

**Bau eines β -Detektors
und erste β - γ -PAC Messungen
von ^{111}Ag (^{111}Cd) in Silizium**

von
Jörn Bartels

Diplomarbeit in Physik
angefertigt im
Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

im Juli 1996

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Motivation	3
2	Theorie der γ-γ-PAC	5
2.1	Vorstellung der zu messenden Größen	5
2.2	Grundlagen	7
3	Theorie der β-γPAC	15
3.1	Anschauliche Darstellung	15
3.2	Mathematische Darstellung	20
3.3	Die Asymmetriefunktion	25
4	Bau des β-Detektor	29
4.1	Anforderungen an den β -Detektor	29
4.2	Die einzelnen Komponenten	30
4.3	Der Zusammenbau	33
4.4	Die Spannungsversorgung des Photomultipliers	35
4.5	Einstellung der Hochspannung	37
5	Einbau in die 3-Detektor PAC-Apparatur	39
5.1	Die Ausgangssituation	39
5.2	Reduktion der Apparatur	41

6	Testmessung mit ^{111}Ag	45
6.1	Motivation der Messung von gebogenem Silizium dotiert mit ^{111}Ag	45
6.2	Herstellung von ^{111}Ag	46
6.3	Energiefenster	48
6.4	Aufnahme von Lebensdauern	50
6.5	Berechnung der R-Werte	53
6.6	Interpretation der Ergebnisse	57
7	Zusammenfassung	59

Kapitel 1

Einführung und Motivation

Aufgrund der großen technischen Bedeutung von Halbleitern ist das Bestreben, Wissen über diese Materialien zu sammeln, immer größer geworden.

Mit Hilfe der Meßmethode der gestörten Winkelkorrelation (PAC¹) besteht unter anderem die Möglichkeit, den elektrischen Feldgradienten und somit das Potential in nächster Umgebung eines implantierten Sondenkerns zu bestimmen und aus diesem dann wieder Rückschlüsse auf die Struktur des Wirtsgitters, sowie auf das Verhalten von Defekten oder Leerstellen im Gitter zu erhalten.

Eine kubische Umgebung um ein Atom auf einem Gitterplatz erzeugt am Ort dieses Gitteratoms hingegen keinen elektrischen Feldgradient, da sich alle Beiträge des elektrischen Feldgradienten an dieser Stelle aufgrund der hohen Symmetrie gegenseitig aufheben.

Eine sehr interessante Möglichkeit, einen elektrischen Feldgradienten am Ort eines Gitterplatzes zu erzeugen, ist die Verformung der Kristallstruktur durch Zug oder Druck entlang einer Kristallachse.

Dabei wird die kubische Struktur aufgehoben, so daß die beschriebene gegenseitige Nullifizierung nicht mehr gilt und ein elektrischer Feldgradient erzeugt wird. Da jedoch das Dehnen bzw. Stauchen entlang einer Kristallachse auf dem direkten Weg mit großen technischen Schwierigkeiten verbunden ist, vor allem was das Haltern und das Ausüben eines gleichmäßigen Drucks bzw. Zugs betrifft, verfiel man auf die Idee, die Dehnung bzw. Stauchung des Gitters durch das Krümmen von dünnen Einkristall-Plättchen zu erreichen.

So werden z.B. in den obersten Schichten eines 0,1 mm dünnen Silizium-Plättchen, welches mit einem Radius von 5 cm gekrümmt wird, die Gitterabstände um 1/1000 entlang der Richtung senkrecht zum Krümmungsradius gedehnt. Dieses mag nicht besonders groß erscheinen, ein Eindruck, der sich ändert, wenn man sich folgendes vor Augen hält: um die gleiche Längenänderung durch normalen Druck auf einen Siliziumkristall zu erreichen, müßte man einen Druck von größenordnungsmäßig 1000 kbar auf die Probe ausüben.

¹PAC = **P**erturbed **A**ngular **C**orrelation

Messungen an gebogenen Silizium- und Germanium-Einkristallen wurden von Guido Marx [MARX 1995] mit großer Sorgfalt durchgeführt. Dabei wurden jeweils lineare Zusammenhänge zwischen der durch Biegen erzeugten Zug- bzw. Druckspannung entlang der verschiedenen Kristallachsen $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ und $\langle 111 \rangle$ und einem mit zunehmender Spannung anwachsenden elektrischen Feldgradienten nachgewiesen. Diese Messungen wurden mit der PAC-Methode mit ^{111}In als Sonde durchgeführt. Dabei konnte die Größe, die Orientierung und die Symmetrie eines elektrischen Feldgradienten gemessen werden. Nicht möglich war hierbei die Messung des Vorzeichens des Feldgradienten.

Basierend auf diesen Grundlagen sollte mit dieser Diplomarbeit eine Apparatur zur Verfügung gestellt werden, mit der eben dieses Vorzeichen des elektrischen Feldgradienten gemessen werden kann.

Im Folgenden will ich den Zusammenbau eines β -Detektors, die mit dem Einbau dieses Detektors vorgenommene Modifizierung einer vorhandenen γ - γ -PAC-Anlage zu einer β - γ -PAC-Anlage, sowie eine Testmessung von Silizium, welches mit ^{111}Ag dotiert wurde, erläutern.

Kapitel 2

Theorie der γ - γ -PAC

Da die Grundlagen der β - γ -Winkelkorrelation auf der γ - γ -Winkelkorrelation beruhen, will ich zuerst die wichtigsten Begriffe der Methode der γ - γ -PAC¹ erläutern, bevor ich auf die β - γ -PAC eingehe.

2.1 Vorstellung der zu messenden Größen

Ausgehend von einem elektrischen Potential V erhält man einen elektrischen Feldgradienten (kurz EFG) durch zweimaliges Ableiten des Potentials:

$$V_{ij} = \frac{\partial^2 V(\vec{r})}{\partial x_i \partial x_j} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.1)$$

Ich möchte hier nicht weiter auf die ganze mathematische Theorie des EFG und der gestörten Winkelkorrelation eingehen, sie ist in der gängigen Literatur ausführlich erläutert.²

Wichtig sind noch die folgenden Punkte:

1. Im Hauptachsensystem des elektrischen Feldgradienten verschwinden die Größen V_{ij} mit $j \neq i$ und tragen daher nicht zum elektrischen Feldgradienten bei.
2. Die Achsen wurden derart gewählt, daß gilt:

$$|V_{zz}| \geq |V_{yy}| \geq |V_{xx}| \quad (2.2)$$

¹Perturbed Angular Correlation = gestörte Winkelkorrelation

²siehe z.B. [SCH-WEI 1992] und [SIEG 1992]

3. Da die Ladungen am Ort des Sondenkerns aufgrund der Kugelsymmetrie der s -Elektronen nicht berücksichtigt werden müssen, gilt die Laplace-Gleichung $\Delta V = 0$, woraus

$$V_{xx} + V_{yy} + V_{zz} = 0 \quad (2.3)$$

folgt.

4. Der Asymmetrieparameter η wird definiert als

$$\eta := \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}} \quad . \quad (2.4)$$

Somit ist der elektrische Feldgradient durch V_{zz} und η vollständig festgelegt.

Bei der gestörten Winkelkorrelation wird nun die Wechselwirkung des Feldgradienten mit dem bekannten Quadrupolmoment Q eines Sondenkerns gemessen.

Eine auftretende Größe ist dabei die Quadrupolfrequenz

$$\omega_Q := \frac{e \cdot Q \cdot V_{zz}}{4 \cdot I_Z(2I_Z - 1) \cdot \hbar} \quad . \quad (2.5)$$

Anstelle von ω_Q wird auch oft die Quadrupolkopplungskonstante

$$\nu_Q := \frac{e \cdot Q \cdot V_{zz}}{h} \quad (2.6)$$

betrachtet, da diese vom Spin I_Z des Sondenkerns unabhängig ist.

In der gestörten Winkelkorrelation werden die Frequenzen $\omega_1, \omega_2 \dots$ gemessen, die ein Vielfaches von ω_Q sind, so daß man direkt auf ω_Q zurückrechnen kann.

Ein Beispiel: Für ^{111}In als Sondenkern treten drei Übergangsfrequenzen auf, die sich für $\eta = 0$ wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned} \omega_1 &= 6 \cdot \omega_Q \\ \omega_2 &= 12 \cdot \omega_Q \\ \omega_3 &= 18 \cdot \omega_Q \end{aligned} \quad (2.7)$$

Außerdem kann aus dem Verhältnis der Frequenzen die Größe von η abgelesen werden: für den axialsymmetrischen Fall $\eta = 0$ ist (wieder bei ^{111}In) das Verhältnis der Frequenzen $\omega_1 : \omega_2 : \omega_3 = 1 : 2 : 3$. Wird $\eta \neq 0$, so ändern sich diese Zahlen wohldefiniert, so daß aus der Messung auf η zurückgerechnet werden kann.

Durch eine PAC-Messung lassen sich also V_{zz} und η ermitteln.

Vergleichsweise einfach zu handhaben ist die γ - γ -PAC:

die nachzuweisende Strahlung besteht aus γ -Quanten. Diese können zum einen relativ einfach detektiert werden, zum anderen gibt es eine Reihe wohlbekannter und gut zu handhabender Sondenatome, als deren prominentester Vertreter hier das bereits angeführte

^{111}In genannt sei. Allerdings ist diese Methode ohne Modifikationen nicht sensitiv auf das Vorzeichen von ω_Q und erlaubt somit nur die Bestimmung von $|V_{zz}|$.

Schwieriger und weniger gebräuchlich hingegen ist die β - γ -PAC:

hierbei müssen β -Teilchen, i.A. Elektronen, nachgewiesen werden. Dazu bedarf es unter anderem eines Vakuumsystems, welches die zu untersuchende Probe und den β -Detektor einschließt. Allerdings kann mit dieser Methode das Vorzeichen von ω_Q und somit V_{zz} bestimmt werden.

2.2 Grundlagen

Um den elektrischen Feldgradienten (oder magnetische Felder, welche hier aber nicht wesentlich sind und daher im weiteren nicht mehr erwähnt werden) in einem Kristall zu bestimmen, wird eine radioaktiver Kern, auch Sondenkern oder nur Sonde genannt, in das Kristallgitter des zu untersuchenden Festkörpers eingebaut.

Typische Sonden sind ^{111}In oder ^{181}Hf , typische Untersuchungsobjekte sind Halbleiter wie Silizium oder Germanium.

Dieser Sondenkern befindet sich nach dem radioaktiven Zerfall in einem angeregten Energiezustand, aus dem er über γ -Übergänge in den Grundzustand übergeht. Wesentlich für die Messung ist dabei der Auftritt einer bekannten Kaskade von zwei aufeinanderfolgenden γ -Übergängen.

Vom Startzustand **S** geht der Kern unter Abgabe eines γ -Quants mit der bekannten Energie E_1 in den Zwischenzustand **Z** über, in dem er einige Nanosekunden verweilt. Dann geht er unter Abgabe eines weiteren γ -Quants, diesmal mit der Energie E_2 , in den Endzustand **E** über.

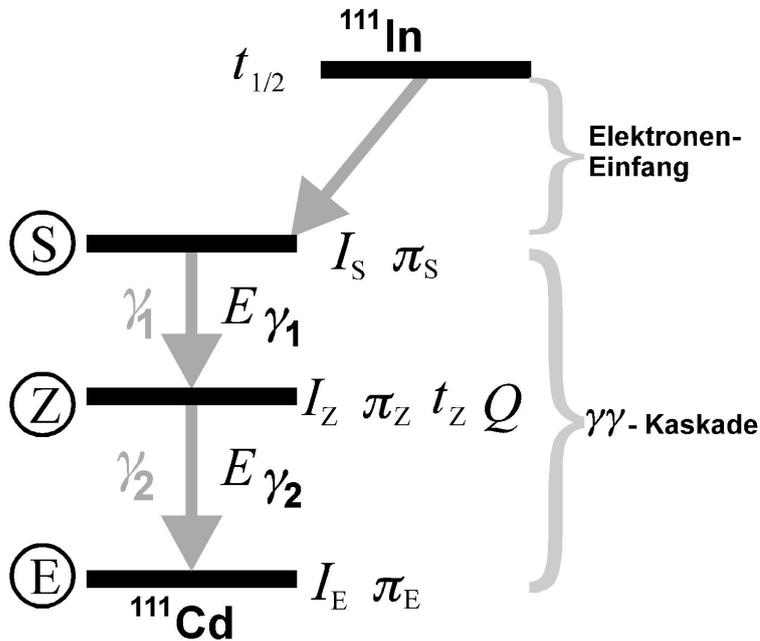


Bild 2.1: γ - γ -Kaskade am Beispiel des Standardsondenkerns ^{111}In . Zu den Werten siehe die nachfolgende Tabelle

Bekannt und wichtig sind bei dieser Kaskade dabei unter anderem die folgenden Größen:

Werte für ^{111}In		
π_S, I_S	sind Parität und Spin des Startzustandes S	$+\frac{7}{2}$
π_Z, I_Z	sind Parität und Spin des Zwischenzustandes Z	$+\frac{5}{2}$
π_E, I_E	sind Parität und Spin des Endzustandes E	$+\frac{1}{2}$
E_1	ist die Energie des ersten emittierten γ -Quants	172 keV
E_2	ist die Energie des zweiten emittierten γ -Quants	247 keV
Q	ist das Quadrupolmoment des Zwischenzustandes	0,83 barn

Darüber hinaus sind noch folgende Größen von Interesse:

t_Z ist die Halbwertszeit des Zwischenniveaus. Sie gibt an, wie lange der Kern nach Aussenden des ersten Quants im Zwischenniveau bleibt (statistisch gesehen). Für ^{111}In ist $t_Z = 84$ ns bekannt.

$t_{1/2}$ ist die Halbwertszeit des Mutterkernes, von dem aus der Zerfall, welcher auch die γ - γ -Kaskade enthält, startet. Für ^{111}In gilt $t_{1/2} = 2,81$ Tage.

2.2.1 Ungestörte Winkelkorrelation

In der PAC-Messung geschieht nun folgendes: Das erste γ -Quant, erkennbar durch seine Energie, wird in einem Detektor 1 nachgewiesen. Dadurch wird eine ausgezeichnete Richtung \vec{k}_1 definiert. Aus Gründen der Drehimpulserhaltung kann nun das zweite γ -Quant nur anisotrop bezüglich dieser Richtung emittiert werden, d.h. es existiert eine Vorzugsrichtung \vec{k}_2^0 für γ_2 . Blicke der Sonden Kern im Zwischenzustand **Z** ungestört, so wäre diese Vorzugsrichtung zeitlich konstant. Ein räumlich beweglicher Detektor 2 könnte somit die Form der Anisotropie, also die Winkelverteilung $W(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$ feststellen. Dieses ist die ungestörte Winkelkorrelation.

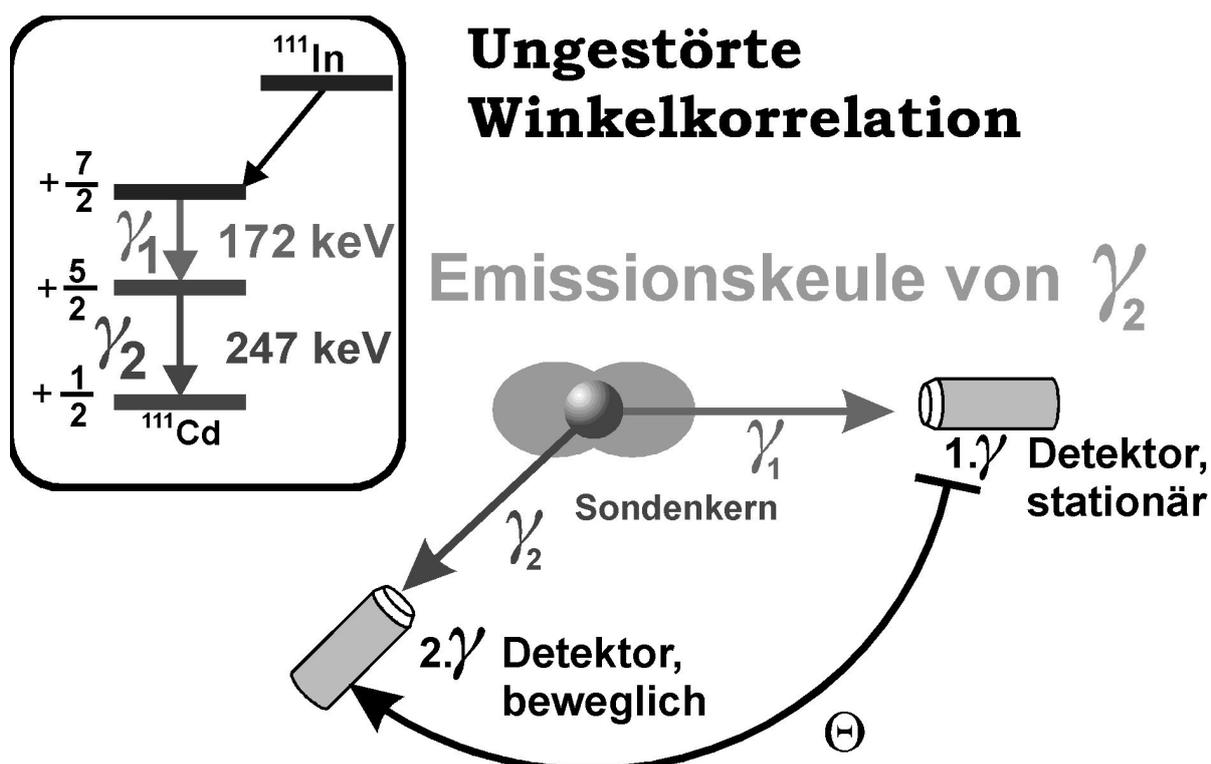


Bild 2.2: Messung der Emissionskeule des γ_2 -Quants bei Festlegung der Emissionsrichtung des γ_1 -Quants durch einen beweglichen γ -Detektor

Wird der Detektor 2 in geeigneter Position ortsfest montiert, und werden die Koinzidenzzählraten gegen die Zeit aufgetragen, die zwischen dem Ansprechen des Detektor 1

und dem Ansprechen des Detektor 2 vergeht, so ergibt sich die exponentiell abfallende Lebensdauerkurve des Zwischenzustandes \mathbf{Z} , aus der sich u.a. t_Z ermitteln läßt.

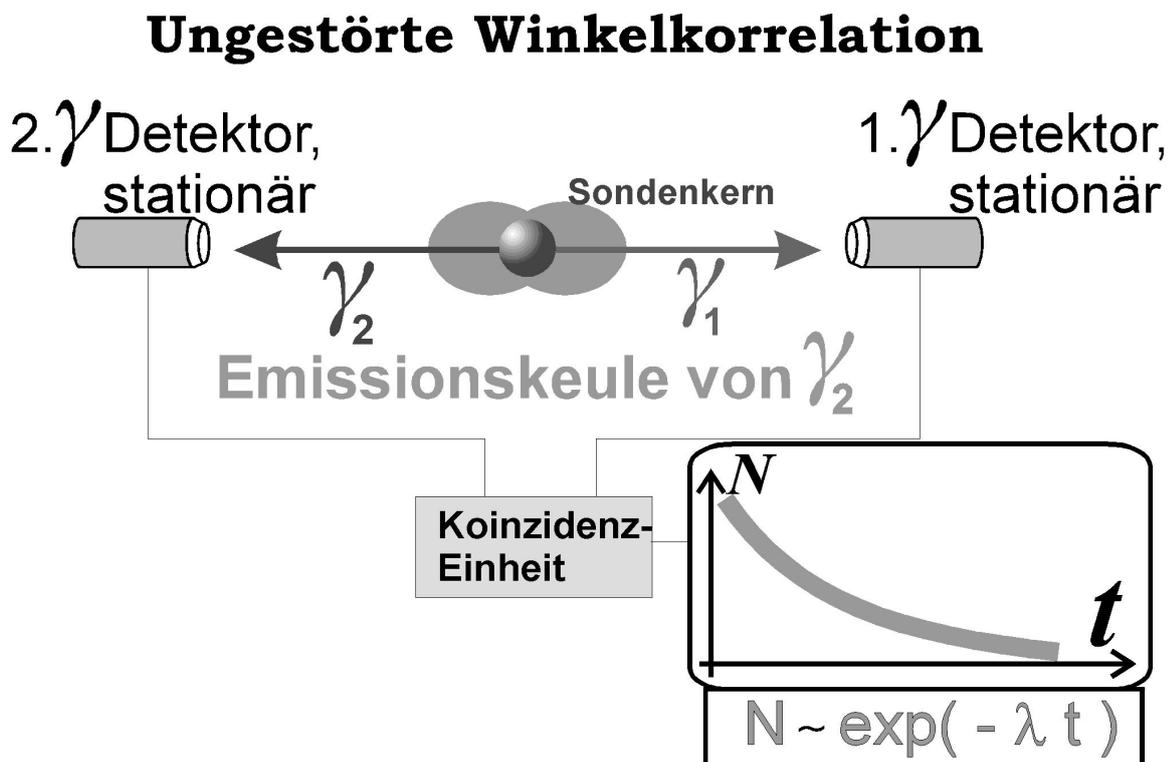


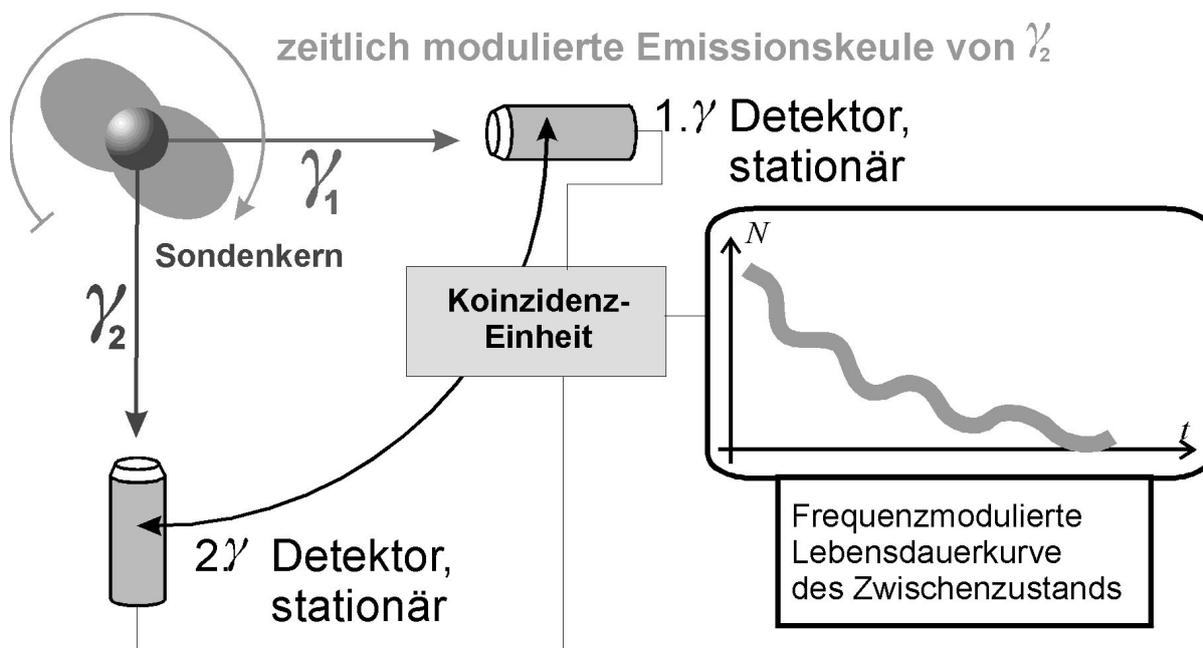
Bild 2.3: Messung der Lebensdauer des Zwischenzustandes durch zwei ortsfeste und in Koinzidenz geschaltete γ -Detektoren

2.2.2 Gestörte Winkelkorrelation

Nun wirkt aber auf den Sondenkern ein elektrischer Feldgradient, der eine Störung verursacht: aufgrund der Wechselwirkung zwischen dem EFG und dem Quadrupolmoment Q des Sondenkerns kommt es zu einer Präzession des Kernspins in dem Zwischenzustand \mathbf{Z} um den EFG mit einer Frequenz ω , die abhängig von dem Quadrupolmoment Q und dem elektrischen Feldgradienten am Kernort der Sonde ist.

Nach einer gewissen Zeit zerfällt der Kern dann weiter und sendet das zweite γ -Quant aus, welches idealerweise von einem zweiten Detektor nachgewiesen wird, wobei die Zeit zwischen γ_1 und γ_2 gemessen wird.

Jetzt ist die Vorzugsrichtung für γ_2 nicht mehr zeitlich konstant, sondern zeitlich moduliert, da der Kernspin im Zwischenzustand präzediert. Der zweite ortsfeste γ -Detektor sieht diese Modulation, so daß sie sich letztendlich im Koinzidenzspektrum als zeitliche Modulation der Lebensdauer sichtbar wird.

Bild 2.4: Gestörte γ - γ -PAC

Durch die Auswertung dieser modulierten Lebensdauern kann man die Quadrupolfrequenz $|\omega_Q|$ und die Quadrupolkopplungskonstante $|\nu_Q|$ ablesen und somit die Größe des EFG, also $|V_{zz}|$ errechnen.

Außerdem erhält man bei der Verwendung von geeigneten Sonden wie ^{111}In Oberfrequenzen gemäß 2.7, aus deren Verhältnis man den Asymmetriefaktor η sowie, bei Messungen im Einkristall, die Orientierung des EFG ermitteln kann.

Das Vorzeichen des EFG geht jedoch aus dieser Messung nicht hervor.

2.2.3 Vorzeichenbestimmung des EFG

Durch die Emission des ersten, des Start- γ -Quants, geht der Kern beim ^{111}In -Zerfall vom Spin $I_S = +\frac{7}{2}$ in den Zustand mit dem Spin $I_Z = +\frac{5}{2}$ über. Dabei werden die m -Unterzustände zwar unterschiedlich stark besetzt, aber nur bezüglich ihrer Werte, jedoch nicht bezüglich ihres Vorzeichens. Die $\pm\frac{3}{2}$ -Zustände und die $\pm\frac{5}{2}$ -Zustände sind also unterschiedlich stark besetzt, die $+\frac{5}{2}$ -Zustände und die $-\frac{5}{2}$ -Zustände sind gleichbesetzt.

Für die Besetzungswahrscheinlichkeit P gilt somit:

$$P(+m) = P(-m) \quad (2.8)$$

Im Vorangegangenen wurde gesagt, daß durch das Wirken des EFG der Spin des Sondenkerns präzediert. Genaugenommen kommt es dabei zu einer Modulierung der Besetzung der m -Unterzustände, aber aufgrund der Besetzungsgleichheit sieht im Zwischenniveau die Modulation durch einen positiven EFG im zeitlichen Verhalten genauso aus wie die Modulation durch einen negativen EFG, wenn Stärke und Orientierung übereinstimmen.

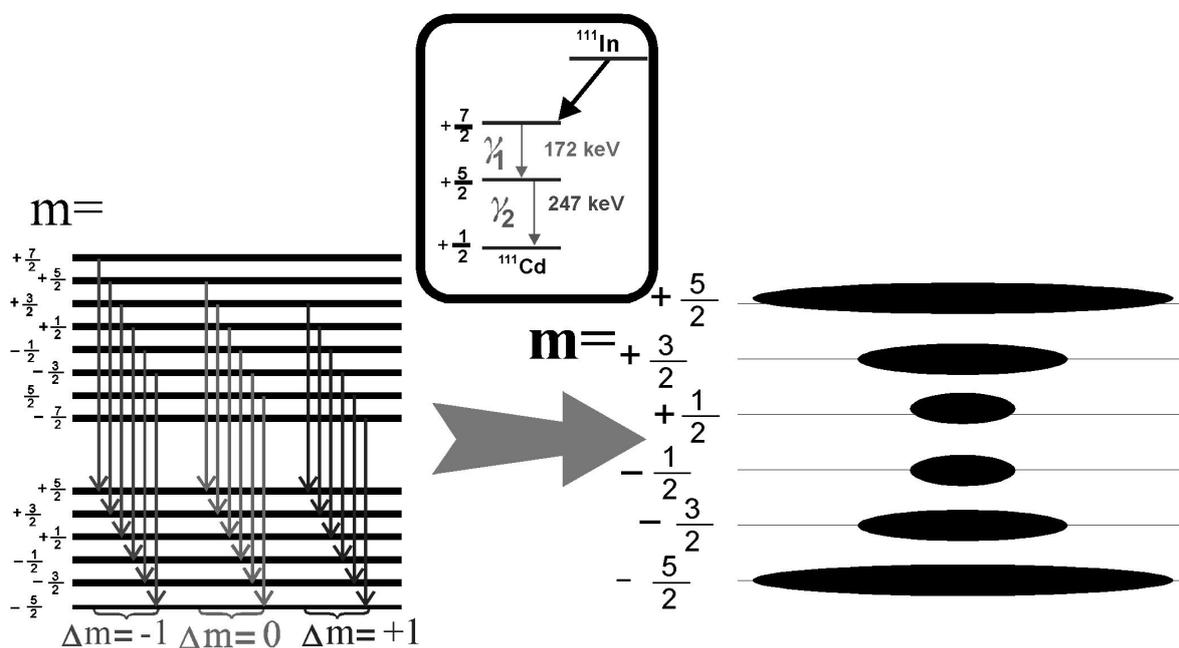


Bild 2.5: Gleichbesetzung der m -Unterzustände im Zwischenzustand: unter Berücksichtigung aller möglichen Übergänge kommt es zu einer Gleichbesetzung der $+m$ -Unterzuständen mit den betragsgleichen $-m$ -Unterzuständen

Will man das umgehen, muß man erreichen, daß die Gleichung 2.8 nicht mehr gilt.

Eine Möglichkeit hierzu wäre, die Orientierung des Spins des ersten γ -Quants durch Messungen der Linearpolarisation zu bestimmen und nur Ereignisse zu zählen, bei denen der Spin z.B. parallel zur Flugrichtung ist. Dann wären nämlich eine Reihe von Übergängen verboten, so daß die Gleichheit 2.8 nicht mehr gilt. Die Feststellung der Linearpolarisation ist jedoch apparativ sehr schwierig.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, den ersten Teil der Kaskade so zu wählen, daß hier ein paritätsverletzender Zerfall stattfindet. Da die beim Übergang vom Startzustand **S** in den Zwischenzustand **Z** emittierten Teilchen polarisiert sind, finden in diesem Fall eine Reihe von Übergängen nicht statt, so daß es nicht mehr zu einer Besetzungsgleichheit der Unterzustände des Zwischenniveaus kommt und Gleichung 2.8 nicht mehr gilt.

Ein derartiger paritätsverletzender Zerfall ist der β -Zerfall, daher geht man in der PAC von einer γ - γ -Kaskade zu einer β - γ -Kaskade über.

Kapitel 3

Theorie der β - γ PAC

3.1 Anschauliche Darstellung

3.1.1 Der Einfluß des β -Zerfalls

Bei einem β -Zerfall der Art ${}^A_ZX \longrightarrow {}^A_{Z+1}Y + e^- + \bar{\nu}$ sind die Antineutrinos vollständig polarisiert, so daß für ihren Polarisationsgrad $P_{\bar{\nu}} = 1$ gilt.

Die Elektronen sind in Abhängigkeit von ihrer Energie und somit ihrer Geschwindigkeit polarisiert, wobei gilt

$$P_{e^-} = -\frac{v_e}{c} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (3.1)$$

Dabei sind

v_e die Geschwindigkeit der e^- -Teilchen,

c die Lichtgeschwindigkeit,

N^+ die Anzahl der e^- -Teilchen, deren Spin **parallel** zur Flugrichtung ist,

N^- die Anzahl der e^- -Teilchen, deren Spin **antiparallel** zur Flugrichtung ist.

Wie man sofort sieht, gilt für $v_e > 0$ immer $N^- > N^+$.

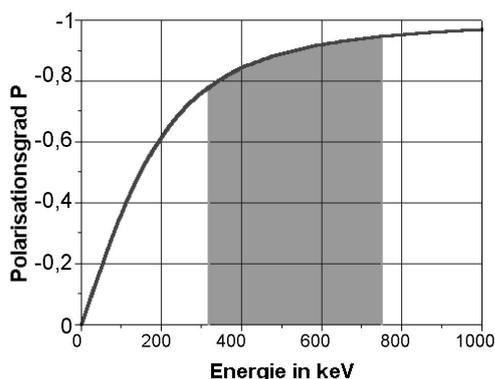


Bild 3.1: Der Polarisationsgrad der Elektronen als Funktion der Energie. Markiert ist der in Kapitel 7 zur Messung verwendete Energiebereich.

Da es sich um ein Drei-Körperproblem handelt, ist bezüglich der Flugrichtung der Elektronen der Spin der Antineutrinos nicht bekannt, er ist entweder parallel oder antiparallel.

Man wählt nun die Flugrichtung der Elektronen als Quantisierungsachse \vec{Q} und geht davon aus, daß der Spin der Elektronen bezüglich ihrer Flugrichtung antiparallel ist. Dann gilt für die z -Komponente des Elektronenspins $m_e = -\frac{1}{2}$. Die Antineutrinos haben den Spin $\frac{1}{2}$, so daß sie bezüglich der gewählten Quantisierungsachse \vec{Q} entweder $m_{\bar{\nu}} = -\frac{1}{2}$ oder $m_{\bar{\nu}} = +\frac{1}{2}$ annehmen können.

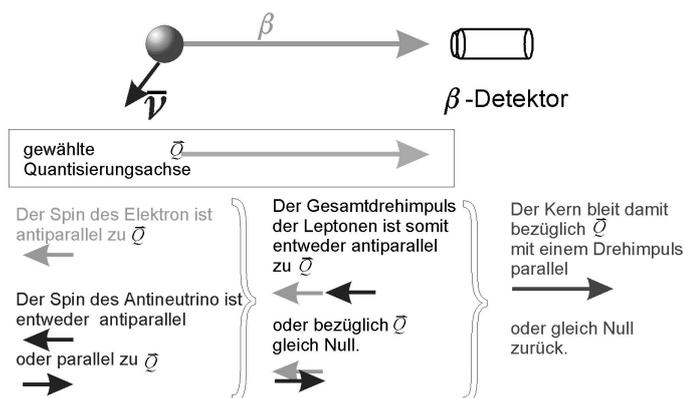


Bild 3.2: Vektoraddition der Spins bei einem paritätsverletzenden β -Zerfall

Damit ergibt sich für den Gesamtdrehimpuls J_L der Leptonen (hier: Elektronen und Antineutrinos), daß er bezüglich der Flugrichtung entweder mit

$$m_L = m_e + m_{\bar{\nu}} = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1 \quad \text{oder mit} \quad (3.2)$$

$$m_L = m_e + m_{\bar{\nu}} = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0 \quad (3.3)$$

quantisiert ist.

Betrachtet man nun das Gesamtsystem aus Leptonen und Kern nach dem β -Zerfall, so muß natürlich die Drehimpulserhaltung gelten. D.h.

$$m_L + \Delta m_K = 0$$

woraus sich ergibt, daß Übergänge mit $\Delta m_K = 0, +1$ beim β -Zerfall bevorzugt werden.

Somit modifiziert sich die Gleichung 2.8 zu

$$P(+m) > P(-m) \quad . \quad (3.4)$$

Nach den β -Zerfällen sind also bezüglich der Flugrichtung der emittierten Elektronen mit größerer Wahrscheinlichkeit Kerne mit der Spinquantisierung $m > 0$ und mit geringerer Wahrscheinlichkeit Kerne mit $m < 0$ anzutreffen.

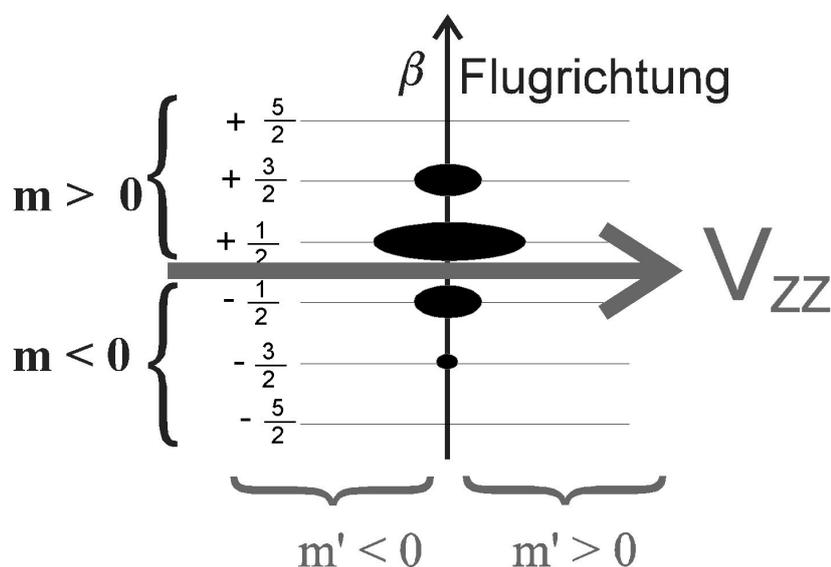


Bild 3.3: Ungleichbesetzung der m -Niveaus des Zwischenzustandes Z bezüglich der β -Flugrichtung als Quantisierungsachse für den Kernspin I_Z

3.1.2 Der Einfluß des elektrischen Feldgradienten

Ausgehend von den obigen Voraussetzungen, wie sie in Bild 3.3 veranschaulicht werden, wird nun folgender Trick angewandt: als neue Quantisierungsachse \vec{Q}' wählt man eine Richtung senkrecht zur bisherigen Richtung, also senkrecht zur Flugrichtung der Elektronen aus dem β -Zerfall.

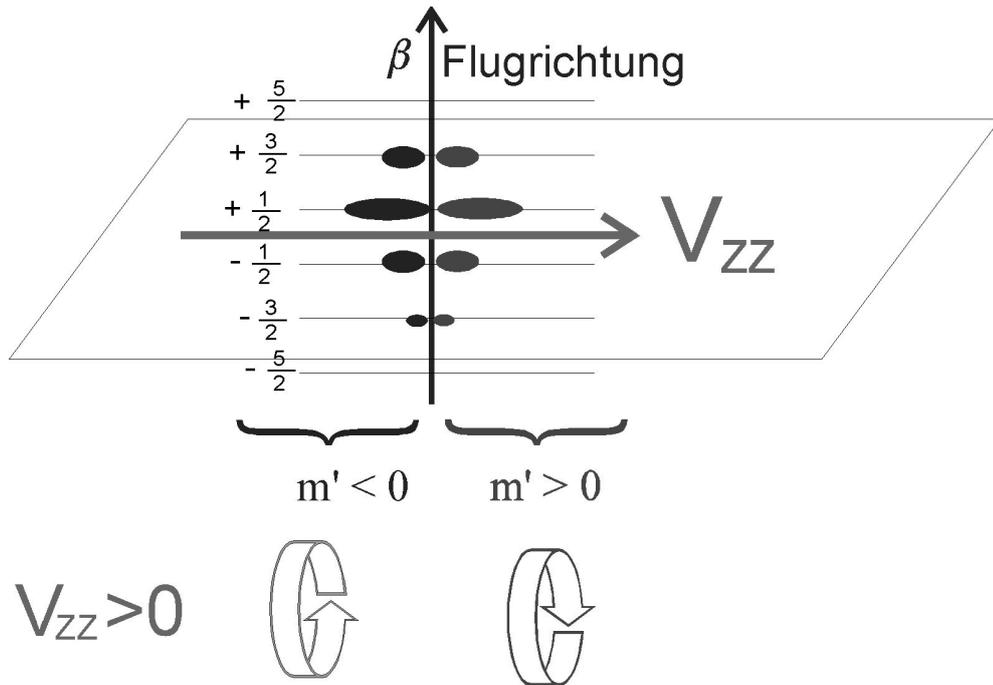


Bild 3.4: Gleichbesetzung der m' -Niveaus bezüglich V_{zz}

Bezüglich dieser Achse gilt jetzt wieder Besetzungsgleichheit, also

$$P(+m') = P(-m') \quad .$$

Wählt man darüberhinaus \vec{Q}' so, daß die Symmetrieachse des elektrischen Feldgradienten parallel zu \vec{Q}' liegt, und läßt den EFG wirken, so präzedieren die Kerne um den EFG. Wie bereits bei dem auf S. 12 erläuterten Fall präzedieren Kerne mit $+m'$ und Kerne mit $-m'$ dabei in entgegengesetzter Richtung, so daß es nach einer Viertelperiode zu einer unterschiedlichen Ausrichtung der Spinzustände kommt, was sich wiederum in der Drehung der Emissionskeule bemerkbar macht. Daher kann man durch eine geeignete Anordnung von zwei γ -Detektoren 1 und 2 die unterschiedlichen Präzessionsbewegungen feststellen.

Auch hier werden wieder Koinzidenzspektren aufgenommen, und zwar zwischen dem β -Detektor und dem γ -Detektor 1 sowie zwischen dem β -Detektor und dem γ -Detektor 2.

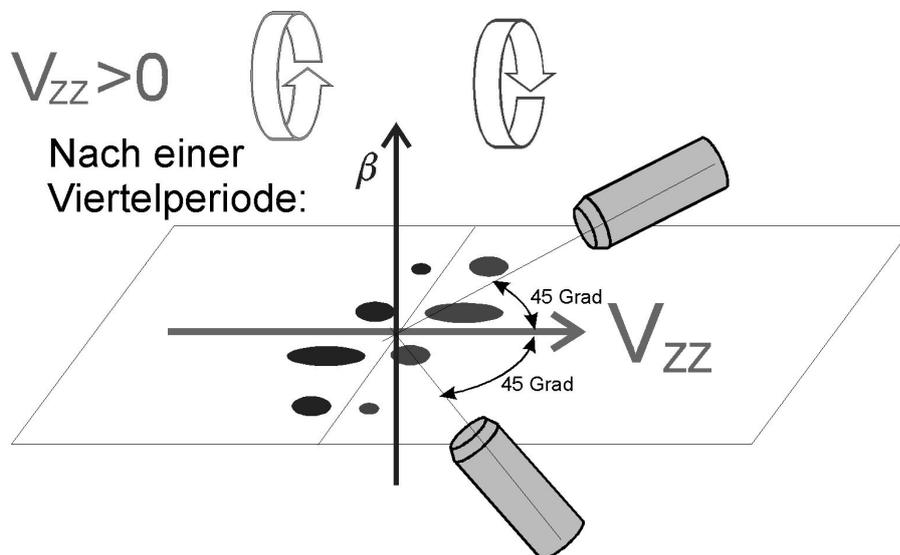


Bild 3.5: Entwicklung der Spinausrichtung unter Einwirkung von V_{zz}

Daraus kann dann wie bei der γ - γ -PAC direkt auf die Quadrupolfrequenz ω_Q und somit auf die Stärke des EFG zurückgeschlossen werden. Verrechnet man darüber hinaus die modulierten Spektren 1 und 2 miteinander, so erhält man eine Überlagerung von Sinuskurven, aus deren Anstieg am Nullpunkt direkt das Vorzeichen des EFG abgelesen werden kann.

Aus den bisherigen Überlegungen ergeben sich folgende Voraussetzungen an die praktische Durchführung: Die Orientierung des EFG muß bekannt und wohldefiniert sein. Letzteres bedeutet insbesondere, daß keine polykristallinen Proben, sondern Einkristalle als Wirtsgitter verwendet werden müssen. Die Messung der Orientierung des EFG kann im voraus durch herkömmliche γ - γ -PAC erfolgen.

3.2 Mathematische Darstellung

Um das Vorzeichen eines EFG bestimmen zu können, suchen wir uns nun ein Sondenatom mit einer geeigneten β - γ -Kaskade. Als anschauliches Beispiel sei hier ^{111}Ag gewählt:

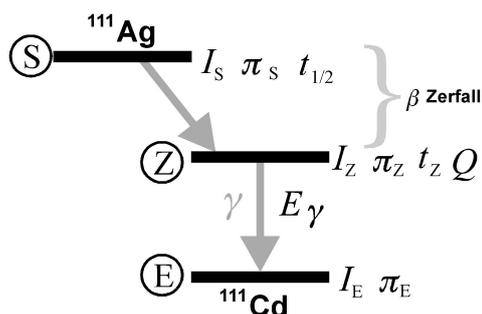


Bild 3.6: Zerfallsschema des ^{111}Ag

Dabei sind u.a. folgende Größen wichtig:

Werte für ^{111}Ag		
π_S, I_S	sind Parität und Spin des Startzustandes S	$-\frac{1}{2}$
π_Z, I_Z	sind Parität und Spin des Zwischenzustandes Z	$+\frac{5}{2}$
π_E, I_E	sind Parität und Spin des Endzustandes E	$+\frac{1}{2}$
E_γ	ist die Energie des emittierten γ -Quants	247 keV
Q	ist das Quadrupolmoment des Zwischenzustandes	0,83 barn
t_Z	ist die Halbwertszeit des Zwischenniveaus Z	84 ns
$t_{1/2}$	ist die Halbwertszeit des ^{111}Ag	7,5 Tage
L	ist die Multipolordnung der γ -Strahlung	2

Zur mathematischen Beschreibung werden desweiteren die Emissionsrichtungen des β -Teilchens und des γ -Quants in einem kartesischen Koordinatensystem wie folgt beschrieben:

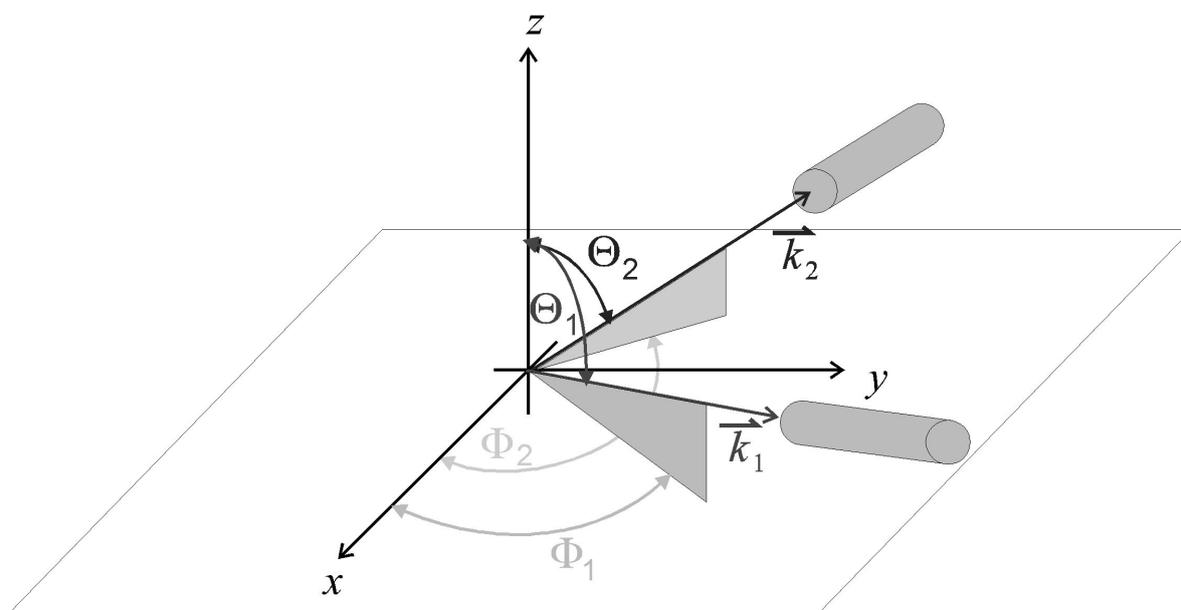


Bild 3.7: Koordinatensystem

Jetzt läßt sich nach [RAGH 1973] die Wahrscheinlichkeit $W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t)$, daß nach der Emission eines β -Teilchen in Richtung \vec{k}_1 nach der Zeit t ein γ -Quant in Richtung \vec{k}_2 emittiert wird, während ein EFG wirkt, ausdrücken über:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = \sum_{k_1} \sum_{k_2} \sum_{N_1} \sum_{N_2} \left\{ (-1)^{k_1+k_2} \cdot A_{k_1}(\beta) \cdot A_{k_2}(\gamma) \cdot G_{k_1, k_2}^{N_1, N_2}(t) \cdot [(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)]^{-\frac{1}{2}} \cdot Y_{k_1}^{*N_1}(\Theta_1, \phi_1) \cdot Y_{k_2}^{N_2}(\Theta_2, \phi_2) \right\} \quad (3.5)$$

Zu den Summationsindizes:

k_1 berücksichtigt den β -Zerfall und läuft über alle ganzen Zahlen, d.h.

$$k_1 = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Begrenzt wird k_1 durch die Art des Übergangs sowie die Spinzustände zu Beginn und zu Ende des Übergangs. Für den konkreten Fall des ^{111}Ag ergibt sich damit

$$k_1 = 0, 1, 2, 3 \quad .$$

k_2 berücksichtigt den γ -Zerfall und läuft über alle geraden Zahlen, d.h.

$$k_2 = 0, 2, 4, \dots \quad .$$

Begrenzt wird k_2 durch die Multipolordnungen des Überganges bzw. die Spinzustände. Für den konkreten Fall des ^{111}Ag ergibt sich damit

$$k_2^{\text{maximal}} = \min(2L, 2I) = \min(4, 5) = 4$$

und somit

$$k_2 = 0, 2, 4 \quad .$$

Für die N_1 und N_2 gilt allgemein, daß N_i von $-k_i$ bis $+k_i$ läuft.

Durch die Funktion $G_{k_1, k_2}^{N_1, N_2}(t)$ wird die Wechselwirkung zwischen dem EFG und dem Quadrupolmoment Q beschrieben. Hier taucht also die zeitabhängige Störung auf, welche zur Modulation der Winkelkorrelation führt.

Bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems bezüglich der Symmetrieachse eines axial-symmetrischen EFG fallen alle Terme der Störfunktion G weg, bei denen $N_1 \neq N_2$ gilt. Dadurch vereinfacht sich die Gleichung 3.5 zu:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = \sum_{k_1} \sum_{k_2} \sum_N \left\{ (-1)^{k_1+k_2} \cdot A_{k_1}(\beta) \cdot A_{k_2}(\gamma) \cdot G_{k_1, k_2}^{N, N}(t) \cdot [(2k_1+1)(2k_2+1)]^{-\frac{1}{2}} \cdot Y_{k_1}^{*N}(\Theta_1, \phi_1) \cdot Y_{k_2}^N(\Theta_2, \phi_2) \right\} \quad (3.6)$$

wobei N von $-\min(k_1, k_2)$ bis $+\min(k_1, k_2)$ läuft.

Die geeignete Wahl bedeutet, daß die z -Achse des Koordinatensystems und die Symmetrieachse des EFG übereinstimmen müssen.

Nach [RAGH 1973] läßt sich nun $G_{k_1, k_2}^{N, N}(t)$ schreiben als:

$$G_{k_1, k_2}^{N, N}(t) = \sum_{n \geq 0} s_{n, N}^{k_1, k_2} \cdot \begin{cases} \cos n\omega_0 t & \text{für } k_1 + k_2 = \text{gerade} & (\text{Fall 1}) \\ \sin n\omega_0 t & \text{für } k_1 + k_2 = \text{ungerade} & (\text{Fall 2}) \end{cases} \quad (3.7)$$

ω_0 ist die Quadrupolgrundfrequenz, die sich aus ω_Q ergibt über¹:

$$\omega_0 = \begin{cases} 3 \cdot \omega_Q & \text{für } I_Z = \text{halbzahlig} \\ 6 \cdot \omega_Q & \text{für } I_Z = \text{ganzzahlig} \end{cases} \quad (3.8)$$

¹siehe z.B. [SCH-WEI 1992]

$s_{n,N}^{k_1,k_2}$ sind Geometriefaktoren und finden sich in [HARRIS 1959] protokolliert.

$A_{k_1}(\beta)$ und $A_{k_2}(\gamma)$ sind Winkelkorrelationskoeffizienten, welche den Anteil von $G_{k_1,k_2}^{N,N}(t)$ wichten. Sie lassen sich wiederum auf tabellierte F_K -Koeffizienten zurückführen², wobei für $A_{k_1}(\beta)$

$$A_0(\beta) = 1 \quad (3.9)$$

$$A_{k_1}(\beta) = f_{k_1}(E_\beta)F_{k_1}(2, 2, I_S, I_Z) \quad (3.10)$$

gilt. Dabei handelt es sich bei $f_{k_1}(E_\beta)$ um Funktionen, bei denen die Energie der Elektronen eingeht.

Für $A_{k_2}(\gamma)$ gilt:

$$A_{k_2}(\gamma) = F_{k_2}(L, L', I_Z, I_G) \quad (3.11)$$

Soweit zu den wichtigsten theoretischen Voraussetzungen. Betrachtet man die Formel 3.6 für die Winkelkorrelation und würde sich die analoge Winkelkorrelation für eine γ - γ -Kaskade ansehen, wie z.B. in [SCH-WEI 1992], so würde man die gleiche Grundformel erhalten.

3.2.1 Die Störfunktion G ...

Wo also geht der Einfluß der durch den β -Zerfall erreichten Polarisierung ein?

Die Antwort liegt in den Indizes k_1 und k_2 :

Bei einem γ -Zerfall wird, wie bereits erwähnt, keine Polarisierung beobachtet. Aus diesem Grund wird gemittelt und k_2 läuft³, wie auf Seite 22 bereits beschrieben, nur über die geraden Zahlen.

... ohne Polarisation

Liegt nun für k_1 die gleiche Situation vor, wie dieses ja bei der γ - γ -Kaskade der Fall ist, so nimmt natürlich auch k_1 nur gerade Zahlen an.

Dieses führt dazu, daß auch die Summe $k_1 + k_2$ nur gerade Werte annimmt. Geht man mit dieser Aussage in die Formel 3.7, so sieht man, daß der Fall 1 immer, der Fall 2 nie erfüllt ist, und die Summanden der Störfunktion bestehen nur aus Cosinus-, nie jedoch aus Sinus-Termen.

Aus einem Cosinusterm wie z.B. $\cos(n \cdot \omega_0 \cdot t)$ läßt sich jedoch das Vorzeichen von ω_0 nicht ablesen, da der Cosinus eine achsensymmetrische Funktion ist.

²siehe z.B. [FER 1955]

³der dem γ -Zerfall zugeordnete Index

... mit Polarisation

Anders liegt der Fall, wenn bei dem Zerfall, für den k_1 steht, eine Polarisation vorliegt. Dann nämlich läuft k_1 über alle Zahlen, über die geraden ebenso wie über die ungeraden.

Daher nimmt natürlich auch die Summe von $k_1 + k_2$ sowohl gerade wie ungerade Werte an, womit in der Gleichung 3.7 auch der Fall 2 erfüllt wird. In der Störfunktion treten also auch Sinusterme auf. Terme der Art $\sin(n \cdot \omega_0 \cdot t)$ lassen natürlich erkennen, welches Vorzeichen die Frequenz ω_0 bzw. ω_Q hat, da es sich bei der Sinus-Funktion im Gegensatz zu Cosinus-Funktion um eine ungerade Funktion handelt.

3.3 Die Asymmetriefunktion ...

Der nächste Schritt besteht darin, aus der allgemeinen Winkelkorrelationsfunktion $W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t)$ unter gegebenen Verhältnissen eine Gleichung abzuleiten, die sich wiederum mit dem Ergebnis einer Messung vergleichen läßt.

Dazu wird erst einmal die Meßanordnung wie folgt festgelegt:

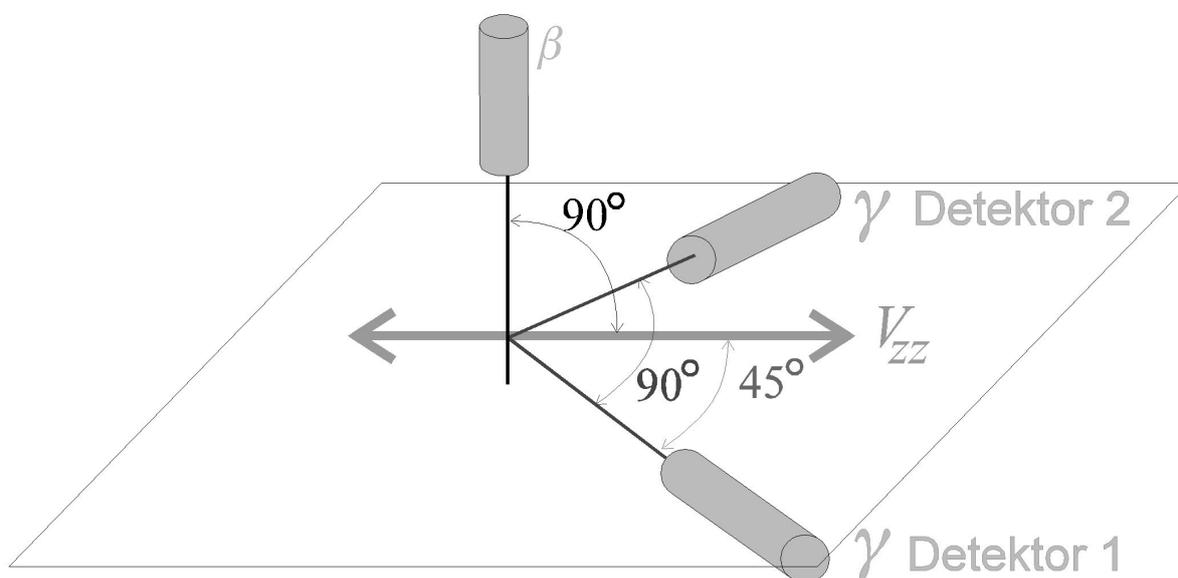


Bild 3.8: Detektoranordnung der β - γ -Messung mit Winkeln

3.3.1 ... aus der Theorie

Jetzt kann man zwei Winkelkorrelationen bestimmen:

$W1(t)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron in den β -Detektor und nach der Zeit t das zugehörige γ -Quant in Richtung des γ -Detektor 1 emittiert wird.

$W2(t)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron in den β -Detektor und nach der Zeit t das zugehörige γ -Quant in Richtung des γ -Detektor 2 emittiert wird.

Berücksichtigt man noch die Halbwertszeit t_z des Zwischenniveaus, so müßten sich für Messungen theoretisch folgende Zählraten ergeben:

$$\text{für } \beta\text{-Det.} \rightarrow \gamma\text{-Det. 1} \quad N1_{\text{theo}}(t) = W1(t) \cdot e^{-\frac{t \cdot \ln 2}{t_Z}} \quad (3.12)$$

$$\text{für } \beta\text{-Det.} \rightarrow \gamma\text{-Det. 2} \quad N2_{\text{theo}}(t) = W2(t) \cdot e^{-\frac{t \cdot \ln 2}{t_Z}} \quad (3.13)$$

Eine theoretische Asymmetriefunktion $A_{\text{theo}}(t)$, die wie folgt definiert ist:

$$A_{\text{theo}}(t) = \frac{2 \cdot [N2_{\text{theo}}(t) - N1_{\text{theo}}(t)]}{N2_{\text{theo}}(t) + N1_{\text{theo}}(t)} \quad (3.14)$$

ließe sich also direkt überführen in

$$A_{\text{theo}}(t) = \frac{2 \cdot [W2_{\text{theo}}(t) - W1_{\text{theo}}(t)]}{W2_{\text{theo}}(t) + W1_{\text{theo}}(t)} \quad (3.15)$$

3.3.2 ... aus der Messung

Beim Durchführen einer Messung muß darüber hinaus noch die Existenz von zufälligen Koinzidenzen K berücksichtigt werden, d.h. es werden sich folgende Zählraten ergeben:

$$\text{für } \beta\text{-Det.} \rightarrow \gamma\text{-Det. 1} \quad N1_{\text{mess}}(t) = W1(t) \cdot e^{-\frac{t \cdot \ln 2}{t_Z}} + K_1 \quad (3.16)$$

$$\text{für } \beta\text{-Det.} \rightarrow \gamma\text{-Det. 2} \quad N2_{\text{theo}}(t) = W2(t) \cdot e^{-\frac{t \cdot \ln 2}{t_Z}} + K_2 \quad (3.17)$$

Eine Asymmetriefunktion $A_{\text{mess}}(t)$, die man aus Meßdaten ableitet, muß man also wie folgt berechnen:

$$A_{\text{mess}}(t) = \frac{2 \cdot [N2_{\text{mess}}(t) - K_2 - N1_{\text{mess}}(t) + K_1]}{N2_{\text{theo}}(t) - K_1 + N1_{\text{theo}}(t) - K_2} \quad (3.18)$$

Dann ließe sich auch diese Funktion umformen in

$$A_{\text{mess}}(t) = \frac{2 \cdot [W2_{\text{theo}}(t) - W1_{\text{theo}}(t)]}{W2_{\text{theo}}(t) + W1_{\text{theo}}(t)} \quad (3.19)$$

und der Vergleich mit Gleichung 3.15 liefert sofort

$$A_{\text{mess}}(t) = A_{\text{theo}}(t) \quad (3.20)$$

Allerdings steckt in $A_{\text{theo}}(t)$ das angenommene Vorzeichen von V_{zz} , so daß tatsächlich nur gilt

$$A_{\text{mess}}(t) = \pm A_{\text{theo}}(t) \quad (3.21)$$

3.3.3 Vergleich

Bei der gewählten Definition der Asymmetriefunktion ergibt es sich, daß sich $A_{\text{theo}}(t)$ nach den Sinustermen der Störfunktion entwickeln läßt, und somit von der Form

$$A_{\text{theo}}(t) = a_{\text{theo}} \cdot \sin(n \cdot \omega_0 \cdot t) \quad (3.22)$$

ist. Hierbei sei $\omega_0 > 0$, das Vorzeichen schiebt man in den Vorfaktor a_{theo} . Diesen berechnet man für einen (angenommenen) positiven EFG.

Nun betrachtet man die Funktion

$$A_{\text{mess}}(t) = a_{\text{mess}} \cdot \sin(n \cdot \omega_0 \cdot t) \quad , \quad (3.23)$$

die sich über Gleichung 3.19 aus der Messung ergibt. Auch hier schiebt man wieder das Vorzeichen in den Vorfaktor.

Um nun das korrekte Vorzeichen zu erhalten, vergleicht man nur die beiden Vorfaktoren. Sind ihre Vorzeichen gleich, so ist die Annahme eines positiven EFG richtig, sind ihre Vorzeichen ungleich, so ist die Annahme falsch und das Vorzeichen des EFG ist negativ.

Kapitel 4

Bau des β -Detektor

4.1 Anforderungen an den β -Detektor

Im folgenden will ich kurz auf die nötigen Eigenschaften des zu bauenden β -Detektors eingehen, die gewährleisten sollen, daß mit ihm β - γ -PAC betrieben werden kann.

Zur Verfügung stand ein Photomultiplier XP2020 von Philips [VALVO 1985], aus dem der Detektor gebaut werden sollte. Desweiteren war eine 3-Detektor γ - γ -PAC-Apparatur vorhanden, in welche der β -Detektor zu integrieren war.

Forderungen:

1. Bereits aus dem vorherigen Kapitel wurde eine der Grundforderungen klar: der Detektor muß so konstruiert werden, daß er **von oben** (siehe Bild 3.8) auf die Dektorebene der γ -Detektoren sieht.
2. Die zu untersuchende Probe sowie das Szintillatormaterial des β -Detektors und natürlich auch der Weg dazwischen, den die Elektronen zurücklegen, muß sich im **Vakuum** befinden.
3. Die Probe muß durch den Experimentator möglichst **einfach ausgerichtet** werden können.
4. Der **Abstand** von der Probe zu den einzelnen Detektoren sollte möglichst **klein** sein.
5. Der β -Detektor muß **lichtdicht** sein.
6. Die Probe muß so eingebaut sein, daß neben den Elektronen, die zum β -Detektor gelangen müssen, auch die γ -**Quanten ohne großen Energieverlust** zu den γ -Detektoren gelangen.

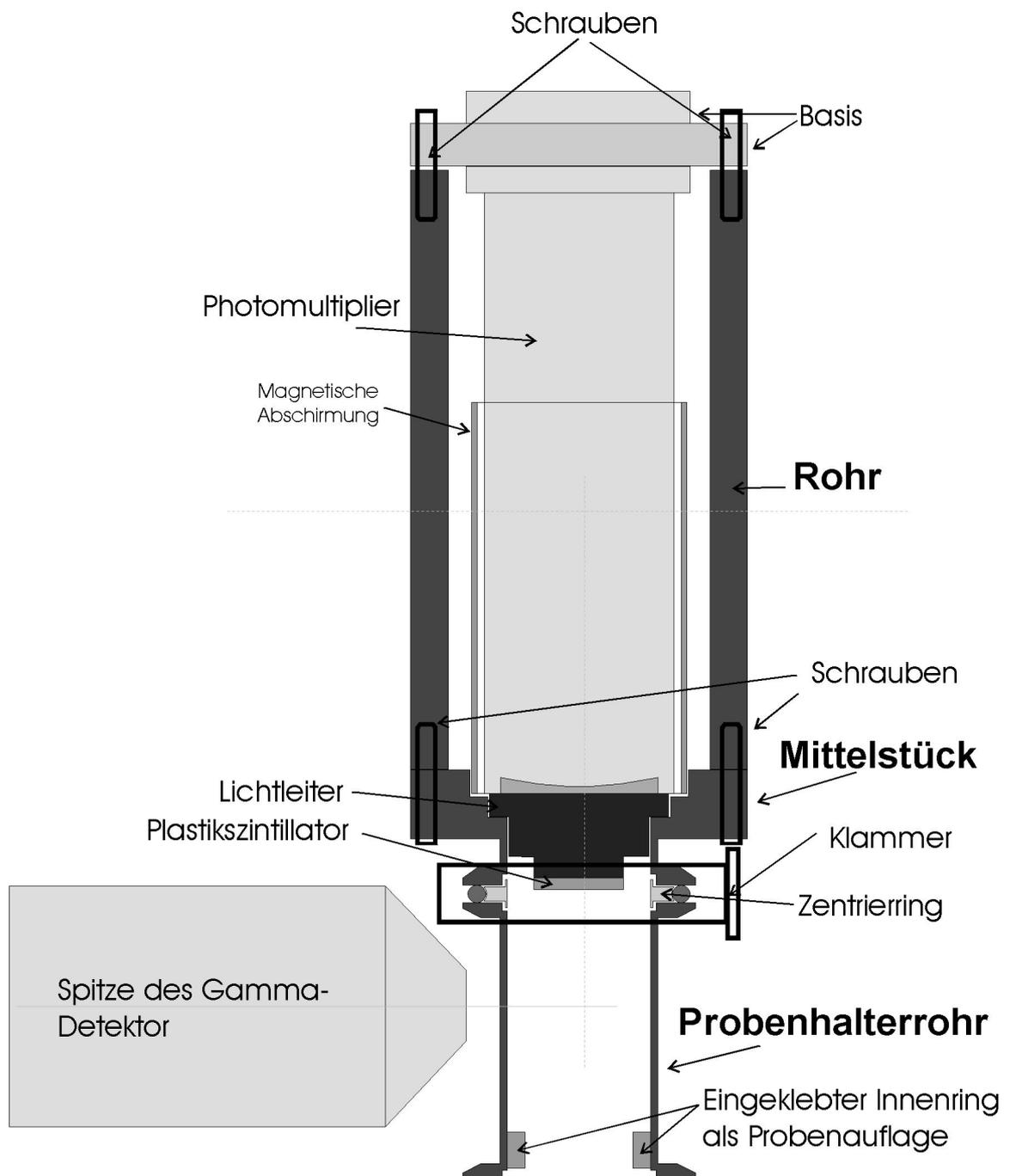
7. Der Photomultiplier soll von einer **magnetischen Abschirmung** umgeben sein (diese war ebenfalls gegeben).
8. Der Einbau der Probe in das Detektorsystem sollte bei jeder Messung möglichst einfach und **schnell** zu handhaben sein, um lange Arbeitszeiten in unmittelbarer Nähe der radioaktiven Probe zu vermeiden und so die Strahlenbelastung für den Experimentator zu minimieren.
9. Es soll möglich sein, **gebogene Siliziumplättchen** ($1 \times 2 \text{ cm}^2$) als zu untersuchende Proben einzubauen und auszurichten.

4.2 Die einzelnen Komponenten

4.2.1 Das Gehäuse

Ausgehend von diesen Anforderungen, sowie dem Photomultiplier XP2020, der mit seinen bekannten Abmessungen als Herzstück zu verwenden war, wurden per Computer mehrere verschiedene Versionen simuliert und deren Vor- und Nachteile gegeneinander abgewogen. Realisiert und von der Werkstatt des ISKP angefertigt wurde dann eine Version, bei der das Detektorgehäuse aus drei aus Aluminium angefertigten Komponenten besteht, so daß die einzelnen Teile am einfachsten zusammengesetzt und im Bedarfsfall wieder auseinander genommen werden können.

1. Komponente 1 ist ein 17 cm langes, im Innendurchmesser 73 mm betragendes **Rohr** mit einer Wanddicke von 10,5 mm. Es verfügt oben und unten über je drei Löcher mit einem M5-Gewinde.
Oben auf das **Rohr** kann die Basishalterung des Photomultipliers aufgeschraubt werden.
2. Unten an das **Rohr** kann die Komponente 2 angeschraubt werden. Dabei handelt es sich um ein rundes **Mittelstück**, welches oben an das **Rohr** angepaßt ist und unten in der Form eines 40 mm Vakuumstandardflanschs endet. Es verjüngt sich innen über mehrere Stufen auf einen Innendurchmesser von 40 mm. In diese Stufen wird der Lichtleiter, der die Verbindung vom Plastiksintillator zum Photomultiplier herstellt, eingebaut.
3. Die dritte Komponente ist ein 77,5 mm langes Rohr mit einem Innendurchmesser von 40 mm und einer Wanddicke von 2 mm, das oben und unten in einem 40 mm Vakuumstandardflansch ausläuft. In diese Komponente wird die zu untersuchende Probe eingebaut, weshalb ich im weiteren als **Probenhalterrohr** von dieser Komponente reden werde. Durch das Flanshsystem kann das Probenhalterrohr schnell an das Mittelstück angeflanscht werden. An das untere Ende wird die Verbindung zu einem Vakuumsystem angeflanscht.

Bild 4.1: Schematische Darstellung des β -Detektors

Einfluß der Aluminiumabschirmung

Bei dem geplanten Detektor war vorgesehen, Messungen mit ^{111}Ag durchzuführen, wobei von den γ -Detektoren eine Strahlung mit 247 keV Energie zu detektieren war.

Wie man aus [LEDER 1978] entnehmen kann, gilt für die Intensität I bei einer γ -Energie von 247 keV:

$$I(247 \text{ keV}) = I_0(247 \text{ keV}) \cdot 2^{-\frac{d}{d_{\frac{1}{2}}}} \quad (4.1)$$

mit

$$d_{\frac{1}{2}} \cdot \rho = 6,5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \quad (4.2)$$

Die Dichte von Aluminium ist $\rho_{\text{Al}} = 2,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, woraus sich für die Halbwertsdicke für Aluminium $d_{\frac{1}{2}} = 24 \text{ mm}$ bei dieser Energie errechnet.

Grafisch dargestellt sieht die Abschwächung als Funktion der Dicke wie folgt aus:

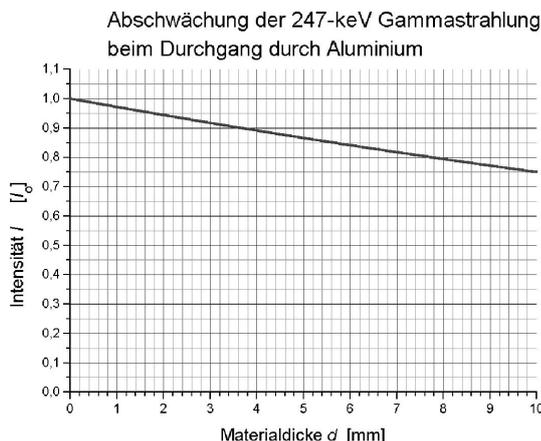


Bild 4.2: Abschwächung der 247 keV γ -Strahlung durch Aluminium

Bei einer Dicke von 2 mm ergibt sich also ein Verlust von 5,7% an Intensität, ein Wert, der die Messung nicht beeinträchtigt.

4.2.2 Weitere Zubehörteile

Weitere Komponenten sind

1. ein Stück Plastiksintillatormaterial von 3,2 mm Dicke, welches zur Detektierung der Elektronen dient, sowie

2. ein Lichtleiter als Verbindungsstück zwischen dem Plastiksziintillator und dem Photomultiplier.
3. Kunststoffringe als Inneneinlage für das **Probenhalterrohr**.
4. Die vorhandene magnetische Abschirmung.

4.3 Der Zusammenbau

Im folgenden erläutere ich den Zusammenbau der gegebenen Teile zur Meßapparatur. Dabei stellen die Punkte 1 bis 11 die Schritte dar, die im Prinzip nur einmal durchgeführt werden mußten. Allerdings möchte ich sie dennoch hier auflisten, zum einen, um eine Demontage und einen Neuzusammenbau zu erleichtern, zum anderen, weil sich daraus gewisse Anforderungen an den Umgang mit dem β -Detektor ableiten.

1. Auf den sauberen Lichtleiter klebte ich mit einem Glasklar-2-Komponenten-Kleber¹ den Plastiksziintillator auf.
2. aus Sicherheitsgründen klebte ich dann den Teil der so entstandenen Lichtleiter/Sziintillator-Komponente, der in das Probenhalterrohr hineinragte, mit dünnem schwarzen Klebband ab.

Dadurch kommt es zwar zu einem Energieverlust der Elektronen, die vor dem Eindringen in das Szintillatormaterial noch durch die Folie müssen, aber andererseits wurde erreicht, daß das System auch dann lichtdicht war, wenn das Probenhalterrohr abgenommen wurde.

3. Jetzt wurde der Lichtleiter in das **Mittelstück** eingesetzt. Um im Bereich Probe bis Szintillator ein Vakuum zu erreichen, mußte dabei der Lichtleiter vakuumdicht mit dem Mittelstück abschließen.

Es gab dabei zwei Möglichkeiten, diesen vakuumdichten Abschluß herzustellen: zum einen einen **permanenten** Abschluß, indem der Lichtleiter fest in das Mittelstück eingeklebt wurde. Zum anderen einen **nonpermanenten** Vakuumabschluß, der darin bestand, daß die Kontaktfläche mit Vakuumfett behandelt wurde.

Für den permanenten Abschluß sprach vor allem eben seine Dauerhaftigkeit: hier war nicht zu erwarten, daß das Vakuum mitten in der Messung zusammenbrach.

Für den nonpermanenten Abschluß bzw. gegen den permanenten Vakuumabschluß sprachen folgenden Punkte: 1. Da hier der Einbau reversibel ist, kann die eingesetzte Lichtleiter/Sziintillator-Komponente bei Bedarf leicht gegen eine andere ausgewechselt werden. 2. Sollte sich bereits beim Einkleben ein Leck bilden, wäre dieses nicht ohne weiteres zu beheben.

¹Glasklar, Fa. Bison, 5 min Trockenzeit

Daher entschied ich mich dafür, einen nonpermanenten Einbau vorzunehmen und einen Vakuumdichte-Test durchzuführen.

Bei diesem Test lag zwei Wochen ein Vakuum von 10^{-5} mbar an, ohne daß es zu Beinträchtigungen kam. Daher beschloß ich, es bei dieser Art der Vakuumabdichtung zu belassen. Auch während aller weiteren Messungen kam es zu keinem Zusammenbruch des Vakuums.

4. Als nächstes umwickelte ich den Photomultiplier solange mit Klebeband, bis sich die magnetische Abschirmung, bei der es sich um ein Weicheisenrohr handelte, über das Klebeband schieben ließ und durch die Reibung ausreichend festgehalten wurde.
5. Die Kontaktflächen des Photomultipliers und des Lichtleiters wurden mit Silikonöl eingeschmiert, um einen optimalen Lichtkontakt zu erhalten.
6. Der Photomultiplier und die umgebende magnetische Abschirmung wurden auf den Lichtleiter gesetzt. Durch die Abmessungen des Mittelstückes paßten sie genau in eine Stufe des Mittelstückes.
7. Das Rohr (Komponente 1) wurde an das Mittelstück geschraubt.
8. Auf die Photomultiplier-Röhre, die sich nun im Rohr befand, wurde die zugehörige Basis aufgesteckt. Diese wiederum wurde an dem Rohr mit drei Schrauben festgeschraubt. Dabei wurden zur besseren Handhabung drei Winkeleisen mit festgeschraubt.
9. Jetzt konnte ich den Detektor mit seinem Gehäuse in das runde Loch einer Holzplatte einführen. Diese Holzplatte wiederum war auf vier Beinen befestigt und stand wie ein Tisch über den γ -Detektoren der bereits vorhandenen γ - γ -PAC Detektoranordnung.
10. In das Probenhalterrohr habe ich unten ein ringförmiges Kunststoffstück eingeklebt, in dessen Mitte ich ein Metallgitter angebracht hatte.

Dieser eingeklebte Ring erfüllte u.a. zwei Funktionen:

zum einen sollte durch das Metallgitter verhindert werden, daß eine radioaktive Probe in das Vakuumpumpsystem fallen konnte. Zum anderen konnte ich auf diesen Ring weitere Ringe stapeln, auf welche ich wiederum meinen Probenhalter anbrachte. Durch die Wahl von Ringen geeigneter Höhe war es mir dadurch möglich die Höhe in der sich meine zu messende Probe befand, wohldefiniert festzulegen und zu variieren.

11. Außen auf das Probenhalterrohr habe ich ein Raster aufgeklebt, welches eine vertikale Millimeterunterteilung sowie eine Winkelunterteilung in 45° -Gradschritten anzeigt.

Diese ermöglicht mir das problemlose Ausrichten der Probe bezüglich der Detektoren.

12. Ist nun die Probe im Probenhalterrohr eingebaut, wird diese mit einem Zentrierring und einer Spannklammer an den Detektor angeflanscht.
13. Obwohl ich die Probe in dem undurchsichtigen Probenhalterrohr nicht mehr sehen kann, kann ich doch die Orientierung an dem Raster ablesen und damit den β -Detektor und somit die Probe in die geeignete Orientierung bezüglich der γ -Detektoren drehen.
14. Anschließend flanschte ich unten an das Probenhalterrohr die Verbindung zur Vakuumpumpe an.

4.4 Die Spannungsversorgung des Photomultipliers

Der Photomultiplier des Detektors wird über ein Hochspannungsnetzgerät versorgt. Die Hochspannung wird über eine **Basis** genannte Schaltung derart auf die einzelnen Dynoden des Photomultipliers aufgeteilt, daß die in der Kathode erzeugten Elektronen durch das anliegende elektrische Potential von Dynode zu Dynode beschleunigt werden, dort neue Elektronen herausschlagen, wobei es zur Vervielfältigung der Elektronenzahl kommt, bis an der Anode ein besonders hoher Elektronenstrom ankommt.

Dabei gibt es natürlich viele Arten, wie die Hochspannung auf die Dynoden aufgeteilt werden kann.

Bei den verwendeten γ -Bariumfluorid-Detektoren liegt an der Kathode eine negative Hochspannung (etwa minus 2400 V) an, während die Anode auf Null-Potential liegt!

Dieses Schaltungskonzept läßt sich jedoch für meinen Detektor nicht übernehmen. Würde die Kathode auf einem so hohen Potential liegen, so würde das hohe Potentialgefälle zum Gehäuse auf Dauer zu einer Perforierung und zu einer Zerstörung des Photomultiplier führen.

Daher entschied ich mich für eine bereits von der ISKP-Arbeitsgruppe Maier erprobte Spannungsteilerschaltung, bei der die Kathode auf Erde und die Anode auf positivem Hochspannungspotential liegt. Weiterhin war hier ein Signalausgang an der 9. Dynode und an der Anode vorhanden.

Die Bestückung findet sich in dem folgenden Bild wieder:

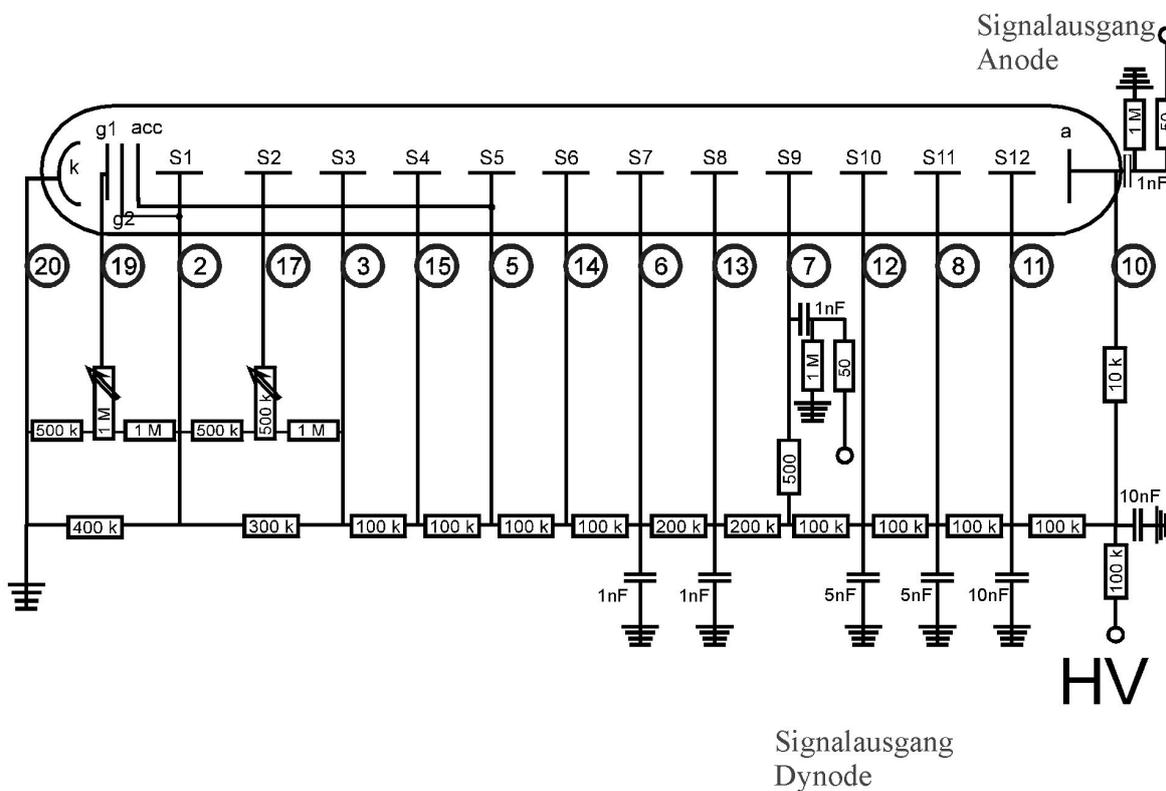


Bild 4.3: Spannungsteilerschaltung des β -Detektor

Nachdem ich diese Basisschaltung zusammengelötet hatte, schloß ich zu Testzwecken eine Spannung von 100 V an und griff an den einzelnen Dynoden von der Kathode bis zu Anode die Spannung ab.

Dabei erhielt ich folgende Werte:

	Abgriff Nr.	U in V
Kathode	20	0
Gitter	19	6,5
1. Dynode	2	16,5
2. Dynode	17	20,7
3. Dynode	3	28,7
4. Dynode	15	33,6
5. Dynode	5	38,3
6. Dynode	14	43

	Abgriff Nr.	U in V
7. Dynode	6	47,8
8. Dynode	13	57,3
9. Dynode	7	67
10. Dynode	12	77
11. Dynode	8	82,5
12. Dynode	11	88
Anode	10	93,6

In der aufgelöteten Basisschaltung befanden sich zwei Potentiometer. Diese mußten noch so eingestellt werden, daß der Detektor ein optimales Signal lieferte. Daher habe ich hier zwei Drehpotentiometer verwendet, die sich leicht durch einen Schraubenzieher verstellen ließen.

Da an der Basisschaltung Hochspannung anliegen sollte, versah ich sie mit einem Schutzgitter. Über drei BNC-Buchsen lassen sich die Hochspannung anlegen bzw. die Signale an der 9. Dynode und an der Anode abgreifen.

Im Schutzgitter befindet sich eine kleine Tür, die sich zur Seite klappen läßt, um eine Einstellung der Potentiometer mit Hilfe eines Schraubenziehers zu ermöglichen.

4.5 Einstellung der Hochspannung

Der nächste Schritt bestand darin, für den Detektor die optimale Einstellung der Spannungsteilerpotentiometer sowie der Hochspannung zu finden.

Da ein Betazerfall ein kontinuierliches Elektronen-Spektrum liefert, und daher eine Energieeichung mit ^{111}Ag nicht vorgenommen werden konnte, griff ich hier auf eine ^{207}Bi -Quelle zurück. Diese liefert ein Konversionselektronenspektrum mit zwei starken Linien bei 481 keV und 975 keV.

Da für die β - γ -PAC lediglich die Koinzidenz zwischen β -Teilchen eines bestimmten Energiebereiches mit γ -Quanten einer bekannten festen Energie zu messen war, war eine hohe Energieauflösung von dem β -Detektor nicht gefordert.

Als Energiesignal wurde das Signal an der Dynode abgegriffen. Das Signal wurde über einen Vorverstärker und einen Endverstärker auf eine 8k MCA-Karte gegeben und konnte so direkt am Computer betrachtet werden.

Außerdem wurde das Ausgangssignal des Endverstärkers auf einem Oszilloskop beobachtet.

Die Hochspannung, die Einstellung der Potentiometer und zuletzt die Verstärkung des Endverstärkers wurden variiert, bis die optimalen Einstellungsparameter gefunden wurden. Dabei diente als Kriterium zum einen das Aussehen des Energiespektrums sowie das Verhalten der Signalform, die aus dem Endverstärker abgegriffen und am Oszilloskop beobachtet wurde.

Als optimale Einstellung wurde dabei eine Hochspannung von +1830V gefunden.

Da bei der Einstellschraube der Potentiometer keine Skala vorhanden war, konnten hier keine Werte dokumentiert werden.

Kapitel 5

Einbau in die 3-Detektor PAC-Apparatur

5.1 Die Ausgangssituation

Gegeben ist eine 3-Detektor-PAC-Apparatur mit 3 Bariumfluorid-Detektoren, im weiteren **A**, **B** und **C** genannt. Der Detektor **A** steht auf einer Fahrautomatik und wird in einem frei wählbaren Zeitintervall von Position 1 zur Position 2 und wieder zurück gefahren.

Über eine Fast-Slow-Technik werden insgesamt 8 γ - γ -Koinzidenzspektren aufgenommen, bei jedem dieser Spektren ist der Detektor **A** entweder als Start- oder als Stop-Detektor involviert.

Nummer des Spektrums	Position von A	Start-detektor	Stop-detektor	Winkel zwischen den beiden Detektoren	Name des Spektrums
B1	1	A	B	90°	$N_{\mathbf{AB}}(90^\circ)$
B2	1	B	A	90°	$N_{\mathbf{BA}}(90^\circ)$
B3	1	A	C	180°	$N_{\mathbf{AC}}(180^\circ)$
B4	1	C	A	180°	$N_{\mathbf{CA}}(180^\circ)$
B5	2	A	B	180°	$N_{\mathbf{AB}}(180^\circ)$
B6	2	B	A	180°	$N_{\mathbf{BA}}(180^\circ)$
B7	2	A	C	90°	$N_{\mathbf{AC}}(90^\circ)$
B8	2	C	A	90°	$N_{\mathbf{CA}}(90^\circ)$

Dabei ist noch zu beachten, daß in der Position 1 nur die Spektren 1-4 und in der Position 2 nur die Spektren 5-8 gemessen werden können.

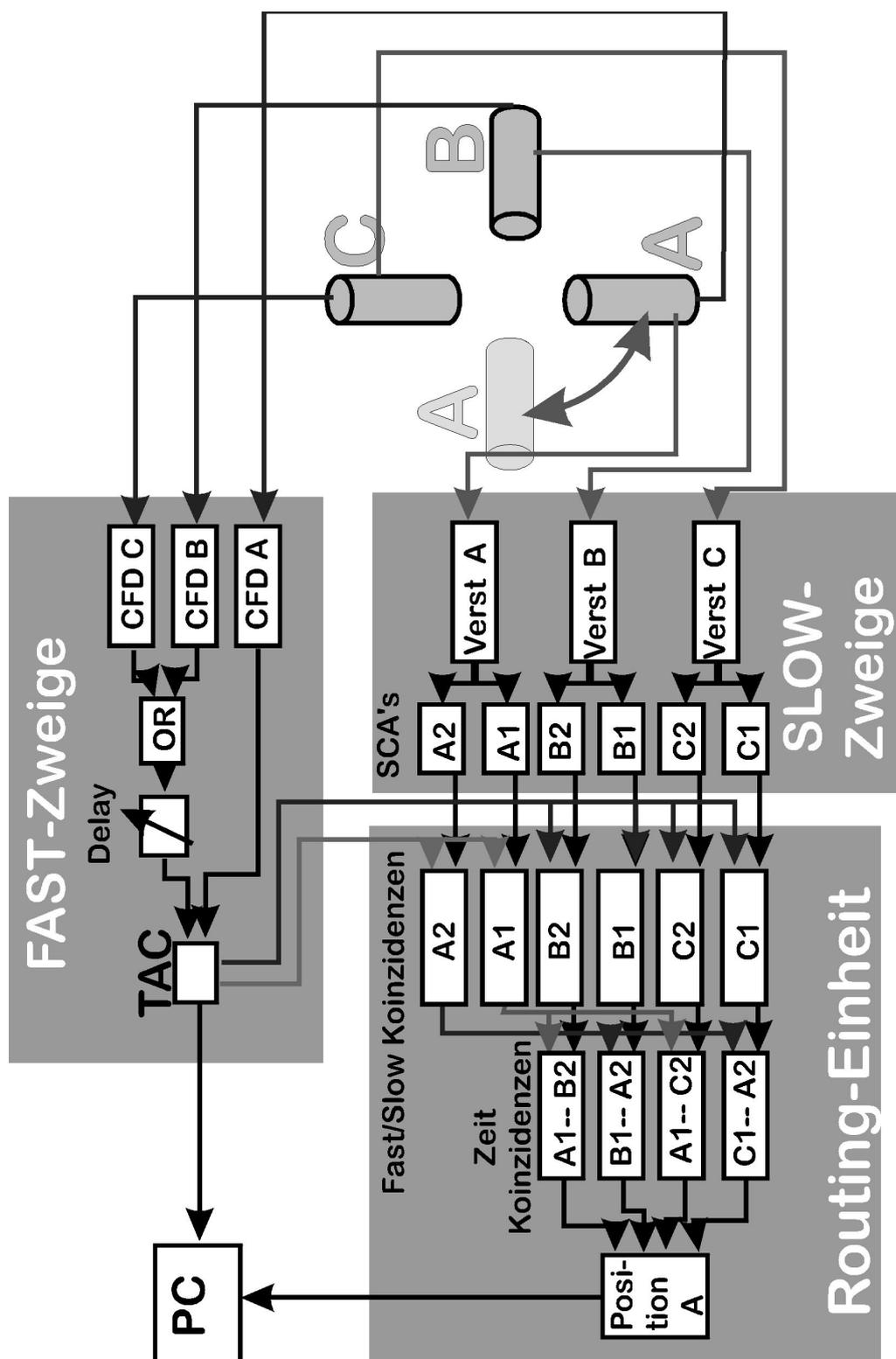


Bild 5.1: Schaltungsdiagramm der 3-Detektor-PAC-Apparatur

Zu jeder Detektorkombination ergeben sich also zwei Zählratenspektren N , und zwar $N(90^\circ)$ für 90° und $N(180^\circ)$ für 180° .

Diese beiden Spektren werden unter Berücksichtigung der zufälligen Koinzidenzen zu den sogenannten R-Werten verrechnet gemäß

$$R(t) = 2 \cdot \frac{N(180^\circ) - N(90^\circ)}{N(180^\circ) + 2 \cdot N(90^\circ)} \quad (5.1)$$

5.2 Reduktion der Apparatur

Aus den theoretischen Überlegungen ging hervor, daß ich zwei Lebensdauerspektren aufnehmen muß, und zwar immer mit dem β -Detektor als Start- und einem γ -Detektor als Stop-Detektor (siehe Bild 3.8). Wie man an der vorangegangenen Tabelle direkt sehen kann, war die Elektronik so geschaltet, daß lediglich der γ -Detektor **A** mit beiden anderen Detektoren zugleich in Koinzidenz war. Zwischen **B** und **C** hingegen wird kein gemeinsames Spektrum aufgenommen. Daher war es logisch, den β -Detektor an die Stelle des γ -Detektors **A** in die Schaltung einzubauen. Da der β -Detektor als Startdetektor verwendet werden mußte, konnten somit nur noch die Spektren Nr. B1, B3, B5, und B7 aufgenommen werden. Andererseits war es nicht sinnvoll, zwischen den verschiedenen Einstellungen der Fahrautomatik hin und her zu schalten: zum einen war der Tisch, welcher den β -Detektor trug, im Weg, zum anderen wurde dadurch nur erreicht, daß die Zählraten zu identischen Detektorkombinationen in zwei verschiedenen Spektren aufgesplittet wurden: so werden in Position 1 und bei einem Fahrautomatikintervall von z.B. 10000 Sekunden alle β -**B**-Koinzidenzen erst 10000 s lang in das Spektrum Nr. B1 geschrieben, dann schaltet die Fahrautomatik um (wodurch Meßzeit verloren geht) und dann werden die nächsten 10000 s lang alle β -**B**-Koinzidenzen in das Spektrum Nr. B5 geschrieben.

Daher wurde die Fahrautomatik von mir für die β - γ -PAC fest in die Position 2 gefahren, so daß nur noch die Spektren Nr. B5 und B7 aufgenommen wurden.

Auswahl:	Nummer des Spektrums	Position Fahrautom.	Start-detektor	Stop-detektor	Name des Spektrums
	B1	1	β	B	$N_{\beta\mathbf{B}}$
	B2	1	B	β	$N_{\mathbf{B}\beta}$
	B3	1	β	C	$N_{\beta\mathbf{C}}$
	B4	1	C	β	$N_{\mathbf{C}\beta}$
→	B5	2	β	B	$N_{\beta\mathbf{B}}$
	B6	2	B	β	$N_{\mathbf{B}\beta}$
→	B7	2	β	C	$N_{\beta\mathbf{C}}$
	B8	2	C	β	$N_{\mathbf{C}\beta}$

Da nur zwei Spektren aufgenommen wurden, konnte bei meinen Messungen auf einen Teil der Elektronik verzichtet werden.

Die 3-Detektor- γ - γ -PAC-Apparatur besitzt für jeden Detektor einen FAST-Kreis, der zur genauen Feststellung des Einfallzeitpunktes des detektierten γ -Quants dient, sowie zwei SLOW-Zweige. Die SLOW-Zweige dienen zur Feststellung der Energie der detektierten γ -Quanten. Dadurch werden nur solche γ -Quants zugelassen, die die passenden Energien haben: bei der Verwendung von ^{111}In als Sondenatom werden also die SLOW-Zweige für den Startimpuls auf ein Energiefenster um 172 keV gesetzt, die SLOW-Zweige für den Stopimpuls auf 247 keV. Da jeder Detektor als Start und als Stop-Detektor verwandt wird, verfügt jeder Detektor auch über einen Start-SLOW-Zweig und über einen Stop-SLOW-Zweig.

Diese Zweige werden für die β - γ -PAC nicht mehr im vollen Umfang benötigt. Effektiv gebraucht werden nur noch die drei FAST-Zweige, der SLOW-Start-Zweig von Detektor **A** und die beiden SLOW-Stop-Zweige der Detektoren **B** und **C**. Daher werden die anderen Zweige wurden von mir während der Messung abgekabelt.

Nach der Integration des β -Detektor und der vorgenommenen Reduktion der Elektronik sieht das Schaltbild wie auf der folgenden Seite dargestellt aus.

Bei der Integration des β -Detektors in das System wurde das Signal aus der Dynode des β -Detektors als Energiesignal verwandt und auf den Start-SLOW-Kreis gegeben, während das Signal aus der Anode als FAST-Signal verwandt wurde.

Dabei war zu beachten, daß der bisher verwandte Bariumflorid-Detektor **A** mit negativer Hochspannung betrieben wurde und ein positives FAST-Signal lieferte. Das negative FAST-Signal des β -Detektor mußte also vor der Einspeisung in den FAST-Zweig invertiert werden.

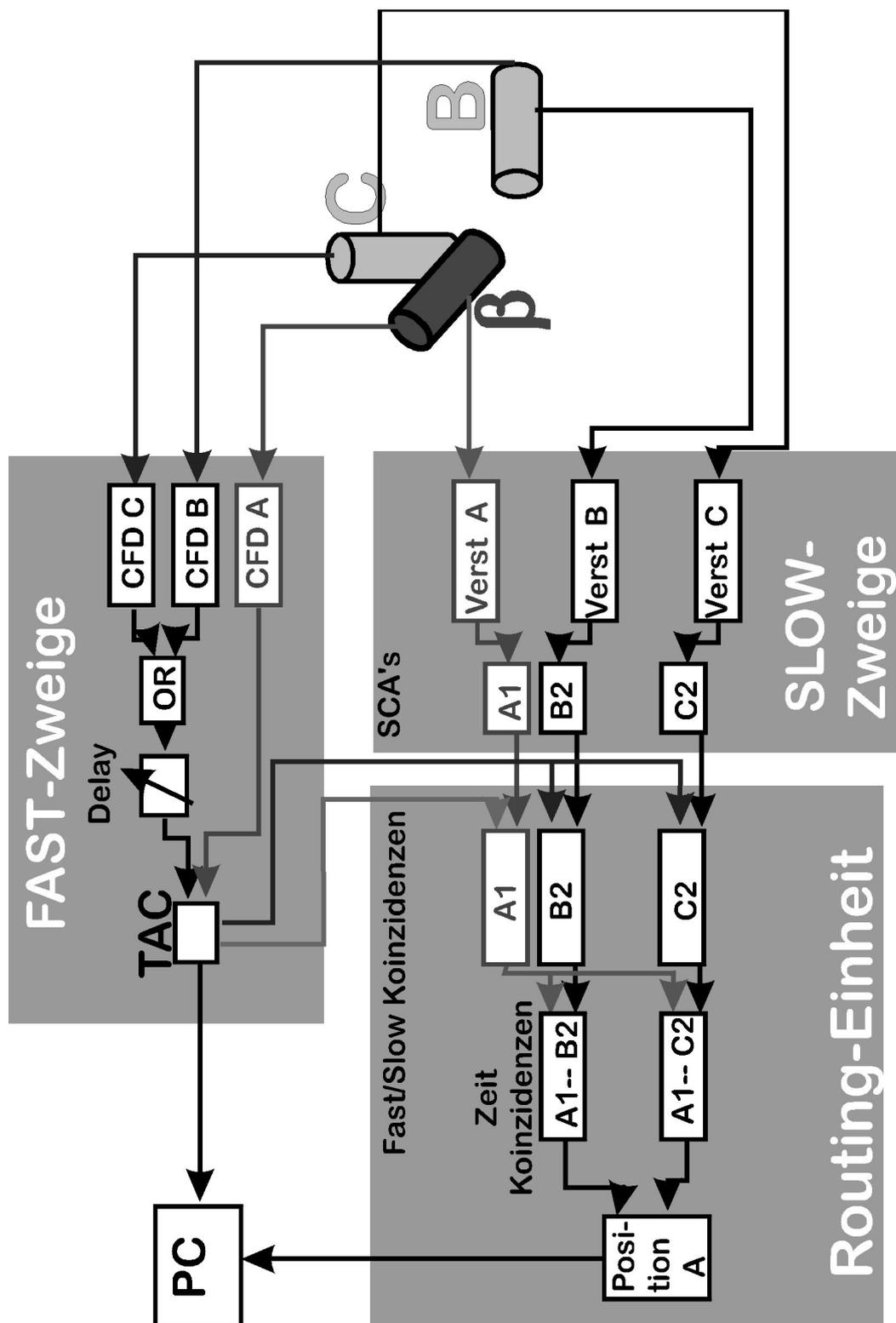


Bild 5.2: Schaltungsdiagramm der β - γ -Detektor-PAC-Apparatur

Kapitel 6

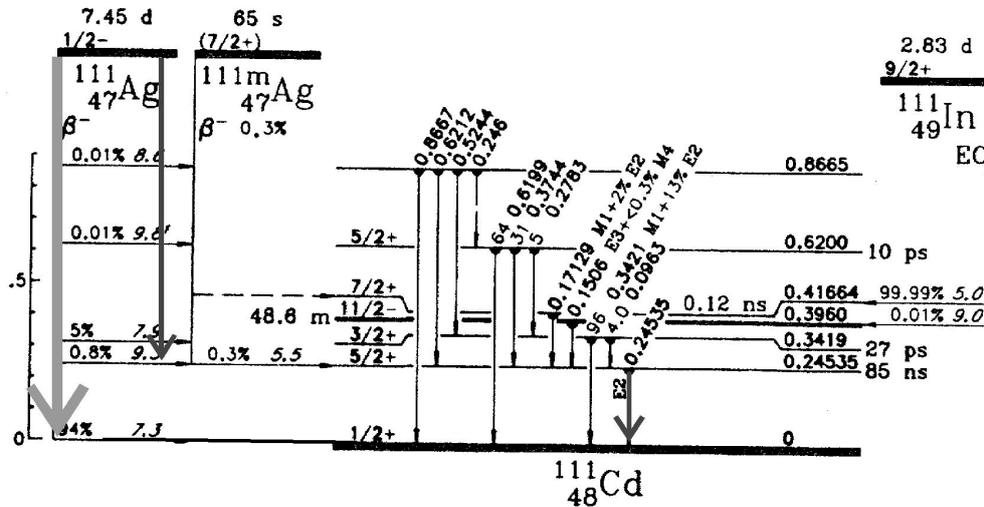
Testmessung mit ^{111}Ag

6.1 Motivation der Messung von gebogenem Silizium dotiert mit ^{111}Ag

Die Anregung zur Messung von gebogenen Siliziumplättchen wurde bereits in Kapitel 1 erläutert. Um die für diese Messung gebaute β - γ -Apparatur zu testen, und um vielleicht schon das Vorzeichen des Feldgradienten zu erhalten, wurden mit ^{111}Ag implantierte Si-Einkristall-Plättchen gebogen eingebaut und gemessen. Die Wahl fiel auf ^{111}Ag , weil es sich¹ um einen Standardsondenkern handelt, welches sich durch seine für Messungen günstige Werte, wie u.a. die lange Halbwertszeit des Mutterkernes (7,5 Tage), die nicht zu kurze Halbwertszeit des zu messenden Zwischenzustandes (84 ns) und das bekannte und nicht zu kleine Quadrupolmoment Q des Zwischenniveaus auszeichnet.

Mit Silizium hingegen ließ sich im Vergleich zu Germanium wesentlich besser umgehen. Auch waren Si-Wafer (runde Scheiben, aus denen die nötigen Plättchen gesägt werden) in der nötigen Dicke kommerziell erhältlich. Germanium hätte noch auf die nötige Dicke herunter geschliffen und poliert werden müssen.

¹wie bei ^{111}In in der γ - γ -PAC

Bild 6.1: Niveauschema von ^{111}Ag

6.2 Herstellung von ^{111}Ag

Um an das nötige ^{111}Ag zu gelangen, wurden 2,4 mg angereichertes Palladium der Atommasse 110 zur KFA Jülich gegeben, wo sie in einem Reaktor mit Neutronen bestrahlt wurden. Dabei wurden die 2,4 mg ^{110}Pd etwa 10 Tage lang einem Neutronenfluß von $10^{14} \frac{n}{\text{cm}^2\text{s}}$ ausgesetzt.

Es läuft die Reaktion



mit einem Wirkungsquerschnitt $\sigma(^{110}\text{Pd} + n) = (0,02 + 0,36) \text{ barn} = 0,38 \text{ barn}$ [LEDER 1978] ab. Das entstandene ^{111m}Pd geht mit einer Halbwertszeit von 5,5 h unter Aussendung von γ -Quanten zu ^{111}Pd über. ^{111}Pd wiederum zerfällt mit $t_{1/2} = 22 \text{ min}$ über



zu ^{111}Ag , welches dann mit einer Halbwertszeit von 7,5 Tagen fortbesteht, ehe es über die erwünschte β - γ -Kaskade zu ^{111}Cd zerfällt.

Die so entstandenen radioaktiven Sondenkernatome wurden nach 14 Tagen mit einer Energie von 155 keV in $2 \times 1 \text{ cm}^2$ große und 0,1 mm dicke Siliziumplättchen im Bonner Massenseparator des ISKP implantiert. Die verwendeten Proben hatten alle eine $\langle 100 \rangle$ -Oberfläche. Die 2 cm lange Plättchenkante und somit auch die 1 cm kurze Kante lagen entlang einer $\langle 100 \rangle$ -Kristallachse.

Nach einer Kalkulation mit dem Programm TRIM92 ([BIER 1980]) drangen die ^{111}Ag -Teilchen bei einer kinetischen Energie von 155 keV etwa 800 °C tief in das 10^6 °C dicke Si-Plättchen ein, wobei sie mit einer Halbwertsbreite von etwa 250 °C gaußförmig um die Eindringtiefe herum gestreut wurden.

Nach dem jeweiligen Tempern wurde das Plättchen auf ein aus Kunststoff bestehendes Kreissegment mit dem Krümmungsradius 5 cm aufgelegt und festgeklemmt. Dabei lag die implantierte Fläche oben, wurde also durch Zugspannung gestreckt.

Nach [MARX 1995] hat das Elastizitätsmodul entlang einer gestreckten bzw. gestauchten $\langle 100 \rangle$ -Kristallachse in Si einen Wert von $E = 1,3016$ Mbar. Für die entstandene Zugspannung gilt weiterhin das Hook'sche Gesetz:

$$p = E \cdot \frac{\Delta L}{L} \quad (6.3)$$

Die Längenänderung $\frac{\Delta L}{L}$ läßt sich nach [MARX 1995] über den Krümmungsradius R und die Plättchendicke D wie folgt berechnen:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{D}{2R + D} \quad , \quad (6.4)$$

so daß sich

$$p = E \cdot \frac{D}{2R + D} \quad , \quad (6.5)$$

oder konkret

$$p = 1,3016 \text{ Mbar} \cdot \frac{0,1 \text{ mm}}{100 \text{ mm} + 0,1 \text{ mm}} = 1,300 \text{ kbar} \quad (6.6)$$

ergibt.

γ - γ -PAC Messungen von spannungsinduzierten Feldgradienten mit Si-Proben dieser Art und ^{111}In als Sondenkern wurden bereits von Guido Marx (siehe [MARX 1995]) durchgeführt und ergaben einen linearen Zusammenhang zwischen der wirkenden Spannung und der beobachteten Frequenz ν_Q .

Für einen Zug/Druck entlang der $\langle 100 \rangle$ -Kristallachse gilt

$$\nu_Q = -3,8 \text{ MHz} + p \cdot 21,3 \text{ MHz} \cdot \text{kbar}^{-1} \quad (6.7)$$

Dabei hat die Zugspannung ein negatives, die Druckspannung ein positives Vorzeichen. Im vorliegenden Fall ist also eine Spannung von $p = -1,30$ kbar in Gleichung 6.7 einzusetzen, woraus sich eine Frequenz von $\nu_Q = 23,89$ MHz errechnet.

Da die in den PAC-Spektren auftretende Grundfrequenz ω_1 in der Größenordnung von ν_Q liegt, wobei gilt

$$\omega_1 = \frac{3\pi}{10} \cdot \nu_Q \quad , \quad (6.8)$$

wäre eine Periodendauer von ungefähr $T = 268$ ns zu erwarten.

Für die Messung des Vorzeichens der Frequenz und somit des Feldgradienten ist nur der Anstieg der Sinus-Funktion interessant, so daß eigentlich eine Viertelperiode ausreichen würde. Aus diesen Überlegungen wurde für die Messungen ein Zeitfenster von 200 ns gewählt.

6.3 Energiefenster ...

An der PAC-Apparatur werden bei γ - γ -Messungen mit SCA's Energiefenster für die γ_1 sowie die γ_2 -Quanten eingestellt. Dadurch soll sichergestellt werden, daß die jeweiligen γ -Quanten auch wirklich aus den entsprechenden Kernübergängen stammen.

Bei Indium liegen diese Energiefenster für γ_1 um $E_{\gamma_1} = 172$ keV (160-190 keV) und für γ_2 um $E_{\gamma_2} = 247$ keV (225-270 keV).

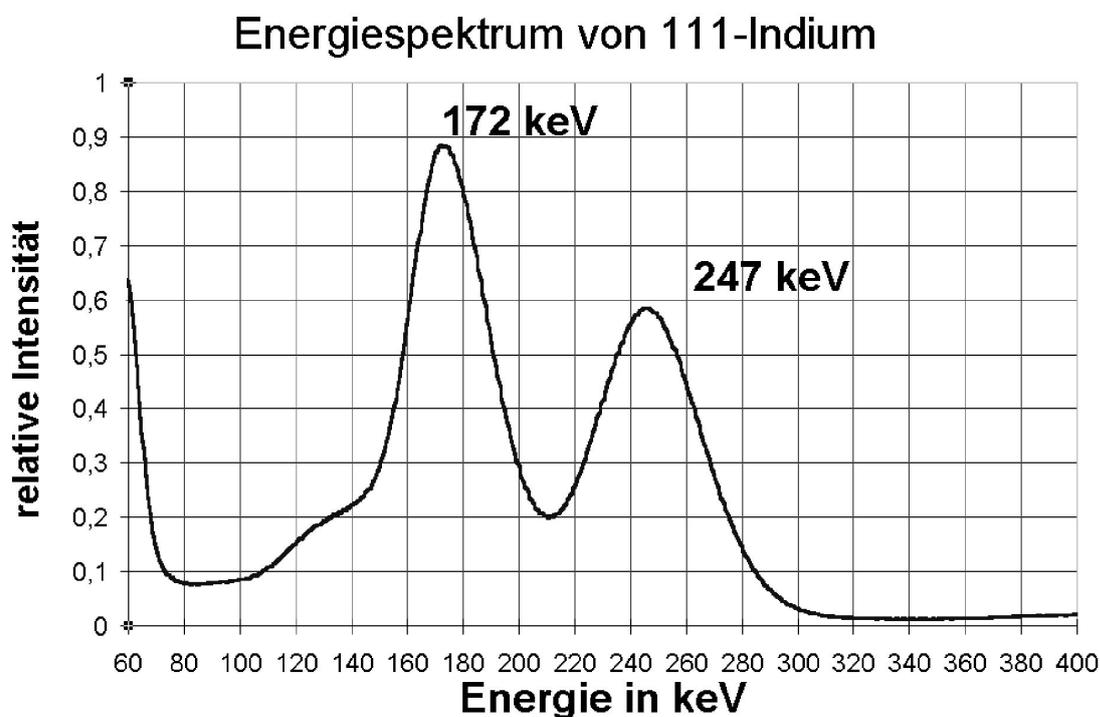


Bild 6.2: γ -Energiespektrum von ^{111}In

6.3.1 ... für den β -Detektor

Beim Übergang zum ^{111}Ag , welches ja zum gleichen Tochterkern zerfällt wie das ^{111}In , und zur β - γ -PAC entfällt das γ_1 -Energiefenster und wird durch ein β -Energiefenster ersetzt.

Hierbei ist zu beachten, daß die β -Teilchen keinen wohldefinierten Energiepeak bieten, wie das bei Konversionselektronen der Fall ist, sondern daß es sich um ein kontinuierliches Energiespektrum bis hin zu einer maximalen Energie von $E_{\beta, \max} = 790$ keV für diesen einen β -Zerfallskanal handelt.

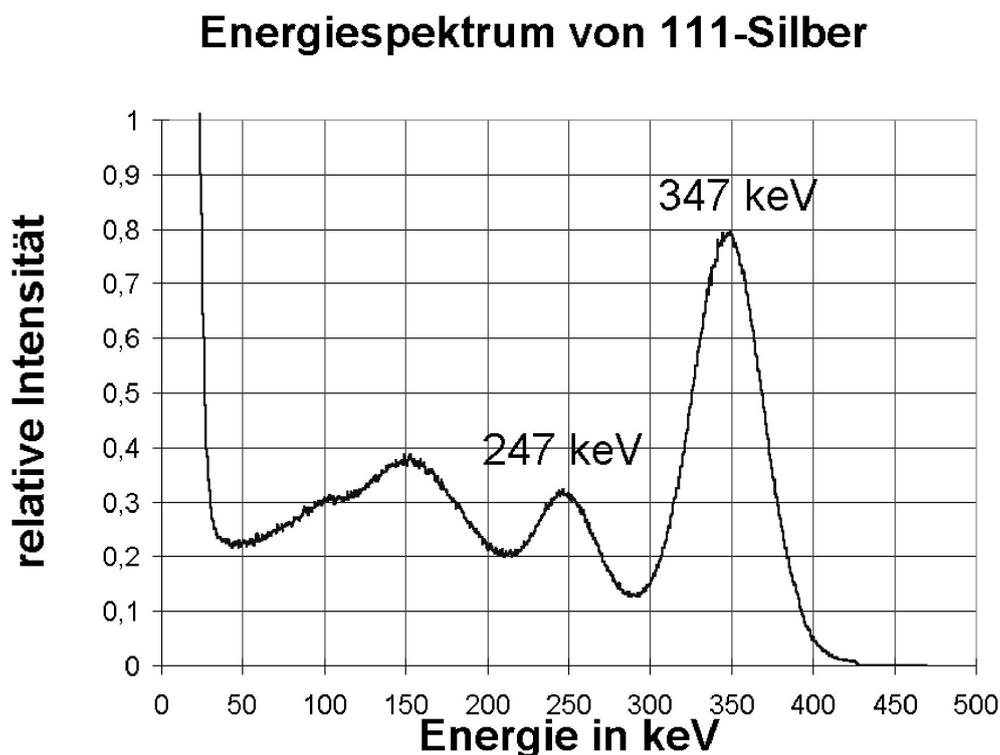
Außerdem entnimmt man dem Termschema (siehe Bild 6.1), daß es sich um einen Zerfallskanal mit einer Wahrscheinlichkeit von 1% handelt. Dominierend ist hier mit 92% der β -Zerfall, bei dem ^{111}Ag direkt in den Grundzustand ^{111}Cd übergeht. Er hat eine maximale Energie $E_{\beta, \max} = 1,035$ MeV und stört aufgrund seiner Energie und seiner Stärke den Zerfallskanal, der für die β - γ -Messung die Startimpulse liefern soll, extrem. Allerdings liegt der Schwerpunkt dieses β -Zerfallskanals bei höheren Energien.

Bei der Wahl des Energiefensters des β -Detektors muß zum einen die Abhängigkeit des Polarisationsgrades der Elektronen von der Energie (hier sind hohe Energien besser), zum anderen die Störung durch Fremdelektronen und somit die Erzeugung von zufälligen Koinzidenzen berücksichtigt werden.

Daher wählte ich für die Messungen einen Energiebereich von 320 keV bis 750 keV. Dieses entspricht einem Polarisationsgrad von $P(320 \text{ keV}) = 0,78$ bis $P(750 \text{ keV}) = 0,94$ der Elektronen (vergleiche Bild 3.1 auf S. 16).

6.3.2 ... für den γ -Detektor

Da der γ -Übergang des ^{111}Ag dem γ_2 -Übergang des ^{111}In entspricht, setzt man sich hier mit dem Energiebereich im γ -Energiespektrum des ^{111}Ag ebenfalls auf einen Energiebereich um $E_\gamma = 247$ keV.

Bild 6.3: γ -Energiespektrum von ^{111}Ag

6.4 Aufnahme von Lebensdauern

Von den Messungen, die durchgeführt wurden, will ich hier stellvertretend für alle anderen nur auf zwei eingehen.

Beim Tempern der Proben mit den für ^{111}In in Si üblichen Standardparametern (900°C , 20 s, unter N_2 -Atmosphäre) stellten wir fest, daß Silber wesentlich schneller und bei wesentlich geringeren Temperaturen ausdiffundiert als ^{111}In . Aufgrund dieser Schwierigkeiten, die sich mit dem Tempern der Proben ergaben, entschlossen wir uns, eine Probe mit niedriger Temperatur und bei längerer Zeiten zu tempern. Als Parameter wurden 600°C und 20 min unter Vakuum gewählt.

Diese Probe wurde gebogen eingebaut und unter der bereits erläuterten Orientierung bezüglich der Detektoren ausgerichtet: der Feldgradient V_{zz} , der entlang der $\langle 100 \rangle$ -Längsachse lag, wurde genau so zwischen die 90° zueinanderstehenden Detektoren **B** und

C gedreht, daß er mit beiden Detektoren je einen Winkel von 45° bildete. Dabei betragen die Abstände zwischen Probenmittelpunkt und γ -Detektoren 4 cm und zum β -Detektor 3 cm.

Wie bereits erläutert, wurden für jede Messung zwei Lebensdauerspektren aufgenommen, die verrechnet wurden. Da man bei der γ - γ -PAC bei den verrechneten Werten von R-Werten spricht, will ich auch bei der β - γ -PAC von R-Werten reden.

Vor der eigentlichen Messung wurde eine Zeiteichung durchgeführt, wobei ermittelt wurde, wieviele Nanosekunden einem Kanal entsprachen. Dabei wurde die Apparatur auf 0,3026 ns/Kanal gesetzt.

Die aufgenommenen Spektren heißen B5 und B7, womit der Nomenklatur des verwendeten ACCUSPEC-Datenerfassungsprogrammes, mit dem die Werte aufgenommen wurden, Rechnung getragen wurde.

Während für die γ - γ -PAC ein funktionierendes R-Werte Programm zur Errechnung der R-Werte aus den aufgenommenen Spektren zur Verfügung stand, versagte dieses seine Dienste bei der versuchten Umstellung auf β - γ -Berechnungen.

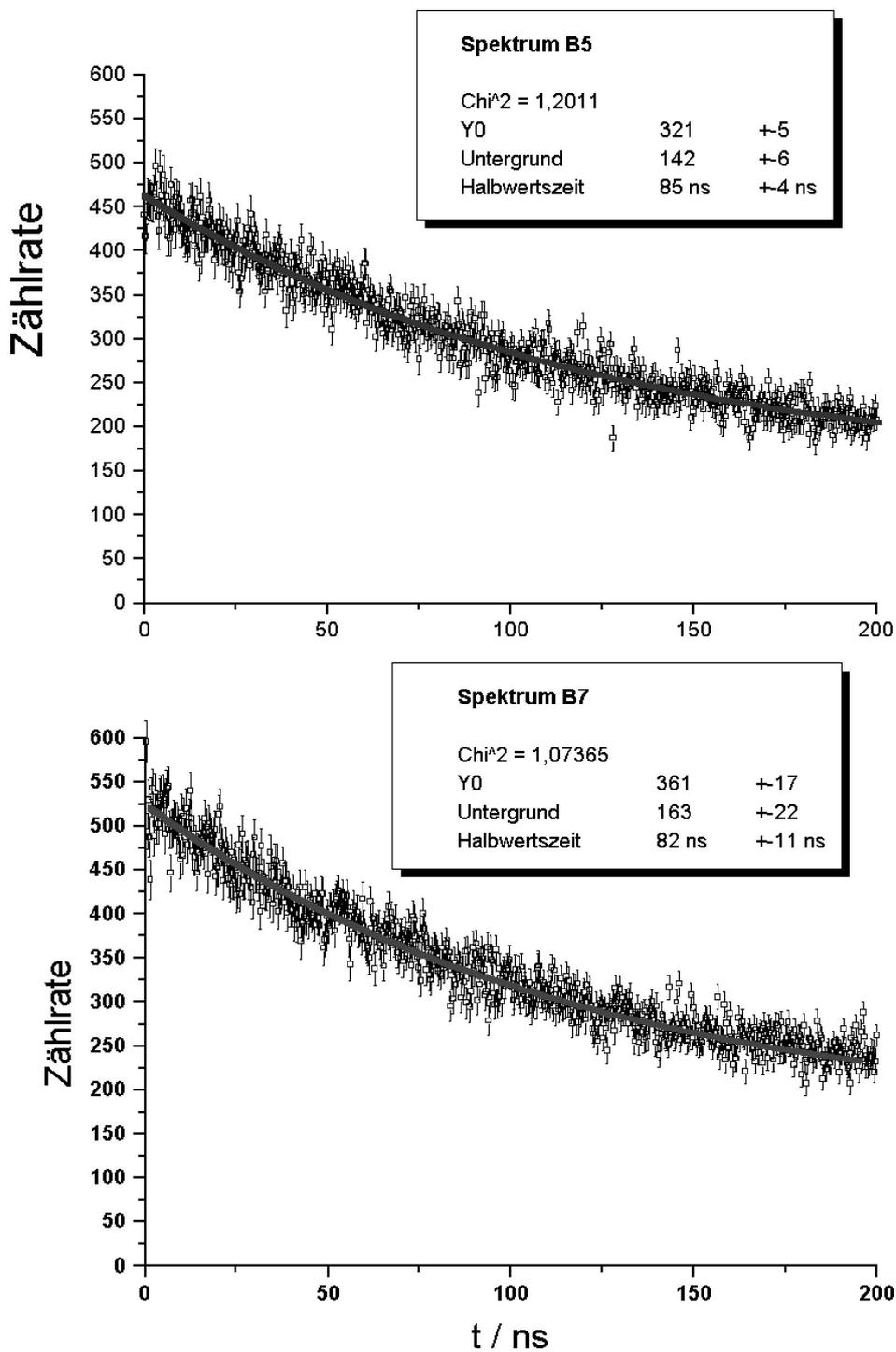
Daher wurden die aufgenommenen Spektren konvertiert und mit dem Windows-Grafik- und Fit-Programm ORIGIN (Ver 3.5) [ORIGIN 1993] weiterbearbeitet und verrechnet. Nach der Umrechnung der Kanäle in Zeiten wurde auf die Lebensdauern B5 und B7 die Fitfunktion

$$Y = UNTERGRUND + Y0 \cdot \exp(-t \cdot \ln 2 / HALBWERTSZEIT) \quad (6.9)$$

angesetzt, und es ergab sich eine deutliche Übereinstimmung (im Bereich des Fehlers) der Fitgröße *HALBWERTSZEIT* mit den erwarteten 84 ns.

Spektrum Nummer	gefittete Halbwertszeit	Fehler laut Fit
B5	85,38 ns	4,05 ns
B7	82,24 ns	11,18 ns

Mit der β - γ -Apparatur war also die gewünschte β - γ -Kaskade gefunden und gemessen worden.

Bild 6.4: Lebensdauerkurven, gemessen mit der β - γ -PAC Apparatur

6.5 Berechnung der R-Werte

Mit Hilfe von ORIGIN wurden die Spektren auf Untergrund und Dejustierung (ablesbar aus dem Verhältnis der Anfangswerte Y_0) korrigiert und ergaben so die Spektren B5NEU bzw. B7NEU.

Aus diesen wurden die β - γ -R-Werte über die Formel

$$R(t) = 2 \cdot \frac{B7NEU(t) - B5NEU(t)}{B7NEU(t) + B5NEU(t)} \quad (6.10)$$

berechnet.

Da die Statistik vergleichsweise gering war, wurden zur Verbesserung je vier Kanäle aufaddiert. Außerdem setzte ich den Fitparameter *HALBWERTSZEIT* fest auf 84 ns.

Die Fehler der R-Werte wurden nach der Formel

$$\Delta R = \frac{4}{(B7NEU + B5NEU)^2} \sqrt{B7 \cdot B5NEU^2 + B5 \cdot B7NEU^2} \quad (6.11)$$

berechnet, die man durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung erhält.

Dabei ergab sich das folgende R-Werte-Spektrum:

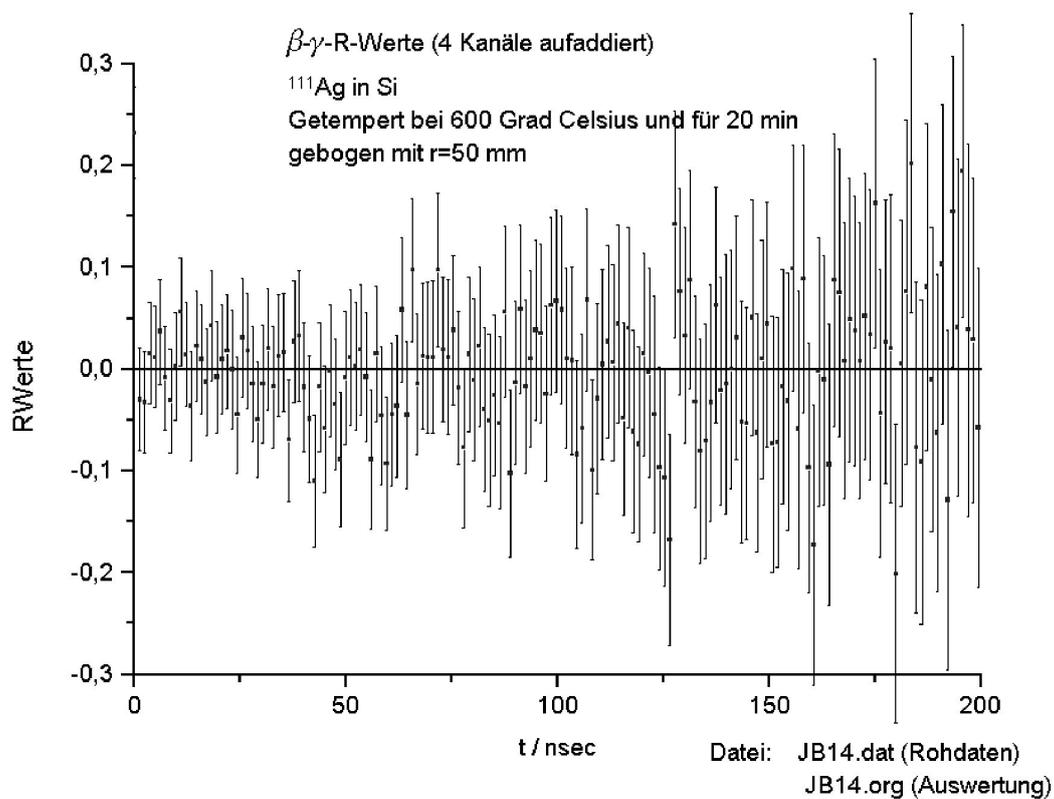


Bild 6.5: R-Werte-Spektrum

Hier war keine Modulationsfrequenz der erwarteten Größenordnung zu erkennen. Auch andere Frequenzen ließen sich nicht in das Spektrum hineinfitten.

Bei einer Periode von $T=268$ ns wäre hier folgende Verteilung zu erwarten:

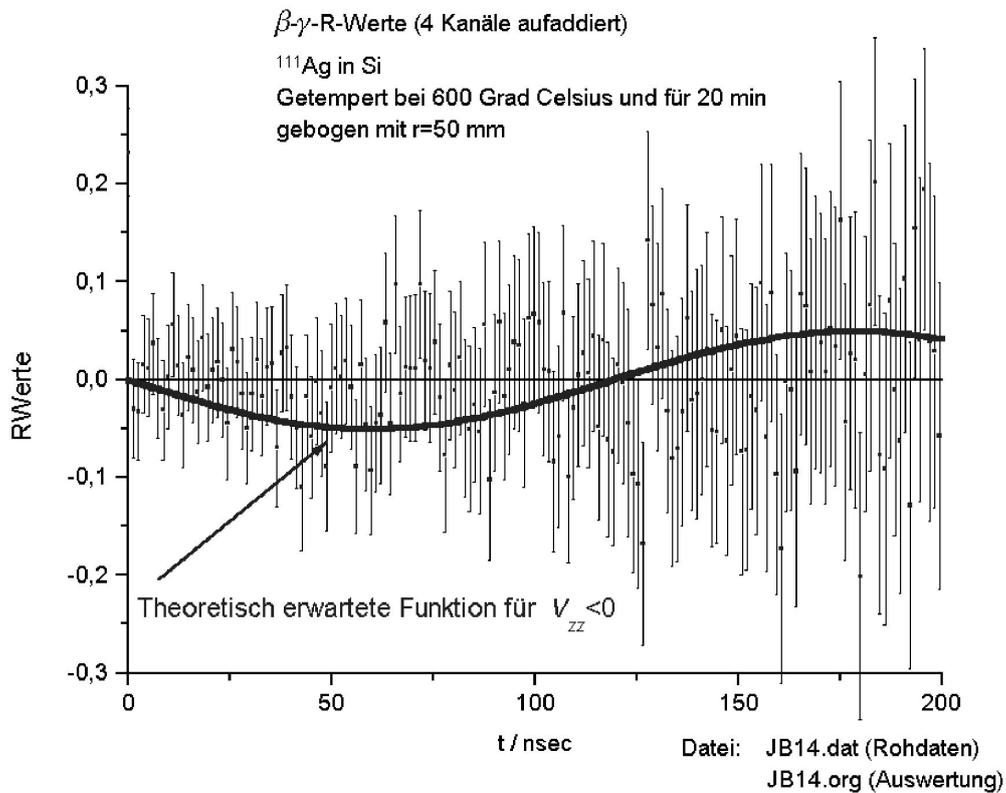


Bild 6.6: R-Werte-Spektrum mit eingezeichneter Sinusfunktion für den erwarteten negativen V_{zz} -Wert

Jedoch läßt sich keine signifikante Übereinstimmung zwischen der erwarteten Verteilung und der tatsächlichen Lage der Werte erkennen.

Als Referenz wurde dieselbe Probe unter den gleichen Bedingungen (Orientierung, Abstand, etc.), aber ungebogen, eingebaut und gemessen.

Es ergab sich das folgende Spektrum:

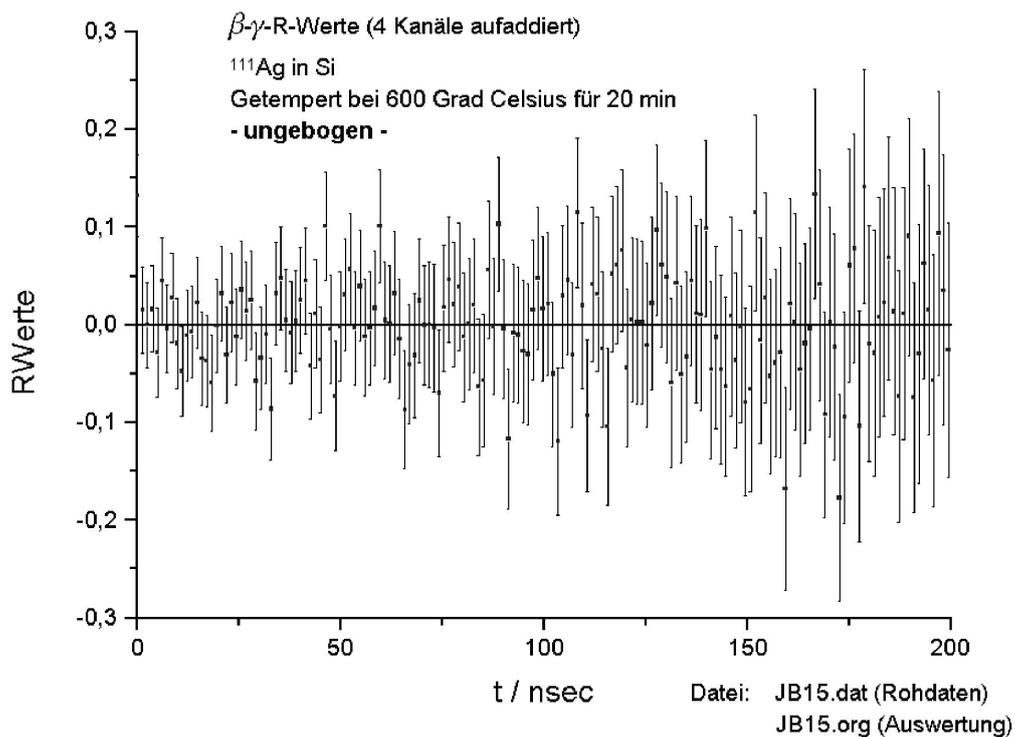


Bild 6.7: R-Werte-Spektrum

Zwischen den beiden Spektren 6.5 und 6.7 waren keine signifikanten Unterschiede zu erkennen.

6.6 Interpretation der Ergebnisse

Eine Quadrupolfrequenz ω_Q und somit ein elektrischer Feldgradient, insbesondere sein Vorzeichen, war mit dem für β - γ -Messungen an sich sehr gut geeigneten Sondenkernatom ^{111}Ag nicht zu messen.

Dieses lag vor allem an der Eigenschaft, daß es sich bei Silberatomen um in Silizium schnell diffundierende Atome handelt, insbesondere bei Zufuhr von thermischer Energie, also beim Erhitzen der Probe. Da aber durch die implantationsbedingten Strahlenschäden ein Tempern, also ein Erhitzen der Probe zum Ausheilen der Strahlenschäden nötig ist, diffundierte das Silber bei diesem Tempern aus der Implantationszone heraus, ohne daß es sich bei der Wiederherstellung der regelmäßigen Siliziumkristallstruktur auf Gitterplätze einbauen ließ.

Dieses wird zum einen durch den Umstand belegt, daß bei höheren Temperaturen bereits bei sehr kurzen Zeiten das implantierte ^{111}Ag aus der Probe entwich. So war bei dem allerersten Tempern eines Si-Plättchen mit den für Indium üblichen Standardparametern von 900°C für 20 sec und unter N_2 -Atmosphäre nach dem Tempern keine Radioaktivität in der Probe mehr festzustellen. Hingegen waren die beiden für das Tempern benutzten Grafitstreifen, zwischen denen das Si-Plättchen positioniert war, deutlich mit Silber kontaminiert.

Auch in der Literatur finden sich dafür Anhaltspunkte: so wird in [CAMP 1980] beschrieben, daß bei einer Annealing-Temperatur von 550°C die Verweildauer von Ag in einer sich wiederaufbauenden Kristallage bei $1/1000$ sec liegt, wohingegen die Aufbaudauer der Schicht bei einer Sekunde liegt.

Die Einbauwahrscheinlichkeit für ein Silberatom liegt also bei einer Promille. Damit ist die Wahrscheinlichkeit, im Kristallgitter regulär eingebaute ^{111}Ag -Kerne zu finden, verschwindend gering. Eine Messung eines elektrischen Feldgradienten am Ort eines Gitterplatzes ist also mit diesem Sondenkernatom nicht möglich.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Es wurde ein β -Detektor entwickelt und gebaut, mit dem eine bestehende γ - γ -PAC¹-Detektor-Anlage zu einer β - γ -Anlage erweitert werden kann. Der nötige Einbau ist einfach und läßt sich problemlos mit wenigen Handgriffen durchführen.

Die Probenhalterung des β -Detektors ist so konstruiert, daß gebogene Proben leicht eingebaut, orientiert und gemessen werden können. Da der β -Detektor und die Probenhalterung aus mehreren Komponenten bestehen, ist eine Flexibilität des Systems gegeben, die auch den Einbau anderer Proben und Probenformen zuläßt.

Der Einbau des β -Detektors und die Modifikation der γ - γ -PAC-Anlage zur β - γ -PAC-Anlage wurden durchgeführt. Durch Testmessungen mit $^{111}\text{Ag}(^{111}\text{Cd})$ in gebogenem und ungebogenem Silizium wurde die Funktionstüchtigkeit der β - γ -PAC-Anlage nachgewiesen.

Die Eigenschaft von Silber, sich in Silizium als schneller Diffuser zu verhalten, bestätigte sich erneut. Eine Quadrupolfrequenz und somit ein elektrischer Feldgradient, wie er bei substitutionell eingebautem Silber zu erwarten wäre, ließ sich nicht messen, da das Silber sich in Silizium beim Ausheilen der implantationsbedingten Strahlenschäden nicht auf Gitterplätze einbauen ließ.

¹Perturbed Angular Correlation = Gestörte Winkelkorrelation

Literaturverzeichnis

- [BIER 1980] J.P. BIERSACK UND L.G. HAGGMARK: *A Monte Carlo Computer Program for the transport of energetics ion in amorphous targets*
Veröffentlichung in Nucl. Ins. and Meth. 174, Phys. Review Lett. 31(2), S. 111
- [CAMP 1980] S.U. CAMPISANO ET.AL.: *Solute trapping by moving interface in ion-implanted silicon*
Veröffentlichung in Appl. Phys. Lett. 37(8), S. 719, 15. Oktober 1980
- [FER 1955] M. FERENTZ ET.AL.: *Table of F-Coeffizients*
Verlegt von U.S. Atomic Energy Commission, 1955
- [FREI 1977] K. FREITAG: *Bestimmung des Penetrations-Parameters λ der anormalen M1-Konversion des 482 keV Übergangs in ^{181}Ta mit Hilfe der zeitlich differentiellen Beobachtung gestörter e^- - γ Winkelkorrelation*
Doktorarbeit, Universität Bonn, 1977
- [HARRIS 1959] S.M. HARRIS Veröffentlichung in Nucl. Phys. 11, S. 387, 1959
- [LEDER 1978] C.M. LEDERER UND V.S. SHIRLEY *Table of Isotopes*
Tabellenwerk, Verlag John Wiley & Sons, Inc., 1978
- [LIND 1973] G. LINDER ET.AL.: *Direct Evidence substitutional Ion-Implanted Indium Dopants in Silicon*
Veröffentlichung in Phys. Review Lett. 57(18), S. 2283, 3. November 1986
- [MARX 1995] G. MARX: *Akzeptor-Wasserstoff-Komplexe und spannungsinduzierte elektrische Feldgradienten in Silizium und Germanium*
Doktorarbeit, Universität Bonn, 1995
- [ORIGIN 1993] MICROCAL SOFTWARE: *Origin, Technical Graphics and Data Analysis in Windows: Reference Manual*
Verlegt von MicroCal Software, Inc, 1993

- [PIELEN 1982] W. PIELEN: *Messungen des Vorzeichens des elektrischen Feldgradienten am Kernort des ^{111}Cd mit Hilfe der zeitliche gestörten β - γ -Winkelkorrelationsmethode*
Diplomarbeit, Universität Bonn, 1982
- [RAGH 1973] R.S. RAGHAVAN ET.AL.: *Observation of the Sign of the Nuclear Quadrupole Interaction by β - γ -Directional Correlation*
Veröffentlichung in Phys. Review Lett. 31(2), S. 111, 9. Juli 1973
- [RAGH 1976] P. RAGHAVAN ET.AL.: *Sign and magnitude of the quadrupole interaction of ^{111}Cd in noncubic metals: Universal correlation of ionic and electronic field gradients*
Veröffentlichung in Physical Review B, 13(7), S. 2835, 1. April 1976
- [SCH-WEI 1992] G. SCHATZ UND A. WEIDINGER: *Nukleare Festkörperphysik*
Lehrbuch, Verlag Teubner Stuttgart, 1992
- [SIEG 1992] K. SIEGBAHN (HRSG.): *Alpha-, Beta- and Gamm-Ray Spectroscopy*
North Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1968
- [THIEL 1969] F.L. THIEL UND S.K. GHANDI: *Electronic Properties of Silicon Doped with Silver*
Veröffentlichung in J. Appl. Phys, 41(1), S. 254, Januar 1970
- [VALVO 1985] VALVO (HRSG.): *Datenbuch Fotovervielfacher, Elektronenvervielfacher -Einzelkanäle, -Vielkanalplatten*
Datenbuch, verlegt von Valvo Unternehmensbereich Bauelemente der Philips GmbH, 1985
- [WILSON 1986] R.G. WILSON: *The regrowth of implantation damage in silicon studied via silver depth profiling*
Veröffentlichung in J. Appl. Phys. 60(8), S. 2810ff, 15. Oktober 1986)

Abbildungsverzeichnis

Bild 2.1: γ - γ -Kaskade am Beispiel des Standardsondenkerns ^{111}In . Zu den Werten siehe die nachfolgende Tabelle	8
Bild 2.2: Messung der Emissionskeule des γ_2 -Quants bei Festlegung der Emissionsrichtung des γ_1 -Quants durch einen beweglichen γ -Detektor	9
Bild 2.3: Messung der Lebensdauer des Zwischenniveaus durch zwei ortsfeste und in Ko- inzidenz geschaltete γ -Detektoren	10
Bild 2.4: Gestörte γ - γ -PAC	11
Bild 2.5: Gleichbesetzung der m -Unterstufen im Zwischenzustand: unter Berücksichtigung aller möglichen Übergänge kommt es zu einer Gleichbesetzung der $+m$ - Unterstufen mit den betragsgleichen $-m$ -Unterstufen	12
Bild 3.1: Der Polarisationsgrad der Elektronen als Funktion der Energie. Markiert ist der in Kapitel 7 zur Messung verwendete Energiebereich.	16
Bild 3.2: Vektoraddition der Spins bei einem paritätsverletzenden β -Zerfall	16
Bild 3.3: Ungleichbesetzung der m -Niveaus des Zwischenzustandes \mathbf{Z} bezüglich der β - Flugrichtung als Quantisierungsachse für den Kernspin I_Z	17
Bild 3.4: Gleichbesetzung der m' -Niveaus bezüglich V_{zz}	18
Bild 3.5: Entwicklung der Spinausrichtung unter Einwirkung von V_{zz}	19
Bild 3.6: Zerfallsschema des ^{111}Ag	20
Bild 3.7: Koordinatensystem	21
Bild 3.8: Detektoranordnung der β - γ -Messung mit Winkeln	25
Bild 4.1: Schematische Darstellung des β -Detektors	31
Bild 4.2: Abschwächung der 247 keV γ -Strahlung durch Aluminium	32
Bild 4.3: Spannungsteilerschaltung des β -Detektor	36
Bild 5.1: Schaltungsdiagramm der 3-Detektor-PAC-Apparatur	40
Bild 5.2: Schaltungsdiagramm der β - γ -Detektor-PAC-Apparatur	43
Bild 6.1: Niveauschema von ^{111}Ag	46
Bild 6.2: γ -Energiespektrum von ^{111}In	48
Bild 6.3: γ -Energiespektrum von ^{111}Ag	50
Bild 6.4: Lebensdauerkurven, gemessen mit der β - γ -PAC Apparatur	52
Bild 6.5: R-Werte-Spektrum	54
Bild 6.6: R-Werte-Spektrum mit eingezeichneter Sinusfunktion für den erwarteten negativen V_{zz} -Wert	55
Bild 6.7: R-Werte-Spektrum	56