

**Kalibrierung
der
ALADIN-Flugzeitwand**

Diplomarbeit
vorgelegt von
Burkhard Ocker

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

Juni 1993

Zusammenfassung

Wegen des großen dynamischen Bereichs der ALADIN-Flugzeitwand gilt es bei der Kalibrierung im besonderen, die Amplitudenabhängigkeit des Triggerzeitpunktes (Walk) und das Verhältnis zwischen einfallender Lichtintensität und der dadurch entstehenden Anodenladung im Fotovervielfacher (Response) für jeden Kanal zu bestimmen. Im letzten Experiment wurde die Möglichkeit untersucht, diese Kalibrierung mit Hilfe eines Lasersystems durchzuführen. Dabei kam es bei der Bestimmung beider Funktionen zu Sprüngen in der Amplitude. Weiterhin wurde festgestellt, daß bei der Anregung der Szintillatoren mit Hilfe des Lasers eine andere Walkfunktion als im Experiment gemessen wurde.

In der vorliegenden Arbeit wird auf die Flugzeitmessung und die Ladungsbestimmung mit Hilfe der ALADIN-Flugzeitwand eingegangen, und verschiedene Möglichkeiten der Walkkorrektur diskutiert. Als Urheber der Amplitudensprünge wurden drei ratenabhängige Verstärkungsniveaus des Fotovervielfachers HAM R 3478 gefunden. Durch unterschiedliche Sprungfrequenzen bei ansteigenden und abfallenden Raten bildete sich eine Hysteresekurve aus. Untersucht wird das Verhalten der Amplituden und der Durchgangszeiten bei einem solchen Übergang. Als Ursache für die Verstärkungsänderung konnte auf das Aufladen einer der hinteren Dynoden, verursacht durch den auftretenden Elektronenfluß, geschlossen werden. Abschließend wurde die Möglichkeit untersucht, durch Einkopplung von Leuchtdioden einen konstanten Mindeststrom in den Röhren zu erzeugen, um eine konstante Verstärkung zu erreichen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Das ALADIN-Spektrometer	2
1.1.1	Die ALADIN-Flugzeitwand	3
1.2	Motivation	7
2	Kalibrierung der Flugzeitwand	9
2.1	Der große dynamische Bereich	9
2.2	Experimenteller Aufbau zum Test im Labor	10
2.2.1	Das Lasersystem	10
2.2.2	Elektronik und Datenaufnahme	14
2.3	Bestimmung der Flugzeiten der Fragmente	15
2.4	Identifikation der Fragmente in der Flugzeitwand	23
3	Aufbau und Funktion von Fotovervielfachern	29
3.1	Die Fotokathode	29
3.2	Die Fokusierelektrode	31
3.3	Die Dynoden	32
3.4	Der Spannungsteiler	33
3.5	Der Fotovervielfacher Hamamatsu R 3478	35
3.5.1	Signalformen und Laufzeiten	36
4	Untersuchung der ratenabhängigen Verstärkung	39
4.1	Änderung der Spannungsdifferenz zwischen Kathode und erster Dynode	43
4.2	Variation des Anodenstromes	44
4.3	Relative Verstärkungsänderungen	50
4.4	Messungen mit linearem Spannungsteiler	53
4.5	Auswirkungen der Verstärkungsänderung auf die Walkkorrektur	54
4.6	Zusammenfassung	56

5	Das LED-System	59
5.1	Die Lichtquelle	61
5.2	Der Treiber	62
5.3	Testmessungen an einem Modul	62
5.3.1	Verhalten der Amplituden	62
5.3.2	Zeitliches Verhalten	66
6	Diskussion und Ausblick	67
	Literaturverzeichnis	71

1 Einleitung

Das am Schwerionensynchrotron SIS der GSI aufgebaute **ALADIN** (**A** **L**arge **D**ipole **m**ag**N**et)-Spektrometer ermöglicht den vollständigen Nachweis von Projektilfragmenten mit Ladungen zwischen $2 \leq Z \leq 79$ im Vorwärtswinkelbereich von ± 12 Grad. Es ist daher bevorzugt für Reaktionsprodukte aus Kernreaktionen in inverser Kinematik (große Projektil-Kerne, kleine Targetkerne) geeignet. Die derzeitigen Experimente widmen sich der Untersuchung eines möglichen neuartigen Zerfallsprozesses, der Multifragmentation. Hierzu dienen Schwerionenstöße mit Einschußenergien oberhalb von 100 MeV/A.

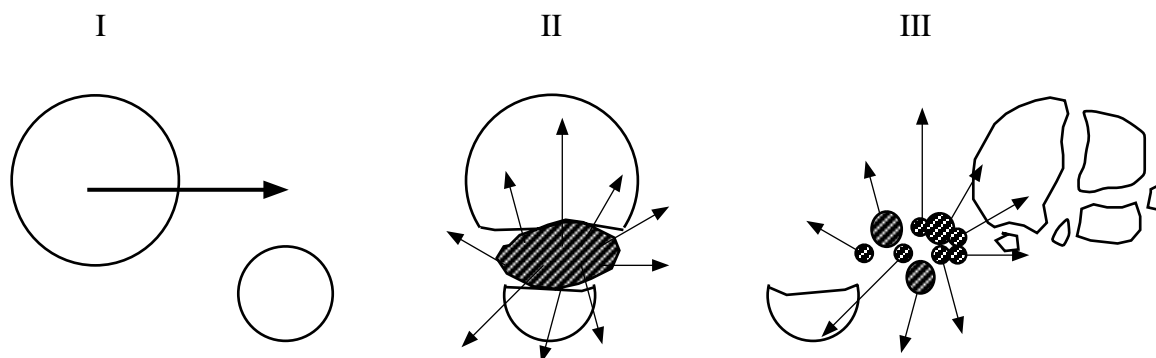


Abbildung 1: Das Participant-Spectator Modell. Während der Kollision bildet sich im Überlappbereich eine stark angeregte Zone (Participants) aus. Die Reste von Projektil und Target (Spectators) behalten ihre ursprüngliche Geschwindigkeit annähernd bei.

Den Verlauf einer solchen asymmetrischen Kernreaktion veranschaulicht das Participant-Spectator Modell (Abb. 1). Da bei relativistischen Energien die Reaktionszeiten der beiden Partner kürzer als die Relaxationszeit der Kernmaterie ist, reagieren nur die Nukleonen der Überlappzone miteinander. Man spricht von den Participants, der heißen Zone, die sehr schnell unter Emission leichter Teilchen zerfällt. Die beiden Restkerne (Spectators) nehmen nicht an der Reaktion teil, werden aber mehr oder weniger stark angeregt und fliegen mit ihrer ursprünglichen Geschwindigkeit weiter. Bei bestimmten Anregungsenergien beobachtet man den Aufbruch des Projektilspectators in mehrere

mittelschwere Fragmente ($3 \leq Z \leq 30$). Das sind Teilchen, die schwerer als typische Evaporationsprodukte und leichter als Spaltprodukte sind. Die letzten Experimente lassen einen schnellen Aufbruch, die Multifragmentation, und nicht einen sequentiellen Prozeß mehrere binärer Spaltungen erwarten [Lin 93]. Die zukünftigen Experimente gelten u.a. der näheren Untersuchung der Dynamik dieses Prozesses, wofür es notwendig ist, die Impulse und Massen der Fragmente zu bestimmen.

1.1 Das ALADIN-Spektrometer

Zur Bestimmung wichtiger Meßgrößen wie Masse, Ladung und Impuls der Reaktionsprodukte steht das ALADIN-Spektrometer zur Verfügung [Alad 88]. Abb.2 zeigt den Aufbau des Spektrometers aus Magnet, Strahlzähler, Si-CsI-Hodoskope, TP-MUSIC III und TOF-Wall.

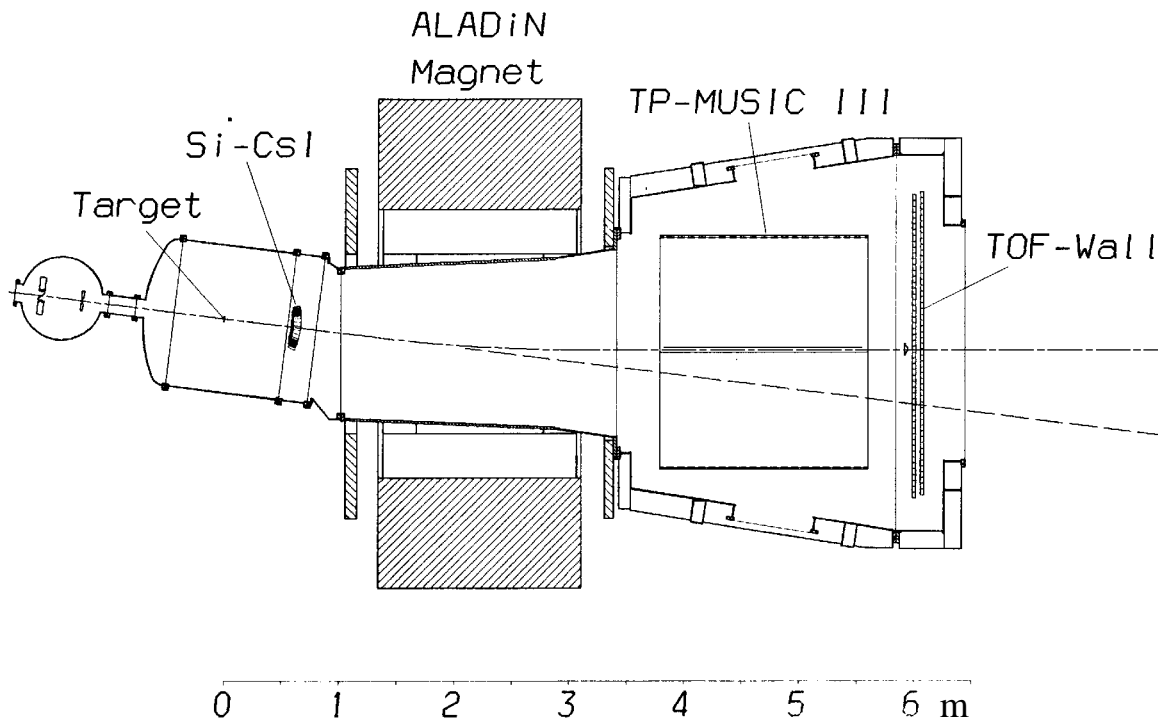


Abbildung 2: Der Aufbau des ALADIN-Spektrometers

Etwa 1 m vor dem Target befindet sich der Strahlzähler. Dieser umfaßt einen Startzähler, der dem Experimenttrigger den Zeitnullpunkt liefert, und einen Positionsdetektor, der die Abweichung des Teilchens von der Strahlachse mißt.

Hinter dem Target befinden sich in einem Winkelbereich von $6^\circ - 40^\circ$ Si-CsI Teleskope zum Nachweis leichter Teilchen, im wesentlichen H- und He-Kerne.

Das Kernstück des Spektrometers bildet der Dipolmagnet mit einem maximalen Biegevermögen von 2.3 Tm. Dies entspricht einem maximalen Ablenkwinkel für Schwerionenstrahlen maximaler Steifigkeit (18 Tm) von 7 Grad. In einem Abstand von drei Metern zum Target entspricht die Apertur von $1.5 \times 0.5 \text{ m}^2$ einer Akzeptanz von $\pm 15^\circ$ in horizontaler Richtung und $\pm 5^\circ$ in vertikaler Richtung. Die Fragmente werden hier räumlich nach der magnetischen Steifigkeit $B\rho = p/Z$ abgelenkt, wobei p der Impuls und Z die Kernladungszahl ist.

Hinter dem Magneten befindet sich die um 7° gegen die Strahlachse gedrehte Detektorkammer. Im vorderen Teil befindet sich die **Time Projection Multiple Sampling Ionization Chamber (TP-MUSIC)**[Bau 87,Hof 92]. Sie besteht aus zwei Feldkäfigen mit einem aktiven Volumen von jeweils 180 cm Länge in Strahlrichtung, 100 cm Breite und 100 cm Höhe. Mit ihr ist es möglich, Ladungs- und Bahnidentifikation für mehrere Teilchen mit $Z \geq 6$ gleichzeitig durchzuführen. Zusätzlich liefern 18 in die MUSIC integrierte Proportionalzähler diese Daten für Teilchen mit $3 \leq Z \leq 10$ [Rose 92].

1.1.1 Die ALADIN-Flugzeitwand

Im hinteren Teil der Detektorkammer befindet sich die **Time Of Flight-Wall (TOF-Wall)**. Sie besteht aus 192 Stäben des Szintillatormaterials BC-408 (1100 x 250 x 100 mm), die beidseitig von Fotovervielfachern des Typs Hamamatsu R 3478 ausgelesen werden. Zur besseren Handhabung und zum leichten Austausch defekter Zähler sind je acht Szintillatoren in einem Modul zusammengefaßt. Um ein optisches Übersprechen zwischen den Szintillatoren zu vermeiden, ist jeder Stab in Aluminiumfolie eingewickelt.

Die Module sind in lichtundurchlässige Folie eingeschweißt. Abb. 3 zeigt den Aufbau eines solchen Moduls. An beiden Seiten sind die acht Fotoervielfacher zusammen mit ihren Spannungsteilern und einer Verteilerplatine in einem μ -Metallgehäuse untergebracht. Dieses dient sowohl der Abschirmung des Streufeldes des Magneten als auch zur elektrischen Abschirmung und zum mechanischen Schutz. Durch die Verwendung von 8-fach Steckverbindungen sind die Module einfach anzuschließen.

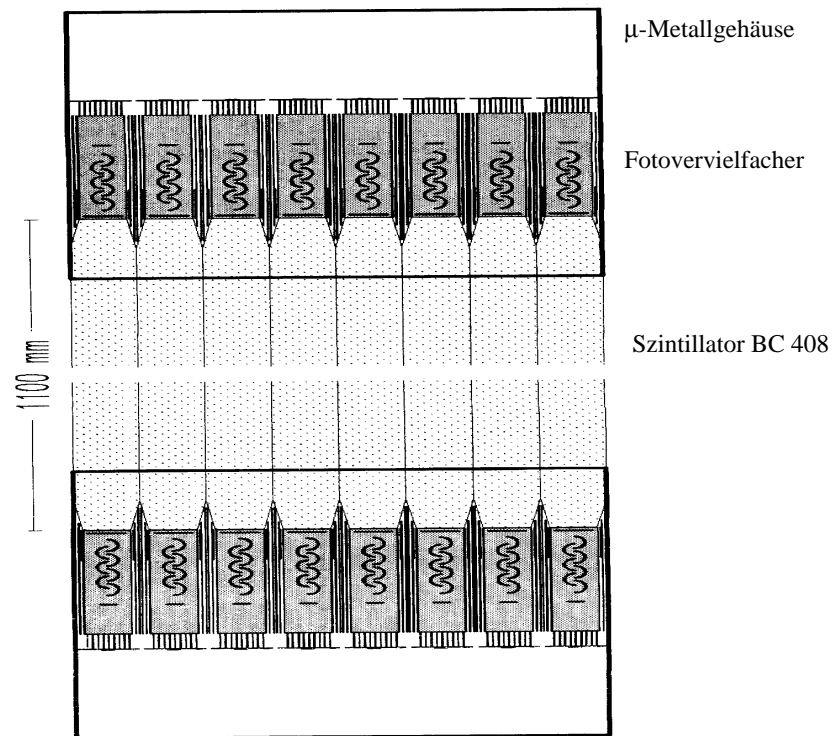


Abbildung 3: Ein Modul der Flugzeitwand. Zur besseren Handhabung sind je acht Szintillatoren in einem Modul zusammengefaßt. Die Fotoervielfacher sind zusammen mit den Spannungsteilern und einer Verteilerplatine in einem μ -Metallgehäuse untergebracht.

Die aktive Fläche von $1.1 \times 2.4 \text{ m}^2$ entspricht in vertikaler Richtung der durch die Aperur des Magneten vorgegebenen Akzeptanz von $\pm 5^\circ$. In horizontaler Richtung wird die

Akzeptanz auf $\pm 12^\circ$ eingeschränkt. Diese ist jedoch ausreichend, um die Fragmente mit einem $Z \geq 2$ zu detektieren. Je zwölf Module bilden eine Wand, wobei die hintere Ebene gegenüber der vorderen um die halbe Breite eines Szintillatorstabs versetzt ist, um alle Fragmente eindeutig identifizieren zu können. Ein weiterer Vorteil der zweiten Wand ist eine um $\sqrt{2}$ verbesserte Flugzeitauflösung.

Primäres Ziel der Flugzeitwand ist die Bestimmung der Geschwindigkeit der Fragmente, die zur Massenauflösung benötigt wird. Hierzu ist vor dem Target ein Startzähler zur Zeitnullpunktbestimmung installiert. Gestoppt werden die TDCs von den einzelnen Kanälen der Flugzeitwand. Über den zurückgelegten Weg, der für alle Fragmente ungefähr 6m beträgt und durch die Bahnrekonstruktion mit dem MUSIC-Detektor berechnet werden kann, erhält man die Geschwindigkeiten. Für die Massenauflösung ergibt sich bei vollständig gestrippten Ionen folgender Zusammenhang [Alad 88]:

$$\frac{\delta A}{A} = \sqrt{\left(\frac{\delta R}{R}\right)^2 + \left(\gamma^2 \frac{\delta v}{v}\right)^2} \quad (1)$$

$\delta A/A$: Massenauflösung

$\delta R/R$: Steifigkeitsauflösung des Magneten

$$\gamma : \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

v : Geschwindigkeit des Fragments

Im Idealfall, in dem die Massenauflösung allein durch die Auflösung des Magneten bestimmt ist, erhält man:

$$\frac{\delta A}{A} \approx \frac{\delta R}{R} \approx 1.2\% \quad (2)$$

Gerade aber bei höheren Energien ist der zweite Term der Limitierende. Fordert man ein ΔA von knapp unter 1(FWHM), was eine Trennung der Fragmentmassen bei guter Statistik gerade ermöglicht, für Fragmente bis zu einer Masse von $A=40$, erhält man unter der Voraussetzung, daß die Ungenauigkeiten der Geschwindigkeiten ausschließ-

lich durch die Flugzeitmessung bestimmt sind, eine Abschätzung für die zu erreichende Flugzeitauflösung. Abb. 4 zeigt die benötigte Flugzeitauflösung für unterschiedliche Massen bei verschiedenen Strahlenergien. Aufgrund des Faktors γ benötigt man für gleiche Massenauflösung bei höheren Strahlenergien eine bessere Flugzeitauflösung. Auch zunehmende Massenzahlen erfordern genauere Flugzeiten. Für eine Massenauflösung bis $A=40$ ist bei einer Strahlenergie von 1 GeV/A mindestens eine Zeitauflösung von $\delta t = 120$ ps nötig.

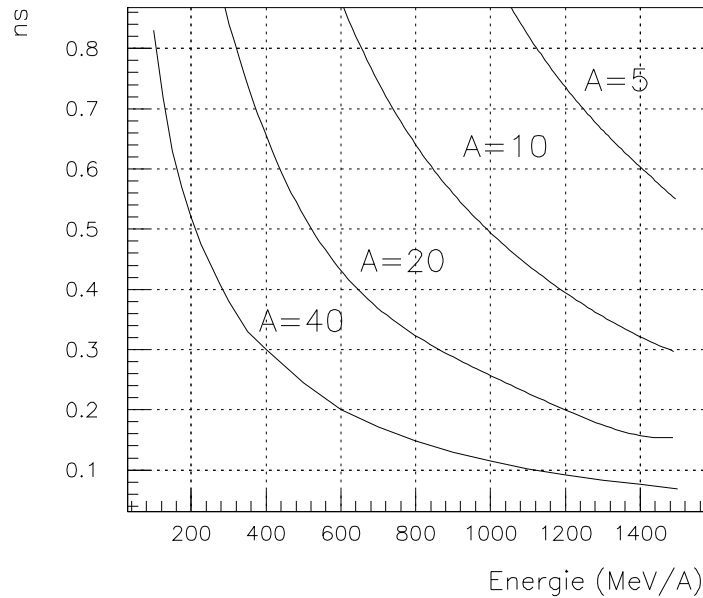


Abbildung 4: Die erforderliche Flugzeitauflösung für verschiedene Fragmentmassen ($A=5,10,20,40$) für $\Delta A = 1$ aufgetragen gegen die Strahlenergie.

Durch die Anzahl der Stäbe der Flugzeitwand ist eine Ortsauflösung gegeben. Die große Zahl ist nötig, um bei den auftretenden Multiplizitäten von 8-10 die Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer in einem Stab gering zu halten und um eine eindeutige Zuordnung der Geschwindigkeiten zu den in der MUSIC detektierten Fragmenten zu erhalten.

Die Flugzeitwand ist auch als Ladungsspektrometer einzusetzen. So ist es möglich, mit jedem einzelnen Stab Ladungen bis $Z=8$ einzeln aufzulösen. Ladungen bis $Z=79$ können mit einer Ungenauigkeit von ± 2 Ladungseinheiten bestimmt werden. Dies ermöglicht

zum einen eine Überprüfung der Geschwindigkeitszuordnung, zum anderen ist unabhängig von dem MUSIC-Detektor die Bestimmung der für die Beschreibung des Prozesses der Multifragmentation wichtigen Meßgrößen $\langle M_{imf} \rangle$ und Z_{Bound} möglich [Hub 91]. $\langle M_{imf} \rangle$ steht hierbei für die Anzahl der mittelschweren Fragmente und Z_{Bound} für die Summenladung aller komplexer Fragmente ($Z \geq 2$) eines Ereignisses. Mit Hilfe einer genaueren Kalibrierungsmethode wäre es möglich, die Ladungsauflösung der schwereren Fragmente noch zu verbessern.

1.2 Motivation

Das Hauptproblem der Kalibrierung der ALADIN-Flugzeitwand stellt der große dynamische Bereich der Messungen dar. Besondere Aufmerksamkeit gilt hier den amplitudenabhängigen Korrekturen. Für die Zeitkalibration gilt es, die Abhängigkeit des Triggerzeitpunktes von der Amplitude (Walk) zu bestimmen. Für die Ladungskalibrierung ist es wichtig, die Responsefunktion, das Verhältnis zwischen einfallender Lichtintensität und der dadurch entstehenden Anodenladung im Fotovervielfacher, zu kennen. Wegen der nur begrenzt zur Verfügung stehenden Strahlzeit sollte die Kalibrierung mit Hilfe eines Lasersystems erfolgen.

Bei der Bestimmung der Walk- und Responsefunktionen mit Hilfe des Lasers kam es zu unerwarteten Doppelstrukturen. Außerdem wurde festgestellt, daß die mit dem Laser bestimmte Walkfunktion nicht mit der im Experiment übereinstimmte.

In der vorliegenden Arbeit wird auf Flugzeitmessung und Ladungsbestimmung der Fragmente mit Hilfe der Flugzeitwand eingegangen. Im Besonderen werden verschiedene Möglichkeiten der Walkkorrektur diskutiert. Es wird die ratenabhängige Verstärkungsänderung des Fotovervielfachers Hamamatsu R 3478, die der Beobachtung von Doppelstrukturen bei der Kalibrierung zugrunde liegt, untersucht. Zuvor wird der Aufbau und die Funktionsweise von Fotovervielfachern zum Verständnis der Verstärkungsänderungen erläutert. Am Ende der Arbeit wird die Möglichkeit untersucht, mit Hilfe eines LED-Systems die Fotovervielfacher stabil zu betreiben.

2 Kalibrierung der Flugzeitwand

Die Grundlage jeder Experimentauswertung ist die genaue Kalibrierung der Detektoren. Dies gilt insbesondere aufgrund des großen dynamischen Bereichs $2 \leq Z \leq 79$ für die am ALADIN-Spektrometer durchgeführten Messungen. Im folgenden ist die Messung der Flugzeiten und die Identifikation der Fragmente in der Flugzeitwand dargestellt. Besondere Beachtung finden die amplitudenabhängigen Korrekturen.

2.1 Der große dynamische Bereich

Beim Durchflug durch die Flugzeitwand erfährt das Teilchen Kollisionen mit den Atomen bzw. Molekülen des Szintillators. Hierbei kommt es in erster Linie zu Wechselwirkungen mit den Elektronen in Form von Anregung und Ionisation. Der Energieverlust pro Wegstrecke als ein Maß für die Lichtintensität berechnet sich mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel [Frau 87]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \left(\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \quad (3)$$

Hier ist $-dE$ der Energieverlust in der Dicke dx , n ist die Anzahl der Elektronen pro cm^3 in der bremsenden Substanz; m_e ist die Elektronenmasse und $\beta = v/c$; ze und v sind die Ladung bzw. die Geschwindigkeit der Teilchen und I ist das mittlere Anregungspotential der Atome in der bremsenden Substanz.

Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit des Energieverlustes von der Ladung des Fragments kommt es unter Vernachlässigung von Quench-Effekten im Szintillator zu Lichtintensitäten, die um einen Faktor 1500 variieren. Über so einen dynamischen Bereich ist das Anodensignal des Fotovervielfachers nicht linear zur einfallenden Lichtintensität. Weiterhin treten aufgrund der unterschiedlichen Amplitudengrößen und -formen große Abhängigkeiten des Triggerzeitpunktes von der Amplitude auf. Ziel der Kalibrierung ist es, diese Abhängigkeiten zu messen und zu korrigieren. Wegen der nur begrenzt zur Verfügung stehenden Strahlzeit war es Ziel, alle nötigen Kalibratio-

nen ohne Strahl durchzuführen. Hierzu wurde ein Lasersystem aufgebaut, welches im folgenden beschrieben ist.

2.2 Experimenteller Aufbau zum Test im Labor

2.2.1 Das Lasersystem

Zur Simulation von Fragmenten im Szintillator benutzen wir einen N_2 -Laser mit einer Pulsenergie von $150 \mu\text{J}$. Das UV-Licht von 337 nm erlaubt es, den Szintillator direkt anzuregen und ihn nicht nur als Lichtleiter zu benutzen. Die Pulsenergie ermöglicht eine ausreichende Energiedeposition, um auch hochgeladene, energiereiche Strahlteilchen zu simulieren. Die Pulsbreite von 500 ps liegt unterhalb der Abklingzeit des Szintillators (2.3 ns). Dies ist notwendig, um vergleichbare Pulsformen zu generieren [Schü 91]. Es ist möglich, den Laser mit Raten zwischen $0\text{-}20 \text{ Hz}$ extern zu triggern. Zur Abschirmung der Hochfrequenz ist der Laser zusätzlich in einem Messinggehäuse untergebracht.

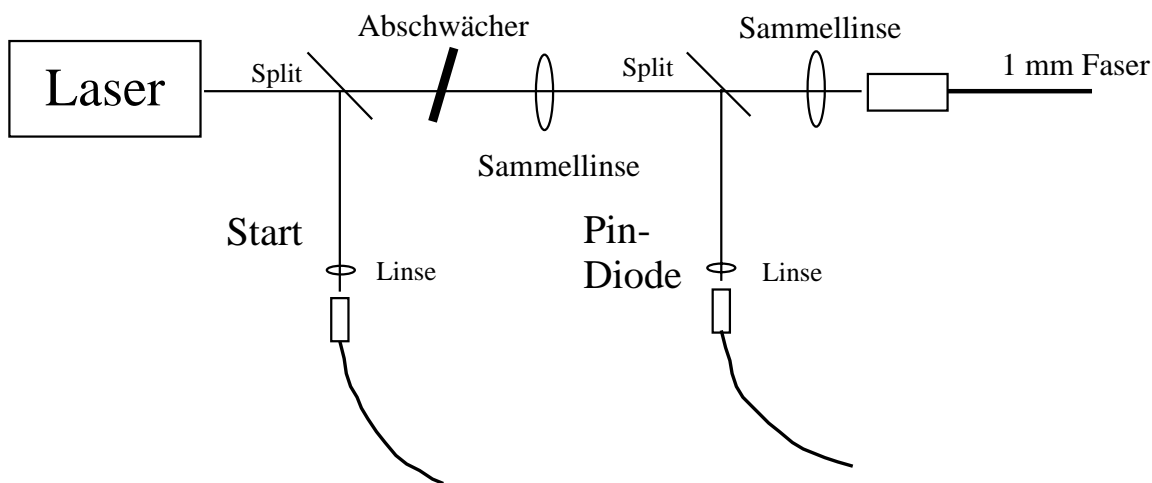


Abbildung 5: Der Aufbau des Lasersystems. Eine Auskopplung vor und nach dem Abschwächer versorgt den Startzähler und die Intensitätsreferenz. Die 1mm Faser führt zum Modul.

Startzähler

Zur Bestimmung des zeitlichen Verhaltens der Fotovervielfacher ist ein Startzähler nötig. Hierzu wird mit Hilfe eines Beamsplitters 10% des Lichtes ausgekoppelt und mit Hilfe einer Sammellinse in eine 0.2 mm Quarzfaser, die zum Startzähler führt, eingekoppelt. Der Startzähler selbst besteht, wie in Abb. 6 zu sehen, aus einem Stück Plastikszintillator (BC 408), das rechts und links von Fotovervielfachern ausgelesen wird. Zum Schutz vor Fluoreszenzlicht und anderen sichtbaren Komponenten geschieht die Einkopplung über einen UV-Filter UG 11. Zur Auslese benutzt man Fotovervielfacher, weil aufgrund der kurzen Anstiegszeiten eine gute Zeitauflösung erreicht wird, die für die zeitlichen Korrekturen benötigt wird. Eine Abschätzung der Zeitauflösung erhält man, wenn man einen TDC mit der einen Startröhre startet und der anderen stoppt. Sie betrug bei unseren Messungen 50ps (FWHM).

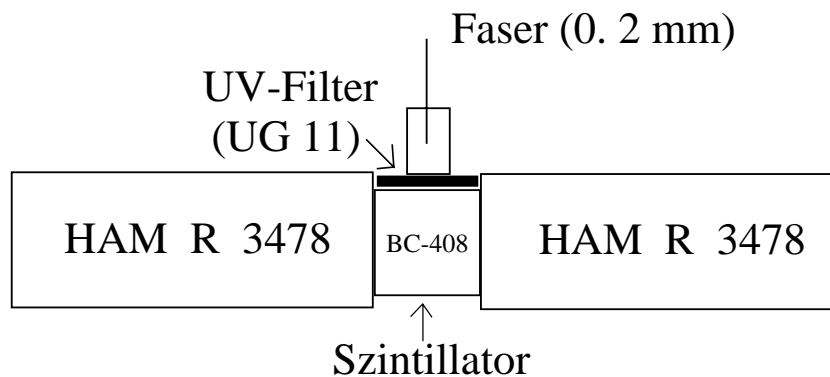


Abbildung 6: Der Startzähler besteht aus einem Stück Szintillator, das an beiden Seiten von Fotovervielfachern Ham R 3478 ausgelesen wird. Die Einkopplung des UV-Lichtes erfolgt über einen UV-Filter (UG11).

Abschwächer

Zur Simulation unterschiedlicher Fragmente wird ein Abschwächer benötigt. Hierzu dient ein Abschwächerrad, mit dem es möglich ist, optische Dichten von $D=0.1$ - 2.0 , was eine Abschwächung des Laserstrahls bis zu einem Faktor hundert zulässt, zu durchfahren. Das Abschwächerrad besteht aus einer auf 285 Grad kontinuierlich stärker be-

dampften Glasscheibe und ist in Schritten von $D=0.2$ kalibriert. Mit Hilfe einer Motorsteuerung ist es möglich, immer wieder einzelne Punkte anzufahren. Zur Vermeidung von Reflexionen zurück in den Resonator des Lasers und so von Intensitätsschwankungen, ist es in einem spitzen Winkel zur Strahlrichtung angebracht. Dies ist notwendig, damit nicht aufgrund des Walks durch unterschiedlich große Signale verschiedene Startzeiten entstehen. Um den gesamten dynamischen Bereich abzudecken, sind noch zusätzlich Abschwächer nötig, die in den Strahlengang eingebracht werden. Hierzu stehen zwei Absorber mit optischen Dichten $D=1$ und $D=2$ zur Verfügung. Diese können im Gegensatz zu dem Abschwächerrad gerade in den Strahlengang eingebracht werden, da sie das Licht absorbieren.

Intensitätsreferenz

Als weitere Referenz neben dem Startzähler wird eine Intensitätsreferenz (Abb.7) gebraucht. Deren Aufgabe ist es, Schwankungen in der Laserintensität zu überwachen und die einfallende Lichtintensität zu messen. Hierzu verwendet man meist Fotodioden, da deren Signal über einen größeren dynamischen Bereich als bei Fotovervielfachern linear zur einfallenden Lichtintensität ist.

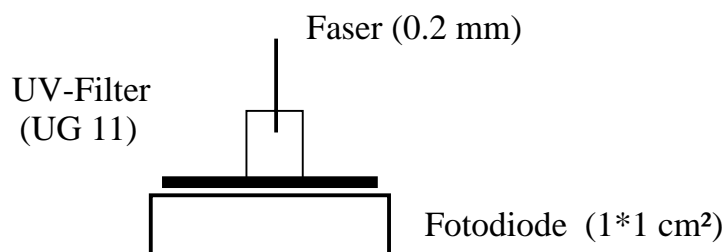


Abbildung 7: Als Intensitätsreferenz dient eine Fotodiode, die als Fotoelement betrieben wird. Auch hier erfolgt die Einkopplung des UV-Lichtes über einen UV-Filter (UG11).

Wie beim Startzähler, jedoch nach dem Abschwächer, wird über einen Beamsplitter ein Teil des Strahles ausgelenkt und in eine Quarzfaser eingekoppelt. Mit dieser wird dann die Fotodiode, die als Fotoelement betrieben wird, ausgeleuchtet. Auch hier dient

wieder ein auf die Fotodiode aufgeklebter UV-Filter zum Schutz vor anderen Lichtkomponenten.

Um über den gesamten dynamischen Bereich eine Intensitätsreferenz zu haben, die im linearen Bereich arbeitet, wurden drei Fotodioden mit unterschiedlichen Lichtintensitäten versorgt. Abb. 8 zeigt das Verhalten der Fotodioden für die kleinste und größte Intensität. Die linke Fotodiode, die mit einer großen Lichtintensität versorgt

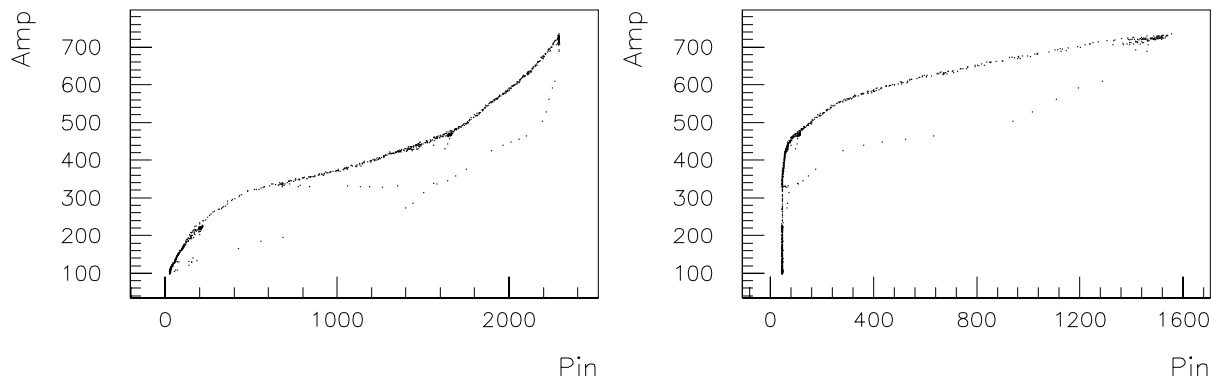


Abbildung 8: Die linke Fotodiode wird mit großen Intensitäten versorgt, damit sie auch für kleine Laseramplituden Signale liefert. Sie arbeitet jedoch nur in der unteren Hälfte im linearen Bereich. Im rechten Bild wurde die Intensität gerade so gewählt, daß die Fotodiode auch für die höchsten Laserintensitäten im linearen Bereich arbeitet.

wird, arbeitet im unteren Amplitudenbereich linear. Das Abknicken zeigt deutlich, wie das Signal des Fotoervielfachers in Sättigung geht. Bei größeren Amplituden verläßt die Fotodiode den linearen Bereich, was ein Abknicken in entgegengesetzter Richtung zur Folge hat. Daß die Fotodiode in diesem Bereich wirklich linear arbeitet, und das Abknicken ein Sättigungseffekt ist, wird überprüft, indem man das Signal zweier Fotodioden gegeneinander aufträgt. Die Fotodiode im rechten Bild wird mit der maximalen Lichtintensität versorgt, die ein Arbeiten im linearen Bereich bei den größten Laseramplituden gerade noch zuläßt. Hier sind im unteren Bereich die Amplituden zu klein, um ein Signal zu liefern. Eine dritte Fotodiode deckt den Bereich dazwischen ab.

Schließlich wird das Licht wieder mit Hilfe einer Sammellinse in eine 1mm Quarzfaser

eingekoppelt. Diese führt zu einem in das Modul integrierten 8-fach Split, der die acht Szintillatoren des Moduls mit Intensitätsunterschieden kleiner 3 % versorgt [Schü 91].

2.2.2 Elektronik und Datenaufnahme

Für die Kalibrierung der Flugzeiten waren vor allem eine Zeitaufösung des Startzählers und das zeitliche Verhalten beider Röhren von Bedeutung. Zur Ladungskalibrierung benötigte man eine Intensitätsreferenz und die Amplituden der Fotoervielfacher. Abb.9 zeigt den Aufbau der Elektronik und Datenaufnahme.

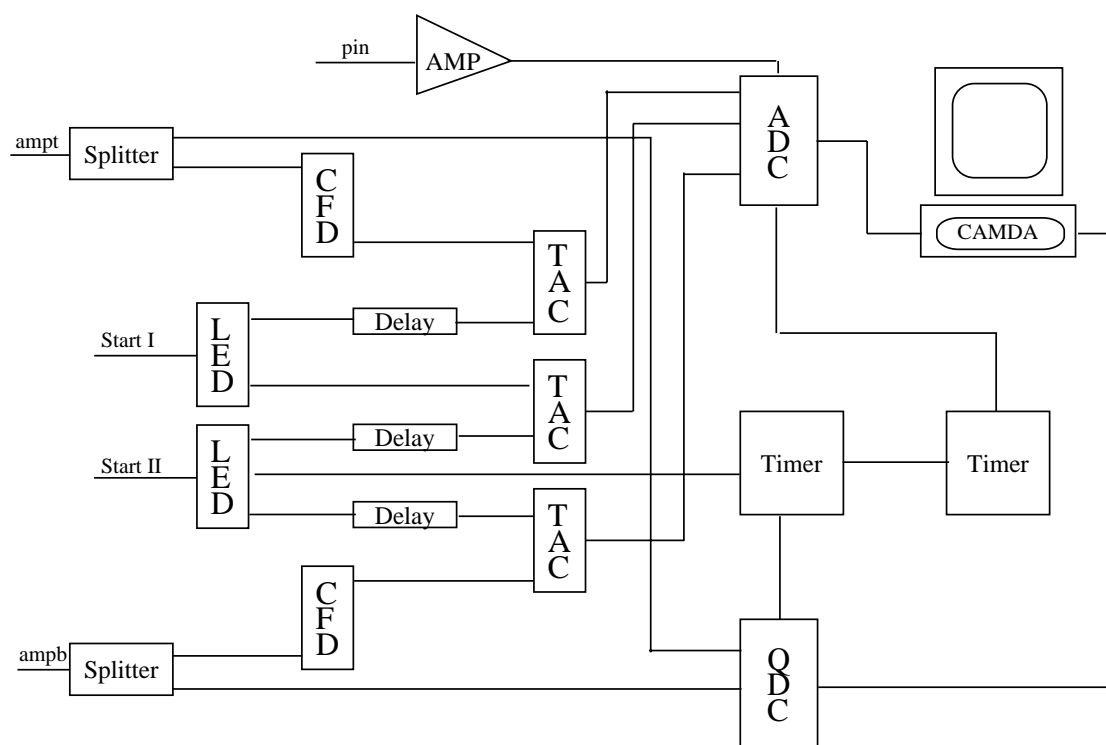


Abbildung 9: Aufbau der Elektronik und Datenaufnahme im Labor

In einer Splitterbox werden die Röhrensingale in einen Amplituden- und einen Zeitast aufgespalten. Dies ermöglicht die parallele Verwendung des Signals für die Amplitudenbestimmung und als Stop für die Zeitmessung. Die Amplituden werden über die

gesamte Signaldauer mit Hilfe eines ladungsempfindlichen Analog-Digital-Konverters (QDC) digitalisiert.

Die beiden Time-to-Amplitude-Konverter (TAC) werden über einen Leading-Edge-Diskriminator (LED) gestartet und von den Amplitudensignalen über einen Constant-Fraction-Discriminator (CFD) gestoppt. Die Auslese erfolgt über einen Analog-Digital-Konverter (ADC). Aufgrund der konstant großen Signale des Startzählers benutzen wir hier einen LED mit einer Schwelle von -1V, während die in einem weiten Bereich variierende Signale der Amplituden einen CFD notwendig machen.

Um eine Information über die Zeitauflösung des Startzählers zu bekommen, wird ein weiterer TAC von der einen Startröhre gestartet und der anderen gestoppt.

Das Signal der Fotodiode gelangt über einen Verstärker in den ADC.

Der Zeitraum, über den die Signale im QDC und ADC digitalisiert werden, wird von zwei Timern bestimmt, die als Gate-Generatoren genutzt und vom Startzähler gestartet werden. Die Auslese des QDC und des ADC erfolgt mit dem Daten-Aufnahmesystem Camda über einen PC.

2.3 Bestimmung der Flugzeiten der Fragmente

Zur Bestimmung der Flugzeiten dient der Startzähler, der den Zeitnullpunkt festlegt, zu welchem die Reaktion im Target stattfand, und die Flugzeitwand, die relativ dazu den Zeitpunkt des Auftreffens eines Fragments t_{TOF} liefern soll. Als Meßgrößen ergeben sich für obere und untere Röhre :

$$t = t_{TOF} + t_y + t_{walk} + c_{chan} \quad (4)$$

Hierbei ist t_y die Zeit, die das Licht vom Entstehungsort zur Fotokathode braucht. c_{chan} umfaßt die Verarbeitungszeiten in der Elektronik und die Laufzeit in den Verzögerungsleitungen. In t_{walk} sind alle zeitlichen Verschiebungen zusammengefaßt, die durch unterschiedliche Lichtintensitäten entstehen. Sie umfaßt zum einen die verschiedenen Laufzeiten für unterschiedlich hohe Signale im Fotovervielfacher. Zum anderen ist die Abhängigkeit des Triggerzeitpunktes von der Signalamplitude in ihr enthalten, die anhand der Abb. 10 erläutert werden soll.

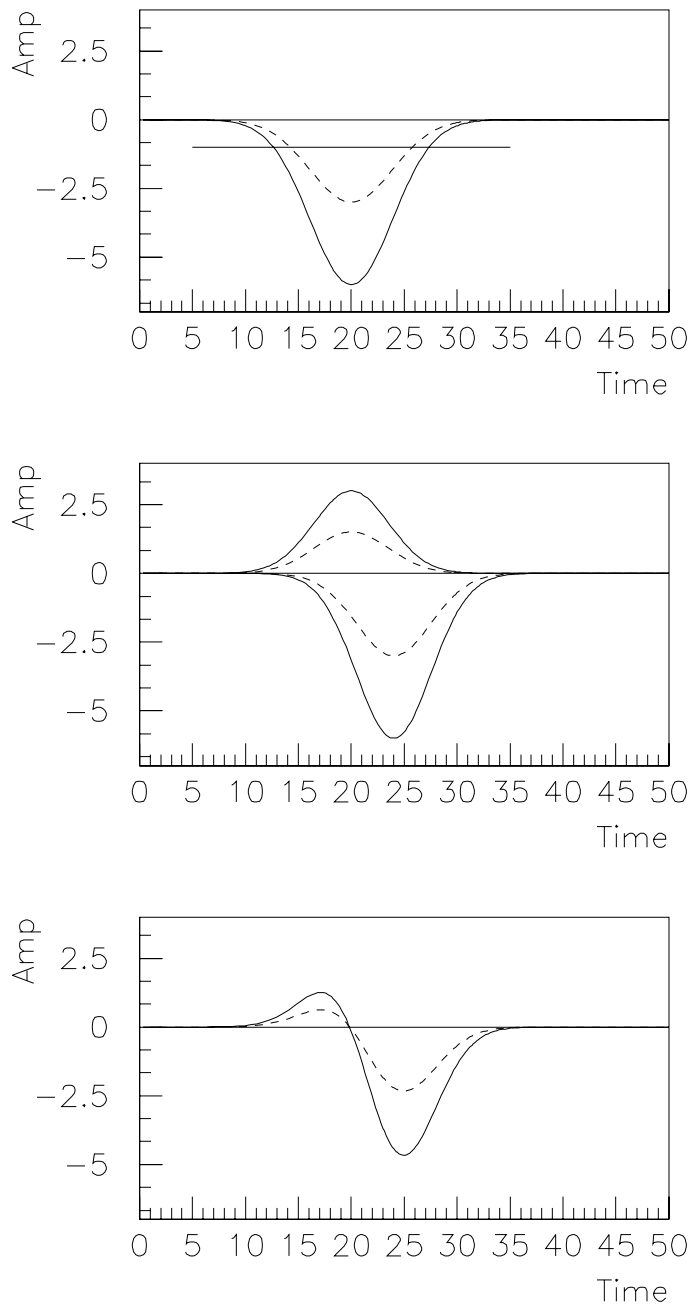


Abbildung 10: *Prinzip eines Constant-Fraction-Discriminator.*

Das erste Bild zeigt zwei Signale, deren Anstiegsflanken aufgrund der unterschiedlichen Amplituden verschiedene Steigungen haben. Stoppt man die TDCs nun bei einer konstanten Amplitude z.B. -1V, so erhält man unterschiedliche Triggerzeitpunkte, obwohl die Fragmente zur gleichen Zeit auf den Szintillator getroffen sind. Ein solcher Fehler kommt nicht zustande, wenn die TDCs mit einem konstanten Bruchteil des Signals gestoppt werden. Hierzu wird das Signal in zwei Teile aufgespalten. Der erste Teil wird abgeschwächt und invertiert, während der zweite Teil verzögert wird (2.Bild). Addiert man nun beide Signale, so zeigt sich, daß der Nulldurchgang unabhängig von der Signalhöhe ist (3.Bild).

Vorraussetzung hierfür ist jedoch, daß es sich um selbstähnliche Signale, d.h., Signale gleicher Form handelt. Diese Annahme ist jedoch nur für den unteren Teil des dynamischen Bereichs ($Z < 25$) richtig. Hier liefert der Fotovervielfacher gaussförmige Signale, deren Amplitude mit zunehmender Lichtintensität ansteigt. Danach geht das Signal in Sättigung, d.h, es nimmt nur noch in der Breite zu, so daß sich fast rechteckförmige Signale ergeben. Mit dem von uns verwendeten Constant-Fraction Diskriminator ist es also möglich, die amplitudenabhängigen Triggerzeitpunkte im unteren dynamischen Bereich zu vermeiden. Wegen der unterschiedlichen Triggerzeitpunkte im oberen dynamischen Bereich und der amplitudenabhängigen Laufzeiten im Fotovervielfacher ist eine Walkkorrektur jedoch nötig.

Um die physikalisch interessante Größe t_{TOF} zu erhalten, ist es notwendig, die Korrekturen t_{walk} , t_y und c_{chan} zu bestimmen. Hierzu kann zumindest für einen Teil der Wand der Strahl direkt verwendet werden. Eine zweite Möglichkeit besteht darin, die Szintillatoren mit Hilfe eines UV-Lasers anzuregen. Im folgenden werden beide Methoden vorgestellt, und die Vor- und Nachteile erläutert.

Variiert man den Strom des Dipolmagneten, so ist es möglich, den Strahl über die einzelnen Szintillatoren zu schwenken. Hierbei ist t_y konstant und kann daher null gesetzt werden. Aus der bekannten Strahlgeschwindigkeit und zurückgelegten Weg ist es möglich, die Flugzeiten zu bestimmen. Setzt man den Zeitnullpunkt der Walkkorrektur für Strahlteilchen, so erhält man:

$$c_{chan} = t - t_{TOF,Strahl} \quad (5)$$

Bei der Bestimmung von c_{chan} mit Hilfe des Lasers tritt an die Stelle der Flugzeit die Zeit, welches das Licht braucht, um vom Startzähler zum Szintillator zu gelangen.

Zur Bestimmung von t_{walk} muß man verschiedene Amplituden zu bekannten Zeitpunkten erzeugen. Eine Möglichkeit ist das Ausnutzen der durch das Umbiegen des Strahles entstehende Ritzenschießer im Szintillator, die in Abb. 11 veranschaulicht sind.

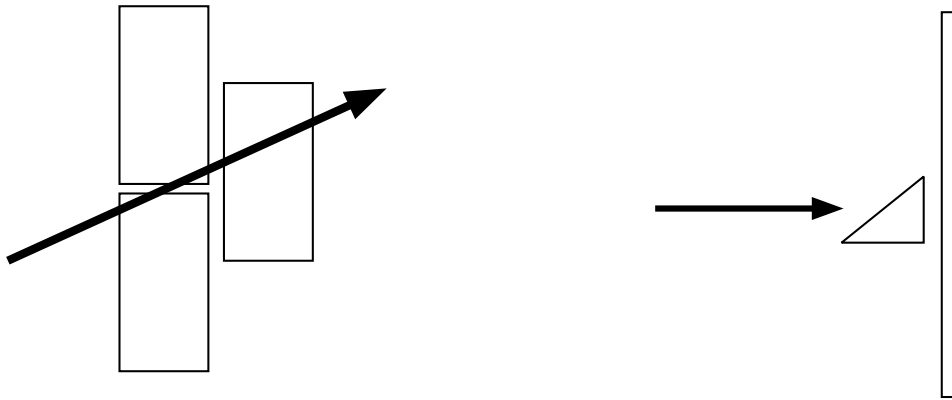


Abbildung 11: *Prinzip der Ritzenschießer- und Keilmethode*

Beim Passieren zweier Szintillatoren in einer Wand teilt sich der Energieverlust auf diese beiden Szintillatoren auf. Je nach Länge der Wegstrecke, die im Szintillator zurückgelegt wurde, entstehen verschieden große Lichtintensitäten. Handelt es sich bei dem Ritzenschießer um ein Strahlteilchen, was durch Identifikation in der anderen Wand, die um die Breite eines halben Szintillators versetzt ist, überprüft werden kann, so ist die Flugzeit wieder bekannt. Da auch hier t_y wieder konstant ist und so null gesetzt werden kann, erhält man:

$$t_{walk} = t - t_{TOF,Strahl} - c_{chan} \quad (6)$$

Abb. 12 zeigt eine solche Walkfunktion. Es ergibt sich eine gute Statistik für beide Enden des Ladungsspektrums. Am oberen Ende handelt es sich um die Strahlteilchen

selbst. Hier wird der Zeitnullpunkt der Walkkorrektur festgelegt. Die Vielzahl der kleinen Amplituden wird durch δ -Elektronen-Schauer und optische Übersprecher zwischen zwei Szintillatoren erzeugt. Im Bereich dazwischen sieht man den Nachteil dieser Methode, die geringe Statistik der Ritzenschießer. Eine einfache geometrische Abschätzung für die Anzahl der Ritzenschießer, die von einem maximalen Ablenkwinkel von 7 Grad durch den Dipolmagneten ausgeht, ergibt nur 5% der Strahlteilchen.

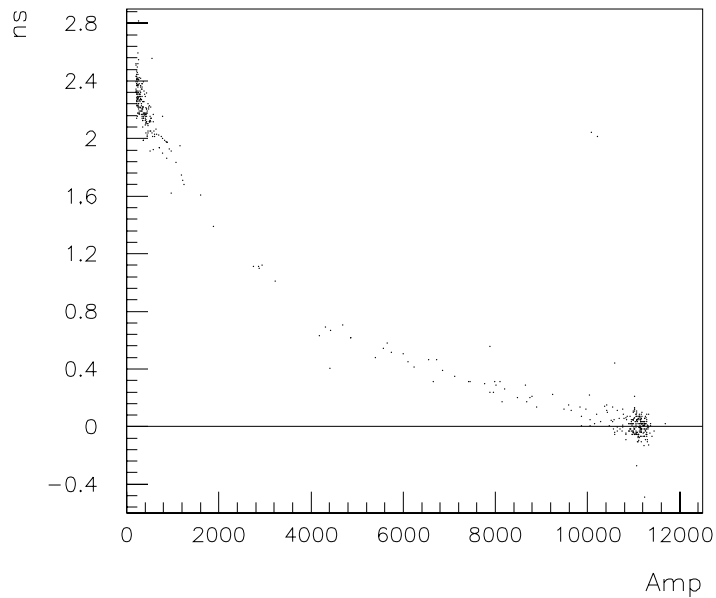


Abbildung 12: Eine mit Ritzenschießern bestimmte Walkfunktion. Man erkennt die geringe Statistik im mittleren Ladungsbereich.

Aufgrund des begrenzten Biegevermögens des Magneten ist die eben beschriebene Walkkorrektur mit Hilfe des Strahls abhängig von der Strahlenergie immer nur für einen Teil der Flugzeitwand möglich. Um eine Zeitkalibration auch für den Rest der Wand zu ermöglichen, und um kostbare Strahlzeit zu sparen, sollte die Kalibration mit Hilfe des im vorherigen Abschnitt vorgestellten Lasersystems erfolgen.

Dazu wurde der Szintillator mit Hilfe des Lasers zu einer festen Zeit mit unterschied-

lichen Intensitäten angeregt. Weil die Abschwächung des Abschwächerrades nicht ausreichte, um auch leicht niedrig geladene Fragmente zu simulieren, wurde die Walkbestimmung in zwei dynamische Bereiche aufgeteilt. Dieses wurde erreicht, indem man eine Eichkurve mit laufendem Abschwächerrad aufnahm und für die zweite zusätzlich Absorber in den Strahlengang einbrachte. Beim Übereinanderlegen der Kurven traten bei etwa einem Drittel der Röhren unerwartete Sprünge in der Walkfunktion auf. Weiter zeigte sich, daß auch die mit dem Laser gemessenen Walkfunktionen, bei denen keine Sprünge auftraten, nicht mit den aus den Ritzenschießern ermittelten übereinstimmten. Es trat eine wesentlich größere Amplitudenabhängigkeit des Triggerzeitpunktes auf.

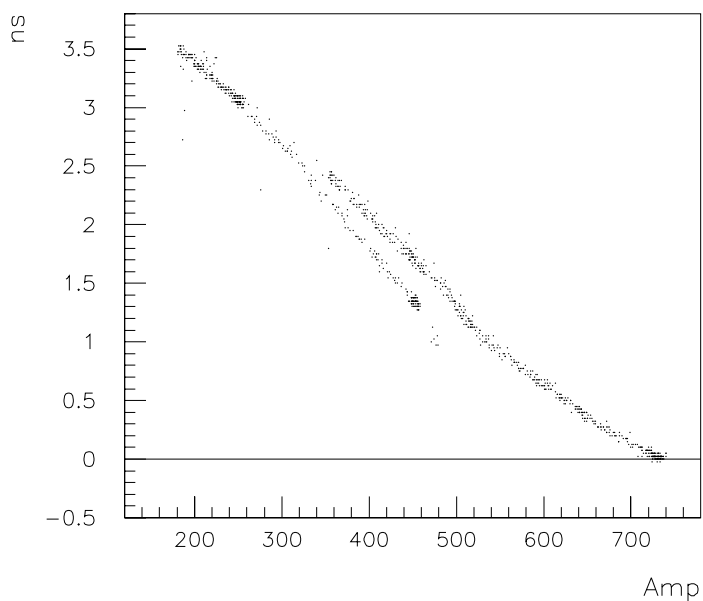


Abbildung 13: *Eine mit Hilfe des Lasers bestimmte Walkfunktion. Die Doppelstruktur trat bei rund einem Drittel der Kanäle auf.*

Es gab für beide Methoden Gründe, sie anzuzweifeln. So wird bei der Anregung des Szintillators durch den Laser das Licht bereits vollständig an der Oberfläche des Szintillators absorbiert, während ein durchfliegendes Teilchen den Szintillator entlang der

gesamten Spur anregt. Auch einer Anregung nur am Rand des Szintillators, wie sie bei Ritzenschießern vorkommt, wollte man nach diesen beiden unterschiedlichen Ergebnissen nicht trauen. Über den Verlauf der Walkfunktion sollte eine dritte Methode Aufschluß geben, bei der wieder der Strahl Verwendung findet.

Auch bei der Bestimmung der Walkfunktion mit Hilfe der Keilmethode (Abb. 11) wird der Strahl über die Wand geschwenkt. In einem Keil, der horizontal vor der Wand angebracht ist, wird ein Teil des Strahls abgebremst. Der andere Teil produziert durch Kernreaktionen im Keil Fragmente verschiedener Ladung. Auch hier ist es möglich, über die Strahlgeschwindigkeit den Zeitnullpunkt zu bestimmen und so eine Walkkorrektur durchzuführen. Da es sich bei den Strahlteilchen um minimalionisierende Teilchen handelt, deren Energieverlust im Szintillator bei niedrigeren Geschwindigkeiten größer ist, erhält man auch Amplituden, die überhalb der von Strahlteilchen liegen.

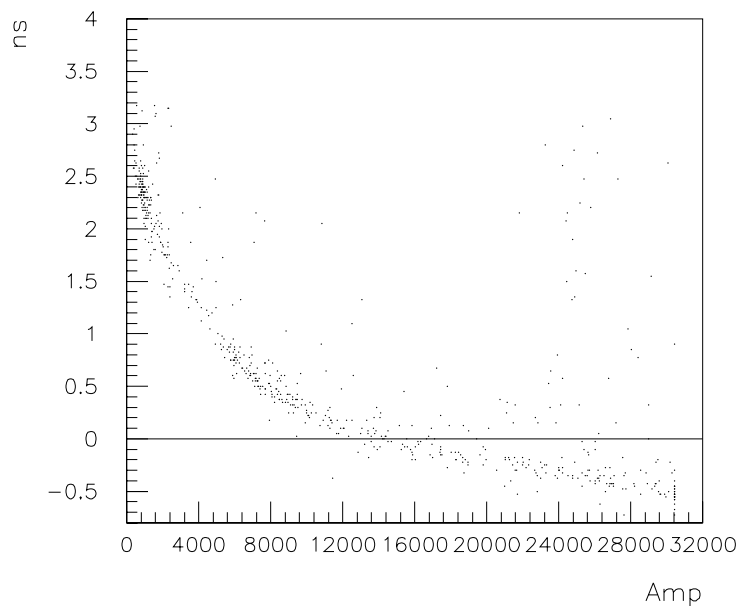


Abbildung 14: Die mit dem Keil aufgenommene Walkfunktion. Man erkennt eine relativ gleichmäßige Statistik über den gesamten dynamischen Bereich.

Die mit dieser Keilmethode gewonnenen Ergebnisse bestätigen die Walkfunktionen der Ritzenschießermethode. Gleichzeitig fällt der Hauptnachteil der Ritzenschießermethode, die geringe Statistik, weg. Die Kalibrierung ist mit wenig Strahlzeit möglich. Um die Vakuumkammer nicht zur Anbringung des Keils öffnen zu müssen, ist eine Verschiebeeinrichtung in der Kammer nötig.

Ungewiß bleibt, warum der mit Hilfe des Lasers bestimmte Walk nicht mit dem aus dem Experiment übereinstimmt. Eine mögliche Erklärung wäre die Anregung unterschiedlicher Niveaus mit unterschiedlichen Zeitkonstanten im Szintillator.

Mit Hilfe des Strahls ist es möglich, die Zeitnullpunkte und die Walkkorrektur für die zentralen Kanäle zu bestimmen. Ein Problem stellt jedoch die Kalibrierung der beiden äußeren Teile der Flugzeitwand dar. Hier kommt einem entgegen, daß die benötigte Zeitauflösung geringer ist, da in den äußeren Teilen nur leichte Fragmente ($Z < 15$) detektiert werden. Damit ist der dynamische Bereich und damit auch die maximale Walkkorrektur kleiner. Da sich aber gezeigt hat, daß der Walk im unteren Ladungsbereich sehr groß ist, kann auf eine Walkkorrektur nicht verzichtet werden. Hilfreich wäre es, wenn alle Walkfunktionen einen gemeinsamen Verlauf hätten. Diese Vermutung ist begründet, da die Signale auf dem Weg zur Elektronik in einem 30m langen Kabel verzögert werden, wobei sich die Signalformen ändern. Erhält man für gleiche Ladungen gleiche Signalformen, so müßten die Walkfunktionen bei gleicher Einstellung der Diskriminatoren übereinstimmen.

Abb. 15 zeigt die Walkfunktionen der oberen Kanäle der ersten Wand, wobei sich die Abweichungen auf der Zeitachse durch die noch nicht erfolgte Flugzeitkorrektur erklären lassen. Man erkennt deutlich die Übereinstimmungen im Verlauf, wodurch eine ausreichende Walkkorrektur für die äußeren Kanäle möglich sein sollte. Ob eine Bestimmung von c_{chan} mit Hilfe des Lasers Ergebnisse liefert, die eine ausreichende Massenauflösung zulassen, muß sich noch zeigen.

Nach der Korrektur der Meßgröße t um c_{chan} und t_{walk} erhält man die Flugzeiten aus dem arithmetischen Mittel vom oberen und unteren Kanal:

$$t_{TOF} = \frac{t_{top} + t_{bot}}{2} \quad (7)$$

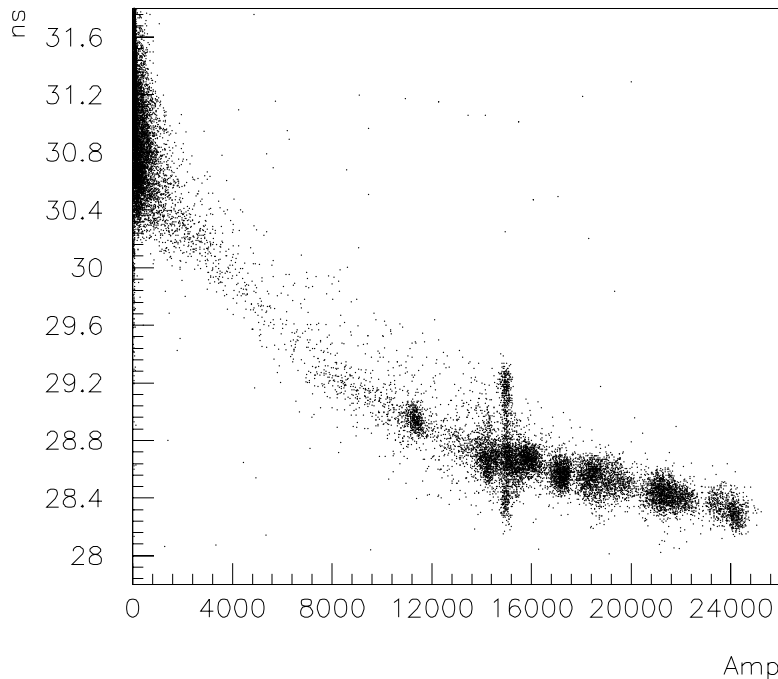


Abbildung 15: Walkfunktion aus Ritzenschießern für alle mit dem Strahl erreichbaren oberen Kanäle der ersten Wand. Es scheint eine einheitliche Walkkorrektur für alle Kanäle möglich.

Es fällt auf, daß der Walk gerade in den unteren Amplitudenbereichen, wo der elektronische Walk gering sein sollte, groß ist. Man vermutet daher zunächst, daß die Diskriminatoren falsch eingestellt waren. Tests mit verschiedenen Einstellungen brachten jedoch nur leichte Veränderungen im unteren Bereich, woraus man schließen kann, daß es sich hierbei um die amplitudenabhängigen Laufzeitunterschiede in der Röhre handelt. Im oberen Bereich, in dem das Amplitudensignal gesättigt ist, wurden keine Veränderungen festgestellt [Schü 93].

2.4 Identifikation der Fragmente in der Flugzeitwand

Ziel der Ladungskalibrierung ist es, jedem Fragment, welches auf die Flugzeitwand trifft, eine Ladung Z zuordnen zu können, und die Röhren so anzugleichen, daß gleiche Fragmente, die mit gleicher Geschwindigkeit im gleichen Abstand zur Fotokathode

auftreffen, die gleiche Kanalzahl liefern. Zum besseren Verständnis ist es sinnvoll, die Vorgänge im Szintillator und Fotoervielfacher gedanklich zu trennen.

Nach Gleichung 3 ist der Energieverlust bei gegebenem Szintillatormaterial nur abhängig von der Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens. Der Szintillationsprozeß selbst beruht auf der Anregung komplexer Moleküle und deren nachfolgenden Übergang in den Grundzustand, wobei primäres Licht einer Wellenlänge abgegeben wird. Von dort erfolgt die Lichtleitung im Szintillator ($n=1.56$) durch Totalreflexion an der Grenzschicht Szintillator gegen Luft ($\alpha_G=45^\circ$). Hierbei kommt es neben der exponentiellen, wellenlängenabhängigen Dämpfung im Szintillationsmaterial zu Reflexionsverlusten, die besonders bei stabförmigen Szintillatoren von Bedeutung sind. Diese Verluste kann man in einer geometrischen Abschwächungslänge λ_G berücksichtigen. Ein weiterer die Abschwächungslänge beeinflussender Faktor ist das Vorhandensein von Wellenlängenschiebern, die im UV-Bereich absorbieren und im sichtbaren Bereich ($\lambda = 426 \text{ nm}$) emittieren. Diese sind nötig, damit das abgegebene Licht nicht gleich wieder absorbiert wird, wodurch eine kleine Abschwächungslänge erreicht wird. Der Nachweis der kurzwelligen (blauen) Komponente bedeutet neben dem Nachweis der direkten Komponente für Szintillationsprozesse, welche an den Enden des Szintillatorstabes stattfinden, eine Erhöhung der Abschwächungslänge. Während die direkte Komponente nur einen Einfluß bis zu 5cm hat, beeinflusst die blaue Komponente die Abschwächung bis zu einem Abstand von 20cm [Schü 91]. Die Lichtintensität $A(Z,v)$, die der Fotoervielfacher sieht und damit die Ladung des Anodensignals ist also nicht nur eine Funktion der Kernladung und Geschwindigkeit sondern auch vom Auftreffort.

$$Q_{PMTi} = f_i(A(Z, v)g_i(r)) \quad (8)$$

Weiterhin hat die Güte der optischen Ankopplung des Fotoervielfachers an den Szintillator Einfluß auf das Anodensignal. Dies findet Berücksichtigung bei der Bestimmung der Verstärkung der einzelnen Fotoervielfacher.

Unter der Annahme einer exponentiellen Abschwächung des Lichtes im Szintillator läßt sich die Ortsabhängigkeit durch die Bildung des geometrischen Mittels aus oberer (Top) und unterer (Bot) Röhre eliminieren. In der Analyse geht man von der geometri-

schen Abschwächungslänge aus, die für die mittleren 70 cm des Szintillators Gültigkeit besitzt, in dem der Großteil der Fragmente ankommt. Man nimmt an, daß sie für alle Szintillatoren gleich ist.

$$\begin{aligned} A_{Top} &= A(Z, v)e^{\lambda r_t} & A_{Bot} &= A(Z, v)e^{\lambda r_b} \\ A &= \sqrt{A_{Top} * A_{Bot}} = A(Z, v) * const. \end{aligned} \quad (9)$$

$A(Z, v)$ = Lichtintensität am Entstehungsort
 A_{Top}/A_{Bot} = Lichtintensität an oberer/unterer Röhre
 λ = Abschwächungslänge im Szintillator
 r_t/r_b = Abstand des Entstehungsortes des Szintillatorlichts zur oberen/unteren Fotokathode mit $L = r_t + r_b = const.$

Die gemittelte Lichtintensität aus oberem und unterem Ende ist also nur abhängig von der Kernladungszahl und der Geschwindigkeit des Fragments.

Bei hohen Strahlenergien wird die Abhängigkeit der Lichtintensität von der Geschwindigkeit immer schwächer. Dies liegt zum einen daran, daß die schweren Fragmente nur gering von der Strahlgeschwindigkeit abweichen, zum anderen, daß die Energie der Fragmente im minimalionisierenden Bereich liegt, in dem der Energieverlust nur wenig von der Geschwindigkeit abhängt. Auch für leichtere Fragmente nimmt die Geschwindigkeitsvariation mit zunehmender Energie ab. Durch die Korrektur auf die Geschwindigkeit werden bei sehr hohen Strahlenergien also nur geringfügige Verbesserungen der Ladungsauflösung erreicht. Da die Korrektur auf die Geschwindigkeit der letzte Schritt der Ladungsidentifikation ist, wird im folgenden in einer ersten Näherung die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit vernachlässigt.

Bei der Zuordnung der Anodenladung Q_{PMT} zu einer Lichtintensität und somit zu einer Ladung Z muß folgendes beachtet werden:

1. Jede Röhre hat einen anderen Verstärkungsfaktor (Gain). Zwischen stärkster und schwächster Röhre liegt etwa ein Faktor drei.

2. Die Anodenladung ist über den großen dynamischen Bereich nicht linear zur einfallenden Lichtintensität. Dies ist durch die bei großen Strömen im Fotovervielfacher auftretenden Raumladungseffekte speziell im Bereich der hinteren Dynoden zu erklären. Der Verstärkungsfaktor einer Röhre variiert also mit der einfallenden Lichtintensität.
3. Die große Anzahl der Fotovervielfacher: Es müssen für die Analyse alle vierhundert Kanäle so aufeinander abgeglichen werden, daß gleiche korrigierte Amplituden gleichen Kernladungen zugeordnet werden.

Die Anodenladung für eine konstante Lichtintensität variiert abhängig vom Fotovervielfacher stark. Daher ist es für die Ladungskalibrierung notwendig die Response für jede Röhre getrennt zu bestimmen:

$$Q_{PMT} = Q(\text{Licht}, PMT - Nr.) \quad (10)$$

Das Experiment erlaubt eine einfache Bestimmung der Response an beiden Enden des Ladungsspektrums. Am unteren Ende ist dies mit α -Teilchen möglich. Hier ist aufgrund der guten Statistik eine einfache Zuordnung Ladung-Amplitude möglich. Indem man den Strahl mit Hilfe des Dipolmagneten über die einzelnen Szintillatoren schwenkt, erhält man die Response für Strahlteilchen. Dies ist jedoch aufgrund des begrenzten Biegevermögens des Magneten abhängig von der Strahlenergie wieder nur für einen Teil der Flugzeitwand möglich. Um die Funktion vollständig und für alle Fotovervielfacher zu messen, ist es notwendig, das Signal jeder Röhre über den gesamten dynamischen Bereich gegen die eingebrachte Lichtmenge aufzutragen. Auch hierzu sollte das Lasersystem dienen. Auch wenn das zeitliche Verhalten durch den Laser nicht richtig wiedergegeben wird, so sollte eine Responsebestimmung dennoch möglich sein, da es hierbei keinen Unterschied machen sollte, wie das Licht entstanden ist.

Die lineare Wiedergabe der Lichtintensität durch die Fotodiode [Kre 88] erlaubt die Response der Röhren über diesen Bereich direkt zu messen, indem man die gemessene

Anodenladung gegen das Signal der Fotodiode aufträgt.

Auch hier war es wieder notwendig die Kalibrierung in zwei dynamische Bereiche aufzuteilen. Beim Übereinanderlegen der beiden Kurven traten auch hier bei etwa einem Drittel der Kanäle unerwartete Doppelstrukturen auf.

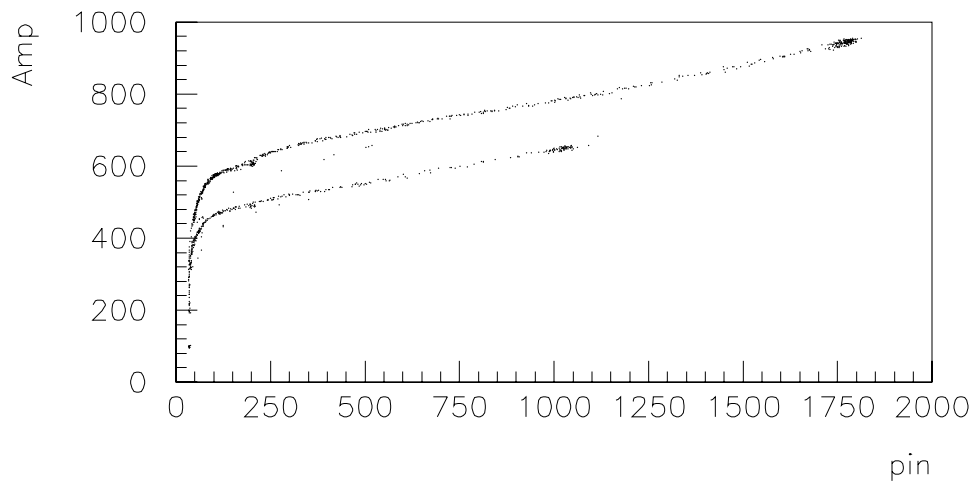


Abbildung 16: Die bei der Ladungseichung aufgetretene Doppelstruktur. Bei gleicher Intensität des einfallenden Lichtes bilden sich für die zwei dynamischen Bereiche verschiedene Amplitudenniveaus aus.

Abb. 16 zeigt eine solche Struktur, bei der deutlich zwei Amplitudenniveaus für eine Lichtintensität zu erkennen sind. Die mit einem zusätzlichen Absorber aufgenommene Linie lag nur in einem Prozent der Fälle über ansonsten unter der anderen. Es traten keine Korrelationen zwischen oberem und unterem Kanal eines Szintillatorstabes auf. Aufgrund der Doppelstrukturen war es mit den Flugzeitwandsignalen nicht möglich, für diese Szintillatoren eine eindeutige Ladungskalibrierung durchzuführen. Auch eine Walkkorrektur mit Hilfe der Flugzeitwandsignale ist in dem Fall von Amplitudensprüngen nicht möglich, da der Walk ja gerade als eine Funktion der Amplitude angenommen wird. Ein Sprung der Amplitude würde also auf eine falsche Walkkorrektur führen. Vergleiche mit den Walkfunktionen zeigte, daß hier die gleichen Kanäle betroffen waren. Ziel der Arbeit war es, diesen Effekt zu untersuchen, um eine eindeutige Kalibrierung

zu erreichen.

Generell kam als Verursacher das Lasersystem, der Szintillator oder der Fotovervielfacher in Betracht. Beim Lasersystem fiel der Verdacht im besonderen auf den Absorber, da erst nach dessen Einbringung in den Strahlengang die Doppelstruktur auftrat. Abschwächen mit Hilfe von Blenden, einfachen Glases oder durch Defokussieren des Lasersystems brachte jedoch keine Veränderung und schloß so den Absorber aus. Ein Szintillatoreffekt war unwahrscheinlich, da dann immer beide Röhren eines Szintillatorstabs hätten betroffen sein müssen. Denkbar war, daß sichtbare Komponenten mit einer Vorzugsrichtung in den Szintillator eingekoppelt werden, was das unkorrelierte Verhalten erklären könnte. Durch Anbringung eines UV-Filters (UG11) zwischen Quarzfaser und Szintillator konnte auch dies ausgeschlossen werden. Vorausgesetzt, es handelt sich nicht um einen Elektronikeffekt, was man durch ein einfaches Vertauschen der Kanäle überprüfen kann, blieb nur das System Röhre-Spannungsteiler als Verursacher. Nach Austausch der Röhre gegen einen 1 inch Fotovervielfacher Phillips XP 2972, bei dem diese Doppelstruktur nicht auftrat, ließ sich diese Vermutung bestätigen.

3 Aufbau und Funktion von Fotovervielfachern

Abb.17 zeigt einen typischen Fotovervielfacher. Hinter einem Eintrittsfenster aus Glas oder Quarz sitzt die Kathode aus fotoempfindlichen Material. Ihr folgt eine fokussierende Ebene. Hieran schließen sich mehrere Dynoden, die mit einem stabilisierten Hochspannungsnetzteil über eine Widerstandskette auf verschiedenen Potentialen gehalten werden. Am Ende der Röhre befindet sich die Anode, von der das Signal abgenommen wird. Alle Teile befinden sich in einer evakuierten Glasröhre.

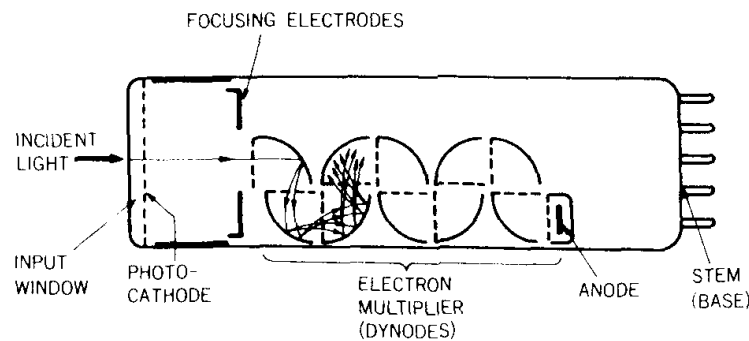


Abbildung 17: Typischer Aufbau eines Fotovervielfachers nach [Ham 88]. Alle Teile befinden sich in einer evakuierten Glasröhre.

3.1 Die Fotokathode

An der Fotokathode werden die ankommenden Photonen durch den fotoelektrischen Effekt in Elektronen umgewandelt. Nach Einsteins Formel

$$E = h\nu - \Phi \quad (11)$$

- E : Kinetische Energie des Elektrons
 ν : Frequenz des einfallenden Lichtes
 Φ : Austrittsarbeit des Elektrons
 h : Plancksches Wirkungsquantum

benötigt man eine minimale Frequenz, damit der Fotoeffekt stattfindet. Überhalb dieser Schwelle variiert die Effizienz stark mit der Frequenz des einfallenden Lichtes. Die Quantenausbeute ist definiert als:

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{Anzahl der Fotoelektronen}}{\text{Zahl der einfallenden Photonen}(\lambda)} \quad (12)$$

wobei λ die Wellenlänge des einfallenden Lichtes ist. Eine äquivalente Größe ist die Strahlungsempfindlichkeit der Kathode, die üblicherweise in Ampere/Watt angegeben wird. [Leo 87]:

$$E(\lambda) = \frac{I_{\kappa}}{P(\lambda)} \quad (13)$$

Hierbei ist I_{κ} der fotoelektrische Strom der Kathode und $P(\lambda)$ die dazugehörige Leistung der einfallenden Strahlung. Beide Größen sind über

$$E(\lambda) = \lambda \eta(\lambda) \frac{e}{hc} \quad (14)$$

miteinander verbunden.

Als Fotokathode stehen heute viele Materialien zur Verfügung. Neben den früher meist verwendeten Halbleitern kommen heute vor allem verschiedene bi- und multi-Alkali Metalle zur Anwendung, wobei sich die Auswahl der Fotokathode immer nach der Anwendung richtet. Für Szintillationslicht nutzt man meist bi-Alkalie Fotokathoden, die in diesem Wellenlängenbereich eine hohe Quantenausbeute haben, während Halbleiter meist dann gewählt werden, wenn Licht eines breiten Wellenlängenbereichs emittiert wird. Ein zusätzliches Kriterium ist die Temperatur der Anwendung. Allen Materialien sollte ein geringes Rauschen gemein sein.

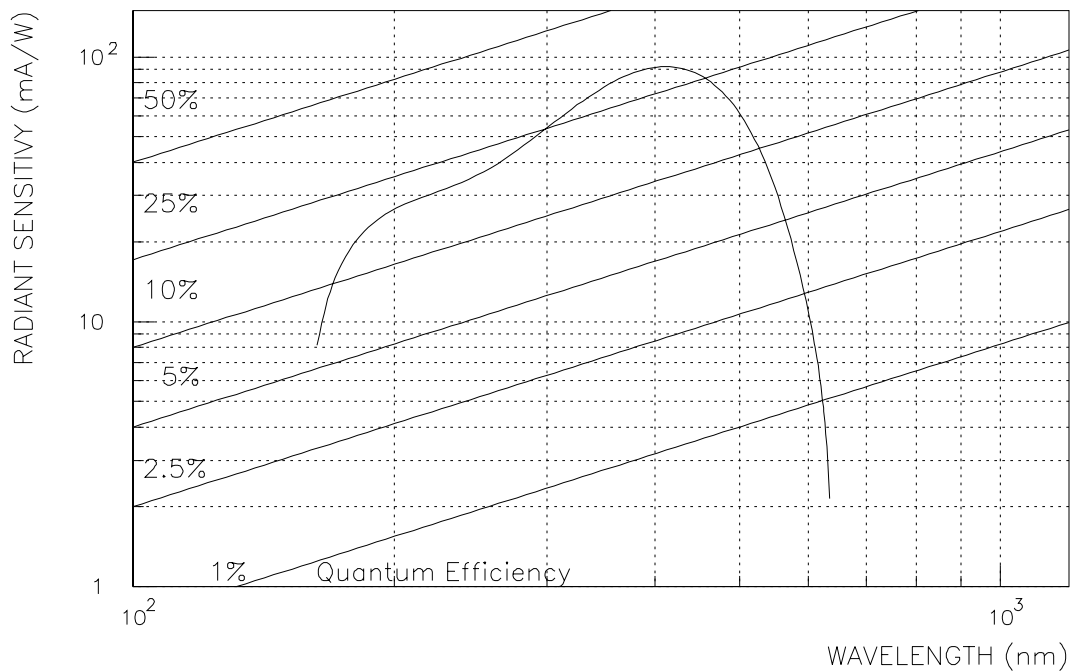


Abbildung 18: Die Strahlungsempfindlichkeit und die Quanteneffizienz des Fotovervielfachers Hamamatsu R 3478 [Ham 88]. Das Emissionsmaximum des Szintillators (BC 408) liegt bei 425 nm.

3.2 Die Fokussierelektrode

Nach der Emission von der Fotokathode müssen die Elektronen auf die erste Dynode fokussiert und dort gesammelt werden. Dies geschieht in der Regel mit einem geeigneten elektrischen Feld, das zwei Anforderungen erfüllen muß :

- Die Sammlung muß möglichst effizient sein, d.h., es sollen alle Elektronen unabhängig vom Punkt des Entstehens auf der Kathode erfaßt werden.
- Die Laufzeit von Kathode zu Dynode soll unabhängig vom Punkt der Emission auf der Kathode möglichst konstant sein. Dies ist besonders für Fotovervielfacher, die für Zeitmessungen eingesetzt werden, wichtig.

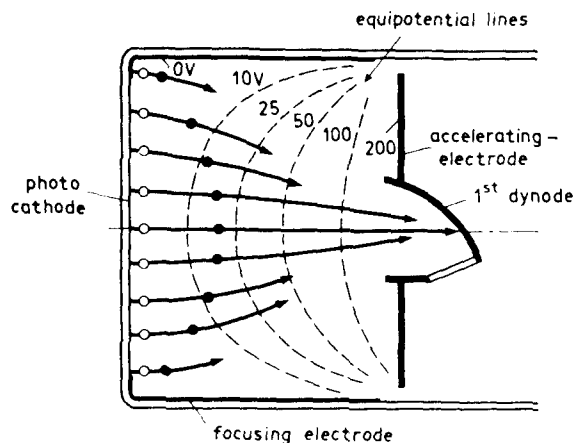


Abbildung 19: Fokusierelektrode für einen typischen Fotovervielfacher

Eine Beschleunigungselektrode, die auf gleichem Potential wie die erste Dynode liegt, zusammen mit zwei Fokusierelektroden an der Glaswand sorgen für ein solches Feld (Abb.19).

3.3 Die Dynoden

Die Dynoden verstärken den schwachen Fotostrom zu einem meßbaren Strom. Dies geschieht nach einem ähnlichen Prinzip wie bei der Fotokathode. Ein beschleunigtes Elektron trifft auf die erste Dynode und erzeugt dort Sekundärelektronen. Diese werden durch das Feld, das sich zwischen den auf verschiedenen Potentialen liegenden Dynoden ausbildet, beschleunigt, und erzeugen dort wiederum Sekundärelektronen. Als Dynodenmaterial werden meist Halbleiter verwendet, da die Dynoden folgende Bedingungen erfüllen sollen:

- Einen hohen Sekundäremissionsfaktor δ
- Stabilität des Sekundäremissionsfaktors unter hoher Belastung
- Geringe thermische Emission (geringes Rauschen)

Aus dem Sekundäremissionsfaktor läßt sich die Verstärkung (Gain) berechnen. Für einen Spannungsteiler mit linearem Spannungsabfall zwischen den Dynoden erhält man:

$$G = \delta^n = (AE^\alpha)^n = \left(A \left(\frac{V}{n+1} \right)^\alpha \right)^n = \frac{A^n}{(n+1)^{\alpha n}} V^{\alpha n} = \text{const.} * V^{\alpha n} \quad (15)$$

Verallgemeinert für einen beliebigen Spannungsteiler

$$G = \prod_{i=1}^n \delta_i = \prod_{i=1}^n A_i E_i^\alpha \quad (16)$$

A : Konstante

E : Spannungsunterschied zwischen zwei Dynoden

V : Angelegte Spannung

δ : Sekundäremissionsfaktor

α : Koeffizient abhängig von der Struktur und dem Material für die Dynoden

n : Anzahl der Dynoden

3.4 Der Spannungsteiler

Im letzten Abschnitt war zu sehen, wie wichtig die Konstanz der Spannungsversorgung für einen gleichbleibenden Verstärkungsfaktor der Röhren ist. Meist benutzt man hierfür ein stabilisiertes Hochspannungsnetzteil in Verbindung mit einem Spannungsteiler. Dies ist eine Kette aus Widerständen, die gerade so gewählt werden, daß sie die gewünschte Spannung an jede der Dynoden liefern.

Hierbei ist darauf zu achten, daß es bei wechselnden Röhrenströmen nicht zu großen Potentialänderungen zwischen den Dynoden kommt. Um eine Linearität von 1% zu gewährleisten, ist ein 100 mal größerer Querstrom im Spannungsteiler als der mittlere Anodenstrom notwendig [Val 87]. Im Pulsbetrieb treten speziell in den letzten Dynoden oft wesentlich höhere Ströme auf. Um auch während dieser Pulse das Zusammenbrechen der Potentiale zu verhindern, werden zwischen die letzten Dynoden Kondensatoren gebracht, die den notwendigen Pulsstrom liefern. Diese werden dann

zwischen zwei Pulsen wieder aufgeladen. In Anwendungen mit sehr hohen Anodenströmen kann es notwendig werden, die letzten Stufen mit einem zweiten Netzteil zu stabilisieren.

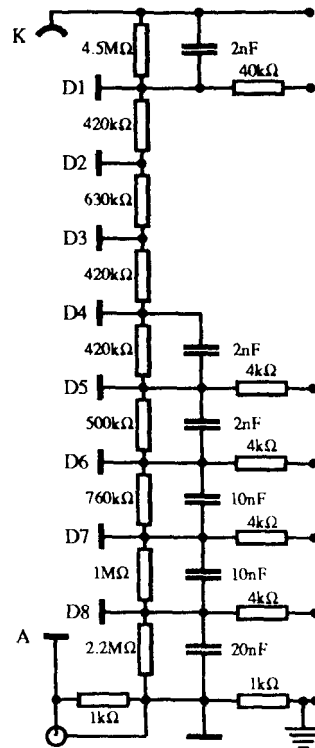


Abbildung 20: Der Spannungsteiler. Neben der getrennten Spannungsversorgung von Kathode und erster Dynode werden die vier letzten Dynoden mit externen Netzteilen versorgt. Dies erlaubt einen geringen Querstrom und daher eine geringe Leistungsaufnahme.

Für den von uns benutzten Fotovervielfacher wurde von der Herstellerfirma ursprünglich ein Spannungsverhältnis von 7-1-1.5-1-1-1-1-1 zwischen Kathode und Anode angegeben. Um eine bessere Linearität zu erreichen, ist es sinnvoll, die Spannungen zwischen den letzten Dynoden wieder ansteigen zu lassen. Von der Herstellerfirma wurde ein zweiter Spannungsteiler mit dem Verhältnis 7-1-1.5-1-1-1.2-1.8-2.4-4.7 vorge-

schlagen. Bei dieser Version verschlechtert sich jedoch die Zeitauflösung um 20% – 30%, da statt fast der Hälfte nun nur noch 1/3 der gesamten Betriebsspannung zwischen Kathode und erster Dynode abfällt.

Abb. 20 zeigt den von uns benutzten Spannungsteiler. Durch die getrennte Hochspannungsversorgung von Kathode und erster Dynode ist es möglich, die Verstärkung unabhängig von den zeitlichen Eigenschaften zu variieren. Die Versorgung der vier letzten Dynoden mit externen Netzteilen (Boosterspannungen) erlaubt einen niedrigen Querstrom und daher eine geringe Leistungsaufnahme. Dies war nötig, um die auftretende Wärmeleistung auch bei reduziertem Druck abführen zu können. Weiterhin ist es mit den Boosterspannungen möglich, die Spannung zwischen den letzten Dynoden zu ändern, und damit die Linearität der Röhre zu beeinflussen. Die Kapazitäten sind so gewählt, daß sich die Spannung aufgrund der entnommenen Ladung weniger als 1% ändert.

Der Spannungsteiler ist auf einer Keramikplatte in SMD-Technik aufgebaut. Dies ermöglichte die Abmessungen einschließlich der Kondensatoren von $22 \times 26 \times 5 \text{ mm}^3$.

3.5 Der Fotovervielfacher Hamamatsu R 3478

Bei dem verwendeten 3/4 inch Fotovervielfacher Hamamatsu R 3478 handelt es sich um eine achtstufige linear fokussierte Röhre mit einer bi-alkalie Fotokathode. Aufgrund der kleinen Fotokathode und den damit verbundenen kurzen Laufzeitunterschieden zur ersten Dynode erreicht man kurze Anstiegszeiten der Signale und dadurch eine gute Zeitauflösung. Bei einer maximalen Spannung von 1800 V zwischen Kathode und Anode besitzt die Röhre einen Verstärkungsfaktor von etwa 2×10^6 . Dieser ist jedoch nicht wesentlich, da die Röhren im Experiment bei einer weitaus geringeren Verstärkung betrieben werden. Die wichtigsten Spezifikationen der Röhre sind in nachfolgender Tabelle zusammengestellt.

Transit-Time-Spread	0.36 ns
Anstiegszeit	1.3 ns
Durchgangszeit	14 ns
Max. Spannung	1800 V
Max. Verstärkungsfaktor	2×10^6
Max. durchschn. Anodenstrom	0.1mA

3.5.1 Signalformen und Laufzeiten

Aufgrund des großen abzudeckenden dynamischen Bereichs variieren die Signalamplituden und Längen sehr stark. So erhält man für Lichtmengen, die dem Energieverlust von α -Teilchen entsprechen, gaußförmige Signale von einigen ns Länge, deren Amplituden knapp über dem Rauschen liegen. Mit steigender Lichtintensität nehmen Amplitude und Halbwertsbreite des Signals zu, bis das Signal in Sättigung geht (saturiert). Danach beobachtet man ein Zunehmen des Signals nur noch in der Breite, so daß sich für Lichtmengen, die dem Energieverlust von Strahlteilchen entsprechen, rechteckförmige Signale von bis zu 100 ns Länge ergeben.

Bei den Messungen wurden zwei Signalanormalitäten gefunden, die bei beiden Spannungsteilern auftraten. Abb. 21 zeigt den Verlauf eines vollständig saturierten Signals. Nach dem 10-50 ns langen eigentlichem gesättigten Signal folgt noch einmal eine mehrere hundert ns langes, kleineres Signal, dessen Amplitude mit zunehmender Lichtintensität anstieg. Eine Signaldauer von insgesamt $1\mu\text{s}$ ist bei einer Durchgangszeit durch die Röhre von 14 ns kaum zu verstehen. Es könnte auf ein kurzzeitiges Zusammenbrechen der Potentiale beim Freisetzen großer Ladungen hindeuten. Dieser Effekt konnte jedoch weder durch die Erhöhung des Querstromes noch durch Variation der Boosterspannung beseitigt werden. Auch das Einlöten zusätzlicher und größerer Kondensatoren in den Spannungsteiler brachte nicht den erhofften Erfolg.

Abb. 21 zeigt eine weitere Anormalität. Es sind deutlich kleine spitze Pulse zu erkennen, die dem Signal überlagert sind und danach mehrere μs andauern. Dies könnte auf eine nicht ausreichende Spannungsfestigkeit der SMD-Kondensatoren hindeuten. Tests

Abbildung 21: *Signalanormalitäten des Fotovervielfachers Ham R 3478. Bei vollständig saturierten Signalen bildet sich eine zweite kleinere Amplitude nach dem eigentlichen Signal. Zusätzlich sind kleine spitze Pulse überlagert.*

mit verschiedenen konventionellen Kondensatoren verliefen jedoch erfolglos.

Weiterhin wurden über den gesamten dynamischen Bereich Laufzeitunterschiede der Signale von ca. 2 ns gemessen, was etwa 15% der Laufzeit der Elektronen in der Röhre entspricht. Erstaunlich war, daß die Laufzeiten in der Röhre mit zunehmender Amplitude abnahmen. Ein umgekehrtes Verhalten hätte man leicht durch entstehende Raumladung und die dadurch verursachte gegenseitige Abstoßung der Elektronen erklären können. Eine mögliche Erklärung ist das Entstehen von fokussierenden Feldern im Fotovervielfacher.

4 Untersuchung der ratenabhängigen Verstärkung

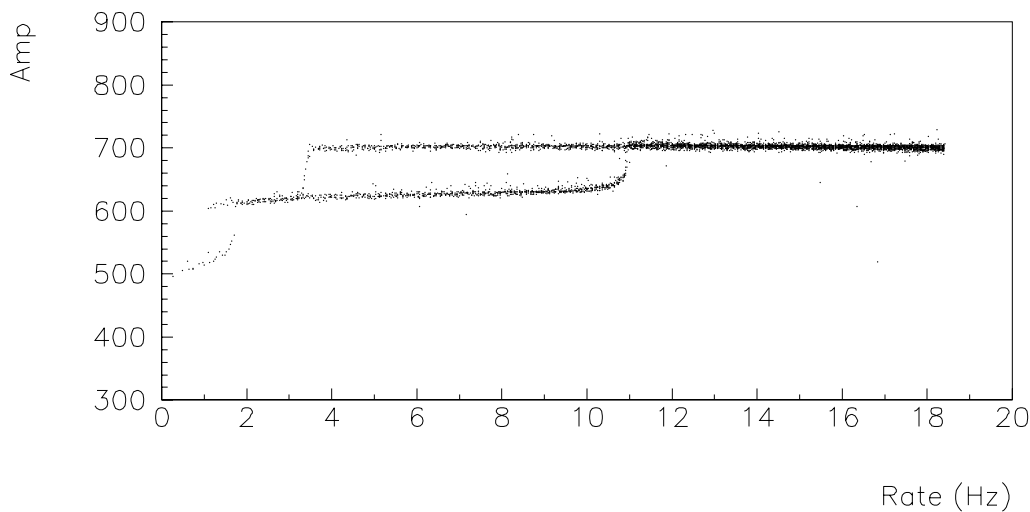


Abbildung 22: *Ratenabhängige Verstärkungsänderung des Fotovervielfachers HAM R 3478. Die Sprünge zwischen zwei Niveaus erfolgen reversibel in Form einer Hysterese.*

Als Ursache der Doppelstruktur bei der Laserkalibrierung wurde eine ratenabhängige Verstärkungsänderung des Fotovervielfachers gefunden. Die Rate wurde mit Hilfe zweier Frequenzgeneratoren über eine Zeitdauer von 20 Minuten kontinuierlich rauf- und runtergefahren. Die Datenaufnahme erfolgte mit einem Ratenmeter über den ADC. Abb. 22 zeigt eine ratenabhängige Verstärkungsänderung bei einer Kathodenspannung von 1150 V und einer Spannung an der ersten Dynode von 800 V.

Es sind deutlich drei Verstärkungsniveaus für verschiedene Zählraten zu erkennen. Bei Frequenzen unterhalb von 1 Hz erhält man ein stabiles Niveau bei 500 Kanälen. Lässt man die Frequenz ansteigen, so erreicht die Verstärkung bei 2 Hz ein zweites stabiles Niveau. Bei einer weiteren Erhöhung der Rate bleibt die Verstärkung zunächst konstant, bis bei 11 Hz ein drittes Niveau erreicht wird. Nimmt die Frequenz wieder ab, so bleibt die Verstärkung konstant, bis bei 3 Hz eine Verstärkungsänderung um den gleichen Betrag in umgekehrter Richtung erfolgt. Durch eine weitere Verringerung der Rate gelangt man zum Ausgangsniveau. Die Verstärkungsänderungen erfolgen also reversibel in Form einer Hysterese. Im folgenden werden die beiden Übergänge als Übergang erster und zweiter Ordnung bezeichnet.

Die Sprungfrequenzen erwiesen sich in beiden Richtungen im Rahmen der Meßgenauigkeit als vollkommen reproduzierbar. Sowohl Sprungfrequenz als auch Sprunghöhe waren allerdings von Röhre zu Röhre verschieden. Die relative Verstärkungsänderung betrug bis zu 50 %. In zwei von 192 Fällen trat eine Abnahme der Verstärkung bei ansteigenden Raten auf. Hier wurden aber nur Verstärkungsänderungen unterhalb 10% beobachtet. Die Fotovervielfacher, die bei der Responsebestimmung eine Doppelstruktur hatten (Abb.16), zeigten diese ratenabhängige Verstärkung im Labor.

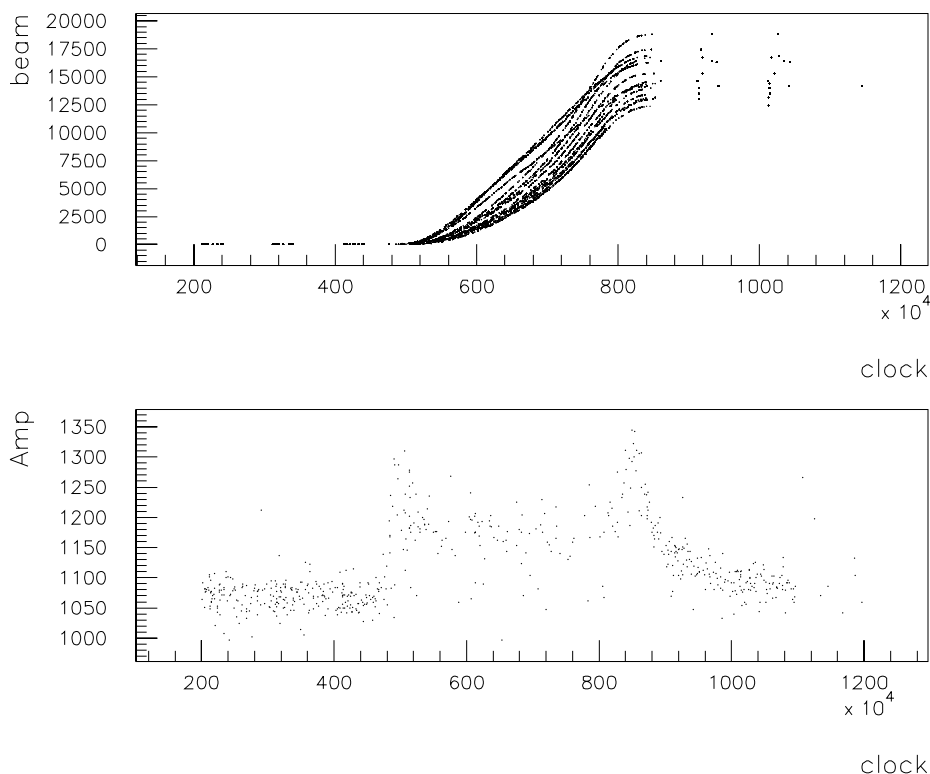


Abbildung 23: Verstärkungsänderung im Experiment. Das obere Bild zeigt den Strahlzähler aufgetragen gegen die Spillclock. Im unteren Bild erkennt man ein deutliches Ansteigen des Referenzsignals während des Spills.

Eine ratenabhängige Laserintensität konnte durch die Intensitätsreferenz ausgeschlossen werden. Trotzdem galt es zu überprüfen, ob die Verstärkungsänderung nur bei der

Lasereichung oder auch im Experiment mit physikalischen Teilchen auftritt. Hierzu wurde auf Daten des Experiments zurückgegriffen. Eine Ratenabhängigkeit beobachtet man hier aufgrund der Spillstruktur des Synchrotrons. Während des Spills sehen die zentralen Szintillatoren den nicht wechselwirkenden Strahl und projektilähnliche Fragmente also hohe Raten, während man in den Spillpausen praktisch von einer Nullrate sprechen kann. Koppelt man nun während der gesamten Zeit ein Referenzsignal geringer Intensität und niedriger Rate (1 Hz) ein, ist es möglich, Verstärkungsänderungen, die durch physikalische Teilchen auftreten, zu beobachten.

Abb.23 a zeigt den Strahlzähler, der die Zahl der einfallenden Strahlteilchen zählt, aufgetragen gegen die mit 1 MHz getaktete Spillclock, die nach jedem Spill zurückgesetzt wird. Anfang und Ende des Spills sind deutlich bei Kanal 500 und 800 zu erkennen. Abb.23 b zeigt die Amplitude des Lasersignals eines zentralen Szintillators. Man sieht ein deutliches Ansteigen der Amplitude zu Beginn des Spills. Am Spillende kehrt die Röhre mit einer Zeitkonstante von einigen 100 ms auf ihr ursprüngliches Verstärkungsniveau zurück. Nimmt man die Steigung der oberen Kurve als ein Maß für die Intensität, so erkennt man ein leichtes Absinken der Amplituden bei hohen Strahlintensitäten. Dies ist durch die hohe Belastung der Fotoervielfacher zu erklären. Ein solches Absinken der Amplitude ist in Abb. 22 nicht zu erkennen, da solch hohe Belastungen des Fotoervielfachers mit Hilfe des eingesetzten Lasers nicht möglich waren. Aber auch hier würde man ein Absinken der Amplitude bei höheren Frequenzen erwarten.

Als Verursacher der Ratenabhängigkeit der Verstärkung kommen der Spannungsteiler und die Röhre in betracht. Beim Spannungsteiler könnte die mangelnde Linearität durch zu geringe Querströme die Ursache sein. Die Größe der Kapazitäten der Kondensatoren und das Vorhandensein der Boosterspannungen, welche die Kondensatoren mit Zeitkonstanten $\tau_{RC} \ll \frac{1}{Rate}$ aufladen, ließen dies jedoch unwahrscheinlich erscheinen. Tests mit Spannungsteilern des gleichen Spannungsverhältnisses aber mit höheren Querströmen blieben, wie erwartet, erfolglos.

Eine Verstärkungsänderung im Fotovervielfacher selbst könnte folgende Gründe haben:

- Änderungen in den Emissionseigenschaften der Fotokathode
- Änderungen in den Sekundäremissionseigenschaften der Dynoden
- Bildung von Raumladungen im Fotovervielfacher
- Überschreiten der zugelassenen Kathoden-/Dynodenströme
- Temperaturänderungen aufgrund der unterschiedlichen Belastung

Der erste und zweite Punkt erklären sich von selbst. Durch die geänderten Emissionseigenschaften verändert sich die Anzahl der Elektronen und damit die Verstärkung. Die Bildung von Raumladung im Fotovervielfacher kann zwei Auswirkungen haben:

1. Die Abschirmung der beschleunigenden Felder im Fotovervielfacher. Hierdurch müsste es zu einer Verringerung der Verstärkung kommen. Dies wurde jedoch nur in 1% der Fälle beobachtet.
2. Die Bildung von fokussierenden Feldern im Fotovervielfacher, wodurch auf dem Weg durch den Fotovervielfacher weniger Elektronen verloren gehen.

Ein Überschreiten der zulässigen Ströme wirkt entweder direkt auf die Emissionseigenschaft der Kathode/Dynode oder beeinflusst das Spannungsverhältnis zwischen den Dynoden und so die Verstärkung.

Schließlich könnten aufgrund der unterschiedlichen Belastung Temperaturunterschiede im Fotovervielfacher entstehen, die wiederum eine Änderung der Emissionseigenschaften bewirken.

Zur Überprüfung dieser Hypothesen wurden mehrere Messungen durchgeführt, wobei wir uns auf die Übergänge bei ansteigenden Frequenzen konzentrierten, da diese wesentlich einfacher zu beobachten waren.

4.1 Änderung der Spannungsdifferenz zwischen Kathode und erster Dynode

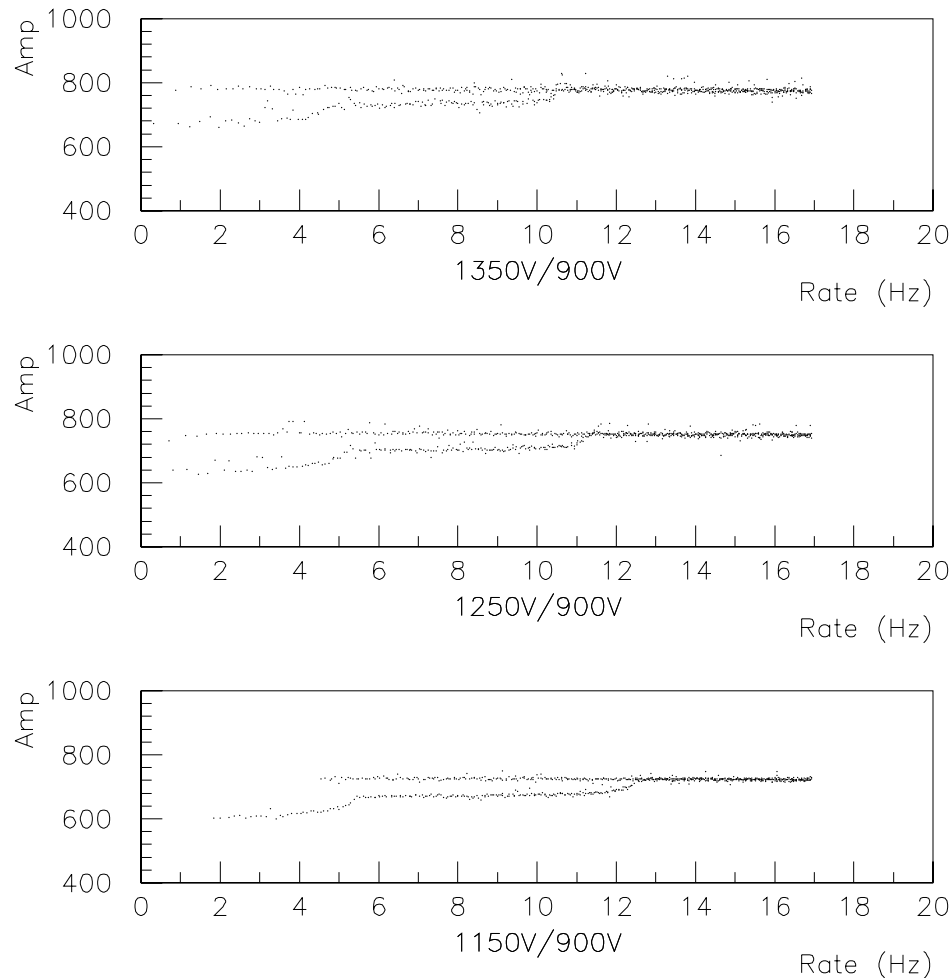


Abbildung 24: Verstärkungsänderung bei Variation der Kathodenspannung. Es sind nur geringfügige Auswirkungen auf die Amplitude und Sprungfrequenzen zu erkennen. Angegeben sind jeweils die Spannung an Kathode und erster Dynode.

Um die Auswirkung eines möglichen Kathodeneffekts auf die Verstärkungsänderung zu untersuchen, variierten wir die Spannung zwischen Kathode und erster Dynode. Sowohl bei auftretenden Raumladungen zwischen Kathode und erster Dynode als auch bei Emissionsänderungen durch Überschreiten des zulässigen Kathodenstroms sollte

man deutliche Veränderungen beobachten können.

Abb. 24 zeigt ein geringfügiges Ansteigen der Sprungfrequenzen bei Verminderung der Kathodenspannung. Gleichzeitig beobachtet man ein geringes Abnehmen der Verstärkung. Beides kann durch die unterschiedliche Beschleunigung zwischen Kathode und erster Dynode und dem damit verbundenen geringfügig höheren Anodenstrom erklärt werden. Dies schließt einen Kathodeneffekt aus. Angegeben sind jeweils die Spannung an der Kathode und der ersten Dynode.

4.2 Variation des Anodenstromes

Um den Einfluß der restlichen Dynoden auf die Verstärkungsänderung zu untersuchen, wurde die Spannung an der ersten Dynode bei gleichbleibendem Spannungsunterschied zwischen Kathode und erster Dynode variiert. Dadurch ändert man die Verstärkung der Röhre und damit die Größe des mittleren Anodenstroms. Eine zweite Möglichkeit, die Höhe des mittleren Anodenstroms zu ändern, besteht darin, die Lichtintensität oder die Frequenz zu variieren. Dies geschah mit Hilfe des Abschwächerrades und der kontinuierlichen Variation der Raten.

Abb. 25 zeigt das Verhalten der Übergänge mit und ohne Abschwächer über einen größeren Spannungsbereich. Auch hier sind wieder die Spannungen an der Kathode und der ersten Dynode angegeben. Es zeigen sich deutliche Auswirkungen auf die Sprungfrequenzen und die relative Verstärkungsänderung. Beide Effekte sind sowohl von der einfallenden Lichtintensität als auch von der Spannung an der ersten Dynode abhängig.

Beobachtet man das Verhalten der Sprungfrequenzen bei verschiedenen einfallenden Lichtintensitäten, so zeigt sich, daß mit abnehmender Lichtintensität die beiden Sprünge bei höheren Frequenzen und weiter voneinander entfernt auftreten. Dies erkennt man besonders gut bei 1250V/900V, da dort jeweils beide Sprünge in den dynamischen Bereich der Messung fallen, und nicht wie in den anderen Fällen mindestens ein Sprung oberhalb oder unterhalb des Meßbereichs liegt.

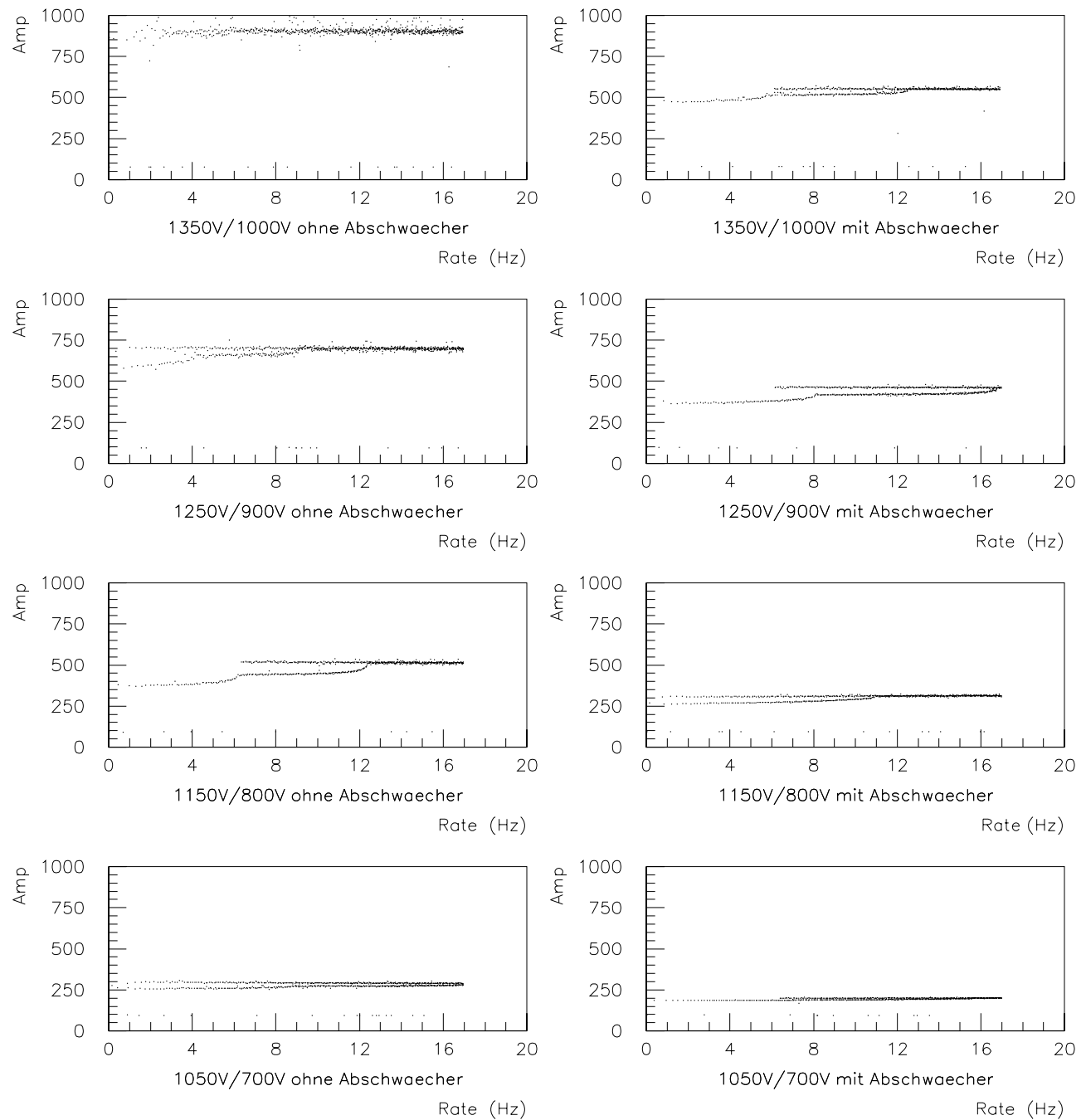


Abbildung 25: Verhalten der Übergänge bei verschiedenen Spannungen mit und ohne Abschwächer. Es sind deutliche Auswirkungen auf die Sprungfrequenzen und die relativen Verstärkungsänderungen zu beobachten.

Abb. 26 zeigt die Sprungfrequenzen gegen die reziproke Amplitude in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Es entstehen zwei Geraden mit unterschiedlicher Steigung, die man zum Nullpunkt extrapolieren kann. Um die Amplitude unabhängig von der Verstärkungsänderung zu messen, verwendeten wir einen Fotoervielfacher, der in diesem Ratenbereich keine Verstärkungsänderung zeigte.

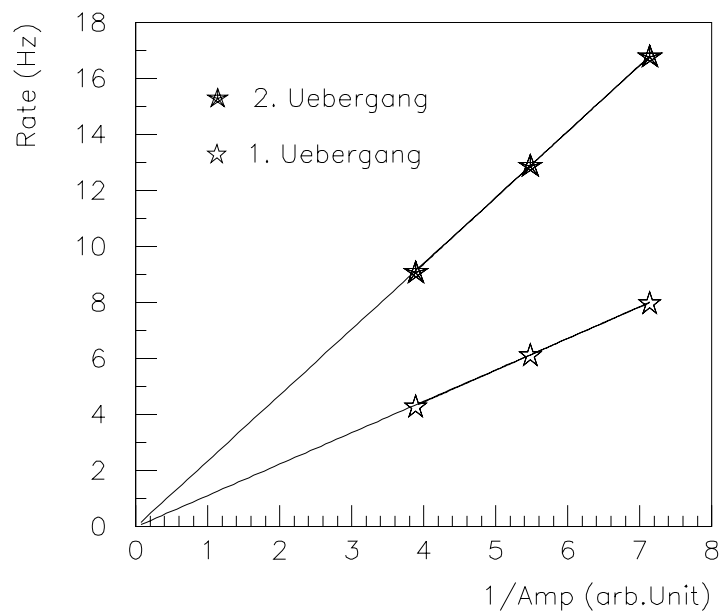


Abbildung 26: Sprungfrequenz bei ansteigenden Raten aufgetragen gegen die inverse Amplitude. Für jeden Übergang bildet sich eine Gerade, die sich zum Nullpunkt extrapolieren läßt.

Die beiden Geraden zeigen, daß das Auftreten der Sprünge für eine gegebene Spannung allein vom mittleren Anodenstrom abhängt. Für die Geraden gilt:

$$Rate = \frac{const.}{Amp} \quad \text{oder} \quad Amp \times Rate = const. \quad (17)$$

Die beobachtete Stromabhängigkeit deutet auf einen Dynodeneffekt hin.

Als nächstes galt es, die Abhängigkeit der Sprungfrequenzen von der Spannung an der ersten Dynode zu untersuchen.

Durch die Änderung der Dynodenspannung wurde die Ratenabhängigkeit nun auch bei Röhren, die vorher eine konstante Verstärkung hatten, beobachtet. Umgekehrt verstärkten ratenabhängige Fotoervielfacher auf einmal konstant. Weitere Messungen zeigten, daß alle Röhren über einen begrenzten dynamischen Bereich eine Verstärkungsänderung aufwiesen.

Auch bei einer Variation der angelegten Dynodenspannung driften die Sprünge mit zunehmenden mittleren Anodenstrom auseinander und verschieben sich in Richtung höherer Frequenzen.

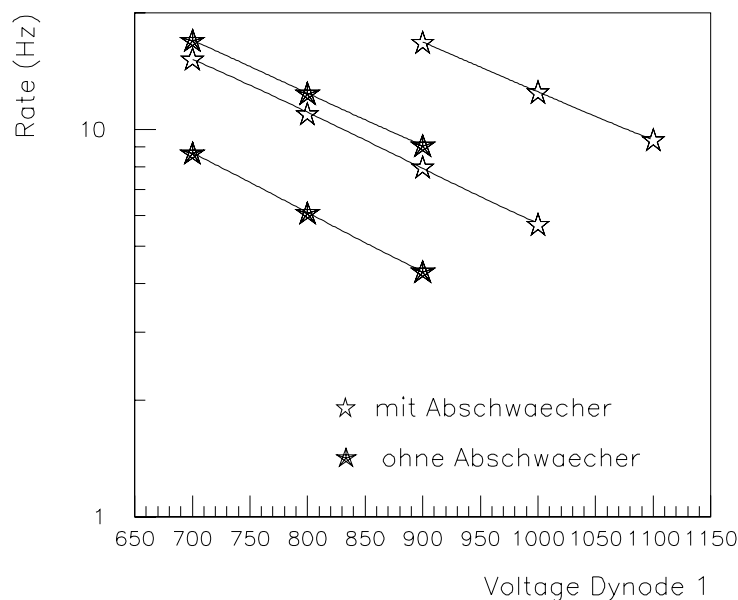


Abbildung 27: Sprungfrequenzen bei ansteigender Frequenz in Abhängigkeit der Spannung mit und ohne Abschwächer. Unabhängig von der Intensität des einfallenden Lichtes und Ordnung des Übergangs erkennt man eine logarithmische Abnahme der Sprungfrequenzen.

Abb. 27 zeigt die Sprungfrequenzen für zwei unterschiedliche Lichtintensitäten halb-logarithmisch gegen die Dynodenspannung aufgetragen. Man erkennt eine logarithmische

Abnahme der Sprungfrequenzen mit zunehmender Dynodenspannung. Die Steigung ist unabhängig von der Intensität des einfallenden Lichtes und Ordnung des Übergangs. In Abb. 28 ist zusätzlich zu den beiden Sprungfrequenzen bei einer konstanten Lichtintensität die inverse Amplitude gegen die Spannung aufgetragen. Um auch hier wieder unabhängig von den Verstärkungsänderungen zu sein, wurde die kleinste bei der Spannung gemessene Amplitude benutzt. Bei einem parallelen Verlauf der Geraden wäre nach Gleichung 17 der durchschnittliche Anodenstrom der Sprungfrequenzen konstant. Dies ist bei einer Variation der Spannung jedoch nicht der Fall.

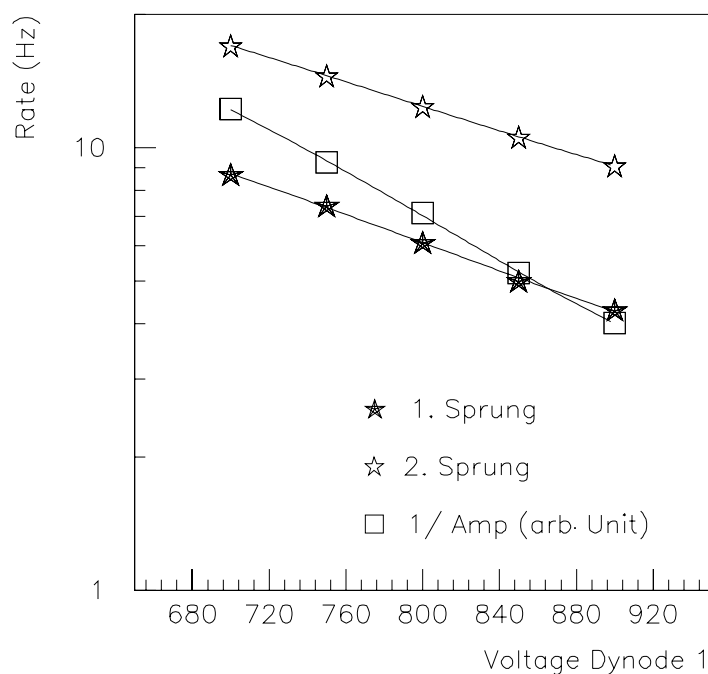


Abbildung 28: Sprungfrequenz bei ansteigenden Zählraten. Zusätzlich ist die inverse Amplitude in willkürlichen Einheiten aufgetragen.

Wenn man aufgrund der Messungen bei konstanter Spannung daran festhält, daß die Verstärkungsänderung nur eine Funktion des Röhrenstroms ist und nicht von den Spannungen zwischen den Dynoden abhängt, so kann sie nur durch einen stromabhängigen

Effekt an einer der Dynoden entstehen. Die unterschiedlichen Anodenströme entstehen dann durch unterschiedliche Verstärkungen zwischen der Dynode, an welcher der Strom einen konstanten Wert behält, und der Anode. Die an dieser Dynode gemessene inverse Amplitude müßte also parallel zu den Sprungfrequenzen verlaufen.

Die bisherigen Ergebnisse zeigen, daß der hier zugrundeliegende Effekt gleich dem von Yamashita beschrieben ist [Yam 76]. Er fand den Hystereseeffekt bei einem zehnstufigen Fotoervielfacher des Typs Hamamatsu R580 mit bialkali Fotokathode. Bei seinen Messungen entstammten die Lichtpulse einer grünen Leuchtdiode, die von $0.5 \mu\text{s}$ langen Rechteckimpulsen getrieben wurde. Die Intensitäten waren vergleichbar mit dem Szintillationslicht eines NaI-Kristalls, der von Gamma-Strahlung einiger hundert keV angeregt wurde. Die Frequenz war variabel von 0-10 kHz. Im folgenden seien einige Messungen aus [Yam 78] dargestellt.

Abb. 29 zeigt im linken Bild das gleiche Verhalten des inversen Anodensignals gegenüber den Sprungfrequenzen bei verschiedenen Spannungen, wie wir es mit unserer Röhre gemessen haben (Abb. 28). Rechts verlaufen die Sprungfrequenzen parallel zur inversen Amplitude der neunten Dynode. Der parallele Verlauf zu beiden Übergängen zeigt einen stromabhängigen Effekt, vorausgesetzt, daß die neunte Dynode für beide Verstärkungsänderungen verantwortlich ist.

Bei den Messungen mit dem Puls der neunten Dynode war der Spannungsteiler so modifiziert, daß die Röhre als eine achtstufige Röhre mit der neunten Stufe als Anode gearbeitet hat. Die verbleibenden Elektroden wurden auf demselben Potential wie die neunte Dynode gehalten.

Aufgrund der stark differierenden Spannungsbereiche, bei denen die Verstärkungsänderung auftrat, konnte nicht erwartet werden, daß bei allen unseren Röhren die Verstärkungsänderung durch die gleiche Dynode verursacht wird. Da die Röhren in den Modulen eingebaut und mit Spannungsteilern versehen waren, erschien es nicht sinnvoll, dies zu überprüfen.

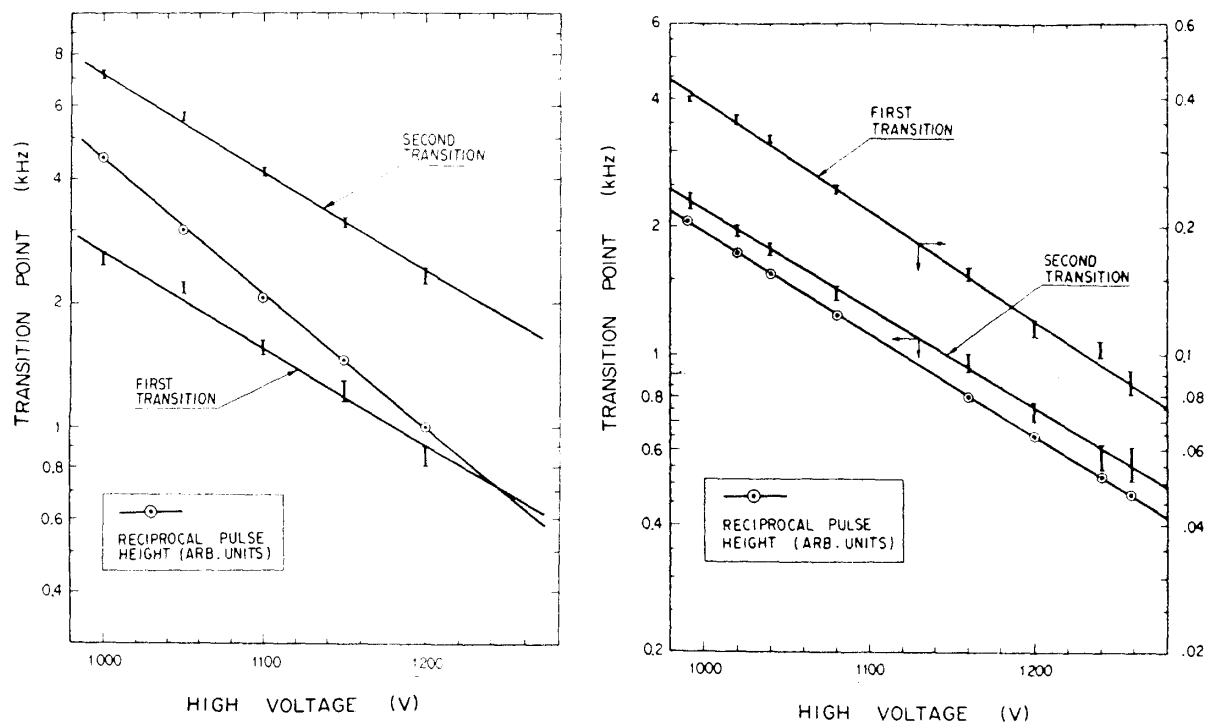


Abbildung 29: Im linken Bild ist der Verlauf der inversen Amplitude des Anodenpulses in willkürlichen Einheiten zusammen mit den Sprungfrequenzen gegen die angelegte Spannung aufgetragen. Das rechte Bild zeigt den gleichen Zusammenhang für die Amplitude des Pulses der neunten Dynode [Yam 78].

4.3 Relative Verstärkungsänderungen

Das Auftreten der Verstärkungsänderung bei konstanten Röhrenströmen erklärt noch nicht die in Abb. 25 beobachteten Unterschiede in der relativen Verstärkungsänderung. Um dieses zu verstehen, sei noch einmal auf eine Messung aus [Yam 78] zurückgegriffen. Abb. 30 zeigt den Verlauf der Hysteresekurven, die mit der Amplitude der neunten Dynode aufgenommen wurden, bei verschiedenen Potentialen der zehnten Dynode. Folgende Beobachtungen sind zu machen:

- Die Pulshöhe hängt vom Potential der zehnten Dynode ab und wird abhängig von der Zählrate für bestimmte Spannungen negativ.

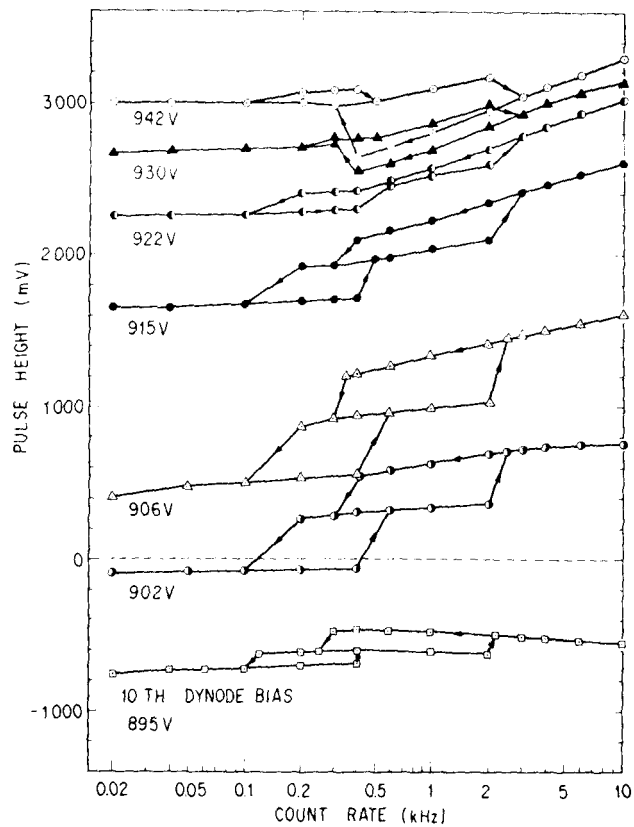


Abbildung 30: Hysteresekurven für verschiedene Potentiale an der 10. Dynode [Yam 78]. Die Hochspannung an der neunten Dynode beträgt 895 V.

- Die Pulshöhe bei einem Potential von 902 V an der zehnten Dynode ist für niedrige Zählraten negativ und wird bei steigender Frequenz positiv.
- Die Verstärkungsänderungen treten unabhängig vom Potential der zehnten Dynode bei gleichen Frequenzen auf.
- Die relative Änderung der Verstärkung ist abhängig vom Potential an der zehnten Dynode. Ab einer bestimmten Spannung nimmt die Verstärkung bei steigender Frequenz ab.

Die ersten beiden Beobachtungen zeigen, daß der Hystereseeffekt auf ein Aufladen der neunten Dynode zurückzuführen ist. Nur so ist das Ansteigen bei 902 V auf Pulshöhen, wie sie bei einem Potential von 906 V gemessen werden, zu erklären. Da die Dynoden an einer Spannungsversorgung hängen, wodurch diese Aufladung verhindert werden sollte, wird davon ausgegangen, daß es sich um einen Effekt nur an der Oberfläche der Dynode handelt. Bemerkenswert hierbei ist, daß sich zwei diskrete Niveaus ausbilden. Aus der dritten Beobachtung ergibt sich, daß das Aufladen der Oberfläche unabhängig von der Sekundäremission an der Dynode ist. Allein der Fluß der Elektronen, die auf die Dynode treffen, ist dafür verantwortlich. Dieser ist unabhängig vom Potential der zehnten Dynode.

Durch die Erhöhung der Frequenz und damit des Stromes in der Röhre entsteht bedingt durch das Aufladen der Oberfläche der neunten Dynode eine plötzliche Verstärkungsänderung. Durch das Aufladen kommt es zum einen zu einer Spannungsänderung zwischen achter und neunter Dynode. Eine Spannungsänderung gleichen Betrags jedoch mit umgekehrten Vorzeichen zeigt sich zwischen der neunten und zehnten Dynode. Durch die Veränderung der Spannungsverhältnisse im Spannungsteiler ändert sich die Verstärkung der Röhre. Je nach angelegter Spannung kann diese Änderung positiv oder negativ sein. Dies erklärt die vierte Beobachtung.

Bei den Messungen zu dieser Arbeit wurden zwei weitere Abhängigkeiten beobachtet:

1. Die Zeitkonstanten der Verstärkungsänderung waren bei konstanter Lichtintensität abhängig von der Frequenz. Für höhere Raten des einfallenden Lichtes wurde das obere Verstärkungsniveau schneller erreicht, die Zeitkonstante der Aufladung wurde kleiner.
2. Das Auftreten der Verstärkungsänderungen war zusätzlich temperaturabhängig. Bei einer höheren Temperatur wurde ein größerer Strom benötigt, um das nächst höhere Niveau zu erreichen.

Beide Effekte wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht, sind jedoch wichtige Hinweise darauf, wie die diskrete Aufladung der Dynodenoberfläche zustande

kommt. Genauere Messungen finden sich in [Yam 77] und [Yam 80]. Aufgrund der gefundenen Ergebnisse wird dort ein Modell des Aufladevorgangs entwickelt und mit den experimentellen Daten verglichen. Dieses geht im wesentlichen von einem Einfang von Ladungsträgern in dem Halbleitermaterial aus, wobei die Zeitkonstante des Einfangs abhängig von der Schichttiefe ist.

4.4 Messungen mit linearem Spannungsteiler

Mit linearem Spannungsteiler ist in diesem Fall der Spannungsteiler mit einem linearen Spannungsabfall zwischen den Dynoden gemeint. Da die Röhren in den Modulen alle mit dem anderen Typ von Spannungsteiler bestückt waren, wurde eine Ersatzröhre mit einem Spannungsteiler versehen, an dem es möglich war, die Widerstände einfach auszutauschen. Um die Sache zu vereinfachen, wurde dieser nur über eine Spannung an der Kathode betrieben und auf Boosterspannungen verzichtet. Die Verstärkungsänderungen wurden hier schon bei geringeren Spannungen beobachtet. Abb. 31 zeigt die Sprungfrequenzen und die inverse Amplitude aufgetragen gegen die angelegte Spannung.

Auch hier ist ein paralleler Verlauf der Kurven für Sprünge erster und zweiter Ordnung zu erkennen. Die Steigungen stimmen wesentlich besser mit der Steigung der inversen Amplitude überein. Der Knick, der bei den höheren Spannungen auftritt, rührt von den fehlenden Boosterspannungen her.

All diese Beobachtungen lassen sich mit den bisherigen Ergebnissen verstehen. Aufgrund der höheren Verstärkung dieses Spannungsteilers und dem geringeren Beitrag der letzten Dynoden wird hier der mittlere Strom an der die Verstärkungsänderung hervorrufenden Dynode bei einer niedrigeren Spannung erreicht; die Sprungfrequenzen werden also bei gleicher Spannung niedriger.

Die wesentlich bessere Übereinstimmung der Steigungen zeigt, daß die relativen Verstärkungsänderungen in diesem Fall wesentlich geringer sind. Dies, weil die Spannung zwischen den letzten Dynoden und damit die Verstärkung der Verstärkungsänderung geringer ist.

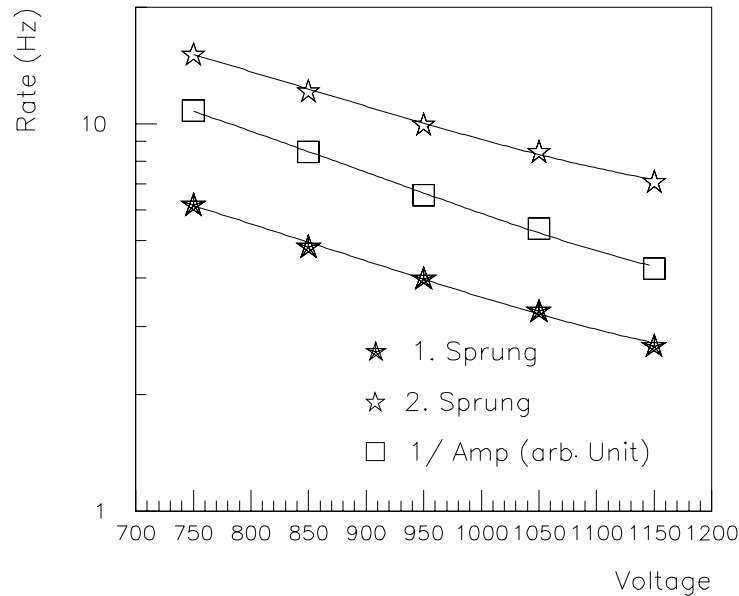


Abbildung 31: Sprungfrequenzen und inverse Amplitude für den Spannungsteiler mit linearem Spannungsabfall zwischen den Dynoden. Der leichte Knick bei den höheren Spannungen ist durch die fehlende Boosterspannung zu erklären.

4.5 Auswirkungen der Verstärkungsänderung auf die Walkkorrektur

Wie im 2. Kapitel erläutert, ist der Walk als Funktion der Amplitude abhängig von der Laufzeit in der Röhre und dem Triggerzeitpunkt. Solange die Röhre nur auf einem Verstärkungsniveau arbeitet, ist eine Korrektur allein auf die Amplitude möglich. Da die Laufzeit in der Röhre aber von der auftreffenden Lichtintensität abhängen sollte, während der Triggerzeitpunkt durch die Amplitude bestimmt wird, war zu untersuchen, auf welche Größe man den Walk korrigieren kann, wenn die Röhre ihre Verstärkung ändert. Hierzu wurde das zeitliche Verhalten der Röhre einmal bei konstantem Anodenstrom und einmal bei konstanter Lichtintensität bestimmt (Abb. 32).

Im oberen Teil des Bildes wurde zunächst die Amplitude bei einer niedrigen Fre-

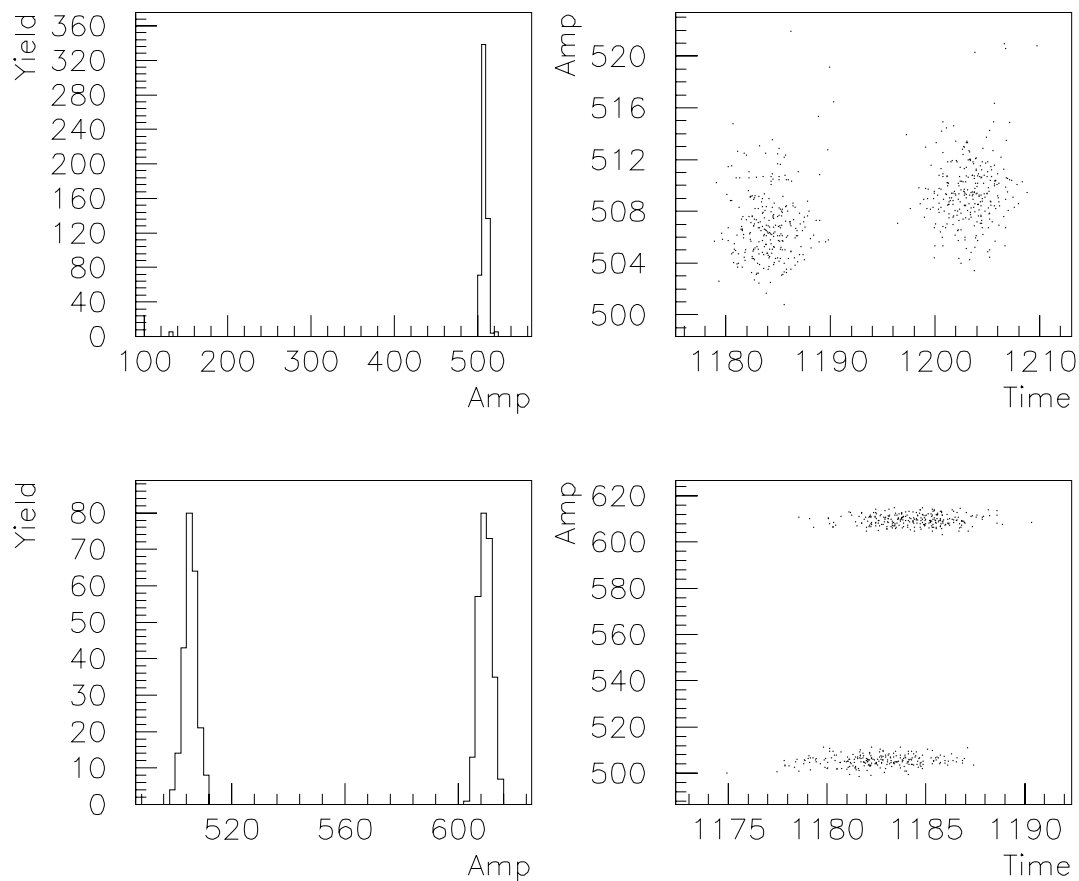


Abbildung 32: Zeitliches Verhalten bei konstanter Lichtintensität und konstantem Anodenstrom für Au-Amplituden.

quenz aufgenommen. Danach wurde die Frequenz bis zum Erreichen des höchsten Verstärkungsniveaus erhöht. Daraufhin wurde die einfallende Lichtintensität mit Hilfe des Abschwächerrades verringert, bis wieder die ursprüngliche Amplitude (Anodenstrom) erreicht war. Hierbei traten zwischen den beiden Verstärkungsniveaus Laufzeitunterschiede von 20 Kanälen auf (1 Kanal = 25 ps), die durch die unterschiedlichen Laufzeiten in der Röhre zustandekommen, da sich bei gleichen Amplituden der Triggerzeitpunkt nicht ändert. Um eine Walkkorrektur mit Hilfe der Amplitude durchzuführen, müßte für jedes Verstärkungsniveau eine Walkfunktion bestimmt werden.

Im unteren Teil des Bildes wurde die einfallende Lichtintensität konstant gehalten. Es wurde die Amplitude einmal im untersten und einmal im obersten Niveau aufgenommen. Hier trat eine zeitliche Differenz bis zu 100 ps auf, die zum Großteil durch den elektronischen Walk aber auch durch unterschiedliche Laufzeiten im hinteren Teil der Röhre verursacht wird. Die Messung zeigt, daß die einfallende Lichtintensität eine Möglichkeit bietet, für alle drei Niveaus die gleiche Korrektur durchzuführen. Eine Möglichkeit wäre die aus der MUSIC bestimmte Kernladungszahl. Um eine Abschätzung zu bekommen, wie groß hierbei der Fehler ist, wurde für ein 8-Pack die zeitlichen Sprünge bestimmt.

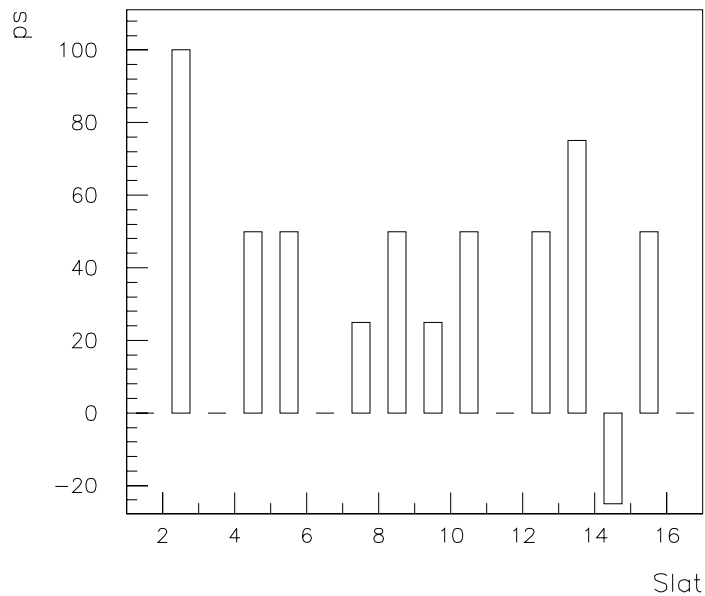


Abbildung 33: Zeitliche Veränderung bei konstanter Lichtintensität zwischen unterstem und oberstem Verstärkungsniveau für alle Röhren eines 8-Packs

4.6 Zusammenfassung

Vor dem nächsten Kapitel sollen die Hauptmerkmale der ratenabhängigen Verstärkung noch einmal zusammengefaßt werden:

- Alle untersuchten Röhren zeigen drei ratenabhängige Verstärkungsniveaus.

- Aufgrund der Hysterese ist das jeweilige Verstärkungsniveau abhängig von der Vorgeschichte.
- Das Auftreten der Verstärkungsänderung ist vermutlich nur eine Funktion des mittleren Stromes durch die Röhre und nicht abhängig von der Spannung zwischen den Dynoden.
- Die Verstärkungsänderungen entstehen durch Aufladen der Oberfläche einer der hinteren Dynoden. Hierdurch wird das Spannungsverhältnis des Spannungsteilers und damit direkt die Verstärkung positiv oder negativ beeinflusst.
- Das zeitliche Verhalten der Röhre wird durch die einfallende Lichtintensität und nicht durch den Anodenstrom bestimmt.

5 Das LED-System

Um trotz der ratenabhängigen Verstärkung der Röhre eine eindeutige Kalibrierung zu erreichen, gibt es zwei Möglichkeiten:

1. Messung der Verstärkung mit Hilfe von Referenzsignalen und Korrektur der Eichung,
2. Durch Einkoppeln eines konstanten Mindeststromes Erreichen und Halten eines stabilen Verstärkungsniveaus.

Das Lasersystem mit seiner Intensitätsreferenz könnte ein Referenzsignal zur Verfügung stellen, anhand dessen dann die Verstärkung der Röhre bestimmt wird. Jedoch läßt die maximale Pulsfrequenz des Lasers (20 Hz) eine Verstärkungsbestimmung nur in 50 ms-Intervallen zu. Für Ereignisse, die zwischen zwei Laserpulsen verschiedener Verstärkung liegen, wäre eine eindeutige Zuordnung nicht möglich.

Höhere Pulsfrequenzen kann man mit Leuchtdioden erreichen. In der Literatur findet man solche LED-Pulser vor allem als Referenz für Szintillationszähler in der Gamma-Spektroskopie (z.B. [Böt 82]). Hier besteht das Problem, daß die Lichtintensität der Leuchtdioden von der Temperatur abhängig ist (ca. 0.5 % / C°). Mit Hilfe von Fotodioden [Reit 80] oder temperaturabhängiger Widerstände [Yam 83] ist es gelungen, den Strom so zu variieren, daß die Lichtintensität innerhalb normaler Temperaturschwankungen (10 C°) nur um 0.1 % differiert.

Aufgrund des Auslesevorgangs entsteht bei höheren Pulsfrequenzen viel Totzeit. Ein möglicher Ausweg wäre, die Verstärkung nur kurz nach jedem aufgenommenen Ereignis zu bestimmen. Ein großer Nachteil der Korrektur der Eichung besteht jedoch darin, daß für jedes Verstärkungsniveau einer Röhre eine Walk- und Responsefunktion bestimmt werden muß .

Einfacher erscheint es, die Röhren auf ein konstantes Verstärkungsniveau zu bringen. Hierzu ist, wie im vorigen Kapitel gezeigt, ein konstanter Mindeststrom in der Röhre notwendig. Dies könnte man durch die Einkopplung eines Lichtpulses auf die Fotoka-

thode erreichen.

Als ersten Test brachten wir einen Beta-Quelle ($\text{Bi}^{207}, 10\mu\text{C}$) auf den Szintillator an, durch deren Szintillationslicht ein konstanter durchschnittlicher Röhrenstrom erzeugt wird. Abb. 34 zeigt die gleiche Aufnahme mit und ohne Beta-Quelle. Durch den konstanten Mindeststrom in der Röhre wird schon das oberste Verstärkungsniveau erreicht. Die Verstärkung des Lasersignals ist nicht mehr ratenabhängig. Eine Walkkorrektur wäre allein auf die Amplitude möglich.

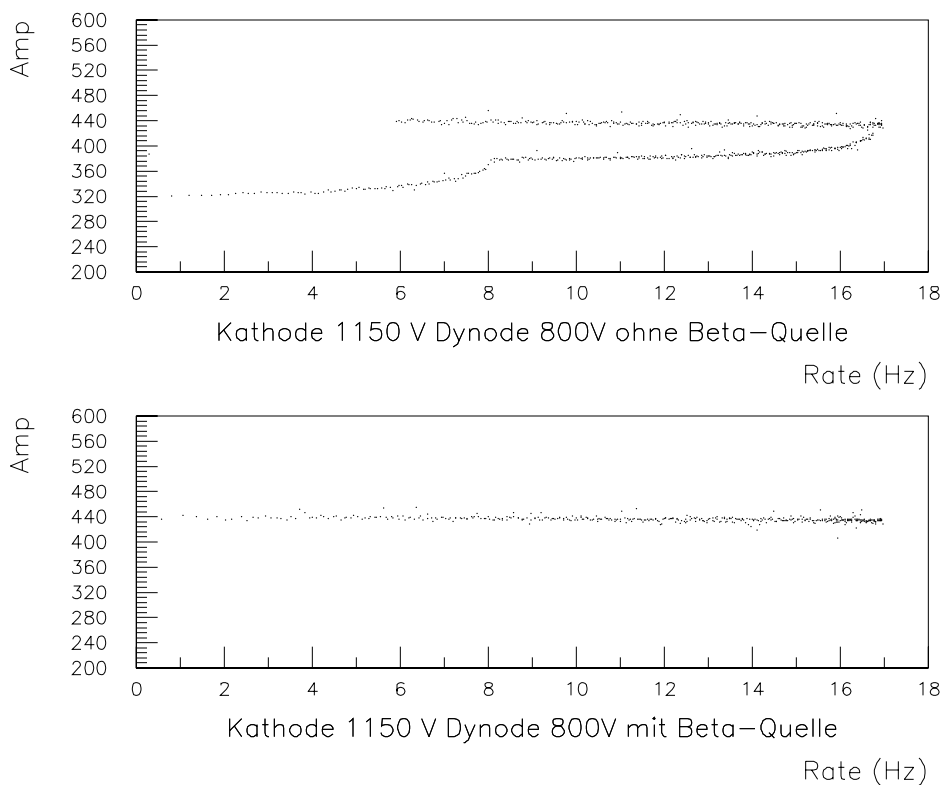


Abbildung 34: Ratenabhängige Verstärkung ohne und mit Beta-Quelle. Durch den von der Beta-Quelle erzeugten Röhrenstrom wird das höchste Verstärkungsniveau schon erreicht.

5.1 Die Lichtquelle

Wegen der unterschiedlichen Quantenausbeute für verschiedene Frequenzen (Abb. 18) ist bei der Auswahl der Lichtquelle auf die Wellenlänge zu achten. Ideal wäre es, Szintillationslicht zu nehmen, da dessen Wellenlänge (425 nm) auf die Fotokathode abgestimmt ist. Um den Szintillator anzuregen, stehen zum einen das Lasersystem und zum anderen radioaktive Quellen zur Verfügung. Mit der ersten Möglichkeit ist es nicht möglich, genügend Licht zu erzeugen, um alle Röhren auf einem stabilen Niveau zu halten. Die zweite ist aufgrund der Vielzahl der benötigten Quellen zu kostenaufwendig. Also kommt nur eine zusätzliche Lichtquelle in betracht. Diese sollte in ihrer Intensität regelbar sein, da einerseits zwar ein bestimmter Fotostrom in der Röhre erreicht werden muß, zum anderen soll dieser aber aufgrund des begrenzten mittleren Anodenstromes so gering wie möglich ausfallen. Außerdem sollte die Lichtquelle möglichst zuverlässig und billig sein.

Am besten erfüllen Leuchtdioden diese Anforderungen. Aufgrund des geforderten Wellenlängenbereichs wären blaue LEDs, die bei einer Wellenlänge von 470 nm ihr Emissionsmaximum haben, am geeignetsten. Diese sind aber noch relativ teuer, und es steht weder bei den Abmessungen noch bei den Spezifikationen eine den grünen Leuchtdioden vergleichbare Auswahl zur Verfügung. Hinzu kommt, daß blaue Leuchtdioden einen geringeren Wirkungsgrad haben, und somit der Nachteil der geringeren Quantenausbeute durch höhere Lichtintensität ausgeglichen wird. Ein weiterer Vorteil der grünen LED sind die kürzeren Anstiegs- und Abfallzeiten.

Um nicht jede Leuchtdiode einzeln ansteuern zu müssen, wurde der modulare Aufbau beibehalten. An beiden Seiten des 8-Packs wurde vor jeder Fotokathode eine LED installiert. Alle Leuchtdioden einer Seite wurden in Reihe geschaltet und über einen Treiber gepulst. Die Lichtintensität kann dann nicht mehr für jede einzelne Röhre variiert werden. Dadurch war eine geringe Streuung der Lichtintensität eine zusätzliche Bedingung. Aufgrund der einfacheren mechanischen Anbringung sollte es eine Leuchtdiode mit 3mm Durchmesser sein.

Schließlich entschieden wir uns für eine Leuchtdiode Siemens LG 3330N, deren Spezifikationen [Siem 90] der nachfolgenden Tabelle zu entnehmen sind.

Wellenlänge	565 nm
Durchlaßstrom	45 mA
Durchlaßspannung	2 V
Lichtstärke ($I_F=10\text{mA}$)	25 ... 50 mcd

5.2 Der Treiber

Die Durchlaßspannung einer grünen Leuchtdiode beträgt $\approx 2\text{V}$. Für acht in Reihe geschaltete Leuchtdioden ist daher eine Mindestspannung von 16V notwendig. Da ein normaler NIM-Pulser diese Spannung nicht liefert, war ein Treiber notwendig, um die Leuchtdioden anzusteuern. Da insgesamt 48 Kanäle zu versorgen waren, sollte er möglichst kompakt aufgebaut werden. Daher entschieden wir uns, einen konventionellen Treiber-IC (ULN 2803) mit acht Kanälen zu verwenden. Eine weitere Anforderung bestand darin, für jeden Kanal die Lichtstärke regeln zu können. Hierzu dient der Trimmer vor den Leuchtdioden (Abb. 35).

5.3 Testmessungen an einem Modul

5.3.1 Verhalten der Amplituden

Da während des Pulses der Leuchtdioden ein Ereignis nicht ausgelesen werden darf, war es das Ziel, den zur Verstärkungsänderung benötigten Strom im Fotovervielfacher zunächst mit niedrigen Raten zu erzeugen, um so die Totzeit des Detektors gering zu halten. Dazu waren Lichtintensitäten notwendig, die zu großen vollständig saturierten Signalen führen. Um diese zu erreichen, wurde die Spannung und damit der Strom durch die Leuchtdioden bis auf 100 mA erhöht. Außerdem wurden die Leuchtdioden direkt auf die Fotokathode gerichtet.

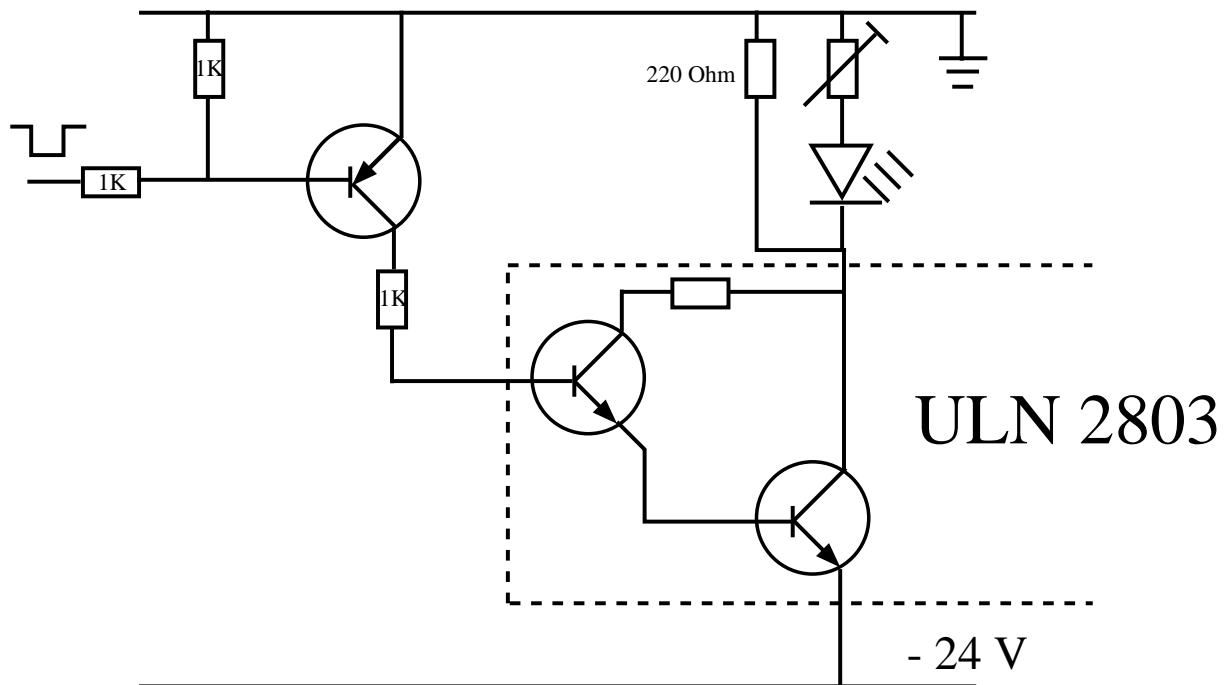


Abbildung 35: Der Treiber. Wegen der Übersichtlichkeit ist hier nur ein Kanal und eine Leuchtdiode dargestellt.

So gelang es, mit einer Frequenz von 100 Hz alle Röhren auf oberstes Verstärkungsniveau zu bringen. Die Anodensignale waren typisch 6 Volt (an 50 Ohm) hoch und $1\mu\text{s}$ lang. Daraus errechnet sich mit

$$\bar{I}_A = \frac{V}{50\Omega} \tau_{1/2} \nu \quad (18)$$

- \bar{I}_A : mittlerer Anodenstrom
 V : Signalhöhe
 $\tau_{1/2}$: Halbwertsbreite des Signals
 ν : Pulsfrequenz

ein mittlerer Anodenstrom von $1.2 \cdot 10^{-2}$ mA.

Gleichzeitig kam es zu einer Verschlechterung der Amplitudenauflösung bei etwa jeder zweiten Röhre. Abb. 36 zeigt die Amplitude des Lasersignals ohne und mit LED. Es ist deutlich der Sprung in der Amplitude und die damit verbundene um Faktor zwei schlechtere Auflösung zu erkennen.

Um diesen Effekt zu untersuchen, wurde der Laserpuls in verschiedenen Abständen zwischen 1 ms und 1000 ms nach dem letzten Leuchtdiodenpuls getriggert. Hier war jedoch keine Verschlechterung der Amplitudenauflösung auszumachen. Eine mögliche Erklärung ist, daß der zulässige Kathodenstrom der Röhre bei solch hohen Lichtintensitäten zusammenbricht und sich mit einer bestimmten Zeitkonstante erholt.

Um die Lichtintensitäten kleiner wählen zu können, erhöhten wir schrittweise die Pulsfrequenz. Die Lichtintensität wurde jeweils so gewählt, daß alle Röhren auf dem höchsten Verstärkungsniveau waren. Die mittlere Auflösung (σ/\bar{x}) der oberen und unteren Seite ist für verschiedene Frequenzen in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

	0Hz	100Hz	200Hz	400Hz	800Hz	1Khz
Top	0.49 %	0.79 %	0.68 %	0.59 %	0.52 %	0.46 %
Bot	0.57 %	1.1 %	0.78 %	0.69 %	0.57 %	0.52 %

Man sieht, daß sich die durchschnittliche Amplitudenauflösung mit zunehmender Frequenz verbessert. Bei 1kHz ist die Auflösung vergleichbar der ohne LED erzielten (Abb.

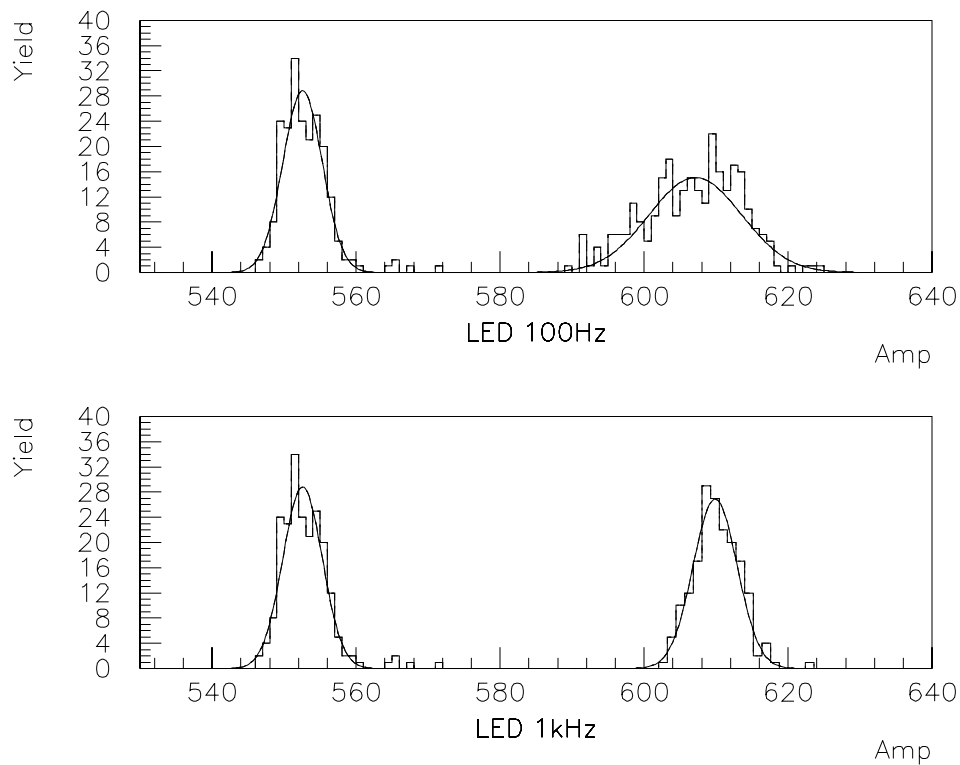


Abbildung 36: Amplitudenauflösung für Laserpulse mit LED 100Hz und 1kHz. Für die kleinere Frequenz ist eine deutlich schlechtere Amplitudenauflösung zu beobachten.

36).

Die Anodensignale sind in diesem Fall 100-500 mV hoch und besitzen eine Halbwertsbreite zwischen 1.2 und 1.5 μ s. Daraus ergeben sich nach Gleichung 18 Röhrenströme, die zwischen 3% und 15 % des zulässigen mittleren Anodenstromes betragen. Die große Variation kommt zum einen durch die unterschiedlichen Lichtintensitäten der Leuchtdioden (Faktor 2) und deren Einkopplung zum anderen durch die innerhalb einer Seite nur wenig variierenden Verstärkungen der Röhren selbst.

5.3.2 Zeitliches Verhalten

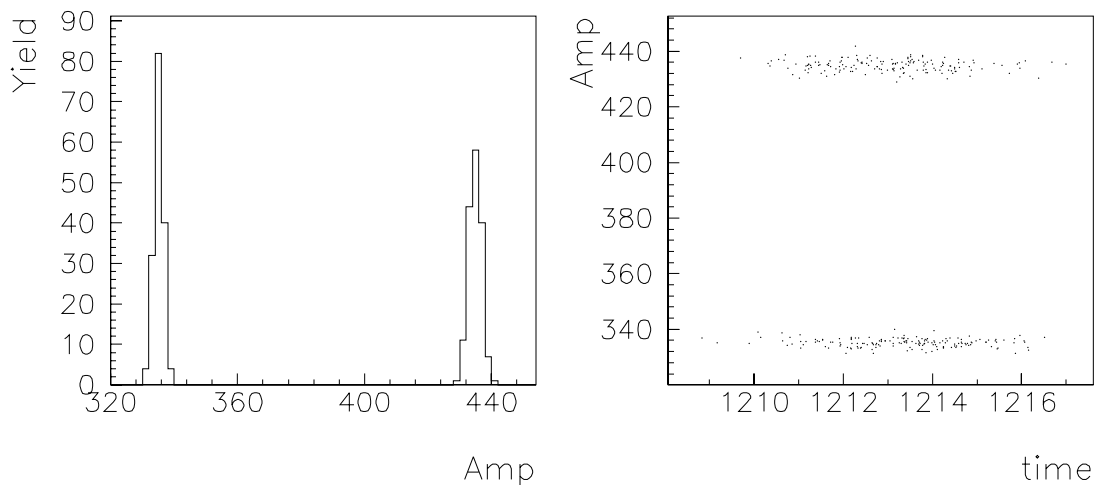


Abbildung 37: *Zeitliches Verhalten bei Verstärkungssprung durch LED.*

Als nächstes galt es zu überprüfen, ob die LEDs Einfluß auf das zeitliche Verhalten der Signale haben. Dazu wurde zunächst nur das Lasersignal aufgenommen. Darauf wurde die Röhre mit Hilfe der LEDs auf das höchste Verstärkungsniveau gebracht. Abb. 37 zeigt wie bereits im vorigen Kapitel beim Gainsprung durch Lasersignale nur geringe Unterschiede im zeitlichen Verhalten. Durch die stabile Verstärkung der Fotovervielfacher ist es nun aber wieder möglich, den Walk durch die Größe des Anodenstroms zu korrigieren.

6 Diskussion und Ausblick

Trotz der ratenabhängigen Verstärkung der Fotoervielfacher lieferte die Flugzeitwand eine Amplitudenauflösung. Hierfür sind vor allem zwei Gründe zu nennen. Trotz des großen dynamischen Bereichs bei der Kalibrierung zeigten nur ein Drittel der Fotoervielfacher einen Amplitudensprung. Dies ist ein Hinweis darauf, daß ein Großteil der Röhren auch im Experiment in einem stabilen Mode bleiben. Weiter ist zu erwarten, daß selbst Fotoervielfacher, die dieses Verhalten zeigen, im Experiment ihr Verstärkungsniveau nicht ändern. Um dies näher zu erläutern, ist es sinnvoll, die Wand in drei Intensitätsbereiche aufzuteilen.

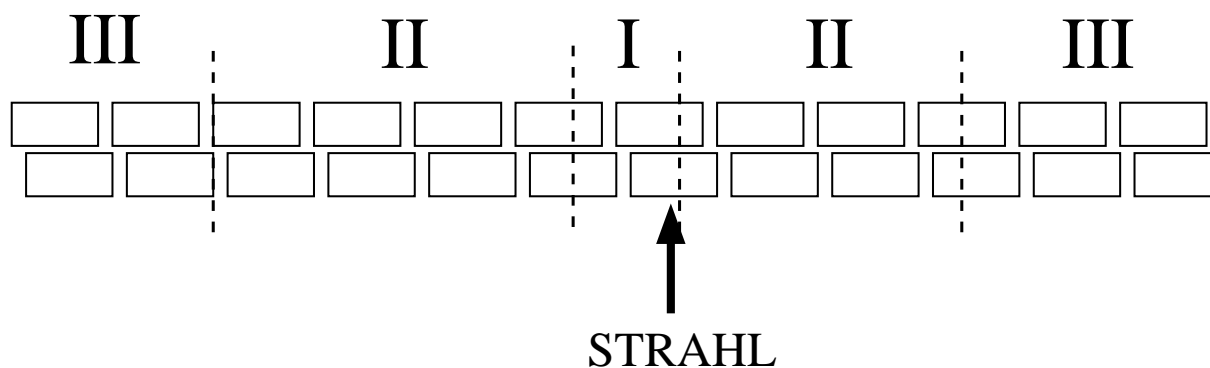


Abbildung 38: *Drei Intensitätsbereiche der ALADIN-Flugzeitwand*

Auf den ersten Bereich treffen überwiegend Strahlteilchen und projektilähnliche Fragmente. Da im Experiment mit Strahlraten bis 10^6 gearbeitet wird, wobei nur 2 % mit dem Target wechselwirken, sehen diese Szintillatoren hohe Raten. Die Amplituden dieser Signale sind aufgrund der hohen Ladung der Teilchen groß. Während des Spills wird das höchste Verstärkungsniveau erreicht.

Auf den dritten Bereich treffen nur leichte, niedrig geladene Fragmente. Da die Zahl der Fragmente gaußverteilt über die Flugzeitwand ist, treten hier nur geringe Raten auf. Aufgrund der niedrigen Belastung kommt es zu keinen Verstärkungsänderungen. Die Ladungskalibration kann mit Hilfe der Ladungspeaks erfolgen.

Kritisch ist die Situation im zweiten Intensitätsbereich. Hier treten noch relative hohe

Raten und Kernladungen auf, die Verstärkungsänderungen während des Spills wahrscheinlich erscheinen lassen. Bei der Einkopplung eines Referenzsignals wurden solche Sprünge jedoch nicht beobachtet.

Auch wenn alle Röhren während des Experiments ein stabiles Verstärkungsniveau aufweisen, gibt es Gründe für ein LED-System. Ein Abgleichen der Verstärkung bei Strahlamplituden durch Schwenken des Strahls über die Flugzeitwand ist nur möglich, wenn die Röhren während des Schwenkens auf dem gleichen Verstärkungsniveau wie während des Experiments arbeiten. Auch die Responsebestimmung zur Ladungskalibrierung mit Hilfe des Lasersystems muß bei der gleichen Verstärkung erfolgen. Beides ist einfach zu realisieren, wenn man die Röhren mit Hilfe der LEDs auf das höchste Verstärkungsniveau bringt.

Ein Hauptproblem des LED-Systems sind die großen Schwankungen der mittleren Anodenströme. Diese kommen zum einen durch die unterschiedliche Verstärkung der Röhren zum anderen durch die unterschiedliche Einkopplung und Lichtstärke der Leuchtdioden zustande. Wenn man den modularen Aufbau mit acht in Reihe geschalteten LEDs beibehalten möchte, so ist eine Auswahl der Leuchtdioden und eine Überprüfung der Einkopplung unumgänglich, um Röhren vor einer zu hohen Belastung zu schützen. Ein weiteres Problem entsteht, wenn die Strahlenergie oder die Ionensorte gewechselt wird. Dadurch kann eine Änderung der Spannung notwendig werden, um den dynamischen Bereich der Fotoervielfacher anzugleichen. Bei einer Variation der Spannung ändern sich aber auch die Verstärkungseigenschaften der Röhren grundlegend, was eine erneute Anpassung der Leuchtdioden nötig macht. Dies ist aufgrund der großen Anzahl der Kanäle selbst dann ein Problem, wenn man alle Leuchtdioden getrennt ansteuern würde.

Um die Probleme eines solchen LED-Systems zu umgehen bietet sich eine andere Vorgehensweise an. Da alle Röhren auf einem stabilen Niveau arbeiten, ist es möglich, die Walkkorrektur allein durch die Flugzeitwandssignale durchzuführen. Hierzu ist es aber nötig, die Walkfunktionen auf dem Verstärkungsniveau zu bestimmen, auf dem

die Röhre im Experiment arbeitet. Dazu sind im Gegensatz zu der Lösung mit LED-System Sweep-Runs mit unterschiedlichen Intensitäten notwendig, was einen vermehrten Einsatz von Strahlzeit erfordert. Mit Hilfe der guten Statistik der Keilmethode sollte die Bestimmung der Walkfunktionen jedoch wenig Strahlzeit beanspruchen.

Auch bei der Bestimmung der Responsefunktion ist darauf zu achten, daß die Rate des Lasers so eingestellt ist, daß für jede Röhre ein vergleichbarer Anodenstrom wie im Experiment erreicht wird.

Literatur

- [Alad 88] Aladin-Collaboration, *Proposal For A Forward Spectrometer at the 4π -Detektor*
GSI-Report 88-08 (1988)
- [Bau 87] Georg Bauer, *Entwicklung einer orts- und ladungsempfindlichen Vielfach-Ionisationskammer*
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt (1987)
- [Böt 82] M.Böttcher, W.D.Brewer and E.Klein, *A Simple Method For Stabilization Of Scintillation Detectors*
Nucl. Instr. and Meth. 206,177 (1982)
- [Frau 87] H.Frauenfelder, E.M. Henley, *Teilchen und Kerne*
Oldenbourg-Verlag (1987)
- [Ham 88] Hamamatsu, *Photomultiplier Tubes*
Datenblatt (1988)
- [Hof 92] Thorsten Hofmann, *Suche nach Verunreinigungen von Zählgasen in Ionisationskammern*
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt (1992)
- [Hub 91] Joachim Hubele, *Untersuchung der Multifragment-Produktion in asymmetrischen Schwerionenreaktionen bei $E/A = 600$ MeV*
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1991)
- [Kre 88] Peter Kreutz, *Photodiagnostik von CsI(Tl)-Szintillatoren*
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt (1988)
- [Leo 87] W.R. Leo, *Techniques For Nuclear And Particle Physics Experiments*
Springer-Verlag (1987)
- [Lin 93] Volker Lindenstruth, *Dynamik der Multifragmentation*
Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt (1993)

- [Reit 80] W.L.Reiter and G.Stengel, *A Long Term Stable Reference Light Source Using Leds For Stabilization Of Scintillation Spectrometers*
Nucl. Instr. and Meth. 173,275 (1980)
- [Rose 92] Frank Rosenberger, *Untersuchung und Optimierung eines Vieldraht-Proportionalzählers*
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt (1992)
- [Schü 91] Andreas Schüttauf, *Entwicklung eines Lasersystems für die Flugzeitwand des Aladin-Spektrometers*
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt (1991)
- [Schü 93] Andreas Schüttauf, *Private Mitteilungen*
- [Siem 90] Siemens, *Lumineszenzdioden*
Datenblätter 7.1990
- [Val 87] *Fotovervielfacher*
Valvo Datenbuch
- [Yam 77] Mikio Yamashita, *Observation Of A Hysteresis Effekt In Rate-Dependent Photomultiplier Gain Variations*
Nucl. Instr. and Meth. 142,435 (1977)
- [Yam 78] Mikio Yamashita, *Mechanism Of The Hysteresis Effect In Rate-Dependent Photomultiplier Gain Variations*
Rev. Sci. Instrum. 49(9),1336 (1978)
- [Yam 80] Mikio Yamashita, *Time Dependence Of Rate-Dependent Photomultiplier Gain And Its Implications*
Rev. Sci. Instrum. 51(6),1980
- [Yam 83] Mikio Yamashita, Satoshi Takeuchi, *Temperature-Compensating Pulsed Reference Light Source Using A Led*
Rev. Sci. Instrum. 54,1795 (1983)

Lebenslauf

Geburtsdatum: 25. Februar 1967
Geburtsort: Hanau
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: Deutsch

- 1973-1977 Heinrich-Heine-Schule Hanau (Grundschule)
- 1977-1986 Otto-Hahn-Schule Hanau (Gymnasium)
- Mai 1986 Abitur
- 1.7.1986 bis 30.9.1987 Wehrdienst
- Oktober 1987 Beginn des Physikstudiums an der Johann-Wolfgang-Goethe Universität in Frankfurt am Main
- Juni 1989 Vordiplom-Prüfung

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

- *Prof. Dr. U. Lynen* für die Integration in seine Arbeitsgruppe, die Betreuung und die von ihm ermöglichten großzügigen Arbeitsbedingungen
- *Dr. J. Hubele* für sein stetiges Interesse und die vielen Anregungen und Diskussionen während der gesamten Zeit der Diplomarbeit
- *Dipl. Phys. A. Schüttauf* für seine Unterstützung besonders zu Beginn der Arbeit und die Beantwortung mannigfaltiger Fragen
- *Dr. habil J. Pochodzalla* für seine Anregungen und das Durchsehen des Manuskripts
- *Dr. V. Lindenstruth*, der immer bereit war, dumme Fragen zum Kom-puter zu beantworten
- *dem Rest der Arbeitsgruppe KP3* für ein angenehmes Arbeitsklima und die Hilfe bei diversen Problemen

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichten und jederzeit voll unterstützten.

