

TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

Einfluss starker Lastwechsel auf die Zeitnahme von Szintillationsdetektoren

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Max KÜchler
geboren am 29.04.1996 in Detmold

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2018

Eingereicht am 08. Januar 2018

1. Gutachter: Prof. Dr. Arno Straessner
2. Gutachter: Prof. Dr. Wolfgang Enhardt

Zusammenfassung

Deutsch:

Die präzise Reichweitebestimmung von Protonenstrahlung mittels Prompt Gamma-Ray Timing (PGT) ist auf dem Weg zur klinischen Anwendung in der Krebstherapie. Dort soll sie zur Verifikation von in Bestrahlungsplänen kalkulierter Reichweite der Protonenstrahlung im Gewebe zum Einsatz kommen. Es hat sich jedoch bereits erwiesen, dass für hohe Teilchenraten (auch: Lasten) am Detektor Lasteffekte auftreten, die das Ergebnis beeinflussen und somit eine Korrektur zur präzisen Zeitmessung durchgeführt werden muss. In dieser Arbeit wurden die für das PGT eingesetzten $CeBr_3$ - Szintillationsdetektoren auf Lasteffekte untersucht, zum einen im Hinblick auf Verstärkungsvariationen des Detektors, welche die Energiemessung beeinflussen, zum anderen auf Verschiebungen gemessener Zeitwerte. Die ermittelten Verstärkungsvariationen decken sich mit bereits bekannten Resultaten und es konnten Arbeitsbereiche für die verwendeten Detektoren gefunden werden, in denen die Verstärkung kaum variiert. Eine Beeinflussung bezüglich der Zeitmessung für höhere Lasten wurde untersucht und in Abhängigkeit von der Last am Detektor, sowie von der jeweils vorliegenden Verstärkung auf eine Korrelation überprüft. Es wurde eine Abhängigkeit der Zeitmessung von Last (bzw. Durchsatz) und momentaner Verstärkung gefunden, die Unsicherheiten dieser Ergebnisse sind mit allgemein unter ± 10 ps sehr gering. Diese Abhängigkeit wird wesentlich durch die Wahl des eingesetzten Detektors beeinflusst. Ohne Korrektur erfährt die Zeitmessung im Arbeitsbereich mit zunehmender Last und abnehmender Verstärkung eine Verzögerung von bis zu 80 ps. Für einen der drei verwendeten Detektoren zeigt sich darüber hinaus ein generell anderes Verhalten: Für einen Durchsatz bis zu 350 kcps treten kaum Verstärkungsvariationen auf, die Zeitmessung ist mit Abweichungen im Bereich von bis zu 20 ps vergleichsweise gering von Lasteffekten beeinflusst.

English:

The precise range verification of proton beams with Prompt Gamma-ray Timing (PGT) is on its way to clinical application for cancer treatment. In this treatment, they shall take place verifying radiation plans with calculated range of the proton radiation in tissues. It has already been proven that PGT measurements are influenced by detector loads which leads to false results with negative consequences for a clinical use. This needs to be corrected to allow for precise measurements to be obtained. Therefore in this thesis, the load effects on $CeBr_3$ - scintillation-detectors, which are typical for PGT, were analyzed for variations in gain and time measurement. On one hand, the load effects on the energy measurement in terms of gain was analyzed and on the other hand, the time lag of the measured time values. The results of the energy measurement analysis were found to confirm the already known results like operation ranges for the detectors in application with almost non-varying gain. An influence in terms of the time measurement for high loads was researched on and tests were carried out in connection with the load on the detector, as well as the respective existing gain. As a result, a connection between the detector load and time variation was observed, as well as a connection between gain and time variation with measurement uncertainties of less than ± 10 ps. This connection is significantly influenced by the choice of the applied detector. The time measurement in the working field seemed to shift with increasing loads and decreasing intensity. This led to time differences of up to 80 ps. Finally, one of the three used detectors seemed to work completely different, as almost no load effects could be observed up to 350 kcps. For time measurement, the results only differed in a range of 20 ps.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Zielstellung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Detektoreinheit	3
2.1.1	Szintillator	3
2.1.2	Sekundärelektronenvervielfacher	4
2.1.3	Elektronische Verarbeitung	5
2.2	Absolut- und Relativzeit	5
2.3	Prompt Gamma-Ray Timing	6
2.4	Detektorbegriffe	7
2.5	Energiekalibrierung und lastabhängige Verstärkung	9
3	Experiment	11
3.1	Strahlungsquelle	11
3.2	Versuchsaufbau und Durchführung	11
4	Methodik der Datenanalyse	15
4.1	Allgemeines	15
4.2	Analyse der Energiemessung	17
4.2.1	Grundkalibrierung	17
4.2.2	Relative Verstärkung	18
4.2.3	Mittlere Ladung	20
4.3	Analyse der Zeitmessung	20
4.4	Grenzen der Methodik	23
4.4.1	Energieanalyse	23
4.4.2	Zeitanalyse	23
5	Resultate	25
5.1	Verstärkungsvariation	25
5.2	Zeitverschiebung	28
6	Diskussion	31

7 Literaturverzeichnis

i

1 Motivation und Zielstellung

Zur Behandlung von Krebs werden stets neue und bessere Methoden gesucht, um eine möglichst patientenschonende und dennoch effektive Therapie zu gewährleisten. Eine mögliche Behandlungsart bietet die Strahlentherapie, bei welcher der Patient gezielt hochenergetischer Strahlung ausgesetzt wird. Diese dringt in den Körper ein und zerstört dort das von Krebs betroffene Gewebe (Referenz). Mit der Bestrahlung durch Protonen hat sich seit einigen Jahren eine neue Form der Strahlentherapie zunehmend etabliert. Diese hat den großen Vorteil, dass die Energie im Gegensatz zur Photonentherapie zu einem Großteil im letzten Wegabschnitt der Flugbahn und damit im Tumorgewebe deponiert wird [01]. Dafür ist es jedoch umso wichtiger, die Reichweite der Protonen im Gewebe so präzise wie möglich abschätzen zu können. Anhand der physikalischen Eigenschaften von Strahlung und Gewebe wird ein Bestrahlungsplan entworfen, welcher über Eintrittswinkel, Energie und Intensität der Strahlung die bei der Behandlung im Körper deponierte Dosisverteilung optimieren soll. Inwiefern diese Bestrahlungspläne jedoch tatsächlich die errechnete Reichweite im Gewebe garantieren, muss kontrolliert werden. Das *Prompt Gamma-Ray Timing* (PGT) [02] bietet die Möglichkeit, die Reichweite in der Praxis zu überprüfen. Die Protonen stoßen auf ihrer Flugbahn im Gewebe gelegentlich mit Atomkernen zusammen, wodurch prompte Gammastrahlung entsteht [03], [04]. Diese lässt sich in Szintillationsdetektoren messen. Aus dem zeitlichen Verlauf der eintreffenden Gammaquanten lassen sich Rückschlüsse auf die Reichweite der Protonenstrahlung ziehen. Es ist also notwendig, eine präzise Zeitmessung des Detektors zu gewährleisten, da bereits kleine Ungenauigkeiten der Zeitmessung zu merklichen Reichweiteunterschieden führen, welche in der Therapie die Schädigung von gesundem Gewebe bedeuten würde. Es hat sich gezeigt, [05], [06], dass für höhere Teilchenraten Messeffekte auftreten, die sowohl die Energie als auch die Zeitmessung beeinflussen und korrigiert werden müssen. Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung und Quantifizierung auftretender Lasteffekte auf die Zeitmessung von $CeBr_3$ - Szintillationsdetektoren mithilfe experimenteller Daten. Im Falle einer Korrelation der Zeitmessung mit der aktuellen Verstärkung soll eine Aussage darüber getroffen werden, inwiefern eine Korrektur die Präzision der Zeitmessung verbessern kann [07]. In [05] wurden die Detektoren am UTPD¹ bereits auf entsprechendes Verhalten untersucht. Das in dieser Arbeit ausgewertete Experiment wurde mit dem Elektronen-Linearbeschleuniger ELBE am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf durchgeführt. Dieser Teilchenbeschleuniger zeichnet sich durch

¹Universitäts Protonen Therapie Dresden

dadurch aus, dass er deutlich bessere Bedingungen für eine präzise Zeitmessung bereitstellt. Auf diese Weise könne Lasteffekte auf die Zeitmessung deutlich besser untersucht werden, als es in [05] der Fall war. Über den klinischen Einsatz des PGT hinaus sind die Resultate dieser Arbeit auch für andere Anwendungsgebiete, in denen Szintillationsdetektoren hohen Zählraten und Lastwechseln ausgesetzt sind, wie beispielsweise Nuklearmedizin, Heimatschutz (Homeland Security) und Kernmaterialkontrolle (Nuclear Safeguards) [07] von Nutzen.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Detektoreinheit

Bei den im PGT zum Einsatz kommenden Detektoren handelt es sich um eine dreikomponentige Detektoreinheit, bestehend aus einem $CeBr_3$ -Szintillator, einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) und einem U100-Spektrometer¹, diese Detektoreinheit wird in der vorliegenden Arbeit anhand der experimentell aufgenommenen Daten charakterisiert.

2.1.1 Szintillator

Zur Detektion von Gammaquanten werden oft Szintillatoren benutzt. Die eintreffende Strahlung erzeugt beim Durchgang durch den Szintillator Photonen. Der im Experiment verwendete Kristall besteht aus $CeBr_3$, es handelt sich dabei um einen anorganischen Szintillator [08]. Diese wandeln ionisierende Strahlung in eine Reihe von Elektronen-Loch-Paaren um. Die reine Rekombination von Loch und Elektron ist energetisch i.A. zu hoch für die Emission von sichtbarem Licht. Aus diesem Grund wird der Kristall verunreinigt, indem er mit sog. Aktivatoren dotiert wird. Diese Aktivatoren besitzen Energieniveaus in der Bandlücke des reinen Kristalls. So können die Elektronen deutlich effektiver und unter Emission von langwelligerem Licht ein Loch im Valenzband wieder füllen [08]. Dies ist in Abb. 2.1 dargestellt.

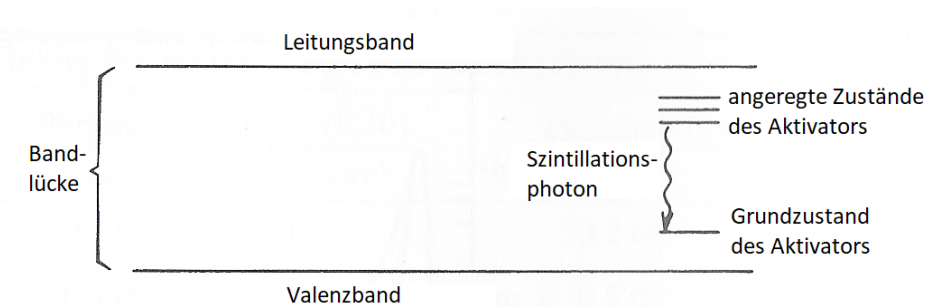


Abbildung 2.1: Energieniveauschema des Szintillators, bearbeitet nach [08]. Das Elektron wechselt durch Ionisation vom Valenzband in das Leitungsband, wo es über die Aktivatorzustände wieder in den Grundzustand wechseln kann.

$CeBr_3$ besitzt für die rapide, präzise Aufnahme von hohen Teilchenraten herausragende Eigen-

¹<http://target-sg.com/de/u100.html>

schaften. Die Abklingzeit der Lumineszenz ist mit 17 ns [08] sehr gering, während mit 68000 Photonen/MeV [08] eine gute Lichtausbeute gewährleistet wird. Die Zeitaufösung beträgt 200 ps [08].

2.1.2 Sekundärelektronenvervielfacher

Der SEV wandelt die im Szintillator erzeugten Photonen in ein messbares, elektrisches Signal um. Die im Szintillator erzeugten Photonen treffen auf eine Photokathode, an der durch den photoelektrischen Effekt Elektronen herausgeschlagen werden. Diese Elektronen werden in einem elektrischen Potential beschleunigt, und treffen sukzessiv auf mehreren Dynoden. Diese vervielfachen die Elektronen durch Herausschlagen mehrerer Sekundärelektronen aus der Dynode. Da es an jeder Dynode zur Vervielfachung kommt, wächst die Anzahl an Elektronen stark an, sodass aus einzelnen Photonen ein deutliches, elektrisches Signal entsteht. Der Aufbau ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.

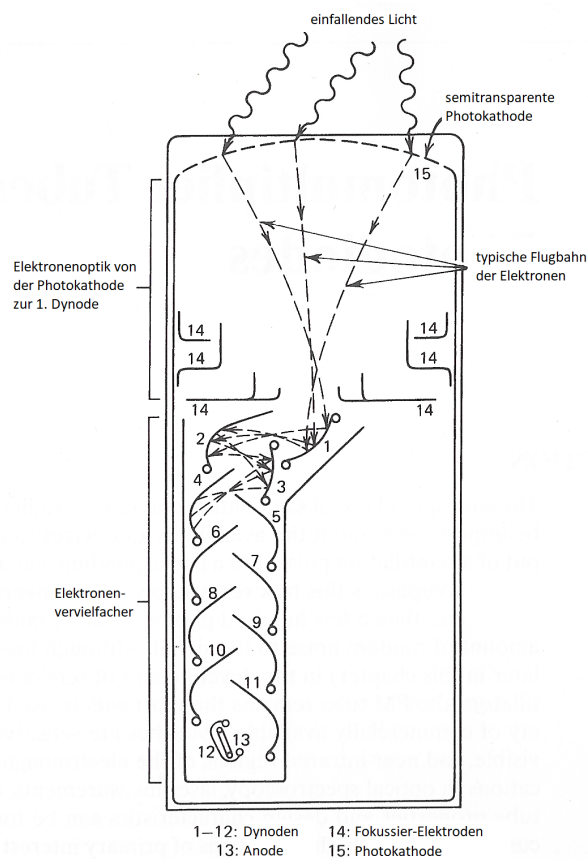


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau eines SEV inklusive angedeuteter Trajektorien der Elektronen, bearbeitet nach [08]

Die Spannung, welche am SEV anliegt, wird in der Regel mithilfe eines Spannungsteilers entsprechend auf die Dynoden verteilt und lässt sich variieren.

2.1.3 Elektronische Verarbeitung

An den SEV ist über einen 14-Pin-Stecker das U100-Spektrometer der Firma *Target*² angeschlossen. Diese Detektorkomponente tastet den an der Anode fließenden Strom mit einer konstanten Taktfrequenz ab, um so den Strom in Abhängigkeit von der Zeit messen zu können. Die gemessene Zeit läuft seit Beginn des Experimentes fortwährend, sie wird nicht zu Beginn jeder neuen Messung zurückgesetzt. Außerdem misst der Detektor nicht in Sekunden, sondern in sog. *clock cycles*, also Perioden, die im U100 ablaufen. Für Messungen an einem Beschleuniger kann es sinnvoll sein, die interne Uhr des U100 mit dem Beschleunigertakt zu synchronisieren. Im Falle des ELBE-Beschleunigers entspricht dies einer Frequenz von 13 MHz [06], mit dieser Rate werden die Elektronenpakete ausgesendet. Dies entspricht einer Periodendauer von ~ 77 ns. Zur feineren Abtastung der Signale wird die Taktfrequenz mittels einer Phasenregelschleife auf das 16-fache der Beschleunigerfrequenz, also auf 208 MHz hochskaliert. Dies entspricht einer Periodendauer von 4.8 ns. Mit dieser Rate wird das elektrische Signal an der Anode abgetastet. Zur weiteren Verbesserung der Genauigkeit ist der Zeitbereich zwischen zwei solchen Abtastpunkten wiederum in 1024 sog. „Subsamples“ unterteilt, um ausgehend von den Abtastpunkten mittels linearer Extrapolation einen deutlich präziseren Zeitpunkt für jedes gemessene Ereignis ermitteln zu können. Ein Subsample hat eine zeitliche Breite von etwa 4.7 ps, dies entspricht der maximalen zeitlichen Genauigkeit der Elektronik des Spektrometers. Überschreitet der fließende Strom eine voreingestellte Triggerschwelle, wird dies vom Detektor als Signal interpretiert. Die Zeit des Signalbeginns wird gespeichert. Mit

$$q = \int_{t_0}^{t_1} I(t) dt \quad (2.1)$$

q ...Ladung eines einzelnen Signals
 t_0 ...errechneter Zeitpunkt des Signalbeginns
 t_1 ...Zeitpunkt des Signalendes, per Firmware auf $t_1 \approx t_0 + 100$ ns eingestellt
 $I(t)$...an der Anode fließender Strom in Abhängigkeit von der Zeit

wird im U100 ein Maß für die Ladung des Signals errechnet und abgespeichert. Die Ladung ist proportional zur im Detektor deponierten Energie des Gammaquants, somit auch ein Maß für dessen Energie.

Auf diese Weise werden alle Signale mit entsprechenden Werten für Zeit und Ladung digital über einen Ethernet-Anschluss als List-Mode-Daten ausgegeben.

2.2 Absolut- und Relativzeit

Die vom U100 gemessene Zeit, die sog. **Absolutzeit**, wird als 64-Bit-Integer ausgegeben, wobei die ersten 54 Bit den clock cycle zählen und die letzten 10 Bit die Information über das mittels

²<http://target-sg.com/>

Interpolation bestimmte Subsample enthalten. Die Umrechnung in Sekunden erfolgt über :

$$t_{abs} = \frac{n - n_0}{f \cdot 1024 \cdot 16} \quad (2.2)$$

t_{abs} ...Absolutzeit in Sekunden

n ...Integer-Zeitwert des U100

n_0 ...Integer-Zeitwert bei Messbeginn

f ...Frequenz des Beschleunigers

Da alle verwendeten U100-Spektrometer seit Beginn des Experimentes die Zeit fortlaufend messen, wird in Gleichung 2.2 aufgrund der Übersichtlichkeit stets zu Beginn jeder Messung die insgesamt verstrichene Zeit subtrahiert, sodass für die später folgende Auswertung jede Messung bei $t = 0$ s beginnt.

Für die Datenauswertung ist jedoch vor allem die sog. **Relativzeit** von Bedeutung:

Dieser Wert gibt die verstrichene Zeit seit Beginn des aktuellen Beschleunigerzyklus an, beträgt also stets zwischen 0 und 77 ns. Sie entspricht der Ankunftszeit des Signals im jeweiligen Beschleunigerzyklus und wird wie folgt berechnet:

$$t_{rel} = \frac{n \bmod (16 \cdot 1024)}{f \cdot 16 \cdot 1024} \quad (2.3)$$

t_{rel} ...Relativzeit in Sekunden

n ...Integer-Zeitwert des U100

f ...Frequenz des Beschleunigers

2.3 Prompt Gamma-Ray Timing

Mittels PGT lassen sich über die Detektion von entlang der Flugbahn prompt emittierter Gammastrahlung Rückschlüsse auf die Reichweite von Protonenstrahlung in Materie ziehen [02]. Die Gammaquanten werden im Detektor in Form von Ereignissen registriert, wobei jedes Ereignis einen entsprechenden Zeitwert zugeteilt bekommt. Aus diesem Zeitwert und dem Referenzsignal des Teilchenbeschleunigers, welcher in konstanten Zeitabständen Teilchenpakete aussendet, ergibt sich ein neuer Zeitwert, welcher stets relativ zu dem Zeitpunkt des Flugbeginns der Teilchenpakete ist. Es ergibt sich also eine Verteilungskurve („PGT-Spektrum“) aller eintreffenden Gammaquanten über einem festen Zeitintervall. Aus diesem Spektrum lassen sich über Mittelwert und Standardabweichung Reichweite und Reichweiteunsicherheiten der zu untersuchenden Strahlung bestimmen [09].

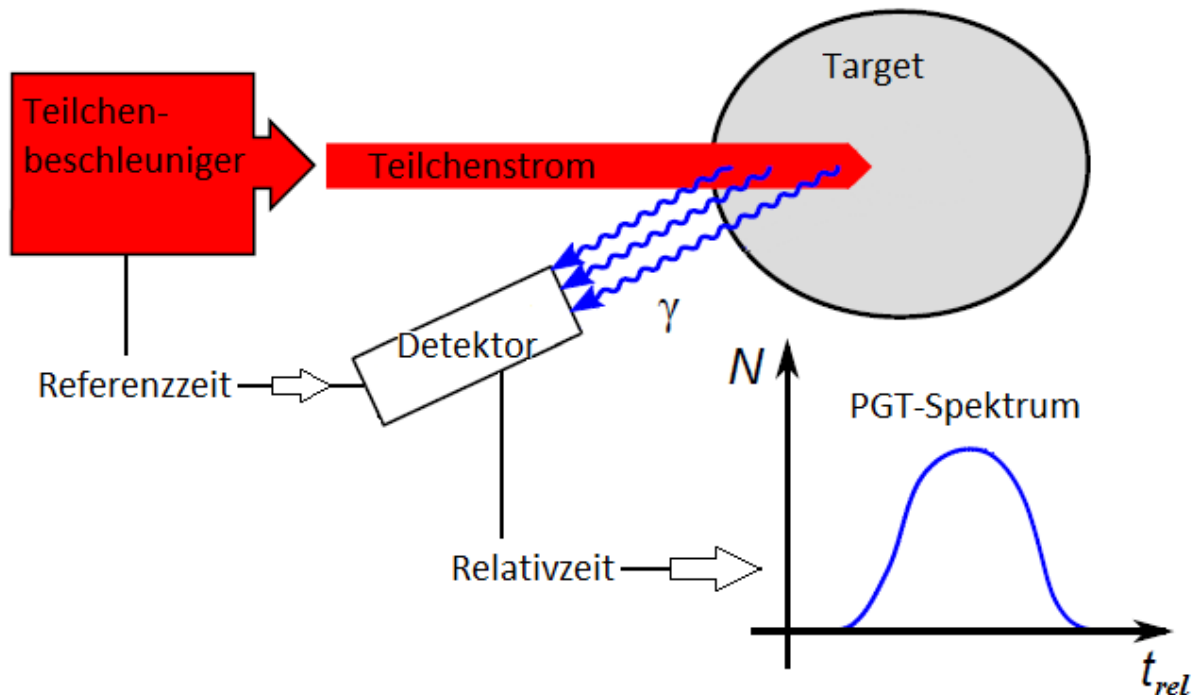


Abbildung 2.3: Grundprinzip des PGT, bearbeitet nach [06]. Der Teilchenstrom, bestehend aus mit fester Frequenz ausgesandten Protonenpaketen, erzeugt durch nukleare Wechselwirkung vom Eintritt in das Target bis zum Stillstand Gammastrahlung, welche im Detektor registriert wird. Die Referenzzeit beginnt bei Austritt eines Protonenbündels aus dem Beschleuniger und wird mit Aussenden jedes neuen Protonenbündels zurückgesetzt. Auf diese Weise bestimmt der Detektor den Zeitpunkt des Eintreffens der prompten Gammastrahlung relativ zum Flugbeginn der Teilchenbündel. Diese sog. „Relativzeit“ lässt sich als Verteilungskurve darstellen, dem PGT-Spektrum.

2.4 Detektorbegriffe

In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten Detektorbegriffe erläutert werden. Der **Durchsatz** beschreibt die Anzahl der von der Elektronik pro Zeiteinheit registrierten Ereignisse. Jedoch treffen bei steigender Strahlintensität immer mehr Ereignisse auf den Szintillator, als von der Elektronik als Durchsatz registriert wird. Dies liegt an der **Totzeit**. Diese gibt an, wie viel Zeit zwischen einzelnen Ereignissen liegen muss, um diese getrennt voneinander zu registrieren. Dabei ist das Bauelement mit der höchsten Totzeit für den Detektor entscheidend. Mit einer Abklingzeit von 19 ns ist der Szintillator zwar sehr schnell, aber die Elektronik benötigt zur Signalverarbeitung deutlich mehr Zeit: Damit eine optimale digitale Verarbeitung aller gemessenen Ereignisse gewährleistet werden kann, folgt jedem an der Elektronik registrierten Ereignis eine voreingestellte Zeitspanne von 1 μ s, in der keine weiteren Signale aufgenommen werden. Das bedeutet, dass die Elektronik nicht mehr als 1.000.000 Ereignisse pro Sekunde verarbeiten kann. Die tatsächliche Anzahl an Teilchen, die auf den Detektor treffen, wird **Last**

genannt. Sie steht mit dem Durchsatz über die folgende Beziehung [06], [05] in Verbindung:

$$L = \frac{T}{1 - t_d \cdot T} \quad (2.4)$$

T ...Durchsatz
 t_d ...Totzeit pro Signal
 L ... Last

Hier wird noch einmal deutlich, dass für steigende Ereigniszahlen der Durchsatz keinesfalls mehr der tatsächlichen Anzahl pro Sekunde eintreffender Teilchen entspricht. Es ist also die Umrechnung zur Last erforderlich, um Lasteffekte des Detektors korrekt einzuordnen.

Interessant für die spätere Auswertung ist auch die Darstellung auftretender Lasteffekte in Abhängigkeit vom **mittleren Anodenstrom**, also dem zeitlichen Mittel des an der Anode geflossenen Stroms. Es wird vermutet, dass die Effekte von diesem Parameter abhängen. Ein Maß für den mittleren Anodenstrom stellt die Größe $L \cdot \bar{q}$ dar, wobei \bar{q} die **mittlere Ladung** pro Detektorsignal ist, also die durchschnittliche Ladung aller Ereignisse, die an der Anode registriert wurden. Sie wird über nachfolgende Gleichung bestimmt.

$$\bar{q} = \frac{\sum_i q_i \cdot n_i}{\sum_i n_i} \quad (2.5)$$

q_i ...Ladungswert eines Messkanals
 n_i ...Anzahl Einträge eines Messkanals

Ein weiterer wichtiger Parameter dieses Experiments ist die **Grundverstärkung (GV)** V . Die Spannung, welche am SEV anliegt, ist veränderlich. Erhöht man die Spannung gering, so hat dies durch die Aneinanderreihung von Dynoden mit jeweils leicht höherer Spannung bei konstanter Größe der Lichtsignale an der Photokathode eine merkliche Erhöhung der Ladung, bzw. des Anodensignals zur Folge. Vor Beginn der Messungen wurde bei deaktiviertem Beschleuniger für eine bestimmte Spannung am SEV das Ladungsspektrum einer radioaktiven Quelle bestimmt. Diese Spannung repräsentiert die normale GV. Nun wurde die Spannung erniedrigt bzw. erhöht, bis sich die Position der Peaks der radioaktiven Quelle im Ladungsspektrum in ihrem Ladungswert halbiert bzw. verdoppelt haben. Diese Spannungseinstellungen repräsentieren halbe bzw. doppelte GV.

Zuletzt ist der **dynamische Bereich** eine wichtige Größe zur Charakterisierung eines Spektrometers. Sie gibt an, in welchem Bereich die Energiemessung als fehlerfrei angenommen werden kann. Für die Spannung des SEV wurde für normale GV so eingestellt, dass das obere Ende des dynamischen Bereichs genau $q=1$ entspricht. Dies bedeutet jedoch auch, dass für doppelte Grundverstärkung der dynamische Bereich halbiert wird, ebenso verdoppelt sich der dynamische Bereich für halbe Verstärkung.

2.5 Energiekalibrierung und lastabhängige Verstärkung

Die GV ist innerhalb einer Messung konstant, da die Spannung am SEV nicht verändert wird. Auftretende Lasteffekte der Energiemessung sind Folge einer in Abhängigkeit von der Last variierenden Größe. Diese wird als **lastabhängige Verstärkung** G bezeichnet. Die vom Detektor gemessene Energie lässt sich damit wie folgt bestimmen:

$$E = V \cdot G(T) \cdot q = V \cdot G(L) \cdot q \quad (2.6)$$

E...im Detektor deponierte Energie der Gammaquanten
V...Grundverstärkung
G...lastabhängige Verstärkung des SEV
q...Ladung in Detektoreinheiten

Für die Analyse der Energiemessung ist vor allem die **relative Verstärkung** von Vorteil. Sie ergibt sich über:

$$G_{rel} = \frac{G(L)}{G_0} \quad (2.7)$$

G_0 ...Referenzverstärkung für geringe Referenzlast L_0 bzw. T_0

angeben. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird G_{rel} die wichtige Größe sein, wenn es um die Energiemessung geht.

Mithilfe der radioaktiven Quelle kann für jeden gemessenen Durchsatz eine Energiekalibrierung vorgenommen werden. Der Kalibrierungsfaktor κ ist definiert über:

$$E_Q = \kappa(T) \cdot q_Q = V \cdot G(T) \cdot q_Q \longrightarrow \kappa(T) = V \cdot G(T) \quad (2.8)$$

E_Q ...Energien der Quelle
 $\kappa(L)$...lastabhängiger Kalibrierungsfaktor
 q_{Co} ...Ladungswert der Peaks der Quelle
V...GV
 $G(T)$...lastabhängige Verstärkung

Da V innerhalb einer Messung eine Konstante ist, ergibt sich die G_{rel} aus dem Kalibrierungsfaktor:

$$G_{rel} = \frac{G(T)}{G_0} = \frac{\kappa(T) \cdot V}{\kappa_0 \cdot V} = \frac{\kappa(T)}{\kappa_0} \quad (2.9)$$

$G(T)$...lastabhängige Verstärkung
 G_0 ...Referenzverstärkung
 κ ...lastabhängiger Kalibrierungsfaktor
 κ_0 ...Kalibrierungsfaktor für Referenzlast
 q_{Co} ...Ladungswert der Peaks der Quelle
V...GV

3 Experiment

Dieses Kapitel beschreibt den Versuchsaufbau und die Durchführung des Experiments, dessen Auswertung in dieser Arbeit vorgenommen wird. Unter dem Titel „Exploration of dynamic load effects on Prompt Gamma-Ray Timing hardware“ wurden die Messungen am HZDR ¹ durchgeführt.

Die Grundidee des Experimentes ist es, die konstanten Energielinien einer radioaktiven Quelle mit den entsprechenden Detektoren auf entstehende Verschiebungen zu untersuchen, während diese Detektoren einem regulierbaren Strom von Bremsstrahlungsquanten ausgesetzt sind. Diese Verschiebungen sind Folge einer variierenden Verstärkung am SEV. Ebenfalls werden Verschiebungseffekte der Zeitmessung untersucht, welche dann auf Abhängigkeit von der Verstärkungsänderung überprüft werden. Zeigt sich eine Korrelation, so lassen sich Korrekturen durchführen, die die Genauigkeit der Detektoren im Hinblick auf die Zeitmessung auf einen Wert von einigen Pikosekunden reduzieren könnte.

3.1 Strahlungsquelle

Bei der verwendeten Strahlungsquelle handelt es sich um den ELBE-Beschleuniger ²(supraleitender Elektronen-Linearbeschleuniger mit hoher Brillianz und geringer Emittanz) des HZDR. Dieser Beschleuniger zeichnet sich durch eine sehr scharfe Zeitauflösung aus:

Die beschleunigten Elektronen bilden keinen kontinuierlichen Strahl, sondern bestehen vielmehr aus einzelnen Elektronenpaketen, die mit einer konstanten Frequenz ausgesendet werden. Diese Pakete, (engl. „Bunches“) , sind nur ca. 5 ps lang [06], dies entspricht einer räumlichen Länge von wenigen Millimetern.

Diese Genauigkeit zeichnet die ELBE für dieses Experiment besonders aus.

3.2 Versuchsaufbau und Durchführung

Die beschleunigten Elektronenpakete treffen mit einer Energie von 13 MeV [06] auf ein Target, in dem die Elektronen durch Coulomb-Wechselwirkungen mit den Atomkernen Bremsstrahlung erzeugen. Nach Durchgang durch das Target werden die Elektronen abgelenkt, um nicht auf

¹Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, <https://www.hzdr.de/db/Cms?pNid=0>

²<https://www.hzdr.de/db/Cms?pNid=517>

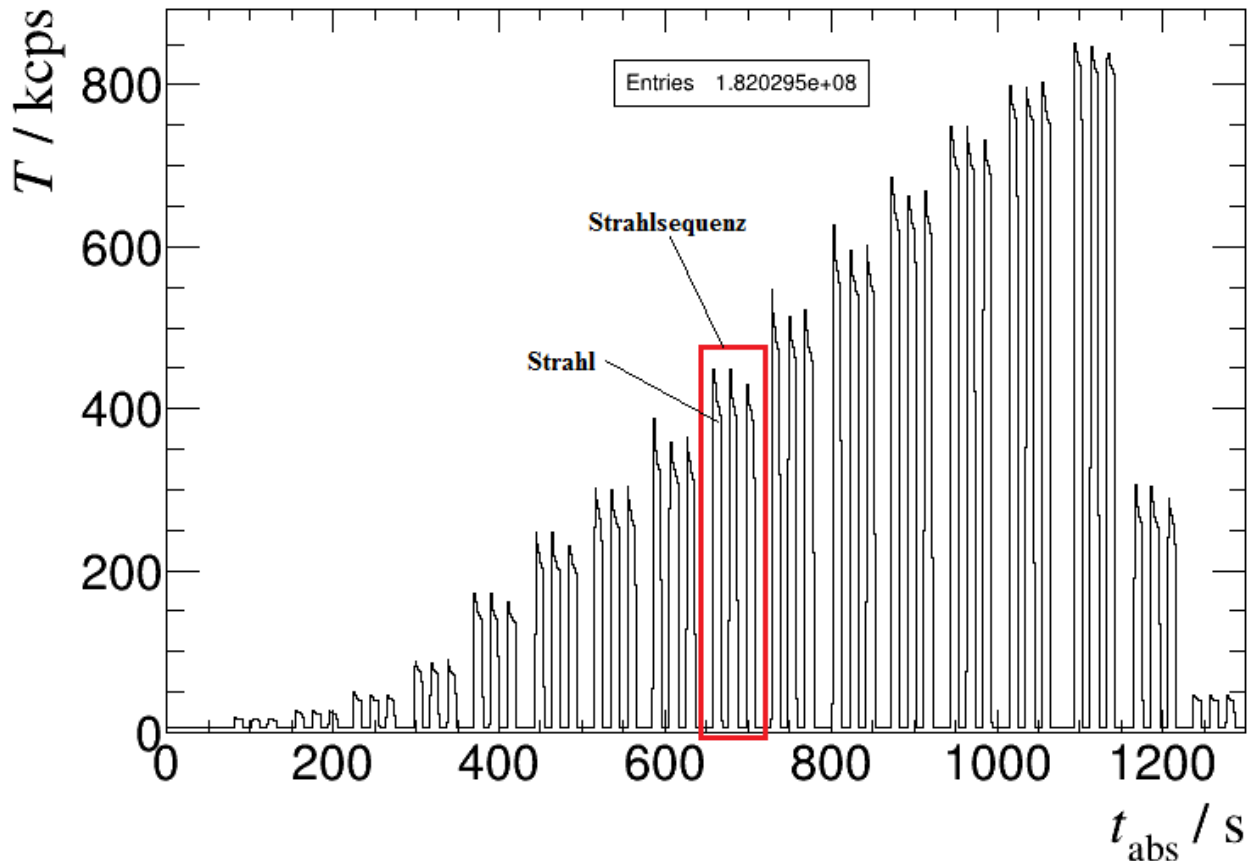


Abbildung 3.2: Zählratenhistogramm einer Messung. Die Grundstruktur ist für jede Messung identisch.

gemessene Zählrate über den klinischen Arbeitsbereich von maximal 500 kcps hinausgeht. So soll ermittelt werden, wo die Grenzen der kontrollierten Zeitmessung mittels PGT liegen. Zur Erfassung möglicher Verstärkungsvariationen im Detektor wurde eine radioaktive Quelle hinzugenommen, um einen konstanten Energiereferenzwert messen zu können. Diese wurde nur wenige Millimeter vor dem jeweils im Strahl stehendem Detektor positioniert. Es handelt sich dabei um das ^{60}Co -Isotop, welches Gammastrahlung bei 1.17 und 1.33 MeV [06], [11] emittiert. Anhand dieser Linien kann eine vergleichsweise gute Energiekalibrierung des Detektors vorgenommen werden, da diese Energien im Vergleich zu den für das PGT relevanten Energien zwischen 3 und 5 MeV [02], [06], [12] verhältnismäßig groß sind. Aufgrund der kurzen Distanz zwischen Quelle und Detektor und der Tatsache, dass das Cobalt-Isotop die beiden Gammaquanten praktisch zeitgleich (durchschnittlich 1 ps versetzt) [06] emittiert, ist die Wahrscheinlichkeit, diese gleichzeitig im Detektor zu registrieren, besonders hoch. Geschieht dies, nimmt der Detektor aufgrund des kaum merklichen Zeitunterschiedes die beiden Gammaquanten als ein einziges Ereignis mit summierter Energie wahr. Dieser so im Spektrum wahrzunehmende *Summenpeak* bietet später bei der Energiekalibrierung einen markanten Punkt, der aufgrund seines höheren Energiewertes die Genauigkeit der Kalibrierung verbessert.

4 Methodik der Datenanalyse

Im folgenden Teil wird die Vorgehensweise beschrieben, mit welcher die Messdaten aus dem Experiment ausgewertet werden. Die Analyse erfolgt mittels dem am CERN entwickelten Framework ROOT [13].

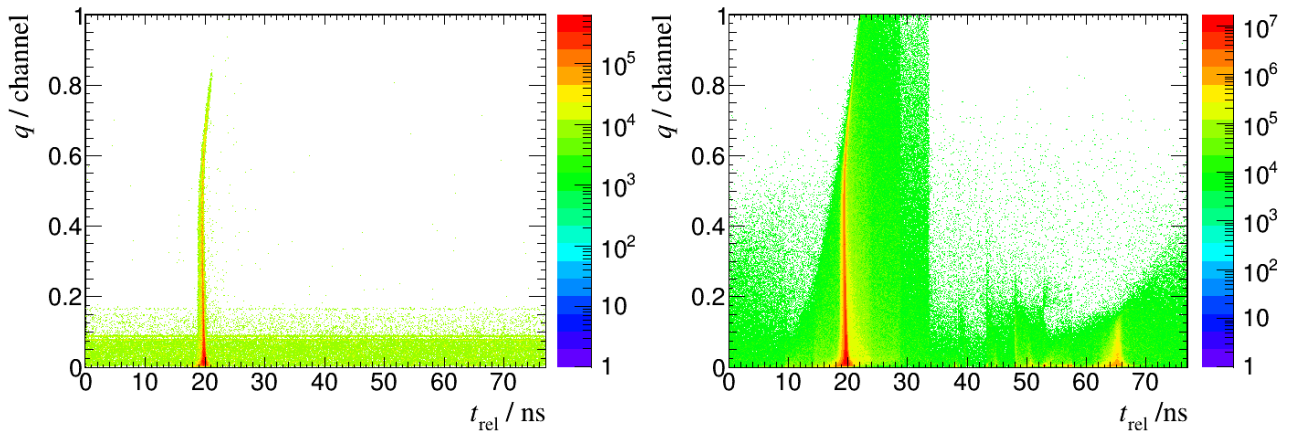
4.1 Allgemeines

Um einen Überblick über die Grundstruktur der Messung zu erhalten, wurde stets als erstes ein Histogramm erstellt, welches den am Detektor ermittelten Durchsatz über der Zeit anzeigt. Ein solches Zählratenhistogramm wurde bereits in Abbildung 3.2 dargestellt. Da für diese Arbeit hauptsächlich die Abschnitte der Messung mit aktivem Strahl wichtig sind, wurden zunächst ausgehend von diesem Histogramm für jeden einzelnen Strahl die entsprechenden Zeitwerte für Start und Schluss gesucht:

Mithilfe der ersten, stets ohne aktiven Strahl gemessenen Sekunden wurde ein durchschnittliches Grundniveau für den Durchsatz ermittelt. Ausgehend davon wurde eine merklich über dem Grundniveau und dennoch unter dem niedrigsten Durchsatz der Strahlen liegende Triggerschwelle von ca. 8 kcps. Wurde sie überschritten, so ist der zweite darauffolgende Zeitbin markiert worden, um den Zeitwert für Beginn dieses Strahls festzusetzen. Um Ungenauigkeiten zu minimieren, wurde nicht der erste Zeitbin verwendet. Nach dem gleichen Prinzip wird jeweils der vorletzte Zeitbin vor Unterschreitung der Schwelle gewählt, um den Zeitpunkt des Strahlendes festzusetzen. Für den Bin in der Strahlmitte wurde ebenfalls ein Zeitwert ermittelt. Wie in Abb. 3.2 erkennbar ist, fällt der gemessene Durchsatz zu Strahlbeginn ziemlich stark ab, ehe er allmählich ein Gleichgewicht erreicht. Um durch diese Schwankung entstehende Unsicherheiten zu vermeiden, wurde für die Analyse nur die zweite Strahlhälfte verwendet. Alle Bins, die auf diese Weise Teil des aktiven Strahls sind, wurden summiert und durch die Binanzahl geteilt, um für jeden Strahl eine mittlere Zählrate zu bestimmen.

Alle Ereignisse in den so ermittelten Zeitintervallen wurden anschließend als 2D-Histogramme dargestellt. Diese Ladung-Relativzeit-Histogramme wurden jeweils für alle drei Strahlen einer Strahlsequenz addiert, um statistische Unsicherheiten zu verringern.

Dieses Gesamthistogramm enthält alle für die Analyse wichtigen Informationen über die entsprechende Strahlsequenz.



(a) Ladung-Relativzeit-Histogramm für $T = 40$ kcps

(b) Ladung-Relativzeit-Histogramm für $T = 500$ kcps

Abbildung 4.1: Ladung-Relativzeit-Histogramm einer Messung für geringe (a) und hohe (b) Lasten. Zu sehen sind insbesondere die Bremsstrahlungsphotonen, welche zeitlich im Bereich von 17-19 ns als korrelierte Ereignisse eintreffen. Es wird deutlich, dass bei steigender Last Störeffekte auftreten, die eine Analyse erschweren. Diese befinden sich überwiegend im niederenergetischen Bereich.

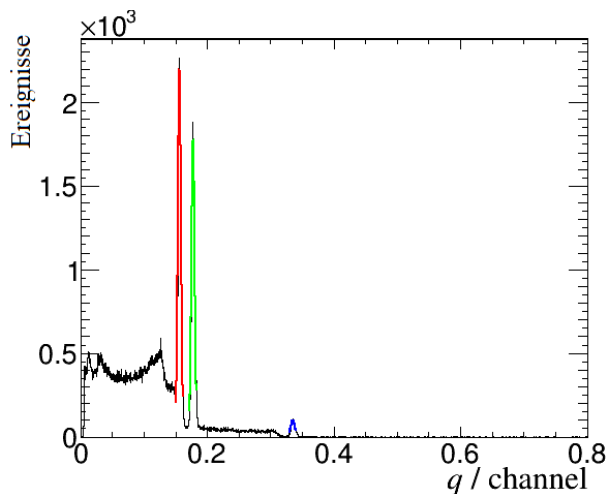
Die Analyse wird für jede Strahlsequenz einzeln nacheinander durchgeführt.

4.2 Analyse der Energiemessung

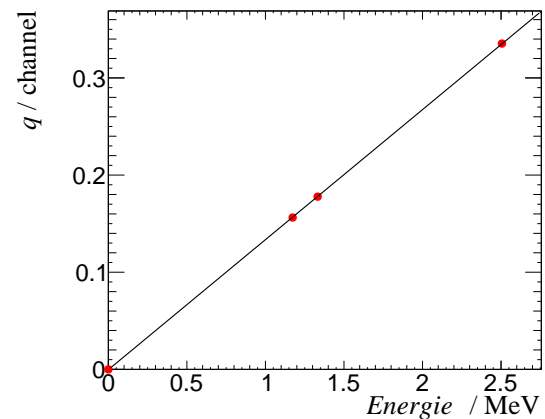
4.2.1 Grundkalibrierung

Für die Beobachtung einer Verstärkungsänderung ist es sinnvoll, zuerst einen Referenzwert κ_0 festzulegen, um eine relative Abweichung bei Lastwechseln angeben zu können.

Es wurde deshalb für die ersten 30 Sekunden der Messung das Ladungsspektrum ermittelt. In diesem Zeitraum ist stets der Strahl deaktiviert gewesen.



(a) Energiespektrum



(b) Kalibrierung mittels linearem Fit

Abbildung 4.2: Vorgehensweise bei der Kalibrierung am Beispiel einer Messung für doppelte GV: Aus dem Grundspektrum ermittelte Ladungswerte der Peaks(a) werden den Energiewerten der Quelle zugeordnet und linear kalibriert(b).

Zu sehen sind vor allem drei markante Punkte: Die beiden dicht nebeneinander liegenden Peaks der Quelle und der Summenenergiepeak. Da die entsprechenden Energien klar definiert sind, ist eine Energiekalibrierung anhand dieser Punkte möglich, um den Kalibrierungsfaktor, also die Umrechnung von Ladung in MeV, zu erhalten. So repräsentiert der erste Peak die 1.17 MeV des energieschwächeren Gammaphotons von ^{60}Co , der Zweite entsprechend 1.33 MeV, sowie der Dritte den deutlich intensitätsschwächeren Summenenergiepeak von 2.51 MeV.

Jeder Peak wurde mit einer Gaußkurve gefittet, um den Ladungswert für jedes Maximum zu bestimmen. Durch einen stets fließenden Untergrundstrom ist im Allgemeinen die Hinzunahme des Nullpunktes für die Kalibrierung nicht möglich, da bei der Ermittlung der Ladung das Integral auch über den Untergrundstrom berechnet wird, was zu einer Verschiebung führt. Der U100 kann jedoch durch eine Baselinekorrektur automatisch den Untergrundstrom subtrahieren, sodass sich die Umrechnung im für dieses Experiment relevanten Energiebereich linear verhält. Es kann deshalb der Nullpunkt als vierter Punkt hinzugenommen werden. Anschließend ergibt sich mittels eines linearen Fits der Grundkalibrierungsfaktor κ_0 durch den Anstieg der Geraden. Diese Prozedur wird für jede Messung durchgeführt, weil jeder Detektor und jede

Verstärkung zu einer anderen Energiekalibrierung führt.

4.2.2 Relative Verstärkung

Bei der Betrachtung des Ladungsspektrums bei aktivem Strahl fällt auf, dass die Peaks der Quelle kaum oder gar nicht zu sehen sind, da die Intensität der Quelle im Vergleich zur Strahlintensität sehr schwach ist. Hier erweist sich die Darstellung mittels Relativzeit als äußerst nützlich. Das betrachtete Zeitfenster läuft synchron zum Beschleuniger. Die Bunches benötigen aufgrund konstanter initialer Energie stets die selbe Zeit bis zum Target. Die dort prompt entstehenden Gammaquanten bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit auf den Detektor, weshalb sie, relativ zur Aussendungszeit der Elektronen betrachtet, stets im selben Zeitraum eintreffen. Wird nun dieser lastintensive Abschnitt mit den korrelierten Strahlereignissen bei der Analyse herausgeschnitten, sind trotz aktiven Strahls die Energien der Quelle im Spektrum sichtbar. Auf diese Weise ist es möglich, das Verhalten des Detektors mittels Quelle als Referenz selbst unter hohen Lasten zu beobachten. Dies ist in nachfolgender Abbildung verdeutlicht.

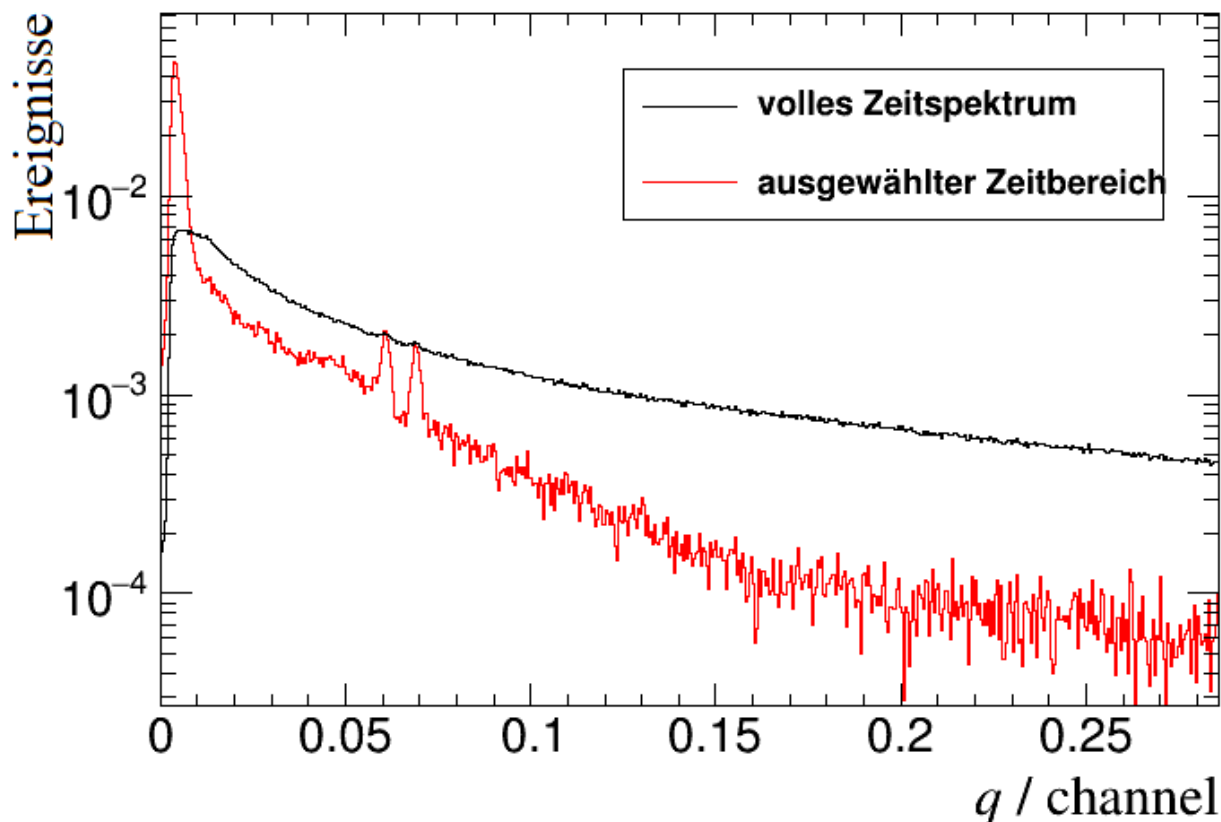


Abbildung 4.3: Ladungsspektrum für $T = 500\text{kcp/s}$. Aufgrund der hohen Lasten sind die Peaks der Quelle nicht mehr zu erkennen (schwarz). Für einen ausgewählten Zeitbereich ohne den lastintensiven Abschnitt bleibt die Quelle im Spektrum jedoch weiterhin sichtbar (rot).

Es wird also für jeden Strahl ein Bereich im 2D-Histogramm festgelegt, in welchem beinahe keine korrelierten Strahlereignisse registriert werden. Nun wird das Ladungsspektrum gebildet, indem das zweidimensionale Histogramm im ausgewählten Zeitabschnitt auf die Ladungsachse projiziert wird. Da der Summenpeak bereits für Durchsätze im Bereich von ca. 200 kcps nicht mehr sichtbar ist, wurden generell nur die beiden Einzellinien der Quelle zur Ermittlung der Verstärkungsänderung verwendet. Als Fitfunktion konnte eine doppelte Gaußfunktion mit linearem Untergrund den Kurvenverlauf des Spektrums entsprechend darstellen. Mithilfe eines linearen Fits konnte anschließend analog zur Vorgehensweise aus Abschnitt 4.2.1 der Kalibrierungsfaktor κ für den momentan vorliegenden Durchsatz ermittelt werden, um daraus mittels Gleichung 4.1 $G_{rel}(T)$ zu bestimmen.

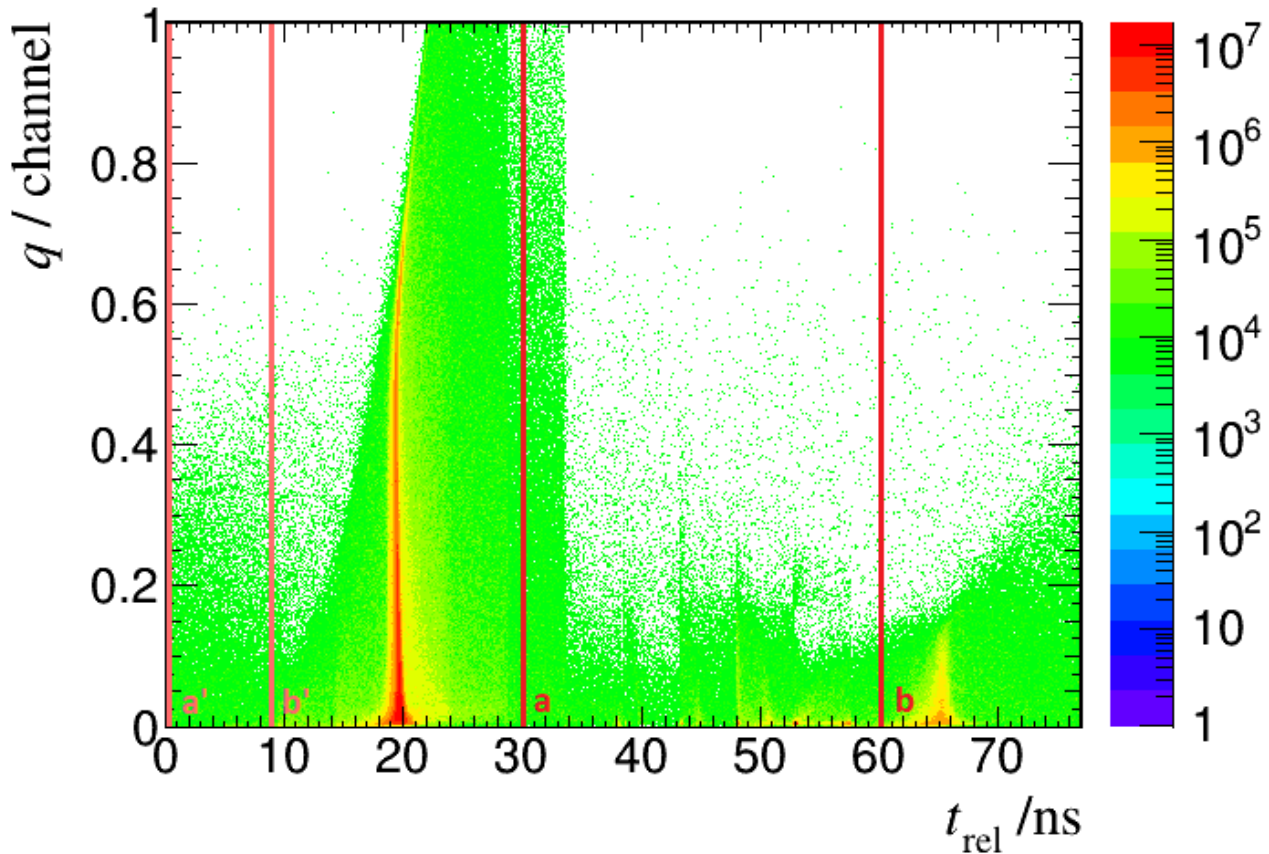


Abbildung 4.4: Beispielhafte Darstellung der Zeitauswahl. Die Projektion auf die Ladungsachse innerhalb der Grenzen a und b ergibt das Spektrum aus Abbildung 4.3. Wichtig bei der Auswahl ist vor allem die Anzahl von Ereignissen im Bereich der Quellenpeaks. Aus diesem Grund ist das Ende des Zeitintervalls vor den Störeffekten im Bereich zwischen 60 und 70 ns gesetzt worden. Es ist auch möglich, mehrere Bereiche auszuwählen (in diesem Beispiel: zwischen a' und b'), um das Quellenspektrum unter Umständen noch deutlicher zu sehen. Davon wurde in manchen Messungen Gebrauch gemacht.

4.2.3 Mittlere Ladung

Abschließend wird die mittlere Ladung ermittelt, indem erneut das Energiespektrum mittels Projektion des 2D-Histogramms aus Abschnitt 4.2.2 auf die Energieachse betrachtet wird, diesmal jedoch über den gesamten Zeitbereich. Da Energie und Ladung proportional zueinander sind, ist der Schwerpunkt des Energiespektrums gleichzeitig ein Maß für die mittlere Ladung pro Anodenimpuls.

4.3 Analyse der Zeitmessung

Für die Zeitmessung ist die Betrachtung der Position μ des prompten Zeitpeaks der Bremsstrahlung in der Relativzeitverteilung vorzunehmen. Diese Verteilung wird über die Projektion des zweidimensionalen Energie-Relativzeit-Histogramms auf die Zeitachse gebildet. Es genügt

eine Analyse von im Bereich zwischen 3 und 5 MeV, da vor allem Gammastrahlung in diesem Intervall in der Protonentherapie von Bedeutung ist[02][12][06]. Da sich das Zeitspektrum für steigende Energien zunehmend verschiebt (vgl. das „Abknicken“ der korrelierten Ereignisse für höhere Energien¹ in Abb. 4.1) des Spektrums für höhere Energien wurde das Intervall noch weiter beschränkt, um die Genauigkeit der Analyse merklich zu verbessern, sodass für die Projektion nur Energien zwischen 3 und 4 MeV verwendet wurden.

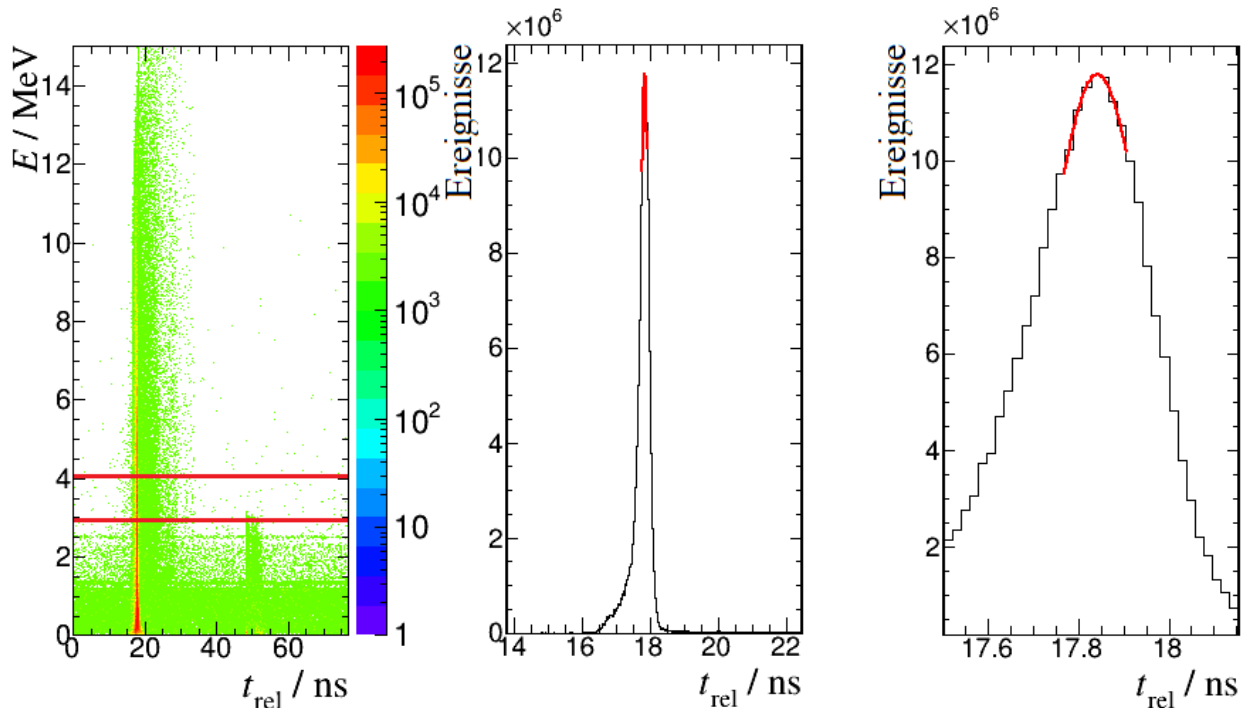


Abbildung 4.5: Vorgehensweise der Analyse: Für den ausgewählten Energiebereich (durch rote Linien gekennzeichnet) wird das Zeitspektrum (auch: PGT-Spektrum) gebildet (links). Der obere Teil des prompten Zeitpeaks der korrelierten Ereignisse wird mittels Gaußfunktion genähert (mittig und rechts) und dessen genaue Position bestimmt (mittig und rechts).

Zu berücksichtigen ist hierbei stets der für die jeweilige Detektorlast ermittelte Kalibrierungsfaktor κ , da sonst das Energiefenster falsch gewählt wird. Um die Richtigkeit dieser Kalibrierungen zu überprüfen, werden Energiespektren der einzelnen Strahlsequenzen anschließend normiert und übereinander dargestellt.

Diese Spektren sollten alle die gleiche Struktur bezüglich Form und Position der Peaks haben, insbesondere ist dies im in Abbildung 4.7 ausgewählten Bereich zu überprüfen:

Liegen die beiden Peaks der Quelle für alle Strahlsequenzen an gleicher Stelle, wurde die Kalibrierung exakt durchgeführt. Dies ist für alle neun Hauptmessungen der Fall.

Sind nun korrekte Energiewerte garantiert, wird die Zeitverteilung der Strahlsequenzen inner-

¹im Bereich von 3-5 MeV ist der Effekt nur schwach vertreten, dies ist jedoch für eine Analyse im Pikosekundenbereich bereits hinderlich

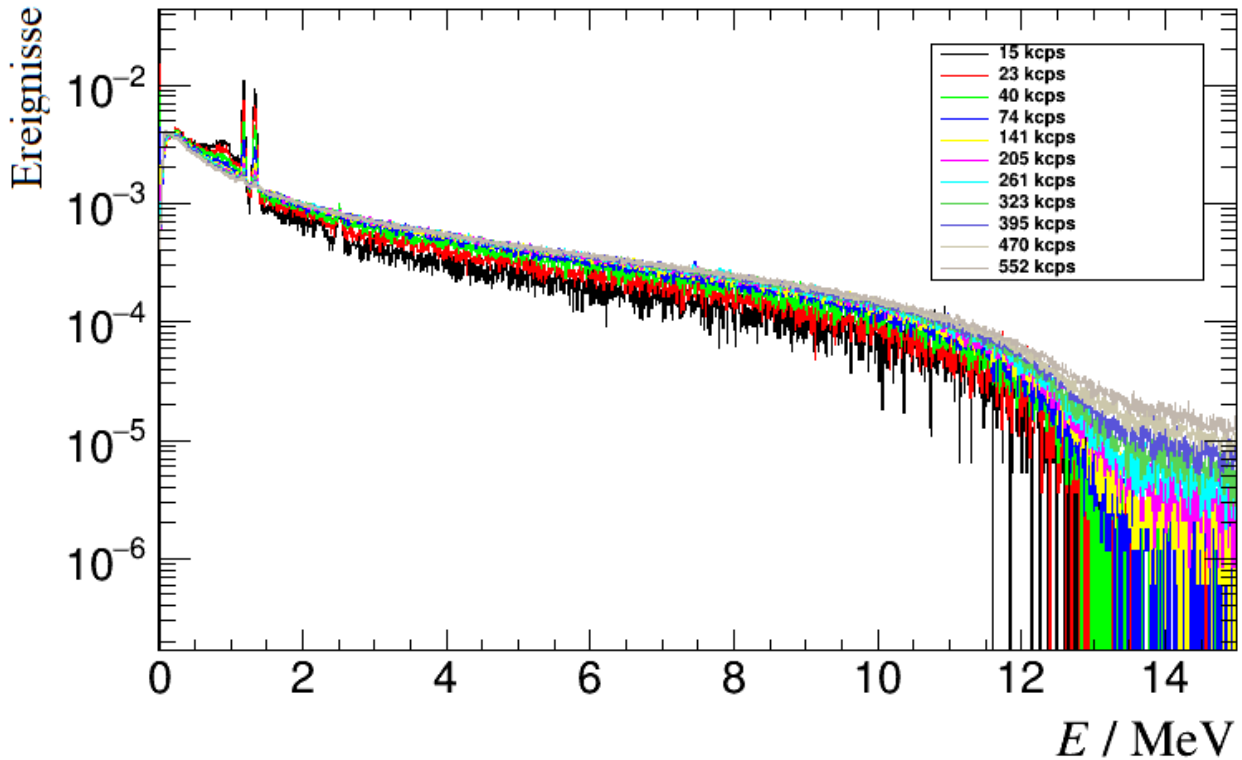


Abbildung 4.6: Normierte Energiespektren für alle analysierten Strahlsequenzen einer Messung.

halb des festgelegten Energiebereichs mittels Gaußfit genähert. Für die Analyse der Zeitmessung liegt der Fokus auf der Position des Maximums auf der Zeitachse. Dieser Wert wird für alle Messungen und Strahlsequenzen ermittelt.

Auftretende Unsicherheiten werden maßgeblich durch die Wahl der Breite des Fit-Bereiches dominiert, da der prompte Zeitpeak keine reine Gaußverteilung ist. Aus diesem Grund wurden für jeden Messpunkt zusätzlich mehrere Fits mit variierender Intervallbreite durchgeführt, um die maximale Abweichung der so ermittelten Werte μ_i von μ als Fehlerabschätzung zu verwenden:

$$\Delta\mu = \pm |\max(\mu_i) - \mu| \quad (4.1)$$

$\Delta\mu$... Unsicherheit von μ
 μ_i ... Werte für μ mit anderen Fit-Bereichen

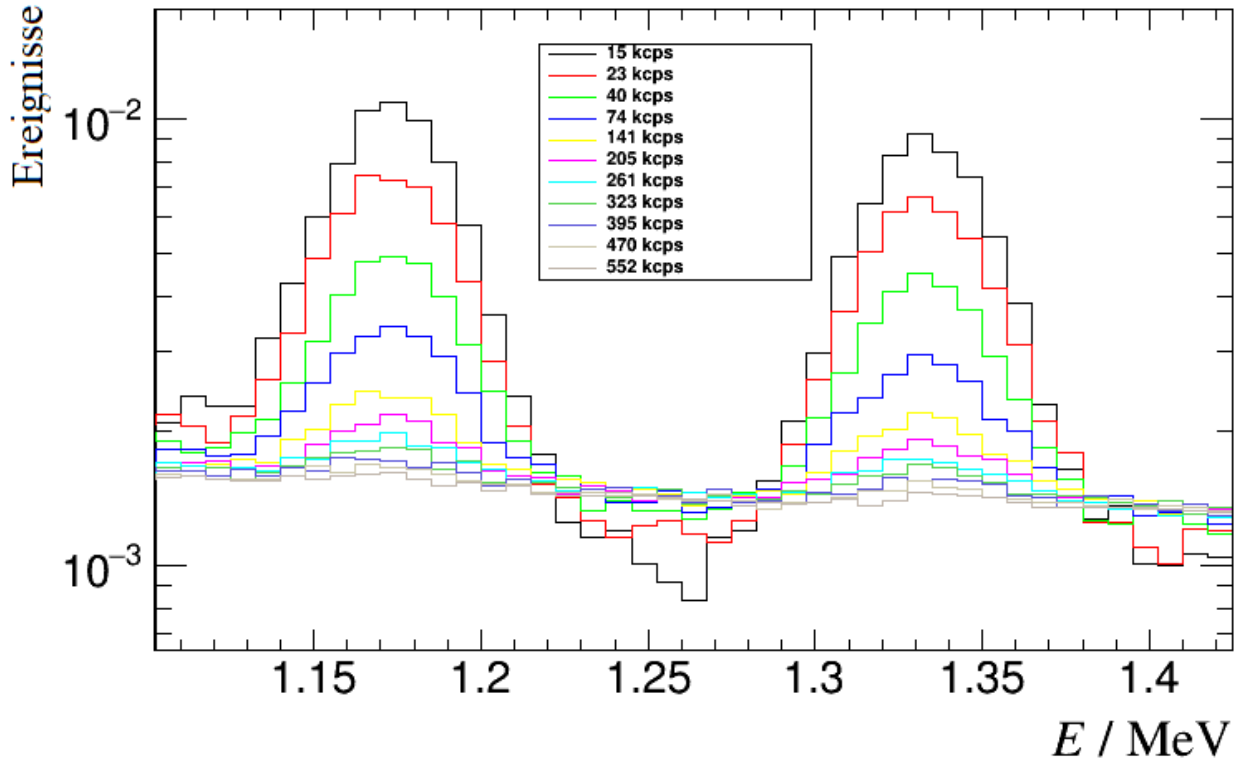


Abbildung 4.7: Normierte Energiespektren im Bereich der Quellenpeaks.

4.4 Grenzen der Methodik

4.4.1 Energieanalyse

Für Strahlsequenzen mit einem Durchsatz von mehr als ca. 500 kcps sind die Peaks der Quelle nicht mehr erkennbar. Grund dafür ist das immer mehr dominierende Bremsstrahlungsspektrum: Es treten immer mehr unkorrelierte Ereignisse auf, sodass die Wahl eines geeigneten Zeitfensters immer schwieriger wird. Dadurch geht das Quellspektrum, welches eine konstante Intensität besitzt, für hohe Lasten schlichtweg unter. Dies ist in Abb. 4.8 verdeutlicht.

4.4.2 Zeitanalyse

Die Komplikationen der Energieanalyse übertragen sich auch auf die Zeitanalyse: Das Zeitspektrum wird in einem festen Energieintervall betrachtet, um Zeitverschiebungseffekte für diese ausgewählten Energien zu ermitteln. Dafür sind die Resultate der Energiemessung wichtig, um die Verstärkungsvariation korrigieren zu können. Dies geht natürlich nur für solche Strahlsequenzen, für die ein Korrekturfaktor bekannt ist.

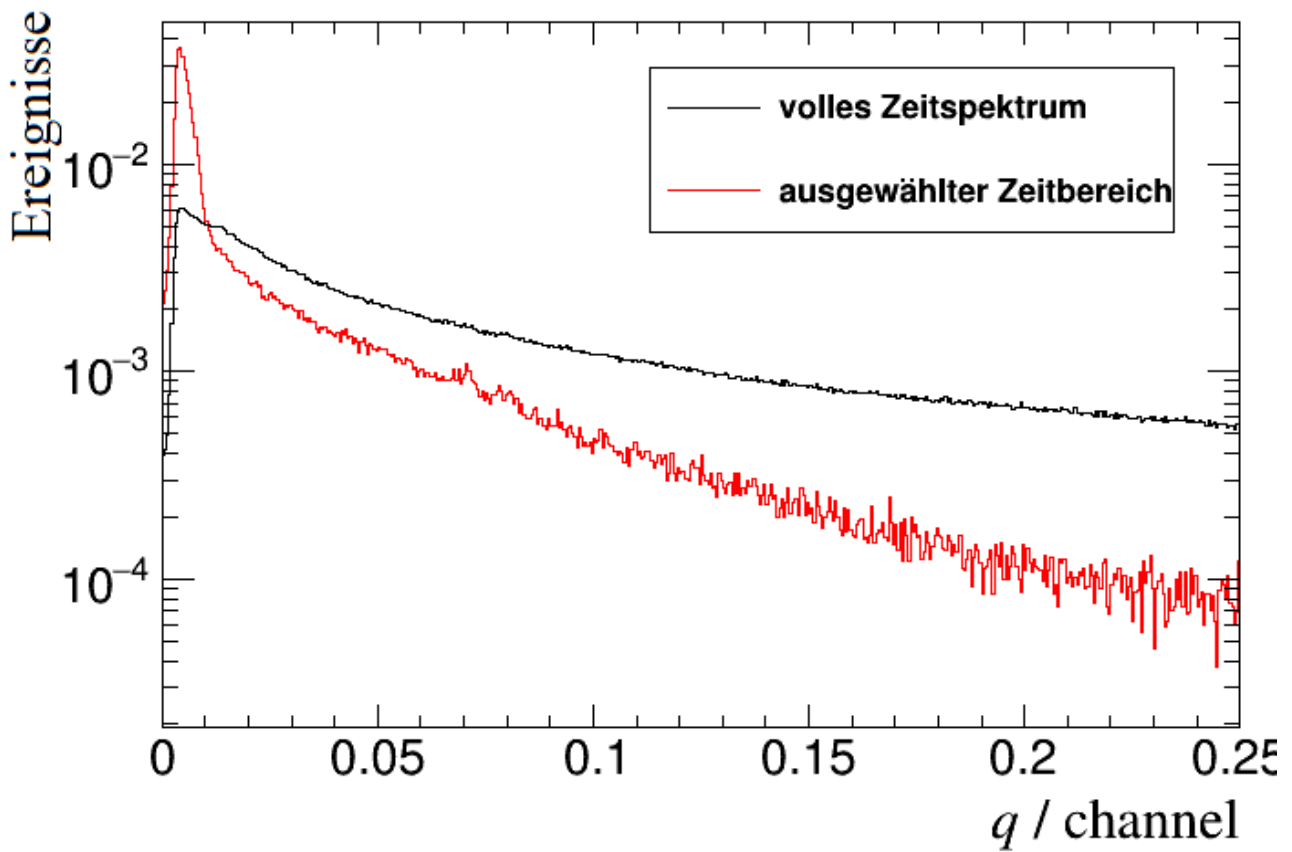


Abbildung 4.8: Energiespektren mit ohne (schwarz) und mit (rot) ausgewähltem Zeitbereich für $T = 630\text{kps}$. Trotz der herausgeschnittenen korrelierten Strahlereignisse ist das Quellspektrum nicht mehr deutlich genug vom Untergrund zu unterscheiden.

5 Resultate

5.1 Verstärkungsvariation

Die Änderung der relativen Verstärkung G_{rel} lässt sich in Abhängigkeit von den drei Größen T , L und $L \cdot \bar{q}$ darstellen. Einen ersten Überblick gibt die Darstellung $G_{rel}(T)$ in Abbildung 5.1.

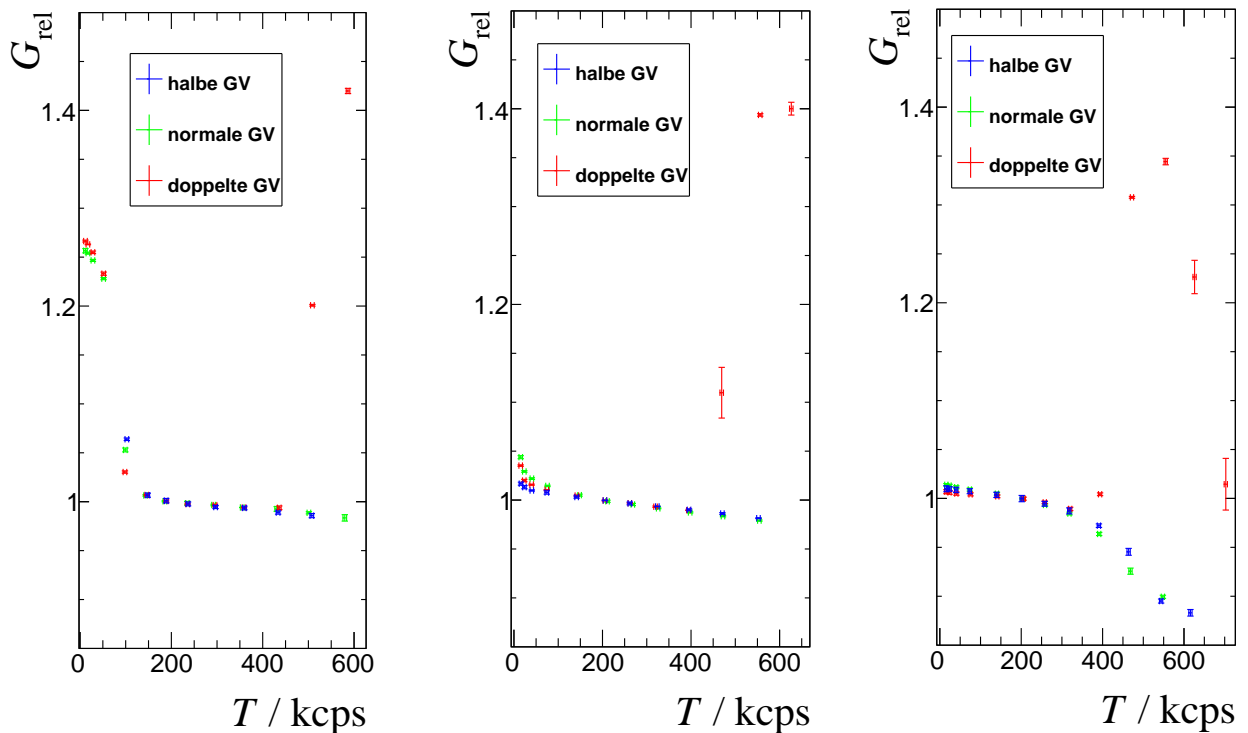


Abbildung 5.1: Abhängigkeit der relativen Verstärkungsvariation vom Durchsatz für alle drei Detektoren (v.l.n.r.: DE1, DE2, DE3). Die Kurven wurde bei 200 kpcs auf 1 normiert.

Es zeigt sich eine Abhängigkeit, welche den Ergebnissen aus [05](vgl. Abschnitt 4.2.3., Seite 31, Abb. 4.6) ähnelt. Bei ansteigendem Durchsatz fällt die Verstärkung zunächst stark ab. Anschließend folgt ein Bereich, in welchem sich die Verstärkung kaum ändert. Eine Abschätzung dieser Abschnitte ist in Tabelle 5.1 angegeben.

Ein Vergleich mit Abb. 5.2 zeigt, dass ähnliche Arbeitsbereiche wie in [05] gefunden wurden, eine Ausnahme bildet Detektor DE3. Für Messungen mit doppelter GV konnte außerdem ab

	halbe GV	normal GV	doppelte GV
DE1	150 - 500	150 - 550	150 - 450
DE2	50 - 550	100 - 550	100 - 350
DE3	0 - 350	0 - 350	0 - 350

Tabelle 5.1: Ermittelte Arbeitsbereiche in kcps für alle Detektoren und GV.

Messreihe	DE 8	DE 12	DE 16	DE 17
Geringe HV, Aufbau 1	80–450	80–450	110–400	150–400
Geringe HV, Aufbau 2	100–470	100–470	200–450	100–420
Mittlere HV, Aufbau 1	120–380	120–380	200–350	200–350
Mittlere HV, Aufbau 2	140–340	150–330	200–360	150–360
Hohe HV, Aufbau 1	100–340	100–340	120–340	200–340
Hohe HV, Aufbau 2	120–340	120–340	200–340	130–340

Abbildung 5.2: Aus [05], Seite 32, Tab. 4.1 entnommene Werte für die dort ermittelten Arbeitsbereiche, zum Vergleich mit Tabelle 5.1 dieser Arbeit.

einem Durchsatz von ca. 400 kcps ein rapider Anstieg der relativen Verstärkung beobachtet werden, was ebenfalls das Verhalten aus [05] bestätigt. Dort zeigte sich dieser Effekt außerdem für normale und halbe GV, jedoch für abnehmende GV erst für immer höhere Lasten. Es wird deshalb angenommen, dass dies auch in dieser Messung aufgetreten ist, jedoch erst für einen Durchsatz außerhalb des analysierbaren Bereiches. Für doppelte GV sind einige der Messpunkte mit deutlich größeren Fehlern behaftet. Dies liegt daran, dass zur Berechnung der Fehler auch die Abweichungen der ermittelten Verstärkungen der einzelnen Strahlen von der Verstärkung der gesamten Strahlsequenz berücksichtigt wurden. In einem Bereich, in welchem sich die Verstärkung bereits für eine geringe Durchsatzserhöhung deutlich ändert, resultieren die kleinen Unterschiede der Durchsätze der Strahlen innerhalb einer Strahlsequenz in größeren Schwankungen in der Verstärkung, die deshalb in diesen Bereichen als größere Unsicherheit auftreten. Weiterhin fällt auf, dass der Detektor DE3 generell ein anderes Verhalten zeigt. Hier bleibt die Verstärkung zunächst annähernd konstant, ehe sie bis 500 kcps allmählich und zunehmend schneller abfällt. Dies wird später noch diskutiert. Auch hier zeigt sich jedoch der rapide Anstieg der Verstärkung ab 400 kcps für doppelte GV, die Kurve fällt jedoch für noch höhere Lasten wieder sehr stark ab. Eine Sättigung, wie sie in [05] beobachtet wurde, zeigt sich hier nicht.

Es eignet sich die Normierung der Kurven für einen Durchsatz T_{ref} , in dessen Umgebung sich die Verstärkung kaum ändert. Es wurde $T_{ref} = 200$ kcps gewählt. So lassen sich Verstärkungsänderungen übersichtlicher beobachten.

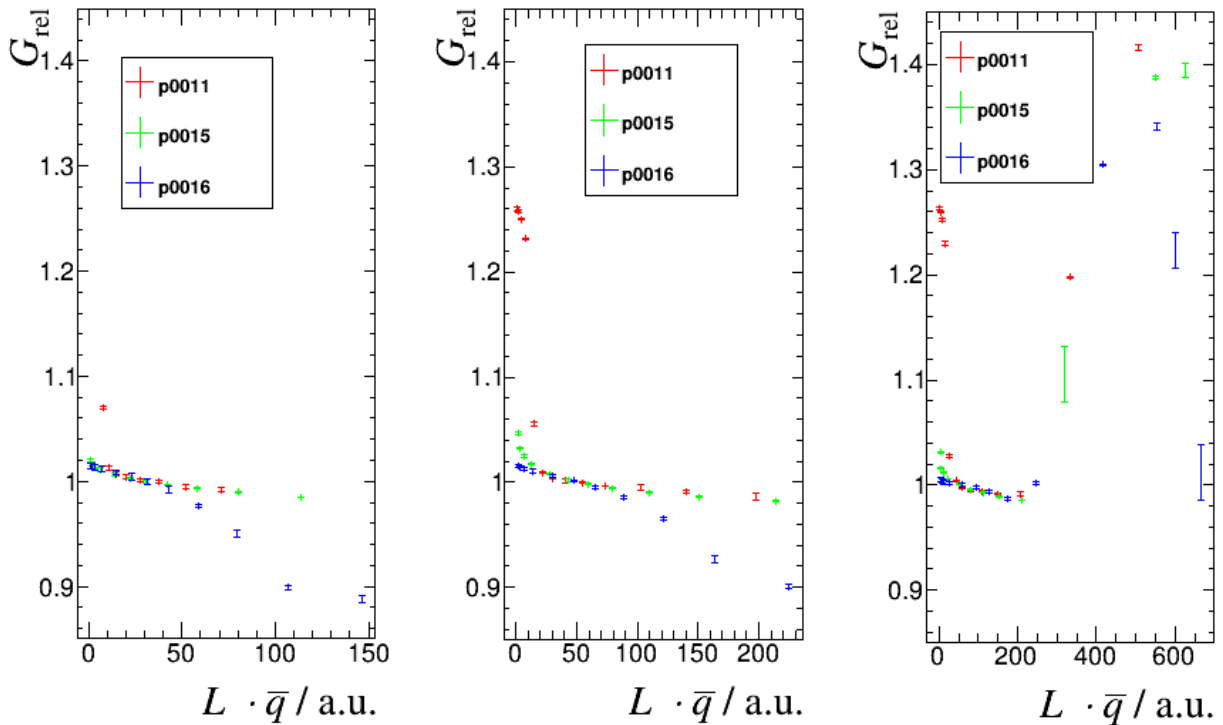


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der relativen Verstärkungsänderung vom mittleren Anodenstrom für alle drei Verstärkungen (v.l.n.r.: halbe GV, normale GV, doppelte GV). Die Kurven wurden ebenfalls unter Berücksichtigung der vorliegenden GV bei 25 (halbe GV), 50 (normale GV) und 100 (doppelte GV) a.u. auf Eins normiert.

Mit der Ermittlung der mittleren Ladung lässt sich die Verstärkungsvariation in Abhängigkeit vom mittleren Anodenstrom darstellen. In Abb. 5.3 ist noch einmal gut zu erkennen, dass bei entsprechender Normierung Detektor DE1 und DE2 das gleiche Verhalten zeigen, während der Detektor DE3 einen generell anderen Kurvenverlauf aufweist.

Ein weiterer auftretender Lasteffekt wird bei Betrachtung der Ladungsspektren für Messungen mit doppelter GV deutlich. Für hohe Lasten kommt es zu einer nichtlinearen Stauchung des Energiespektrums, wie in Abb. 5.4 zu sehen ist. Dieser Effekt wird auch in [05] aufgezeigt und resultiert aus der in Abschnitt 4.2 vorgenommenen linearen Kalibrierung, welche im hochenergetischen Bereich offensichtlich nicht mehr gültig ist, da $E(q)$ für höhere Ladungen eine zunehmende Nichtlinearität aufweist. Hier zeigen sich die Folgen des Überschreitens des dynamischen Bereiches. Für doppelte GV reduziert sich dieser von knapp 15 auf 7.5 MeV. Für einen Durchsatz von 626 kcps ist jedoch selbst innerhalb des dynamischen Bereiches eine Stauchung zu erkennen. Aus diesem Grund kann es sinnvoll sein, lediglich 50 - 70% des dynamischen Bereiches für präzise Messungen zu nutzen.

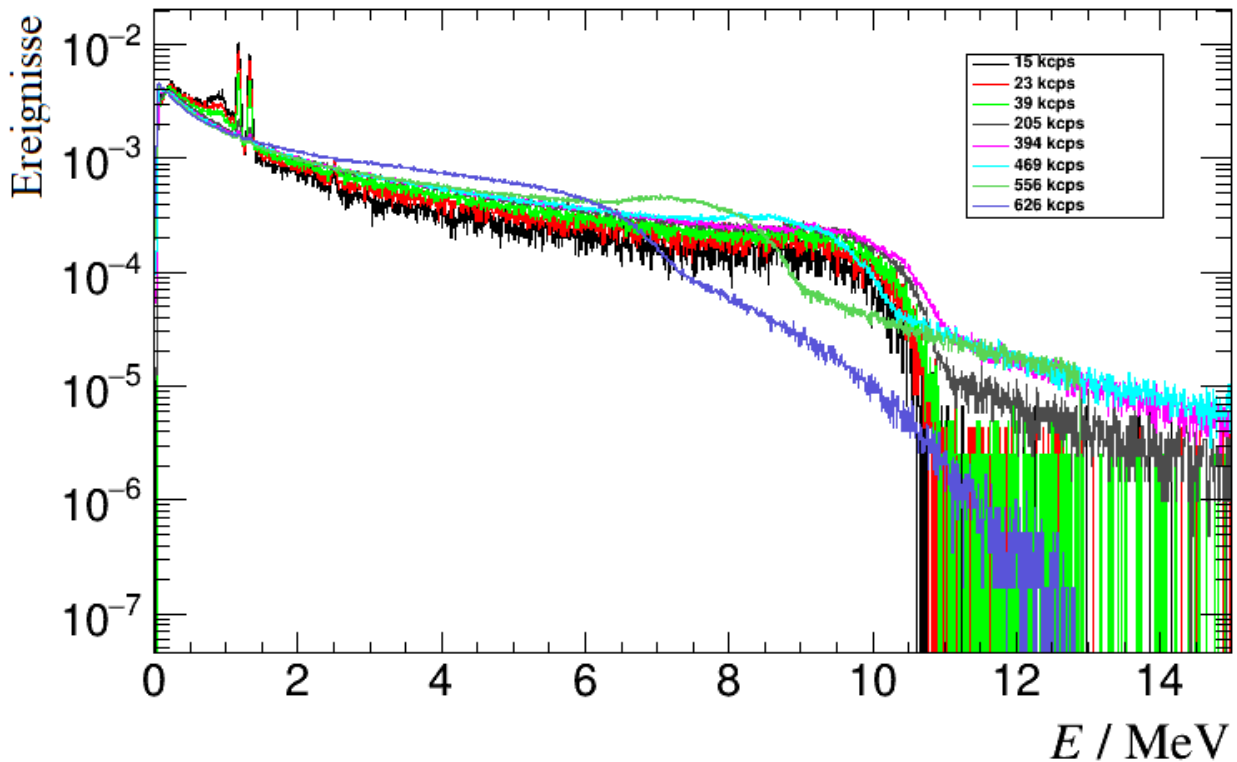


Abbildung 5.4: Normierte Energiespektren ausgewählter Strahlsequenzen einer Messung mit doppelter GV. Für die drei Strahlsequenzen mit der höchsten Last (schätzungsweise stets ab ca. 450 kcps) tritt die Stauchung immer stärker auf.

5.2 Zeitverschiebung

Diese Arbeit befasst sich vor allem mit der Frage, welche Effekte bezüglich der Zeitmessung auftreten, inwiefern diese von der momentanen Verstärkung abhängen und ob sich diese Effekte über eine möglicherweise vorhandene Korrelation korrigieren lassen. Von den ermittelten Werten für die Position des prompten Zeitpeaks μ wird ein konstanter Referenzwert $\mu_0 = \mu(T = 200 \text{ kcps})$ subtrahiert. In dieser Darstellung lässt sich eine auftretende Verschiebung des Zeitpeaks übersichtlich darstellen. Einen ersten Überblick über das Verhalten der Detektoren unter verschiedenen Lasten gibt die Abhängigkeit der Größe $\mu - \mu_0$ vom Durchsatz (Abbildung 5.5). Ab einem Durchsatz von 150 kcps, also innerhalb der Arbeitsbereiche steigt $\mu - \mu_0$ mit zunehmendem Durchsatz kontinuierlich an, was eine Verschiebung des prompten Zeitpeaks bedeutet. Eine Ausnahme ist erneut Detektor DE3, dessen Zeitpeak im Arbeitsbereich zwar scheinbar willkürlich, aber in einem sehr kleinen Zeitfenster von $\sim 20 \text{ ps}$ schwankt. Eine weitere Ausnahme scheint die Messung des Detektors DE2 für doppelte GV, hier wird der Wert für $\mu - \mu_0$ ab einem Durchsatz von 400 kcps spontan deutlich kleiner. Weiterhin wird die Abhängigkeit der Größe $\mu - \mu_0$ von der Verstärkung untersucht. Abbildung 5.6 gibt hier einen Überblick.

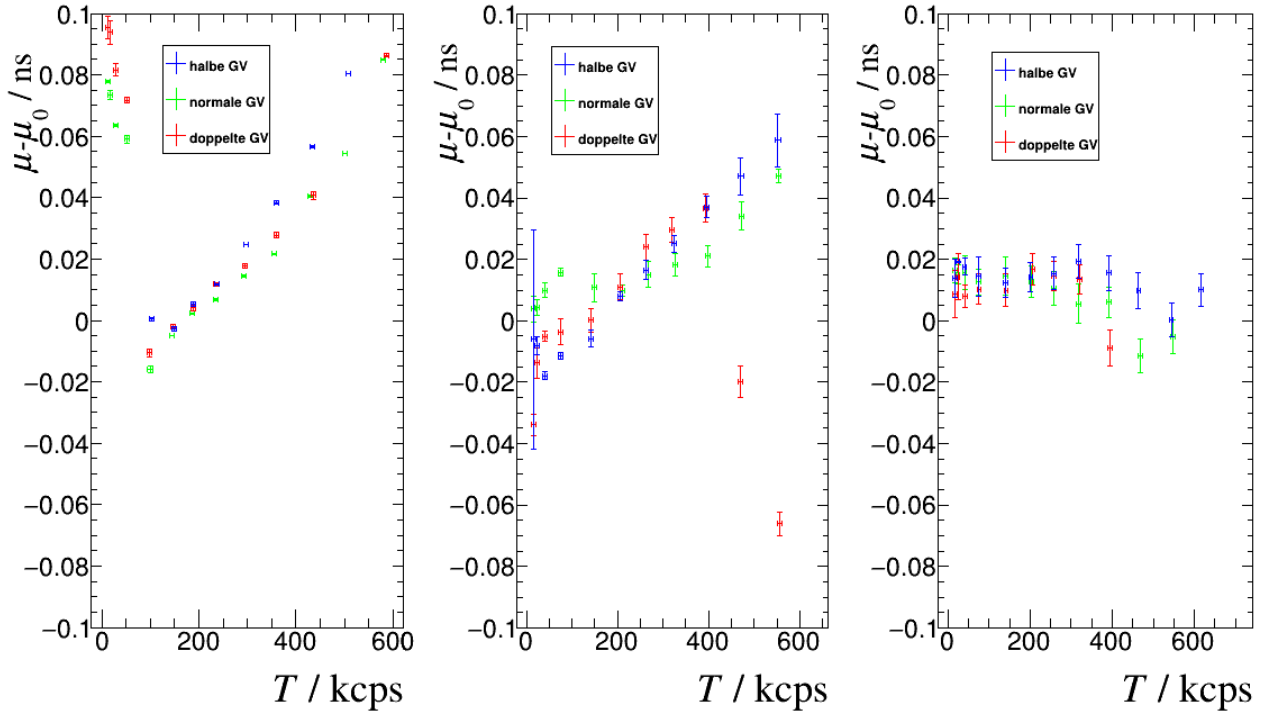


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der Zeitverschiebung vom Durchsatz für alle drei Detektoren (v.l.n.r.: DE1, DE2, DE3).

Es wird deutlich, dass ein Zusammenhang zwischen μ und G_{rel} besteht, insbesondere im Bereich $G_{rel} \in [0.95, 1.05]$. Detektor DE3 zeigt erneut ein anderes Verhalten, die Werte scheinen unkorreliert. Es wird außerdem deutlich, wie gering generell Lasteffekte auf diesen Detektor sind, da sich sämtliche Messpunkte in einem viel kleineren Bereich darstellen lassen. Abbildung 5.7 zeigt die Werte aus Abb. 5.6 im Arbeitsbereich der Detektoren. Hier wird vor allem deutlich, dass auftretende Lasteffekte wesentlich stärker von der Wahl des Detektors abhängig sind, als von der vorliegenden Grundverstärkung. Generell nimmt μ mit zunehmender relativer Verstärkung ab, dies entspricht den Ergebnissen aus [05]. Für Detektor DE2 zeigt die Messung mit halber GV eine lineare Korrelation. Es fällt erneut auf, wie gering die zeitlichen Schwankungen der Messungen des DE3-Detektors sind, sowie die scheinbar nicht vorhandene Abhängigkeit von der relativen Verstärkung.

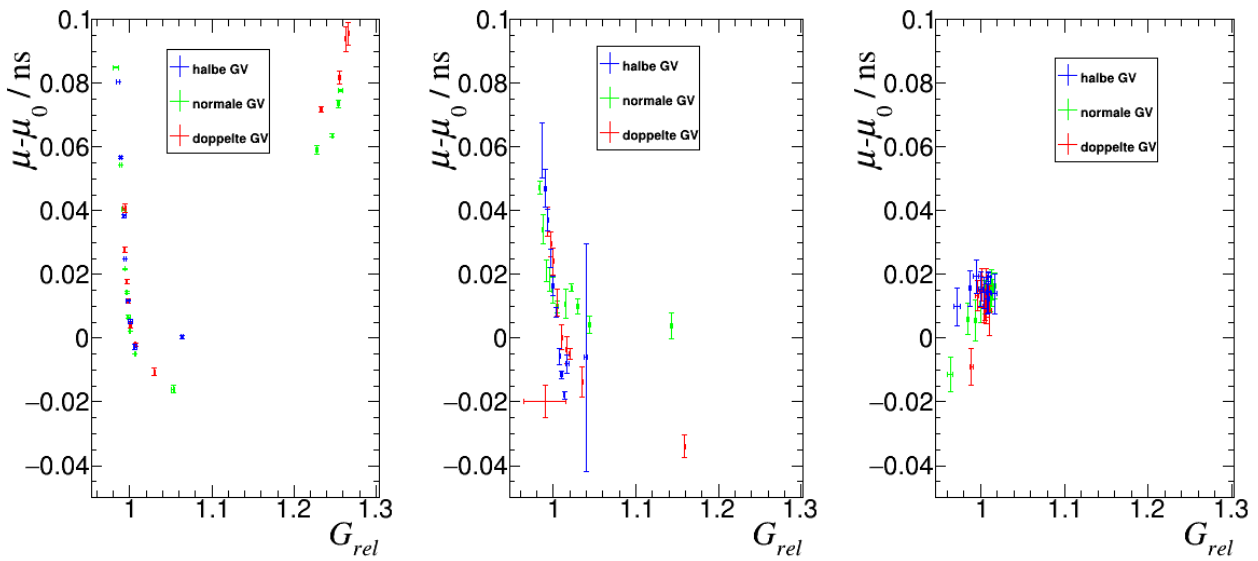


Abbildung 5.6: Abhängigkeit der Position des Zeitpeaks von der in Abschnitt 5.1 normierten relativen Verstärkung für alle drei Detektoren (v.l.n.r.: DE1, DE2, DE3).

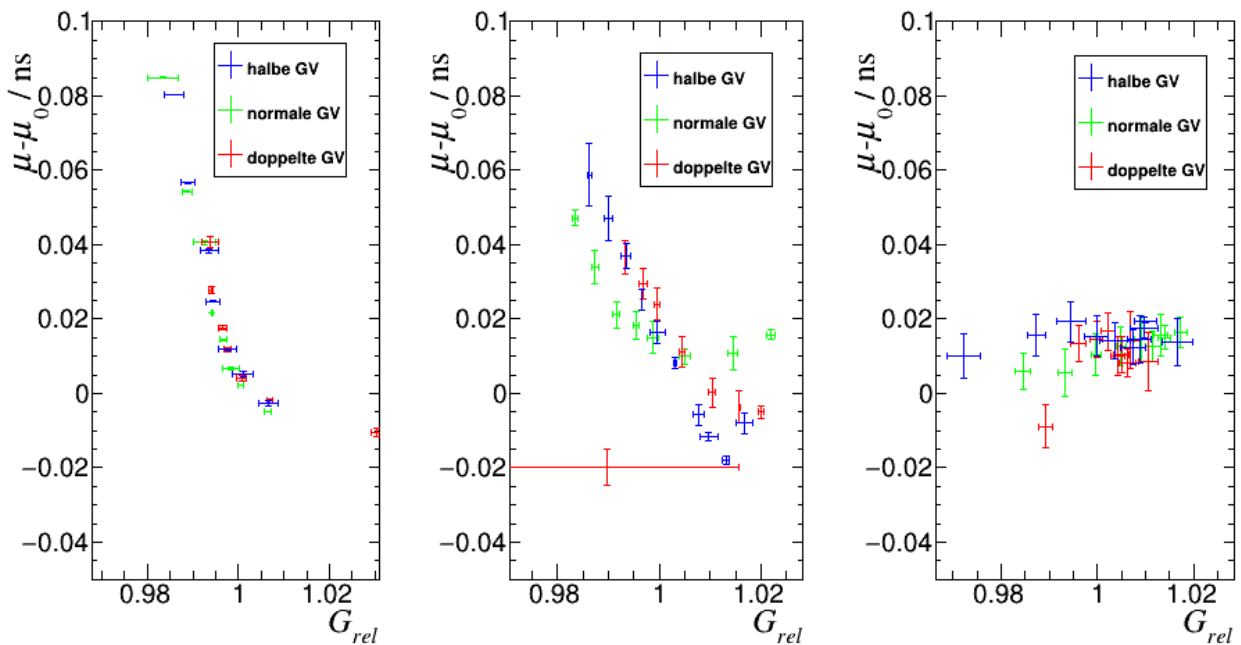


Abbildung 5.7: Abhängigkeit beider Werte im Arbeitsbereich (v.l.n.r.: DE1, DE2, DE3).

6 Diskussion

Was das Verhalten der Detektoren hinsichtlich der Energiemessung betrifft, so konnten generell die Resultate aus [05] bestätigt werden. Die Verstärkung ändert sich in Abhängigkeit von der Detektorlast. Es existiert weiterhin ein Bereich, in welchem sich die Verstärkung kaum ändert, die ermittelten Arbeitsbereiche liegen mit kleinen Abweichungen in der selben Größenordnung wie in [05].

Ein Zusammenhang zwischen Durchsatz bzw. Verstärkung und der Zeitmessung konnte mit geringen Unsicherheiten von größtenteils unter ± 10 ps präzisiert werden, die deutlich kleinere Bunchbreite des ELBE-Beschleunigers hat dazu maßgeblich beigetragen. Lasteffekte auf die Zeitmessung sind stark von der Wahl des Detektors abhängig. Dies bedeutet, dass keine allgemeine Korrektur für alle Detektoren vorgenommen werden kann, sondern die verwendeten Spektrometer einzeln charakterisiert werden müssen. Generell zeigen die Ergebnisse, dass mit steigender Last die Zeitmessung eine Verzögerung erfährt, da sich der prompte Zeitpeak der PGT-Spektren nach hinten verschiebt. Dies kann durch Raumladungseffekte begründet werden: Durch die steigende Detektorlast wird der Elektronenfluss im SEV insbesondere im Bereich vor der Anode immer größer. Das dadurch entstehende elektrische Feld wirkt repulsiv auf die Elektronen, welche so von ihrer ursprünglichen, optimalen Bahn abgelenkt werden. Demzufolge benötigen sie länger, um die Anode zu erreichen.

Zuletzt gilt ein besonderes Augenmerk den Ergebnissen des DE3 - Detektors. Dieser zeigte durchweg vollkommen andere Ergebnisse, welche insbesondere bei der Zeitmessung zum einen scheinbar völlig unkorreliert waren, zum anderen kaum eine Abhängigkeit von der Detektorlast zeigen. Da die Detektoren DE2 und DE3 jedoch eine völlig identische Bauweise in allen Komponenten aufweisen, bleibt die Frage nach dem Grund für dieses außergewöhnliche Verhalten in dieser Arbeit ungeklärt. Es ist zu überprüfen, inwiefern sich dieses Ergebnis reproduzieren lässt, um nach einer Ursache zu suchen. Sollten weitere Messungen das selbe Ergebnis zeigen, ist mit dieser Arbeit ein Detektor gefunden worden, welcher von sehr geringen bis hin zu mittelhohen Lasten kaum Lasteffekte aufzeigt, sodass die Zeitmessung bereits ohne Korrektur eine Genauigkeit von 20 ps vorweisen kann. Aus zeitlichen Gründen ist die Untersuchung dynamischer Lasteffekte nicht erfolgt, es wurde stets eine Analyse für annähernd zeitlich konstante Lasten durchgeführt. Es bleibt also zu klären, wie sich die *CeBr₃*-Detektoren unter schnellen und starken Lastwechseln verhalten, dies kann ebenfalls anhand der aus dem Experiment gewonnenen Daten ermittelt werden.

7 Literaturverzeichnis

- [01] H. Paganetti, „Proton Therapy Physics“, Kapitel 2.1.1, Taylor & Francis Group, 2012
- [02] C. Golnik, F. Hueso-González, A. Müller, P. Dendooven, W. Enghardt, F. Fiedler, T. Kormoll, K. Römer, J. Petzoldt, A. Wagner, G. Pausch, „Range assessment in particle therapy based on prompt γ -ray timing measurements“, *Physics in Medicine & Biology*, vol. 59, pp. 5399-5422, 2014
- [03] A.-C. Knopf, A. Lomax, „In vivo proton range verification: a review“, *Physics in Medicine & Biology*, vol. 58, R131-R160, 2013
- [04] F. Hueso-González, F. Fiedler, C. Golnik, T. Kormoll, G. Pausch, J. Petzoldt, K. E. Römer, W. Enghardt, „Compton Camera and Prompt Gamma Ray Timing: Two Methods for In Vivo Range Assessment in Proton Therapy“, *frontiers in oncology*, 6:80, doi: 10.3389/fonc.2016.00080, 2016
- [05] C. Müller, „Untersuchung des Verhaltens eines Detektorsystems unter Lastwechseln im Hinblick auf die Prompt Gamma-Ray Timing Method“, Masterarbeit, TU Dresden, 2017
- [06] A. Rinscheid, „Steps towards the clinical implementation of a digital spectrometer system for range verification in proton therapy“, Masterarbeit, TU Dresden, 2017
- [07] Zielstellung der Arbeit, Dr. Guntram Pausch, 2017
- [08] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, fourth edition, Kapitel 8-9, John Wiley & Sons, 2010
- [09] J. Petzoldt, „Toward the Clinical Application of the Prompt Gamma-Ray Timing Method for Range Verification in Proton Therapy“, Dissertation, TU Dresden, 2016
- [10] R. Schwengner, R. Beyer, F. Dönau, E. Grosse, A. Hartmann, A. R. Junghans, S. Mallion, G. Rusev, K. D. Schilling, W. Schulze, A. Wagner, „The photon-scattering facility at the superconducting electron accelerator ELBE“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 555, no. 1, pp. 211-219, 2005
- [11] <https://en.wikipedia.org/wiki/Cobalt-60>, Dez. 2017

- [12] F. Hueso-González, W. Enghardt, F. Fiedler, C. Golnik, G. Janssens, J. Petzoldt, D. Prieels, M. Priegnitz, K. E. Römer, J. Smeets, F. Stappen, A. Wagner, G. Pausch, „First test of the prompt gamma ray timing method with heterogeneous targets at a clinical proton therapy facility“, *Physics in Medicine & Biology* vol.60, pp. 6247–6272, 2015
- [13] R. Brun, F. Rademakers, „ROOT - An object oriented data analysis framework“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics, Research A*, vol. 389, pp. 81-86, 1997

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei einigen Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Bachelorarbeit beigetragen haben. Dieser Dank gilt Dr. Toni Kögler, Theresa Werner und Jonathan Berthold aus meiner Arbeitsgruppe, die mich während meiner Zeit an Oncoray begleitet haben und mir insbesondere beim Erlernen und Anwenden der Arbeit mit ROOT stets mit Erklärungen zur Seite standen.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich jedoch bei meinem Betreuer Dr. Guntram Pausch, der viel Zeit in die Betreuung, Begleitung, sowie kritische Kommentierung und Beurteilung meiner Arbeit investiert hat und selbst außerhalb seiner Arbeitszeit stets für Fragen zur Verfügung stand.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Max Küchler
Dresden, Januar 2018