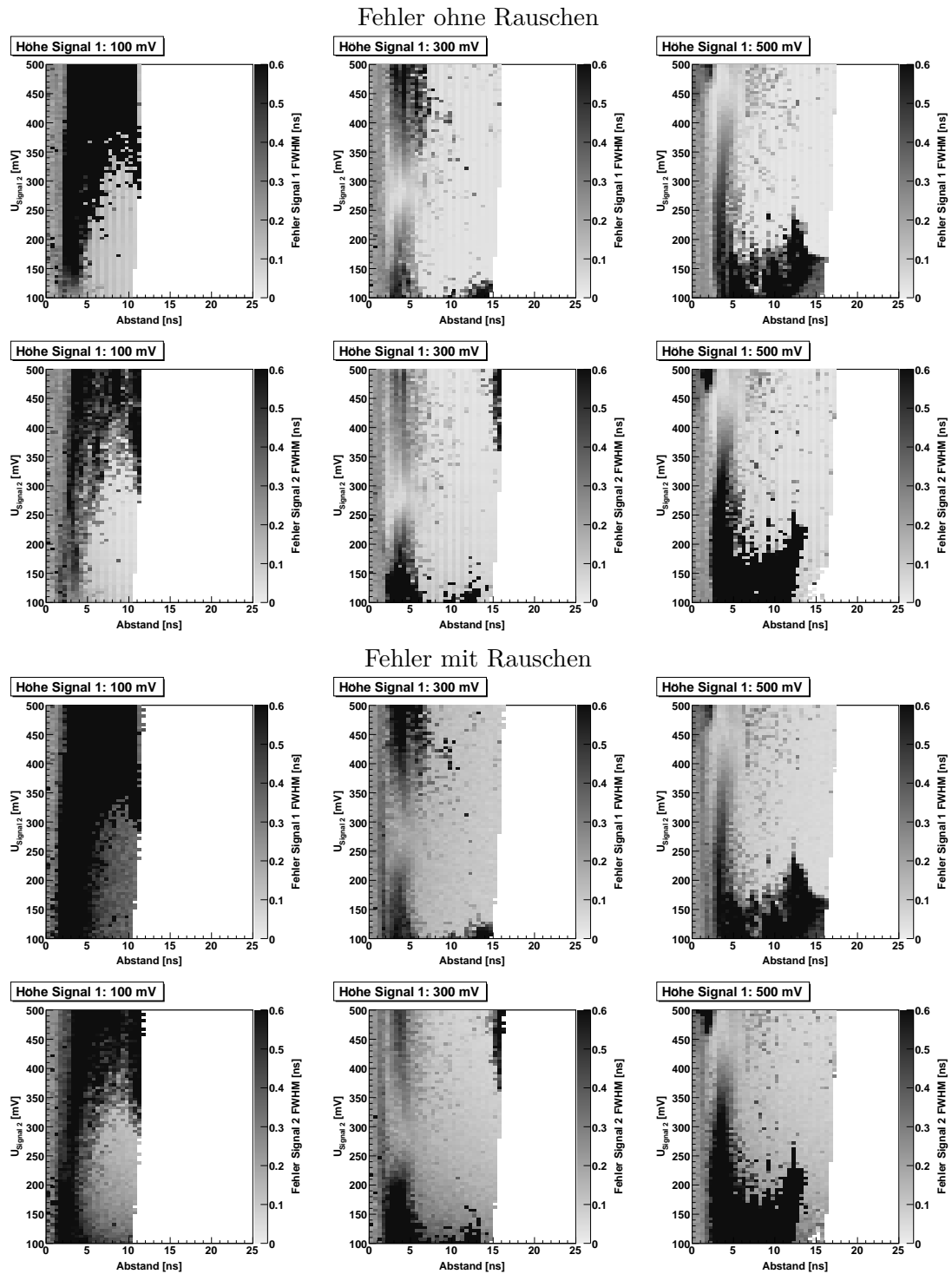


Abb. E.43.: Fehler, Pulsfit, Startw. aus SPA, 1 GS, 8 Bit

Fehler, erweiterter CFA, 1 GS, 8 Bit

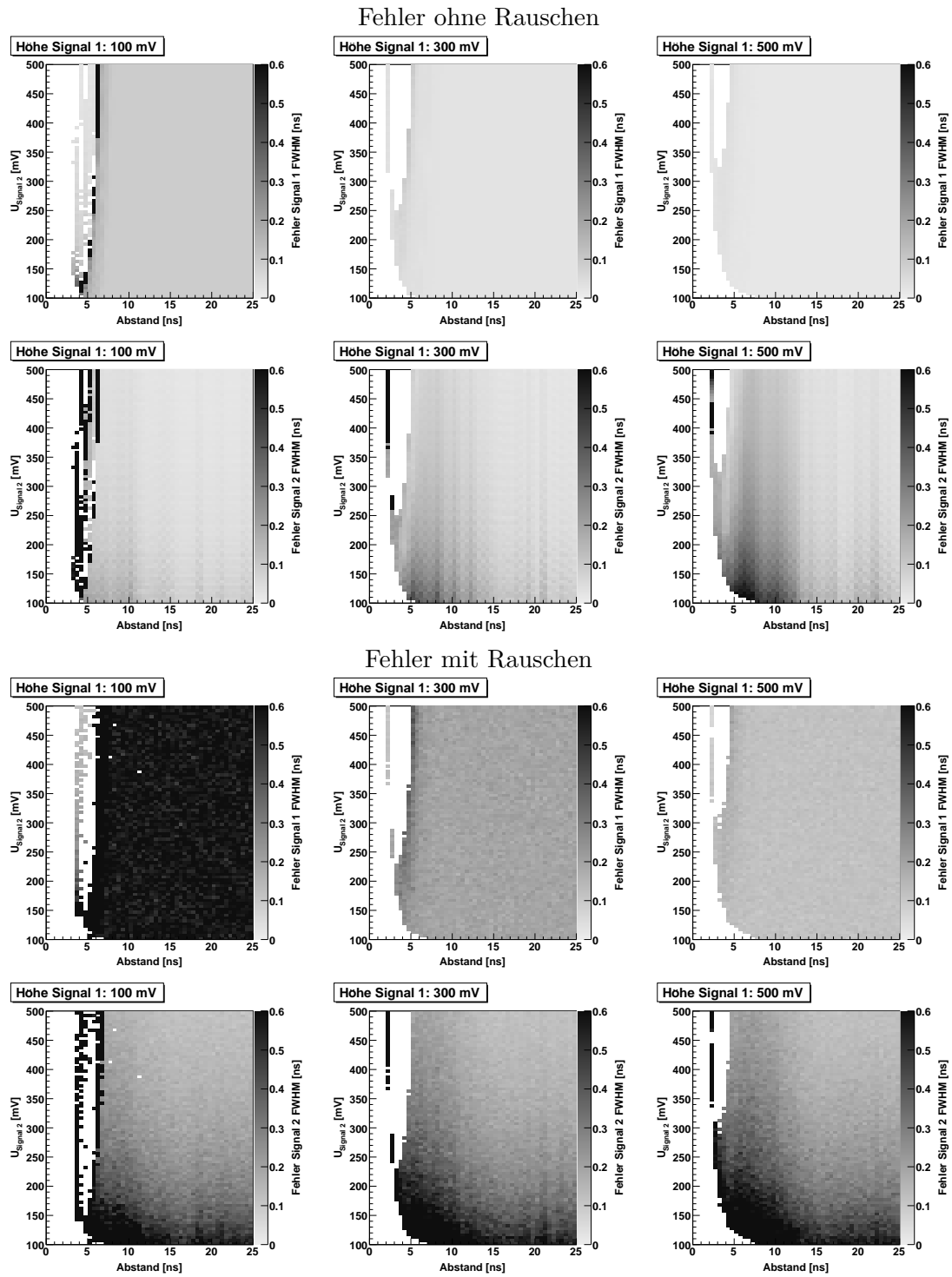


Abb. E.44.: Fehler, erw. CFA, 1 GS, 8 Bit

Fehler, Pulsfit, Startwerte aus erweiterter CFA, 1 GS, 8 Bit

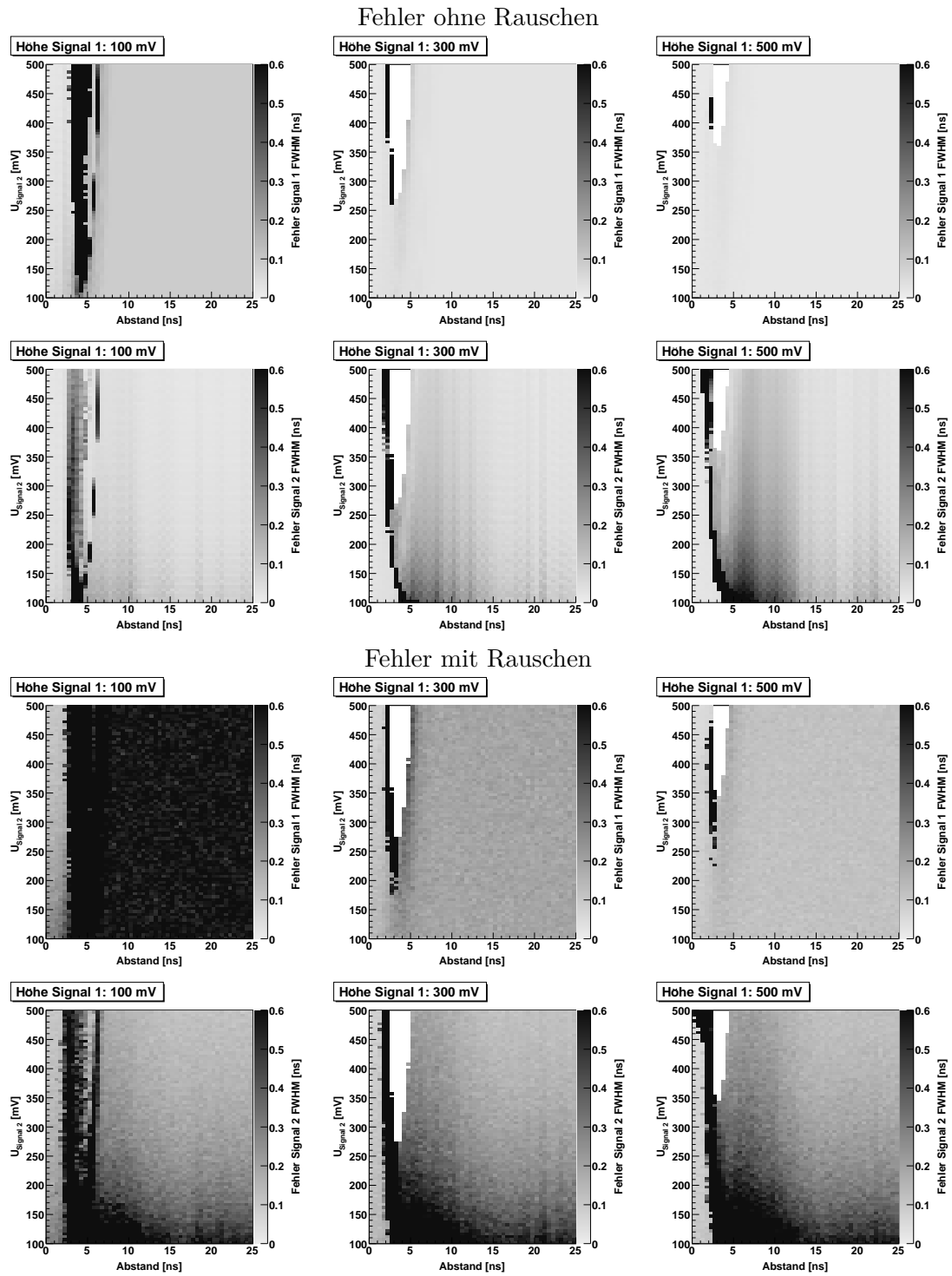


Abb. E.45.: Fehler, Pulsfit, Startw. aus erw. CFA, 1 GS, 8 Bit

Fehler, Pulsfit, Startwerte aus Schwerpunktsalgorithmus, 1 GS, 10 Bit

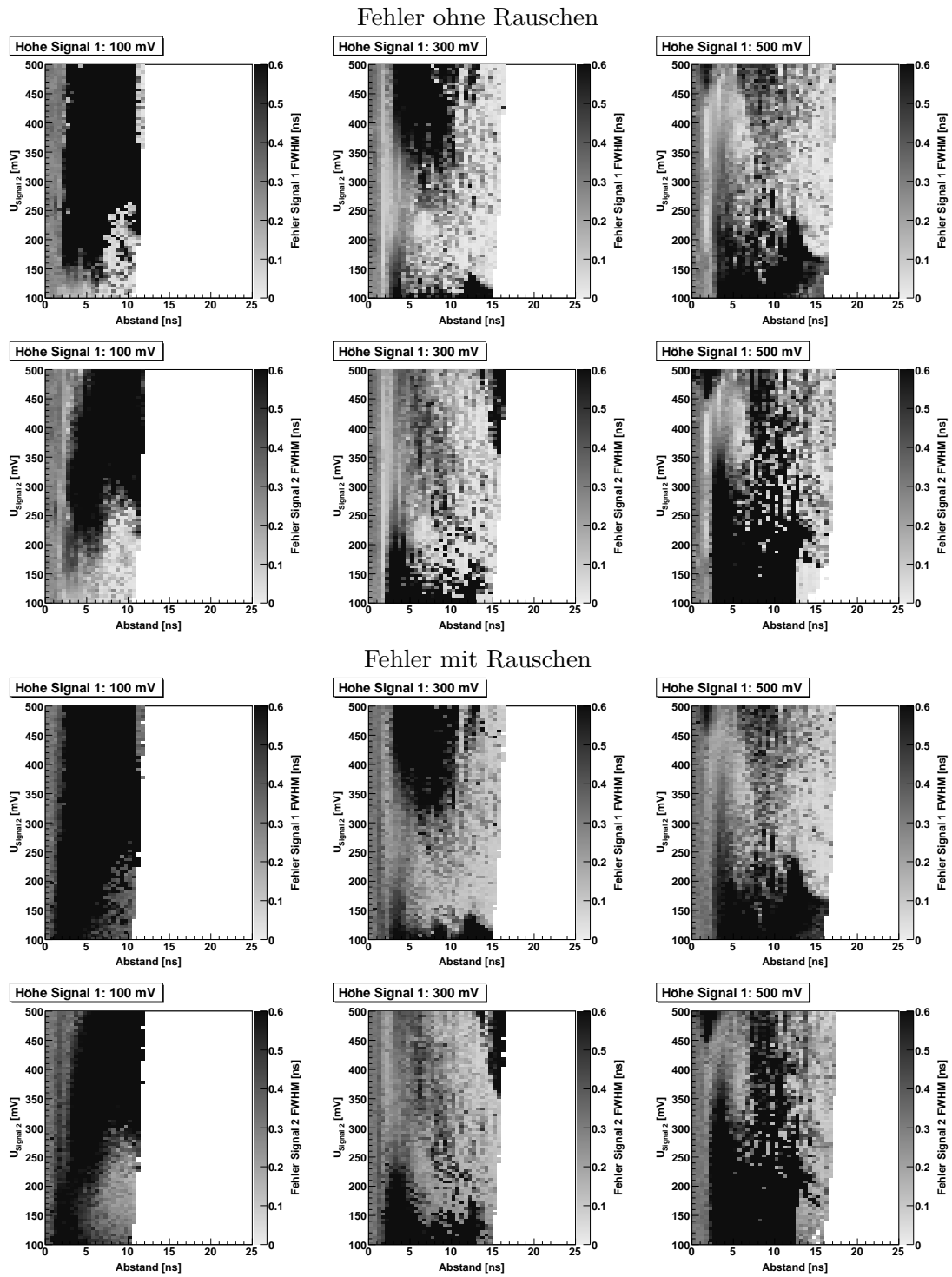
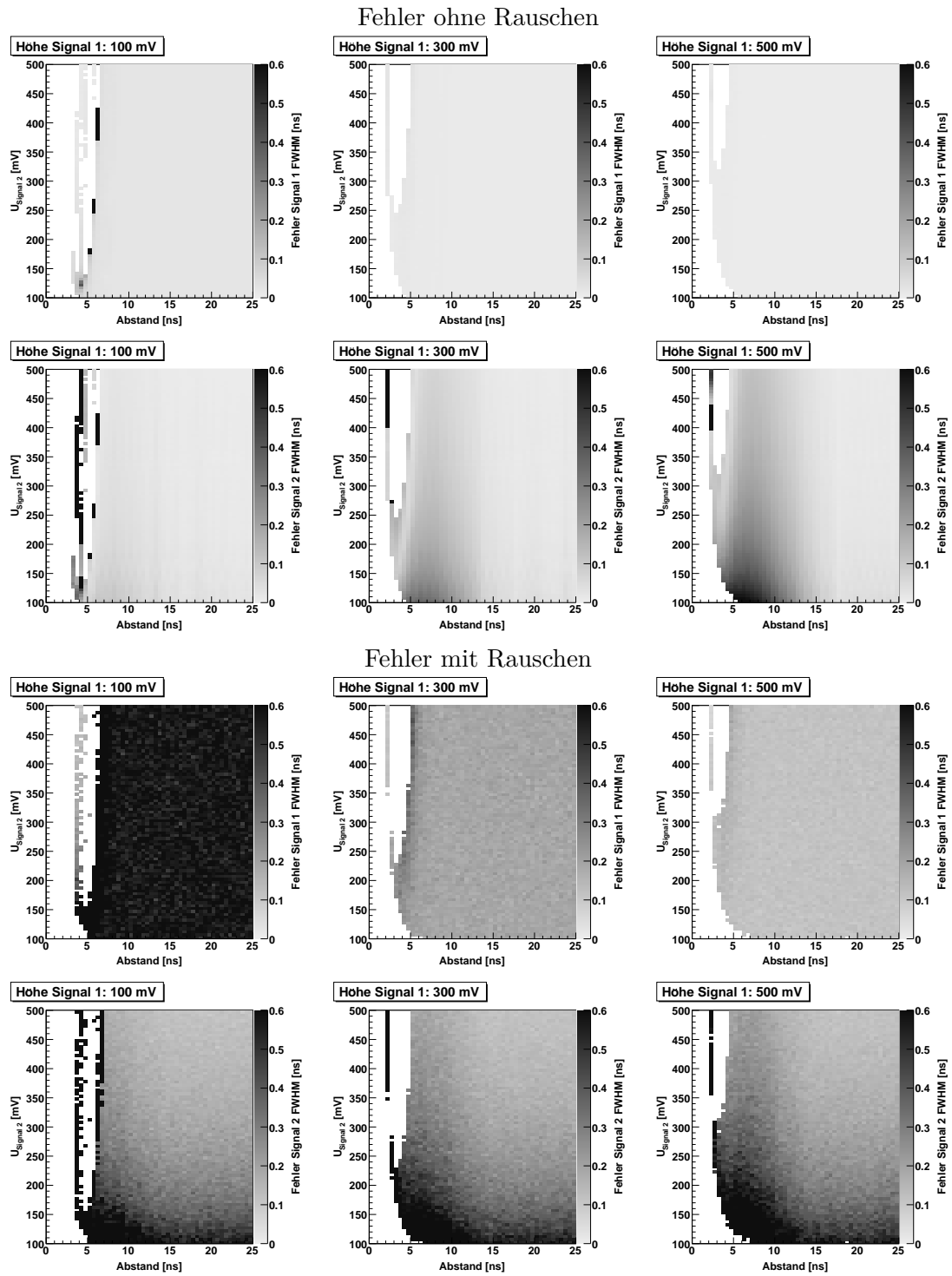


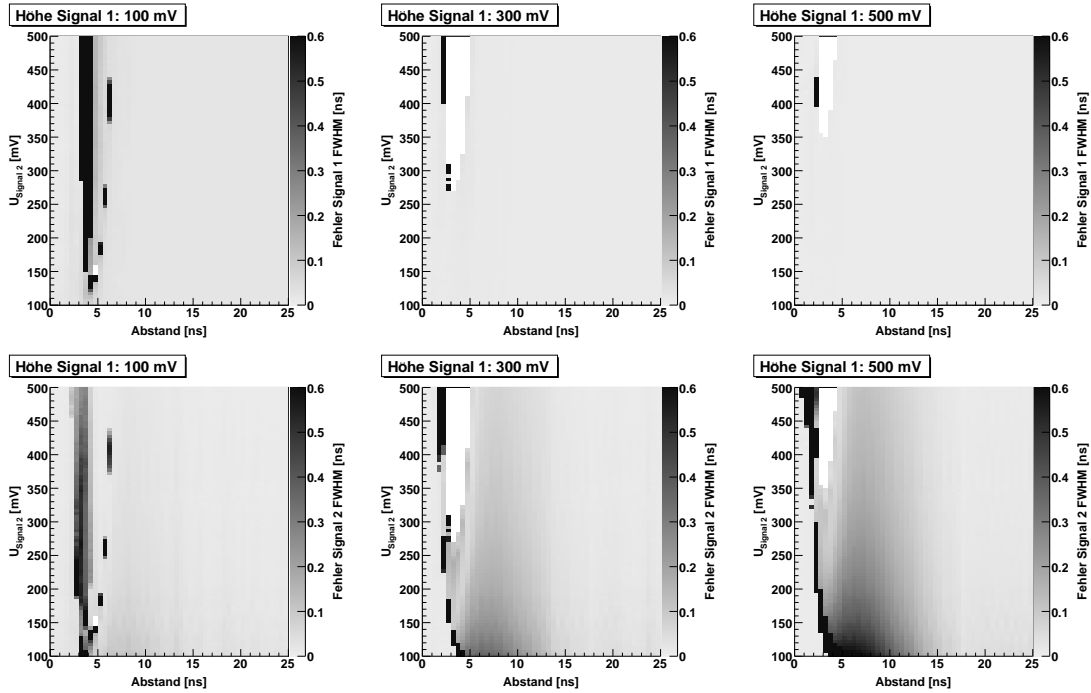
Abb. E.46.: Fehler, Pulsfit, Startw. aus SPA, 1 GS, 10 Bit

Fehler, erweiterter CFA, 1 GS, 10 Bit



Fehler, Pulsfit, Startwerte aus erweiterter CFA, 1 GS, 8 Bit

Fehler ohne Rauschen



Fehler mit Rauschen

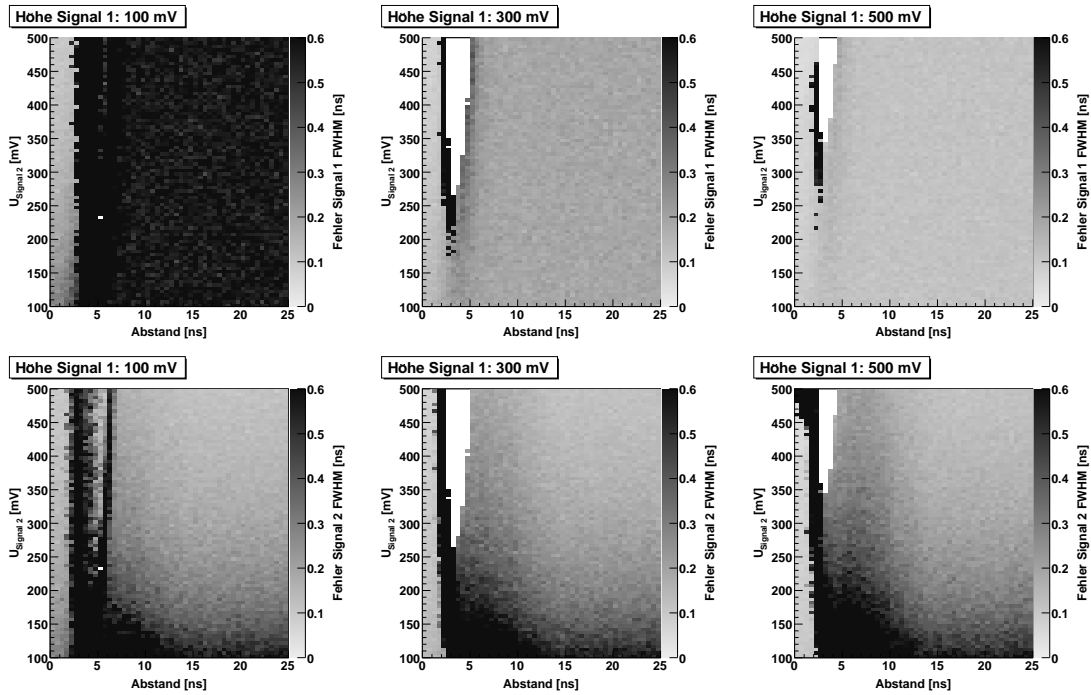


Abb. E.48.: Fehler, Pulsfit, Startw. aus erw. CFA, 1 GS, 10 Bit

Fehler, Pulsfit, Startwerte aus Schwerpunktsalgorithmus, 2 GS, 8 Bit

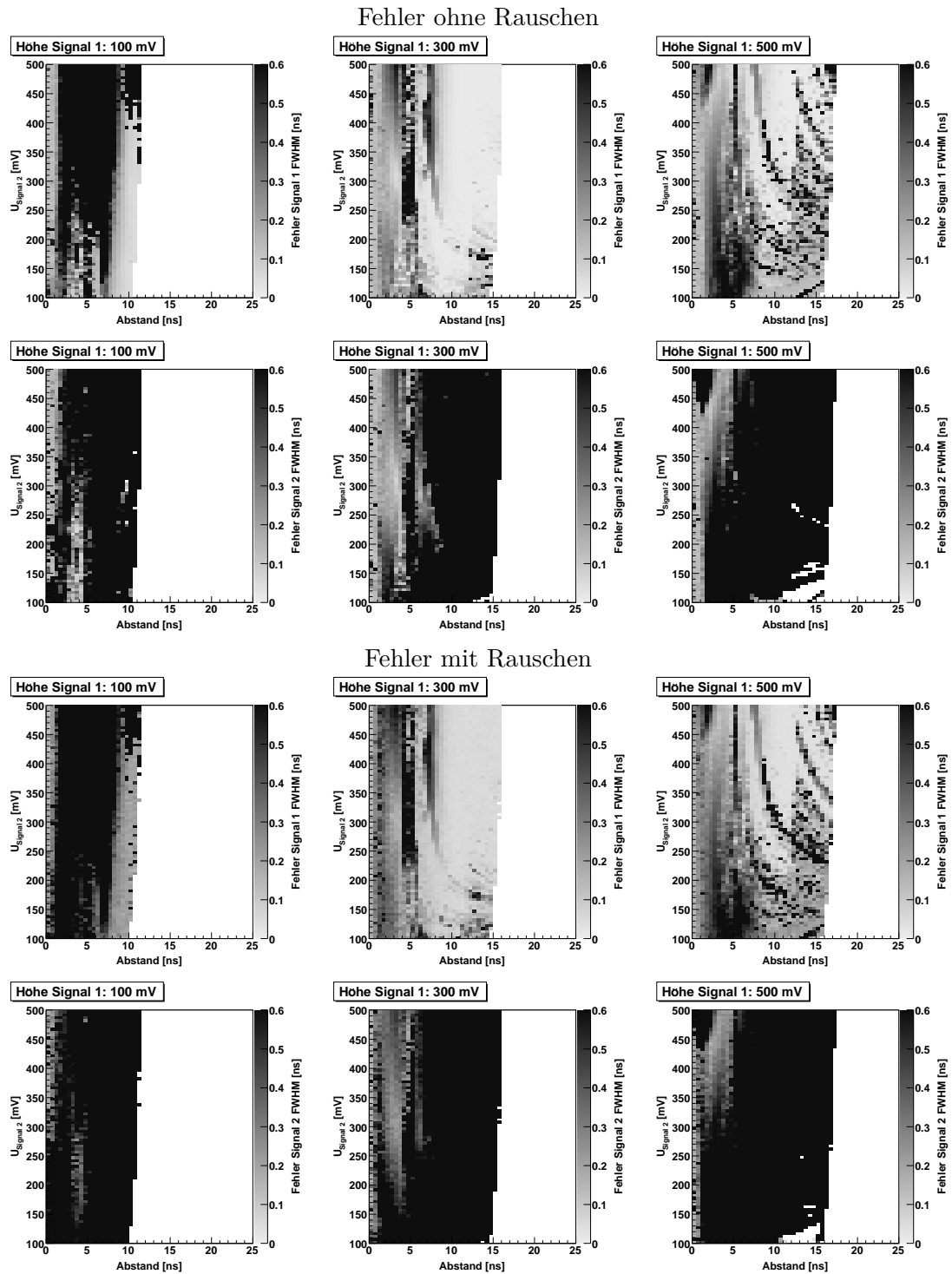


Abb. E.49.: Fehler, Pulsfit, Startw. aus SPA, 2 GS, 8 Bit

Fehler, erweiterter CFA, 2 GS, 8 Bit

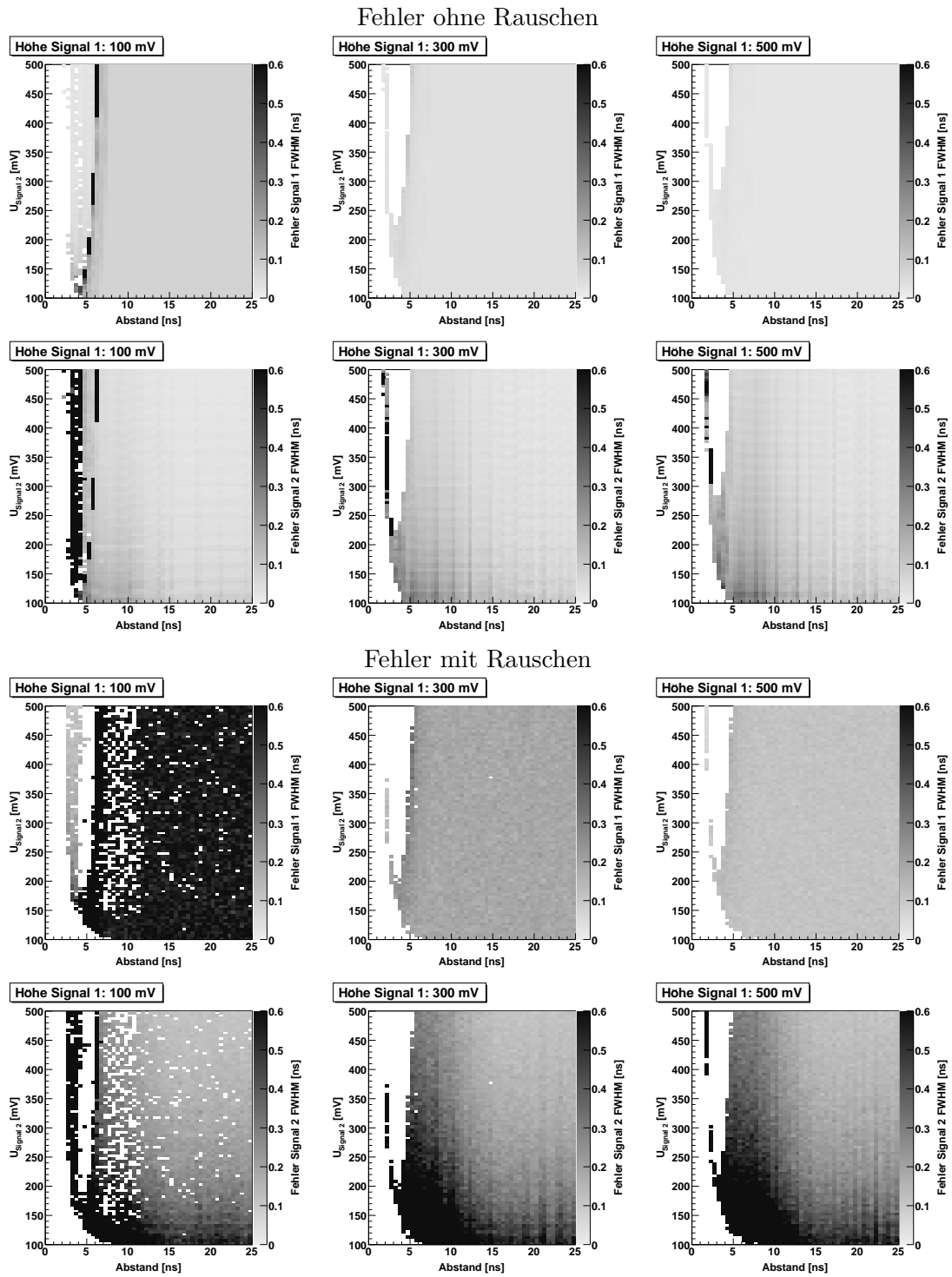


Abb. E.50.: Fehler, erw. CFA, 2 GS, 8 Bit

Fehler, Pulsfit, Startwerte aus erweiterter CFA, 2 GS, 8 Bit

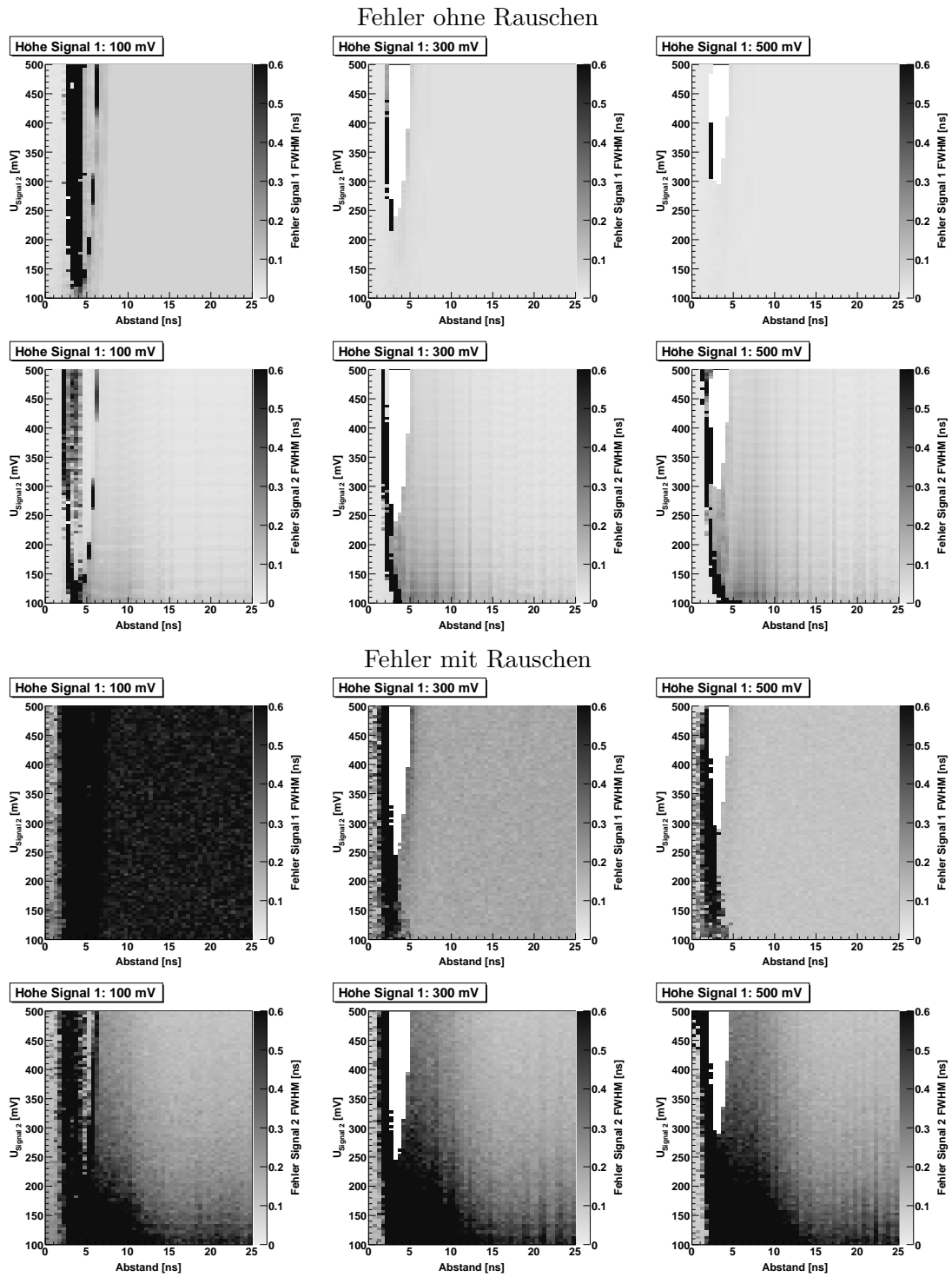


Abb. E.51.: Fehler, Pulsfit, Startw. aus erw. CFA, 2 GS, 8 Bit

Fehler, Pulsfit, Startwerte aus Schwerpunktsalgorithmus, 2 GS, 10 Bit

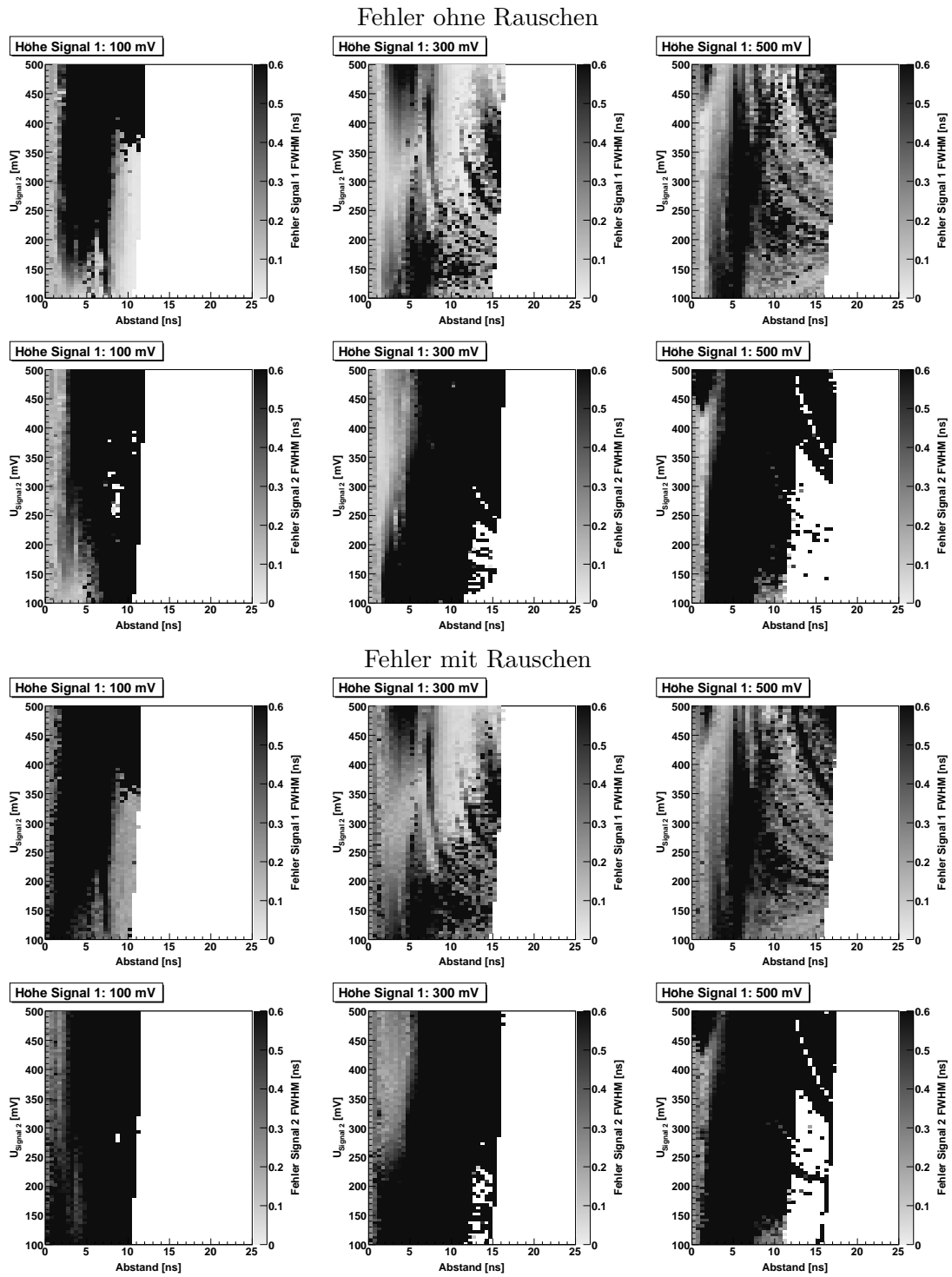


Abb. E.52.: Fehler, Pulsfit, Startw. aus SPA, 2 GS, 10 Bit

Fehler, erweiterter CFA, 2 GS, 10 Bit

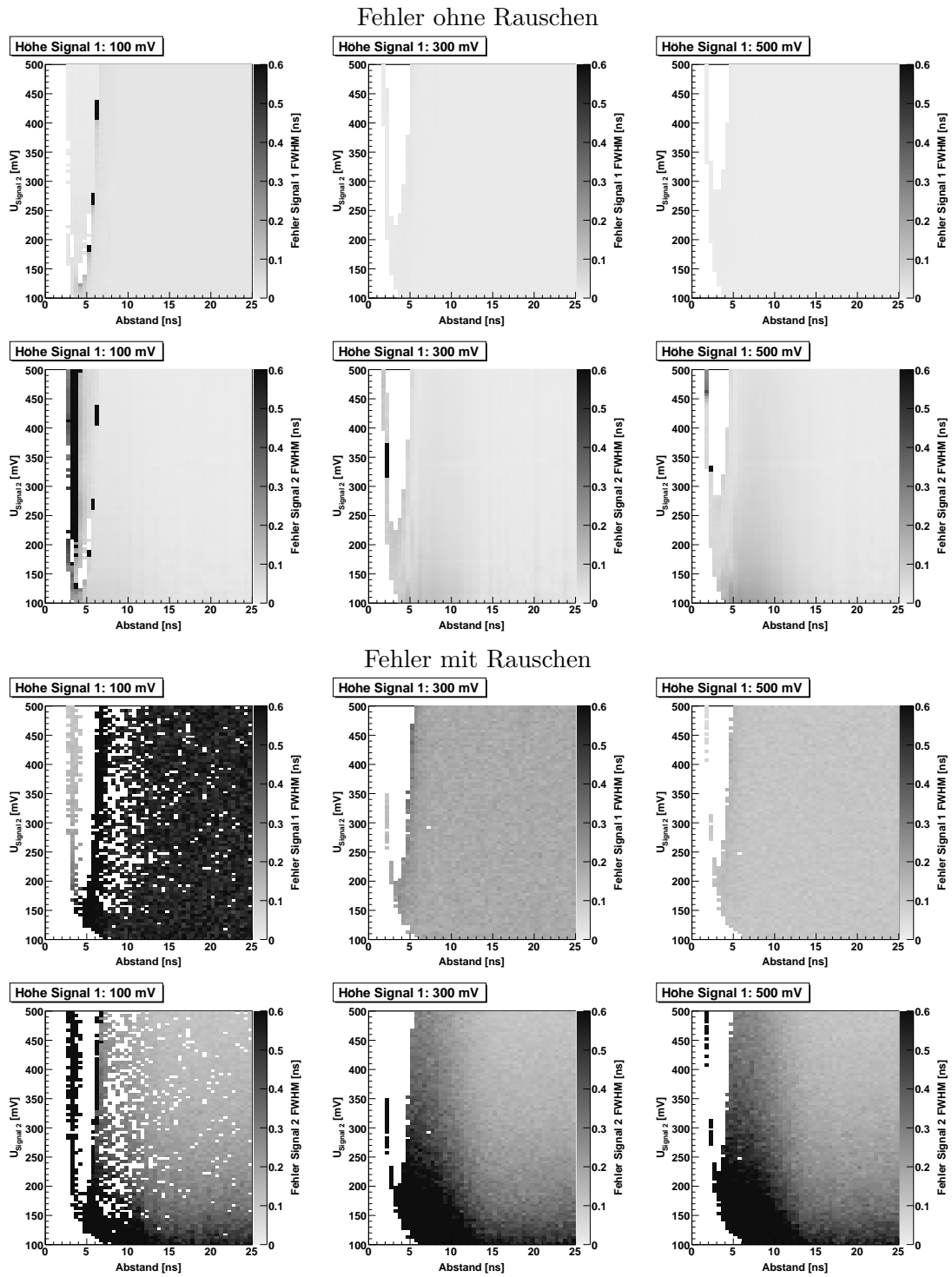
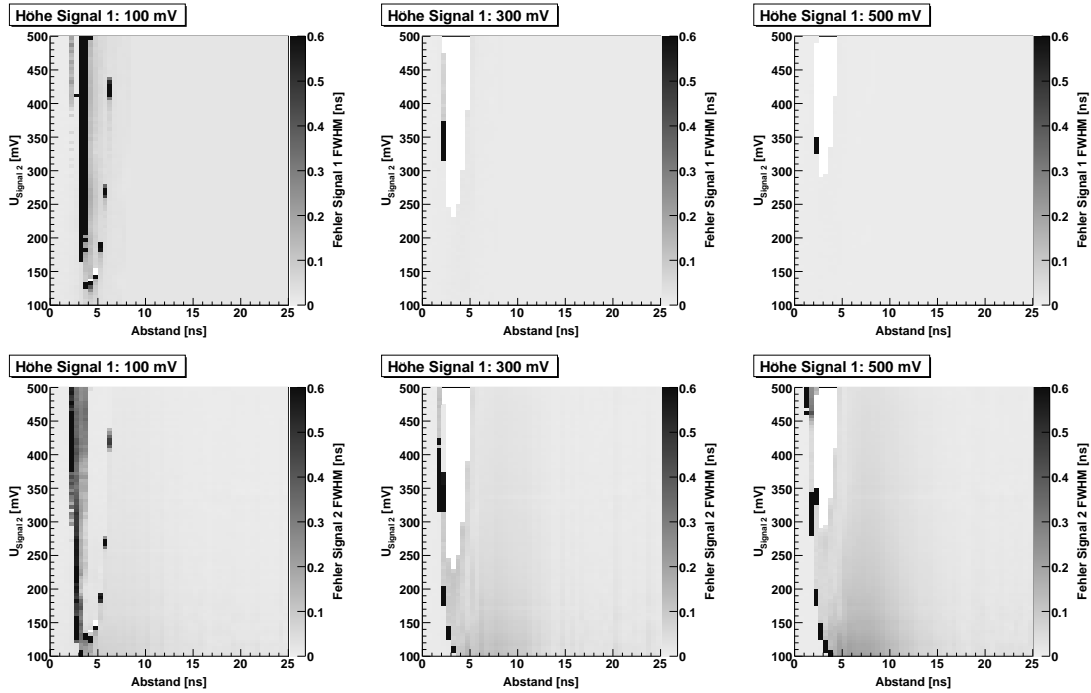


Abb. E.53.: Fehler, erw. CFA, 2 GS, 10 Bit

Fehler, Pulsfit, Startwerte aus erweiterter CFA, 2 GS, 10 Bit

Fehler ohne Rauschen



Fehler mit Rauschen

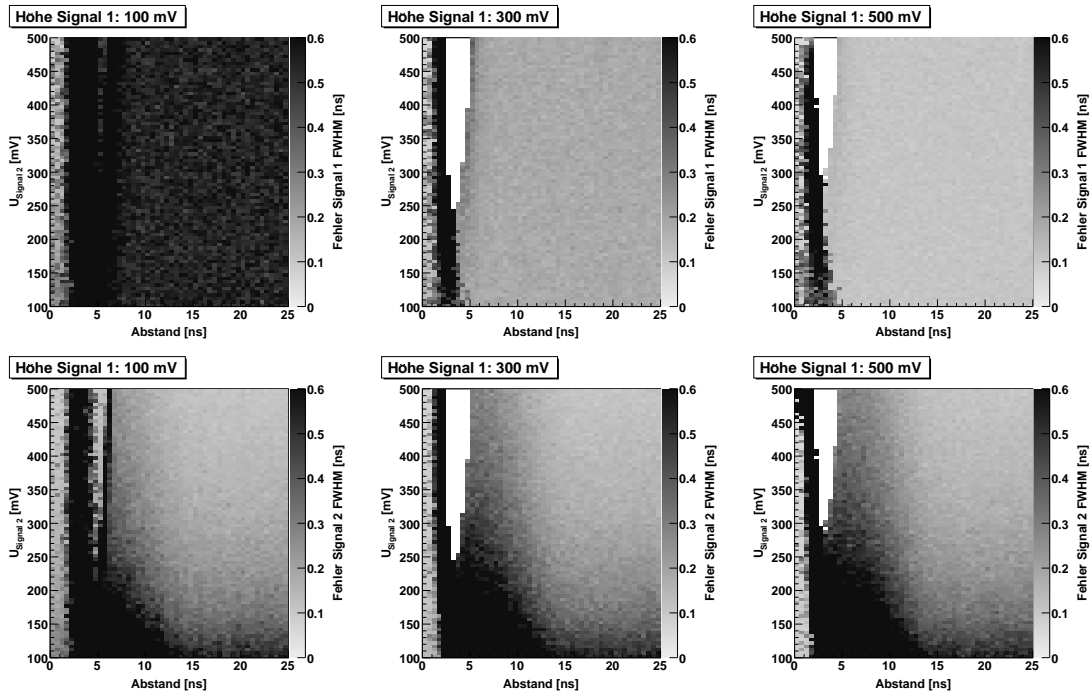


Abb. E.54.: Fehler, Pulsfit, Startw. aus erw. CFA, 2 GS, 10 Bit

E.2. Zu Kapitel Wasserstoffmolekilion und Helium

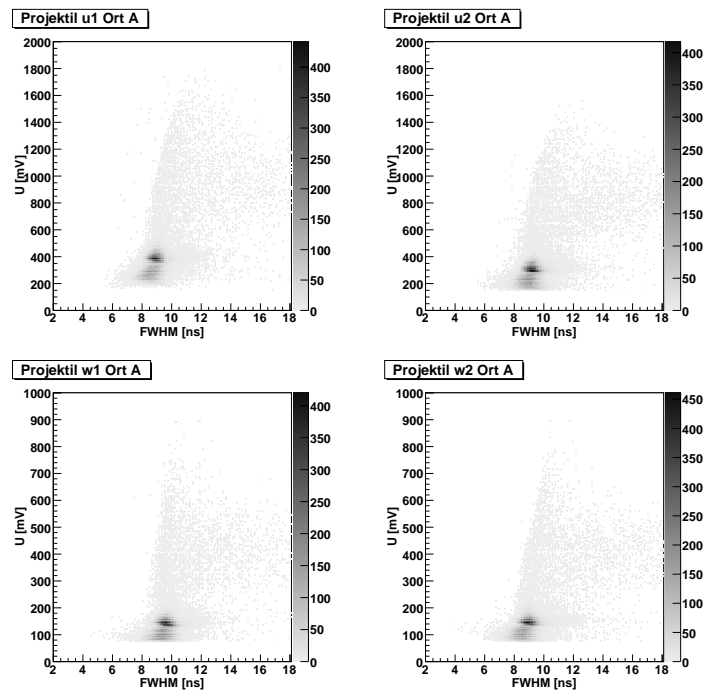


Abb. E.55.: Pulsbreite gegen Höhe der Layersignale U und W des Projektildetektors für Ort A

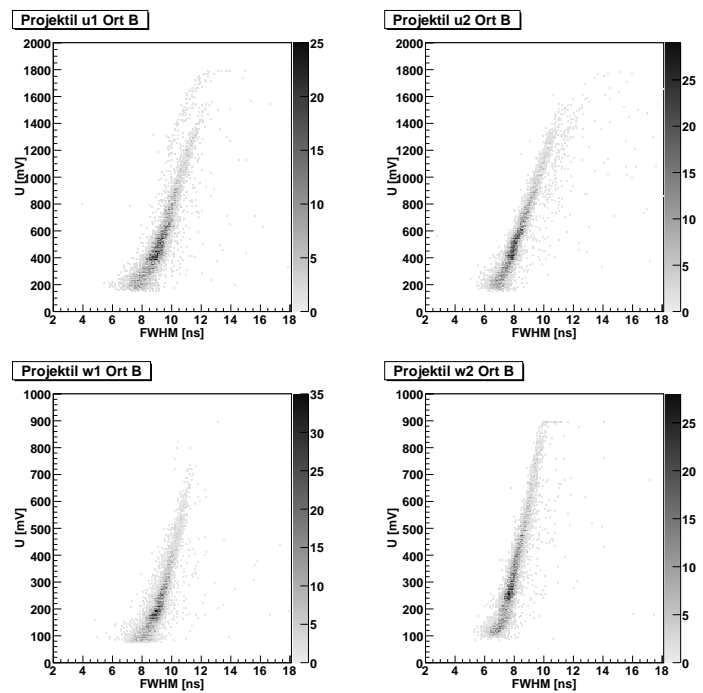


Abb. E.56.: Pulsbreite gegen Höhe der Layersignale U und W des Projektildetektors für Ort B

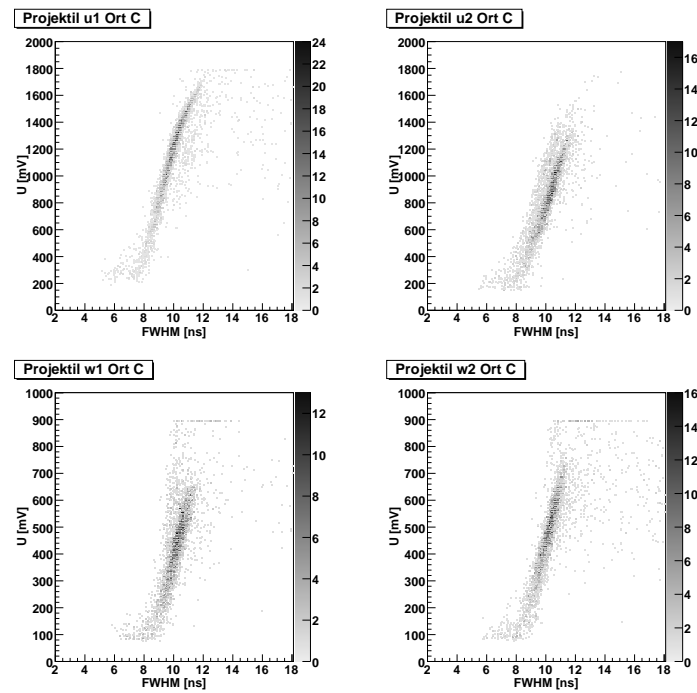


Abb. E.57.: Pulsbreite gegen Höhe der Layersignale U und W des Projektildetektors für Ort C

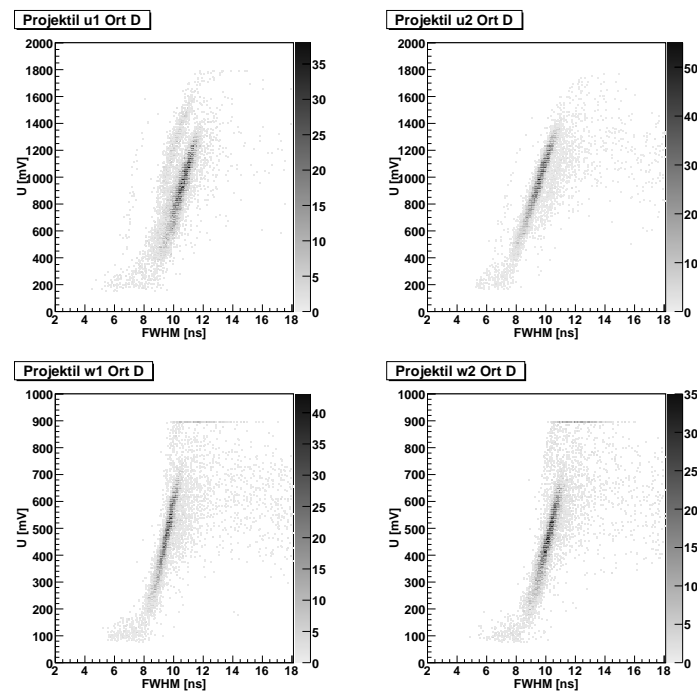


Abb. E.58.: Pulsbreite gegen Höhe der Layersignale U und W des Projektildetektors für Ort D

E.3. Zu Kapitel Signalanalyse an realen Signalen

E.3.1. Detektor aus Schwerpunktsbildung

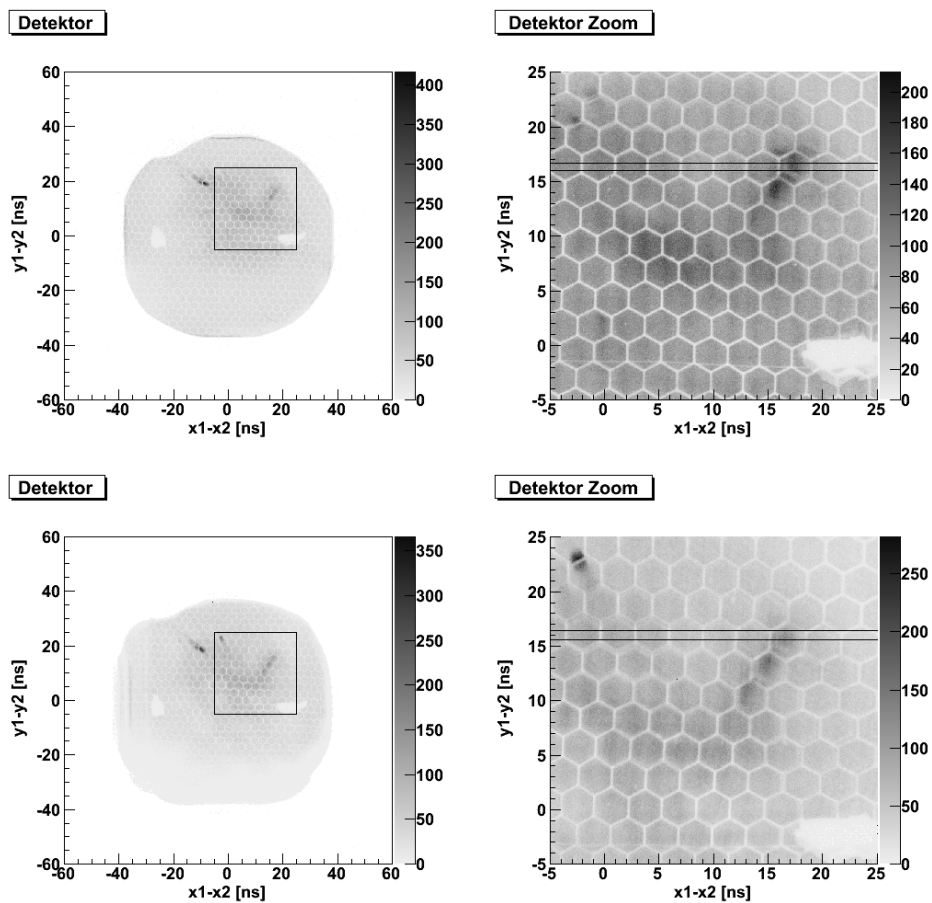


Abb. E.59.: Detektorbilder beider Vorverstärker im Vergleich. Oben: ATR19 VV. Unten: Prototyp VV. Signalanalyse: SPA.

E.3.2. ATR19 Vorverstärker

1 GS, 8 Bit

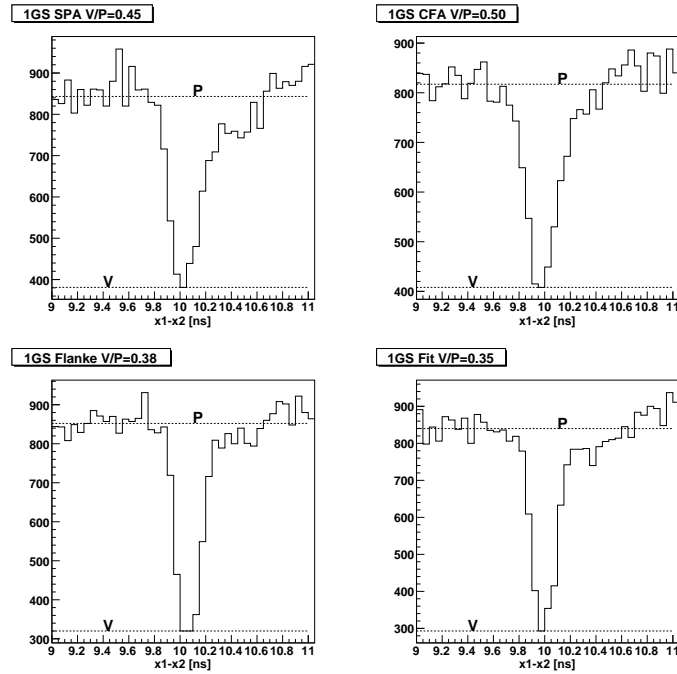


Abb. E.60.: ATR19 Vorverstärker, 1 GS, 8 Bit

2 GS, 8 Bit

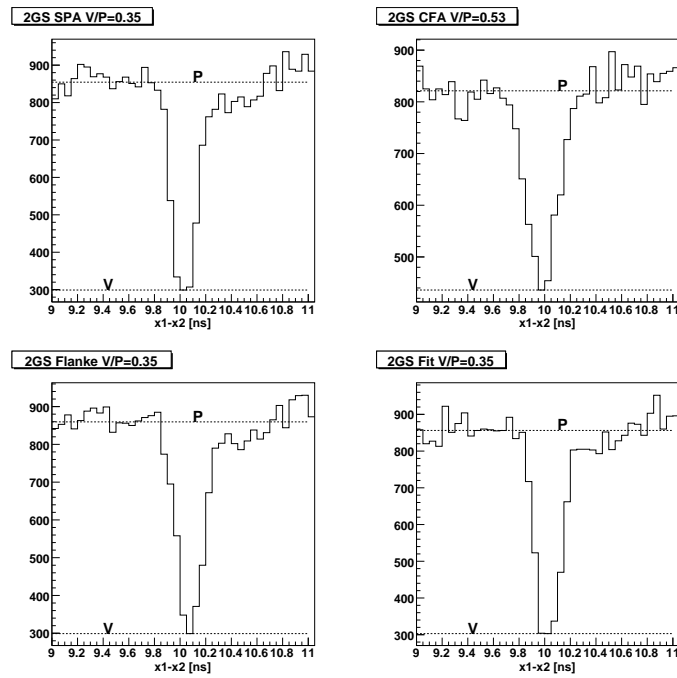


Abb. E.61.: ATR19 Vorverstärker, 2 GS, 8 Bit

E.3.3. Prototyp Vorverstärker

1 GS, 8 Bit

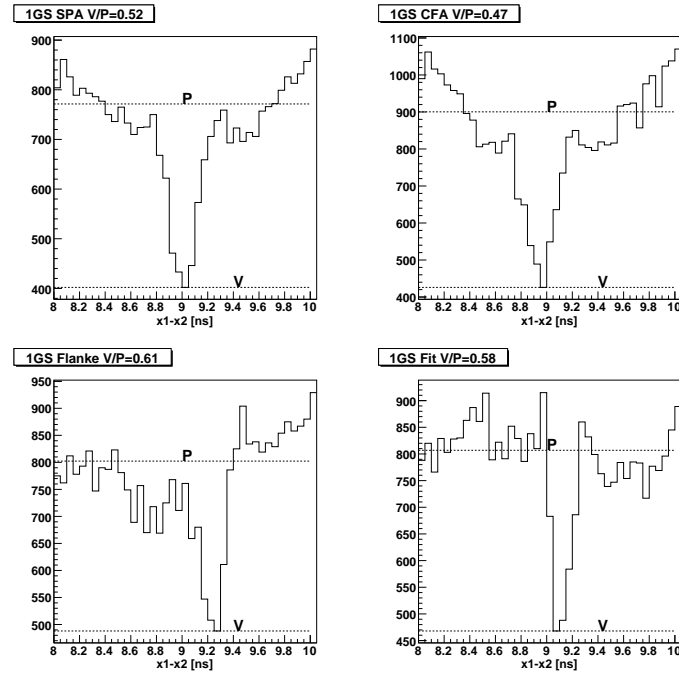


Abb. E.62.: Prototyp Vorverstärker, 1 GS, 8 Bit

2 GS, 8 Bit

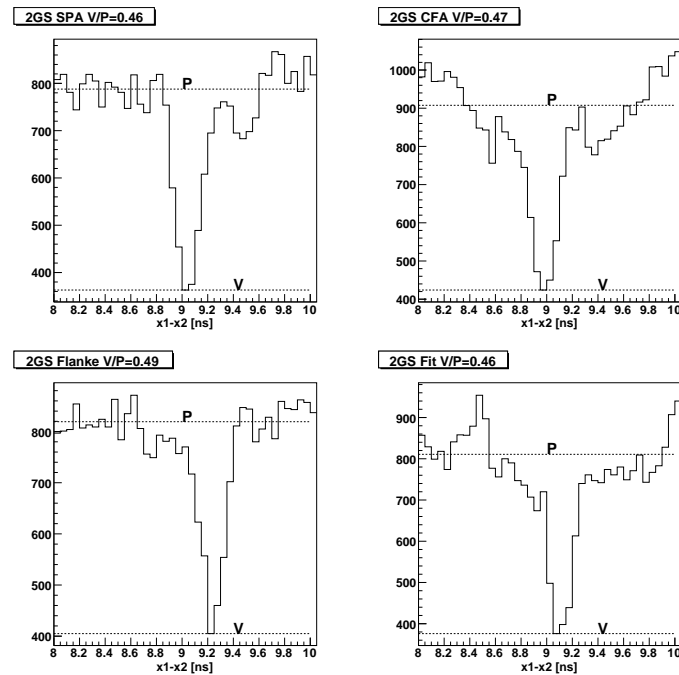


Abb. E.63.: Prototyp Vorverstärker, 2 GS, 8 Bit

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Unter den vielen Leute möchte ich einige namentlich erwähnen. Zuerst möchte ich mich bei meinen Doktorvätern Reinhard Dörner und Horst Schmidt-Böcking bedanken. Ohne ihre motivierende Unterstützung wäre ich nicht bei einem solchen Thema, das so viel Potenzial hat, gelandet.

Des Weiteren möchte ich mich bei Achim Czasch und Mathias Smolarski bedanken. Sie haben mir kontinuierlich Ideen und Anregungen gegeben, wie diese Aufgabe am besten zu meistern ist. Bleiben noch die restlichen Gruppenmitglieder der Arbeitsgruppe Dörner. Ohne deren Unterstützung kann eine solche Arbeit nicht vollendet werden. Hierbei möchte ich zwei Namen hervorheben: Sven Schößler war mir ein langjähriger guter Mitbewohner und hat mich in einige Tricks in Verwaltungstechnischen fragen beigebracht und Klaus Ullmann Pfleger, der mir immer mit guten Tipps bei Computerproblemen zur Seite gestanden hat.

Auch den Mitarbeitern des IKF gilt mein Dank. Ohne deren verwaltungstechnischen Unterstützung wäre so vieles nicht gelungen. Dabei gilt mein besonderer Dank Marianne Frey und Claudia Freudengerger. Marianne hat mir immer bei besonders kniffligen verwaltungstechnischen und sprachlichen Fragen mit Rat und Tat zur Seite gestanden.

Zum Gelingen dieser Arbeit haben auch Mitglieder anderer Arbeitsgruppen beigetragen. Sie haben mit guten Anregungen und konstruktiver Kritik das Aufnahmeprogramm immer weiterentwickelt. Insbesondere möchte ich die Arbeitsgruppen in Heidelberg um Joachim Ulrich und insbesondere Robert Moshhammer und in Berlin um Thomas Möller und insbesondere Christoph Bostedt hervorheben.

Mein Dank gilt weiterhin den vielen Freunden, die mich auf dem Weg begleitet haben. Im besonderen möchte ich Caroline Ellert danken, die diese Arbeit Korrektur gelesen hat.

Es bleibt mir noch mich bei meiner Familie zu bedanken. Sie haben mich immer unterstützt und zuletzt auch als „last minute Korrektoren“ wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Des Weiteren möchte ich hier die Familie meiner Freundin Luise erwähnen. Danke, dass ihr mich so gut bei Euch aufgenommen habt.

Schlussendlich bleibt mir noch meinen Dank an meine Freundin Luise auszusprechen. Ohne dich und Deine Unterstützung sowohl beim Schreiben als auch bei den vielen Problemen hätte diese Arbeit nicht gelingen können. Vielen Dank.

Die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit wurde durch das BMBF unter der Projektnummer 05KS4RFA/3 gewährleistet.

Literaturverzeichnis

- [Acq] *Agilent Technologies - Acqiris*. <http://www.acqiris.com>, Abruf: 18.07.2007
- [AKJ⁺07] AKOURY, D. ; KREIDI, K. ; JAHNKE, T. ; WEBER, Th. ; STAUDTE, A. ; SCHÖFFLER, M. ; NEUMANN, N. ; TITZE, J. ; SCHMIDT, L. Ph. H. ; CZASCH, A. ; JAGUTZKI, O. ; FRAGA, R. A. C. ; GRISENTI, R. E. ; MUIÑO, R. D. ; CHEREPKOV, N. A. ; SEMENOV, S. K. ; RANITOVIC, P. ; COCKE, C. L. ; OSIPOV, T. ; ADANIYA, H. ; THOMPSON, J. C. ; PRIOR, M. H. ; BELKACEM, A. ; LANDERS, A. L. ; SCHMIDT-BÖCKING, H. ; DÖRNER, R.: The Simplest Double Slit: Interference and Entanglement in Double Photoionization of H₂. In: *Science* 318 (2007), S. 949
- [Ali97] ALI, Imad: *Ein ortsempfindliches Multi-Hit-Detektor-System zum Nachweis der Fragmente aus der Dissoziation von Molekülen in dem Stoßprozeß mit Ionen, Elektronen und Photonen*, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diss., 1997
- [ALS] *ALS - Advanced Light Source*. <http://www-als.lbl.gov/>, Abruf: 03.07.2007
- [BBPT02] BARDELLI, L. ; BINI, M. ; POGGI, G. ; TACCETTI, N.: Application of digital sampling techniques to particle identification in scintillation detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 491 (2002), S. 244
- [BPB⁺04] BARDELLI, L. ; POGGI, G. ; BINI, M. ; PASQUALI, G. ; TACCETTI, N.: Time measurements by means of digital sampling techniques: a study case of 100 ps FWHM time resolution with a 100 MSample/s, 12 bit digitizer. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 521 (2004), S. 480
- [BPN84] BONIFACIO, R. ; PELLEGRINI, C. ; NARDUCCI, L.M.: Collective instabilities and high-gain regime in a free electron laser. In: *Optics Communications* 50 (1984), S. 373
- [BQG86] BINNIG, G. ; QUATE, C. F. ; GERBER, C.: Atomic force microscope. In: *Physical Review Letters* 56 (1986), S. 930
- [BRGW82] BINNIG, G. ; ROHRER, H. ; GERBER, Ch. ; WEIBEL, E.: Tunneling through a controllable vacuum gap. In: *Applied Physics Letters* 40 (1982), S. 178
- [Cod00] CODINO, A.: The pulse digitization for measuring the time of flight of ionizing particles. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 440 (2000), S. 191
- [Cor93] CORKUM, P.B.: A Plasma Perspective on Strong Field Multiphoton Ionization. In: *Physical Review Letters* 71 (1993), S. 1994

- [CVB⁺05] COSTA, G. D. ; VURPILLOT, F. ; BOSTEL, A. ; BOUET, M. ; DECONIHOUT, B.: Design of a delay-line position-sensitive detector with improved performance. In: *Review of Scientific Instruments* 76 (2005), S. 013304
- [Cza04] CZASCH, Achim: *Doppelt hoch angeregte Zustände von Helium: Partielle Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen der Elektronenemission*, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diss., 2004
- [DAM⁺95] DAWBER, G. ; AVALDI, L. ; MCCONKEY, A. G. ; ROJAS, H. ; MACDONALD, M. A. ; KING, G. C.: Near threshold TDCS for photo-double ionization of helium. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 28 (1995), S. L271
- [DCS⁺01] DAWSON, C. ; CVEJANOVIC, S. ; SECCOMBE, D. P. ; REDDISH, T. J. ; MAULBETSCH, F. ; HUETZ, A. ; MAZEAU, J. ; KHEIFETS, A. S.: Helium (γ , 2e) triple differential cross sections at an excess energy of 60 eV. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 34 (2001), S. L525
- [DEM⁺77] DEACON, D.A.G. ; ELIAS, L.R. ; MADEY, J.M.J. ; RAMIAN, G.J. ; SCHWETTMAN, H.A. ; SMITH, T.I.: First Operation of a Free-Electron Laser. In: *Physical Review Letters* 38 (1977), S. 892
- [Des] *Desy - Deutsches Elektronen Synchrotron in der Helmholtz-Gemeinschaft*. <http://www.desy.de>, Abruf: 12.06.2007
- [DHF⁺98] DÖRNER, R. ; H.BRÄUNING ; FEAGIN, J.M. ; MERGEL, V. ; JAGUTZKI, O. ; SPIELBERGER, L. ; VOGT, T. ; KHEMLICHE, H. ; PRIOR, M.H. ; ULLRICH, J. ; COCKE, C.L. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Photo-double-ionisation of He: Fully differential and absolute electronic and ionic momentum distributions. In: *Physical Review A* 57 (1998), S. 1074
- [DMJ⁺00] DÖRNER, R. ; MERGEL, V. ; JAGUTZKI, O. ; SPIELBERGER, L. ; ULLRICH, J. ; MOSHAMMER, R. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A 'Momentum Microscope' to View Atomic Collision Dynamics. In: *Physics Reports* 330 (2000), S. 95
- [DMS⁺97] DÖRNER, R. ; MERGEL, V. ; SPIELBERGER, L. ; ACHLER, M. ; KHAYYAT, Kh. ; VOGT, T. ; BRÄUNING, H. ; JAGUTZKI, O. ; WEBER, T. ; ULLRICH, J. ; MOSHAMMER, R. ; UNVERZAGT, M. ; SCHMITT, W. ; KHEMLICHE, H. ; PRIOR, M. H. ; COCKE, C. L. ; FEAGIN, J. ; OLSON, R. E. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Kinematically complete experiments using cold target recoil ion momentum spectroscopy. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 124 (1997), S. 225
- [FBP88] FRASER, G.W. ; BARSTOW, M.A. ; PEARSON, J.F.: Imaging Microchannel Plate Detectors for X-Ray and XUV Astronomy. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 273 (1988), S. 667
- [Fea84] FEAGIN, J. M.: Wannier threshold theory for the Coulomb break-up of three-particle systems. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 17 (1984), S. 2433

-
- [Fea95] FEAGIN, J. M.: Fourth-order Wannier threshold theory. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 28 (1995), S. 1495
- [Fea96] FEAGIN, J. M.: Recoil-ion angular distributions following double photoionization. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 29 (1996), S. L551
- [Fea98] FEAGIN, J. M.: A helium-like description of molecular hydrogen photo-double ionization. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 31 (1998), S. L729
- [FH03] FENG, L. ; HART, H. W. d.: Two-photon double ionization of He. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 36 (2003), S. L1
- [FKE⁺06] FOUMOUO, E. ; KAMTA, G. L. ; EDAH, G. ; ; PIRAUX, B.: Theory of multiphoton single and double ionization of two-electron atomic systems driven by short-wavelength electric fields: An ab initio treatment. In: *Physical Review A* 74 (2006), S. 063409
- [GSL] *GSL - GNU Scientific Library*. <http://www.gnu.org/software/gsl/>, Abruf: 03.07.2007
- [Hat04] HATTASS, Mirko: *Koinzidenz-Spektroskopie an Oberflächen: Zwei-Elektronen-Photoemission von Cu(111)*, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diss., 2004
- [HCC05] HU, S. X. ; COLGAN, J. ; COLLINS, L.A.: Triple-differential cross-sections for two-photon double ionization of He near threshold. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 38 (2005), S. L35
- [HJC⁺04] HATTASS, M. ; JALOWY, T. ; CZASCH, A. ; WEBER, T. ; JAHNKE, T. ; SCHÖSSLER, S. ; SCHMIDT, L. P. ; JAGUTZKI, O. ; DÖRNER, R. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: A 2π Spectrometer for Electron-Electron Coincidence Studies on Surfaces. In: *Review of Scientific Instruments* 75 (2004), S. 2373
- [HM00] HUETZ, A. ; MAZEAU, J.: Double Photoionization of Helium Down to 100 meV above Threshold. In: *Physical Review Letters* 85 (2000), S. 530
- [HTN⁺05] HASEGAWA, H. ; TAKAHASHI, E. J. ; NABEKAWA, Y. ; ISHIKAWA, K. L. ; MIDORIKAWA, K.: Multiphoton ionization of He by using intense high-order harmonics in the soft-x-ray region. In: *Physical Review A* 71 (2005), S. 023407
- [IK07] IVANOV, I. A. ; KHEIFETS, A. S.: Two-photon double ionization of helium in the region of photon energies 4250 eV. In: *Physical Review A* 75 (2007), S. 033411
- [JMUP⁺98] JAGUTZKI, O. ; MERGEL, V. ; ULLMANN-PFLEGER, K. ; SPIELBERGER, L. ; MEYER, U. ; DÖRNER, R. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Fast Position and Time Resolved Read-out of Micro-Channelplates with the Delay-Line Technique for Single Particle and Photon Detection. In: *Proceedings of SPIE* 3438 (1998), S. 322

- [Kel65] KELDYSH, L.V.: Ionization in the Field of a Strong Electromagnetic Wave. In: *Soviet Physics JETP* 20 (1965), S. 1307
- [KKB⁺05a] KNAPP, A. ; KHEIFETS, A ; BRAY, I ; WEBER, Th ; LANDERS, A L. ; SCHÖSSLER, S ; JAHNKE, T ; NICKLES, J ; KAMMER, S ; JAGUTZKI, O ; SCHMIDT, L Ph H. ; SCHÖFFLER, M ; OSIPOV, T ; PRIOR, M H. ; SCHMIDT-BÖCKING, H ; COCKE, C L. ; DÖRNER, R: Photo double ionization of helium 100 eV and 450 eV above threshold: I. Linearly polarized light. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 38 (2005), S. 615
- [KKB⁺05b] KNAPP, A. ; KHEIFETS, A ; BRAY, I ; WEBER, Th ; LANDERS, A L. ; SCHÖSSLER, S ; JAHNKE, T ; NICKLES, J ; KAMMER, S ; JAGUTZKI, O ; SCHMIDT, L Ph H. ; SCHÖFFLER, M ; OSIPOV, T ; PRIOR, M H. ; SCHMIDT-BÖCKING, H ; COCKE, C L. ; DÖRNER, R: Photo double ionization of helium 100 eV and 450 eV above threshold: II. Circularly polarized light. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 38 (2005), S. 635
- [KS80] KONDRATENKO, A.M. ; SALDIN, E.L.: Generation of coherent radiation by a relativistic electron beam in an undulator. In: *Particle Accelerators* 10 (1980), S. 207
- [Kur07] KURKA, Moritz: *Zwei- und Drei-Photonen Doppelionisation von Helium und Neon am Freie-Elektronen-Laser in Hamburg*, Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2007
- [KWW⁺02] KNAPP, A ; WALTER, M. ; WEBER, Th. ; LANDERS, A.L. ; SCHÖSSLER, S. ; JAHNKE, T. ; SCHÖFFLER, M. ; NICKLES, J. ; KAMMER, S. ; JAGUTZKI, O. ; SCHMIDT, L. P. ; OSIPOV, T. ; RÖSCH, J. ; PRIOR, M. ; SCHMIDT-BÖCKING, H. ; COCKE, C. L. ; FEAGIN, J. ; DÖRNER, R.: Energy sharing and asymmetry parameters for photo double ionization of helium 100 eV above threshold in single-particle and Jacobi coordinates. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 35 (2002), S. L521
- [Lap02] LAPINGTON, J.S.: Maximising position resolution for near-simultaneous events with charge division readouts. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 477 (2002), S. 279
- [Lav99] LAVOLLÉE, M.: A new detector for measuring three-dimensional momenta of charged particles in coincidence. In: *Review of Scientific Instruments* 70 (1999), S. 2968
- [LVW⁺06] LAUTER, I. ; VOSS, S. ; WALLAUER, R. ; JAHNKE, T. ; KANIGEL, A. ; FOUCAR, L. ; ULRICH, B. ; HAVERMEIER, T. ; JAGUTZKI, O. ; HANT, D. ; SCHMIDT, L. P. ; WEBER, T. ; HATTASS, M. ; DÖRNER, R. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Doppelphotoionisation an Supraleitern / Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität. 2006. – Forschungsbericht
- [Mad71] MADEY, J.M.J.: Stimulated emission of bremsstrahlung in a periodic magnetic field. In: *Journal of Applied Physics* 42 (1971), S. 1906

-
- [MCZ⁺08] MECKEL, M. ; COMTOIS, D. ; ZEIDLER, D. ; STAUDTE, A. ; PAVI?I?, D. ; BANDULET, H. C. ; PÉPIN, H. ; KIEFFER, J. C. ; DÖRNER, R. ; VILLENEUVE, D. M. ; CORKUM, P. B.: Laser-Induced Electron Tunneling and Diffraction. In: *Science* 320 (2008), S. 1478
- [MFH⁺07] MARTÍN, F. ; FERNÁNDEZ, J. ; HAVERMEIER, T. ; FOUCAR, L. ; WEBER, Th. ; KREIDI, K. ; SCHÖFFLER, M. ; SCHMIDT, L. ; JAHNKE, T. ; JAGUTZKI, O. ; CZASCH, A. ; BENIS, E. P. ; OSIPOV, T. ; LANDERS, A. L. ; BELKACEM, A. ; PRIOR, M. H. ; SCHMIDT-BÖCKING, H. ; COCKE, C. L. ; DÖRNER, R.: Single photon induced symmetry breaking of H_2 dissociation. In: *Science* 315 (2007), S. 629
- [Mik] *Mikroskop-Museum-Einblicke.* http://www.mikroskop-museum.de/einblicke_fs.htm, Abruf: 14.05.2008
- [MJF⁺07] MOSHAMMER, R. ; JIANG, Y. H. ; FOUCAR, L. ; RUDENKO, A. ; ERGLER, Th. ; SCHRÖTER, C. D. ; LÜDEMANN, S. ; ZROST, K. ; FISCHER, D. ; TITZE, J. ; JAHNKE, T. ; SCHÖFFLER, M. ; WEBER, T. ; DÖRNER, R. ; ZOUROS, T. J. M. ; DORN, A. ; FERGER, T. ; KÜHNEL, K. U. ; DÜSTERER, S. ; TREUSCH, R. ; RADCLIFFE, P. ; PLÖNJES, E. ; ULLRICH, J.: Few-Photon Multiple Ionization of Ne and Ar by Strong Free-Electron-Laser Pulses. In: *Physical Review Letters* 98 (2007), S. 203001
- [New] *University of Waterloo - Numerical Methods for Electrical and Computer Engineers.* <http://www.ece.uwaterloo.ca/~ece204/TheBook/05Interpolation/newton/complete.html>, Abruf: 09.08.2007
- [NL01] NIKOLOPOULOS, L.A.A. ; LAMBROPOULOS, P.: Multichannel theory of two-photon single and double ionization of helium. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 34 (2001), S. 545
- [NL07] NIKOLOPOULOS, L.A.A. ; LAMBROPOULOS, P.: Time-dependent theory of double ionization of helium under XUV radiation. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 40 (2007), S. 1347
- [PBLB03] PIRAUX, B. ; BAUER, J. ; LAULAN, S. ; BACHAU, H.: Probing electron-electron correlation with attosecond pulses. In: *European Physical Journal D* 26 (2003), S. 7
- [RF99] REDDISH, T. J. ; FEAGIN, J. M.: Photo double ionization of molecular deuterium. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 32 (1999), S. 2473
- [Roe] *RoentDek Handels GmbH.* <http://www.roentdek.com>, Abruf: 12.06.2007
- [ROO] *ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework.* <http://root.cern.ch>, Abruf: 13.06.2007
- [RWMC97] REDDISH, T. J. ; WIGHTMAN, J. P. ; MACDONALD, M. A. ; CVEJANOVIĆ, S.: Triple Differential Cross Section Measurements for Double Photoionization of D_2 . In: *Physical Review Letters* 79 (1997), S. 2438

- [Sch97] SCHMIDT, V.: *Electron Spectrometry of Atoms using Synchrotron Radiation*. ISBN 0-521-55053-X : Cambridge University Press, 1997
- [Sch00] SCHMIDT, Lothar: *Effekte molekularer Symmetrien in der Elektronenemission bei langsamen He^{2+} -He - Stoessen: Eine kinematisch vollstaendige experimentelle Untersuchung*, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diss., 2000
- [Sch06] SCHÖFFLER, Markus: *Grundzustandskorrelationen und dynamische Prozesse untersucht in Ion-Helium-Stößen*, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diss., 2006
- [Schen] SCHÖSSLER, Sven: *Title noch nicht bekannt*, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diss., noch zu veröffentlichen
- [SLS98] SCHERER, N. ; LORCHAND, H. ; SCHMIDT, V.: Triple differential cross section measurements in H_2 and D_2 . In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 31 (1998), S. L817
- [SMF+03] SCHULZ, M. ; MOSHAMMER, R. ; FISCHER, D. ; KOLLMUS, H. ; MADISON, D. H. ; JONES, S. ; ULLRICH, J.: Three-Dimensional Imaging of Atomic Four-Body Process. In: *NATURE* 422 (2003), S. 48
- [Spi01] SPILLMANN, Uwe: *Entwicklung einer 2-dimensional ortauflösenden Delaylineanode nach Art der Bildladungsauslese zum Teilchennachweis in offenen MCP-basierenden und gekapselten Detektorsystemen*, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2001
- [Sta05] STAUDTE, André: *Subfemtosecond Electron Dynamics of H_2 in Strong Fields or The Quest for the Molecular Clock*, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diss., 2005
- [STP+08] SCHÖFFLER, M. S. ; TITZE, J. ; PETRIDIS, N. ; JAHNKE, T. ; COLE, K. ; SCHMIDT, L. Ph. H. ; CZASCH, A. ; AKOURY, D. ; JAGUTZKI, O. ; WILLIAMS, J. B. ; CHEREPKOV, N. A. ; SEMENOV, S. K. ; MCCURDY, C. W. ; RESCIGNO, T. N. ; COCKE, C. L. ; OSIPOV, T. ; LEE, S. ; PRIOR, M. H. ; BELKACEM, A. ; LANDERS, A. L. ; SCHMIDT-BÖCKING, H. ; WEBER, Th. ; DÖRNER, R.: Ultrafast Probing of Core Hole Localization in N_2 . In: *Science* 320 (2008), S. 920
- [SW88] SOBOTTKA, S.E. ; WILLIAMS, M.B.: Delay Line Readout of Microchannel Plates. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 35 (1988), S. 348
- [UMD+03] ULLRICH, J. ; MOSHAMMER, R. ; DORN, A. ; R.DÖRNER ; SCHMIDT, L. Ph. H. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Recoil-ion and electron momentum spectroscopy: reaction-microscopes. In: *Institute of Physics Publishing: Report on Progress in Physics* 66 (2003), S. 1463
- [VM00] VALLERGA, J. V. ; MCPHATE, J. B.: Optimization of the readout electronics for microchannel plate delay line anodes. In: *Proceedings of SPIE* 4139 (2000), S. 34

-
- [VWJ⁺05] VOSS, S. ; WEBER, T. ; JAHNKE, T. ; KANIGEL, A. ; FOUCAR, L. ; ODENWELLER, M. ; HAVERMEIER, T. ; JAGUTZKI, O. ; SCHMIDT, L. P. ; HATTASS, M. ; CAMPUZANO, J.C. ; SCHMIDT-BÖCKING, H. ; DÖRNER, R.: Elektronenkorrelation in Supraleitern / Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität. 2005 (65). – Forschungsbericht
- [WB00] WALTER, M. ; BRIGGS, J.S.: Selection Rules and Isotope Effects in the Full Fragmentation of the Hydrogen Molecule. In: *Physical Review Letters* 85 (2000), S. 1630
- [WCJ⁺04] WEBER, T. ; CZASCH, A. O. ; JAGUTZKI, O. ; MÜLLER, A. K. ; MERGEL, V. ; KHEIFETS, A. ; ROTENBERG, E. ; MEIGS, G. ; PRIOR, M. H. ; DAVEAU, S. ; LANDERS, A. ; COCKE, C. L. ; OSIPOV, T. ; MUINO, R. D. ; SCHMIDT-BÖCKING, H. ; DÖRNER, R.: Complete photo-fragmentation of the deuterium molecule. In: *NATURE* 431 (2004), S. 437
- [WCR98] WIGHTMAN, J.P. ; CVEJANOVIC, S. ; REDDISH, T. J.: ($\gamma, 2e$)cross section measurements of D₂ and He. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 31 (1998), S. 1753
- [Web03] WEBER, Thorsten: *Untersuchung der verschränkten Bewegung freier Elektronenpaare emittiert aus Ein- und Zweizentren Coulomb-Potentialen in Photoabsorptionsprozessen*, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diss., 2003
- [WGW⁺00] WEBER, Th. ; GIESSEN, H. ; WECKENBROCK, M. ; URBASCH, G. ; STAUDTE, A. ; SPIELBERGER, L. ; JAGUTZKI, O. ; MERGEL, V. ; VOLLMER, M. ; DÖRNER, R.: Correlated Electron Emission in Multiphoton Double Ionization. In: *NATURE* 405 (2000), S. 658
- [Wik] *Wikipedia - Die freie Enzyklopädie.* <http://de.wikipedia.org/>, Abruf: 09.11.2007
- [Wim04] WIMMER, Christine: *Ein Molekülion-Atom-Stoß als Doppelspaltexperiment*, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2004
- [Win] *WinDig.* <http://www.unige.ch/sciences/chifi/cpb/windig.htm>, Abruf: 15.04.2008
- [WWS⁺00] WEBER, Th. ; WECKENBROCK, M. ; STAUDTE, A. ; SPIELBERGER, L. ; JAGUTZKI, O. ; MERGEL, V. ; AFANEH, F. ; URBASCH, G. ; VOLLMER, M. ; GIESSEN, H. ; DÖRNER, R.: Recoil-Ion Momentum Distributions for Single and Double Ionization of Helium in Strong Laser Fields. In: *Physical Review Letters* 84 (2000), S. 443

Lebenslauf

Lutz Michael Foucar

Geboren am 30.Juni 1977 in Frankfurt am Main
Eltern Reinhold Foucar und
Armine Charlotte Foucar, geb. Heunisch
Geschwister Gerd Ulrich Foucar

Schulbildung

1984–1988 Grundschule, Freie Christliche Schule Frankfurt am Main
1988–1997 Gymnasium, Freie Christliche Schule Frankfurt am Main
Abitur, Gesamtnote: 2,2

Zivildienst

12/1997–01/1999 Hoffnung für Dich e.V.

Studium

04/1999–12/2003 Studium, Physik
01/2001 Vordiplom in Physik, Beurteilung: gut
12/2003 Diplom in Physik, Beurteilung: sehr gut
02/2004 Beginn der Promotion

Auslands- und Forschungsaufenthalte

02/2002–03/2003 LBNL, ALS, Berkeley, USA
08/2003 ICPEAC-Satellite Conference, Königstein am Taunus
02/2004 Bessy II, Berlin
08/2004–09/2004 LBNL, ALS, Berkeley, USA
02/2005 MPI-K, Heidelberg
07/2005–09/2005 LBNL, ALS, Berkeley, USA
10/2005 MPI-K, Heidelberg
11/2005–12/2005 Desy, Hamburg
03/2006–04/2006 Desy, Hamburg
05/2006 SRC, Madison, USA

06/2006	Desy, Hamburg
07/2006	Uni, Würzburg
09/2006	SRC, Madison, USA
10/2006	FOM-AMOLF, Amsterdam, Niederlande
11/2006	MPI-K, Heidelberg
11/2006	Desy, Hamburg
01/2007–02/2007	Desy, Hamburg
03/2007	Bessy II, Berlin
03/2007	Desy, Hamburg
05/2007	ECAMP, Heraklion, Griechenland
10/2007	Bessy II, Berlin
03/2008	Desy, Hamburg

Veröffentlichungen

- [1] L. Foucar, A. Czasch, O. Jagutzki, K. Ullmann, D. Wald, L. Schmidt, S. Schoessler, T. Jahnke, R. Doerner, and H. Schmidt-Boecking. Multifragment imaging using transient recorder technique. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, 156:XXXVII, 2007.
- [2] M. Hoener, S. Schorb, H. Thomas, T. Möller, C. Bostedt, L. Foucar, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner. From fission to explosion: A momentum resolved survey over the rayleigh instability barrier. *Physical Review Letters*, noch nicht veröffentlicht.
- [3] T Jahnke, L Foucar, J Titze, R Wallauer, T Osipov, EP Benis, A Alnaser, O Jagutzki, W Arnold, SK Semenov, NA Cherepkov, LPH Schmidt, A Czasch, A Staudte, M Schoffler, CL Cocke, MH Prior, H Schmidt-Bocking, and R Dorner. Vibrationally resolved k-shell photoionization of co with circularly polarized light. *Physical Review Letters*, 93:083002, 2004.
- [4] K. Kreidi, T. Jahnke, Th Weber, T. Havermeier, R. E. Grisenti, X. Liu, Y. Morisita, S. Schoessler, L. Ph H. Schmidt, M. Schoeffler, M. Odenweller, N. Neumann, L. Foucar, J. Titze, B. Ulrich, F. Sturm, C. Stuck, R. Wallauer, S. Voss, I. Lauter, H. K. Kim, M. Rudloff, H. Fukuzawa, G. Pruemper, N. Saito, K. Ueda, A. Czasch, O. Jagutzki, H. Schmidt-Boecking, S. K. Semenov, N. A. Cherepkov, and R. Doerner. Localization of inner-shell photoelectron emission and interatomic coulombic decay in ne-2. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 41:101002, 2008.
- [5] F. Martín, J. Fernández, T. Havermeier, L. Foucar, Th. Weber, K. Kreidi, M. Schöffler, L. Schmidt, T. Jahnke, O. Jagutzki, A. Czasch, E. P. Benis, T. Osipov, A. L. Landers, A. Belkacem, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, and

- R. Dörner. Single photon induced symmetry breaking of h_2 dissociation. *Science*, 315:629, 2007.
- [6] R. Moshhammer, Y. H. Jiang, L. Foucar, A. Rudenko, Th. Ergler, C. D. Schröter, S. Lüdemann, K. Zrost, D. Fischer, J. Titze, T. Jahnke, M. Schöffler, T. Weber, R. Dörner, T. J. M. Zouros, A. Dorn, T. Ferger, K. U. Kühnel, S. Düsterer, R. Treusch, P. Radcliffe, E. Plönjes, and J. Ullrich. Few-photon multiple ionization of ne and ar by strong free-electron-laser pulses. *Physical Review Letters*, 98:203001, 2007.
- [7] T. Osipov, T. N. Rescigno, T. Weber, S. Miyabe, T. Jahnke, A. S. Alnaser, M. P. Hertlein, O. Jagutzki, L. Ph H. Schmidt, M. Schoeffler, L. Foucar, S. Schoessler, T. Havermeier, M. Odenweller, S. Voss, B. Feinberg, A. L. Landers, M. H. Prior, R. Doerner, C. L. Cocke, and A. Belkacem. Fragmentation pathways for selected electronic states of the acetylene dication. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 41:091001, 2008.
- [8] A. Rudenko, L. Foucar, M. Kurka, Th. Ergler, K.U. Kühnel, Y. H. Jiang, A. Voitkiv, B. Najjari, A. Kheifets, S. Lüdemann, T. Havermeier, M. Smolarski, S. Schössler, K. Cole, M. Schöffler, R. Dörner, S. Düsterer, R. Treusch, M. Gensch, C.D. Schröter, R. Moshhammer, and J. Ullrich. Direct and sequential two-photon double ionization at flash. *Physical Review Letters*, noch nicht veröffentlicht.
- [9] T. Weber, K. Kreidi, D. Akoury, T. Jahnke, M. Schoeffler, L. Ph. Schmidt, O. Jagutzki, L. Foucar, T. Havermeier, N. Neumann, H. Schmidt-Boecking, R. Doerner, T. Osipov, A. Belkacem, M. Prior, A. Landers, P. Ranitovic, and C. L. Cocke. Coherence and double slit interference in double ionization of h_2 . *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, 156:XX, 2007.
- [10] T Weber, M Weckenbrock, M Balsler, L Schmidt, O Jagutzki, W Arnold, O Hohn, M Schoffler, E Arenholz, T Young, T Osipov, L Foucar, A De Fanis, RD Muino, H Schmidt-Bocking, CL Cocke, MH Prior, and R Dorner. Auger electron emission from fixed-in-space co. *Physical Review Letters*, 90:153003–1, 2003.

