

**Physikalisches Praktikum V**  
**Kerne und Teilchen**

Sommersemester 09

Protokoll ad

**Nukleare Elektronik**

Kian Salimkhani, Benedikt Sauer  
Gruppe  $\beta 3$

Assistent: A. Nikolaev

Universität Bonn  
03. Juli 2009

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Verwendete Quellen . . . . .	3
2.1.1	Natrium . . . . .	3
2.1.2	Barium . . . . .	3
2.2	Elektronik . . . . .	4
2.3	Szintillationsdetektor . . . . .	5
2.3.1	Photomultiplier . . . . .	7
2.3.2	Impulshöhenspektrum . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Versuchsdurchführung und Auswertung</b>	<b>9</b>
3.1	Slow-Koinzidenzkreis einstellen . . . . .	9
3.1.1	Slow-Pulse des Photomultipliers kontrollieren . . . . .	9
3.1.2	Triggerung mit dem SCA . . . . .	10
3.1.3	Aufnahme des Energiespektrums . . . . .	11
3.1.4	Einstellen des SCA-Fensters . . . . .	13
3.1.5	Slow-Koinzidenz herstellen . . . . .	13
3.2	Fast-Koinzidenzkreis einstellen . . . . .	14
3.2.1	Fast-Pulse der Photomultiplier . . . . .	14
3.2.2	Einstellung der Diskriminatorschwelle . . . . .	14
3.2.3	Integration des TAC in den Fast-Kreis . . . . .	15
3.2.4	Abgleich der Fast-Slow-Koinzidenz . . . . .	15
3.3	Zeiteichung des TAC . . . . .	15
3.3.1	Aufnahme der Prompt-Kurve . . . . .	15
3.3.2	Bestimmung der Auflösungszeit und der Zeiteichung . . . . .	16
3.4	Messung der Lebensdauer . . . . .	18
3.4.1	Einkanalfenster für die $^{133}\text{Ba}$ -Quelle einstellen . . . . .	18
3.4.2	Koinzidenzen kontrollieren . . . . .	19
3.4.3	Messung der Lebensdauerkurve . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>20</b>
<b>A</b>	<b>Literatur</b>	<b>20</b>

# 1 Einleitung

Ziel dieses Versuchs ist die Einübung des Umgangs mit nuklearer Elektronik. Hierzu muss zunächst eine Anordnung für Koinzidenzmessungen aufgebaut und eingestellt werden. Beispielfhaft wird anschließend eine Lebensdaueremessung für den angeregten  $\frac{5}{2}^+$ -Zustand von  $^{133}\text{Cs}$  durchgeführt.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Verwendete Quellen

#### 2.1.1 Natrium

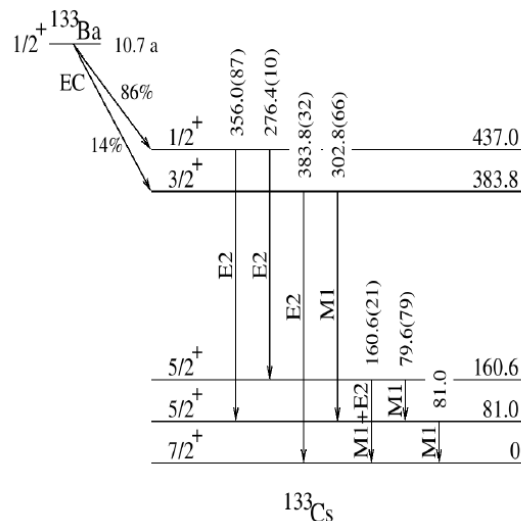
Das von uns zur Koinzidenzeinstellung verwendete  $^{22}\text{Na}$  zerfällt mit einer Halbwertszeit von 2,6 a und mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 99 % in den angeregten  $2^+$ -Zustand des  $^{22}\text{Ne}$ .



Das bei diesem  $\beta^+$ -Zerfall entstandene Positron annihiliert dann sofort wieder mit einem Hüllenelektron, wobei zwei Photonen mit einer Energie von jeweils 511 keV emittiert werden. Im Ruhesystem des Positrons werden diese in einem  $180^\circ$  Winkel abgestrahlt und eignen sich somit sehr gut zur Eichung der Apparatur.

#### 2.1.2 Barium

Das verwendete  $^{133}\text{Ba}$  zerfällt über Elektroneneinfang mit einer Halbwertszeit von 10,51 a zunächst mit einer Wahrscheinlichkeit von 86 % in den angeregten  $\frac{1}{2}^+$ -Zustand von  $^{133}\text{Cs}$  und mit einer Wahrscheinlichkeit von 14 % in den angeregten  $\frac{3}{2}^+$ -Zustand von  $^{133}\text{Cs}$ . Da wir die Lebensdauer des  $\frac{5}{2}^+$ -Zustandes messen wollen, interessiert uns die Zeitdifferenz zwischen dem 356 keV-Übergang und dem 81 keV-Übergang (siehe auch Abbildung 1).

Abbildung 1: Zerfallsschema von  $^{133}\text{Ba}$  [1]

## 2.2 Elektronik

**Vielkanalanalysator:** Ein Vielkanalanalysator (Multi Channel Analysers, MCA) sortiert Eingangssignale nach ihrer Amplitude. Dabei werden die Signale mit einem Analog-Digital-Wandler digitalisiert und anschließend wird der zum sich ergebenden Wert gehörende Kanal um eins erhöht. Die gespeicherten Kanalwerte können dann graphisch ausgegeben werden.

**Einkanaldiskriminator:** Ein Einkanaldiskriminator (Single Channel Analyzer, SCA) selektiert Eingangssignale nach ihrer Amplitude. In der Regel können hierzu eine untere und eine obere Schwelle, außerhalb derer Signale blockiert werden, eingestellt werden. Der Bereich zwischen diesen beiden Schwellen wird als *Fenster* bezeichnet. Von besonderem Interesse ist die Stabilität der eingestellten Schwellenwerte, insbesondere der Zusammenhang der eingestellten Schwellen zu den tatsächlichen. Dieser Zusammenhang ist in den Randbereichen des Einkanaldiskriminators i. A. nicht linear. Aus diesem Grund sollte man in etwa die Mitte des SCA-Bereichs als Arbeitsbereich verwenden. Gegebenenfalls kann die Vorverstärkung angepasst werden.

**Constant Fraction Diskriminator:** Ein Constant Fraction Diskriminator (CFD) benutzt, wie der Name schon andeutet, das sogenannte *constant fraction triggering* (im Gegensatz zum *leading edge triggering*). Bei letzterem wandelt der Diskriminator ein Eingangssignal bei Übersteigen einer bestimmten Schwelle in ein logisches Ausgangssignal um. Dieses Verfahren hat den Nachteil, dass bei zwei Signalen deren Maximum zwar zeitlich gleich liegt, welche jedoch eine unterschiedliche Amplitude oder Anstiegszeiten haben, die Ausgangssignale zu unterschiedlichen Zeitpunkten

erzeugt werden. Dies verschlechtert dann die zeitliche Auflösung. Beim *constant fraction triggering* hingegen wird das logische Ausgangssignal erzeugt, wenn ein bestimmter Bruchteil der Pulshöhe erreicht ist. Der optimale Anteil ist dabei vom Singaltyp abhängig und funktioniert nur für Signale gleicher Anstiegszeit.

**Koinzidenzeinheit:** Eine Koinzidenzeinheit ist de facto ein logisches UND. Eine einfache Methode ist die Summation der Eingangssignale. Wenn die Summe über einer bestimmten Schwelle liegt, so liegt eine zeitliche Koinzidenz vor. Es ist jedoch zu beachten, dass Koinzidenzen immer dann entstehen, wenn die Eingangspulse sich überlappen, auch wenn sie nicht zum gleichen Zeitpunkt beginnen. Dies wirkt sich negativ auf die zeitliche Auflösung aus.

**Delay:** Mittels eines Delays kann eine zeitliche Verzögerung eines Signals realisiert werden. Dies wird nötig, um beispielsweise unterschiedliche Kabellängen auszugleichen, um also eine Anpassung der elektrischen Weglänge vorzunehmen.

**Zeit-Analog-Wandler:** Ein Zeit-Analog-Wandler (Time to Amplitude Converter, TAC) konvertiert Zeitintervalle zwischen zwei (logischen) Eingangssignalen proportional in Amplituden. Die erhaltenen Ausgangssignale können dann beispielsweise mit einem MCA zu einem Zeit-Spektrum verarbeitet werden.

### 2.3 Szintillationsdetektor

Ein Szintillationsdetektor besteht aus zwei Teilen, einem Szintillator und einem Photomultiplier (siehe Abb. 2). Im Szintillator erzeugen die nachzuweisenden Teilchen (hier Elektronen) einen Lichtblitz (Lumineszenzlicht), welches vom Photomultiplier (siehe Abschnitt 2.3.1) in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Als Szintillatormaterial werden anorganische Einkristalle wie NaI, organische Flüssigkeiten und organisches Plastikmaterial (wie in diesem Versuch) oder Edelgase verwendet.

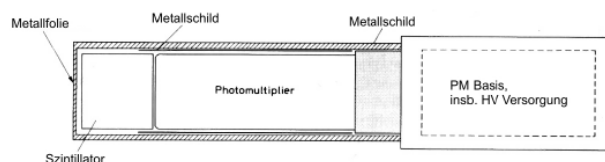


Abbildung 2: Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors [5]

Je nach Verwendungszweck wird der Szintillator ausgewählt. In diesem Versuch werden Plastiksintillatoren verwendet. Bei solchen ist die Trägersubstanz ein festes durchsichtiges Medium, in das die Aktivatoren in Form einer festen Lösung hinein gegeben sind. Die einfallende elektromagnetische Strahlung erzeugt geladene Teilchen, die wiederum die Moleküle des Plastikmaterials anregen sowie die Anregungsenergie auf die Moleküle der Aktivatorsubstanz übertragen. Die Energieniveaus der Moleküle der Aktivatorsub-

stanz sind verschieden von denen des Plastikmaterials, wodurch der Kristall für die emittierten Photonen transparent wird. Es kann somit den Szintillator verlassen und zur Photokathode des Photomultipliers gelangen.

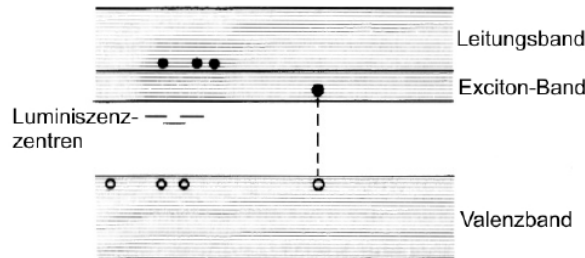


Abbildung 3: Bandstruktur eines Szintillationsdetektors [5]

Die bei der Detektion von  $\gamma$ -Strahlung am Photomultiplier ankommenden Lumineszenzblitze werden in selbigem in Ladung, also in messbare Spannungspulse umgewandelt (siehe Abschnitt 2.3.1). Diese Pulse sind idealerweise zeitlich und energetisch direkt mit den einfallenden Photonen korreliert. Die zeitliche Auflösung des Detektors hängt somit vor allem vom zeitlichen Verlauf des Lichtsignals des Szintillators und von der Laufzeit der Ladungsträger im Photomultiplier ab. Eine typische Lichtkurve eines Szintillators ist in Abbildung (4) zu sehen.



Abbildung 4: Lichtkurve eines Szintillators [5]

Zunächst ist ein steiler Anstieg (Anstiegszeit liegt bei etwa  $10^{-10}$  s) zu beobachten. Die durch die Lebensdauer der angeregten Zustände vorgegebene Abstiegszeit liegt bei etwa  $(10^{-9} - 10^{-5})$  s. Eine kurze Lebensdauer ist also ein Auswahlkriterium für ein Szintillatormaterial, um die Zeitauflösung zu verbessern und die Totzeit zu verkürzen.

Die Linien des Energiespektrums besitzen auch bei monoenergetischem Strahlungseinfall eine endliche Breite. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Kristall nicht immer dieselben Lichtpulse liefert und die Fluktuationen sich in den elektronischen Komponenten zusätzlich verstärken. Da hier also statistische Prozesse zu Grunde liegen, wird ein

GAUSSprofil erwartet. Als Energieauflösung definiert man:

$$A = \frac{\Delta E}{E} \quad (1)$$

Wobei  $E$  die Energie des Schwerpunktes der GAUSS-Kurve und  $\Delta E$  die entsprechende Halbwertsbreite meint. Letztere kann aus der Standardabweichung der Verteilung nach  $\Delta E = 2,35 \cdot \sigma$  gewonnen werden.

### 2.3.1 Photomultiplier

Ein Photomultiplier ist ein lichtsensitives Bauteil, welches einfallende Photonen in einen messbaren elektrischen Strom umwandelt. Dies geschieht wie folgt (siehe auch Abb. 5). Fällt Strahlung auf die Photokathode aus photosensitivem Material, so werden Elektronen über den photoelektrischen Effekt emittiert. Hierbei werden Effizienzen von etwa 30 % erreicht. Über ein angelegtes elektrisches Feld werden diese Elektronen nun auf die erste Dynode hin beschleunigt. Dort werden pro einfallenden Elektronen bis zu zehn Sekundärelektronen ausgeschlagen. Zwischen den einzelnen Dynoden, insgesamt gibt es etwa zehn Stück, liegen ebenfalls Spannungen an. Die Potentiale sind so gewählt, dass die Elektronen stets allesamt zur nächsten Dynode beschleunigt werden, wo sie erneut Sekundärelektronen ausschlagen usw.. Auf diese Weise kann eine Verstärkung des Eingangssignals von etwa  $10^6$  bis  $10^7$  an der Anode erreicht werden. Dabei ist die Amplitude des Ausgangssignals proportional zur Energie des einfallenden Photons.

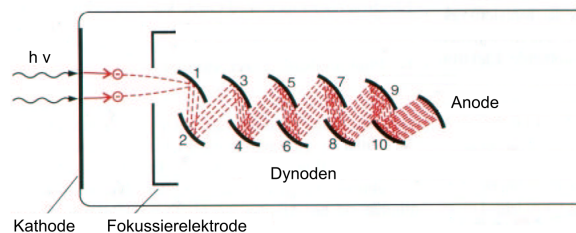


Abbildung 5: Prinzip eines Photomultipliers [3], bearbeitet

### 2.3.2 Impulshöhenspektrum

Auch bei der Detektion von monoenergetischer  $\gamma$ -Strahlung erhält man (bei Verwendung des Vielkanalanalysators) nicht einen einzigen Peak, sondern ein Spektrum ähnlich dem in Abbildung (6). Dieses wird als Impulshöhenspektrum bezeichnet.

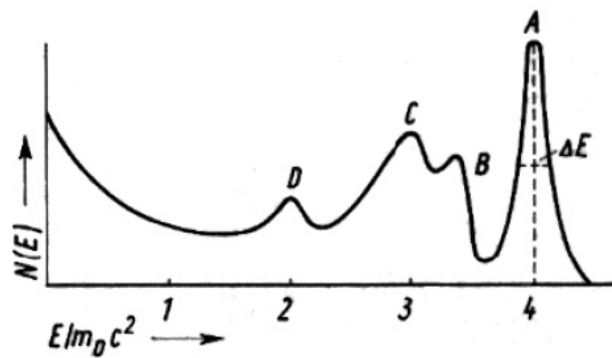


Abbildung 6: Impulshöhenspektrum [6]

Der mit „A“ gekennzeichnete Peak wird Photopeak oder Full Energy Peak genannt. Er entsteht, wenn ein einfallendes  $\gamma$ -Quant seine gesamte Energie im Kristall deponiert. Somit gibt der Photopeak die Energie des Photons wieder. Die SCA-Fenster werden also immer bezüglich des entsprechenden Photopeaks eingestellt, wenn sie im Verlauf des Versuchs auf eine Linie eingestellt werden. Es ist bemerkenswert, dass dennoch auch dieser Peak eine endliche Breite besitzt und nicht etwa diskreter Natur ist. Dies ist dadurch erklärbar, dass die beteiligten Prozesse statistische sind (radioaktiver Zerfall, unterschiedliche Lichtausbeute für verschiedene Photonen gleicher Energie, elektronische Störungen etc.).

Betrachten wir nun Peak „B“. Hierfür zeigt sich der COMPTON-Effekt verantwortlich. In einem solchen Streuprozess überträgt das einfallende Photon, Energie auf ein Elektron. Wechselwirkt das Photon danach weiter im Kristall und gibt schlussendlich die gesamte Energie an den Kristall ab, so wird das Signal dem Photopeak zugerechnet. Erfolgt jedoch keine weitere Wechselwirkung und das Photon verlässt den Kristall, so wird lediglich die in der COMPTON-Streuung übertragene Energie detektiert. Für einen Streuwinkel  $\pi$  ergibt sich dabei ein Maximum, welche dem Peak „B“ entspricht. Er wird COMPTON-Kante genannt.

Die mit „C“ und „D“ gekennzeichneten Peaks gehen auf die Paarerzeugung zurück. Hierbei steht stets das Elektron mit seiner Energie für die Erzeugung eines Signals zur Verfügung. Das Positron jedoch wird nach kurzer Zeit mit einem der Elektronen aus dem Kristall annihilieren und dabei zwei entgegengesetzt propagierende Photonen erzeugen. Verlässt nun eines dieser Photonen den Kristall, so geht die dort deponierte Energie dem Detektor verloren und man erhält den sogenannten Single-Escape-Peak „C“. Völlig analog verhält es sich, falls beide Photonen nicht weiter wechselwirken. Dies äußert sich dann im Double-Escape-Peak „D“. Auf Grund der niedrigen Energien werden diese beiden Peaks jedoch für diesen Versuch irrelevant sein.

Ferner erhält das Photon beim COMPTON-Effekt die niedrigste Energie gerade dann, wenn es zurückgestreut wird. Dies ergibt dann im niederenergetischen Bereich des Spek-



trums einen sogenannten Rückstreu-Peak (in der Grafik nicht dargestellt). Grund ist die Streuung eines Teils der  $\gamma$ -Quanten an den Begrenzungsflächen des Szintillators und anderen Materialien außerhalb des Detektors.

### 3 Versuchsdurchführung und Auswertung

#### 3.1 Slow-Koinzidenzkreis einstellen

##### 3.1.1 Slow-Pulse des Photomultipliers kontrollieren

##### Slow-Pulse nach dem Vorverstärker

Zunächst oszilloskopieren wir die Slow-Pulse der beiden Photomultiplier. Dabei ist als  $\gamma$ -Quelle das  $^{22}\text{Na}$ -Präparat zwischen den Detektoren platziert (siehe auch Abschnitt 2.1.1). Im Folgenden sind die Oszillographen dargestellt.

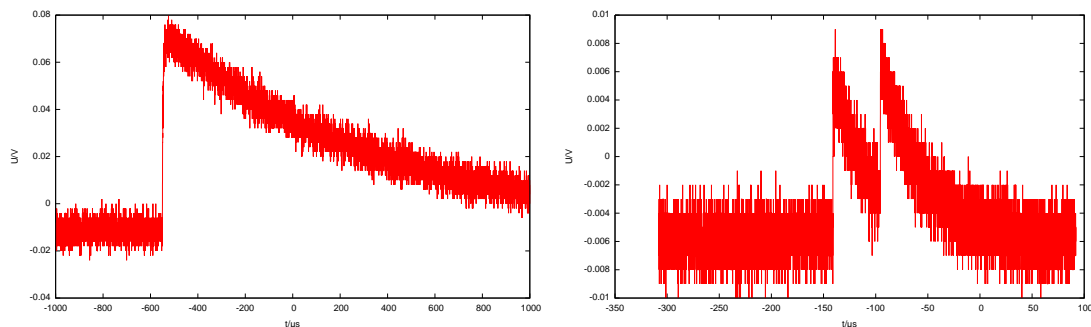


Abbildung 7: Slow-Pulse des linken und rechten Photomultipliers nach dem Vorverstärker

Man erkennt auf dem Oszillographen eine Schar von Pulsen (hier ist nur einer abgebildet), welche in weniger als  $10\text{ }\mu\text{s}$  ansteigen und in etwa  $100\text{ }\mu\text{s}$  wieder abfallen. Wir identifizieren die  $511\text{ keV}$ -Linie als den Puls mit der höchsten Intensität. Die stärksten Signale haben Amplituden von bis zu  $15\text{ mV}$ .

Der Anstieg des Pulses ist etwa gaußförmig. Dies ist zum einen durch die zeitliche Streuung der Energieüberträge im Szintillator und zum anderen durch Prozesse im Photomultiplier bedingt. Der Abfall des Pulses folgt hingegen - wie erwartet - in etwa einer Exponentialfunktion. Die Bauart und Bandbreite des Vorverstärkers scheinen also, die Signalform nicht zu beeinflussen.

Beim rechten Detektor steigen die Signale offenbar deutlich schneller an. Es ergeben sich hier  $5\text{ }\mu\text{s}$ . Aufgrund der größeren Amplitude dauert der Abfall mit  $1,4\text{ ms}$  deutlich länger.

### Slow-Pulse nach dem Hauptverstärker

Nun messen wir die Signale hinter dem Hauptverstärker. Die Oszillographen sind in der folgenden Abbildung dargestellt.

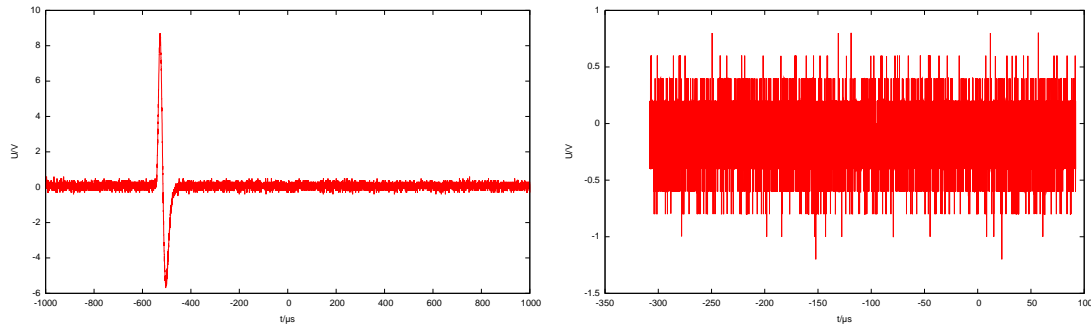


Abbildung 8: Slow-Pulse des linken und rechten Photomultipliers nach dem Hauptverstärker

Da der Puls im Hauptverstärker ein CR-RC-CR-Glied (Doppeldifferenzierer) durchläuft, beobachten wir am Ausgang des Hauptverstärkers somit ein bipolares Signal. Dabei wurde die Verstärkung von uns so eingestellt, dass die intensivste Linie, welche wir erneut als die 511 keV-Linie identifizieren, eine Amplitude von etwa 3 V aufweist. Offenbar haben wir allerdings die Messung für den einen Detektor fehlerhaft durchgeführt (d. h. wir haben die Flanke verpasst).

Der positive Anteil des Pulses hat dabei eine Dauer von etwa  $2,8 \mu\text{s}$ , der negative Anteil von etwa  $4,9 \mu\text{s}$ . Der Doppeldifferenzierer verkürzt also die effektive Signaldauer gegenüber dem Signal nach dem Vorverstärker erheblich.

#### 3.1.2 Triggerung mit dem SCA

Nun teilen wir das Signal hinter dem Hauptverstärker mit einem T-Stück und geben ein Teilsignal über einen Delayamplifier auf Kanal 1 des Oszilloskops (siehe Abb. 9). Das zweite Teilsignal wird über einen vollständig geöffneten SCA ebenfalls auf das Oszilloskop gegeben.

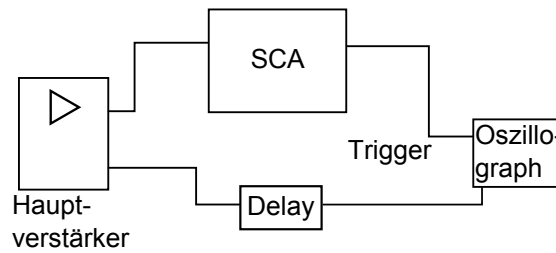


Abbildung 9: Aufbau zur Triggerung mit dem SCA nach [2]

Das Oszilloskop wird nun auf das SCA-Signal getriggert und das Signal aus dem Delayamplifier verzögern wir bis der Logikpuls aus dem SCA die positive Flanke des verstärkten Signals möglichst vollständig überdeckt.

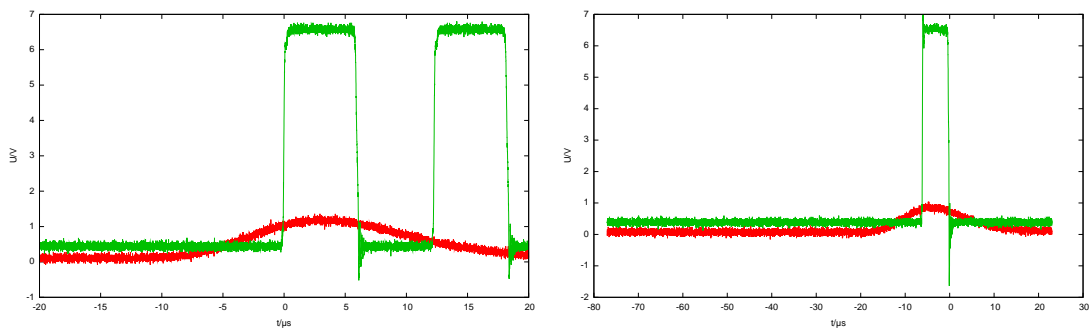


Abbildung 10: SCA Signale

Das Signal aus dem Hauptverstärker erreicht sein Maximum etwa  $2,5 \mu\text{s}$  nach Beginn des Logikpulses (siehe auch Abbildung 10).

### 3.1.3 Aufnahme des Energiespektrums

Nun wird das SCA-Signal (siehe oben) auf den Gate-Eingang und das Verstärkersignal auf den Direct-Eingang des MCA gegeben (siehe Abb. 11). Dabei wird der MCA Koinzidenzmodus betrieben.

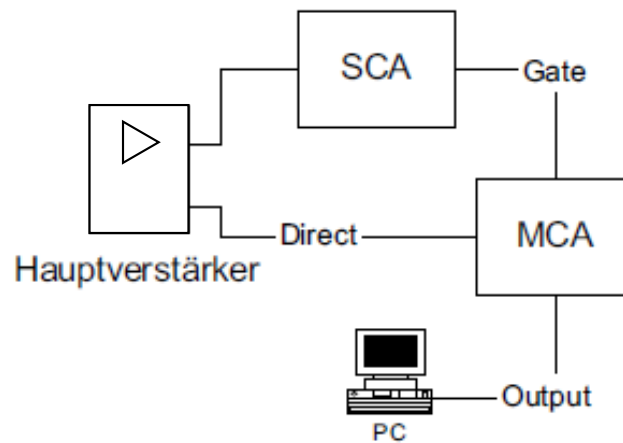
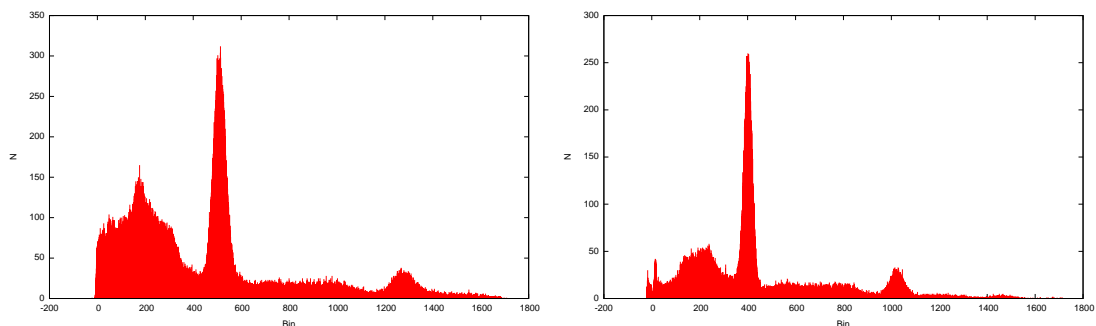


Abbildung 11: Aufbau zur Aufnahme des Energiespektrums [2], bearbeitet

Wenn nun am Gate eine Spannung anliegt, dann ist der MCA freigeschaltet. Das Signal am Direct-Eingang kann also vom MCA dem entsprechenden Kanal zugeordnet werden. Da das Verstärkersignal sein Maximum erreicht, wenn am Ausgang des SCA ein Signal ausgegeben wird (siehe oben), nimmt nun der MCA alle Verstärkersignale mit in das Spektrum auf.

Die 511 keV-Linie wurde mittels des Verstärkers in der Mitte des Spektrums positioniert. Das aufgenommene Impulshöhenspektrum ist in der folgenden Abbildung zu sehen.

Abbildung 12: Impulshöhenspektrum von  $^{22}\text{Na}$ 

Ein Szintillationsdetektor erzeugt im Vergleich zu einem Halbleiterdetektor relativ wenige freie Elektronen. Somit wirken sich Fluktuationen auch stärker aus. Dies erklärt die Breite der 511 keV-Linie.

Wir bestimmen nun den Schwerpunkt und die Halbwertsbreite dieser Linie. Hierzu passen wir an die Linie eine GAUSSkurve an.

Wir erhalten auf diese Weise für den Schwerpunkt der 511 keV-Linie:

$$\mu_{\text{links}} = 399,38 \pm 21,43 \quad \sigma_{\text{links}} = 16,13 \pm 1,7 \quad (2)$$

$$\mu_{\text{rechts}} = 472,26 \pm 15,36 \quad \sigma_{\text{rechts}} = 33,97 \pm 2,54 \quad (3)$$

Somit erhalten wir für die Auflösung der 511 keV-Linie:

$$A_{\text{links}} = 0,04 \pm 0,005 \quad A_{\text{rechts}} = 0,072 \pm 0,006 \quad (4)$$

### 3.1.4 Einstellen des SCA-Fensters

Nun verkleinern wir das Fenster des bisher vollständig geöffneten SCA. Hierzu markieren wir zunächst auf dem Bildschirm des SCA das Maximum der Linie (entspricht grob dem Schwerpunkt) und verkleinern anschließend die obere Schwelle des SCA bis zum „Rand“ des Peaks. Die untere Grenze wird entsprechend bis zum linken „Rand“ erhöht.

Nun nehmen wir erneut ein Impulshöhenspektrum auf. Dabei stellen wir sicher, dass unser Fenster symmetrisch um den Schwerpunkt der 511 keV-Linie liegt, damit die vom SCA durchgelassenen Ereignisse auch in der Tat dieser Linie entsprechen.

Nun oszilloskopieren wir die Signale des SCA gegen die des Verstärkers, wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben. In der Tat besteht das Signal aus dem Verstärker nicht mehr aus so vielen verschiedenen Linien. Auch die Streuung der Amplituden ist deutlich geringer. Es ist ein einzelnes bipolares Signal mit einer Amplitude von etwa 3 V zu erkennen. Dieses haben wir bereits als den zur 511 keV-Linie gehörigen Puls identifizieren können. Hin und wieder sind allerdings einzelne Signale mit größeren oder kleineren Amplituden zu beobachten. Dies geschieht, da wir das Fenster des SCA auf einen Bereich um die 511 keV-Linie einschränkten. Auf diese Weise lösen Signale, welche außerhalb dieses Fensters liegen, am SCA keine logischen Pulse mehr aus. Die Signale werden jedoch getrennt durch den SCA und den Verstärker geleitet. Somit werden die Signale außerhalb des Fensters dennoch auf das Oszilloskop geleitet. Dieses wird aber auf den logischen Puls getriggert. Kommt nun ein Puls mit einer Amplitude außerhalb des Fensters am Oszilloskop an, so geschieht dies mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit zu einem Zeitpunkt, der eine bezüglich der Triggerung sehr ungünstige Lage hat. Das Signal lässt sich also nicht oszilloskopieren.

### 3.1.5 Slow-Koinzidenz herstellen

Nun ist der Aufbau der Slow-Koinzidenz anzugehen. Diese Schaltung wird in der späteren Messung zur Zeiteichung dafür Sorge tragen, dass der MCA nur dann Zeitsignale aufzeichnet, wenn im rechten und linken Detektor zeitgleich 511 keV-Ereignisse registriert werden. In der Lebensdauermessung wird die Slow-Koinzidenz dann dafür sorgen, dass der MCA nur die Zeitsignale aufnimmt, welche der Lebensdauer des interessierenden Zustandes entsprechen.

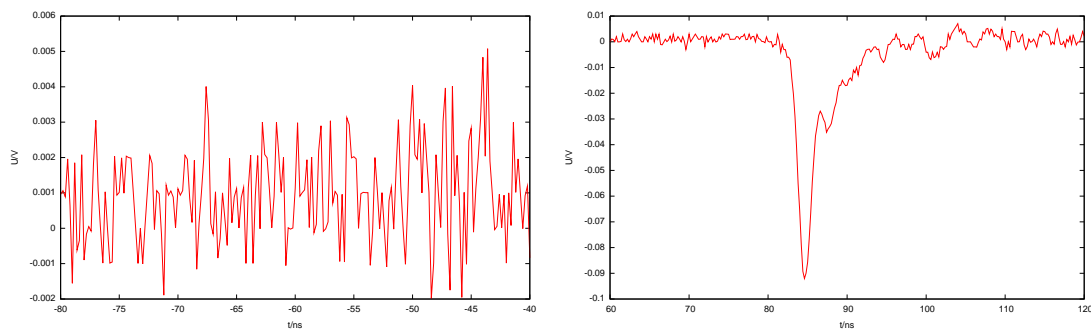
Es werden nun die Ausgangssignale der beiden SCAs auf die zwei Kanäle des Oszilloskops gegeben. Wir triggern auf die Flanke des schwächeren SCA-Signals und verzögern das Signal des SCA mit dem stärkeren Ausgangssignal mit Hilfe des Delay solange, bis das schwache SCA-Signal sich etwa in der Mitte des stärkeren SCA-Signals befindet.

## 3.2 Fast-Koinzidenzkreis einstellen

### 3.2.1 Fast-Pulse der Photomultiplier

Die Fast-Pulse der Photomultiplier besitzen im Gegensatz zu den Slow-Pulsen, welche an einer der hinteren Dynoden abgenommen wurden, eine negative Polarität, da sie an der Anode abgegriffen werden. Ferner steigt das Fast-Signal deutlich schneller an als das Slow-Signal. Wir konnten deshalb mit dem Oszilloskop nur eine obere Grenze der Anstiegszeit festlegen (etwa 5 ns).

Im Folgenden sind die beiden Signale graphisch dargestellt.



Offenbar hat sich hier bei einem der Detektoren erneut ein Messfehler eingeschlichen. Mit einem Fast-Signal lässt sich also die zeitliche Einordnung eines Ereignisses gut durchführen. Eine Impulsformung des Fast-Signals entfällt somit wie auch zuvor. Das Fast-Signal hat dabei eine Amplitude von etwa  $-0,09\text{ V}$  und fällt in etwa 15 ns ab.

### 3.2.2 Einstellung der Diskriminatorschwelle

Nun wird das Fast-Signal geteilt und der eine Teil über einen Verstärker und der andere über einen CFD auf das Oszilloskop gegeben. Wir triggern dabei auf den Ausgang des CFD. Nun muss die Schwelle eingestellt werden. Diese setzen wir nun direkt über das Rauschen. Auf diese Weise gibt der CFD den Logikpuls nur mit kleiner Verzögerung gegenüber dem einlaufenden Signal aus. Schließlich bestimmt die Verzögerung der CFD-Signale gegenüber den Eingangssignalen die Genauigkeit der späteren Zeitmessungen.

Dies wird auf diese Weise für beide Fast-Signale (zwei Detektoren) vorgenommen.

Die CFDs verfügen offensichtlich über eine Rauschunterdrückung, da wir die Schwellen auf das Minimum einstellen können, ohne eine Auswirkung festzustellen.

### **3.2.3 Integration des TAC in den Fast-Kreis**

Die Fast-Signale dienen der Zeitmessung. Wir messen dabei die Zeitdifferenz zweier Fast-Signale mit Hilfe eines TAC. Zunächst wird eine Kalibration anhand der beiden 511 keV-Linien von  $^{22}\text{Na}$  vorgenommen. Da diese Photonen gleichzeitig in beide Detektoren eintreten, müssen wir eines der Fast-Signale künstlich verzögern. Dazu leiten wir ein Signal über ein Delay, welches auf 32 ns eingestellt ist. Diese Zeitdifferenz dient nun als Zeitnullpunkt.

Der verzögerte Puls wird auf den Stopp-Eingang des TAC und der nichtverzögerte auf den Start-Eingang des TAC gegeben. Die Maximalamplitude des TAC stellen wir auf 4,2 V ein. Somit wird das verzögerte Signal mit großer Sicherheit am Stopp-Eingang eintreffen, bevor der TAC selbstständig stoppt. Am Oszilloskop kann man nun beobachten, dass das TAC-Signal am 1  $\Omega$ -Ausgang eine Höhe von etwa 3 V erreicht.

### **3.2.4 Abgleich der Fast-Slow-Koinzidenz**

Der Slow-Kreis wird bei der Messung dafür sorgen, dass nur Ereignisse bestimmter Energie registriert werden. Der Fast-Kreis hingegen bestimmt den zeitlichen Abstand dieser Ereignisse. Das Signal des Slow-Kreis wird dann den im Koinzidenzmodus betriebenen MCA am Gate freischalten und das TAC-Signal aus dem Fast-Kreis wird mittels des MCA in den entsprechenden Kanal sortiert. Entscheidend für das korrekte Funktionieren ist dabei, dass die Signale aus dem Fast- und dem Slow-Kreis möglichst zeitgleich an den jeweiligen Eingängen des MCA anliegen. Deshalb ist hier zunächst eine Einstellung mit dem Delayamplifier vorzunehmen. Wir geben beide Signale auf das Oszilloskop und stimmen dann die Signale mit Hilfe des Delayamplifier zeitlich ab.

## **3.3 Zeiteichung des TAC**

### **3.3.1 Aufnahme der Prompt-Kurve**

Wir geben nun das TAC-Signal mit der Slow-Koinzidenz als Gate auf den MCA (siehe hierzu auch Abb. 13).

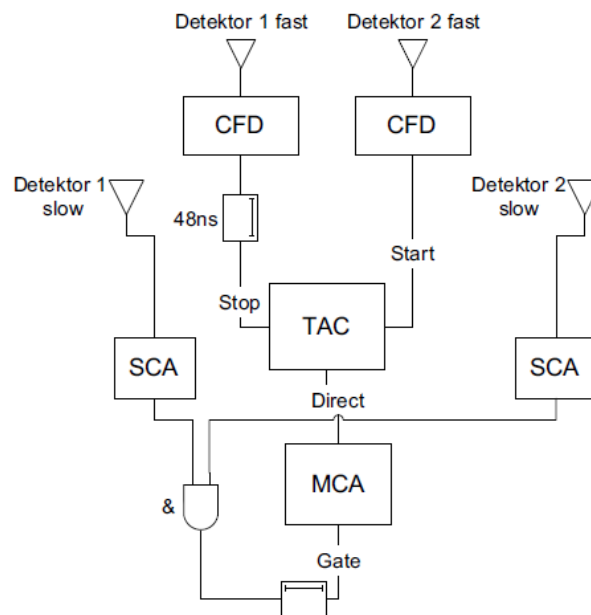


Abbildung 13: vollständiger Aufbau zur Koinzidenzmessung [2]

Anschließend kann das Spektrum aufgenommen werden. Danach verändern wir die zeitliche Verzögerung zwischen den beiden Fast-Zweigen so, dass wir letztlich fünf Peaks im Abstand von 16 ns mit ähnlicher Höhe haben.

### 3.3.2 Bestimmung der Auflösungszeit und der Zeiteichung

Nun ist die Auflösungszeit zu bestimmen und die Zeiteichung durchzuführen. Hierzu passen wir an jede Kurve ein GAUSS-Profil an.

Nun muss die Zeiteichung mittels eines Geradenfits bestimmt werden. Es ergibt sich:



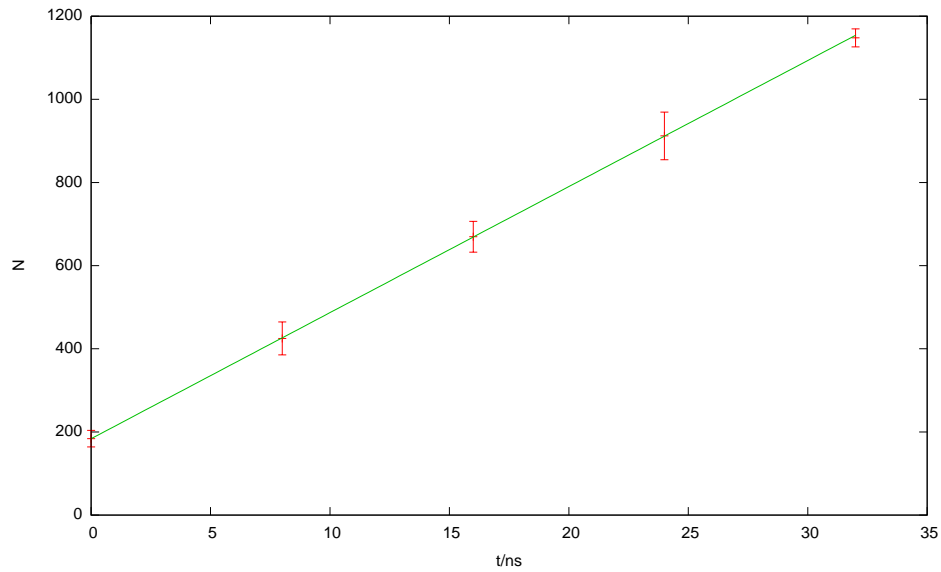


Abbildung 14: Zeiteichnung

Für die Bestimmung der Zeitauflösung, welche im Übrigen energieabhängig ist, verwenden wir die Halbwertsbreiten der Linien.

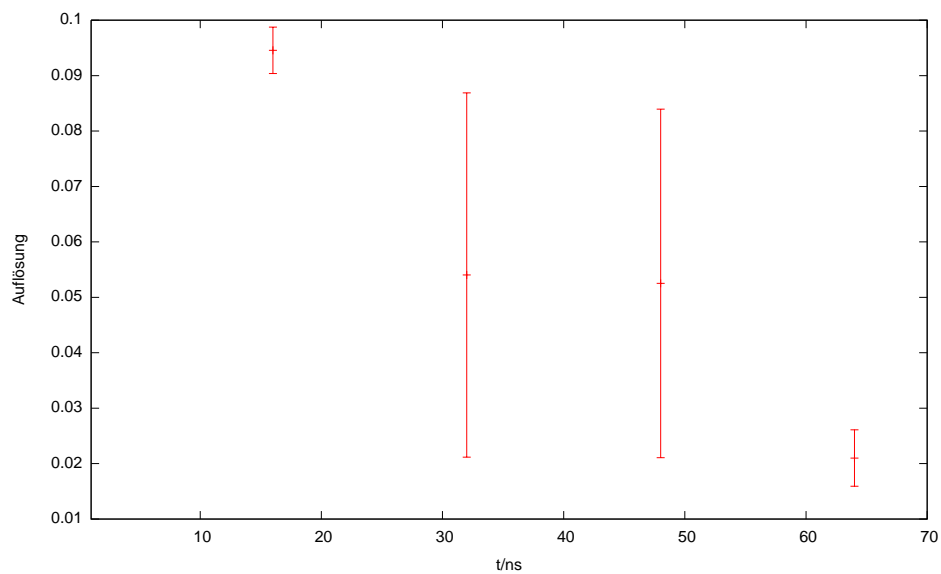


Abbildung 15: Zeitauflösung

Es lässt sich erkennen, dass die Zeitauflösung mit steigender Energie (steigende Zeit) abnimmt.

Detektor	Energie/KeV	$A$	$\Delta A$
Linker Detektor	81	0,057	0,008
	160,6	0,044	0,007
	276,4	0,072	0,012
	356	0,056	0,008
Rechter Detektor	81	0,123	0,02
	160,6	0,125	0,02
	276,4	0,073	0,012
	356	0,056	0,008

Tabelle 1: Energieauflösungen

### 3.4 Messung der Lebensdauer

#### 3.4.1 Einkanalfenster für die $^{133}\text{Ba}$ -Quelle einstellen

Wir nehmen nun die vollständigen Spektren der  $^{133}\text{Ba}$ -Quelle für die beiden Detektoren auf (siehe Abbildung 16).

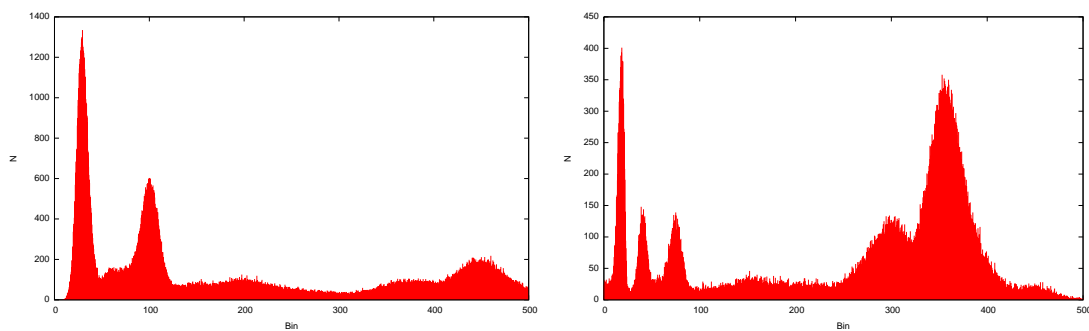


Abbildung 16: Bariumspektrum

Dann stellen wir die SCA-Fenster auf die beiden Linien ein. Die Fensterbreite wird dabei so gewählt, dass in der Koinzidenzmessung eine hinreichende Anzahl an Ereignissen gezählt wird.

Nun werden erneut GAUSSkurven angepasst, um daraufhin eine Energieeichung und eine Bestimmung der Energieauflösung für beide Detektoren vornehmen zu können.

Die bestimmten Energieauflösungen sind in der folgenden Tabelle dargestellt.

### 3.4.2 Koinzidenzen kontrollieren

Wegen der Energieabhängigkeit der Verarbeitungszeit der Diskriminatoren sind nun noch die Fast-Koinzidenz zu überprüfen. Es werden jedoch keine Veränderungen festgestellt.

Somit muss keine erneute Einstellung vorgenommen werden, da am Slow-Kreis keine Veränderungen vorgenommen wurden. Die Koinzidenz zwischen Slow- und Fast-Kreis stimmt also noch immer.

### 3.4.3 Messung der Lebensdauerkurve

Zunächst stellen wir eine konstante Verzögerung von 48 ns ein.

Der 356 keV-Zerfall gibt dem TAC das Startsignal, gestoppt wird dann durch den 81 keV-Zerfall. So erreicht man, dass das Zeitspektrum in positiver x-Richtung verläuft. Da wir nur sehr geringe Zählraten erreichten, ließen wir die Messung länger als vorgesehen laufen (etwa einen Tag). Insgesamt bekamen wir so 33550336 Ereignisse. Der erhaltene Graph ist in Abbildung 17 dargestellt.

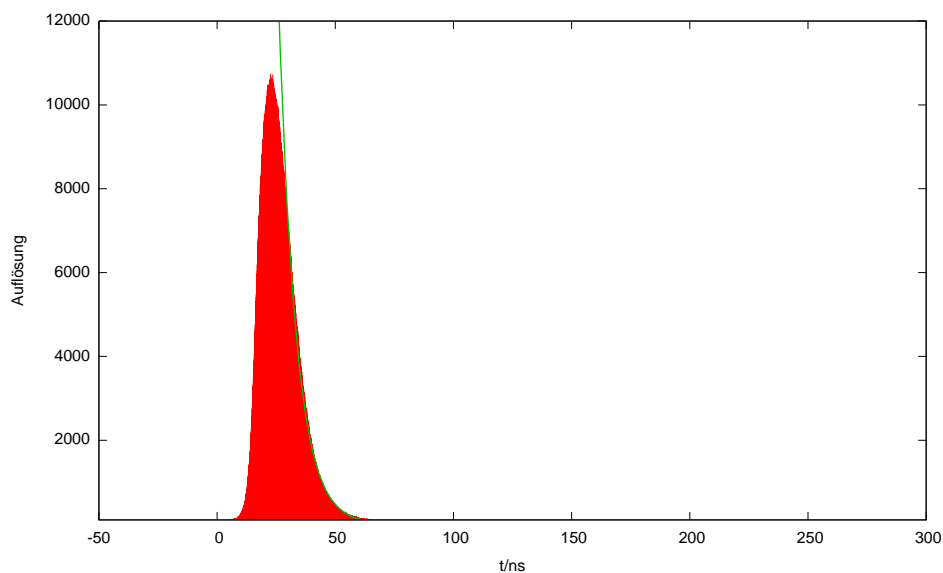


Abbildung 17: Lebensdauerkurve

An die abfallende Flanke der Kurve fitten wir dann eine Exponentialfunktion und erhalten daraus direkt die Zerfallskonstante  $\lambda$ , woraus wir mit  $\tau = \frac{1}{\lambda}$  die Lebensdauer berechnen.

$$\lambda = (0,13667 \pm 0,00027) \frac{1}{\text{ns}} \quad (5)$$

$$\tau = (7,3175 \pm 0,0143) \text{ ns} \quad (6)$$

Dieses Ergebnis stimmt sehr gut mit dem Literaturwert von 7,3 ns überein, auch wenn unser Fehler wohl etwas zu gering abgeschätzt ist.

## 4 Zusammenfassung

Zunächst musste der Versuchsaufbau zur Lebensdauerbestimmung des angeregten  $\frac{5}{2}^+$ -Zustands von  $^{133}\text{Cs}$  realisiert werden. Hierzu wurden die verschiedenen Komponenten (Slow-Koinzidenzkreis zur Energiebestimmung, Fast-Koinzidenzkreis zur Zeitmessung und TAC zur Zeitmessung) aufgebaut und eingestellt.

Anschließend konnte die Lebensdauer des angeregten  $\frac{5}{2}^+$ -Zustands von  $^{133}\text{Cs}$  zu  $(7,3175 \pm 0,0143) \text{ ns}$  bestimmt werden. Dies stimmt sehr gut mit dem Literaturwert von 7,3 ns überein, wenn auch der Fehler wohl etwas zu gering abgeschätzt wurde.

## A Literatur

- [1] Universität Bonn, *Skript zum physikalischen Praktikum Teil V* (2009).
- [2] ———, *Skript zum Versuch P525* (2009).
- [3] Wolfgang Demtröder, *Experimentalphysik 3*, 3., 2005.
- [4] ———, *Experimentalphysik 4*, 2., 2004.
- [5] William Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag.
- [6] Wolfgang Rietzler u. Konrad Kopitzki, *Kernphysikalisches Praktikum*, Teubner-Verlag.