

**Mehrfachtreffer in der
Flugzeitwand des
ALADIN–Spektrometers**

Diplomarbeit

von

Volker Serfling

Institut für Kernphysik
der
Johann Wolfgang Goethe–Universität
Frankfurt am Main

Juni 1993

”Alles Wissen und alle Vermehrung unseres Wissens endet nicht mit einem Schlußpunkt, sondern mit Fragezeichen. Ein Plus an Wissen bedeutet ein Plus an Fragestellungen, und jede von ihnen wird immer wieder von neuen Fragestellungen abgelöst.”

Hermann Hesse, Unveröffentlichte Briefe

Inhalt

1	Einleitung	3
1.1	Das Experiment	3
1.2	Der Detektor	4
1.3	Motivation	6
2	Teilchennachweis in der Flugzeitwand	7
2.1	Aufbau des Detektors	7
2.2	Datenanalyse	8
3	Mehrfachtreffer in der Flugzeitwand	15
3.1	Monte-Carlo-Simulation	15
3.2	Amplitudenverhalten bei Doppeltreffern	18
3.3	Zeitverhalten bei Doppeltreffern	22
4	Erkennung von Doppelhits	27
4.1	Ein einfaches Erkennungskriterium	27
4.2	Untersuchung der gefundenen Doppelhits	29
4.3	Positionsverhalten	31
4.4	Asymmetrieverhalten	33
4.5	Die Doppelhiterkennungsroutine	36
5	Doppelhits in den Analysedaten	39
5.1	Die Multiplizität	39
5.2	Die Summenladung Z_{Bound}	42
5.3	Intermittency	43
6	Filter	47
6.1	Aufbau und Funktion	47
6.2	Bestimmung von effektiven Slatbreiten	48
7	Diskussion	51

A Filter-Routine	53
Literaturverzeichnis	61

Das ALADIN-Spektrometer im August 1991. Das Foto zeigt von rechts nach links den Dipol-Magneten, die Vakuum-Kammer mit Pumpenstand, darin der MUSIC-Detektor mit Proportionalzählern und Strahlabschirmung sowie ganz links den Deckel der Kammer, in dem die Flugzeitwand mit Messingabschirmung hängt. (Foto A. Zschau, GSI)

1 Einleitung

Mit dem ALADIN-Experiment (A LArge DIpole magNet) am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) wird die Multifragmentation von Atomkernen untersucht.

1.1 Das Experiment

Die Multifragmentation ist eine Zerfallsart, bei der der Nukleus nach neuesten Erkenntnissen [Lin 93] instantan in mehrere Bruchstücke zerfällt.

Um einen Atomkern zu fragmentieren, muß man ihm eine Anregungsenergie von einigen MeV/u zuführen. Dies geschieht mittels einer Kernkollision. Ein schwerer Kern (Au) wird mit einer Laborenergie zwischen 400 und 800 MeV pro Nukleon auf einen leichten Kern (C,Al,Cu) geschossen. Da bei solchen relativistischen Kernkollisionen die Reaktionszeit klein gegen die Relaxationszeit der Kernmaterie ist, bilden sich drei Zonen, die man mit dem Participant-Spectator-Modell [Wes 76] (vergleiche Abbildung 1) beschreiben kann.

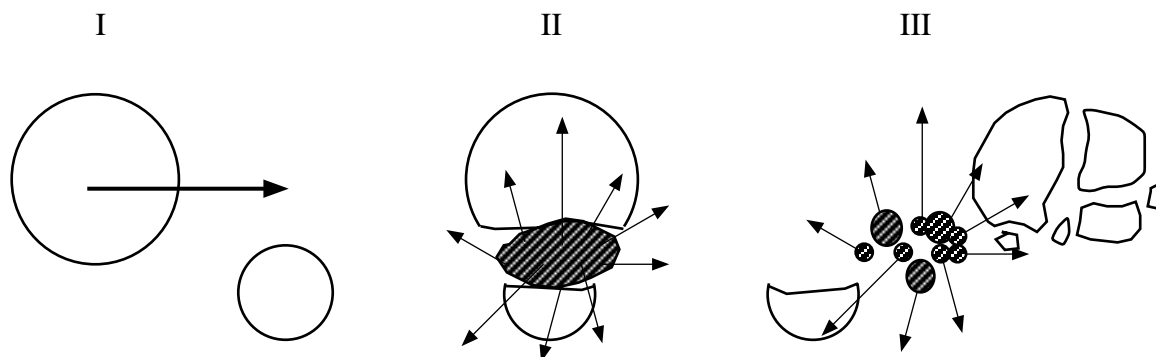


Abb. 1: Das Participant-Spectator-Modell. In der Überlappzone der beiden Kerne bildet sich eine stark angeregte, heiße Zone (Participants), die unter Emission leichter Teilchen sehr schnell zerfällt. Die beiden angeregten Restkerne (Spectators) behalten ihre Geschwindigkeit bei und können bei genügend hoher Anregungsenergie durch Fragmentation zerfallen.

Nur die Nukleonen in der Überlappzone der beiden Kerne (heiße Zone, Fireball) reagieren miteinander. Sie werden deshalb auch Participants genannt. Die heiße Zone zerfällt sehr schnell unter Aussendung leichter Teilchen (Protonen, Neutronen und α -Teilchen). Übrig bleiben die beiden Restkerne (Spectator), die durch die Reaktion mehr oder weniger stark angeregt wurden. Der Projectilspectator fliegt mit Projektilgeschwindigkeit ($\beta \approx 0.8$) weiter und zerfällt in mehrere mittelschwere Fragmente ($3 \leq Z \leq 30$). Einige der Experimente zur Untersuchung der Multifragmentation wurden in inverser Kinematik durchgeführt. Das bedeutet, daß man einen schweren Kern auf einen leichteren schießt. Damit erreicht man, daß der entstehende Projektilrestkern möglichst groß ist.

1.2 Der Detektor

Mit dem ALADIN-Vorwärtsspektrometer [Ala 88] wird der Zerfall des Fireballs und der Aufbruch des Projectilspectators beobachtet.

Das Spektrometer (siehe Abbildung 2) besteht aus 4 Detektoren, die wiederum aus einzelnen Subdetektoren und Komponenten aufgebaut sind. In einer Vakuumkammer vor dem Target stehen die Strahlzähler [Kem 93]. Sie bestehen aus einem Positionsdetektor, der die horizontale und vertikale Position der Teilchen bestimmt, und einem Startzähler, der den Zeitnullpunkt für die Flugzeitmessung und den Experimenttrigger festlegt.

35 Zentimeter hinter dem Target befindet sich ein Array von 64 Silizium-Cäsiumjodid (Si-CsI) Teleskopen. Sie decken einen Winkelbereich zwischen 6 und 40 Grad ab und dienen zum Nachweis der leichten geladenen Teilchen (Protonen und α -Teilchen), die aus der heißen Zone der Reaktion stammen.

Das 'Herz' des ALADIN-Experimentes ist der große Dipolmagnet. Er steht 3 Meter hinter dem Target und hat ein maximales Magnetfeld von 1.6 Tesla. Das Produkt aus der Länge der Polschuhe und dem maximalen Magnetfeld (Ablenkstärke / Bending-power) beträgt 2.2 Tm. Damit können die Teilchen aus dem SIS, die eine maximale magnetische Steifigkeit von 18Tm haben, um 8 Grad abgelenkt werden. Die bei der Kernreaktion entstehenden Fragmente werden nach ihrer magnetischen Steifigkeit ρ

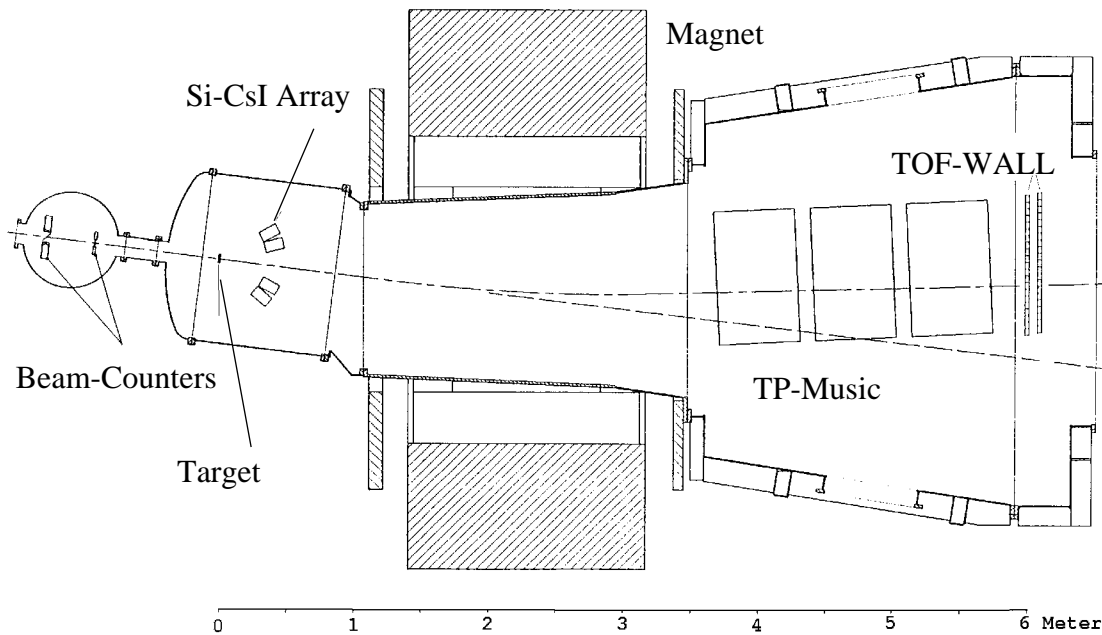


Abb. 2: Das ALADIN-Experiment S031. Der Strahl kommt von links und trifft nach Durchqueren der Strahlzähler auf das Target. Die bei der Reaktion entstehenden leichten Teilchen werden in den Si-CsI Teleskopen nachgewiesen. Die Projektilfragmente durchfliegen den Magneten je nach magnetischer Steifigkeit auf verschiedenen Bahnen und werden dann von TP-MUSIC und Flugzeitwand detektiert.

im Magnetfeld B verschieden stark abgelenkt.

$$B \cdot \rho = \frac{p}{Z} \quad (1)$$

Hinter dem Magneten befindet sich eine um 7 Grad gegen die Strahlachse gedrehte Detektorkammer. Mit den in ihr befindlichen Nachweissystemen können alle Teilchen erfaßt werden, die unter einem horizontalen Winkel von ± 5 Grad und unter einem vertikalen Winkel von ± 5 Grad vom Target wegfliegen. In der Kammer befindet sich die TP-MUSIC II (Time Projection Multiple Sampling Ionisation Chamber) [Bau 87], eine Vielfachionisationskammer, die die Trajektorien der Teilchen über die Driftzeit der Primäronisation mißt. Mit ihr ist es möglich Bahn- und Ladungsidentifikation für

mehrere Teilchen mit Ladung $Z \geq 6$ durchzuführen. Sie besteht aus drei Feldkäfigen. Der erste und der dritte Feldkäfig messen die x-Position der Teilchen; die mittlere Kammer mißt die Vertikalposition der Teilchen.

Am Ende der Kammer (6 Meter hinter dem Target) befindet sich der Flugzeitwanddetektor [Kre 88]. Er dient zur Flugzeitmessung, zur Ortsbestimmung und bis Ladung $Z = 8$ sogar zur Ladungsidentifikation.

1.3 Motivation

Eine der zentralen Fragen bei der Untersuchung der Multifragmentation ist, wieviele Fragmente bei einer bestimmten Anregungsenergie des Projektilrestkernes entstehen. Wie sich gezeigt hat, ist die Anregungsenergie abhängig vom Stoßparameter [Hub 91b]. Da der Stoßparameter nicht direkt meßbar ist, benutzt man die Größe des primären Projektilrestes Z_{Bound} als ein Maß für die Anregungsenergie. Die Größe Z_{Bound} ist die Summe aller Ladungen $Z \geq 2$ und somit auch ein Maß für die Größe des Restkernes. Die Größe des Restkernes gibt wiederum Aufschluß über den Stoßparameter. Je zentraler ein Stoß ist, umso kleiner wird der Restkern und damit auch Z_{Bound} . Das bedeutet, daß große Z_{Bound} -Werte einer kleinen Anregungsenergie entsprechen und vice versa. Die Multiplizität der mittelschweren Fragmente M_{IMF} ist dagegen eine direkt meßbare Größe. Sie ist gleich der Summe aller Teilchen mit Ladung $3 \leq Z \leq 30$.

Beide Größen kann man mit dem Flugzeitwanddetektor messen. Allerdings ist man hier durch die Granularität des Detektors begrenzt. Es stellt sich also die Frage wie groß der Fehler ist, den man dadurch macht, daß man verschiedene Teilchen nicht oder falsch erkennt. Ferner muß untersucht werden, inwieweit man solche Fehlidentifikationen vermeiden kann.

2 Teilchennachweis in der Flugzeitwand

2.1 Aufbau des Detektors

Der Flugzeitdetektor besteht aus zwei Wänden mit je 40 Szintillatorstäben (Slats), die zu Modulen mit je acht Stäben zusammengefaßt sind. Abbildung 3 zeigt ein solches Modul.

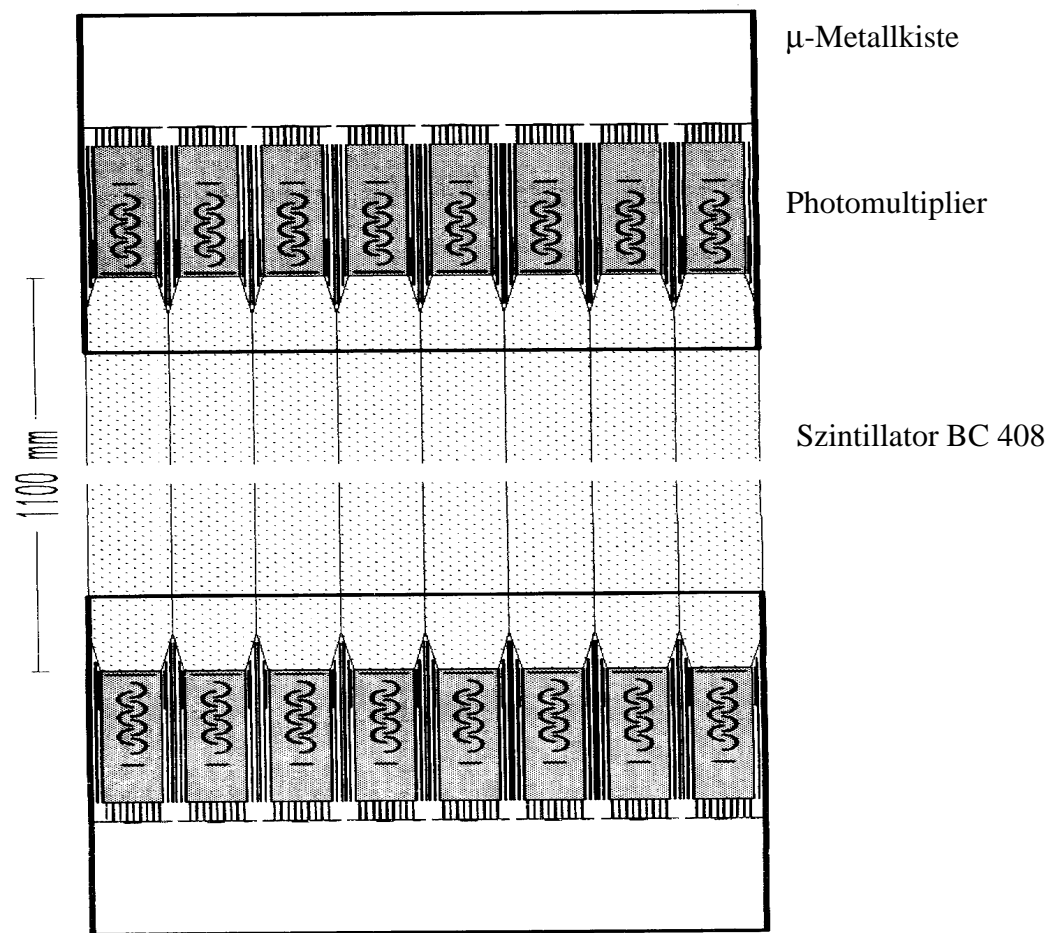


Abb. 3: Aufbau eines Flugzeitmoduls

Jeder Stab hat eine Höhe von 1100mm, eine Breite von 25mm und eine Dicke von 10mm. Daraus ergibt sich eine Gesamtfläche des Detektors von 1000mm mal 1100mm. Diese Fläche deckt noch nicht den gesamten Raumwinkel hinter dem Joch des Magneten ab. Deshalb wurde im Folgeexperiment der Detektor auf 96 Slats pro Wand erweitert, was einer Fläche von 2400mm mal 1100mm entspricht. Die beiden Szintillatorwände sind um eine halbe Stabbreite (12.5mm) vertikal gegeneinander verschoben, so daß keine Ritzen im Detektor entstehen. Der Abstand zwischen den Wänden beträgt ungefähr 50mm.

Jeder Stab ist in Aluminiumfolie eingewickelt, um optische Überkoppler zwischen den Slats zu vermeiden. Die Module sind in lichtundurchlässige Kunststoffolie eingeschweißt. Die Szintillatoren werden an beiden Enden von je einem Sekundärelektronenvervielfacher ausgelesen. Das Signal jedes Photomultipliers wird von einer speziellen Splitbox in einen Zeit- und einen Amplitudenpfad verzweigt. Das Amplitudensignal wird von einem ladungsempfindlichen ADC¹ (QDC) verarbeitet; das Zeitsignal wird einem TDC² zugeführt [Hub 91a]. Die QDC und TDC Kanaldaten werden zusammen mit den Daten der anderen Detektoren auf Magnetband geschrieben.

2.2 Datenanalyse

Die Analyse der Flugzeitwand-Daten geschieht, wie die Analyse der gesamten Experiment-Daten, mit dem CERN-Software-Paket PAW³. Das Programm zur Erkennung von Treffern in der Flugzeitwand ist als FORTRAN-Unteroutine in dieses Paket eingebunden. Zu Beginn der Datenanalyse werden die gemessenen Ladungen auf die Nichtlinearitäten des Szintillators und der Photomultiplier korrigiert.

Die Lichtmenge, die das Fragment im Stab erzeugt, ist nach Bethe-Bloch (siehe Gleichung 2) [Fraun] abhängig vom Energieverlust im Szintillator, der proportional zum

¹Analog to Digital Converter

²Time to Digital Converter

³Physics-Analysis-Workstation

Ladungsquadrat Z^2 des Teilchens ist.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2 e^4}{m_e v^2} \left(\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \quad (2)$$

Auf dem Weg vom Entstehungsort des Lichtes zum Photomultiplier geht Intensität verloren. Diese Verluste entstehen durch Absorption im Szintillatormaterial, Reflexion und Lichtaustritt aus dem Stab. Durch Einführung einer effektiven Abschwächungslänge λ kann man diese Verluste durch das Lambert-Beer-Gesetz beschreiben. [Gerth].

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\lambda x} \quad (3)$$

I_0 ist die Anfangsintensität am Entstehungsort und x der Abstand zum Photomultiplier. Dieses Gesetz gilt, solange die Abschwächungslänge klein ist gegen den Abstand x . Da die meisten Teilchen in der Mitte des Stabes auftreffen ist diese Bedingung erfüllt und für die obere und untere Röhrenamplitude ergeben sich folgende Ortsabhängigkeiten.

$$AMP_{top}(y) = I_0 * e^{-\lambda * (\frac{L}{2} - y)} \quad (4)$$

$$AMP_{bottom}(y) = I_0 * e^{-\lambda * (\frac{L}{2} + y)} \quad (5)$$

Dabei ist y der Abstand zwischen Auftreffort des Teilchens und der Mitte des Szintillatorstabes und L die Länge des Szintillators (1100mm). Das geometrische Mittel aus oberer und unterer Röhrenamplitude ist daher vom Auftreffort unabhängig und somit ein Maß für die Lichtmenge I_0 .

$$AMP = \sqrt{AMP_{top} * AMP_{bottom}} = I_0 * e^{-\lambda * \frac{L}{2}} \quad (6)$$

Die Röhrenzeiten $TIME_{top}$ und $TIME_{bottom}$ setzen sich zusammen aus der Flugzeit TOF, das ist die Zeit, die das Teilchen vom Startdetektor bis zum Flugzeitdetektor benötigt, und der Signallaufzeit im Szintillator, die vom Auftreffort des Teilchens und der Lichtgeschwindigkeit im Szintillatormaterial abhängig ist. Es gilt also:

$$TIME_{top} = TOF + c * \left(\frac{L}{2} - y\right) \quad (7)$$

$$TIME_{bottom} = TOF + c * \left(\frac{L}{2} + y\right) \quad (8)$$

Die Konstante c ist der Kehrwert der Signalausbreitungsgeschwindigkeit im Szintillator. Diese Geschwindigkeit beträgt bei den hier verwendeten Szintillatoren $16.8 \frac{cm}{ns}$. Sie ist damit rund 10 Prozent kleiner als die Lichtgeschwindigkeit im Szintillator ($19 \frac{cm}{ns}$, Brechungsindex 1.58). Dies läßt sich durch die Ausbreitung mittels Totalreflexion erklären. Der maximale Winkel für Totalreflexion beträgt bei dem Übergang Szintillator–Luft 40 Grad. Der durchschnittliche Winkel ($\arccos\left(\frac{\text{Signalausbreitungsgeschwindigkeit}}{\text{Lichtgeschwindigkeit}}\right)$) liegt bei rund 28 Grad, was damit in den Bereich der Totalreflexion fällt.

Die Flugzeit des Teilchens ist im wesentlichen das arithmetische Mittel aus der Zeit des oberen und des unteren Photomultipliers.

$$TOF = \frac{TIME_{top} + TIME_{bottom}}{2} - c * \frac{L}{2} \quad (9)$$

Bevor aus den Amplituden der Flugzeitwand Ladungen errechnet werden, durchlaufen diese Rohdaten eine Spurenerkennungsroutine (Tracking-Routine). Nur die Treffer, die zu einer Spur (Track) gehören, gehen in die physikalischen Daten ein. Die Spurenerkennungsroutine besteht aus drei Einheiten. Abbildung 4 zeigt das Flußdiagramm der Routine.

Zunächst wird von allen achtzig Slat–Amplituden der sogenannte Crosstalk abgezogen. Das sind Signalüberkoppler, die optischer und elektronischer Natur sind. Das Lichtsignal eines Slats gelangt durch verschiedene Ritzen zu den benachbarten Slats [Schü 91]. Elektronischer Crosstalk entsteht in den Elektronikmodulen, wo sich benachbarte Signale gegenseitig beeinflussen. Der Crosstalkfaktor ist ein mit einem Lasersystem empirisch ermittelter Wert von vier Prozent. Dieser Faktor wird von allen Amplituden in der Art abgezogen, daß vier Prozent von der Summe der beiden Partnerslats von dem aktuellen Stab subtrahiert werden.

$$AMP^* = AMP - 0.04 * (AMP_{links} + AMP_{rechts}) \quad (10)$$

Dadurch erreicht man, daß in der Nachbarschaft von sehr großen Amplituden sehr viel Crosstalk abgezogen wird und vice versa. Sollte die aktuelle Amplitude nach der Subtraktion des Crosstalks kleiner oder gleich null sein, so wird dieser Stab so behandelt, als wäre er gar nicht getroffen worden.

Jetzt können bereits die Vertikalpositionen der Teilchen berechnet werden. Diese kann man entweder über die Amplitudenabschwächung

$$y = \frac{1}{2\lambda} * \ln\left(\frac{AMP_{top}}{AMP_{bottom}}\right) \quad (11)$$

oder über die Signallaufzeitdifferenz

$$y = \frac{TIME_{top} - TIME_{bottom}}{-2c} \quad (12)$$

bestimmen. Da die Zeitaufösung des Detektors wesentlich besser ist als die Amplitudenaufösung, wird der vertikale Ort über die Zeitinformation berechnet. Nur wenn die Zeitinformation fehlt oder offensichtlich falsch ist, wird die Amplitudeninformation benutzt.

Im nächsten Schritt werden alle Treffer (Hits) klassifiziert. Es wird zwischen einem Treffer erster Ordnung und einem Treffer zweiter Ordnung unterschieden. Als Treffer erster Ordnung werden diejenigen Ereignisse bezeichnet, deren Amplitude größer ist als die Amplitude des rechten *und* des linken Nachbarstabes. Es muß sich also um ein lokales Maximum der Amplitude handeln. Als Treffer zweiter Ordnung werden alle Ereignisse bezeichnet, bei denen die Amplitude des rechten *oder* linken Nachbarstabs größer ist, als die aktuelle Amplitude.

Abbildung 5 zeigt ein Ereignis, in dem sowohl Treffer erster Ordnung als auch Treffer zweiter Ordnung auftreten. Die Treffer auf Stab 26 in der vorderen Wand und auf die Stäbe 65 und 67 in der hinteren Wand sind Treffer erster Ordnung. Stab 25 und Stab 66 sind Treffer zweiter Ordnung.

Schließlich werden alle Amplituden des aktuellen Ereignisses in absteigender Reihenfolge sortiert. Danach beginnt die Spurerkennung. Zunächst werden alle Treffer erster Ordnung bearbeitet. Die Treffer werden der Größe ihrer Amplitude nach durchlaufen. Zu dem aktuellen Stab muß in der anderen Wand ein koinzidenter Partnerslat gefunden

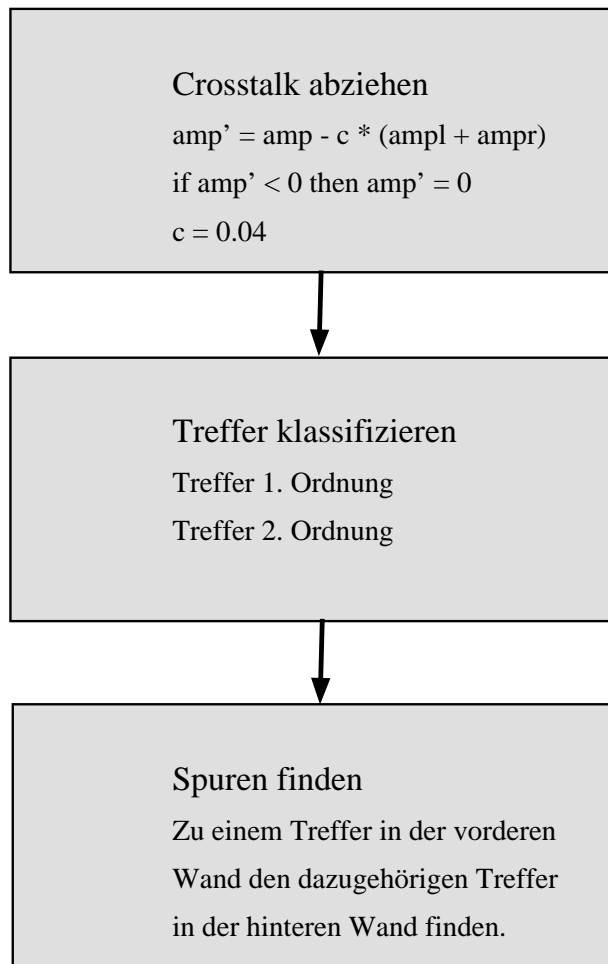


Abb. 4: Ablaufdiagramm der Spurerkennungsroutine

werden. Da die beiden Wände nur 5cm voneinander entfernt sind und die Teilchen in einem Winkel zwischen -6.4 Grad und 3.1 Grad auf den Flugzeitdetektor auftreffen, kommen nur die beiden Stäbe, die direkt vor bzw. hinter dem aktuellen Slat sind, als Partner in Betracht.

Es wird geprüft, ob die Amplitude eines dieser beiden Partnerslats ein Treffer erster Ordnung ist. Ist dies der Fall, wird in einer zu diesem Treffer gehörigen Bittabelle gespeichert, welcher koinzidente Stab zu diesem Treffer gehört. Beide Treffer werden

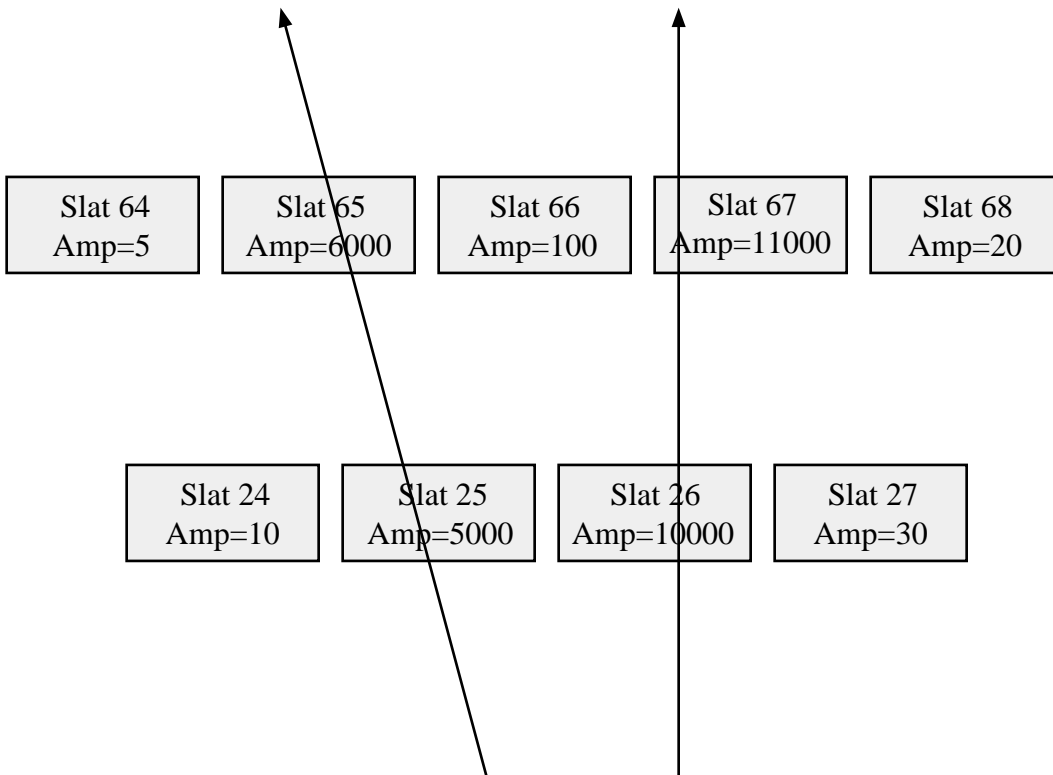


Abb. 5: Ausschnitt aus der Flugzeitwand mit Treffern verschiedener Ordnung. Die Treffer auf Stab 26 in der vorderen Wand und auf die Stäbe 65 und 67 der hinteren Wand sind Treffer erster Ordnung. Slat 25 und Slat 66 sind Treffer zweiter Ordnung.

als eine Spur gekennzeichnet.

Wenn die beiden Partnerslats keine Treffer erster Ordnung enthalten, wird nach einem Treffer zweiter Ordnung gesucht. Ist nur ein Treffer zweiter Ordnung vorhanden, so werden diese beiden Treffer wieder wie vorher als eine Spur gekennzeichnet. Sollten beide Partnerslats einen Treffer zweiter Ordnung aufweisen, so wird der Treffer mit der größeren Amplitude genommen.

Sollte es gar keinen koinzidenten Slat geben, wird der Treffer als Hit ohne Koinzidenz gekennzeichnet. Er wird allerdings als Spur aufgenommen. Dies kann passieren, wenn Teilchen durch die Ritzen zwischen den Szintillatorstäben hindurchfliegen, wenn Teilchen in der vorderen Wand soviel Energie verlieren, daß sie steckenbleiben oder wenn

ein Kanal (Photomultiplier oder Elektronik) defekt ist.

Das gleiche wird in einem zweiten Durchgang für alle Treffer zweiter Ordnung gemacht. Der einzige Unterschied zu der oben gezeigten Vorgehensweise ist, daß alle Treffer ohne Koinzidenz weggeworfen werden, da man dann annehmen muß, daß sie nur übriggebliebener Crosstalk von dem benachbarten Treffer erster Ordnung sind.

Wenn nun alle möglichen Treffer zu Spuren verbunden worden sind, kann mit der Berechnung der physikalischen Daten begonnen werden.

Die x -Position des Teilchens ergibt sich direkt aus der Stabnummer. Verbessert wird diese Position durch die Informationen aus der Spurenerkennungsroutine. Es wird überprüft, ob der koinzidente Slat rechts oder links vom aktuellen Stab liegt. Entsprechend wird nicht die Stabmitte als horizontale Position des Teilchens genommen, sondern ein um eine viertel Stabbreite (6.25 mm) nach rechts oder links verschobener x -Ort.

Die Ladung wird über eine Eichkurve aus den gemessenen Photomultipliersignalen bestimmt.

3 Mehrfachtreffer in der Flugzeitwand

Betrachtet man sich den Aufbau des Flugzeitdetektors (vgl. Kapitel 2.1), so kann man sehr leicht feststellen, daß aufgrund der Granularität des Detektors und der Multiplizität der Ereignisse ($M \leq 20$, vergleiche Abbildung 7) Mehrfachtreffer eines Stabes möglich sind. Diese Multihits werden bisher weder von der Elektronik noch von der Trackingroutine erkannt, was zur Folge hat, daß sie als Einfachtreffer identifiziert werden und damit die gemessene Multiplizität kleiner wird, als die reale Anzahl der Teilchen. Ferner ist anzunehmen, daß sich Ladungs- und Flugzeitinformation verändern.

3.1 Monte-Carlo-Simulation

Um zu untersuchen wieviel Teilchen durch Mehrfachtreffer in der Flugzeitwand verlorengehen, werden Treffer mit verschiedenen Multiplizitäten und verschiedenen Verteilungen auf dem Flugzeitwanddetektor mit 40 Slats simuliert. Zählt man die Mehrfachtreffer auch als Einzeltreffer, dann kann man die Anzahl der Hits mit der ursprünglichen Anzahl von Teilchen vergleichen und Aussagen über die Verluste machen, die allein durch die Granularität des Detektors entstehen. Abbildung 6 zeigt den Verlust von Teilchen für zwei verschiedene Verteilungsfunktionen. Die ausgefüllten Marker zeigen den prozentualen Verlust, unter der Annahme, daß die Teilchen gleichverteilt auf die Flugzeitwand auftreffen. Die zweite Kurve zeigt den Teilchenverlust für eine Gaußverteilung, die der Strahlverteilung im Experiment entspricht. Der Schwerpunkt der Verteilung liegt auf Stab 27 und die Breite (Sigma) beträgt 12,5 Stäbe. Wie man sieht, erhöht sich die Verlustrate bei großen Multiplizitäten um zwei bis drei Prozent, so daß der Gesamtteilchenverlust bei über dreißig Prozent liegt.

Interessant ist der Teilchenverlust nicht nur für diskrete Multiplizitäten, wie es in Abbildung 6 dargestellt wurde, sondern auch für die Multiplizitätsverteilungen, die dem Experiment entsprechen. Abbildung 7 zeigt eine solche Verteilung. Man sieht, daß es Ereignisse gibt, bei denen bis zu 23 Fragmente entstehen. Würfelt man mit dieser Multiplizitätsverteilung und der Strahlverteilung Monte-Carlo-Teilchen auf den Detektor, so findet man, daß aufgrund der Granularität der Flugzeitwand rund 13 Prozent aller

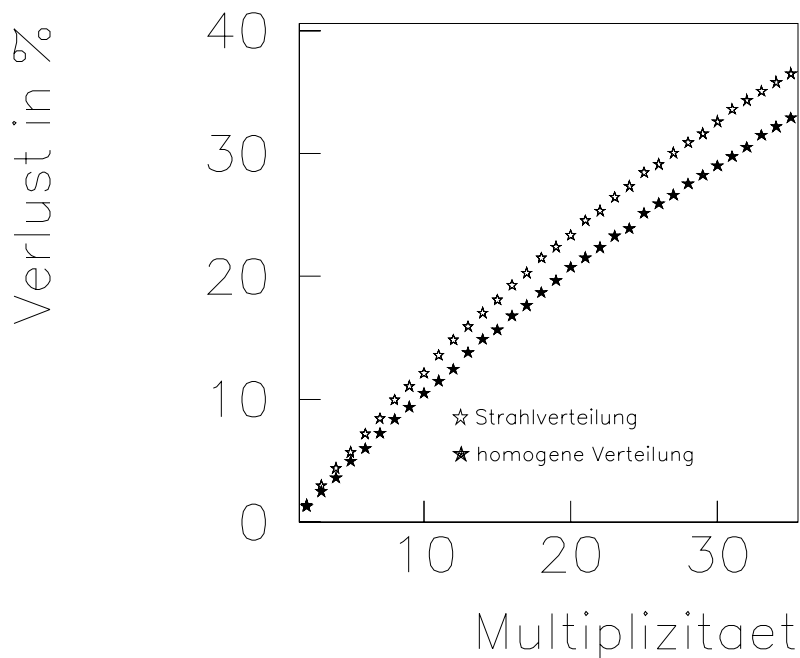


Abb. 6: Verlust von Teilchen in der Flugzeitwand durch Mehrfachtreffer in Abhängigkeit der Multiplizität des Ereignisses. Die Monte-Carlo-Simulation zeigt als Verlust die Differenz von realen Teilchen zu gemessenen Teilchen prozentual zur Gesamtzahl der Teilchen. Die ausgefüllten Sterne zeigen dies für eine homogene Teilchenverteilung auf die Flugzeitwand. Bei den offenen Sterne wurde eine Gaußverteilung zugrundegelegt, die der Strahlverteilung im Experiment entspricht.

Teilchen verloren gehen. Abbildung 8 stellt diesen Verlust in Abhängigkeit der Slatbreite des Detektors dar. Will man beispielsweise einen Detektor bauen, der nur maximal ein Prozent aller Teilchen fehlidentifiziert, so darf die Slatbreite nicht größer als 5mm sein.

Betrachtet man sich die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von Doppeltreffern, Dreifachtreffern und allgemein Mehrfachtreffern so stellt man fest, daß bei den im Experiment vorkommenden Multiplizitäten ($M \leq 20$) Doppeltreffer am wahrscheinlichsten sind. Abbildung 9 zeigt die Anzahl der Teilchen, die als Einzeltreffer, Doppel-

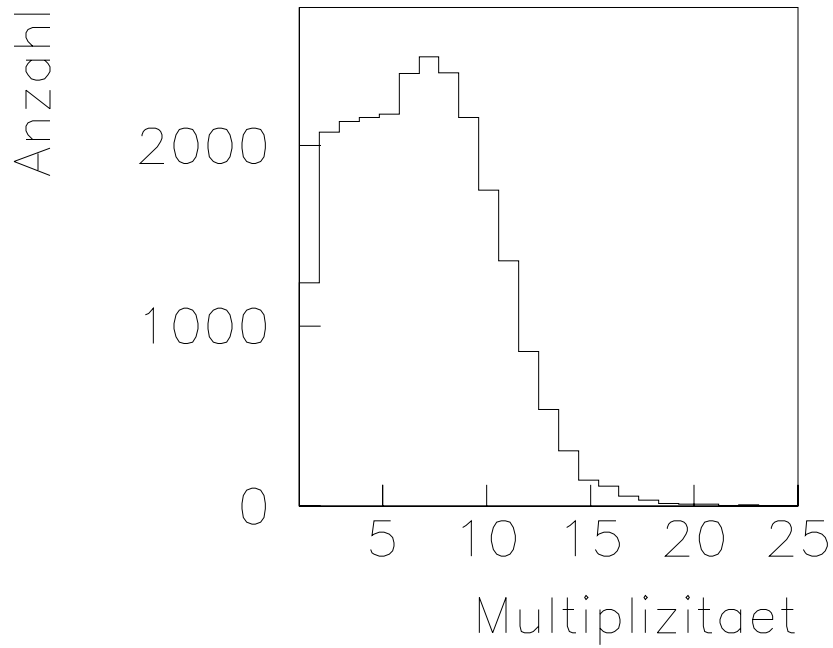


Abb. 7: Multiplizitätsverteilung im Experiment

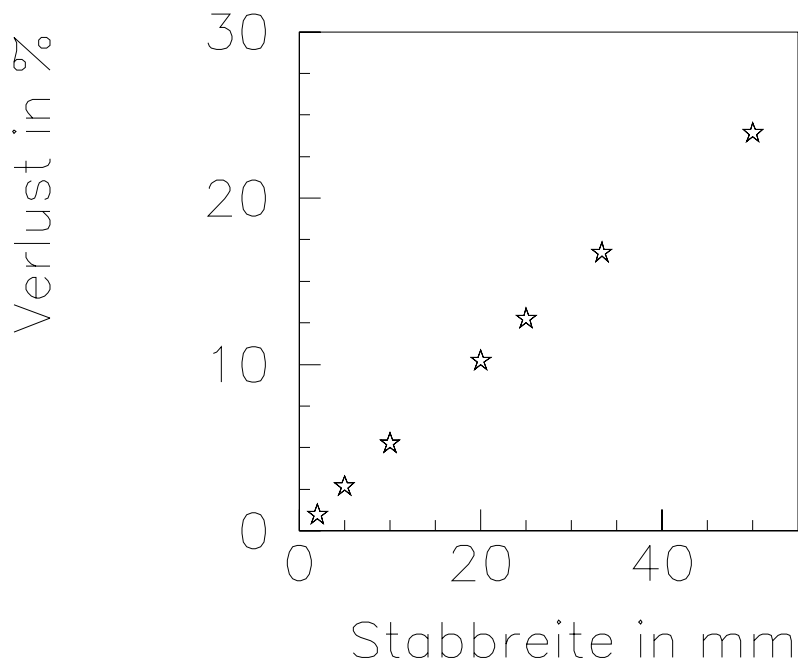


Abb. 8: Der prozentuale Teilchenverlust für verschiedene Stabbreiten unter Verwendung der Multiplizitätsverteilung aus dem Experiment

treffer, Dreifachtreffer auftreten bei einer Vielfachheit von zehn und Strahlverteilung der Fragmente. Multiplizität zehn ist die im Experiment vorkommende durchschnittliche Vielfachheit der Ereignisse. Man sieht, daß rund zwanzig Prozent aller Teilchen in Zweiergruppen auf einen Stab treffen. Da man bei der Datenanalyse dieser Doppeltreffer immer ein Teilchen verliert, hat man allein durch Doppeltreffer einen Verlust von 10 Prozent aller Teilchen. Als Dreifachtreffer treten rund drei Prozent aller Teilchen auf. Hier verliert man durch das Nichterkennen dieser Multihits zwei Prozent aller Teilchen. Nur 76 Prozent aller Treffer können prinzipiell klar identifiziert werden. Die restlichen 24 Prozent treten in Mehrfachtreffern auf und werden nur als Einzeltreffer erkannt und somit fehlidentifiziert. Das bedeutet, daß man im Mittel nur rund 87 Prozent aller in einer Reaktion entstandenen Teilchen nachweist.

Wie sich später zeigen wird, kann man isolierte Doppelhits, daß heißt doppelt getroffene Slats, deren rechter und linker Nachbar nicht getroffen wurde, erkennen. Rund 10 Prozent aller Teilchen treten in solchen lokalen Doppeltreffern auf (schraffierte Fläche in Abbildung 9). Man könnte dann statt 87 Prozent 92 Prozent aller Teilchen nachweisen. Die Anzahl der richtig identifizierten Teilchen würde von 76 Prozent auf 86 Prozent anwachsen.

Mit diesen Informationen kann man leicht ausrechnen, daß 12.5 Prozent aller registrierten Treffer Doppelhits und 5.8 Prozent aller Spuren isolierte Doppelhits sind.

3.2 Amplitudenverhalten bei Doppeltreffern

Um Doppeltreffer erkennen zu können und deren Auswirkungen zu studieren, muß man wissen, wie sich die gemessene Amplitude und damit die Ladung durch einen solchen Treffer verändern. Dies wird im folgenden simuliert.

Zunächst wird über eine empirisch ermittelte Funktion die Lichtmenge I_0 bestimmt, die ein Teilchen mit der Ladung Z im Szintillator erzeugt. Abbildung 10 zeigt diese Kurve, die, wie erwartet, einen quadratischen Verlauf aufweist. Im nächsten Schritt werden die beiden Lichtmengen unter Berücksichtigung ihres Entstehungsortes addiert.

$$AMP_{top} = I_1 * e^{\lambda * (\frac{L}{2} - y_1)} + I_2 * e^{\lambda * (\frac{L}{2} - y_2)} \quad (13)$$

$$AMP_{bottom} = I_1 * e^{-\lambda * (\frac{L}{2} + y_1)} + I_2 * e^{-\lambda * (\frac{L}{2} + y_2)} \quad (14)$$

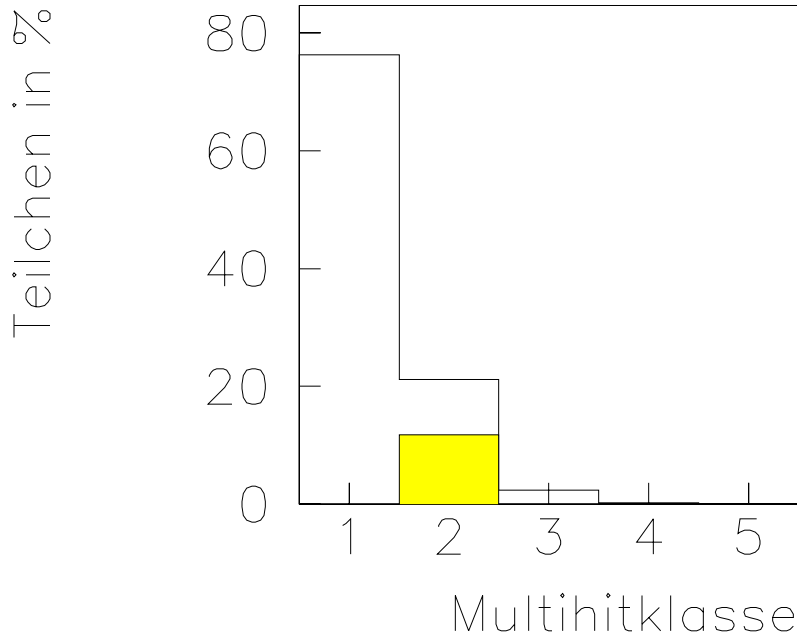


Abb. 9: Dargestellt ist Anzahl der Teilchen, die bei einer Multiplizität von 10 und Strahlverteilung als Einzeltreffer, Doppeltreffer, Dreifachtreffer, etc auftreten, normiert auf die Gesamtanzahl der Teilchen. Die schraffierte Fläche zeigt die Anzahl der Teilchen, die in lokalen Doppeltreffern auftreten

(15)

y_1 und y_2 sind die beiden Auftrefforte der Teilchen und I_1 und I_2 sind die dazugehörigen Lichtintensitäten, die die Teilchen im Szintillator erzeugen. Wie bereits in Kapitel 2.2 beschrieben, ist das geometrische Mittel aus oberer und unterer Röhrenamplitude proportional zur Gesamtlichtmenge im Szintillator. Setzt man Gleichung 13 und 14 in Gleichung 6 ein, so erhält man folgenden Ausdruck für die Doppelhitamplitude AMP_{DH} .

$$AMP_{DH} = \sqrt{I_1^2 * e^{-\lambda L} + I_2^2 * e^{-\lambda L} + I_1 * I_2 * (e^{\lambda * (\frac{L}{2} + y_1 - y_2)} + e^{\lambda * (\frac{L}{2} + y_2 - y_1)})} \quad (16)$$

Nur wenn beide Teilchen am gleichen Ort auftreffen, ist diese Amplitude gleich der Summe der beiden Einzelamplituden. In allen anderen Fällen ist die Amplitude größer

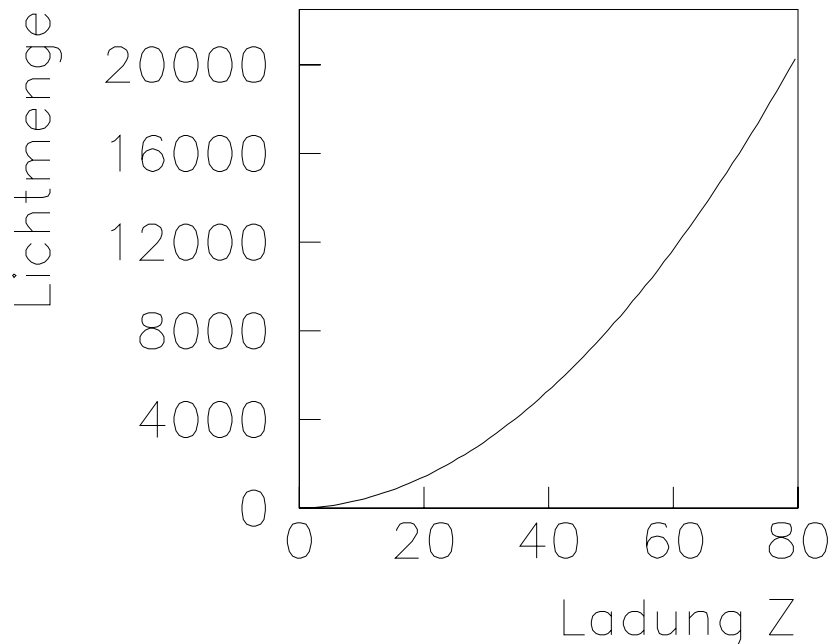


Abb. 10: Die Kurve stellt die von einem Teilchen im Szintillator erzeugte Lichtmenge in Abhängigkeit der Ladung Z dar.

als die Summe der beiden Einzelamplituden.

Abbildung 11 zeigt, um wieviel Kanäle die Amplitude überschätzt wird, wenn ein Doppeltreffer als *ein* Teilchen identifiziert wird. Für zwei mittelschwere Fragmente (Amplitude 4000 entspricht Nickel), für zwei leichte Fragmente (Amplitude 800 entspricht Lithium) und für zwei ungleiche Fragmente wurde die Amplitudendifferenz gegen den Auftreffort des Teilchens aufgetragen. Die Amplitude des Doppelhits ist bis zu 1000 Kanäle größer als die Summe der Einzelamplituden. Dies sagt allerdings noch nichts darüber aus, wie sich später die Ladungen verhalten, da die Ladungen über eine Eichkurve bestimmt werden.

Da die Amplituden-Ladungs-Eichkurve (siehe Abbildung 12) nicht den quadratischen Verlauf aufweist, den man nach der Bethe-Bloch-Gleichung (2) erwarten würde, sondern durch nichtlineare Röhreneffekte im unteren Teil und durch Quenching-Effekte im

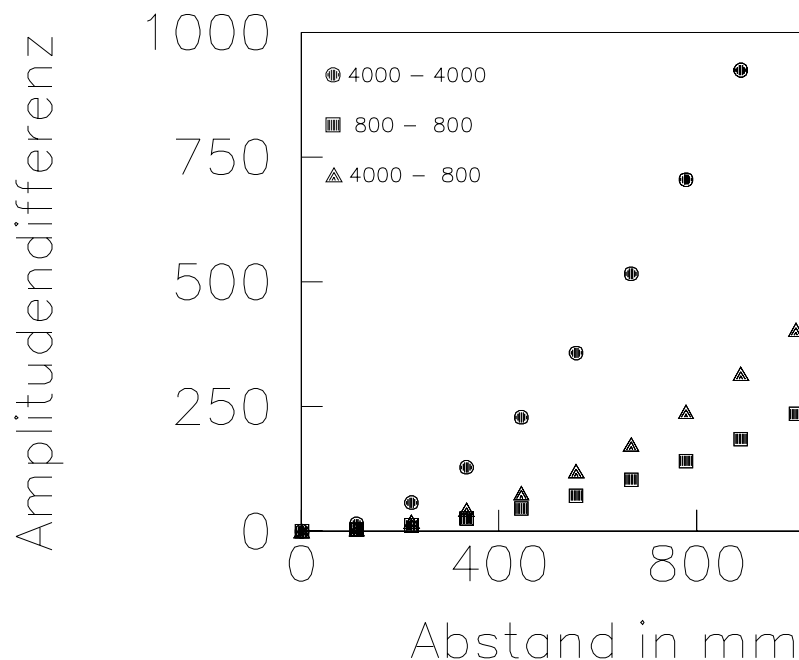


Abb. 11: Die reale Lichtamplitude bei einem Doppeltreffer ist größer als die Summe der beiden Amplituden. Die Differenz zwischen realer Lichtamplitude und Summe der beiden Amplituden ist aufgetragen gegen den Abstand in dem die beiden Fragmente auf den Szintillatorstab treffen. Amplitude 4000 entspricht einem Nickel- und Amplitude 800 einem Lithium-ähnlichen Fragment.

Szintillator im oberen Teil verbogen ist, ergibt sich eine Unterschätzung der Ladungen.

Abbildung 13 zeigt diesen effektiven Ladungsverlust quantitativ. Man sieht sehr deutlich, daß bei asymmetrischen Doppeltreffern (ein leichtes und ein mittelschweres Fragment) das leichte Teilchen fast völlig in der Ladungsbilanz verlorengeht. Bei symmetrischen Doppelhits mit zwei schweren Teilchen gehen sogar mehr als zehn Ladungseinheiten verloren. Aus 2 α -Teilchen wird ein Lithium und 2 Beryllium-Teilchen gesehen wie ein Kohlenstoff-ähnliches Fragment.

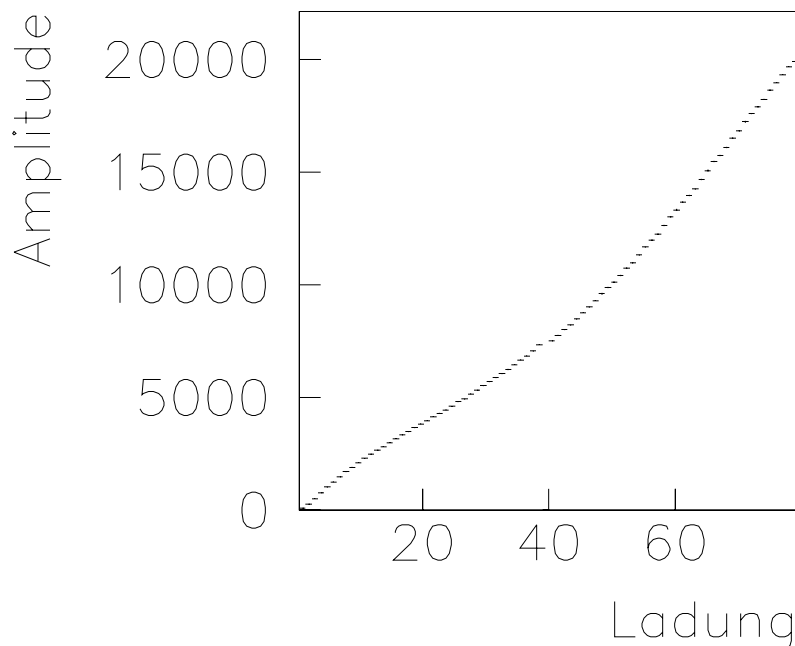


Abb. 12: Amplituden-Ladungs-Eichkurve

3.3 Zeitverhalten bei Doppeltreffern

Auch die Zeitinformation und damit die Ortsinformation ändern sich, wenn zwei Teilchen statt einem Teilchen auf einen Slat treffen (vgl. Gleichung 12). Für das Verhalten der Ortsinformation ist es entscheidend, wo und in welchem zeitlichen Abstand die beiden Teilchen auf den Szintillator treffen. Man muß zwei Fälle unterscheiden:

1. $c < \frac{\Delta y}{\Delta t}$ Die Signalgeschwindigkeit im Szintillator ist kleiner als der Quotient aus vertikalem Abstand und Flugzeitdifferenz der Teilchen.
 → Die obere Röhre mißt die Flugzeit des oberen Teilchens und die untere Röhre die Flugzeit des unteren Teilchens.
2. $c \geq \frac{\Delta y}{\Delta t}$ Die Signalgeschwindigkeit im Szintillator ist größer oder gleich dem Quotienten aus vertikalem Abstand und Flugzeitdifferenz der Teilchen.
 → Die obere und untere Röhre messen die Flugzeit des ersten Teilchens.

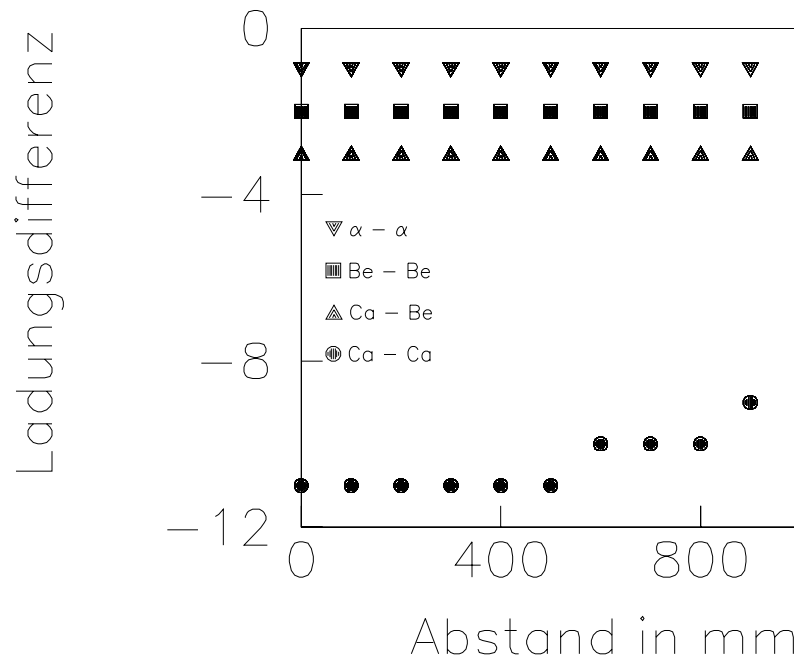


Abb. 13: Die Differenz zwischen den Ursprungsladungen und der resultierenden Ladung bei einem Doppelhit ist aufgetragen gegen den Abstand, in dem die beiden Teilchen auf den Szintillator treffen.

Im ersten Fall muß man untersuchen, was bei der Positionsbestimmung mit Gleichung 12 passiert. Setzt man in diese Gleichung nicht die Zeit und den Ort von einem Teilchen sondern die Zeiten und die Orte von zwei Teilchen ein,

$$TIME_{top} = TOF_1 + c * \left(\frac{L}{2} - y_1\right) \quad (17)$$

$$TIME_{bottom} = TOF_2 + c * \left(\frac{L}{2} + y_2\right) \quad (18)$$

so ergibt sich für die Position

$$y = \frac{TOF_1 - TOF_2}{-2 * c} - y_1 - y_2 \quad (19)$$

Nimmt man nun an, daß die beiden Teilchen nahezu gleichzeitig auf den Slat treffen ($TOF_1 - TOF_2 \approx 0$), dann wird mit dieser Methode nur die Differenz des Auftreffortes

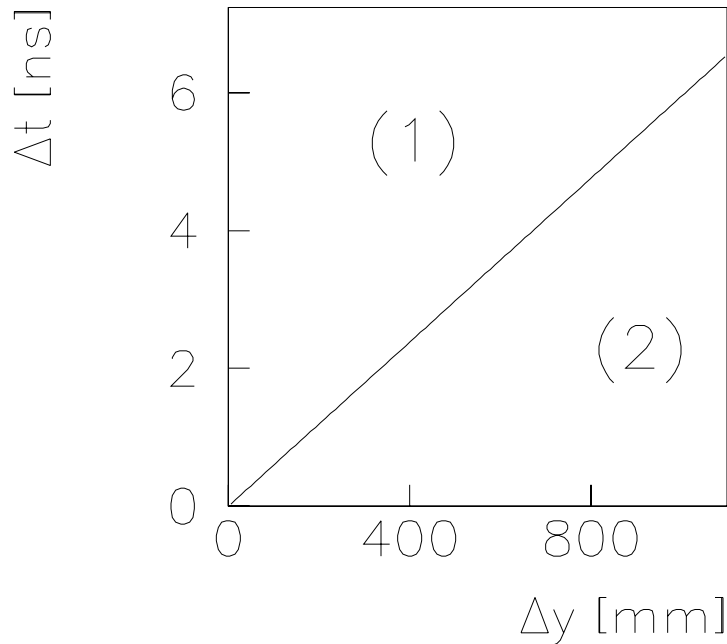


Abb. 14: Die Flugzeitdifferenz ist gegen die Vertikaldifferenz zweier Teilchen aufgetragen. Die Steigung der Geraden ist gleich der Signalausbreitungsgeschwindigkeit im Szintillator. In den Bereichen oberhalb und unterhalb der Geraden wird die Flugzeit eines Doppelhits durch jeweils verschiedene Effekte falsch bestimmt.

berechnet. Die Ortsbestimmung liefert in diesem Fall keinerlei sinnvolles Ergebnis. Im zweiten Fall erhält man zumindest die Flugzeit und somit den Ort des ersten Teilchens. Die Flugzeit des zweiten Teilchen geht allerdings vollkommen verloren. Die beiden Fälle sind in Abbildung 14 dargestellt. Die dazugehörigen Δy und Δt Verteilungen für zwei unabhängige Teilchen sind in Abbildung 15 und 16 gezeigt. Wie man sieht, kann man keinen der beiden Fälle vernachlässigen, da zwei Teilchen im Mittel eine Ortsdifferenz Δy von 300mm (FWHM), eine Flugzeitdifferenz Δt von 2ns (FWHM) [Hub 91a] aufweisen und die Signalgeschwindigkeit im Szintillator $168 \frac{mm}{ns}$ beträgt.

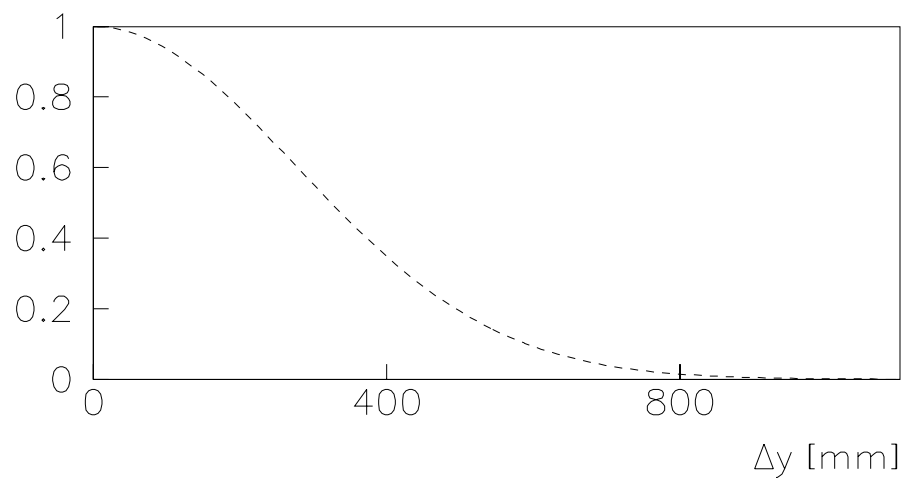


Abb. 15: Gefittetes und normiertes Spektrum der vertikalen Abstandsdifferenzen Δy zweier Teilchen.

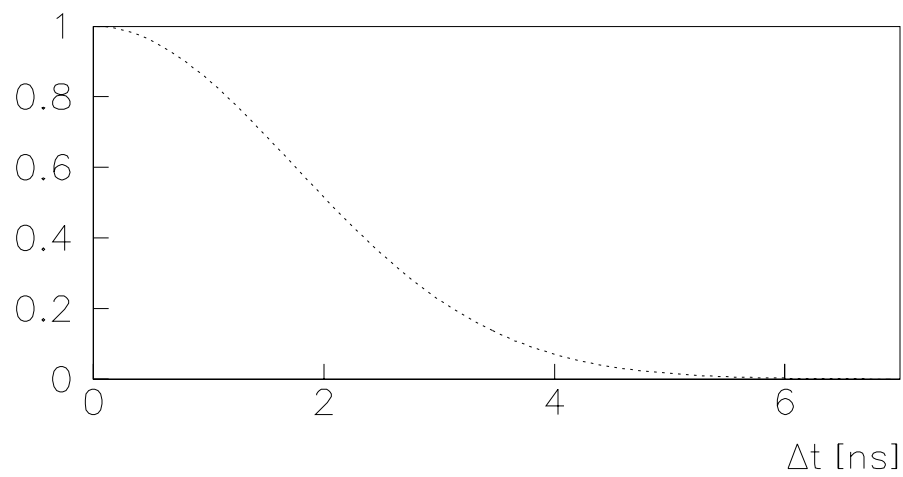


Abb. 16: Gefittetes und normiertes Spektrum der Flugzeitdifferenzen Δt zweier Teilchen.

4 Erkennung von Doppelhits

Anhand des im vorangegangenen Kapitels studierten Verhaltens von Doppelhits wird nun der Versuch gemacht, eine Routine zu entwickeln, die solche Treffer erkennen kann.

4.1 Ein einfaches Erkennungskriterium

Die hier verwendete Doppelhiterkennungsroutine sucht sich alle Treffer heraus, die folgende geometrische Eigenschaften besitzen: Der rechte und linke Nachbarslat dürfen keinen Treffer aufweisen. Die koinzidenten Slats müssen getroffen sein (vergleiche Abbildung 17). Das ist die Bedingung für die in Kapitel 3.1 bereits beschriebenen isolierten

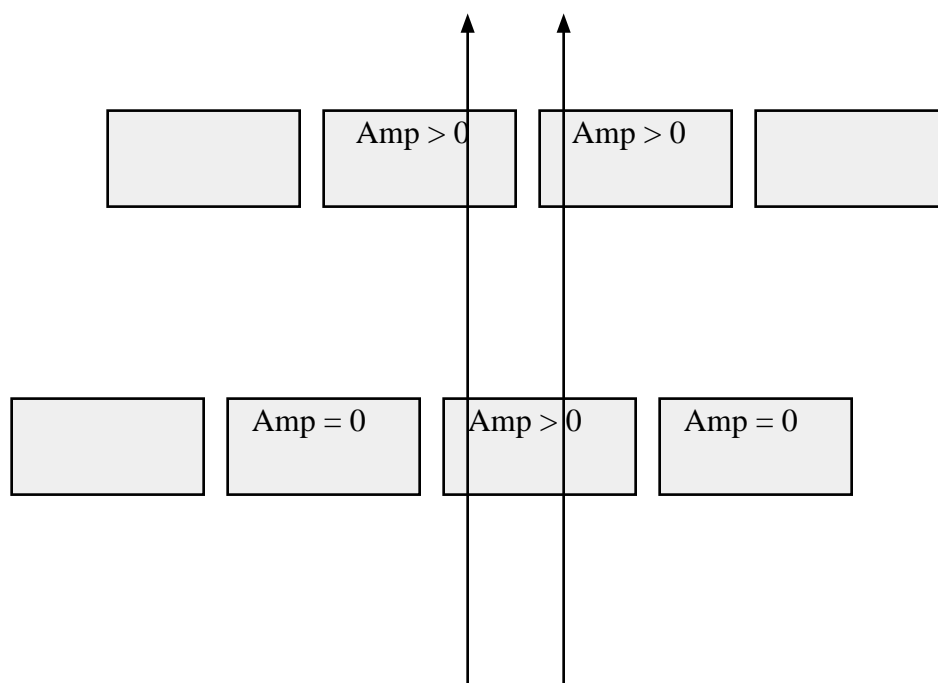


Abb. 17: Geometrische Bedingung für einen Doppelhit

Doppelhits. Allerdings findet man mit diesem Kriterium nicht nur Doppeltreffer sondern auch Schrägflieger, Kernreaktionen im Szintillator oder δ -Elektronenschauer. Schrägflieger sind Teilchen, die unter einem so großen Winkel auf die Flugzeitwand

treffen, daß sie aus einem Szintillatorstab seitlich wieder austreten und in den danebenliegenden Stab wieder eindringen. Die Winkel, unter denen die Teilchen auf die Flugzeitwand auftreffen, liegen zwischen -6.4 Grad auf der linken Seite und $+3.1$ Grad auf der rechten Seite des Detektors. Daraus ergibt sich, daß die Teilchen bei den Stäben auf der linken Seite maximal 1.1 Millimeter vom Rand entfernt auf den Slat treffen dürfen und auf der rechten Seite maximal 0.5 Millimeter. Dabei wurde von Winkelstreuung innerhalb des Szintillators abgesehen. Die meisten Teilchen treffen im Bereich von Slat 27 mit einem Winkel von nahezu Null Grad auf die Flugzeitwand. Somit sind hier Schrägflieger nahezu ausgeschlossen.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Kernreaktion in dem ein Zentimeter dicken Szintillatorstab kann man mit dem geometrischen Wirkungsquerschnitt σ_{geo} und der Anzahl der Streuzentren $N_{scatter}$ pro Flächeneinheit F abschätzen.

$$p_{react} = \frac{\sigma_{geo} * N_{scatter}}{F} \quad (20)$$

Setzt man für den geometrischen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{geo} = \pi * (1.2 * (A_{Proj}^{1/3} + A_{Targ}^{1/3}))^2 \quad (21)$$

ein, dann erhält man

$$p_{react} = \pi * (1.2 * (A_{Proj}^{1/3} + A_{Targ}^{1/3}))^2 * N_A * \frac{1}{w} * \rho * F \quad (22)$$

Mit

A_{Proj} = Projektil = 197

A_{Targ} = Target = 12

N_A = Avogadrozahl

w = spezif. Gewicht des Targets = 12gr (Kohlenstoff)

ρ = Dichte $\approx 1\text{gr}/\text{cm}^3$

F = Fläche = 1cm^2

ergibt sich eine Reaktionswahrscheinlichkeit von rund 15 Prozent. Dies bedeutet allerdings nicht, daß jede Kernreaktion auch gleichzeitig die oben genannte Doppelhit-Charakteristik erfüllt. Vielmehr muß davon ausgegangen werden, daß die bei der Kernreaktion entstehenden Fragmente stark nach vorn gerichtet sind, und damit alle auf

einen Slat treffen.

δ -Elektronen entstehen bei der Kollision von relativistischen Schwerionen mit Materie. Es sind hochenergetische Teilchen mit Energien im MeV-Bereich. Diese Elektronen können sich in Gas bis zu einigen Metern und im Szintillatormaterial einige Millimeter von ihrem Entstehungsort entfernen [Neu 92]. Damit können sie benachbarte Szintillatorstäbe erreichen und dort Licht erzeugen.

Da sich vor der Flugzeitwand im wesentlichen Argon bei einem Druck von 800mbar befindet (TP-MUSIC-Detektor), bildet sich um die Teilchenbahn ein Ladungsschlauch. Die Elektronen in dieser Ladungswolke treffen mit dem Fragment zusammen auf die Flugzeitwand und erzeugen einen entsprechend großen Treffer. Liegt der Hit nun am Rande eines Szintillatorstabes, so trifft das Fragment zwar nur einen Slat aber ein Teil der mitfliegenden Elektronen trifft den Nachbarstab und erzeugt dort eine Amplitude, die signifikant oberhalb des 4 Prozent Crosstalks liegen kann.

Diese Effekte sind nicht zu vernachlässigen und müssen bei der Doppelhitanalyse weiter verfolgt werden.

4.2 Untersuchung der gefundenen Doppelhits

Von allen gefundenen Spuren erfüllen 8.7 Prozent die oben genannte einfache Doppelhitbedingung. Das sind rund drei Prozent mehr als die Monte-Carlo-Rechnungen vorhergesagt haben.

Betrachtet man sich das Verhältnis von doppeltgetroffenen Stäben in der vorderen und in der hinteren Wand, so stellt man fest, daß rund 54 Prozent aller gefundenen Doppelhits in der vorderen Wand auftreten und nur 46 Prozent in der hinteren Wand. Es gibt keinen geometrischen Grund, warum Doppeltreffer in der vorderen Wand wahrscheinlicher sind als in der hinteren Wand. Man kann dies nur durch die Elektronenschauer erklären. Da vor der vorderen Wand das Gasvolumen größer ist, ist auch der Ladungsschlauch dicker und damit Doppeltreffer wahrscheinlicher.

Abbildung 18 zeigt ein mit dieser erweiterten Spurekennungroutine gefundenen Doppeltreffer. Das Bild zeigt die beiden Flugzeitwände mit je fünf achtfach Modulen (8-Packs). Im unteren Teil des Bildes sind die Amplitudenwerte der einzelnen Stäbe dargestellt

event # 135745

Amax 32000.
 Ymax 500.
 LIN

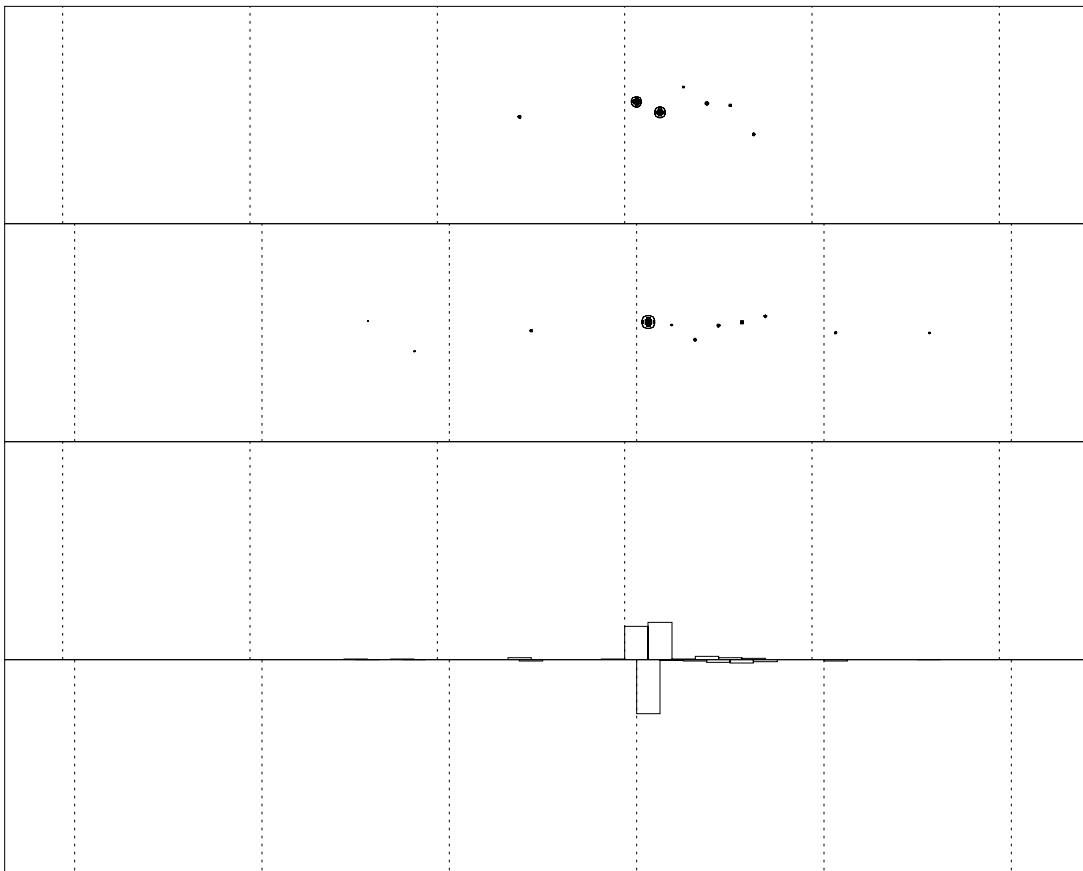


Abb. 18: Ereignisanzeige der Flugzeitwand. Man sieht zweimal die beiden Flugzeitwände mit je fünf achtfach Modulen (8-Packs). Im unteren Teil des Bildes sind die Amplitudenwerte der einzelnen Stäbe dargestellt bevor der sogenannte Crosstalk abgezogen wurde. Im oberen Teil sieht man die Position der Teilchen auf der Wand. Die Dicke des Punktes ist proportional zur Amplitude. Stab 25 in der vorderen Wand wurde doppelt getroffen.

bevor der sogenannte Crosstalk abgezogen wurde. Im oberen Teil sieht man die Auftritte der Teilchen auf der Wand. Die Dicke des Punktes ist proportional zur Amplitude. Stab 25 in der vorderen Wand wurde doppelt getroffen. An diesem Bild wird eine zweite Problematik der Doppelhiterkennung sichtbar. Die Flugzeitwand hat für Ladungen $Z < 10$ eine Ortsauflösung [Kre 92] von 60mm (FWHM). Erst ab Ladung $Z = 30$ wird der Fehler im horizontalen Ort kleiner als 20mm. Die beiden Treffer in Abbildung 18 liegen nicht so weit auseinander, daß man klar von einem Doppelhit sprechen kann. Es könnte auch einer der bereits besprochenen Effekte sein und die Ortsdifferenz ist durch die Auflösung bestimmt.

4.3 Positionsverhalten

Ein sicheres Zeichen für einen Doppelhit ist die Tatsache, daß die zwei Treffer in den beiden koinzidenten Slats in vertikaler Richtung weit auseinander liegen. Denn je geringer der vertikale Abstand der beiden Treffer ist, umso größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß es sich um einen der oben beschriebenen Effekte handelt. Um das herauszufinden, muß man sich anschauen, welche Abstandsverteilung man für zwei zufällige Koinzidenzen erwartet. Dazu faltet man zwei Positionsverteilungen eines Slats miteinander. Die Treffer auf einem Stab sind gaußverteilt. Die Breite (Sigma) der Verteilung liegt bei 197mm für alle Teilchen und bei 217mm für Teilchen mit Ladung $Z < 40$. Diese Breite ist ausschlaggebend, da ein Goldprojektil ($Z=79$) niemals in 2 Bruchstücke mit einer Ladung $Z \geq 40$ zerfallen kann. Faltet man eine Gaußverteilung mit sich selbst, so erhält man wieder eine Gaußkurve, die um den Faktor $\sqrt{2}$ verbreitert ist. Man erwartet also eine gaußförmige Positionsdifferenzverteilung mit einer Breite von 307mm. Diese Gaußkurve kann man nun mit dem Spektrum der Positionsdifferenzen der beiden koinzidenten Slats eines Doppelhits vergleichen. Wenn alle identifizierten Doppelhits auch echte Doppeltreffer waren, dann sollten beide Kurven übereinander liegen. Abbildung 19 zeigt diese beiden Verteilungen.

Wie man sieht, stimmt die Verteilung der Positionsdifferenzen mit der Faltungskurve bei großen Abständen sehr gut überein. Bei kleinen Abständen ($\pm 100\text{mm}$ Abstandsdifferenz) weist die Verteilung einen Peak auf. Das bedeutet, daß die Doppelhiterken-

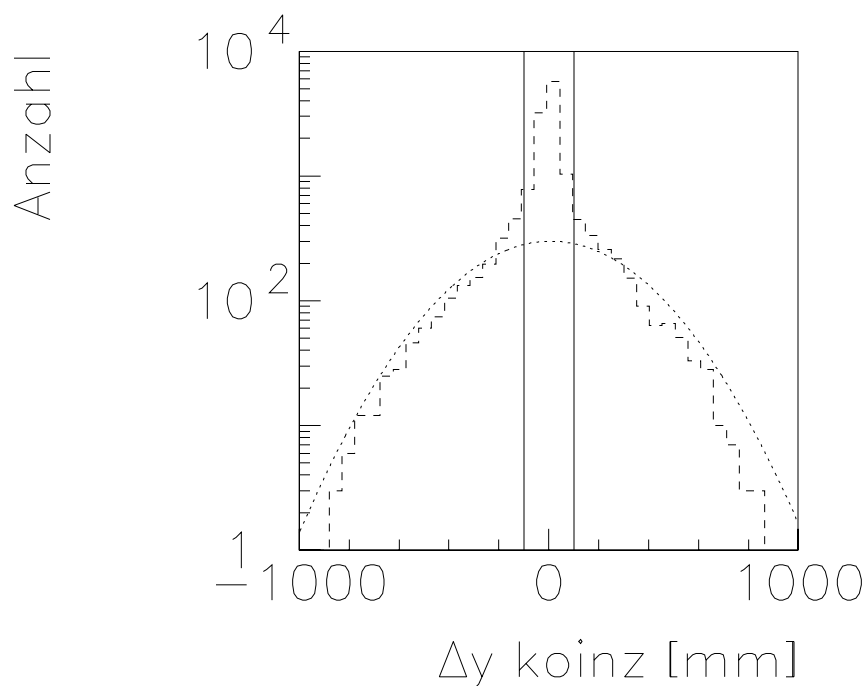


Abb. 19: Die glatte Kurve ist die Faltung zweier Positionsverteilungen. Das Histogramm zeigt die Verteilung der Positionsdifferenzen der beiden koinzidenten Slats eines Doppelhits.

nungsroutine in diesem Bereich mehr Doppeltreffer erkennt als man erwartet und somit viele Doppelhits keine echten Doppelhits sind, sondern eine der drei oben genannten Fehlidentifizierungen.

Betrachtet man sich die Positionsdifferenzen zwischen dem Doppelhitslat und seinem linken koinzidenten Slat in Abhängigkeit der Positionsdifferenzen zwischen Doppelhitslat und rechtem koinzidenten Slat (siehe Abbildung 20), so erkennt man eine diagonale Struktur. Diese tritt auf, wenn die Positionsdifferenz Doppelhitstab–linker Partner gleich der Positionsdifferenz Doppelhitstab–rechter Partner ist. Dann ist die vertikale Differenz in den beiden koinzidenten Stäben Null und die Differenz zum doppeltgetroffenen Stab zeigt, wie stark die Fehleinschätzung der Position durch den Doppelhit ist. Diese Fehlidentifikation des Ortes hängt mit dem Zeitverhalten bei Doppeltreffern zusammen und wurde in Kapitel 3.3 bereits diskutiert. Hier sieht man, daß der Ort

eines Doppelhits bis zu 900mm falsch sein kann! Die beiden eingezeichneten Linien

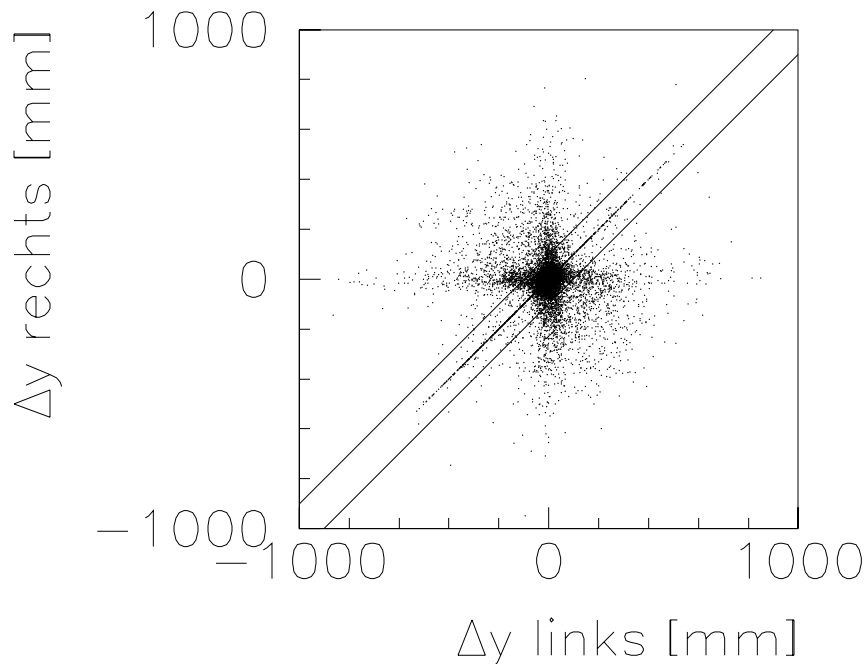


Abb. 20: Die Differenz der Position des doppelt getroffenen Slats und des rechten koinzidenten Slats ist gegen die Differenz aus der Position des doppelt getroffenen Slats und des linken koinzidenten Slats aufgetragen.

zeigen, wo die Positionsdifferenzverteilung (Abbildung 19) nicht mehr den Faltungsdaten entspricht. Leider liegen rund zwei Drittel aller gefundenen Doppelhits zwischen diesen beiden Linien. Das bedeutet, daß nur ein Drittel aller Doppeltreffer reale Mehrfachtreffer waren. Würde man das Doppelhitkriterium dahingehend erweitern, daß die beiden Treffer mindestens 100mm auseinanderliegen müssen, dann würde man nur 3.2 Prozent aller Spuren als Doppeltreffer erkennen, wohingegen die Monte-Carlo-Rechnungen 5.8 Prozent vorraussagen.

4.4 Asymmetrieverhalten

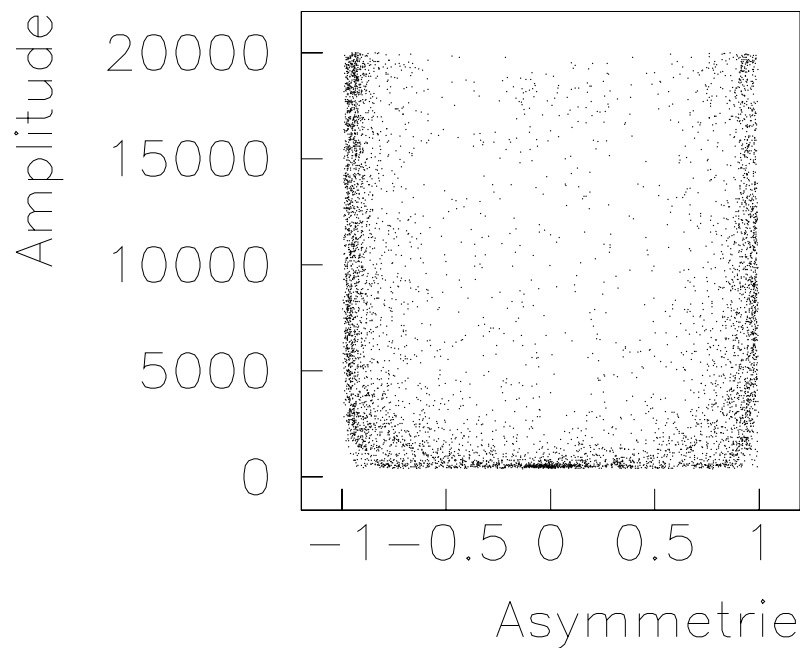


Abb. 21: Die Amplitude des doppelgetroffenen Stabes ist gegen die Asymmetrie der koinzidenten Stäbe für alle isolierten Doppeltreffer aufgetragen.

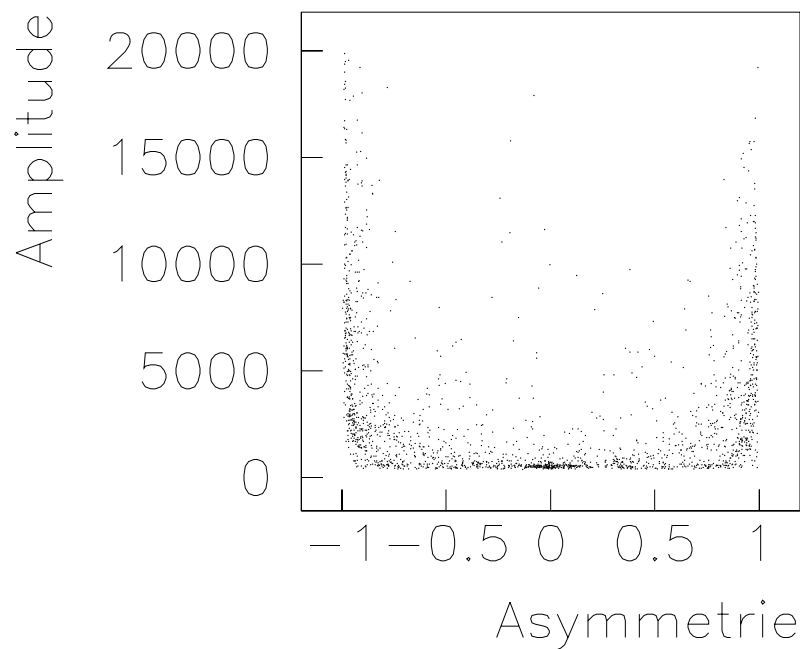


Abb. 22: Die Amplitude des doppelgetroffenen Stabes ist gegen die Asymmetrie der koinzidenten Stäbe für alle isolierten Doppeltreffer, deren Orte mindestens 100mm auseinanderliegen, aufgetragen.

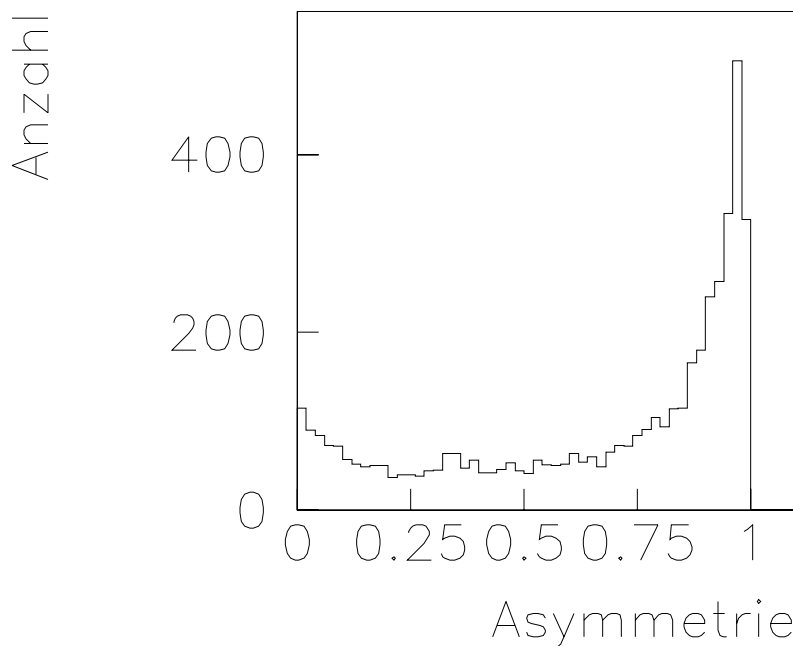


Abb. 23: Die Anzahl der Doppelhits ist gegen ihre Asymmetrie aufgetragen. Rechts im Bild sind die symmetrischen, links die asymmetrischen Ereignisse aufgetragen.

Eine weitere Möglichkeit, Doppeltreffer auf ihre physikalische Richtigkeit hin zu testen, ist die Untersuchung der Asymmetrie. Als Asymmetrie bezeichnet man den Quotienten aus der Differenz der beiden koinzidenten Amplituden (amp_r , amp_l) und deren Summe.

$$Asymmetrie = \frac{amp_l - amp_r}{amp_l + amp_r} \quad (23)$$

Sind die Amplituden der beiden koinzidenten Slats gleich, dann liegt die Asymmetrie bei Null. Sind die beiden Amplituden sehr unterschiedlich, dann geht der Asymmetriewert gegen plus oder minus Eins.

In Abbildung 21 ist die Amplitude des doppeltgetroffenen Slats gegen die Asymmetrie für alle isolierten Doppeltreffer aufgetragen. Amplitude 20000 entspricht dabei der Ladung eines Goldprojektils ($Z=79$). Wie man leicht erkennen kann, gibt es eine große Menge unphysikalischer Ereignisse. So zum Beispiel alle symmetrischen Ereignisse, die

eine Amplitude größer als 8000 (Ladung $Z=40$) besitzen, da ein Goldprojektil ($Z=79$) nicht in zwei gleiche Fragmente mit je einer Ladung $Z \geq 40$ zerfallen kann. Fordert man, daß die beiden Treffer in vertikaler Richtung mindestens 100mm weit auseinander liegen müssen, dann erhält man das in Abbildung 22 dargestellte Bild. Die schweren symmetrischen Ereignisse, die physikalisch unmöglich sind, sind völlig verschwunden. Übrig geblieben sind nur wenige Spalt Ereignisse in der Mitte des Bildes. Ferner sind viele der schweren und stark asymmetrischen Events weggefallen. Hier hat es sich vermutlich um die bereits beschriebenen δ -Elektronen gehandelt. Die meisten gefundenen Ereignisse haben eine Amplitude, die kleiner als 1000 ist, was einer Ladung von $Z=4$ (Beryllium) entspricht. Betrachtet man sich die in Abbildung 23 dargestellte Projektion des Asymmetrieplots 22 so stellt man fest, daß es zwei Gruppen von Doppelhits gibt: sehr symmetrische Ereignisse (Asymmetrie=0) und sehr asymmetrische Events (Asymmetrie=1). Dazwischen befindet sich ein Tal. Allerdings sind die asymmetrischen fünfmal häufiger als die symmetrischen Doppelhits.

4.5 Die Doppelhiterkennungsroutine

Wie man gesehen hat, ist das geometrische Kriterium für einen isolierten Doppelhit alleine nicht ausreichend. Sowohl im Vergleich mit den Monte-Carlo-Rechnungen als auch beim Betrachten der physikalischen Größen zeigen sich signifikante Fehler. Man muß also weiter fordern, daß die beiden Teilchen in vertikaler Richtung mindestens 100mm auseinanderliegen. Dann werden die physikalischen Daten sinnvoll. Allerdings erkennt man dann nicht mehr alle Doppeltreffer, die von den Monte-Carlo-Rechnungen vorausgesagt wurden. Man identifiziert 3.2 Prozent aller Treffer als Doppeltreffer, während die Monte-Carlo-Rechnungen 12.5 Prozent vorhersagen.

Leider ist das Positionsverhalten die einzige Bedingung, die man für einen Doppelhit fordern kann. Das Zeitverhalten kann nicht angewandt werden, da man zwei Größen, nämlich die Ortsdifferenz und die Flugzeitdifferenz, nicht kennt. Das Amplitudenverhalten scheitert an dem stark nichtlinearen Verhalten der Röhren.

Die neue Spurerkennungsroutine läuft folgendermaßen ab (siehe Abbildung 24): Nachdem der Crosstalk abgezogen wurde und die Treffer klassifiziert wurden, werden alle

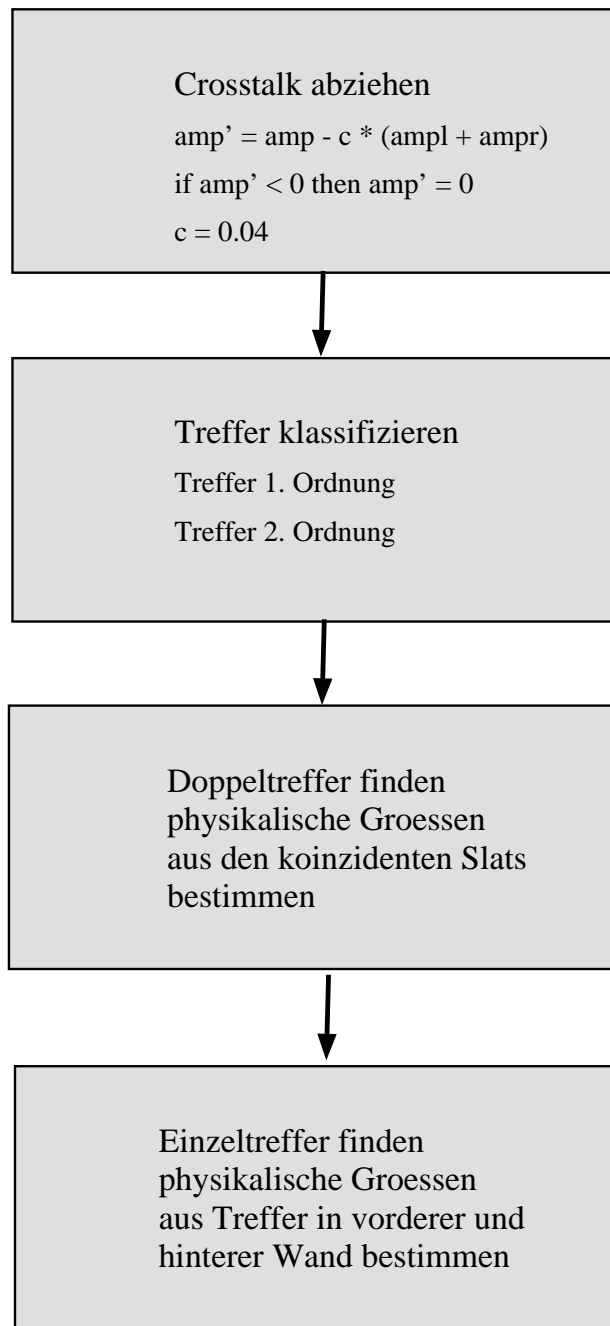


Abb. 24: Ablaufdiagramm der Spurerkennungsroutine mit Doppelhiterkennung

Treffer erster Ordnung danach durchsucht, ob ihre koinzidenten Stäbe getroffen wurden und ob die Treffer in diesen Slats mindestens 100mm weit auseinander liegen. Wenn dies erfüllt ist, dann wird der doppeltgetroffene Stab in einer Bitmap entsprechend gekennzeichnet, so daß Ort, Zeit und Ladung später nicht aus diesem Slat bestimmt werden, sondern aus den koinzidenten Stäben. Wenn alle Doppelhits gefunden wurden läuft die normale Einzelspurerkennung weiter.

In den folgenden Kapiteln wird diese verbesserte Trackingroutine benutzt, um zu untersuchen, ob und wie sich durch das Erkennen von Mehrfachtreffer verschiedene physikalische Meßgrößen verändern.

5 Doppelhits in den Analysedaten

Nachdem man nun mit der vorgestellten Routine Doppeltreffer erkennen kann, muß man untersuchen, ob und wie sich diese Doppeltreffer auf verschiedene physikalische Meßgrößen auswirken. Die untersuchten Daten stammen alle aus der Reaktion Au-Pb bei einer Einschußenergie von 600 MeV/u.

5.1 Die Multiplizität

Unter der Multiplizität versteht man die Anzahl der Fragmente, die pro Kernreaktion gemessen werden. Durch Verändern der Spurerkennungsroutine ist es naheliegend, daß sich auch die Multiplizitäten ändern, insbesondere dadurch, daß Doppelhits nun als zwei einzelne Hits erkannt werden. In erster Näherung erwartet man also, daß die Multiplizitäten ansteigen.

Man unterteilt die Vielfachheit der Ereignisse in drei Klassen: Multiplizität schwerer Teilchen M_{HF} ($Z > 30$), Multiplizität mittelschwerer Fragmente M_{IMF} ($3 \leq Z \leq 30$) und Multiplizität leichter Teilchen M_{LF} ($Z < 3$).

Die Multiplizität schwerer Fragmente ändert sich nicht, da maximal zwei schwere bei einer Kernkollision entstehen. Die Wahrscheinlichkeit, daß diese beiden Teilchen auf einen Slat treffen ist sehr gering.

Eine der charakteristischsten Meßgrößen bei der Beschreibung der Multifragmentation ist die Multiplizität der mittelschweren Fragmente M_{IMF} [Hub 91b]. Gerade diese mittelschweren Teilchen ($3 \leq Z \leq 30$) sind interessant, da sie von dem Projektilspektor stammen. Abbildung 25 zeigt das Multiplizitätsspektrum für diese Teilchensorte und zwar einmal für die alte Trackingroutine ohne Doppelhiterkennung und einmal mit Doppelhiterkennung. Wie man deutlich sieht, ergibt sich nur im Bereich der mittleren Multiplizitäten drei, vier und fünf eine kleine Änderung. Hier werden mehr Teilchen als vorher detektiert.

Anders sieht die Multiplizitätsverteilung der leichten Fragmente (Abbildung 26) aus. Hier sind deutliche Veränderungen zu erkennen. Die Multiplizitätsverteilung ist zu größeren Multiplizitäten hin (nach rechts) verschoben wie man das auch erwartet. Bis Multiplizität 7 nimmt die Anzahl der Ereignisse bei gegebener Vielfachheit ab. Das be-

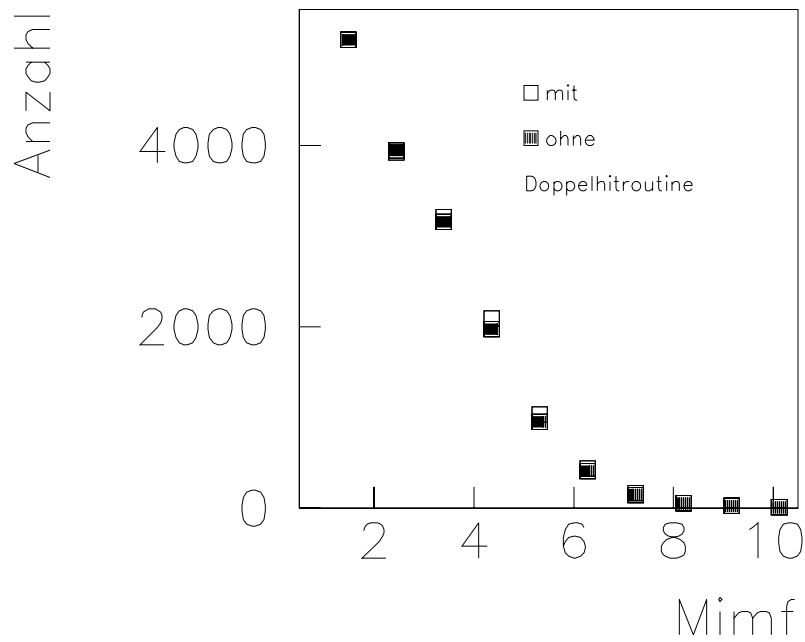


Abb. 25: Die Multiplizitätsverteilung der mittelschweren Fragmente mit und ohne Doppelhiterkennungsroutine.

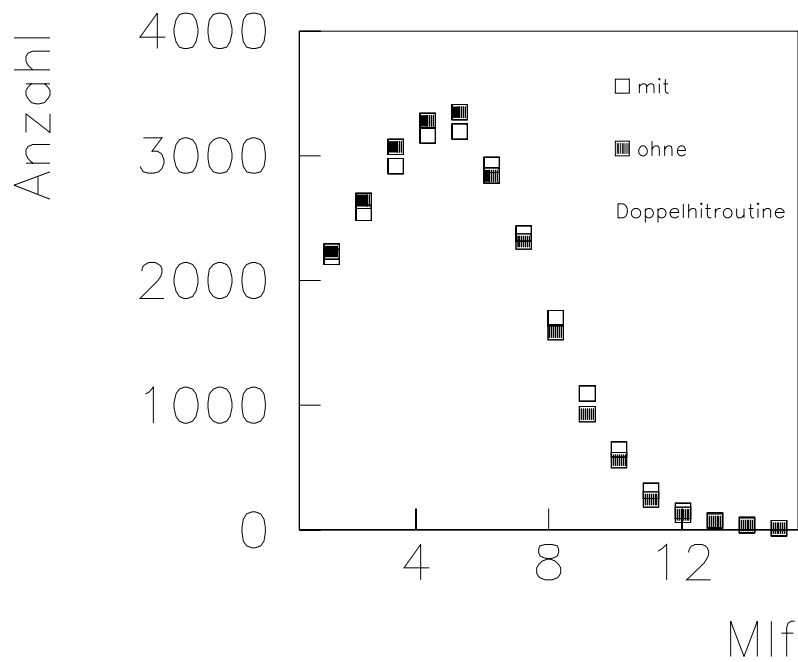


Abb. 26: Die Multiplizitätsverteilung der leichten Fragmente mit und ohne Doppelhiterkennungsroutine.

deutet, daß Doppeltreffer, die früher als *ein* Teilchen identifiziert wurden, jetzt richtig als zwei Teilchen identifiziert werden, und dadurch die Vielfachheit des Ereignisses zunimmt. Das Event wird dadurch einer höheren Multiplizitätsklasse zugerechnet. Dadurch steigt die Anzahl der Events mit Multiplizitäten größer als sieben Teilchen an.

Die Verteilung der Gesamtmultiplizitäten der Ereignisse ist in Abbildung 27 dargestellt. Man sieht, daß das Verhalten der Leichtteilchenmultiplizitäten überwiegt, da leichte

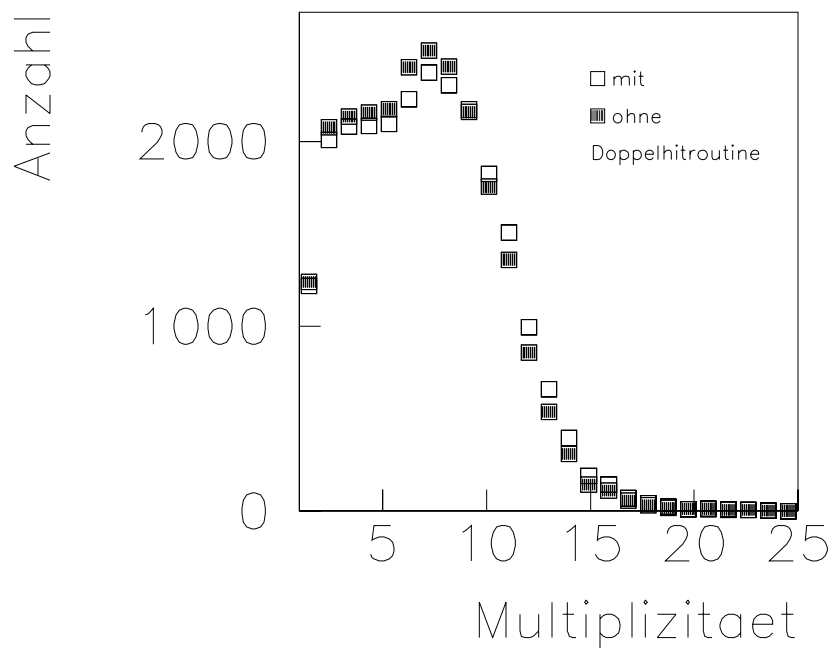


Abb. 27: Die Gesamtmultiplizitätsverteilung mit und ohne Doppelhiterkennungsroutine.

Doppeltreffer auch am häufigsten vorkommen. Somit ist die Verteilung mit Doppeltreffererkennung nach rechts verschoben. Ab Multiplizität 17 ist allerdings kein Unterschied mehr zwischen den beiden Verteilungen zu erkennen. Das hat zwei Gründe: Zum einen ist die Statistik in diesem Bereich sehr gering; zum anderen treten in diesem Bereich die Doppelhits nicht so lokal auf, wie es in der Doppelhiterkennungsroutine gefordert wird. Bei nur vierzig Slats und einer Multiplizität von zwanzig, ist es sehr

wahrscheinlich, daß gerade im zentralen Bereich der Flugzeitwand direkt neben einem doppeltgetroffenen Stab auch Stäbe liegen, die mindestens einmal getroffen wurden. Dann sind die Bedingungen für einen isolierten Doppelhit nicht mehr erfüllt, und der Doppelhit geht als Einzeltreffer in die Analysedaten ein. Deshalb ergibt sich dann bei großen Vielfachheiten keine Erhöhung mehr.

5.2 Die Summenladung Z_{Bound}

Die Meßgröße Z_{Bound} ist die Summe aller Ladungen eines Ereignisses mit $Z \geq 2$. Das Z_{Bound} -Spektrum ohne Doppeltreffererkennung unterscheidet sich nicht wesentlich vom Z_{Bound} -Spektrum mit Doppelhiterkennung. Dies ist dadurch zu erklären, daß sich die Ladung eines Doppelhits nur wenig von der Summe der beiden Einzelladungen unterscheidet. Gerade bei den am häufigsten vorkommenden Doppelhits, die aus zwei leichten Fragmenten bestehen, unterscheidet sich die Ladung des Doppelhits nur um *eine* Ladungseinheit von der Summe der beiden Einzeltreffer. Trotzdem sollte man wissen, bei welchen Z_{BOUND} -Werten die Doppelhits am häufigsten vorkommen. Deshalb ist in Abbildung 28 schraffiert das Z_{BOUND} -Spektrum für die Doppeltreffer in das gesamte Z_{BOUND} -Spektrum eingetragen. Man erkennt sofort, daß bei sehr kleinen und sehr großen Summenladungen weniger Doppeltreffer auftreten als bei mittleren Werten. Trägt man die Multiplizität der mittelschweren Fragmente gegen die Summenladung auf, so sollte man bei einer Multiplizität von 4 und Z_{BOUND} -Werten zwischen 20 und 60 eine Veränderung zwischen alter und neuer Trackingroutine erkennen. Abbildung 29 zeigt diese Darstellung. Bei Z_{BOUND} -Werten um 40 kann man eine leichte Zunahme der Multiplizität feststellen. Zu beachten ist, daß die Fehlerbalken innerhalb der Symbole liegen. Die Kreuze, die oben aus der Kurve heraustreten, liegen also nicht mehr im Fehlerbereich der alten Routine sondern erhöhen die Mutliplizität an diesen Stellen um einige Prozent. Würde man noch mehr Doppelhits erkennen, so müßte dieser Effekt an dieser Stelle noch stärker auftreten. Abbildung 30 stellt das Betragsquadrat der Differenzen der beiden Kurven aus Abbildung 29 dar. Auch hier sieht man noch einmal sehr deutlich, das im Z_{BOUND} -Bereich zwischen 30 und 70 die beiden Kurven signifikant voneinander abweichen. Hier bewirkt die Doppelhiterkennungsroutine eine

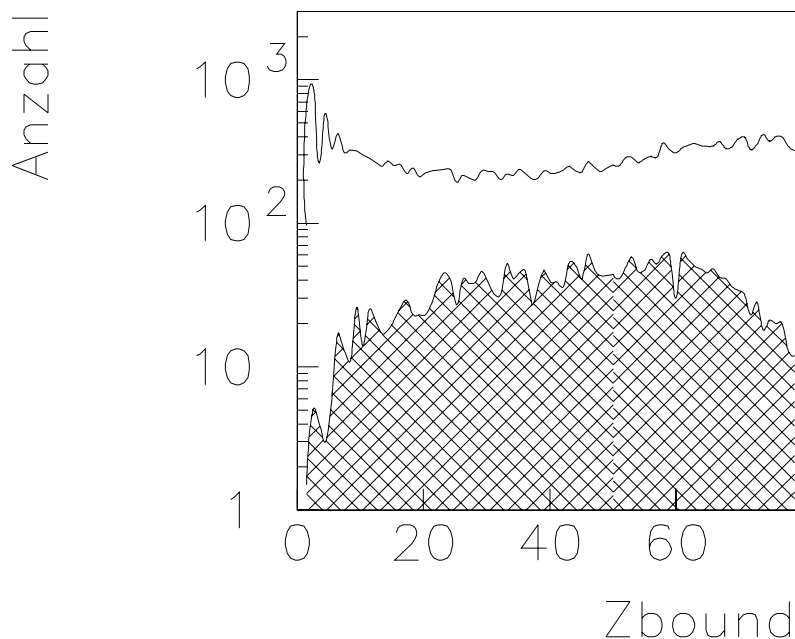


Abb. 28: Die Verteilung der Summenladung Z_{BOUND} . Schraffiert ist die Verteilung nur für die Ereignisse, in denen Doppeltreffer aufgetreten sind.

Veränderung der Multiplizitäten der mittelschweren Fragmente.

5.3 Intermittency

In den beiden vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, daß die, durch das Erkennen von Doppeltreffern, entstehenden Veränderungen in den Analysedaten nur sehr gering sind. Ein Verfahren, mit dem man entscheiden kann, ob sich eine Signatur vom statistischen Rauschen einer Meßgröße abhebt, ist das von Bialas und Peschanski 1986 [Bia 86] vorgestellte Verfahren zur Berechnung der sogenannten 'scaled factorial moments' und der damit verbundenen Suche nach Intermittency [Bia 88]. Bialas und Peschanski haben das Verfahren auf die Rapiditätsverteilung bei ultrarelativistischen Kernkollisionen angewandt. Hier wird dieses Verfahren auf Ladungsverteilungen in einer Schwerionenkollision angewandt, um zu untersuchen inwieweit sich das Erken-

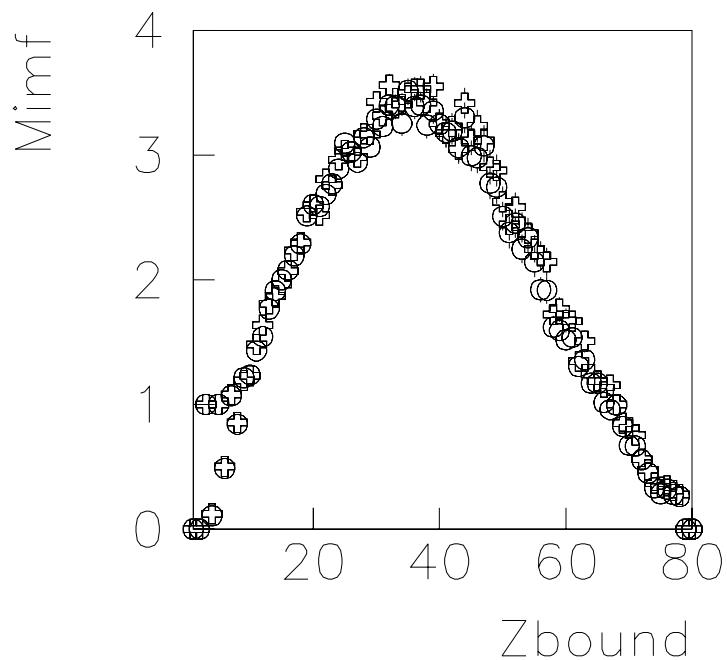


Abb. 29: Die Anzahl der mittelschweren Fragmente pro Ereignis M_{IMF} ist aufgetragen gegen die Summenladung Z_{BOUND} . Die Kreise zeigen das Ergebnis für die alte Trackingroutine ohne Doppelhiterkennung; die Kreuze mit Doppelhiterkennung.

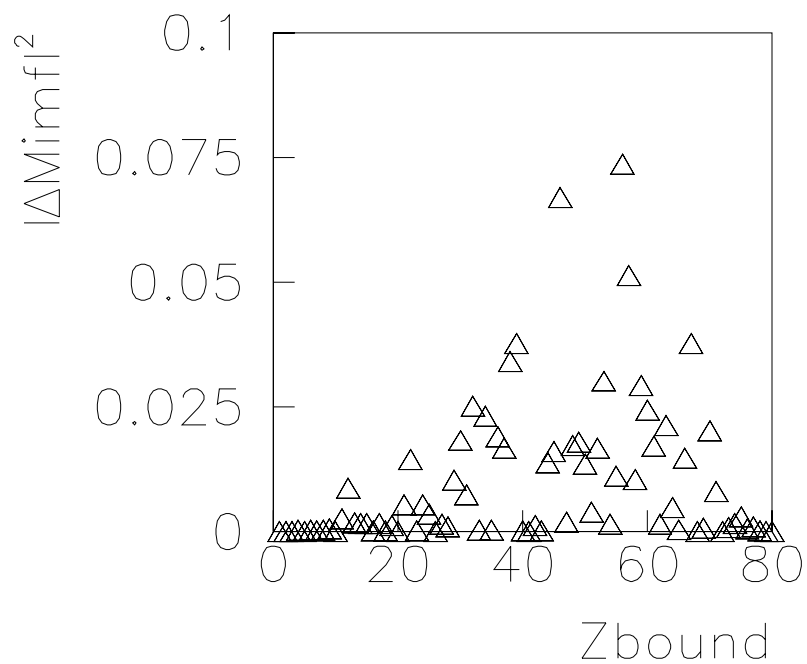


Abb. 30: Das Betragsquadrat der Abweichung der Multiplizitätsverteilungen der mittelschweren Fragmente mit und ohne Doppelhiterkennung ist aufgetragen gegen die Summenladung Z_{BOUND} .

nen von Doppeltreffern auf die Ladungen auswirkt. Dazu wird das Ladungsintervall

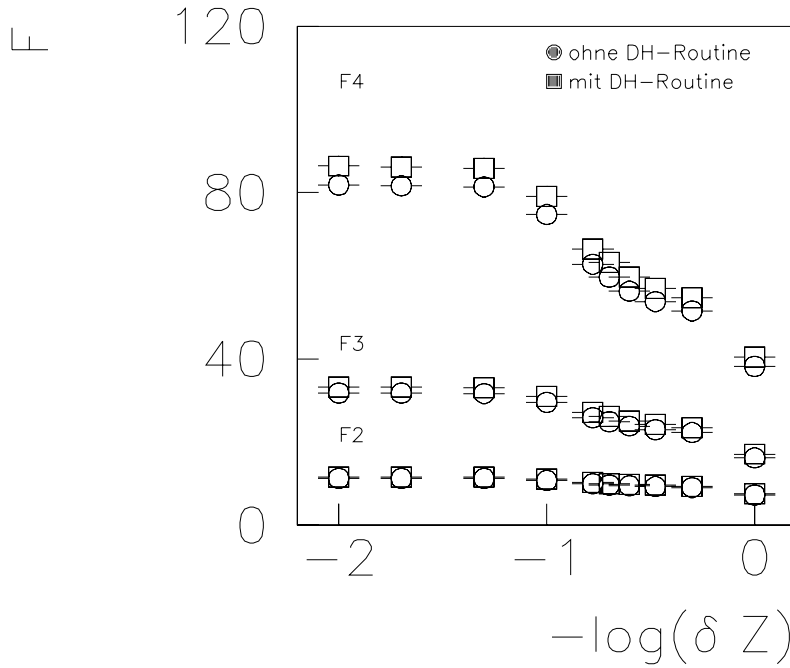


Abb. 31: Die Momente zweiter, dritter und vierter Ordnung sind gegen den negativen dekadischen Logarithmus der Binsize aufgetragen.

ΔZ in M Intervalle δZ unterteilt.

$$\delta Z = \frac{\Delta Z}{M} \quad (24)$$

In jedem dieser Teilintervalle befinden sich k_m Teilchen, so daß die Summe aller k_m gleich der Anzahl der Teilchen in dem Ladungsintervall ΔZ ist.

$$\sum_{m=1}^M k_m = N \quad (25)$$

Als i -tes Moment F_i wird folgender Ausdruck bezeichnet:

$$\langle F_i \rangle = M^{i-1} \sum_{m=1}^M \frac{k_m(k_m - 1) \cdots (k_m - i + 1)}{N(N - 1) \cdots (N - i + 1)} \quad (26)$$

Diese Momente kann man für verschiedene Intervallgrößen (Binsize) δZ berechnen und logarithmisch gegen den negativen dekadischen Logarithmus der Binsize auftragen. Bei statistischen Schwankungen sollte man keine Struktur in dieser Darstellung entdecken, da die Momente dann nicht von der Binsize abhängen.

Abbildung 31 zeigt die Momente zweiter, dritter und vierter Ordnung für das gesamte Z_{Bound} -Spektrum. Wie man sieht, stimmen die Momente zweiter und dritter Ordnung für die Ladungsverteilungen mit und ohne Doppelhiterkennungsroutine innerhalb der Fehlergrenzen überein. Erst die Momente vierter Ordnung zeigen Abweichungen. Die Struktur der Funktion unterscheidet sich jedoch nicht. Daraus kann man schließen, daß das Erkennen von Doppelhits auf die Ladungsverteilung nur einen sehr kleinen Einfluss hat, der nur unwesentlich über dem statistischen Rauschen liegt.

6 Der Flugzeitwand–Experiment–Filter

Um Experimentdaten mit Theoriedaten vergleichen zu können, braucht man einen Filter, der als Eingabe die physikalischen Daten aus dem theoretischen Modell erhält und daraus die Daten produziert, die der Detektor gemessen hätte.

6.1 Aufbau und Funktion

Die Filterroutine (siehe Anhang A) ist eine eigenständige Fortran-Routine. Sie benötigt folgende Eingabeparameter:

- die Multiplizität des Ereignisses
- die Ladung Z der Teilchen
- die x -Position der Teilchen auf der Flugzeitwand
- die y -Position der Teilchen auf der Flugzeitwand
- die Flugzeit der Teilchen (TOF)

Der Auftreffwinkel θ kann entweder als Eingabeparameter übergeben werden, oder aus der x -Position des Teilchens errechnet werden (Zeile 68).

$$\theta = \frac{x - 700}{3800} \quad (27)$$

Er wird so bestimmt, daß bei Slat 28 der Auftreffwinkel gerade Null Grad beträgt. Auf der linken Seite treffen die Teilchen unter einem Winkel von ungefähr -10 Grad und auf der rechten Seite unter einem Winkel von zirka 4.5 Grad auf die Flugzeitwand auf. Dies entspricht in erster Näherung und bei Mittelung über alle Teilchensorten der Realität. Jetzt wird berechnet, welche Stäbe in der vorderen Wand von den Teilchen getroffen wurden (Zeile 76 - 105). Dabei wird auch berücksichtigt, daß Teilchen bei großem Auftreffwinkel θ seitlich aus dem Slat austreten und durch den Nachbarslat fliegen können. Jedem Slat werden die Teilchendaten x -Pos, y -Pos, Ladung Z und Flugzeit TOF zugeordnet. Außerdem gibt es eine Größe, die angibt, wie lang der Weg im Szintillator war.

Ebenso wird berechnet, welche Stäbe in der hinteren Flugzeitwand getroffen wurden (Zeile 106 - 134). Auch hier wird wieder der Auftreffwinkel berücksichtigt. Kleinwinkelstreuung im Szintillator der vorderen Wand ist allerdings vernachlässigt.

Aus den Ladungen werden mit einer Ladungs–Amplituden–Eichkurve Amplituden errechnet (Zeile 143 - 157). Diese Amplituden werden mit dem Weg des Teilchens durch den Szintillator gewichtet, da die Lichtmenge proportional zur Wegstrecke ist (siehe Gleichung 2). Im nächsten Schritt werden die Röhrendaten AMP_{top} , AMP_{bottom} , $TIME_{top}$ und $TIME_{bottom}$ berechnet (siehe Gleichungen 4, 5, 7, 8). Bei Mehrfachtreffern werden diese Daten gemäß den Überlegungen in den vorangegangenen Kapiteln bestimmt (Zeile 160 - 180). Schließlich werden aus diesen Röhrendaten die 'echten' Slatdaten ermittelt (Zeile 200 - 210). Somit stehen am Ende des Filters die folgenden Meßgrößen zur Verfügung:

- Anzahl der getroffenen Stäbe
- Amplitude der oberen und der unteren Röhre
- Zeitinformation der oberen und der unteren Röhre
- Slatamplitude

Diese Daten kann man direkt an die Analysesoftware übergeben.

6.2 Bestimmung von effektiven Slatbreiten

Mit der Flugzeitwand–Filterroutine kann man den Verlust von Teilchen durch die Granularität des Detektors und durch Fehlidentifizierung von Mehrfachtreffern quantitativ bestimmen. Dazu werden bereits analysierte Teilchendaten mit neuen x-Koordinaten versehen und dann als Eingabe für die Filterroutine benutzt. Die gefilterten Daten laufen dann durch die normale Analysesoftware.

Eine Meßgröße, die auch schon im Hinblick auf die Erkennung von Doppelhits interessant war, ist die Vielfachheit eines Ereignisses. In Abbildung 32 ist der Quotient aus gefilterter und realer Multiplizitätsverteilung getrennt für mittelschwere–Fragmente und für α -Teilchen dargestellt. Ist dieser Quotient kleiner als 1, dann wurden Ereignisse

dieser Multiplizitätsklasse einer kleineren Vielfachheit zugerechnet, deren Quotient sich dadurch verändert.

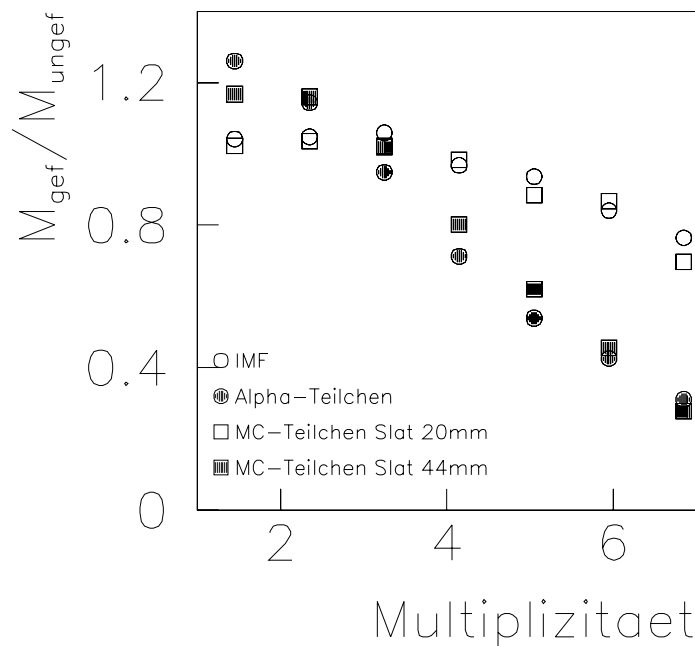


Abb. 32: Die gefilterten Multiplizitätsverteilungen für mittelschwere Teilchen, Alpha-Teilchen und Monte-Carlo-Teilchen; jeweils normiert auf die ungefilterte Multiplizitätsverteilung.

Bei den mittelschweren Fragmenten stellt man nur sehr geringe Abweichungen von 1 fest. Dies stimmt mit den Ergebnissen der vorangegangenen Kapiteln überein, da die 'intermediate mass fragments' nur wenig Doppeltreffer erzeugen (Asymmetrieverhalten) und bei den wenigen asymmetrischen Doppelhits das leichte und nicht das mittelschwere Teilchen verloren geht (Amplitudenverhalten). Ganz anders sieht es bei den α -Multiplizitäten aus. Hier gehen ab einer Vielfachheit von vier Alphas Teilchen verloren und die Ereignisse werden dann einer niedrigeren Multiplizitätsklasse zugeordnet. Auch dies ist konsistent mit den bisher angestellten Überlegungen, da die meisten Dop-

peltreffer aus zwei leichten Teilchen bestehen und ein Doppelhit aus zwei α -Teilchen kein Helium sondern ein Lithium ist.

Der Flugzeitwandexperimentfilter beschreibt somit sehr realistisch die Verluste im Detektor. Man kann damit nicht nur die Gesamtverluste studieren, sondern auch Verluste einzelner Teilchensorten beobachten.

Um die Ineffizienzen in einem granularen Detektor wie der Flugzeitwand einfach zu beschreiben, kann man für die verschiedenen Teilchensorten eine effektive Slatbreite angeben. Das bedeutet, daß Monte-Carlo-Teilchen, die mit einer dem Experiment entsprechenden Verteilung auf den Detektor mit einer bestimmten (effektiven) Slatbreite gewürfelt werden, genau die gleichen Multiplizitätsverluste zeigen, wie die entsprechende Fragmentklasse. Wie man in Abbildung 32 deutlich sieht, ergibt sich für mittelschwere Fragmente eine Slatbreite von 20mm. Das ist besser als die reale Slatbreite von 25mm aber immer noch schlechter als 12.5mm, was man erwarten würde, da die hintere Wand um eine halbe Slatbreite (12.5mm) gegenüber der vorderen Wand versetzt ist. Bei Alpha-Teilchen ergibt sich eine Slatbreite von 40mm. Dies ist deutlich schlechter als die physikalische Stabbreite.

7 Diskussion der Ergebnisse

In der ALADIN-Flugzeitwand sind 12.5 Prozent aller Treffer Mehrfachtreffer. Dies ist bedingt durch die Geometrie und die Granularität des Detektors, sowie die Verteilung und die Multiplizität der Fragmente. Um die Anzahl der Multihits zu senken, gibt es mehrere Möglichkeiten. So könnte man beispielsweise die Szintillatorstäbe diagonal über Kreuz anordnen (siehe Abbildung 33). Die Wahrscheinlichkeit für einen Doppel-

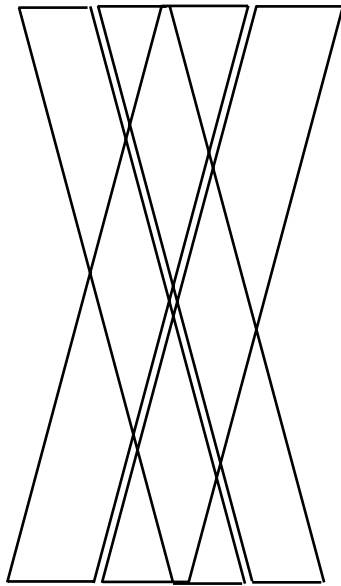


Abb. 33: Die Flugzeitwandstäbe könnte man auch diagonal über Kreuz anordnen, um die Anzahl der Mehrfachtreffer zu senken.

treffer würde zwar sinken aber es würden Löcher in der Wand entstehen, durch die Teilchen verloren gehen könnten. Eine andere Möglichkeit ist die Verkleinerung der Stabbreite auf einige Millimeter. Damit könnte man auch die Anzahl der Multihits um eine Größenordnung senken, aber leider gibt es noch keine Photomultiplier mit einem Durchmesser von einigen Millimetern. Diese Idee wurde für einen Zentraldetektor aus 1 Millimeter dicken Szintillatorfasern in einem Folgeexperiment realisiert [Gro 93].

In dieser Arbeit wurde versucht mit Hilfe intelligenter Software die Doppelhits zu erken-

nen. Die entwickelte Doppelhiterkennungsroutine detektiert rund ein Viertel aller Doppeltreffer. Wie sich gezeigt hat, ergänzt diese Routine die Daten in sinnvoller Weise. Allerdings sind die beobachtbaren Effekte sehr gering. So gibt es bei der Größe Z_{Bound} keine Unterschiede, weil sich die kleinen Veränderungen im Mittel aufheben. Das macht diese Meßgröße zum einen unbrauchbar für Doppelhittests, zum anderen aber stabil gegenüber Detektorineffizienzen im Prozent-Bereich. Die Multiplizitäten verschieben sich, wie erwartet, hin zu größeren Teilchenzahlen. Bei hohen Multiplizitäten ändert sich allerdings nichts, da hier die Routine nicht mehr greift. Hier könnte man sicherlich noch einiges verbessern, wenn man in der Lage wäre, auch nicht isolierte Doppeltreffer zu erkennen. Dies ist möglich, wenn man die Flugzeitwanddaten nicht isoliert betrachtet, sondern die Positionen aus der MUSIC zu Hilfe nimmt. Dann kann man noch mehr Doppeltreffer erkennen, da dieser Detektor sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung eine Ortsauflösung von einem Millimeter hat.

In dem Flugzeitwand-Experimentfilter sind alle Prozesse die im Detektor ablaufen simuliert. Damit ist es möglich, nicht nur qualitative Aussagen über Teilchenverluste zu machen, sondern auch quantitativ Event-by-Event zu sagen, wieviele und welche Teilchen verloren gehen. Es zeigte sich, daß gerade bei leichten Teilchen sehr starke Verluste zu verzeichnen sind. Das spiegelt sich auch in der effektiven Slatbreite für Alpha-Teilchen wieder.

Zusammenfassend gilt, daß die Erkennung oder Nichterkennung von Doppelhits in der ALADIN-Flugzeitwand auf die meisten Meßgrößen nur einen sehr geringen oder gar keinen Einfluß hat.

A Filter-Routine

```

00001      implicit      none
00002  C
00003      parameter      I_MC_MULT_MAX = 80      ! max multiplicity
00004      parameter      i_nrslats = 40         ! number of slats
00005      parameter      i_max_hits=500         ! max possible hits
00006      parameter      r_szintspeed=190.     ! speed of light in szint. mm/ns
00007      parameter      r_slatwidth = 25.     ! slatwidth
00008      parameter      r_thickn = 10.        ! slatthickness
00009      parameter      r_distan = 50.         ! distance btw TOF-walls
00010      parameter      r_tartof= 6050.      ! distance target-TOF-wall
00011      parameter      pi = 3.14159265359   ! Pi
00012  c
00013      integer      I_MC_EVT
00014      integer      I_MC_MULT
00015      integer      I_MC_THIT (I_MC_MULT_MAX)
00016      integer      i_ixio_thit /0/
00017      integer      i_nslat(i_max_hits)
00018      integer      i_zs, i_nhit, i
00019      integer      i_stath
00020      integer      i_i
00021      integer      i_hit /0/
00022      integer*4   i_seed  /98765431/
00023  c
00024      real      r_z, r_x, r_y
00025      real      r_chat, r_chab
00026      real      r_nset, r_nseb
00027      real      r_ampt, r_ampb
00028      real      r_timt, r_timb
00029      real      r_amp,r_tim,r_post,r_posa
00030      real      r_p1,r_p2,r_p3,r_p4,r_p5,r_norm,r_plin,r_l
00031      real      r_mamp,r_mz,r_theta,r_differ1,r_differ2

```

```
00032      real      r_track,r_slatend,r_tof
00033      real      r_zreal(i_max_hits)
00034      real      r_xpos(i_max_hits)
00035      real      r_ypos(i_max_hits)
00036      real      r_lamp(i_max_hits)
00037      real      r_atop(i_max_hits)
00038      real      r_abot(i_max_hits)
00039      real      r_ampl(i_max_hits)
00040      real      r_part(i_max_hits)
00041      real      r_time(i_max_hits)
00042      real      r_ttop(i_max_hits)
00043      real      r_tbot(i_max_hits)
00044      real      R_MC_Z (I_MC_MULT_MAX)
00045      real      R_MC_A (I_MC_MULT_MAX)
00046      real      R_MC_ECM (I_MC_MULT_MAX)
00047      real      R_MC_PCM (I_MC_MULT_MAX)
00048      real      R_MC_PXCM (I_MC_MULT_MAX)
00049      real      R_MC_PYCM (I_MC_MULT_MAX)
00050      real      R_MC_PZCM (I_MC_MULT_MAX)
00051      real      R_MC_PXPR (I_MC_MULT_MAX)
00052      real      R_MC_PYPR (I_MC_MULT_MAX)
00053      real      R_MC_PZPR (I_MC_MULT_MAX)
00054      real      R_MC_XTOF (I_MC_MULT_MAX)
00055      real      R_MC_YTOF (I_MC_MULT_MAX)
00056      real      R_MC_XANGLTOF (I_MC_MULT_MAX)
00057      real      R_MC_YANGLTOF (I_MC_MULT_MAX)
00058      real      R_MC_TOF (I_MC_MULT_MAX)
00059      c
00060      c
00061      c Now loop over subevents
00062      c
00063      do i=1,i_mc_mult
00064      r_z = r_mc_z(i)
```

```

00065      r_x = r_mc_xtof(i)
00066      r_y = r_mc_ytof(i)
00067      r_tof = r_mc_tof(i)
00068      r_theta = (r_x - 700.)/3800./180*pi
00069      r_differ1 = r_thickn * tan(r_theta)
00070      r_differ2 = (r_thickn+r_distan) * tan(r_theta)
00071      r_track = sqrt(r_thickn**2 + r_differ1**2)
00072  c
00073  c      calculate for every subevent the slatnumbers i_nslat,
00074  c      using the angle theta
00075  c
00076  c      front-wall
00077  c
00078      if ((r_x .ge. r_slatwidth/2).and.
00079  &      (r_x .le. (i_nrslats*r_slatwidth+r_slatwidth/2.))) then
00080      i_hit=i_hit+1
00081      i_nslat(i_hit) = int((r_x + r_slatwidth/2.) / r_slatwidth)
00082      r_zreal(i_hit) = r_z
00083      r_time(i_hit) = r_tof
00084      r_xpos(i_hit) = r_x
00085      r_ypos(i_hit) = r_y
00086      r_slatend = i_nslat(i_hit) * r_slatwidth +
00087  &      (r_slatwidth/2. * (r_theta/abs(r_theta)))
00088      r_part(i_hit) = abs((r_xpos(i_hit)-r_slatend)*
00089  &      tan(pi/2-r_theta) / r_thickn)
00090      if (r_part(i_hit).ge.1.) then
00091      r_part(i_hit) = 1.
00092      else
00093      if ((i_nslat(i_hit).gt.1).and.
00094  &      (i_nslat(i_hit).lt.i_nrslats)) then
00095      i_hit = i_hit + 1
00096      r_zreal(i_hit) = r_z
00097      r_time(i_hit) = r_tof

```

```

00098         r_xpos(i_hit) = r_x + (r_slatwidth*(r_theta/abs(r_theta)))
00099         r_ypos(i_hit) = r_y
00100         r_part(i_hit) = 1 - r_part(i_hit-1)
00101     endif
00102 endif
00103 endif
00104 c
00105 c     rear-wall
00106 c
00107     r_x = r_x + r_differ2
00108     if ((r_x .ge. 0.) .and. (r_x .le. i_nrslats*r_slatwidth)) then
00109         i_hit=i_hit+1
00110         i_nslat(i_hit) = int(r_x / r_slatwidth) + i_nrslats + 1
00111         r_zreal(i_hit) = r_z
00112         r_time(i_hit) = r_tof
00113         r_xpos(i_hit) = r_x
00114         r_ypos(i_hit) = r_y
00115         r_slatend = (i_nslat(i_hit)-i_nrslats) * r_slatwidth +
00116 &     (r_slatwidth * (r_theta/abs(r_theta)))
00117         r_part(i_hit) = abs((r_xpos(i_hit)-r_slatend)*
00118 &     tan(pi/2-r_theta) / r_thickn)
00119         if (r_part(i_hit).ge.1.) then
00120             r_part(i_hit) = 1.
00121         else
00122             if ((i_nslat(i_hit).gt.(i_nrslats+1)) .and.
00123 &     (i_nslat(i_hit).lt.(2*i_nrslats))) then
00124                 i_hit = i_hit + 1
00125                 r_zreal(i_hit) = r_z
00126                 r_time(i_hit) = r_tof
00127                 r_xpos(i_hit) = r_x + (r_slatwidth*(r_theta/abs(r_theta)))
00128                 r_ypos(i_hit) = r_y
00129                 r_part(i_hit) = 1 - r_part(i_hit-1)
00130             endif

```

```

00131         endif
00132     endif
00133 c
00134         enddo
00135 c
00136 c
00137 c     calculate the s031-amplitude for every slat
00138 c     multihits possible !!!
00139 c
00140         do i=1,i_hit
00141             if (r_zreal(i) .gt. 0.) then
00142 c
00143 c         calculate 'real' light amplitude r_lamp from charge r_zreal
00144 c
00145             r_p1= -64.080
00146             r_p2=  55.566
00147             r_p3=  17.091
00148             r_norm= 0.1801955
00149             r_plin=57.707
00150 c
00151             if (r_zreal(i).GE.2.) then
00152                 r_lamp(i)=((r_p1+r_p2*r_zreal(i)+r_p3*r_zreal(i)**2)*
00153 &                 r_norm)*r_part(i)
00154             else
00155                 r_lamp(i)=((r_plin*r_zreal(i))*r_norm)*r_part(i)
00156             endif
00157 c
00158 c     calculate multihit-amplitude r_mamp
00159 c     calculate multihit-time-of-flight r_mtof
00160 c
00161         r_mamp=0
00162         r_ttop(i)=r_time(i)+r_szintspeed*abs(r_ypos(i))
00163         r_tbot(i)=r_time(i)+r_szintspeed*abs(r_ypos(i))

```

```

00164         if (r_zreal(i).gt.0.) then
00165             r_l=0.00107
00166             r_atop(i)=r_lamp(i)*exp(r_l*r_ypos(i))
00167             r_abot(i)=r_lamp(i)*exp(-r_l*r_ypos(i))
00168             do i_i = i+1,i_hit
00169                 if (i_nslat(i).eq.i_nslat(i_i)) then
00170                     r_atop(i)=r_atop(i)+r_lamp(i_i)*exp(r_l*r_ypos(i_i))
00171                     r_abot(i)=r_abot(i)+r_lamp(i_i)*exp(-r_l*r_ypos(i_i))
00172                     if (r_ttop(i).ge.r_time(i_i)+r_szintspeed*abs(r_ypos(i_i)))
00173 &                 r_ttop(i)=r_time(i_i)+r_szintspeed*abs(r_ypos(i_i))
00174                     if (r_tbot(i).ge.r_time(i_i)+r_szintspeed*abs(r_ypos(i_i)))
00175 &                 r_tbot(i)=r_time(i_i)+r_szintspeed*abs(r_ypos(i_i))
00176                     r_zreal(i_i) = -1.
00177                 endif
00178             enddo
00179             r_mamp=sqrt(r_atop(i)*r_abot(i))
00180         endif
00181     c
00182     c         calculate charge r_mz from r_mamp
00183     c
00184         r_p1= -64.080
00185         r_p2=  55.566
00186         r_p3=  17.091
00187         r_norm=  0.1801955
00188         r_plin= 57.707
00189     c
00190         if (r_mamp .gt. 20.79744) then
00191             r_mz=sqrt(r_mamp/(r_norm*r_p3)-r_p1/r_p3+(r_p2/(2*r_p3)**2)-
00192 &             r_p2/(2*r_p3)
00193         else
00194             r_mz=r_mamp/(r_norm*r_plin)
00195         endif
00196         r_mz=1.0*int(r_mz+0.5)

```



```
00197 c
00198 c
00199 c      calculate S031-amp r_ampl from r_mz
00200 c
00201      r_p1=-340.20
00202      r_p2= 276.30
00203      r_p3= -5.7382
00204      r_p4=  0.11944
00205      r_p5= -0.62080E-03
00206 c
00207      r_ampl(i)=r_p1+r_p2*r_mz+r_p3*r_mz**2+r_p4*r_mz**3+r_p5*r_mz**4
00208      if (r_mz.eq.1) r_ampl(i)=50
00209      endif
00210      enddo
00211 c
00212 c      Now the following informations are available:
00213 c      r_zreal(100)
00214 c      r_xpos(100)
00215 c      r_ypos(100)
00216 c      r_lamp(100)
00217 c      r_atop(100)
00218 c      r_abot(100)
00219 c      r_ampl(100)
00220 c      i_nslat(100)
00221 c
00222 c      multihit slats are signed by a -1 in the r_zreal variable
00223 c
00224 c
00225      end
```


Literatur

- [Ala 88] ALADIN–Collaboration
The Forward–Spectrometer ALADIN
GSI–Jahresbericht 1988
- [Bau 87] Georg Bauer
Diplomarbeit
Entwicklung einer orts– und ladungsempfindlichen Vielfachionisationskammer
Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt
- [Bia 86] A. Bialas, R. Peschanski
Moments of rapidity distributions as a measure of short-range fluctuations in high-energy collisions
Nuclear Physics B273 (1986) 703–718
- [Bia 88] A. Bialas, R. Peschanski
Intermittency in multiparticle production at high energy
Nuclear Physics B273 (1988) 857–867
- [Fraun] H.Frauenfelder/E.M.Henley
Teilchen und Kerne (S.51)
Oldenburg–Verlag 1987
- [Gerth] Gerthsen, Kneser, Vogel
Physik
Springer Verlag
- [Gro 93] C. Groß
Diplomarbeit in Vorbereitung
Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt, 1993
- [Hub 91a] J. Hubele
Doktorarbeit
Untersuchung der Multi–Fragment–Produktion in asymmetrischen Schwerionenreaktionen bei $E/A=600\text{MeV}$
GSI-Report März 1992, ISSN 0171–4546
- [Hub 91b] J. Hubele, P.Kreutz et.al.
Fragmentation of gold projectiles: from evaporation to total disassembly
Z.Phys A – Hadrons and Nuclei 340 (1991), 262–270
- [Kem 93] J. Kempter
Diplomarbeit
Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt, 1993
- [Kre 88] P.Kreutz et.al.
Conception of the Time-of-Flight Wall for the ALADIN Spectrometer at SIS
GSI–Jahresbericht 1988

- [Kre 92] P. Kreutz
Doktorarbeit
Ladungskorrelationen beim Aufbruch von Goldprojektilen in Reaktionen bei $E/A=600$ MeV
GSI-Report September 1992, ISSN 0171-4546
- [Lin 93] V. Lindenstruth
Doktorarbeit
Dynamik der Multifragmentation
Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt, 1993
- [Neu 92] M.F. Neumann
Diplomarbeit
Entwicklung und Effizienzberechnung einer Strahlabschirmung für Ionisationskammern
Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt, 1992
- [Schü 91] A. Schüttauf
Diplomarbeit
Entwicklung eines Lasersystems für die Flugzeitwand des ALADIN-Spektrometers
Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt, 1991
- [Wes 76] G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, W.G. Meyer, H.H. Gutbrod, A. Sandoval, R. Stock
Phys. Rev. Lett. 37, 1202 (1976)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all diejenigen erwähnen, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben. Ich bedanke mich bei

- ♡ Herrn **Prof. Dr. U. Lynen**, der mich in seine Arbeitsgruppe an der GSI aufnahm und mir damit hervorragende Arbeitsbedingungen an einem Großforschungsinstitut zuteil werden ließ;
- ♡ Herrn **Dr. habil. J. Pochodzalla** und Herrn **Dr. J. Hubele**, die die Idee zu dieser Arbeit hatten und mich mit immer neuen Fragestellungen konfrontierten;
- ♡ Herrn **Dr. C. Ogilvie**, der mir die weiten Gebiete der Intermittency näher brachte;
- ♡ Frau **Dr. M. Begemann-Blaich**, die mir die ALADiN-Experimentfilterroutine zur Verfügung stellte und zu der ich immer kommen durfte, wenn ich experimentspezifische Größen und Maße wissen wollte;
- ♡ Herrn **Dr. V. Lindenstruth**, der mir viele seiner 'Softwaretools' überließ;
- ♡ Herrn **Dipl.Phys. A. Wörner** und Herrn **Dipl.Phys. A. Schüttauf**, die sehr kritisch die erste Ausgabe dieser Arbeit korrigierten;
- ♡ Frau **Dipl.Sportwiss. C. Haas**, die dieser Arbeit den syntaktischen Schliff gab.
- ♡ sowie allen Mitarbeitern der KP3 für das kollegiale Klima in der Arbeitsgruppe.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichten und mich immer unterstützten!

Lebenslauf

Geburtsdatum: 2.September 1967
Geburtsort: Frankfurt am Main
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: Deutsch

- 1974-1978 Pfingstbergschule Mannheim (Grundschule)
- 1978-1987 Otto-Hahn-Schule Hanau (Gymnasium)
- Mai 1987 Abitur
- 1.7.1987 bis 30.9.1988 Wehrdienst
- Oktober 1988 Beginn des Physikstudiums an der Johann-Wolfgang-Goethe Universität in Frankfurt am Main
- Juni 1990 Vordiplom-Prüfung

