

Versuch 525: Nukleare Elektronik

Noah Reinhardt & Maximilian Miles

Durchgeführt am 05./06.11.2025
Abgegeben am 12.11.2025

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	2
1.1 Einführung in die Mess-Elektronik	2
1.2 Zerfalls-Schemata von $^{22}_{11}\text{Na}$ und $^{133}_{56}\text{Cs}$	3
1.3 Vorwort	4
2 Einstellung des Slow-Inzidenz-Kreises	5
2.1 Kontrolle der Versorgungsspannungen	5
2.2 Kontrolle der Slow-Pulse des Photomultipliers	6
2.3 Triggerung mit dem SCA	7
2.4 Energiespektren von Na und Ba aufnehmen	9
2.5 Energiekalibration	11
2.6 Einstellung der SCA-Fenster	13
2.7 Herstellung der Slow-Koinzidenz	15
3 Einstellung des Fast-Koinzidenz-Kreises	17
3.1 Kontrolle der Fast-Pulse des Photomultipliers	17
3.2 Einstellung der CFD-Diskriminatorschwelle	19
3.3 Herstellung der Fast-Koinzidenz	21
3.4 Zeitlicher Abgleich von Fast- & Slow-Koinzidenz	22
4 Zeit-Kalibration des TAC	24
5 Messung der Lebensdauer des 5/2 Zustands von ^{133}Cs	26
5.1 Einstellung der Einkanal-Fenster auf die 356 keV- und 81 keV-Linien von Ba	26
5.2 Kontrolle der Koinzidenzen	27
5.3 Messung der Lebensdauerkurve	27
5.4 Auswertung der Lebensdauerkurve und Fehlerdiskussion	28
6 Fazit	30
7 Anhang	33

1 Einführung

Im diesem Versuch wird die Lebensdauer des $\frac{5}{2}^+$ Anregungszustands von Cäsium $^{133}_{55}\text{Cs}$ mithilfe eines Fast-Slow-Koinzidenzkreises vermessen. Um dies zu erreichen, wird der Zerfall des Barium-Isotops $^{133}_{56}\text{Ba}$ zum $\frac{5}{2}^+$ -Zustand von Cäsium und der anschließende Übergang in den Grundzustand $\frac{7}{2}^+$ von Cäsium mit zwei Detektoren vermessen, welche jeweils auf einen der Zerfallsschritte sensitiv sind. In spezialisierten Schaltkreisen werden beide Messungen kombiniert: Im sogenannten Slow-Kreis wird überprüft, ob eine Gleichzeitigkeit (Koinzidenz) zwischen der Entstehung eines $\frac{5}{2}^+$ Cs-Zustandes (Start) und dem Zerfall eines $\frac{5}{2}^+$ Cs-Zustandes (Stopp) besteht. Ist dies der Fall, so wird die Zeitspanne zwischen beiden Ereignissen im sogenannten Fast-Kreis vermessen und digital gespeichert. Zu den Zielen des Versuchs gehört die Untersuchung aller verwendeten Bauteile auf ihre Funktion, die Energie- und Zeit-Kalibration des Messkreises und die Herstellung der notwendigen Koinzidenzen, um zuletzt die Lebensdauer des $\frac{5}{2}^+$ Zustandes von Cäsium zu vermessen.

1.1 Einführung in die Mess-Elektronik

Für die Messung von atomaren Lebensdauern wird eine Vielzahl unterschiedlicher Mess-Elektroniken verwendet, die sich in ihren Funktionen und Einstellungsmöglichkeiten unterscheiden:

Szintillations-Spektrometer

Der verwendete Detektor ist ein Szintillations-Spektrometer und besteht aus dem anorganischen Szintillator NaJ(Tl), einer Photomultiplier-Tube (PMT) und einer Auslese-Elektronik mit integriertem Vorverstärker, genannt Basis. Trifft ionisierende Strahlung auf den Szintillator, so wird diese in nieder-energetische Strahlung umgewandelt, welche anschließend die PMT erreicht. Hier verursacht die Strahlung eine Elektronen-Kaskade, welche als Spannung abgegriffen werden kann, die proportional zur Energie des primären Photons ist. Einerseits kann dieses Signal mit hoher Zeitauflösung an der Anode (Fast-Ausgang) abgegriffen werden. Andererseits kann es mit hoher Amplituden-Auflösung an einer früheren Elektrode des Verstärkers (Slow-Ausgang) abgegriffen werden. Folglich eignet sich der Fast-Ausgang besonders zur Zeitmessung, während der sich der Slow-Ausgang besser zur Messung von Energie-Spektren eignet.

Pulsformender Hauptverstärker

Der pulsformende Hauptverstärker verändert eingehende Pulse auf zwei Arten: Er verändert die Form des eingehenden Pulses zu einer annähernden Gaußglocke und verstärkt ihre Amplitude um einen einstellbaren Faktor. Dieses aktive Bauteil erhält die lineare Beziehung der Amplituden von Eingangs- und Ausgangssignal.

Signal-Verteiler (Splitter)

Beim Signal-Verteiler handelt es sich um ein Bauteil, welches ein Eingangssignal reflektionsfrei in zwei gleich große Ausgangssignale aufteilt. Der Signalteiler funktioniert über 50Ω -Abschlusswiderstände und ist ein passives Bauteil, er wird also stromlos betrieben. Die Ausgangssignale sind im Vergleich zum Eingangssignal in ihrer Amplitude gedämpft, doch die Signalform bleibt erhalten.

Delay-Verstärker

Der Delay-Verstärker ist ein aktives Bauteil, welches ein eingehendes Signal im μs -Bereich verzögern und variabel verstärken kann. Eine wichtige Eigenschaft des Delay-Verstärkers ist, dass dieser auch dann Signale reflektionsfrei annimmt, wenn sein Ausgangssignal nicht abgenommen wird. Aufgrund dieser Eigenschaft bleibt der Delay-Verstärker im späteren Versuchsteil immer angeschlossen, um das Signal im anderen Schaltungszweig nicht zu beeinflussen.

ns-Delay

Der vorliegende ns-Delay ist ein passives Bauteil, welches aus einigen Metern von Verzögerungs-Kabeln besteht, die durch Kippschalter unabhängig voneinander zugeschaltet werden können — die Gesamtverzögerung ist additiv. Die einzelnen Kabelteile verzögern das Signal jeweils um $\Delta t \in \{0,5\text{ ns}, 1\text{ ns}, 2\text{ ns}, 4\text{ ns}, 8\text{ ns}, 16\text{ ns}, 32\text{ ns}\} <$ zuzüglich der technisch bedingten „Null-Verzögerung“ von 1,5 ns.

Einkanal-Analysator (SCA)

Der Einkanal-Analysator, englisch *Single Channel Analyzer*, nimmt analoge Spannungspulse an und wandelt sie in digitale Signale um. Jedes Eingangssignal mit einer Amplitude innerhalb des eingestellten SCA-Fensters erzeugt eine logische 1, während alle anderen Signale eine logische 0 triggern. Somit nimmt der SCA die Rolle eines Amplituden- bzw. Energie-Filters ein. Diese Funktionsweise wird intern durch zwei Komparatoren für die untere und obere Schaltschwelle sowie einem CFD zur Detektion,

wann das Maximum erreicht wird, realisiert. Der verwendete SCA beinhaltet zudem einen SCA-Delay zur variablen Verzögerung des Ausgangssignals im μ s-Bereich.

Vielkanal-Analysator (MCA)

Der Vielkanal-Analysator, englisch *Multi Channel Analyzer*, funktioniert wie eine Zusammenschaltung von vielen SCAs, die mit ihren Fenstern einen Amplitudenbereich lückenlos überdecken. Mit Hilfe einer Recheneinheit und einem Register zählt der MCA, wie häufig Ereignisse in welchem Amplitudenbereich eingetroffen sind, und erstellt daraus ein digitales Histogramm. Der MCA wird in diesem Versuch im *Gated Mode* betrieben; das heißt, er registriert nur dann anliegende Signale, sofern am separaten Gate-Eingang eine logische 1 anliegt. Diese Funktion ermöglicht es, ausschließlich koinzidente Ereignisse, die zum selben atomaren Übergang gehören, zu zählen — denn nur für diese Signale wird ein Gate-Signal generiert.

Constant Fraction Discriminator (CFD)

Der CFD ist ein Bauteil, welches ähnlich zum SCA analoge Pulse in digitale Signale umwandelt. Dabei gibt der CFD genau dann eine logische 1 aus, wenn ein eingehender Puls einen festgelegten Prozentsatz seiner Amplitude erreicht. Man bezeichnet diese Schwelle als Diskriminator-Schwelle und sie kann am Bauteil eingestellt werden. Intern wird der CFD realisiert, indem das Eingangssignal geformt und in zwei Teile aufgespalten wird: Ein Signalteil wird verzögert, während der andere Anteil invertiert und verstärkt wird. Durch Summierung beider Teil-Signale entsteht ein Nulldurchgang nach einer amplitudenunabhängigen Zeit. Dieser Nulldurchgang kann elektronisch mit hoher Zeitauflösung detektiert und als Trigger für das Ausgangssignal — eine logische 1 — verwendet werden. Ein realer CFD detektiert nur Signale ab einer minimalen Amplitude; je höher die Diskriminatorschwelle eingestellt ist, desto höher ist diese Mindestamplitude.

Gate Delay Generator (GDG)

Beim GDG handelt es sich um ein aktives Bauteil, welches eingehende logische Pulse variabel verlängern und verzögern kann. Er wird in diesem Versuch ausnahmslos vor dem Gate des MCAs verwendet, um das Gate-Fenster für die Zählung von Signalen am MCA-Eingang zu vergrößern.

Zeit-Amplituden-Konverter (TAC)

Der TAC, englisch *Time Amplitude Converter*, besitzt die digitalen Eingänge „Start“ und „Stopp“ sowie einen analogen Ausgang, an welchem eine Spannung proportional zu vergangenen Zeit zwischen Start und Stopp ausgibt. Realisiert wird dies durch einen Kondensator, welcher ab dem Start-Signal von einer Konstantstromquelle aufgeladen wird und beim Erhalten des Stopp-Signals die anliegende Spannung ausgegeben wird. Die maximal erlaubte Zeit zwischen Start- und Stopp-Signal $t_{\max} \in \{50 \text{ ns}, 100 \text{ ns}, 200 \text{ ns}\}$ kann über einen Drehknopf eingestellt werden, beeinflusst jedoch auch den Proportionalitätsfaktor zwischen Zeit und Ausgabe-Spannung. Für alle späteren Messungen wird diese Reset-Zeit auf 100 ns eingestellt.

Koinzidenz-Einheit

Die Koinzidenz-Einheit ist ein aktives Bauteil, welches einer einstellbaren und-Schaltung mit bis zu fünf Eingängen entspricht. In diesem Versuch wird die Koinzidenz-Einheit lediglich zur Überprüfung der Überlappung zweier SCA-Signale verwendet. Die Toleranz bezüglich der Zeitspanne zwischen beiden Ereignissen ist einstellbar.

1.2 Zerfalls-Schemata von $^{22}_{11}\text{Na}$ und $^{133}_{56}\text{Cs}$

Um den gesuchten $\frac{5}{2}^+$ Anregungszustand von Cäsium zu erzeugen, bietet sich das Barium-Isotop $^{133}_{56}\text{Ba}$ an, da es mit einer häufig beobachtbaren 356 keV-Linie in eben diesen gewünschten Zustand zerfällt (Abb. 1b). Somit kann diese Linie als Start-Signal für die Zeitmessung der Lebensdauer des $\frac{5}{2}^+$ Zustandes verwendet werden. Anschließend geht der Anregungszustand in jedem Fall wieder in den Grundzustand von Cäsium über und erzeugt dabei die 81 keV-Linie, welche als Stopp-Signal der Zeitmessung interpretiert wird. Es ist zu beachten, dass auch andere Zerfallskanäle mit geringer Wahrscheinlichkeit den $\frac{5}{2}^+$ Zustand bevölkern. In diesem Fall gibt es kein 356 keV-Startsignal, welches dem dennoch entstehenden 81 keV-Stopp-Signal zugeordnet werden könnte. Ein solches Signal kann jedoch fälschlicherweise als Stopp-Signal einem 356 keV-Signal zugeordnet werden und die Lebensdauermessung verfälschen. Aufgrund der niedrigen Aktivität der verwendeten Bariumquelle sind solche zufälligen Koinzidenzen unwahrscheinlich und verfälschen die Messung nur geringfügig.

Das zweite in diesem Versuch verwendete Isotop ist $^{22}_{11}\text{Na}$, welches primär zur Energie- bzw. Zeitkalibrierung des Aufbaus eingesetzt wird. Natrium hat die Eigenschaft, dass es mit einer relativen Häufigkeit von etwa 90% über den β^+ -Kanal in $^{22}_{10}\text{Ne}$ zerfällt, wobei neben der 1275 keV-Linie auch ein Positron entsteht (Abb. 1a). Die kinetische Energie des Positrons dissipiert im Kristall fast instantan, wodurch in guter Näherung nur die Ruheenergie des Positrons berücksichtigt werden muss. Das Positron und

ein Hüllen-Elektron annihilieren; dabei entstehen zwei Photonen, welche in entgegengesetzte Richtungen mit der Ruhe-Energie des Elektrons/Positrons (511 keV) ausstrahlen. Da die Photonen exakt gleichzeitig entstehen, kann dieses Ereignis als Referenz für Gleichzeitigkeit und zur Eichung des Messkreises verwendet werden. Die Abwesenheit vieler weiterer Linien macht Natrium zu einem hervorragenden Kalibrator.

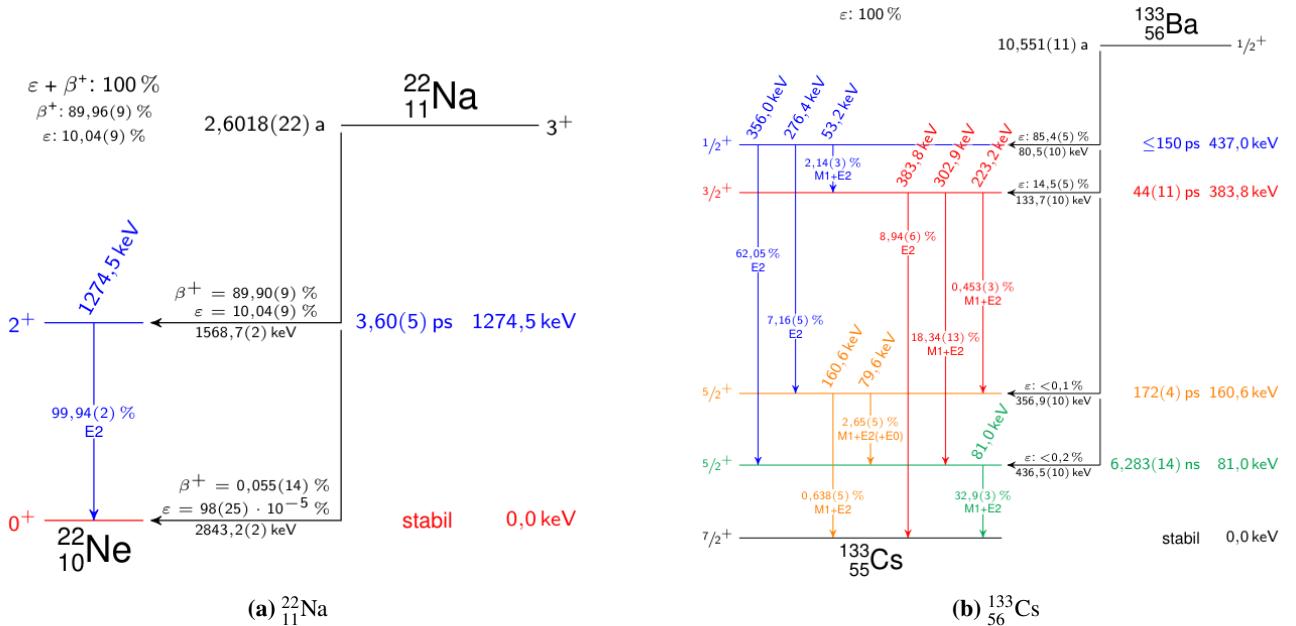


Abbildung 1: Zerfalls-Schemata von Natrium (a) und Cäsium (b). Natrium besitzt eine geringe Anzahl von Emissionslinien, wobei auf den wahrscheinlichen β^+ -Zerfall die hier interessante 511 keV-Emissionslinie folgt. Diese ist im resultierenden Spektrum sehr prominent und eignet sich daher hervorragend zur Energieeichung des Aufbaus. Barium zerfällt mit hoher Wahrscheinlichkeit über die 356 keV-Linie in den $\frac{5}{2}^+$ Zustand von Cäsium, weshalb dieser Übergang für die Lebensdauermessung verwendet wird. Übernommen aus [1]

1.3 Vorwort

Viele der nachfolgenden Versuchsteile wurden analog am linken wie am rechten Detektor durchgeführt. Aus diesem Grund werden beide Durchführungen parallel diskutiert und alle Aussagen gelten sofern nicht anders spezifiziert für den linken und rechten Detektor-Messkreis gleichermaßen.

Messungen von radioaktiven Zerfällen unterliegen der Poisson-Statistik, welche vorhersagt, dass die N -fache Messung eines Ereignisses eine statistische Unsicherheit von \sqrt{N} nach sich zieht. Zur Erhöhung der Lesbarkeit wird diese Unsicherheit zwar mit ein-berechnet, aber als Einzige nicht in den Diagrammen visualisiert. Alle Berechnungen von Unsicherheit basieren auf der Gaußschen Fehlerfortpflanzung, sofern nicht anders spezifiziert.

Zur Minimierung der statistischen Unsicherheiten werden alle Messungen von quantitativer Bedeutung möglichst lange durchgeführt. Da jedoch die verwendete Natriumprobe nur geringe Aktivität aufwies, konnten in einigen Fällen nur bis zu 60 Ereignisse pro Kanal registriert werden (vlg. Abb. 15). Die entstehenden Histogramme wirken hierdurch zwar stark diskretisiert, unterscheiden sich technisch aber nicht von den scheinbar kontinuierlichen Messkurven bei hohen Messraten (vlg. Abb. 13).

Alle in der Versuchsdurchführung erhobenen Rohdaten sowie das bei der Versuchsdurchführung laufend verfasste Protokoll sind HIER erhältlich (Link gültig bis 31.03.2026).

2 Einstellung des Slow-Inzidenz-Kreises

2.1 Kontrolle der Versorgungsspannungen

Vor Beginn des Versuchs wurden die Hochspannungen, welche an den Szintillations-Spektrometern anliegen, überprüft. Die Hochspannung wurde im Vorfeld von Assistenten so eingestellt, dass die Detektionsrate beider Detektoren ausreichend hoch ist. Die verwendeten PMTs arbeiten mit negativer Hochspannung, weswegen die abgelesenen Werte negativ sind. Das Hochspannungs-Netzteil zeigt die Spannungen und Ströme beider PMTs an, jedoch ist nicht bekannt, welcher Detektor an welchen Kanal angeschlossen ist. Diese Prüfung dient der Sicherstellung der Langlebigkeit verwendeter Hardware und ist für die Auswertung der Messergebnisse nicht direkt relevant. Es wird jedoch vorausgesetzt, dass diese Spannungen und Ströme im Versuchsablauf stabil bleiben. Dies wurde im weiteren Verlauf kurz nebenher bestätigt. Die abgelesenen Werte sind in Tabelle 1 festgehalten.

	Kanal A	Kanal B
Spannung / V	-671(1)	-626(1)
Strom / A	-0.120(1)	-0.111(1)

Tabelle 1: Spannung und Strom an den PMTs, abgelesen am Hochspannungs-Netzteil. Unsicherheiten nach Praktikums-Konvention anhand der Skalenunterteilung bestimmt.

Des Weiteren wurde überprüft, ob alle Niedervolt-Netzspannungen, die an den Mess-Bauteilen anliegen, die korrekte Amplitude besitzen und zeitlich konstant sind. Wäre dies nicht der Fall, so bestände ein Defekt, welcher potentiell die Funktion von Mess-Bauteilen beeinträchtigte. Von beiden verwendeten NIM-Modulen werden Sollspannungen $U \in \{\pm 6V, \pm 12V, \pm 24V\}$ für die anderen Bauteile bereitgestellt. Durch Verwendung einer Sonde, die als Adapter auf BNC fungiert, können diese am Oszilloskop auf ihre durchschnittlichen Spannungswerte und zeitliche Konsistenz (auf verschiedenen Zeitskalen) geprüft werden. Die durchschnittlichen Spannungen sind in Tabelle 3 aufgetragen, Bild 2 zeigt exemplarisch den beobachteten Spannungsverlauf.

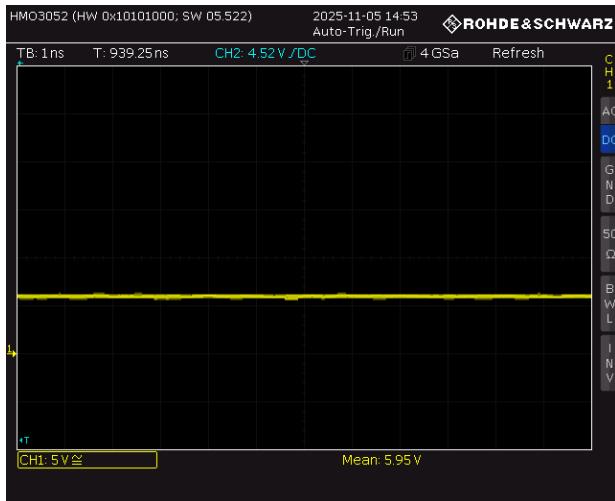


Abbildung 2: Oszillogramm des $U_0 = 6V$ Spannungsabgriff am unteren Netzgerät. Es sind keine starken Fluktuationen in der Gleichspannung versorgung sichtbar. Exemplarisch und repräsentativ für alle in diesem Schritt beobachteten Oszilloskop-Bilder.

Tabelle 3 zeigt, dass die Niedervolt-Spannungen in allen Fällen nahe ihrer Sollwerte lagen. Die Betrachtung auf dem Oszilloskop (vgl. Abb. 2) zeigt ebenfalls, dass keine makroskopischen Schwankungen in den Spannungsamplituden vorlagen. Somit kann der Versuch ordnungsgemäß fortgeführt werden.

Sollspannung / V	Gemessene Spannung / V
Oberes NIM-Modul	
+24	23.7(1)
+12	11.90(5)
+6	5.95(5)
-6	-5.8(1)
-12	-11.85(5)
-24	-23.6(1)
Unteres NIM-Modul	
+24	23.7(1)
+12	11.90(5)
+6	6.00(5)
-6	-5.8(1)
-12	-11.80(5)
-24	-23.5(1)

Abbildung 3: Durchschnittswerte der an den NIM-Modulen bereitgestellte Niederspannungen, abgelesen am Oszilloskop. Die gemessenen Durchschnittswerte weichen bis zu 0,5 V von ihren Sollwerten ab.

2.2 Kontrolle der Slow-Pulse des Photomultipliers

Im ersten Teil der Versuchsdurchführung wurden die Slow-Pulse mit und ohne Hauptverstärker miteinander verglichen, um die Funktionsweise des pulsformenden Hauptverstärkers zu verifizieren. Als Quelle wird Natrium verwendet. Abbildung 4 zeigt den entsprechenden Schaltplan.

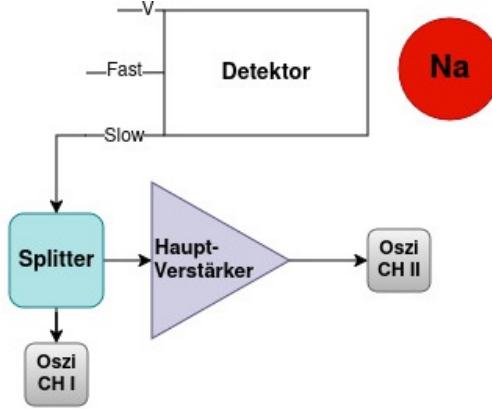
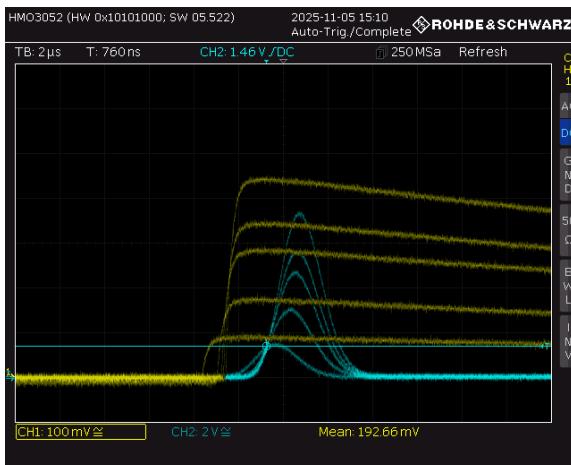


Abbildung 4: Schaltplan zur Kontrolle der Slow-Pulse.

Die aufgenommenen Oszilloskopbilder (Abb. 5) zeigen, dass in einem kurzen Zeitfenster ein Vielzahl Ereignisse verschiedener Amplituden gemessen werden. Das reine Slow-Signal weist dabei wie erwartet eine wohldefinierte Amplitude und einen langsamen Abfall auf, während das Slow-Signal nach Durchlauf des pulsformenden Verstärkers annähernd die Form einer Gaußfunktion annimmt. Es fällt auf, dass die Amplituden der Signale mit und ohne Hauptverstärker in linearem Zusammenhang stehen. Während auf dem Oszilloskop mehrere Impulse gleichzeitig angezeigt werden, handelt es sich tatsächlich um eine Überlagerung einer hohen Zahl nacheinander gemessener Impulse. Jeder beobachtete Spannungsimpuls entspricht einer Schar von Photonen, die mit ähnlicher Energie in einem kurzen Zeitfenster nacheinander gemessen wurden. Aufgrund der Linienbreite der beobachteten Photonen und abweichenden Impulsformen weist das Oszilloskopogramm geringe zeitliche Schwankungen auf.



(a) Links



(b) Rechts

Abbildung 5: Oszilloskopbild des Slow-Signals mit (CH II) und ohne (CH I) pulsformenden Hauptverstärker. Der Hauptverstärker erhöht die Spannungsamplitude und formt das Signal zu einer annähernden Gaußglocke. Die Detektionsrate am rechten Detektor ist deutlich höher, wie man an der Intensität der Linien erkennt.

2.3 Triggerung mit dem SCA

Nun wurde das durch den Hauptverstärker geformte Slow-Signal mit einem Splitter¹ symmetrisch gespalten und einmal über einen Delay-Verstärker sowie einmal über den SCA mit offenem SCA-Fenster an das Oszilloskop gegeben (Abb. 6a). Dabei soll der SCA-Zweig für die spätere Triggerung des MCA-Gates vorbereitet werden, damit im weiteren Verlauf Energie-Spektren aufgenommen werden können. In erster Linie wird dafür nun die Koinzidenz des SCA-Trigger-Signals mit dem analogen Slow-Signal benötigt, welche durch Verzögerung am Delay-Verstärker eingestellt werden kann. Die Verstärkung des analogen Signals sollte so gewählt werden, dass sich die Amplitude der 511 keV-Linie im Bereich [3 V, 4 V] befindet, damit diese noch im Aufnahmebereich des MCAs liegt.

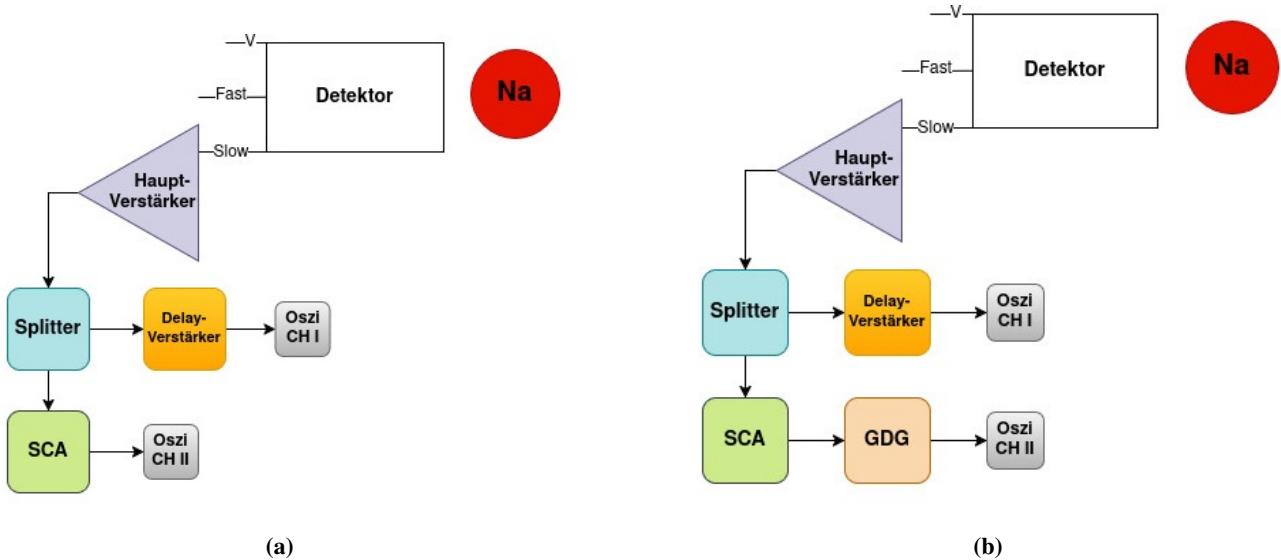
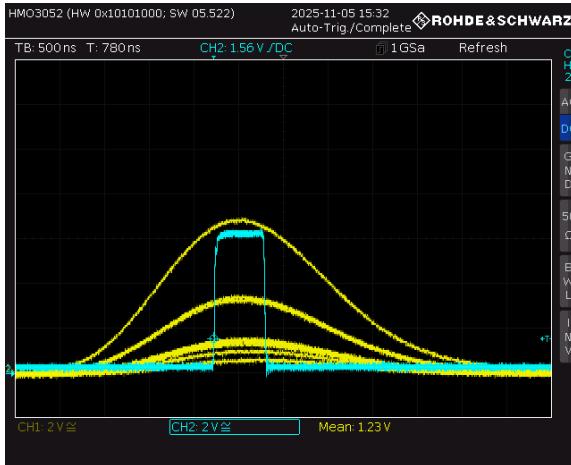


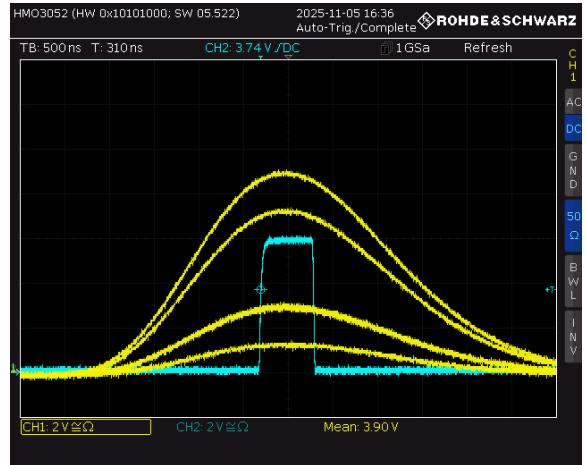
Abbildung 6: Schaltpläne zur Triggerung mit dem SCA. Mit Schaltplan (a) wird zunächst zeitliche Koinzidenz und die Einstellung der Impulshöhe vorgenommen. Anschließend wird mit einem GDG in Schaltplan (b) der Trigger-Impuls verlängert.

Die Oszillogramme in Abbildung 7 zeigen in blau das Rechtecksignal bei Triggerung des SCAs und die gleichzeitig eintreffenden analogen Signale vom Hauptverstärker in gelb. Die Verzögerung des Delay-Verstärkers und die Verstärkung des Hauptverstärkers wurden entsprechend des Mess-Vorhabens angepasst und es ist zu sehen, dass die Signale von SCA und Delay-Verstärker zeitlich koinzident sind. Bei der 511 keV-Linie handelt es sich mutmaßlich um den Impuls mit etwa der halben Amplitude des SCA-Signals. Der Grund für diese Vermutung ist, dass diese Linie am Oszilloskop am kontinuierlichsten beobachtbar war, also besonders häufig auftritt, wie es von der 511 keV-Linie zu erwarten wäre. Keine andere Linie erschien so häufig oder mit einer ähnlich wenig variierenden Amplitude. Die genaue Amplitude der 511 keV-Linie kann aus dem Oszillogramm zu $U_{511} = 3,5(3)$ V bestimmt werden.

¹Die Teilung des Slow-Signals erfolgt mit einem symmetrisch-spaltenden Splitter, der durch 50Ω -Abschlüsse lastunabhängig funktioniert. Diese Eigenschaft der Signal-Teilung wird nicht durch jedes beliebige Kabel erfüllt, weswegen hier ein Splitter verwendet wird.



(a) Links



(b) Rechts

Abbildung 7: Oszilloskopogramm des Slow-Signals durch den Delay-Verstärker (CH I) und durch den SCA (CH II). Die SCA-Fenster sind ganz geöffnet, sodass sämtliche Emissionlinien beobachtbar sind. Am rechten Detektor wurde die untere SCA-Schwelle gering angehoben, um Signal-Dopplungen aufgrund eines technisch bedingten Randeffekts im dazugehörigen Potentiometer zu verhindern. Ohne diese Einstellungen erschien ein zweiter SCA-Puls nahe des rechten Bildrands, der möglicherweise spätere Messungen verfälschen könnte.

Während die Einstellung der Signalzweige am linken Detektor ohne Komplikationen verlief, bestand beim rechten Detektor anfangs das Problem, dass trotz Triggerung des Oszilloskops mit dem SCA mehrere SCA-Pulse flimmernd am rechten Bildrand zu beobachten waren (Abb. 8). Diese Problem konnte nur behoben werden, indem die untere SCA-Schwelle leicht angehoben wurde. Eine mögliche Erklärung für dieses unerwünschte Phänomen ist, dass das Schwellen-Potentiometer hier Randeffekte verursachte, wie es an anderer Stelle bei Potentiometern der Delay-Einstellung auch beobachtet wurde. Eine andere mögliche Erklärung ist, dass die zusätzlichen verspäteten SCA-Impulse von Signal-Reflektionen im Aufbau herrühren.

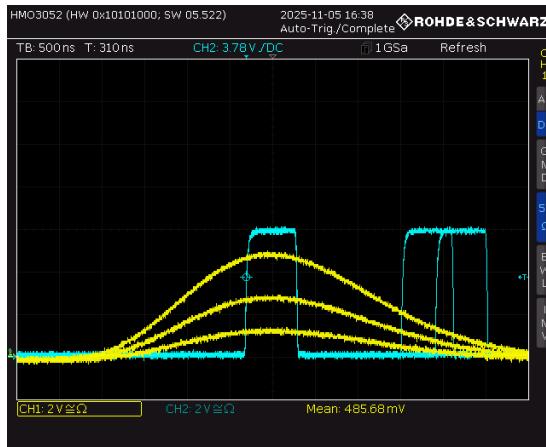
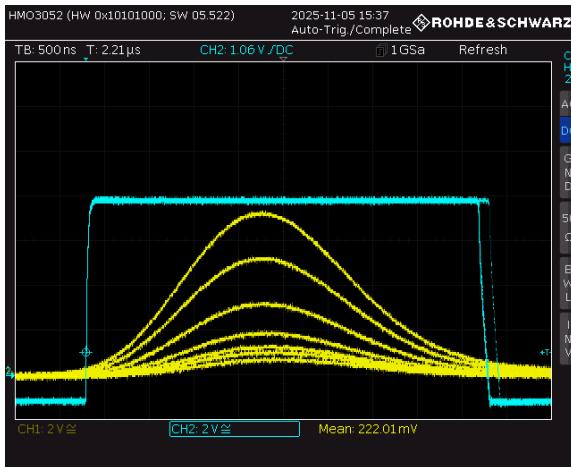
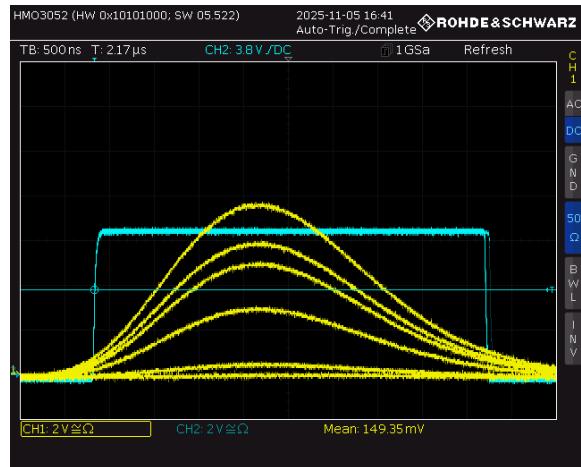


Abbildung 8: Oszilloskopogramm des Slow-Signals durch den Delay-Verstärker (CH I) und durch den SCA (CH II) am rechten Detektor. Mit der unteren SCA-Schwelle am Minimum sind regelmäßig Doppel-Erscheinungen des SCA-Signals sichtbar.

Um die anschließende Aufnahme der Energie-Spektren von ^{22}Na und ^{133}Ba zu ermöglichen, wurde nun ein GDG hinter den SCA geschaltet (Abb. 6b), dessen Aufgabe es ist, durch Verzögerung und Verlängerung der SCA-Signale den vollständigen Einschluss der analogen Impulse im Trigger-Fenster zu erreichen. Da der MCA zu jedem eintreffenden Impuls das Maximum innerhalb des Gate-Signalfensters misst, muss gewährleistet werden, dass das Maximum jedes Impulses zeitlich innerhalb des Gate-Pulses liegt. Die Oszilloskopogramme in Abbildung 9 zeigen das Ergebnis dieser Justage an beiden Detektoren. Trotz der leicht erhöhten SCA-Schwelle am rechten Detektor ist keine Extinktion von Signalen niedriger Amplitude zu beobachten.



(a) Links



(b) Rechts

Abbildung 9: Oszilloskopogramm des Slow-Signals durch den Delay-Verstärker (CH I) und durch den SCA mit GDG (CH II). Das SCA-Signal wurde durch den GDG verbreitert und verzögert, sodass es als Gate-Signal für das Signal aus dem Delay-Verstärker fungieren kann.

Die Gate-Zweig mit SCA und GDG sowie der analoge Zweig mit Delay-Verstärker sind nun hinreichend koinzident, sodass der MCA angeschlossen werden kann.

2.4 Energiespektren von Na und Ba aufnehmen

Damit im späteren Verlauf die Slow-Signale für die Detektion der 356 keV- und 81 keV-Linie verwendet werden können, muss eine Energieeichung des MCA durchgeführt werden. Ziel ist dabei, alle Verstärker im Aufbau so einzustellen, dass im Messbereich des MCA sowohl die 511 keV-Linie des Natriums als auch die 81 keV-Linie des Bariums klar erkennbar sind. Später wird auch noch an die 31 keV-Linie des Bariumspektrums, welche der charakteristischen K- α -Linie entspricht, gefittet werden.² Um die nötige Justage durchzuführen, wurde der SCA-Ausgang über den GDG ans Gate des MCA geleitet, während das Signal des Delay-Verstärkers am analogen MCA-Eingang lag. Dieser Aufbau ist in Abbildung 10 gezeigt. Nun lagen am MCA gerade die Signale aus Abbildung 9 an; die Ausgabe des MCA ist also ein Histogramm der dort (an Kanal 1) sichtbaren Amplituden. Die Ergebnisse aller folgenden MCA-Messungen wurden durch das Programm *MCA3* am bereitgestellten PC aufgenommen und für die Auswertung als einfache Text-Dateien exportiert.

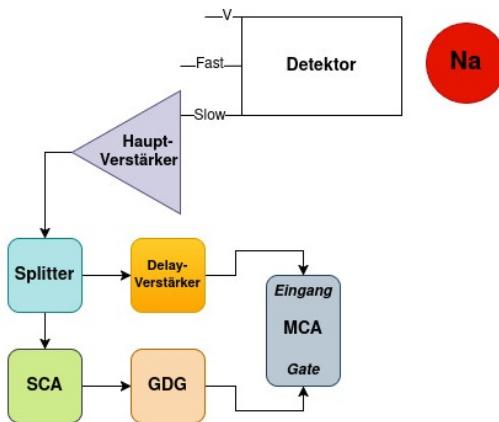
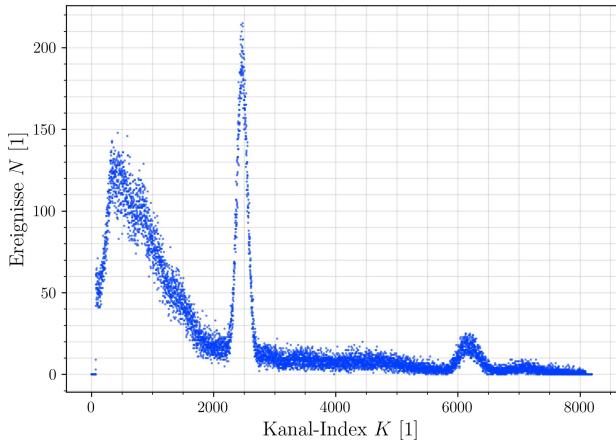


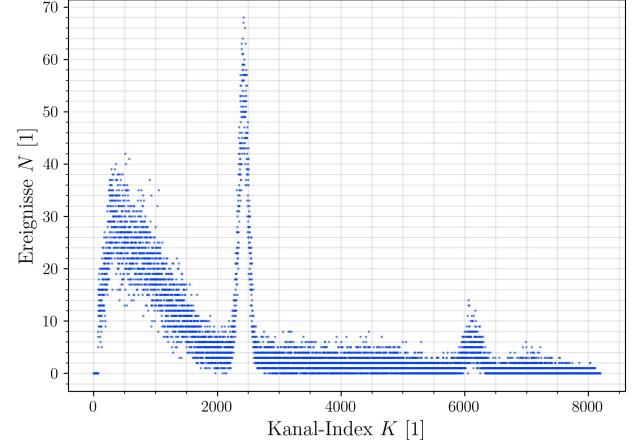
Abbildung 10: Schaltplan zur Messung der Energiespektren von ^{22}Na und ^{133}Ba mit dem MCA.

²Diese Linie ist so prominent im Spektrum vorhanden, da sie eine Konsequenz jedes einzelnen Barium-Zerfalls ist. Barium zerfällt immer durch Elektroneneinfang; dabei wird ein Elektron — meist aus der K-Schale — in den Kern absorbiert. Diese „Lücke“ wird durch ein Elektron einer höheren Schale — meist der L-Schale — gefüllt, wobei die charakteristische Strahlung entsteht.

Zunächst wird das Natrium-Spektrum aufgenommen, wobei darauf geachtet wird, dass der 511 keV-Peak klar erkennbar ist. Das resultierende Spektrum ist in Abbildung 11 gezeigt. Dort ist für beide Detektoren am linken Rand der Compton-Untergrund erkennbar, gefolgt vom scharfen 511 keV-Peak. Der weitere sichtbare Peak etwas weiter rechts im Bild ist vermutlich auf die 1274 keV-Linie des Natriumspektrums zurückzuführen (vgl. Abb. 1a), wird jedoch im weiteren Verlauf nicht weiter untersucht.



(a) Links



(b) Rechts

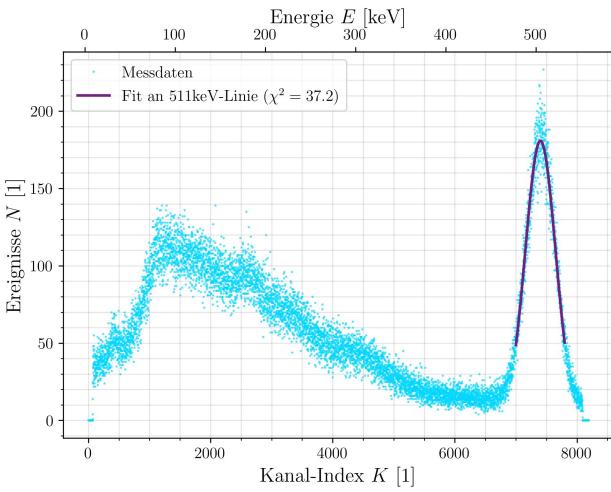
Abbildung 11: Messung des Energie-Spektrums von ^{22}Na am MCA. Am linken Rand ist das Compton-Kontinuum sichtbar, welches von der dominanten 511 keV-Linie und schließlich dem 1275 keV-Übergang gefolgt wird. Die Messung am rechten Detektor basiert auf einer geringeren Zählrate, wodurch sichtbar wird, dass die scheinbar kontinuierliche Messkurve auf dem diskreten Histogramm des MCAs basiert. Dies führt auch direkt zu der Bildung der sichtbaren horizontalen Linien.

Nun wurde die Verstärkung am Hauptverstärker so weit hochgedreht, sodass die 511 keV- Linie am rechten Rand des vom MCA erfassten Energiespektrums lag (Abb. 12). Auf diese Weise wird die größtmögliche Energie-Auflösung in Kanälen des MCA erreicht, während alle relevanten Linien gleichzeitig beobachtbar sind (vgl. Barium-Spektrum in Abb. 13). Von nun an darf die Verstärkung des Hauptverstärkers nicht mehr verändert werden, da sie den Skalierungsfaktor der Energie-Kanal-Zuordnung bestimmt. Zur Bestimmung der Position der Linien $\mu(K)$ in Abhängigkeit vom Kanalindex K wird eine Gaußglocke der Form

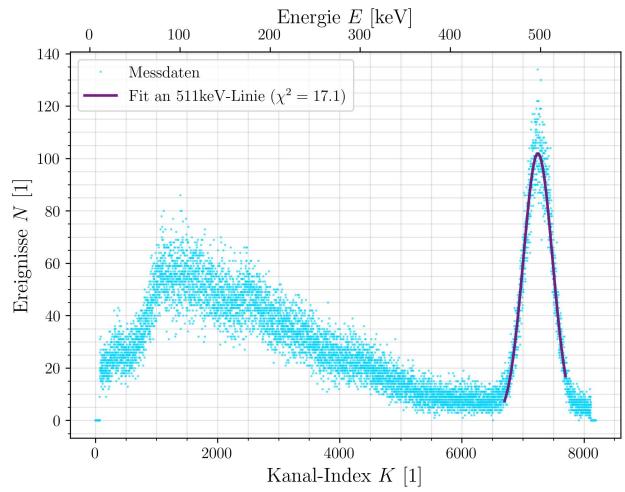
$$G(K) := N \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(K - \mu)^2}{\sigma^2}\right) \quad (1)$$

an die bekannten Linien numerisch angepasst. Dabei beschreibt N die Höhe des Intensitätsmaximums, μ die Position des Maximums und σ die Breite des Maximums. Die Beziehung zwischen der 1σ -Breite der Kurve zum *Full Width at Half Maximum* σ_{FWHM} lautet

$$\sigma_{\text{FWHM}} = 2\sigma\sqrt{2 \cdot \ln(2)} \quad . \quad (2)$$



(a) Links

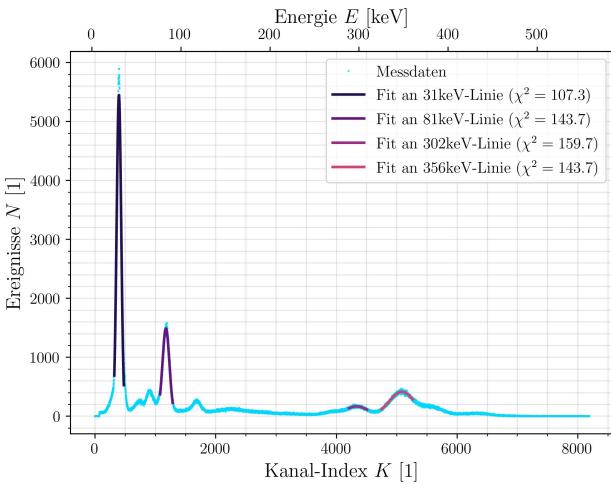


(b) Rechts

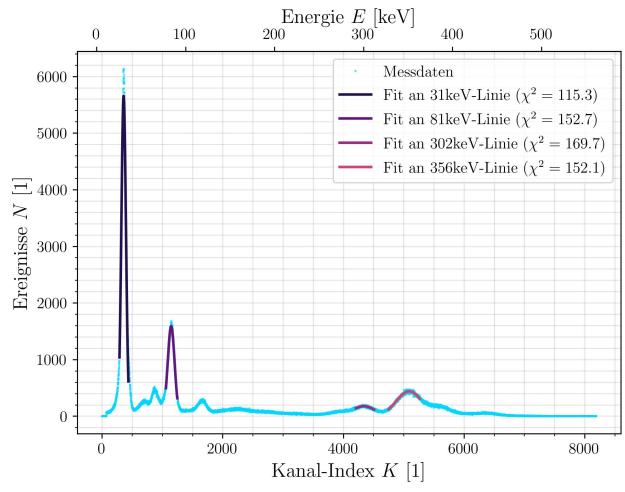
Abbildung 12: Messung des Energie-Spektrums von ^{22}Na am MCA. Die 511 keV-Linie wurde durch Einstellung des Hauptverstärkers an den rechten Rand des Messbereichs verschoben. Die Kanal-Energie-Zuordnung wurde aus den Fits bekannter Linien berechnet und nachträglich angebracht.

2.5 Energiekalibration

Abbildung 12 zeigt, dass für beide Detektoren analoge Natrium-Spektren aufgenommen worden sind, wobei beim rechten Detektor ein geringfügig kleinerer Verstärkungsfaktor zur Stauchung des Spektrums in der Horizontalen führt. Nach dem Compton-Kontinuum bei niedrigen Energien kann der 511 keV-Peak beobachtet werden, dessen Anpassung nach Gleichung (1) optisch akkurat wirkt und eine Güte von $\chi^2 \leq 40$ aufweist.



(a) Links



(b) Rechts

Abbildung 13: Messung des Energie-Spektrums von ^{133}Ba am MCA. Die Positionen 4 bekannter Linien wurden zusammen mit der 511 keV-Natrium-Linie zur Berechnung der Kanal-Energie-Zuordnung verwendet. Neben der K_{α} -Linie von ^{133}Ba bei 31 keV wurden 3 Übergänge des Zerfallsprodukt ^{133}Cs angepasst und es ist ein potentieller Summen-Peak bei ungefähr 110 keV zu sehen.

Um den so gefitteten Peaks Energien zuordnen zu können, ist der Rückgriff auf die in [1] gegebenen Zerfallsschemata (Abb. 1a bzw. 1b) nötig. Damit ist eine eindeutige Zuordnung der gefitteten Peaks zur K_{α} -Linie (31 keV [2]) und drei Spektrenlinien (81 keV, 302 keV und 356 keV [3]) von ^{133}Cs sowie der 511 keV-Linie des Natriums [4] möglich. Die Parameter der einzelnen Fitfunktionen sind in 2 und 3 tabelliert.

Neben den im Termschema angegebenen Maxima können aufgrund der Messmethodik noch weitere Linien erscheinen. Neben

dem Compton-Untergrund, welcher im Natrium-Spektrum sehr deutlich und im Barium-Spektrum nur klein auftritt, können insbesondere andere charakteristische Energien und sog. „Summenpeaks“ entstehen. Die charakteristischen Energien, beispielsweise die außerordentlich prominente K- α -Linie am linken Rand des Bariumspektrums, entstehen bei Übergängen innerhalb der Elektronenhülle. Beispielsweise könnte die K- β -Linie des Cäsiums (ca. 35 keV, [5]) im Spektrum auftreten, wobei sie von der K- α -Linie so stark überschattet würde, dass sie kaum sichtbar ist. Ein Summenpeak tritt dagegen auf, wenn die Photonen von zeitlich koinzidenten Zerfällen gleichzeitig in der PMT detektiert werden, wodurch ein Signal proportional zur summierten Energie der beiden ausgegeben wird. Die PMT kann die zwei Teilchen schließlich nicht unterscheiden.

$\mu_{\text{expect}} / \text{keV}$	μ / keV	μ / Kanal	σ / Kanal	N / 1
30,8500	30,5664(80)	397,560(61)	37,665(59)	5446(10)
80,9979(11)	83,366(16)	1177,02(16)	57,68(17)	1487,2(46)
302,8508(5)	297,33(19)	4335,7(27)	194,4(58)	166,1(12)
356,0129(7)	348,170(88)	5086,3(12)	210,5(14)	412,9(14)
510,998 950 69(16)	505,053(95)	7402,3(11)	247,9(13)	180,85(84)

Tabelle 2: Fit-Parameter (μ, σ, N) der Anpassung von Gaußfunktionen an die erwarteten Linien μ_{expect} am linken Detektionskreis. Die Linien stimmen in allen Fällen nahe überein, wenn auch die Messwerte um ein Vielfaches der Unsicherheiten von den Literaturwerten abweichen. Dies spricht für eine systematische Unterschätzung der Unsicherheiten durch die Anpassung.

$\mu_{\text{expect}} / \text{keV}$	μ / keV	μ / Kanal	σ / Kanal	N / 1
30,8500	30,5027(84)	360,001(62)	37,478(63)	5656(11)
80,9979(11)	83,881(17)	1147,44(17)	56,56(19)	1587,9(49)
302,8508(5)	300,18(17)	4338,3(24)	188,6(52)	176,0(12)
356,0129(7)	351,198(91)	5090,9(12)	212,6(14)	438,5(15)
510,998 950 69(16)	497,33(11)	7246,7(13)	238,7(12)	101,84(62)

Tabelle 3: Fit-Parameter (μ, σ, N) der Anpassung von Gaußfunktionen an die erwarteten Linien μ_{expect} am rechten Detektionskreis. Das qualitative Verhalten stimmt mit dem linken Detektor überein.

Die Tabellen 2 und 3 zeigen in der ersten Spalte die Literaturwerte der vermuteten Emissionslinien im Vergleich zu den Fit-Parametern des entsprechenden Maximums gemäß Gleichung (1). Die Berechnung der experimentell ermittelten Maxima μ in keV folgt aus der linearen Kanal-Energie-Zuordnung. Diese Zuordnung geschieht zunächst ohne die Annahme, dass der MCA korrekt funktioniert und eine etwa lineare Energie-Kanal-Beziehung besteht. Die Linearität ist zwar visuell bereits einigermaßen ersichtlich, wird aber durch den linearen Fit an die vorgenommene Kanal-Energie-Zuordnung bestätigt: wenn die eben ermittelten Gaußian-Schwerpunkte μ gegen die jeweils dazugehörige Energie aufgetragen werden, ergibt sich Abb. 14. An diese Datenpunkte wird ein linearer Fit der in Gleichung 3 gegebenen Form durchgeführt; die dadurch ermittelten Fitparameter sind in Tabelle 4 aufgetragen.

$$K(E) := \alpha \cdot E + \beta \quad (3)$$

Parameter	$\alpha / 1/\text{eV}$	β / Kanal
Links	14,7628(17)	-53,684(87)
Rechts	14,7520(18)	-89,975(92)

Tabelle 4: Fit-Parameter der Energie-Kalibrationen links und rechts für die Geradengleichung $K = \alpha \cdot E + \beta$ (vgl. Abb. 14).

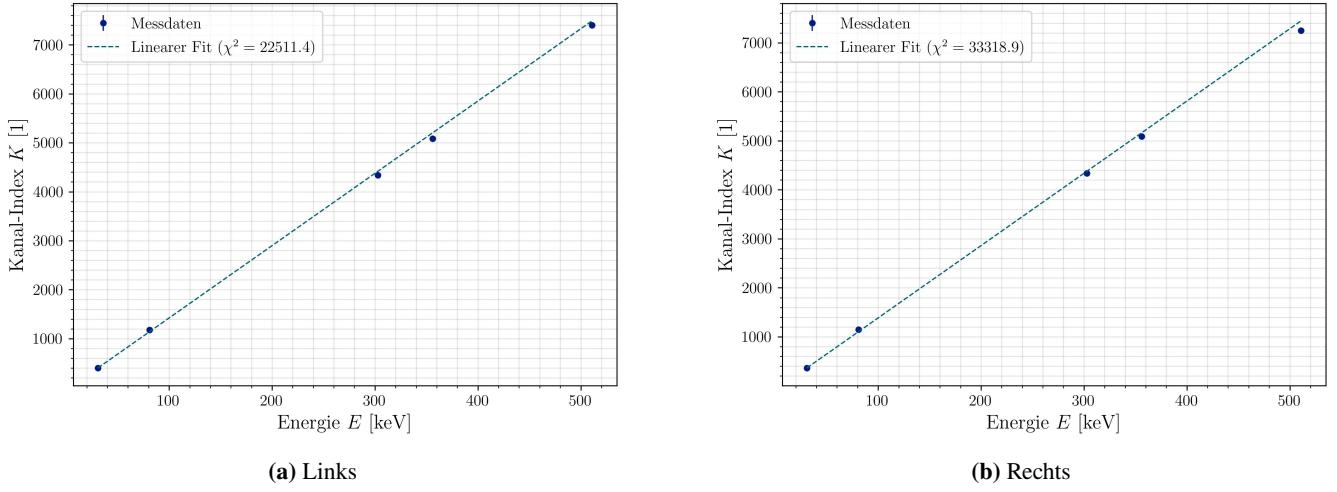


Abbildung 14: Linearer Fit des Mittelwert μ von bekannten Emissionslinien gegen ihre vorhergesagten Energien. Die geringe Güte χ^2 des Fits ist auf die geringen Unsicherheiten $\Delta\mu$ zurückzuführen, während der Fit in beiden Fällen optisch akkurat wirkt.

Bei dieser Anpassung wurde der Kanal-Index K in Y-Richtung aufgetragen, da die Unsicherheiten der dazugehörigen Werte μ (in der Einheit [Kanal]) als Grundlage der Bestimmung der Fit-Parameter verwendet werden sollen. Zwar ist es auch möglich, sowohl Unsicherheiten in X- als auch in Y-Richtung in die Anpassung einfließen zu lassen, dies ist jedoch technisch aufwendiger und hier nicht notwendig, da die Unsicherheiten der Literaturwerte klein gegen die Unsicherheiten der Fit-Parameter sind.

Zuletzt kann für die einzelnen Spektrallinien, an die eine Gaußfunktion angepasst worden ist, die Energieauflösung bestimmt werden. Dafür sei die Energieauflösung als die *Full Width at Half Maximum* der angepassten Gaußkurve, angegeben in keV, definiert. Man erinnere: die Definition der Gaußkurve anhand Gleichung 1 führt direkt auf die Definition der FWHM σ_{FWHM} nach Gleichung 2. Die so bestimmte FWHM beschreibt jedoch noch eine Anzahl MCA-Kanäle, keine Energie. Indem Gleichung 3 nach $E(K) = (K - \beta)/\alpha$ umgestellt wird, kann eine Umrechnung der FWHM in die Energieauflösung geschehen:

$$\Delta E = \frac{\sigma_{FWHM}}{\alpha} = 2\sqrt{2 \ln(2)} \cdot \frac{\sigma}{\alpha}$$

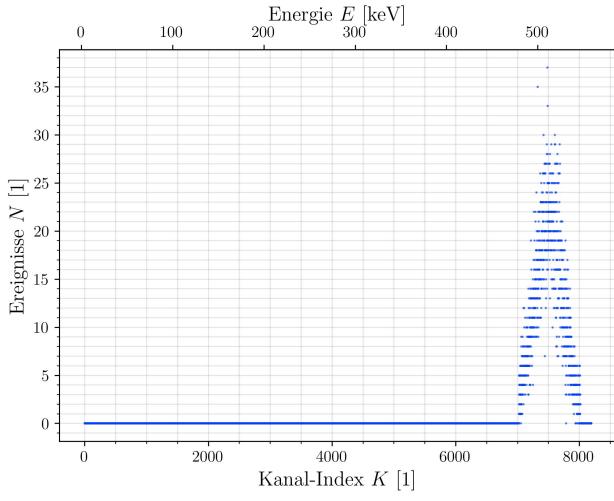
Die Fehlerschätzung geschieht durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung unter der Annahme, dass σ und α unabhängig voneinander sind. Dies ergibt — jeweils für den linken und rechten Detektor mit den in Tabelle 2 bzw. 3 festgehaltenen σ -Werten und den α -Werten aus 4 durchgerechnet — die in Tabelle 7 und 8 (der Übersichtlichkeit halber im Anhang) gegebenen Energieauflösungen. Beide Detektoren ergeben in ähnlichen Energieauflösungen. Die Linien höherer Energien, welche im Spektrum weiter rechts und breiter erscheinen, weisen wie erwartet eine niedrigere Auflösung auf.

2.6 Einstellung der SCA-Fenster

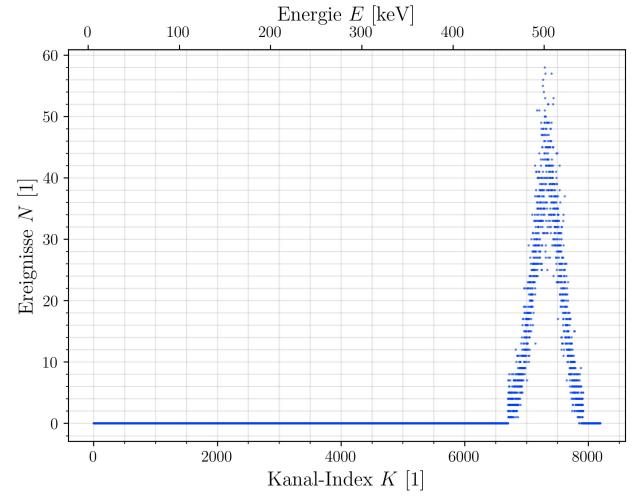
Da die SCAs im weiteren Verlauf als Energiefilter eingesetzt werden sollen, ist es wichtig, die unteren und oberen SCA-Schwellenwerte in keV zu kennen. Ebenso sollte die korrekte Funktion der SCAs verifiziert werden. Dafür wurden in diesem Schritt die eben aufgenommenen Natrium-Spektren noch einmal aufgenommen, dieses Mal jedoch mit Begrenzung durch den SCA. Die Schaltung wird hierfür nicht verändert, ist also noch immer durch Abb. 10 gegeben.

Als nun die SCA-Schwellen verstellt wurden, beobachteten wir am Computer, dass das Spektrum außerhalb eines bestimmten Intervalls — eben dem SCA-Fenster — aufhörte, zu „wachsen“. Wir stellten dieses Fenster so ein, dass nur noch der 511 keV-Peak wuchs, und starteten eine neue Messung. Das resultierende Spektrum ist in Abb. 15 gezeigt: es ist nur noch der 511 keV-Peak zu erkennen, die Zählrate in allen anderen Bereichen ist null.³ Dies entspricht genau der Erwartung, dass der SCA die eingehenden Signale nach Amplitude filtert. Eine weitere Bestätigung dieses Verhaltens fanden wir durch Betrachtung der Gate- und Eingangssignale am Oszilloskop statt dem MCA, zu sehen in Abb. 16. Wie bereits mit offenem SCA-Fenster (vgl. Abb. 9) beobachtet, zeigt das Oszilloskop eine zeitliche Überlagerung des Gate-Signals und des annähernd gaußförmigen Slow-Pulses. Jedoch treten hier nur noch Pulse innerhalb eines kleinen Amplitudenintervalls auf, da der SCA (und daher das Oszilloskop) nur triggern, wenn der eingehende Puls eine gewisse Amplitude hat.

³Die niedrige Peak-Höhe und dadurch höhere Unsicherheit dieser Spektren ist durch limitierte Messzeit bedingt. Da jedoch keine quantitative Analyse dieser Spektren geschehen wird, beeinträchtigt dies nicht die weitere Auswertung.



(a) Links



(b) Rechts

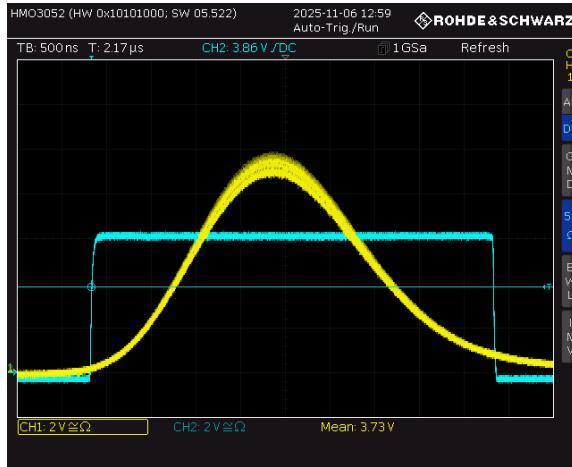
Abbildung 15: Messung des Energie-Spektrums von ^{22}Na am MCA nach Einstellung der Einkanal-Fenster am SCA um die 511 keV-Linie. Die diskrete Natur der Messung am MCA wird durch die geringen Zählraten erkennbar.

Die Position der SCA-Schwellen entspricht dem ersten bzw. letzten Kanal im Spektrum, welcher mindestens ein Ereignis gemessen hat. Bei Analyse der Daten wird die Unsicherheit der Schwellen empirisch auf 5 Kanäle abgeschätzt. Tabelle 5 zeigt, dass für den linken Detektor ein höher gelegenes SCA-Fenster verwendet wurde.

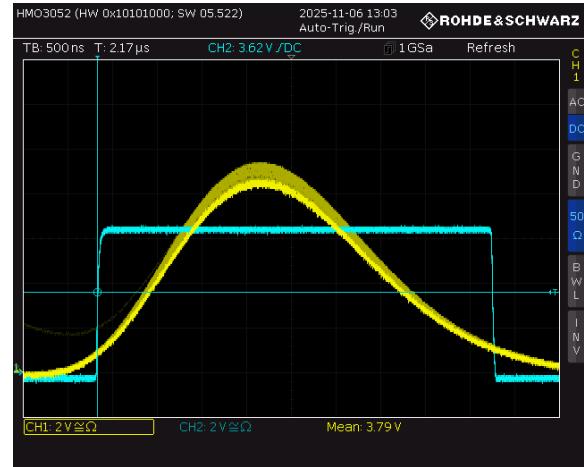
Detektor	K_{\min} / Kanal	K_{\max} / Kanal	E_{\min} / keV	E_{\max} / keV
Links	7021(5)	8018(5)	479,22(34)	546,76(34)
Rechts	6699(5)	7917(5)	460,21(34)	542,77(35)

Tabelle 5: Positionen der unteren und oberen SCA-Schwellen in Abbildung 15 in Kanalindex K sowie in Energie E .

Anschließend wurde das entsprechende Signal nun mit dem Oszilloskop betrachtet und wie erwartet sind alle Impuls-Linien bis auf die als 511 keV-Linie verschwunden. Somit erfüllt der SCA seine Funktion der Energie-Selektion: es sind nur noch Signale in einem kleinen Amplitudenbereich sichtbar (vgl. Abb. 16).



(a) Links



(b) Rechts

Abbildung 16: Betrachtung von MCA-Eingang (CH I) und MCA-Gate (CH II) am Oszilloskop mit eingestelltem SCA-Fenster. Aufgrund des Einkanalfensters sind nur noch Impulse der 511 keV-Linie zu sehen.

Für die weiterführenden Messungen mit dem Fast-Schaltkreis und die finale Lebensdauermessung wurden der Splitter und Delay-Verstärker nicht mehr benötigt. Dennoch bleiben beide Komponenten in der Schaltung verbaut. Zwar sind beide Komponenten darauf ausgelegt, dass keine Verfälschungen des an den SCA-Signals auftreten — der abgekoppelte Delay-Verstärker entspricht praktisch einer einfachen 50Ω -Abschlussimpedanz — aber wir können uns dessen nie ganz sicher sein. Es könnte beispielsweise zu ungewollten Signalreflexionen kommen, dessen Entfernung durch Ausbau der Komponenten die Validität der vorhergehenden Verstärker- und Energieanpassung beeinträchtigen könnte. Um also solche unerwarteten Veränderungen des in den SCA laufenden Signals zu vermeiden, bleiben beide Bauteile verbaut.

2.7 Herstellung der Slow-Koinzidenz

Für die spätere Lebensdauermessung ist es essenziell, dass die Mess-Elektronik des linken und rechten Detektors gleichzeitig eine logische 1 ausgeben, wenn die gesuchte Zerfallsquelle durch den $5/2^+$ -Zustand auftritt. Daher muss nun die zeitliche Koinzidenz beider SCA-Signale gewährleistet werden. Um dies zu bewerkstelligen, sind nach dem Schaltplan in Abb. 17 die SCA-Signale beider Aufbauhälften verglichen worden. Dabei muss die Natriumquelle verwendet werden, da die Elektron-Positron-Annihilation, die auf den β^+ -Zerfall folgt, (in hinreichender Näherung) zeitlich koinzidente Lichtpulse in die zwei Szintillatoren emittiert. Durch Einstellung der Verzögerungen an den SCAs ist die in Abb. 18 gezeigte Koinzidenz erreicht worden.

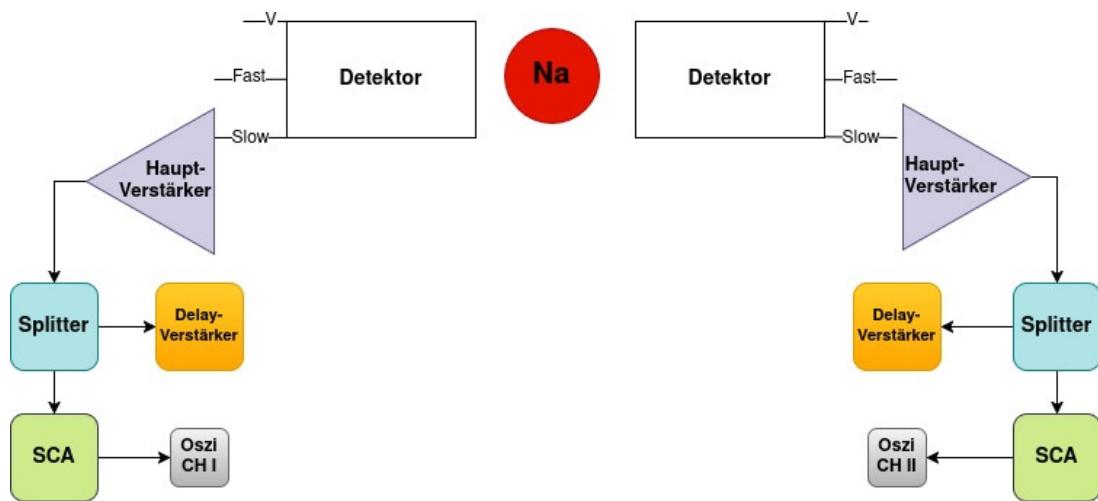


Abbildung 17: Schaltplan zur Herstellung der Slow-Koinzidenz für die ^{22}Na -Quelle.

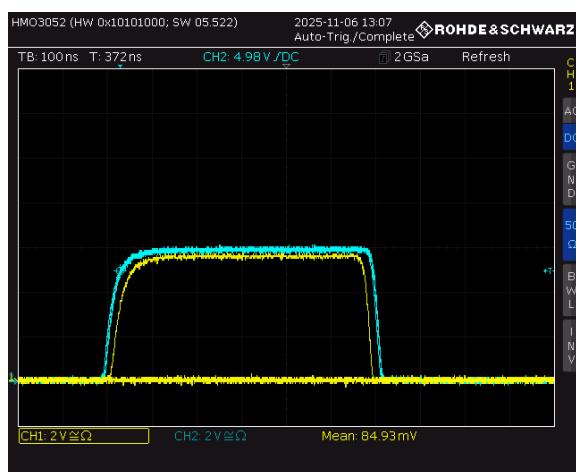


Abbildung 18: Oszilloskopogramm der SCA-Ausgänge vom linken (CH I) und rechten Slow-Signal. Durch Verzögerung am SCA-Delay wurde die Überlappung beider Signale und somit Slow-Koinzidenz hergestellt.

An diesem Bild ist erkennbar, dass die Signale der zwei SCAs sich stark ähneln; im Idealfall wären sie genau gleich. Der minimale Unterschied in der Amplitude und Dauer der Signale ist zu klein, als dass die Koinzidenzmessung im weiteren Verlauf davon gestört würde. Die Formen beider Signale entsprechen näherungsweise Rechtecksignalen, welche jedoch an den Kanten aufgrund der endlichen Bandbreite des SCAs abgerundet wirken. Die Signale haben die gleiche Dauer von etwa 600(50) ns, was in einigen Fällen zu gering wäre, um als Gate-Signal für den MCA zu fungieren. Aus diesem Grund ist ein GDG zwischen der logischen 1 des SCAs und dem MCA-Gate notwendig. Beide Signale sind nicht exakt gleichzeitig, aber sie überlappen weitestgehend und sind somit im Sinne der Koinzidenzeinheit koinzident.

3 Einstellung des Fast-Koinzidenz-Kreises

3.1 Kontrolle der Fast-Pulse des Photomultipliers

Zunächst werden die funktionalen Unterschiede von Slow- und Fast-Ausgang der verwendeten PMTs betrachtet. Dafür werden Fast- und Slow-Ausgang direkt ans Oszilloskop angeschlossen (vgl. Abb. 19). Dies ergibt die Verläufe in Abb. 20, wobei zu beachten ist, dass der Übersichtlichkeit wegen das Null-Niveau an Kanal 2 (Fast-Abgriff) visuell nach oben verschoben worden ist.

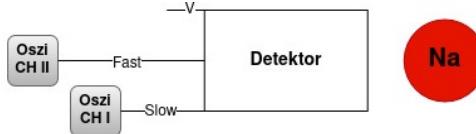


Abbildung 19: Schaltplan zur Kontrolle der Fast-Pulse.

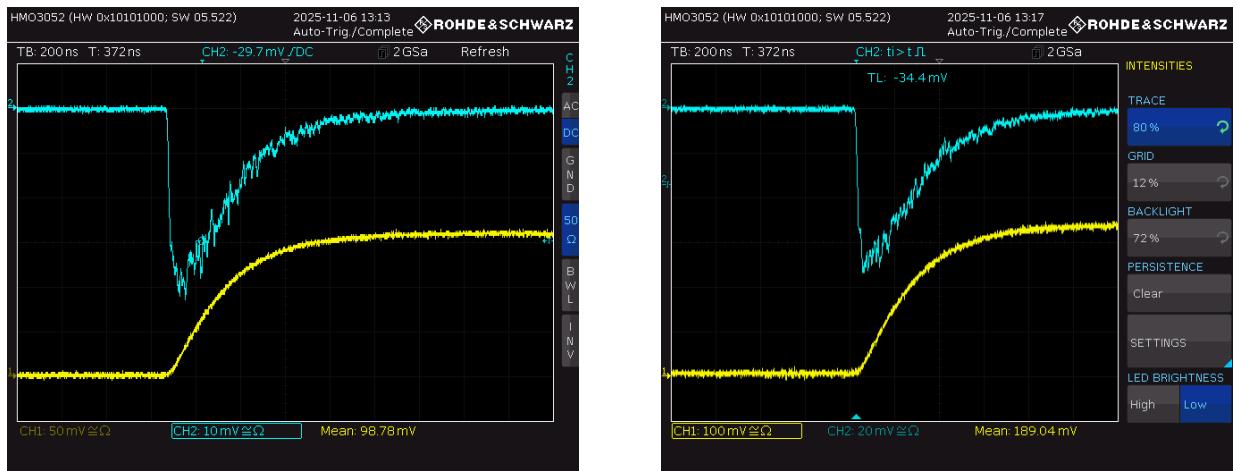


Abbildung 20: Direkter Vergleich von Slow- (CH I) und Fast-Pulsen (CH II) aus der PMT am Oszilloskop. Während die Fast-Pulse deutlich geringere Anstiegszeiten aufweisen, haben die Slow-Pulse präzisere Amplituden. Die Polarität der Fast-Pulse ist negativ.

Die Verläufe weisen zwei prägnante Unterschiede auf:

- Die Polarität des Fast-Ausgangs ist negativ, während die des Slow-Ausgangs positiv ist. Dies begründet sich durch die Schaltung der PMT-Basis, gezeigt in Abb. 35 (Anhang): der in der PMT erzeugte Elektronenschauer wird direkt an den Fast-Ausgang geleitet und gibt daher ein negatives Signal. Dagegen wird der Slow-Ausgang zunächst durch eine Vorverstärker-Schaltung geschickt, die unter Anderem einen Polaritätswechsel mit sich bringt.
- Die Pulsform beider Ausgänge unterscheidet sich stark. Der Fast-Ausgang weist eine vergleichsweise schnelle An- und Abstiegszeit auf, bedingt durch das Auftreffen des Elektronenschauers in einem sehr kleinen Zeitintervall. Dagegen steigt das Slow-Signal viel langsamer an, was an dem zwischengeschalteten Kondensator (Abb. 35, oben rechts nach dem OpAmp gezeigt) liegt. Dieser führt ebenso zu einer gewissen Signallättung; das Slow-Signal fluktuiert — relativ zu seiner Amplitude — wesentlich weniger als das Fast-Signal.

Ein weiterer Unterschied ist zwischen den zwei Detektoren erkennbar; man achte auf die Skalierung am Oszilloskop. Der rechte Detektor gibt Pulse einer deutlich höheren Amplitude aus, als die linke. Dies deutet auf eine verbesserte Funktion des Szintillatorkristalls oder eine performantere PMT hin.

Die Anstiegszeit eines Signals ist definiert als die Zeit in der ein Signal von 10% auf 90% seiner Amplitude ansteigt. Aus den Oszilloskopogrammen in Abbildung 20 lässt sich ablesen, dass die Slow-Signale Anstiegszeiten von $\Delta t_{L,slow} = 400(100)$ ns am linken und $\Delta t_{R,slow} = 500(150)$ ns am rechten Detektor aufweisen.



Abbildung 21: Nahaufnahme der Fast-Pulse am Oszilloskop. Die Anstiegzeiten der Fast-Pulse variieren stark.

Da die Fast-Signale jedoch deutlich höhere schneller ansteigen, wurde diese getrennt mit höherer Zeitauflösung oszilloskopiert (Abb. 21). Die Anstiegszeiten der Fast-Signale folgen somit zu $\Delta t_{L,fast} = 20(10)$ ns am linken und $\Delta t_{R,fast} = 20(10)$ ns am rechten Detektor. Hierbei wurde die Ungenauigkeit besonders groß gewählt, da neben Ablese-Ungenauigkeiten die variable Form der Fast-Signale ein genaues Definieren der Anstiegszeit unmöglich macht. In Übereinstimmung mit der Theorie weist das Slow-Signale einen deutlich glatteren Signalverlauf auf, während das Fast-Signal nur etwa 10% der Anstiegszeit des Slow-Signals besitzt.

3.2 Einstellung der CFD-Diskriminatorschwelle

Um eine möglichst akkurate Zeitaufnahme mit dem Fast-Schaltkreis zu ermöglichen, müssen die Diskriminatorschwellen der verwendeten CFDs eingestellt werden, sodass die gewünschte Koinzidenz zwischen Fast- und Slow-Kreis besteht. Dazu verwenden wir zunächst den Aufbau in Abb. 22a, in dem insbesondere der GDG zwischen CFD und Oszilloskop geschaltet ist. Die CFD-Diskriminatorschwelle ist zunächst aufs Minimum eingestellt. Der CFD liefert idealisiert eine logische 1, wenn das eintreffende Fast-Signal einen festen Prozentsatz seiner Amplitude erreicht.

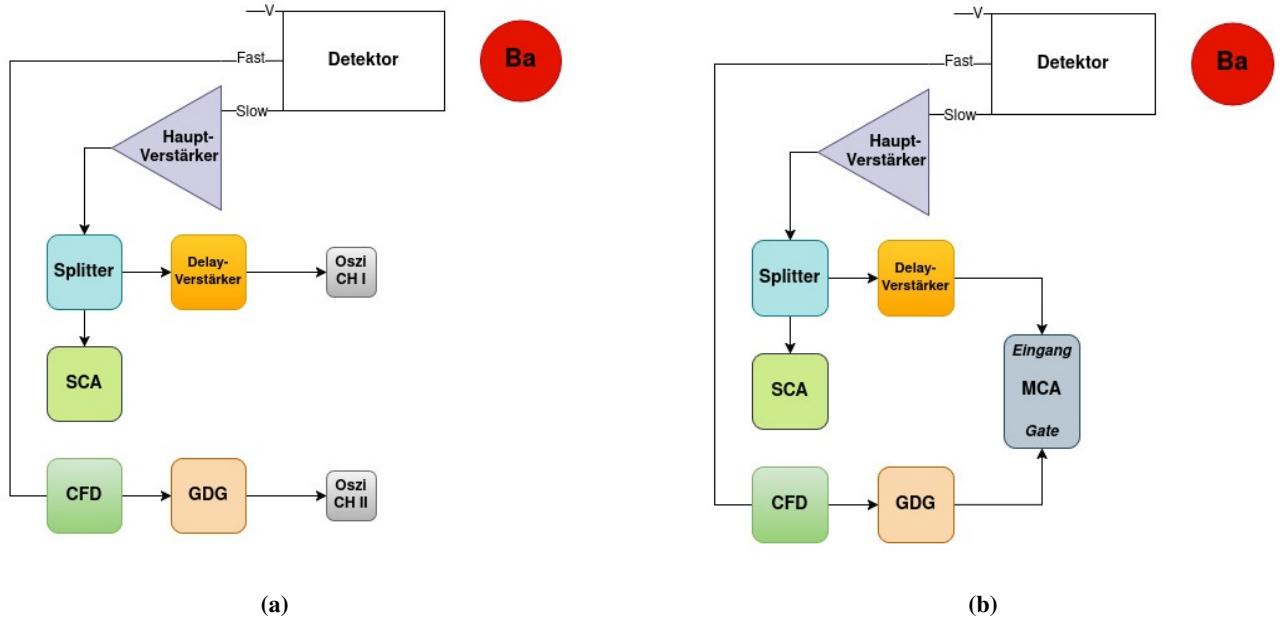


Abbildung 22: Schaltpläne zur Einstellung der Diskriminatorschwelle. In Schaltplan (a) wird Koinzidenz zwischen Slow- und Fast-Zweig hergestellt, sodass nun mit Schaltplan (b) das Energie-Spektrum vermessen werden kann. Es wird der positive Ausgang des CFD verwendet.

Am Oszilloskop liegen also das Slow-Signal (CH1) nach vorhergehender Verstärkung und Verzögerung sowie das Fast-Signal (CH2). Das Fast-Signal wird per GDG so eingestellt, dass es das Slow-Signal zeitlich umhüllt; dies ist in Abb. 23 zu sehen.

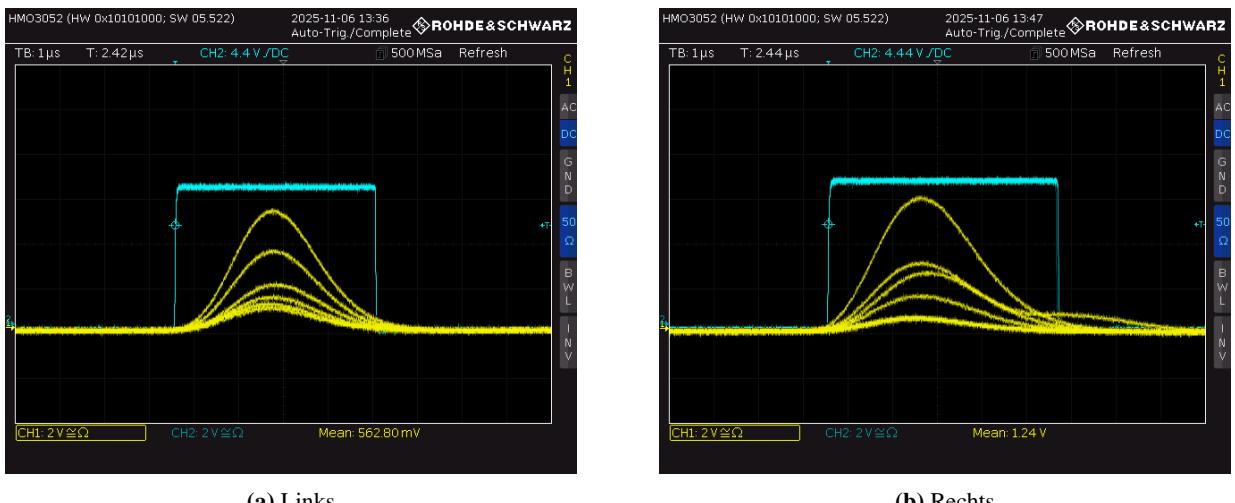
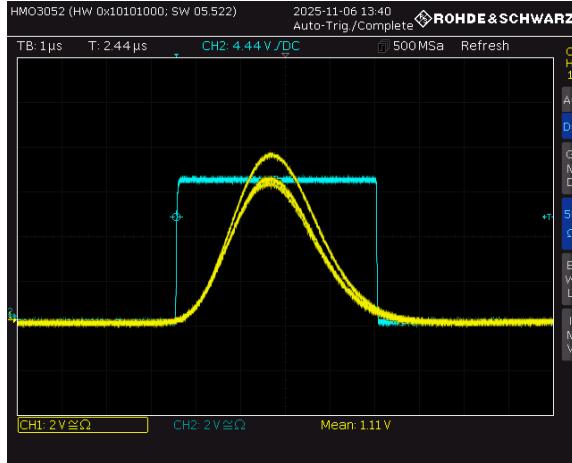
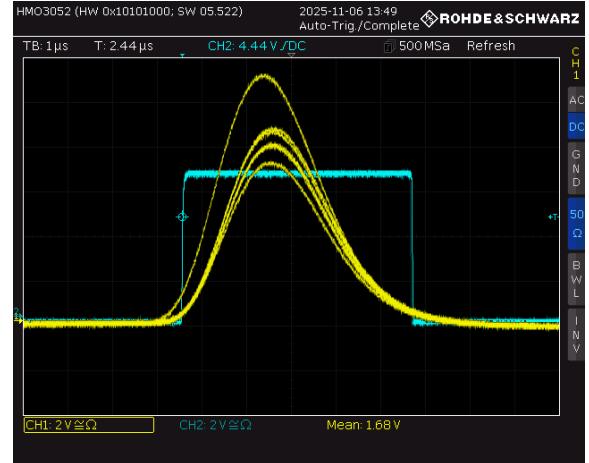


Abbildung 23: Vergleich von Slow-Signal über einen Delay-Verstärker (CH I) mit dem Fast-Signal über CFD und GDG (CH II). Die Diskriminatorschwellen sind am Minimum. Es können ausschließlich Signale kleiner und mittlerer Amplitude beobachtet werden.

An Abb. 23 ist qualitativ zu erkennen, dass die Signale an Kanal 1 kleine bis mittlere Amplituden aufweisen, wenn die CFD-Schwelle so weit wie möglich gesenkt ist. Dies steht im Kontrast zu Abb. 24, welches das Verhalten bei besonders hoch eingestellten CFD-Diskriminatorschwellen repräsentativ zeigt: es sind nur Signale hoher Amplituden zu sehen. Man vergleiche beide Bilder mit Abb. 9, für das mit dem SCA getriggert wurde und welches Amplituden in einem größeren Bereich enthält. Tatsächlich ist zu beobachten, dass ein langsames Erhöhen der CFD-Schwelle Pulse niedriger Amplitude aus dem Oszilloskop-Bild herausschneidet und vorher nicht sichtbare Pulse besonders hoher Amplitude auftreten. Dies impliziert, dass die verwendeten CFDs ein gewisses Amplitudenfenster besitzen und somit nicht ganz amplitudenunabhängig triggern.



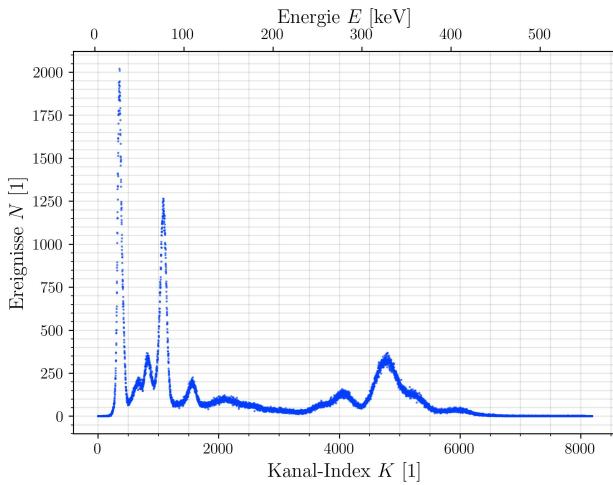
(a) Links



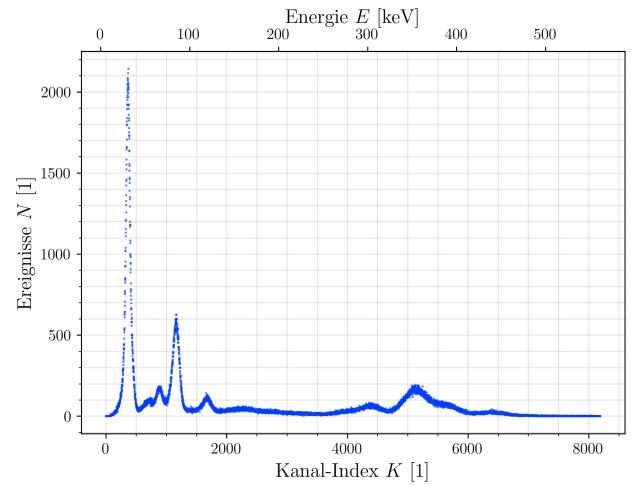
(b) Rechts

Abbildung 24: Vergleich von Slow-Signal über einen Delay-Verstärker (CH I) mit dem Fast-Signal über CFD und GDG (CH II). Die Diskriminator-Schwellen wurden erhöht. Es können nur Signal mittlerer und hoher Amplitude beobachtet werden.

Die nun koinzidenten Fast- und Slow-Signale werden nun ohne weitere Veränderung an den Gate- bzw. Signaleingang des MCA gegeben (vgl. Abb. 22b). Das Gate-Signal des MCA gibt, wie bei vorhergehenden Spektrumsaufnahmen, vor, in welchem Zeitabschnitt das Maximum am analogen Eingang bestimmt werden soll. Da dieses aktuell das CFD-Signal ist, gibt das Gate-Signal an, wann ein (idealisiert) beliebiges eintreffendes Signal einen gewissen Prozentsatz seiner Amplitude erreicht hat. Es fällt wieder auf, dass der CFD seltener bei nieder-energetischen Impulsen triggert, je höher seine Schwelle eingestellt ist. Da der CFD wie beobachtet als ungewollter Amplitudenfilter fungiert, wird die Diskriminatorschwelle wieder aufs Minimum gestellt.



(a) Links



(b) Rechts

Abbildung 25: Messung des Energie-Spektrums von ^{133}Ba am MCA. Als Gate-Signal wird das Fast-Signal über CFD und GDG verwendet, während das Slow-Signal über den Delay-Verstärker am MCA-Eingang abgegriffen wird. Trotz minimaler Diskriminatorschwellen wurden weniger nieder-energetische Ereignisse gemessen als zuvor.

Damit ist an den aufgenommenen Spektren (Abb. 25) zu beobachten: Im direkten Vergleich zur vorher durchgeföhrten Messung des ^{133}Ba -Spektrums (vgl. Abb. 13) fällt nun auf, dass insbesondere der 31 keV-Peak deutlich kleiner im Vergleich zu höher-energetischen Peaks wie dem 81 keV-Peak ist. Diese Beobachtung stimmt mit der Vermutung überein, dass der CFD weniger empfindlich auf nieder-energetische Impulse reagiert, was wiederum niedrigeren Spannungsamplituden entspricht. In Übereinstimmung damit wurde beobachtet, dass bei hohen CFD-Schwellen, das Anwachsen der sehr nieder-energetischen Kanäle vollkommen unterbunden werden kann. Weiterhin fällt auf, dass im linken Spektrum der Energie-selektierende Effekt des CFDs stärker zur relativen Reduktion des 31 keV-Peaks beiträgt. Eine möglich Ursache dafür wäre, dass Bauteile im linken wie im rechten Detektionskreis nicht in allen Fällen baugleich waren. Es ist anzunehmen, dass der CFD im linken Detektionskreis bei minimaler Diskriminatorschwelle geringe Amplituden stärker diskriminiert.

Allgemein sind trotz des Einflusses des CFDs alle gesuchten Linien beobachtbar. Da die relativen Amplituden der Peaks in diesem Versuch nicht von quantitativer Bedeutung sind, ist dieses Verhalten unproblematisch. Dennoch ist es nicht sinnvoll die CFD-Schwelle über das Minimum zu erhöhen und so ins Spektrum zu schneiden, da die später benötigte 81 keV-Linie dadurch verloren gehen könnte. Das erörterte Verhalten der CFDs bedeutet jedoch auch, dass die eingestellten CFD-Schwellen keine wohl-definierbare Energie-Grenze vorgeben. Es ist festzuhalten, dass die relative Höhe der 81 keV-Linie und der höherenergetischen 356 keV-Linie gegenüber der Initialmessung (vgl. Abb. 13) gleich bleibt. Das deutet darauf hin, dass die Unterdrückung niedrerenenergetischer Ereignisse durch den CFD irgendwo im Intervall [30 keV, 80 keV] beginnt. Diese Schätzung ist natürlich sehr grob, macht aber klar, dass die später relevanten 81 keV-Ereignisse nicht unterdrückt werden. Somit kann die Versuchsdurchführung normal weitergeführt werden.

3.3 Herstellung der Fast-Koinzidenz

Nun muss die Fast-Koinzidenz geprüft werden, um sicherzustellen, dass die unterschiedlichen Signal-Laufzeiten im linken und rechten Fast-Kreis in das Endergebnis einbezogen werden können. Es wird also wieder die Natriumquelle eingesetzt, damit beide Detektoren gleichzeitig ein 511 keV-Photon aus dem β^+ -Zerfall registrieren. Über die CFDs werden diese Signale zunächst ins Oszilloskop geleitet (vgl. Abb. 26), wobei der rechte Fast-Kreis durch den ns-Delay geleitet wird. Auf diese Weise kommt auch bei der Messung von gleichzeitigen Ereignissen (vgl. 511 keV-Peak) das Stopp-Signal nach dem Start-Signal an. Als Stopp-Signal wird der rechte Detektor verwendet, da dieser an beiden Ausgängen eine deutlich höhere Pulsamplitude ausgibt, als der linke Detektor. Da die CFDs eine unabsichtliche Amplitudenfilterung nach sich ziehen, sollte die performantere PMT das Stopp-Signal (81 keV) ausgeben, damit es weniger wahrscheinlich herausgefiltert wird. Da jedoch der Effekt des CFD als Amplitudenfilter erst bei deutlich kleineren Signalamplituden sichtbar wird (vgl. Abb. 25), sollte die Lebensdauermessung auch ohne Probleme mit umgekehrter Start-Stopp-Zuweisung funktionieren.

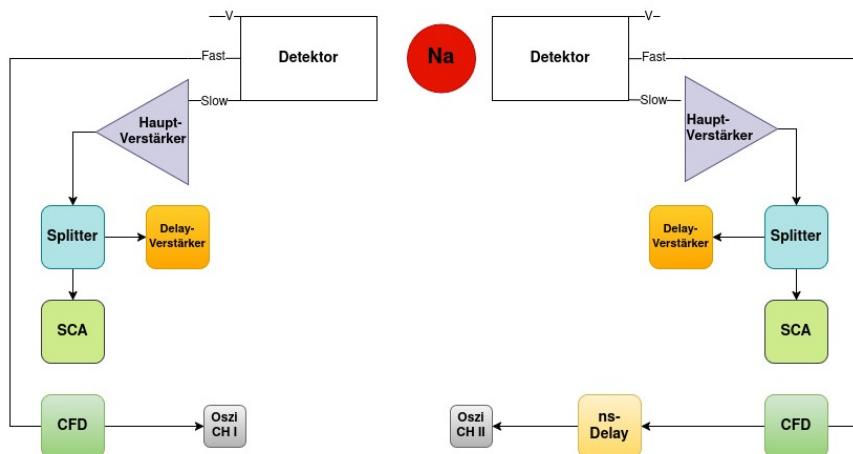


Abbildung 26: Schaltplan zur Einstellung der Verzögerung von Start- und Stopp-Signalen im Fast-Kreis. Während der linke Messkreis das Start-Signal liefert, wird der rechte Messkreis mittels ns-Delay für das Stopp-Signal genutzt.

Es werden ab jetzt die negativen CFD-Ausgänge verwendet. Um sicherzustellen, dass das Start-Signal vor dem Stopp-Signal eintrifft, wird letzteres mit dem ns-Delay um 31,5 ns verzögert. Das resultierende Oszilloskopbild ist in Abb. 27 repräsentativ gezeigt. Es fällt auf, dass die relative Lage der Start- und Stopp-Signale nicht ganz konstant ist. Das Stopp-Signal fluktuiert

zeitlich ein wenig, in der überwältigenden Mehrheit der beobachteten Signale um $\leq \pm 10$ ns, um die gezeigte Position herum. Die Fluktuation kann als grobe Angabe der Zeitauflösung dieses Aufbaus verwendet werden; sie sorgt jedoch nie dafür, dass das Stopp-Signal vor dem Start-Signal eintrifft. Ebenso ist zu beachten, dass das Oszilloskop zwar an Kanal 1 triggert, aber nicht immer ein entsprechendes Stopp-Signal an Kanal 2 zu sehen ist. Diese Ereignisse röhren von den anderen im Natrium möglichen Zerfallsmodi, bei denen keine gleichzeitige Detektion gewährt ist.

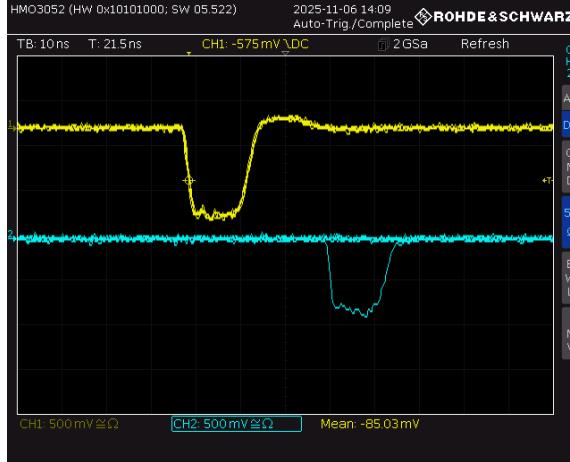


Abbildung 27: Oszilloskopbild des linken Fast-Signals über den CFD (CH I) im Vergleich zu rechten Fast-Signal über CFD und ns-Delay. Der ns-Delay wurde auf 31,5 ns eingestellt, sodass das rechte (Stopp-) Signal kurz nach dem linken (Start-) Signal eintrifft.

Der Zeitabstand von Start- zu Stopp-Signal kann in diesem Oszilloskopbild als knapp über 30(5) ns abgelesen werden, was sich mit der eingestellten Verzögerung deckt. Eine Bestimmung der Distribution dieses Zeitabstands übersteigt den Rahmen dieses Versuchs. Die Zeitauflösung des Aufbaus entspricht der mittleren zeitlichen Fluktuation der Zeit zwischen Stopp- und Start-Signal. Die am Oszilloskop beobachte Fluktuation von 10 ns (Abb. 27) bezüglich des zeitlichen Abstandes von Start und Stopp entspricht in guter Näherung der kleinsten auflösbarer Zeiteinheit, i.e. der Zeitauflösung $\Delta t \approx 10$ ns. Die Signale haben beide eine Dauer von 10(1) ns und eine Höhe von 1,0(1) V - die genauen Werte sind nicht weiter wichtig, solange der TAC diese als logische 0 und 1 interpretieren kann.

3.4 Zeitlicher Abgleich von Fast- & Slow-Koinzidenz

Nun sind die nötigen Koinzidenzen separat am Slow- und am Fast-Kreis eingestellt worden, sodass nun der Abgleich von Fast- mit Slow-Signal erfolgen kann. Dafür werden nun die Koinzidenzeinheit mit GDG in den Slow-Kreis und der TAC in den Fast-Kreis eingebaut. Abbildung 28a zeigt, wie die zwei resultierenden Signale an das Oszilloskop geleitet werden. Noch wird die Natriumquelle verwendet.

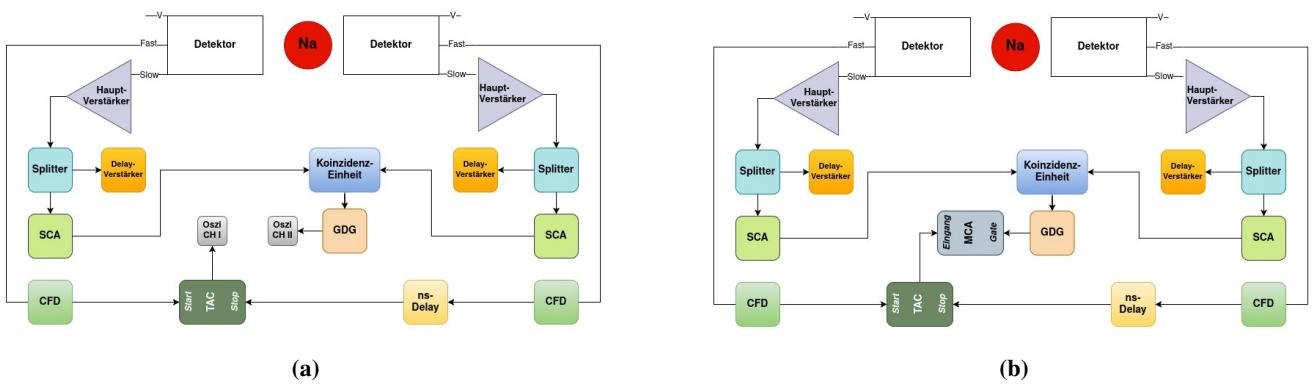


Abbildung 28: Schaltplan (a) zum Abgleich der Fast-Slow-Koinzidenz am Oszilloskop. Schaltplan (b) zur Messung der Promt- Kurven von ^{22}Na am MCA, beziehungsweise zur späteren Messung der Lebenskurve von ^{57}Cs .

Der Slow-Kreis übernimmt nun die Rolle eines Energiefilters, der nur dann ein Signal ausgibt, wenn an beiden Detektoren ein 511 keV-Photon eintrifft — die Schwellen sind noch wie in Abb. 16 eingestellt. An Kanal 2 ist ein analoger Puls mit ungefähr konstanter Höhe zu erwarten, da der TAC die ungefähr konstante 31,5 ns-Verzögerung zwischen Start- und Stopp-Signal proportional in eine Pulsamplitude umwandelt. Tatsächlich zeigt sich am Oszilloskop genau dieses Verhalten, zu sehen in Abb. 29. Anhand der Zeiteinstellung am Oszilloskop von 500 ns/div ist zu erkennen, dass der TAC den kurzen Zeitabstand zwischen Start- und Stopp-Signal in einen vergleichsweise lang anhaltenden Puls der Größenordnung 1 μ s verwandelt. Die Anstiegszeit des TAC ist zwar nicht so kurz wie die der Koinzidenzeinheit im Slow-Kreis, aber das Pulsmaximum liegt dennoch bequem im mit dem GDG eingestellten Fenster. Damit eignet sich die eingestellte Koinzidenz für eine Lebensdauermessung. Auffällig ist, dass, während beide Signale logisch 1 entsprechen sollen, das Signal des TACs das charakteristische Entlade-Verhalten eines Kondensators mit exponentiellem Abfall aufweist. Dies ist konsistent mit dem zuvor eingeführten Aufbau des TACs.

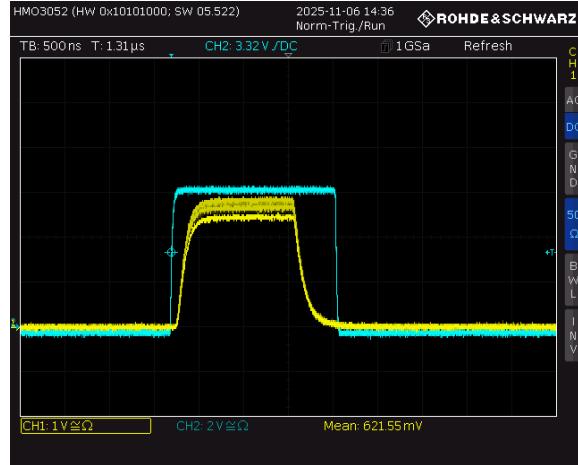


Abbildung 29: Oszillogramm vom TAC-Fastkreis (CH I) und dem Slowkreis über Koinzidenzeinheit und GDG (CH II). Durch Verzögerung und Puls-Verlängerung am GDG wurde Überlappung und somit Fast-Slow-Koinzidenz hergestellt.

4 Zeit-Kalibration des TAC

Die Verwendung des TAC zur Lebensdauermessung erfordert, analog zur Kanal-Energie-Kalibration, eine Kanal-Zeit-Zuordnung. Diese wird durch die Aufnahme einer sog. Promptkurve realisiert: die Natriumquelle liefert an beiden Detektoren zeitlich ko-inzidente Signale, deren relative Lage mit dem ns-Delay präzise eingestellt werden kann. Diese Signale werden als Start- und Stoppsignal für den TAC verwendet, während der MCA ein Histogramm seiner Ausgangsamplituden erstellt. Damit entspricht der Schaltplan (Abb. 28a) für die Promptkurve bereits dem, der für die Lebensdauermessung verwendet werden wird. Da der TAC eine Amplitude proportional zur Start-Stopp-Verzögerung ausgibt, sind bei Einstellung der Verzögerung in gleichmäßigen Abständen auch im MCA-Spektrum Maxima mit gleichmäßigen Abständen zu erwarten.

Die Form der sogenannten Promptkurve entsteht also bei der Messung der Zeitspanne zwischen zwei Ereignissen, die im Detektor gleichzeitig stattfinden: Die simultane Entstehung zweier 511 keV-Photonen, die in entgegengesetzte Richtungen propagieren, führt zur gleichzeitigen Messung des Ereignisses an beiden Detektoren. Da der TAC jedoch keine „Null-Zeitspannen“ messen kann, verzögert der ns-Delay den rechten Fast-Zweig, sodass der TAC eine immer gleiche Zeitspanne misst, welche weitgehend mit der eingestellten Verzögerung übereinstimmt. Wäre die Zeitauflösung unbegrenzt, so entspräche die Promptkurve einer Deltafunktion — doch durch statistische Unsicherheit und Mess-Ungenauigkeit entsteht stattdessen eine symmetrische Glockenkurve. Diese Symmetrie folgt aus der Gleichzeitigkeit des 511 keV-Peaks, weshalb die symmetrische Promptkurve nur bei ^{22}Na gemessen werden kann.

Es wird zunächst eine Verzögerung von 13,5 ns eingestellt und das entstehende Spektrum ausgemessen, bis der entstehende Peak — aufgrund der kurzen Verzögerung ganz links im Bild — hinreichend klar erkennbar ist. Während die Messung noch läuft, wird der ns-Delay in 16 ns-Schritten erhöht. Das resultierende Promptkurven-Spektrum ist in Abb. 30a gezeigt. Es fällt auf, dass erwartungsgemäß klar voneinander getrennte Maxima ähnlicher Form auftreten; in diesem Fall passen sechs Maxima in den MCA-Messbereich.

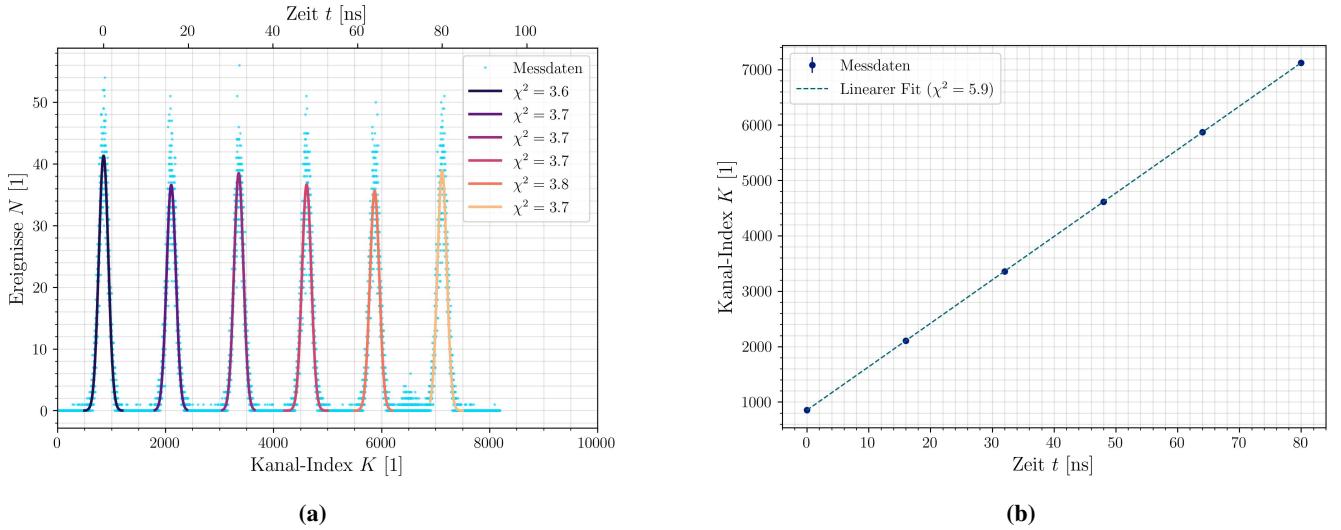


Abbildung 30: (a) zeigt die Messung der Promptkurve mit ^{22}Na am MCA. Innerhalb einer Messreihe wurde der ns-Delay 5 Male um je 16 ns erhöht. Aus den bekannten Verzögerungen sowie Positionen der Promptkurven μ_i lässt sich linear die Zeit-Kanal-Zuordnung berechnen (b). Der Zeitpunkt $t = 0$ wurde arbiträr an der Position der ersten Promptkurve gesetzt.

Die quantitative Zeitkalibration verwendet an die einzelnen Maxima angepasste Gaußglocken anhand Gleichung 4:

$$G(K) := N \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(K - \mu)^2}{\sigma^2}\right) \quad . \quad (4)$$

Die erhaltenen Anpassungskurven sind in Abb. 30a gezeigt; die dazugehörigen Fitparameter der einzelnen Kurven enthält Tabelle 9. Dabei ist zu beachten, dass die Entscheidung, dem ersten Maximum die Zeit $t = 0$ zuzuordnen, arbiträr geschieht. Da für die Lebensdauermessung nur die Form der Distribution der Start-Stopp-Verzögerung benötigt wird, können alle gemessenen Zeiten einen konstanten Offset erhalten, ohne die ermittelte Lebensdauer zu beeinflussen.

An die Mittelwerte μ_i der Fitkurven an die Promptkurve kann nun eine lineare Funktion $K(t)$ der in Gleichung 5 gegebenen Form angepasst werden. Mit den ermittelten Fit-Paramtern γ und δ .

$$\begin{aligned} K &= \gamma \cdot t + \delta & \gamma &= 78,38(2) \text{ 1/ns} \\ & & \delta &= 851,97(91) \end{aligned} \quad (5)$$

Das Resultat der Anpassung ist in Abb. 30b dargestellt. Die visuell gute Datenrepräsentation durch die Anpassungskurve bestätigt die Annahme, dass die TAC-Ausgangsamplitude linear mit der Verzögerungszeit steigt. Es fällt sogar auf, dass δ sich sehr gut mit μ_1 in Tabelle 9 deckt! Da dies gerade der soeben vorgenommenen Zuweisung des Punkts $t = 0$ entspricht, wird zusätzlich darauf hingewiesen, dass MCA und TAC korrekt arbeiten. Beide Komponenten sollen eine Proportionalität zwischen Zeit und Amplitude bzw. Amplitude und Kanalnummer implementieren; in guter Näherung ist dies also gegeben. Dennoch ist auch hier zu beachten, dass der Parameter δ durch die arbiträre Zuweisung des Zeitpunkts $t = 0$ keine physikalische Aussagekraft besitzt und die gemessene Lebensdauer letztendlich nicht beeinflusst.

Die Zeitauflösung der Messung kann für das Full Width at Half Maximum der Promptkurven definiert werden, denn je breiter die Promptkurve ausfällt, desto verschmierter ist die gemessene Zeitdifferenz, welche je eine Promptkurve repräsentiert. Aus den bestimmten Breiten σ in Tabelle 9 lässt sich mittels Gleichung (2) für jede Kurve ein σ_{FWHM} bestimmen, deren Mittel schließlich der Zeitauflösung Δt des Aufbaus entspricht:

$$\Delta t := \langle \sigma_{\text{FWHM}} \rangle = \langle \sigma \rangle \cdot 2\sqrt{2 \cdot \ln(2)} = 8,26(2) \text{ ns} \quad . \quad (6)$$

Hierbei wurde die Unsicherheit aus der empirischen Varianz zur Abschätzung der wiederholten Messung einer konstanten Größe berechnet. Die Konvertierung des Ergebnissen vom Kanal-Index K in die Zeitdifferenz Δt folgt aus der linearen Anpassung (5) und Gaußscher Fehlerfortpflanzung, analog wie bei der Bestimmung der Energieauflösung in Abschnitt 2.5. Das hier berechnete Ergebnis für die Zeitauflösung $\Delta t = 8,26(2)$ ns steht in Einklang mit der vorherigen Abschätzung $\Delta t \approx 10$ ns.

5 Messung der Lebensdauer des $5/2^+$ Zustands von ^{133}Cs

Nach den vielen vorbereitenden Kalibrationsmessungen ist nun die Lebensdauerkurve für den $5/2^+$ -Zustand von Cäsium zu vermessen. Ab diesem Punkt wird nur noch die Bariumquelle verwendet, der Aufbau ist nach Abb. 28b verkabelt. Dafür werden die Slow- und Fast-Kreise jeweils entsprechend neu justiert und die Koinzidenzen noch einmal am Oszilloskop geprüft.

5.1 Einstellung der Einkanal-Fenster auf die 356 keV- und 81 keV-Linien von Ba

Als erstes wird die zeitliche Koinzidenz der Delay-Verstärker und SCA-Ausgänge (über den GDG) an beiden Seiten eingestellt und am Oszilloskop festgehalten (Abb. 31). Dies bestätigt noch einmal die korrekte Funktion des Slow-Kreises und erlaubt im nächsten Schritt die richtige Einstellung der zunächst offenen SCA-Fenster. Die verschiedenen Amplituden an Kanal 1 röhren von den verschiedenen sichtbaren Zerfallsmodi des verwendeten Barium-Isotops.

In den aufgenommenen Bildern sind drei anormale Pulse zu erkennen: eine Überlappung zweier Pulse sowie ein zweites, verzögertes Signal am linken Detektor sowie eins am rechten Detektor, das sein Maximum vor den anderen erreicht. Die ersten zwei Fälle entstehen aufgrund zufälliger Koinzidenz. Ebenso wichtig ist die Art und Weise, wie der SCA triggert: das Triggersignal des SCA wird ausgesandt, sobald die fallende Flanke nach dem Signalmaximum den unteren Schwellenwert wieder unterschreitet. Da das anormale Signal am rechten Detektor eine sichtbar länger Abfallszeit als die anderen Signale besitzt, löst der SCA später aus und das Signal erscheint vorverschoben. Da diese Phänomene einzeln sehr selten sind und die Zeitauflösung des Slow-Schaltkreises in der Lebensdauermessung nicht massgeblich ist, stören diese und vergleichbare Phänomene den weiteren Verlauf nicht.

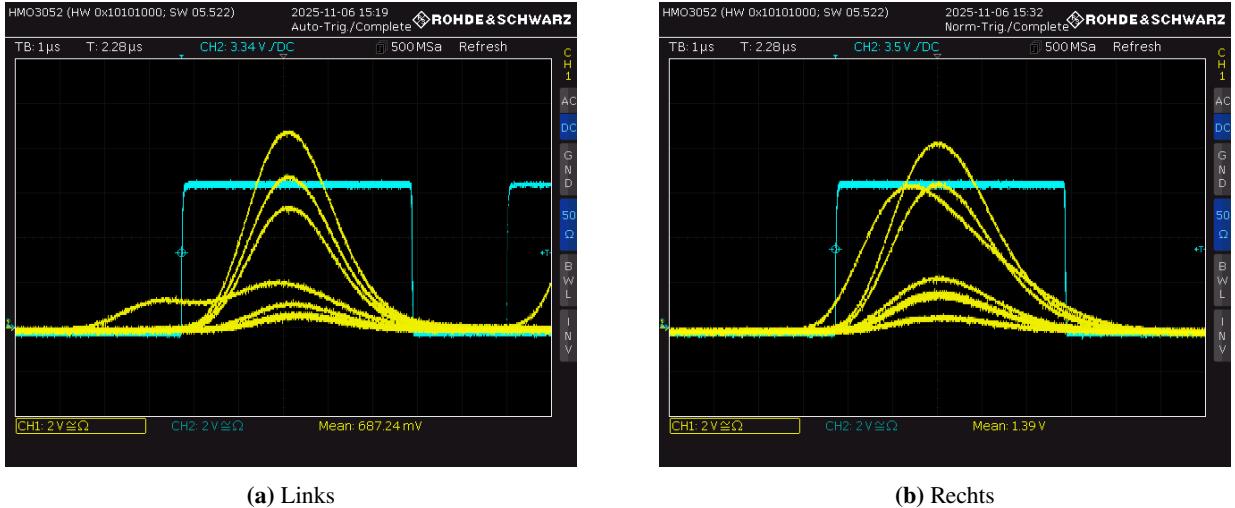
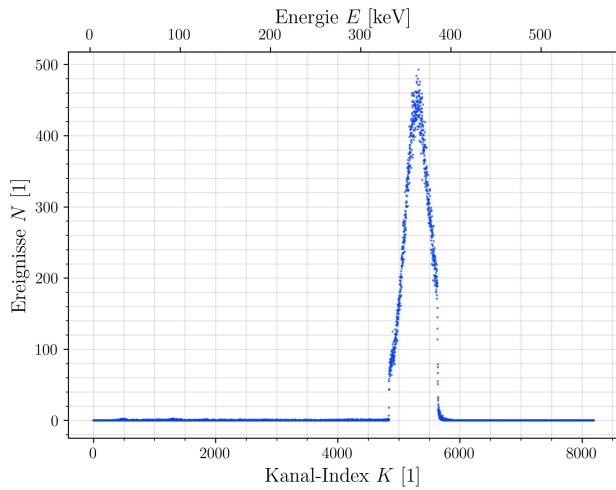
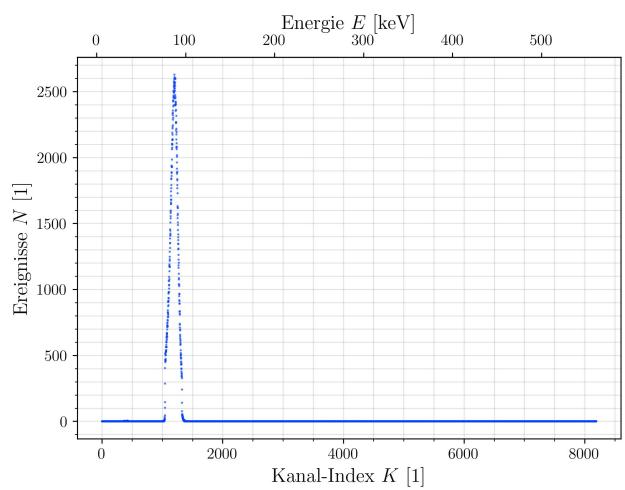


Abbildung 31: Herstellung von Koinzidenz zwischen Slow-Signal an Delay-Verstärker (CH I) und SCA mit GDG (CH II) zur Vorbereitung der Messung der SCA-Fenster-Einstellung mit dem MCA. Hierzu wurden Länge und Lage der Signale mit GDG und SCA-Delay angepasst.

Damit beide Detektoren auf die jeweils nötige Energie von 356 keV bzw. 81 keV sensibel sind, müssen die SCA-Fenster im Slow-Kreis jeweils auf den gewünschten Energiebereich eingestellt werden. Dabei sollte der Linke Schaltkreis, welcher das Startsignal liefert, auf eine γ -Energie von 356 keV eingestellt werden. Dies entspricht nämlich gerade der bevölkernden Linie des untersuchten $\frac{5}{2}^+$ -Zustands; würde die Zuordnung anders gewählt, so würde das resultierende Zeit-Spektrum in negative x-Richtung verlaufen. Es beginnen also beide SCAs mit gänzlich geöffneten Fenstern; der Aufbau ist analog zu Schaltplan 6b. Daraufhin wird eine Messung mit dem MCA gestartet und das SCA-Fenster so eingestellt, dass jeweils nur noch das gewünschte Maximum im Spektrum auftaucht. Die resultierenden Spektren sind in Abb. 32 zu sehen. Es ist zu beachten, dass das links eingestellte Fenster den 356 keV-Peak am rechten Rand etwas abschneidet. Diese Entscheidung ist bewusst getroffen worden: eine weitere Barium-Linie (384 keV), die nicht den gewünschten Zustand bevölkert, kann sich mit dem rechten Rand des 356 keV-Peak überlappen. Indem die SCA-Schwelle so aggressiv gesetzt wird, werden also sonst fälschlich als Startsignal interpretierte Signale gefiltert.



(a) Links: 356 keV-Fenster

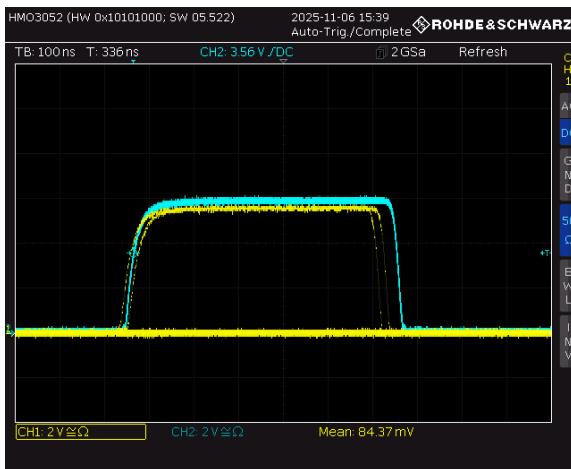


(b) Rechts: 81 keV-Fenster

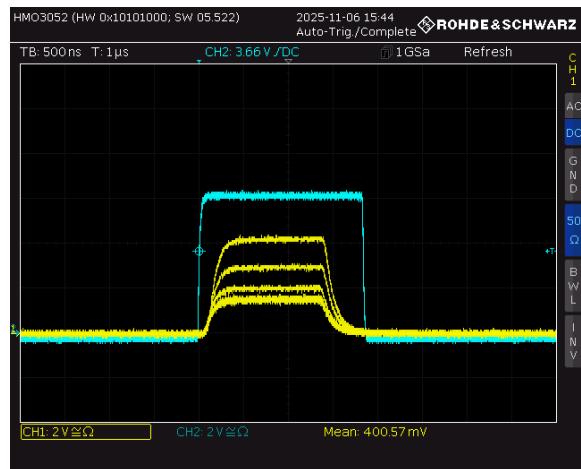
Abbildung 32: Messung des ^{133}Ba Energie-Spektrums nach Einstellung der SCA-Fenster auf 356 keV (links) und 81 keV (rechts). Das linke Signal markiert den Start einer Zeitmessung, während das rechte Signal das Ende derselben Zeitmessung markiert.

5.2 Kontrolle der Koinzidenzen

Ohne die Einstellungen der SCAs zu ändern, werden im nächsten Schritt die nötigen zeitlichen Koinzidenzen erneut eingestellt. Zunächst wird der Slow-Kreis so eingestellt, dass die zwei SCA-Ausgänge wieder zeitlich koinzidente Signale ausgeben (vgl. Abb. 33a). Im Anschluss werden beide SCA-Ausgänge über die Koinzidenzeinheit und den GDG geführt, um das finale Koinzidenzsignal auszugeben. Dieses Signal wird mit dem Signal des TAC verglichen (vgl. Abb. 28a) und die Verzögerung/Pulslänge am GDG so eingestellt, dass eine hinreichende Koinzidenz besteht (vgl. Abb 33b). Für die Aufnahme dieses Verlaufs stand die ns-Verzögerung noch auf 13,5 ns von der Promptkurvenmessung, jedoch ändert dies nur die Amplitude der TAC-Signale. Diese Verzögerung wird für die finale Messung wieder geändert, was aber die letztendlich gemessene Lebensdauer nicht verändert (vgl. Abschnitt 4).



(a)



(b)

Abbildung 33: Oszilloskop (a) zeigt die zeitliche Koinzidenz im Slow-Kreis, wobei CH I dem linken und CH II dem rechten SCA-Signal entspricht. Oszilloskop (b) zeigt die anschließende Herstellung der Fast-Slow-Koinzidenz zwischen Koinzidenzeinheit (mit GDG) und TAC. Hierbei entspricht CH I dem TAC-Signal, während auf CH II das GDG-Signal beobachtet wurde.

5.3 Messung der Lebensdauerkurve

Alle Bauteile der Messektronik sind nun für die nötigen Energiebereiche und Koinzidenzen kalibriert, also kann die Lebensdauermessung starten. Es wird noch immer Aufbau 28b verwendet. Die Einstellungen der Verstärker, der SCAs und des GDG am

Slow-Kreis sowie die CFD-Schwellen im Fast-Kreis bleiben gänzlich unverändert, entsprechend ihrer vorhergehenden Kalibration.

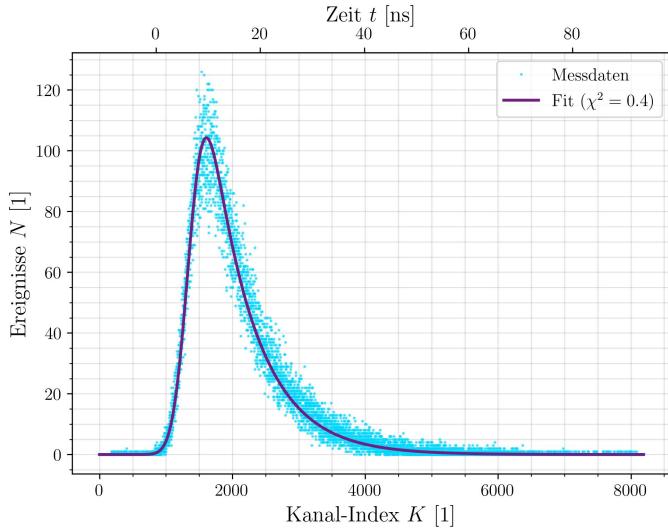


Abbildung 34: Finale Messung der Lebensdauer des $\frac{5}{2}^+$ Zustandes von ^{133}Cs . Die beobachtete Kurve entspricht der Faltung von exponentiellem Zerfall mit einer Gauß-Verteilung aufgrund begrenzter Zeitauflösung.

Das MCA-Bild erinnert nun an eine exponentielle Zerfallskurve. Um diese sinnvoll im MCA-Messbereich zu positionieren, also horizontal im Spektrum, wird der ns-Delay zwischen Start- und Stoppsignal wieder auf 31,5 ns gestellt. Diese Wahl wird getroffen, da bei der vorhergehenden Prüfung der Fast-Koinzidenz mit dieser Einstellung garantiert wurde, dass das Stop-Signal nach dem Start-Signal ankommt. Somit erhöhen wir die effektive Detektionsrate für die gewünschten Zustandsübergänge. Diese Messung wird so lange laufen gelassen, wie es der Praktikumsrahmen sinnvoll erlaubt, um statistische Unsicherheiten zu minimieren. Die finale Lebensdauerkurve ist in Abb. 34 gezeigt.

5.4 Auswertung der Lebensdauerkurve und Fehlerdiskussion

Die analytische Form der Lebensdauerkurve würde, im Falle eines idealen Messapparats mit beliebig guter Zeitauflösung, aus einem instantanen Anstieg auf ein Maximum und einem darauffolgenden exponentiellen Abfall bestehen. Diese Form entspricht dem bekannten exponentiellen Zerfallsverhalten radioaktiver Materialien. Wie in [1] beschrieben, unterliegt jeder gemessene Zeitabstand jedoch einer gewissen Unsicherheit. Diese Unsicherheit ergibt sich aus akkumulierenden Unsicherheiten im Detektionsmechanismus und in Teilen der eingesetzten Messelektronik. Zum Beispiel kann die Verzögerung zwischen dem Zerfallsereignis im Barium und der Detektion im Szintillator für Start- und Stop-Signal (minimal, mit der hier erreichten Zeitauflösung vermutlich vernachlässigbar) verschieden sein. Einen größeren Effekt hat die Messelektronik, hier können etwa die verwendeten Photomultiplier-Tuben eine fluktuierende Verzögerung zwischen dem Eintreffen von Photonen und der letztendlichen Signalausgabe aufweisen.

Für die Auswertung bedeutet dies, dass die gemessenen Zerfallszeiten durch diese Unsicherheiten „verschmiert“ werden. Das wird analytisch durch eine Faltung $M(t)$ der idealisierten, exponentiellen Zerfallskurve $W(t)$ und einer normierten Gaußkurve $P(t)$ (vgl. Gleichung 7 bis 9, übernommen aus [1]). Damit agiert die Gaußkurve als Wahrscheinlichkeitsverteilung, die für jede tatsächliche Zerfallszeit die statistische Distribution der *gemessenen* Zerfallszeit angibt.

$$W(t) = \frac{I}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (7)$$

$$P(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t-t_0}{\sigma}\right)^2\right) \quad (8)$$

$$M(t) = (W * P)(t) = \frac{I}{2\tau} \cdot \exp\left(\frac{\sigma^2 - 2\tau(t-t_0)}{2\tau^2}\right) \cdot \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{t-t_0}{\sigma} - \frac{\sigma}{\tau}\right)\right)\right] \quad (9)$$

Diese Funktion enthält insgesamt vier freie Parameter, die an die gegebenen Daten angepasst werden müssen:

- τ ist die mittlere Lebensdauer des $\frac{5}{2}^+$ -Zustands von Caesium.

- I beschreibt die gesamte Anzahl durchgeführter Verzögerungsmessungen und skaliert mit der Messzeit.
- t_0 ist der Erwartungswert der gefalteten Gaußglocke und verschiebt die gesamte Kurve horizontal.
- σ ist die Standardabweichung der gefalteten Gaußglocke und quantifiziert die Zeitauflösung des Versuchsaufbaus.

Wird $M(t)$ an die gefundenen Daten angepasst, ergibt sich der in Abb. 34 gezeigte Verlauf. Die Fitgüte $\chi^2 = 0.4$ suggeriert eine gute Datenrepräsentation durch die gefundene Kurve. Man erinnere hier, dass der Übersichtlichkeit wegen die Unsicherheiten der einzelnen Zählraten pro Kanal ausgeblendet worden sind; da die Ereignisse an jedem Kanal einzeln poissonverteilt sind, beträgt die Unsicherheit eines Kanals mit N Ereignissen gerade \sqrt{N} . Dies wird trotz Abwesenheit in der graphischen Auftragung bei der numerischen Kurvenanpassung berücksichtigt. Damit resultieren die Fitparameter für die Faltung $M(t)$:

τ	I	t_0	σ
8,48(4) ns	1457,3(50)	6,54(3) ns	2,43(2) ns

Tabelle 6: Ermittelte Parameter der Anpassung der Zerfallskurve nach Gleichung (9).

Von besonderem Interesse ist die mittlere Lebensdauer $\tau = 8,48(4)$ ns, da dessen Messung das Ziel dieses Versuchs ist. Rechnet man dies durch Multiplikation mit dem Faktor $\ln 2$ in die Halbwertszeit $t_{1/2} = 5,88(2)$ ns um, kann dieser Wert mit der in [1] gegebenen Halbwertszeit $t_{1/2,\text{lit}} = 6,283(14)$ ns verglichen werden. Es ist sofort zu erkennen, dass der Literaturwert weit außerhalb der 1σ -Umgebung von $t_{1/2}$ liegt. Das weist zunächst darauf hin, dass die nun durchgeführte Auswertung möglicherweise weitere systematische Fehlerquellen miteinbeziehen müsste, um ein akkurateeres Ergebnis zu erhalten.

Eine dieser möglichen Fehlerquellen ist die zufällige Koinzidenz: Es kann trotz der niedrigen Aktivität der verwendeten Barium-Probe geschehen, dass zwei Zerfälle über den $\frac{5}{2}^+$ -Zustand innerhalb so kurzer Zeit auftreten, dass beide Stopp-Signale im Reset-Fenster des TAC landen. Dafür ist nicht einmal nötig, dass die Zustandsbevölkerung über die 356 keV-Linie geschieht — es entstehen also immer mehr Stopp- als Start-Signale. Mit ungünstigem Timing können diese eine Messung verfrüht stoppen. Insofern ist zumindest qualitativ zu erwarten, dass die gefundene Halbwertszeit unter dem Literaturwert liegt, was hier auch der Fall ist.

Eine weitere Fehlerquelle, ähnlich der ersten, ergibt sich daraus, dass nicht alle Start- und Stopp-Signale überhaupt detektiert werden. Da das Barium-Isotop seine Strahlung isotrop abgibt und die Szintillatoren für die Detektion der relevanten Übergänge jeweils nur knapp den halben Raumwinkel um den Strahler einnehmen, werden weniger als ein Viertel aller Zerfallsketten von Interesse ($356 \text{ keV} \rightarrow 81 \text{ keV}$) überhaupt als solche detektiert. Dies erhöht wiederum die Wahrscheinlichkeit, dass ein Signal aus einem anderen Zerfallskanal eine Lebensdauermessung verkürzt, da auf weniger als die Hälfte aller Start-Signale überhaupt ein „echtes“ Stopp-Signal folgt. Zuletzt ist die Effizienz des Szintillations-Spektrometers begrenzt, wodurch die Chance weiter erhöht wird, dass eines von Start- und Stopp-Signal nicht detektiert wird, beziehungsweise der TAC eine falsche Zuordnung dieser vornimmt. Durch Verringerung des Toleranz-Fensters des TACs von $100 \mu\text{s}$ zu $50 \mu\text{s}$ würde zwar die Rate solcher zufälliger Inzidenzen verringern, aber auch einen Teil der Zerfallskurve abschneiden.

6 Fazit

In diesem Versuch ist mithilfe einer Fast-Slow-Koinzidenzschaltung die durchschnittliche Lebensdauer τ des angeregten $\frac{5}{2}^+$ -Zustands von $^{133}_{55}\text{Cs}$ bestimmt worden. Die Messschaltung verwendet zwei Szintillatoren und Photomultiplier-Tuben, um die Zerfallsprodukte zu detektieren und zu ihrer Energie proportionale Spannungspulse auszugeben. Am Slow-Schaltkreis wird mithilfe zweier SCAs (Single Channel Analyzer) geprüft, ob zwei zeitlich koinzidente Pulse der bevölkernden (356 keV) und abregenden (81 keV) Zustandsänderung des Isotops zugeordnet werden können. Gleichzeitig erstellt der Fast-Schaltkreis mit einem TAC (Time Amplitude Converter) eine zur Verzögerungszeit zwischen den zwei Signalen (Start-/Stoppsignal) proportionale Spannung. Wird diese mit einem MCA (Multi Channel Analyzer) als Histogramm aufgetragen, kann die Anpassung einer auf Basis der Zeitauflösung des Aufbaus modifizierten Exponentialfunktion erfolgen. Diese angepasste Kurve enthält die durchschnittliche Lebensdauer τ als Fitparameter.

Bevor es jedoch zu dieser Lebensdauermessung kommen kann, erfolgen neben der Einstellung nötiger Koinzidenzen eine Energie- sowie Zeitkalibration des verwendeten MCA. Dieser arbeitet mit $2^13 = 8192$ diskreten Energiekanälen, welche als Bins für ein Amplituden-Histogramm dienen. Zunächst ist jedoch nicht bekannt, wie die Zuordnung dieser Kanäle im Zusammenhang mit der Energie oder Verzögerungszeit steht. Die Energiekalibration wird durchgeführt, indem bestimmte Maxima im Spektrum von ^{133}Ba und ^{22}Na ihren bekannten Übergangsenergien zugeordnet werden und an die resultierenden Energie-Kanal-Zuordnungen eine lineare Funktion angepasst wird (vgl. Abb. 14). Für die Zeitkalibration wird das Ausgangssignal des TAC als Histogramm aufgetragen, während die Verzögerung zwischen Start- und Stoppsignal in diskreten 16 ns-Schritten erhöht wird. Dies gibt die sog. Promptkurve, festgehalten in Abb. 30a. Auch hier wird eine lineare Anpassung durchgeführt (vgl. Abb. 30b).

Nachdem alle diese nötigen Kalibrations- und Koinzidenzmessungen geschehen sind, kann die Messung der Lebensdauerkurve gestartet werden. Das dabei entstehende Histogramm ist in Abb. 34 mit der dazugehörigen Fitfunktion gezeigt. Die daraus ermittelte Lebensdauer τ beträgt $8,48(4)$ ns; als Halbwertszeit formuliert sind es $t_{1/2} = 5,88(2)$ ns, was im Hinblick auf die niedrige Anpassungs-Unsicherheit in Kontrast zum in [1] gegebenen Literaturwert von $t_{1/2,\text{lit}} = 6,283(14)$ ns steht. Diese Diskrepanz ist vermutlich teilweise dadurch bedingt, dass die Auswertung die Effekte zufälliger Koinzidenzen, welche die gemessene Lebensdauer nur verkürzen können, nicht berücksichtigt.

Damit wurde Versuch 525 „Nukleare Elektronik“ erfolgreich abgeschlossen.

Literatur

- [1] *P525 Nukleare Elektronik und Lebensdauermessung*. URL: <https://uni-bonn.sciebo.de/s/kKr8Z46cylruvEF> (besucht am 08.11.2025).
- [2] Eckert & Ziegler Nuclitec GmbH. *Recommended Nuclear Decay Data Ba-133*. 2010. URL: <https://www.ezag.com/wp-content/uploads/2023/08/Ba-133.pdf> (besucht am 08.11.2025).
- [3] ENSDF. *133Ba Epsilon Decay*. 2010. URL: https://www.nndc.bnl.gov/ensnds/133/Cs/ec_decay_10.551_y.pdf (besucht am 08.11.2025).
- [4] NIST. *electron mass energy equivalent in MeV*. URL: https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mec2mev%7Csearch_for=electron+mass (besucht am 08.11.2025).
- [5] Horiba. *Horiba: Characteristic Emission Energies of Elements up to Z=92*. URL: https://www.horiba.com/fileadmin/uploads/Scientific/Documents/XRay/emission_lines.pdf (besucht am 11.11.2025).
- [6] *Zusätzliches Vorbereitungsmaterial*. URL: <https://uni-bonn.sciebo.de/s/LbLLtg7A69Ci0vt> (besucht am 10.11.2025).

7 Anhang

Schematic overview of electronics

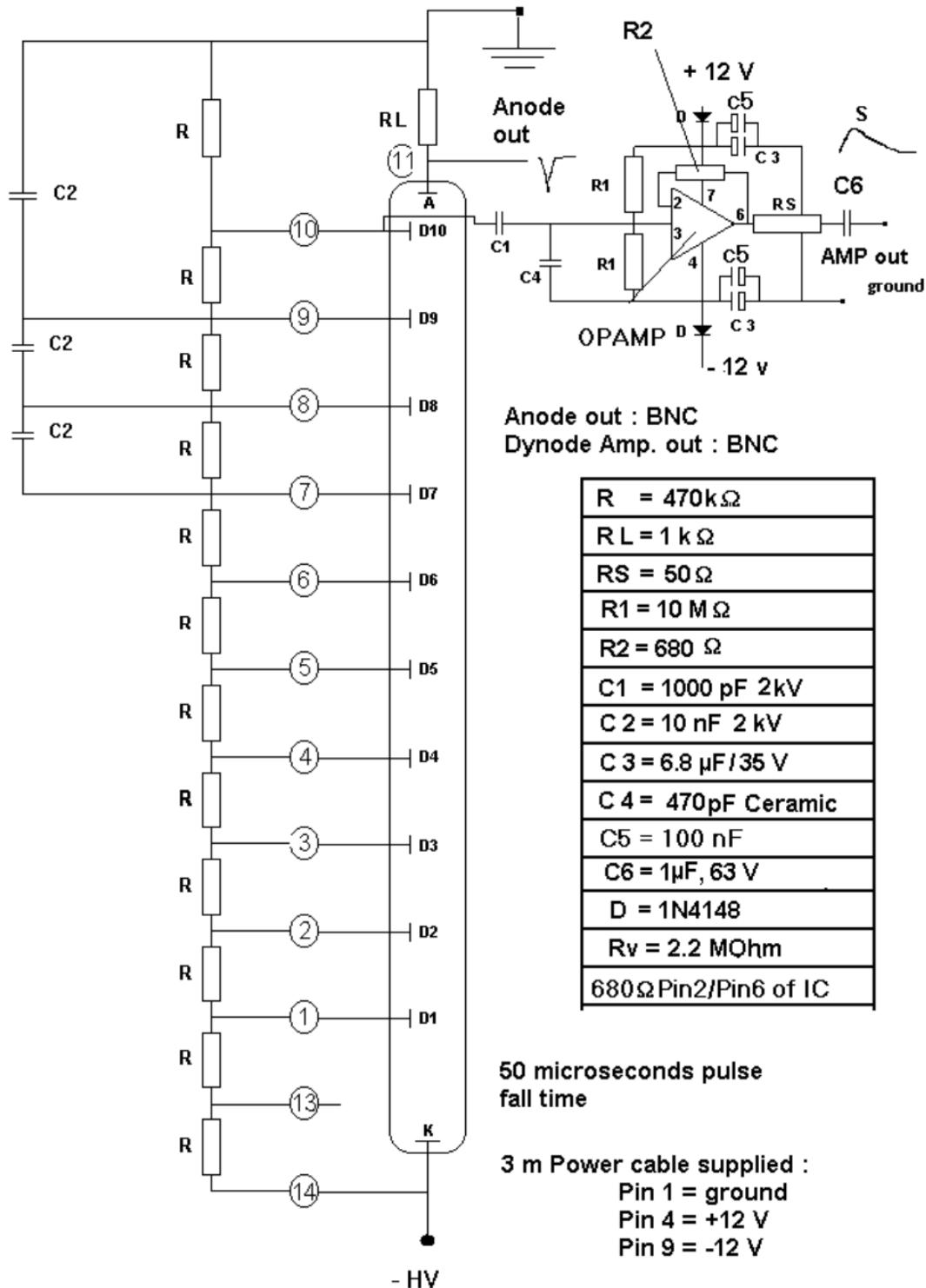


Abbildung 35: Schaltplan der im Versuch verwendeten PMT-Basis SCIONIX VD14-E2-X26-X-NEG, entnommen aus dazugehörigem Datenblatt in [6].

$\mu_{\text{expect}} / \text{keV}$	σ / Kanal	$\sigma_{\text{FWHM}} / \text{Kanal}$	$\Delta E / \text{keV}$
30.8500	37.665(59)	88.64(14)	6.00(9)
80.9979	57.68(17)	135.83(41)	9.20(28)
302.8508	194.41(58)	457.61(1.37)	31.01(93)
356.0129	210.48(14)	495.69(32)	33.59(22)
511.0000	247.89(13)	583.28(31)	39.52(21)

Tabelle 7: Energieauflösung für die bei der Energiekalibration am linken Detektor ($\alpha = 14,7628(17)$) beobachteten Spektrallinien. Es ist wie erwartet zu beobachten, dass Linien höherer Energie — welche im Spektrum auch breiter erscheinen — eine niedrigere Auflösung (also höheres ΔE) haben.

$\mu_{\text{expect}} / \text{keV}$	σ / Kanal	$\sigma_{\text{FWHM}} / \text{Kanal}$	dE / keV
30.8500	37.48(06)	88.28(15)	5.98(10)
80.9979	56.56(19)	133.17(45)	9.02(31)
302.8508	188.64(52)	444.10(122)	30.08(83)
356.0129	212.57(14)	500.63(32)	33.91(22)
510.9990	238.66(12)	561.71(29)	38.06(20)

Tabelle 8: Energieauflösung für die bei der Energiekalibration am rechten Detektor ($\alpha = 14,7520(18)$) beobachteten Spektrallinien. Es ist wie erwartet zu beobachten, dass Linien höherer Energie — welche im Spektrum auch breiter erscheinen — eine niedrigere Auflösung (also höheres ΔE) haben.

Promptkurve	μ / Kanal	σ / Kanal	$N / [1]$
1	853,9(12)	87,93(97)	41,33(64)
2	2106,4(13)	86,7(11)	36,58(62)
3	3355,8(13)	86,6(10)	38,50(62)
4	4613,3(13)	86,9(10)	36,65(61)
5	5872,3(13)	87,1(10)	35,66(60)
6	7122,1(13)	86,4(10)	38,89(63)

Tabelle 9: Fit-Parameter der Anpassung von Gaußfunktionen nach Gleichung (4) an die 6 gemessenen Promptkurven von ^{22}Na (vgl. Abb. 30a).