

**Rückstoßimplantation von ^{48}Cr und
erste PAC Messungen mit der Sonde $^{48}\text{Cr}/^{48}\text{V}$**

von

Ronan Nédélec

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im

Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

im Januar 2002

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, den 25.01.2002

Referent: Priv.Doz. Dr. R. Vianden
Korreferent: Prof. Dr. K. Maier

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Die Messmethode PAC	3
1.1 Der γ -Zerfall von Kernen	3
1.2 γ - γ -Winkelkorrelation	6
1.3 Die Messapparatur	11
1.4 Behandlung der Messergebnisse	14
1.5 Anforderungen an eine PAC-Sonde	17
2 Das Isotop ^{48}Cr	19
2.1 ^{48}Cr als PAC-Sonde	19
2.2 Produktion der Sonde ^{48}Cr	23
3 Messungen	27
3.1 Versuchsaufbau	27
3.2 Test der Rückstoßimplantation	30
3.3 Probenpräparation	31
3.4 Test eines neuen Produktionstargethalters	32
4 Auswertung	35
4.1 Messungen zur Effizienz der Rückstoßimplantation	35
4.2 PAC-Messungen	40
4.3 Diskussion der Messergebnisse	44
4.4 Messung des Vorzeichens von B_{HF}	48
4.5 Stärke der Proben	49
5 Zusammenfassung und Ausblick	51
Abbildungsverzeichnis	53
Literaturverzeichnis	55
Danksagung	57

Einleitung

Das Element Chrom gehört zu der Gruppe der Übergangsmetalle, welche beispielsweise in Halbleitern in der Regel „Verunreinigungen“ darstellen. Ihre Präsenz führt dann zu unerwünschten Nebeneffekten. So ist Chrom dafür bekannt, Dotierungsatome von Halbleitern zu passivieren. Diese Passivierung muß nicht unbedingt unerwünscht sein. Es ist zum Beispiel üblich, störende Donatoren/Akzeptoren im Halbleiter Galliumarsenid durch das bewusste Einbringen von Chrom auszuschalten. Die Untersuchung des Verhaltens von Chrom und anderen Übergangsmetallen ist deswegen besonders für hochintegrierte Halbleiterschaltungen von großer Bedeutung.

Die Methode der gestörten Winkelkorrelation (PAC) ist sehr gut geeignet, um das Verhalten solcher Verunreinigungen auch in kleinsten Konzentrationen zu studieren. Mit dieser Methode können die elektrischen und magnetischen Hyperfeinfelder einer Probe am Ort eines Sondenkerns beobachtet und gemessen werden. Die PAC hat außerdem den Vorteil gegenüber anderen Meßmethoden wie NMR oder Spin-Echo (SE) nicht an eine Meßtemperatur gebunden zu sein, sodass auch die Temperaturabhängigkeit des Verhaltens von Verunreinigungen in einem sehr weiten Temperaturbereich von wenigen Kelvin bis hin zur Schmelztemperatur untersucht werden kann.

Eine PAC Sonde wie Chrom/Vanadium wäre für solche Untersuchungen ideal. In ersten PAC-Experimenten haben Raether und Lieb [RAE 87] bereits die Eignung dieser Sonde gezeigt. Dabei traten jedoch auch einige Schwierigkeiten in Verbindung mit der Produktion der Sonden auf. Das ^{48}Cr wurde dabei mit der sogenannten „stacked-foil“-Technik über Rückstoß in die Proben implantiert. Bei dieser Implantationsmethode können nur Proben in Form von dünnen Folien (wenige μm) verwendet werden. Außerdem werden die Proben vom hochenergetischen Primärteilchenstrahl direkt getroffen und stark aktiviert. Die Strahlungsschäden können dadurch ein erhebliches Ausmaß annehmen und die Probe im Fall von Halbleitern sogar komplett zerstören.

Diese Arbeit hat deswegen zum Ziel, einen besseren Produktionsmechanismus für den Kern ^{48}Cr zu finden und zu testen. Außerdem soll ein Weg gefunden werden, das ^{48}Cr möglichst schonend in die Proben einzubringen. Die Probe soll dabei in einer beliebigen Form vorliegen können: als Folie, als Kristallkörner oder als dünne Schicht auf einem Substrat.

Zur Überprüfung des Erfolgs dieser Implantation wurden zunächst die magnetischen Hyperfeinfelder in den gut bekannten 3d-Ferromagneten Eisen, Kobalt und

Nickel mit der Methode der gestörten Winkelkorrelation nachgemessen. Die Werte für die magnetischen Hyperfeinfelder wurden bereits in den sechziger Jahren von Asayama [ASA 64] und Kôï [KOI 64] mittels NMR- bzw. Spin-Echo-Messungen mit einer hohen Genauigkeit bestimmt.

Kapitel 1

Die Messmethode PAC

1.1 Der γ -Zerfall von Kernen

Kerne zerfallen aus angeregten Zuständen in energetisch günstigere Niveaus unter anderem durch Emission von γ -Quanten. Wie jedes Kernniveau besitzt auch das angeregte Niveau charakteristische Eigenschaften wie Energie E_i , Drehimpuls \vec{I}_i oder Parität π_i . Der Drehimpuls \vec{I} eines Kerns ist über den sogenannten g -Faktor und das Kernmagneton μ_K mit seinem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ verbunden:

$$\vec{\mu} = g \cdot \mu_K \cdot \vec{I}.$$

Ist im betrachteten System eine Vorzugsachse ausgezeichnet (üblicherweise die z -Richtung), so kann der Drehimpuls durch seinen Betrag I_i und seine Komponente in z -Richtung m_i beschrieben werden. Der Kern zerfällt nun unter Aussendung eines γ -Quants ($E, \vec{\ell}, \pi$) in einen energetisch günstigeren Zustand mit den Eigenschaften E_f, I_f und m_f , und π_f .

Für diesen Zerfall gelten die Erhaltungssätze für Energie, Drehimpuls und Parität. Insbesondere gilt für den Drehimpuls

$$\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{\ell}.$$

Wegen der unterschiedlichen, möglichen Orientierungen von \vec{I}_i zu \vec{I}_f resultiert aus der quantenmechanischen Addition von Drehimpulsen für den Betrag von $\vec{\ell}$ die Auswahlregel

$$\ell = |I_i - I_f|, \dots, I_i + I_f.$$

Neben Energie und Parität ist auch der Drehimpuls bei Kernzerfällen eine Erhaltungsgröße. Da der Atomkern ein quantenmechanisches, gebundenes System ist, sind seine Energieeigenzustände diskret. Dadurch ergeben sich ebenfalls diskrete Werte für den Drehimpuls I .

Die Forderung nach Drehimpuls- und Paritätserhaltung legt für die mathematische Beschreibung des γ -Quants die Wahl von elektrischen und magnetischen Multipolfeldern nahe. Sie zeichnen sich sowohl durch eine definierte Parität, als auch durch einen definierten Drehimpuls aus.

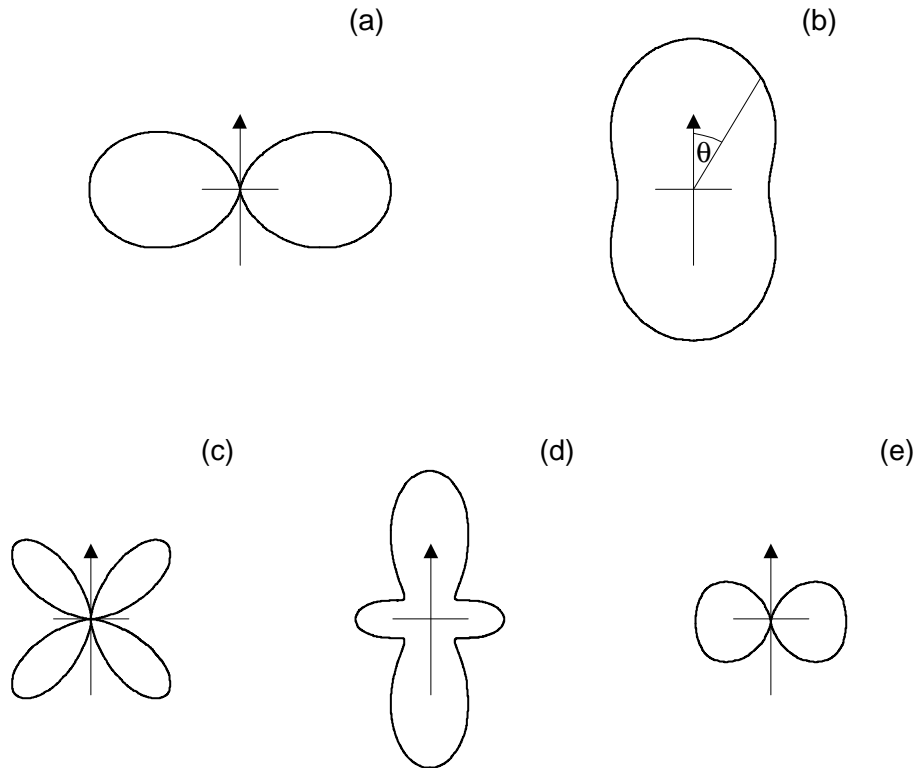


Abbildung 1.1: Winkelverteilung von γ -Strahlung für orientierte Kerne (oben Dipolstrahlung ($\ell = 1$), unten Quadrupolstrahlung ($\ell = 2$)): (a) $m = 0$, (b) $m = \pm 1$, (c) $m = 0$, (d) $m = \pm 1$, (e) $m = \pm 2$ [RUS 01].

Die Multipolfelder $E\ell$ bzw. $M\ell$ lösen die Maxwellgleichungen im quellenfreien Raum und sind gleichzeitig Eigenfunktion des quantenmechanischen Drehimpulsoperators \vec{L} . Sie werden nach ihrer Ordnung ℓ klassifiziert und entsprechen den Feldern, die von schwingenden, elektrischen oder magnetischen klassischen 2^ℓ -Polen erzeugt werden. Die Parität der Felder ist durch $(-1)^\ell$ für elektrische und durch $(-1)^{\ell+1}$ für magnetische Strahlung gegeben. Bei Kernzerfällen sind meistens Übergänge verschiedener Ordnung möglich. Es sind jedoch prinzipiell Übergänge niedriger Ordnung sowie bei gleicher Ordnung elektrische Übergänge bevorzugt [MAY 94].

Ausgehend vom Poynting-Vektor $\vec{S} = \mu_0^{-1}(\vec{E} \times \vec{B})$ lässt sich die Ausstrahlungscharakteristik eines Multipolfeldes berechnen. Die normierte Winkelverteilung $F_{\ell m}(\theta)$ ist für elektrische und magnetische Multipolfelder gleicher Ordnung identisch. Sie hängt nur von der Ordnung oder dem Drehimpuls ℓ , seiner z -Komponente m und dem Winkel zur z -Achse θ ab. Eine Unterscheidung kann lediglich durch Messung der Polarisation σ erfolgen, die hier jedoch nicht gemessen werden kann. Einige Beispiele für die Winkelverteilung in z -Richtung orientierter Kerne sind in Abbildung 1.1 dargestellt.

Die $F_{\ell m}$ haben einige besondere Eigenschaften. So gilt beispielsweise

$$\sum_{m=-\ell}^{+\ell} F_{\ell m}(\theta) = 1.$$

Es handelt sich dabei um die sogenannte Isotropiebedingung. Sind in einem Ensemble zerfallender Kerne alle m -Unterkustände gleichmäßig besetzt, ist keine Winkelabhängigkeit der Strahlung zu erkennen, sie ist isotrop. Um eine Anisotropie beobachten zu können, muss also zunächst auf eine geeignete Art und Weise eine ungleichmäßige Besetzung dieser Zustände erreicht werden. Eine Möglichkeit ist die Winkelkorrelation, die im nächsten Abschnitt vorgestellt wird.

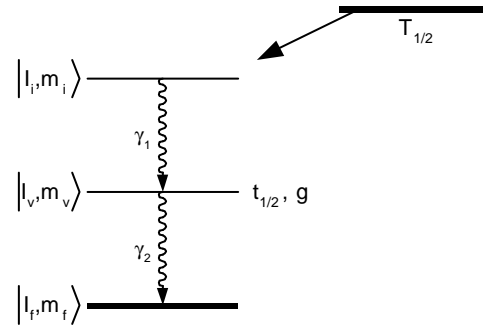


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung einer allgemeinen γ - γ -Kaskade wie sie für Winkelkorrelationsmessungen benötigt wird.

1.2 γ - γ -Winkelkorrelation

Eine ausführliche Beschreibung der theoretischen Grundlagen der allgemeinen γ - γ -Winkelkorrelation ist sehr kompliziert und umfangreich. Daher muß in diesem Rahmen auf eine komplette Darstellung verzichtet werden. Eine ausführlichere Behandlung findet sich in der Literatur [FRA 65], [BUT 89] oder [SCH 97].

1.2.1 Ungestörte Winkelkorrelation

Für γ - γ -Winkelkorrelationsmessungen wird ein angeregter Kern benötigt, der über eine γ - γ -Kaskade in seinen Grundzustand zerfällt. Unter Winkelkorrelation versteht man die Winkelabhängigkeit, die zwischen den zwei γ -Quanten (im Mittel) beobachtet wird. Der allgemeine Fall ist in Abbildung 1.2 skizziert.

Der Anfangszustand $|I_i, m_i\rangle$ ¹ zerfällt hierbei über ein Zwischenniveau $|I_v, m_v\rangle$ in den End- oder Grundzustand $|I_f, m_f\rangle$. Dabei werden zwei γ -Quanten ausgesandt. Das erste γ_1 wird isotrop ausgestrahlt. Durch dessen Nachweis in einer bestimmten Richtung \vec{k}_1 wird eine ungleiche Bevölkerung der m -Unterzustände des Zwischenniveaus erzeugt. Somit erfolgt die Emission des γ_2 bei koinzidenter Messung anisotrop. Die Wahrscheinlichkeit γ_2 in der Richtung \vec{k}_2 oder unter einem Winkel θ nachzuweisen wird durch die Winkelkorrelationsfunktion $W(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$ bzw. $W(\theta)$ beschrieben.

Ausgehend von den einzelnen Übergangsamplituden $\langle m_v | \mathcal{H}_1 | m_i \rangle$ und $\langle m_f | \mathcal{H}_2 | m_v \rangle$ läßt sich zunächst die Winkelverteilung für einen Übergang von m_i nach m_f berechnen.

$$W_{m_i m_f}(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \left| \sum_{m_v} \langle m_f | \mathcal{H}_2 | m_v \rangle \langle m_v | \mathcal{H}_1 | m_i \rangle \right|^2 \quad (1.1)$$

Die Polarisation der γ -Quanten spielt hier keine Rolle und kann vernachlässigt werden.

¹Da die Beträge der Drehimpulse für ein gegebenes Zerfallsschema eindeutig festgelegt sind, werden sie in der Notation häufig weggelassen.

Damit läßt sich die Winkelkorrelationsfunktion als Summe der Übergangswahrscheinlichkeiten über alle Anfangs- und Endzustände schreiben.

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \sum_{m_i, m_f} W_{m_i m_f}(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \sum_{m_i, m_f} \left| \sum_{m_v} \langle m_f | \mathcal{H}_2 | m_v \rangle \langle m_v | \mathcal{H}_1 | m_i \rangle \right|^2 \quad (1.2)$$

Diese Funktion beschreibt die Wahrscheinlichkeit γ_2 in Richtung \vec{k}_2 zu beobachten, wenn γ_1 in Richtung \vec{k}_1 detektiert wurde.

1.2.2 Gestörte Winkelkorrelation (PAC)

Erfährt der Kern während der Lebensdauer seines Zwischenzustandes eine Wechselwirkung, ist die Winkelkorrelation gestört. Wir beschreiben diese Störung mittels eines Zeitentwicklungsoperators $\Lambda(t)$. Es handelt sich dabei um elektrische und/oder magnetische Felder, die eine zeitabhängige Umbesetzung der m -Unterzustände des Zwischenniveaus zur Folge haben. Wir müssen deswegen in den Gleichungen (1.1) und (1.2) folgende Ersetzung durchführen:

$$|m_v\rangle \longrightarrow \Lambda(t) |m_v\rangle = \sum_{m_w} |m_w\rangle \langle m_w | \Lambda(t) |m_v\rangle.$$

Wir erhalten durch Einsetzen

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = \sum_{m_i, m_f} \left| \sum_{m_v, m_w} \langle m_f | \mathcal{H}_2 | m_w \rangle \langle m_w | \Lambda(t) |m_v\rangle \langle m_v | \mathcal{H}_1 | m_i \rangle \right|^2.$$

Nach Frauenfelder [FRA 65] lässt sich dies schreiben als

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = \sum_{\substack{k_1, k_2, \\ N_1, N_2}} A_{k_1}(1) A_{k_2}(2) G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t) \frac{1}{\sqrt{(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)}} \cdot \dots \cdot Y_{k_1}^{N_1*}(\Omega_1) Y_{k_2}^{N_2}(\Omega_2). \quad (1.3)$$

Für die Indizes gelten die Nebenbedingungen $k_i \leq \min\{2I, \ell_i + \ell'_i\}$, k_i gerade und $|N_i| \leq k_i$. $Y_k^N(\Omega)$ sind die Kugelflächenfunktionen. Die Faktoren $A_{k_i}(1) \cdot A_{k_j}(2)$ werden häufig zu A_{ij} zusammengefasst und sind die Anisotropiekoeffizienten des betrachteten Übergangs. $G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t)$ ist der Störfaktor oder die Störfunktion.

$$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t) = \sum_{m_v, m_w} (-1)^{2I+m_v+m_w} \sqrt{(2k_1 + 1)(2k_2 + 2)} \cdot \dots \cdot \begin{pmatrix} I & I & k_1 \\ m'_v - m_v & N_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & k_2 \\ m'_w - m_w & N_2 \end{pmatrix} \langle m_w | \Lambda(t) |m_v\rangle \langle m'_w | \Lambda(t) |m'_v\rangle^* \quad (1.4)$$

Er beinhaltet die gesamte Information über die äußere Störung des Systems und kann für einige Spezialfälle berechnet werden. Ein Beispiel ist die Wechselwirkung des magnetischen Moments $\vec{\mu}$ des Sondenkerns im Zwischenzustand mit dem Magnetfeld des Wirtsgitters \vec{B}_{HF} am Sondenplatz.

1.2.3 Magnetische Hyperfeinwechselwirkung

(a) Ausgerichtetes Wirtsgitter

Die Weiß'schen Bezirke eines Ferromagneten werden hierfür mithilfe eines äußeren Magnetfeldes ausgerichtet. Es ist üblich, dieses Magnetfeld in z -Richtung zu legen und die Emission von γ_1, γ_2 in der x - y -Ebene zu betrachten, da es die mathematische Behandlung des Problems deutlich vereinfacht. Eine solche Wechselwirkung ist sowohl statisch als auch axialsymmetrisch zur z -Achse. Die Matrixelemente des Störoperators $\Lambda(t)$ können dadurch in einfacher Form angegeben werden:

$$\langle m_b | \Lambda(t) | m_a \rangle = \langle m_b | e^{-\frac{i}{\hbar} \mathcal{H} t} | m_a \rangle = e^{-\frac{i}{\hbar} E_m t} \delta_{m_b m_a}.$$

Hier ist \mathcal{H} der gewohnte Hamiltonoperator der magnetischen Wechselwirkung. Die axiale Symmetrie des betrachteten Systems führt dazu, dass dieser diagonal und symmetrisch ist. Das Einsetzen der obigen Gleichung in Gleichung (1.4) liefert für den Störfaktor

$$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t) = \sum_m \sqrt{(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)} \begin{pmatrix} I & I & k_1 \\ m' & -m & N_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & k_2 \\ m' & -m & N_2 \end{pmatrix} \cdot \dots \\ \cdot e^{-\frac{i}{\hbar} (E_m - E_{m'}) t} \delta_{N_1 N_2}. \quad (1.5)$$

In $\delta_{N_1 N_2}$ fließt wieder die axiale Symmetrie des Problems mit ein, da die Wigner'schen $3j$ -Symbole nur für $m' - m + N = 0$ von null verschieden sind.

Die magnetische Aufspaltung der m -Unterkustände des Zwischenniveaus ist äquidistant, es gilt mit der Larmorfrequenz ω_L

$$E_m - E_{m'} = -(m - m') g \mu_K B_z = N \hbar \omega_L, \quad \omega_L := -\frac{g \mu_K}{\hbar} B_z.$$

Bei der anschließenden Summation über m fallen aufgrund der Orthogonalität der $3j$ -Symbole Terme für $k_1 \neq k_2$ weg. Es gilt insgesamt

$$G_{kk}^{NN}(t) = e^{-iN\omega_L t}.$$

Dabei ist $|N| \leq k$ und $k \leq \min\{2I, \max\{2\ell_1, 2\ell'_1\}, \max\{2\ell_2, 2\ell'_2\}\}$ gerade. Durch Einsetzen in Gleichung (1.3) ergibt sich für die Winkelkorrelationsfunktion unter der Annahme, dass die z -Richtung senkrecht zur Detektorebene ist

$$W_{\perp}(\theta, t, \omega_L) = \sum_k b_k \cdot \cos(k(\theta - \omega_L t)), \quad \theta = \angle(\vec{k}_1, \vec{k}_2). \quad (1.6)$$

Wir betrachten hier den Fall $k \in \{0, 2\}$. Die b_k hängen dann lediglich von dem Anisotropiekoeffizienten A_{22} ab

$$b_0 = 1 + \frac{1}{4} A_{22}, \quad b_2 = \frac{3}{4} A_{22}.$$

Die allgemeine Winkelkorrelationsfunktion für ein Magnetfeld senkrecht zur Detektorebene lautet also

$$W_{\perp}(\theta, t, \omega_L) = 1 + A_{22} \left(\frac{1}{4} + \frac{3}{4} \cos(2(\theta - \omega_L t)) \right).$$

Bei der üblicherweise verwendeten Detektorgeometrie stehen vier Detektoren im Winkel von 180° bzw. 90° zueinander. Die Korrelationsfunktion lautet dann

$$W_{\perp, 180^\circ, 90^\circ}(\theta, t, \omega_L) = 1 + A_{22} \left(\frac{1}{4} \pm \frac{3}{4} \cos(2\omega_L t) \right). \quad (1.7)$$

Eine weitere Möglichkeit ist die Messung mit Detektoren unter Winkeln von $\pm 135^\circ$:

$$W_{\perp, \pm 135^\circ}(\theta, t, \omega_L) = 1 + A_{22} \left(\frac{1}{4} \mp \frac{3}{4} \sin(2\omega_L t) \right). \quad (1.8)$$

Da die \sin -Funktion ungerade ist, erlaubt es der letztere Versuchsaufbau die Richtung der Präzession des Drehimpulses, also das Vorzeichen des magnetischen Hyperfeinfeldes, zu bestimmen.

(b) Nicht ausgerichtetes Wirtsgitter

Im Falle des nicht magnetisch ausgerichteten Wirtsgitters sind die Weiß'schen Bezirke in zufälliger Weise orientiert. Da jeder Weiß'sche Bezirk in sich in einer beliebigen aber festen Richtung ausgerichtet ist, können wir die Gültigkeit der in Abschnitt (a) hergeleiteten Zusammenhänge für jeden einzelnen Bezirk annehmen. Es wird nun die Ausrichtung eines einzelnen Bezirks als Vorzugsachse gewählt und über alle dazu relativen möglichen Orientierungen der Detektoren gemittelt. Hierbei wird der Winkel zwischen den Detektoren festgehalten. Der Störfaktor muss nach Matthias [MAT 65] dementsprechend abgeändert werden.

$$G_{kk}^{NN} = e^{-iN\omega_L t} \longrightarrow G_k(t) = \frac{1}{2k+1} \sum_N G_{kk}^{NN}(t) = \frac{1}{2k+1} \sum_N e^{-iN\omega_L t}$$

Betrachtet man nur den Realteil des obigen Ausdrucks für $G_k(t)$, so ergibt sich

$$G_k(t) = \frac{1}{2k+1} \sum_{N=-k}^k \cos(N\omega_L t).$$

Aus Gleichung (1.3) ergibt sich in diesem Fall

$$W(\theta, t, \omega_L) = \sum_k A_k(1) A_k(2) G_k(t) P_k(\cos \theta).$$

Wie im Fall des ausgerichteten Wirtsgitters nehmen wir $k \in \{0, 2\}$ an und es ergibt sich für die Winkelkorrelationsfunktion einer nicht magnetisierten Probe

$$W(\theta, t, \omega_L) = 1 + A_{22} \cdot \frac{1}{5} [1 + 2 \cos(\omega_L t) + 2 \cos(2\omega_L t)] \cdot P_2(\cos \theta). \quad (1.9)$$

1.2.4 Korrektur der gemessenen Magnetfelder

Mit der Methode der PAC kann das Magnetfeld am Sondenort bestimmt werden. Dieses Magnetfeld setzt sich aus verschiedenen Anteilen, die in der Literatur [SCH 97] ausführlicher beschrieben werden, zusammen. Hier sind davon lediglich die folgenden drei Anteile von Bedeutung.

$$B_{\text{gemessen}} = B_{\text{EXT}} + B_{\text{HF}} + B_{\text{LORENTZ}}$$

Die beiden letzteren Anteile, Hyperfeinfeld und Lorentzfeld, werden üblicherweise zu einem Feld zusammengefasst und mit B_{HF} bezeichnet. Bei der Auswertung der Messergebnisse muss also noch auf ein ggf. vorhandenes externes Magnetfeld korrigiert werden, um das eigentliche magnetische Hyperfeinfeld zu erhalten.

1.3 Die Messapparatur

1.3.1 Allgemeiner Aufbau

Die Methode der gestörten γ - γ -Winkelkorrelation stellt hohe Anforderungen an die Energie- und an die Zeitauflösung der verwendeten Komponenten. Aus diesem Grund werden Energie- und Zeitkreis strikt voneinander getrennt. Der Energiekreis wird dabei als „slow“-Kreis und der Zeitkreis als „fast“-Kreis bezeichnet. Dazu besitzen die verwendeten Szintillationsdetektoren zwei unterschiedliche Ausgänge. Die Anode des Sekundärelektronenvervielfachers liefert ein Signal, dessen Höhe proportional zur Energie des nachgewiesenen γ -Quants ist. An einer der Dynoden wird das Zeitsignal abgegriffen.

Die Zeit, die zwischen der Registrierung von zwei γ -Quanten verstreicht, wird mit einem Zeit-zu-Amplitude-Konverter (TAC) im fast-Kreis gestoppt. Das Ergebnis wird durch die Überprüfung der Energien der beiden γ -Quanten im slow-Kreis validiert. Die so gestoppten TAC-Ereignisse werden anschließend in einem Analog-zu-Digital-Konverter (ADC) digitalisiert und in einen Vielkanal-Analysator (MCA) einsortiert. Die Daten können nach erfolgter Messung mit einem PC ausgelesen und weiterverarbeitet werden.

1.3.2 Die Dreidetektor-Anlage

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden auf einer Dreidetektor-Anlage mit einem beweglichen Detektor durchgeführt. Sie ist auf eine besonders gute Zeitauflösung optimiert und eignet sich besonders für γ - γ -Kaskaden mit einem kurzlebigen Zwischenzustand. Ein Blockschaltbild befindet sich in Abbildung 1.3.

Die Detektoren bestehen aus einem kegelstumpfförmigen Szintillatorkristall aus BaF_2 mit einer Dicke von 25 mm. Dahinter befindet sich ein Sekundärelektronenvervielfacher mit fast- und slow-Ausgang. BaF_2 zeichnet sich durch eine besonders schnelle Komponente in seinem Szintillationslicht aus, welches eine Lebensdauer von ca. 800 ps besitzt. Für den fast-Kreis ergibt sich dadurch eine Zeitauflösung, die typischerweise besser als 1 ns ist. Eine gute Zeitauflösung ist wichtig, um nachher in den Spektren die prompten Ereignisse deutlich von der Lebensdauerkurve unterscheiden zu können.

Die zwei Detektoren B und C heißen Stop-Detektoren und sind fest unter einem Winkel von 90° montiert. Der dritte Detektor A, der Start-Detektor, fährt in frei wählbaren Zeitabständen zwischen den Positionen A (90° zu B) und A* (180° zu B) hin und her. Üblich ist es, eine Reihenfolge wie AA*A*A zu wählen, um zeitliche Veränderungen in den Zählraten der Spektren auszugleichen.

Im fast-Kreis werden die schnellen Detektorsignale zunächst durch einen Constant-Fraction-Diskriminator (CFD) geleitet. Dies erhöht die Genauigkeit in der Zeitmessung wesentlich und bietet zudem die Möglichkeit, das Rauschen und damit den Untergrund im Spektrum durch eine einstellbare Schwelle zu unterdrücken. Die Si-

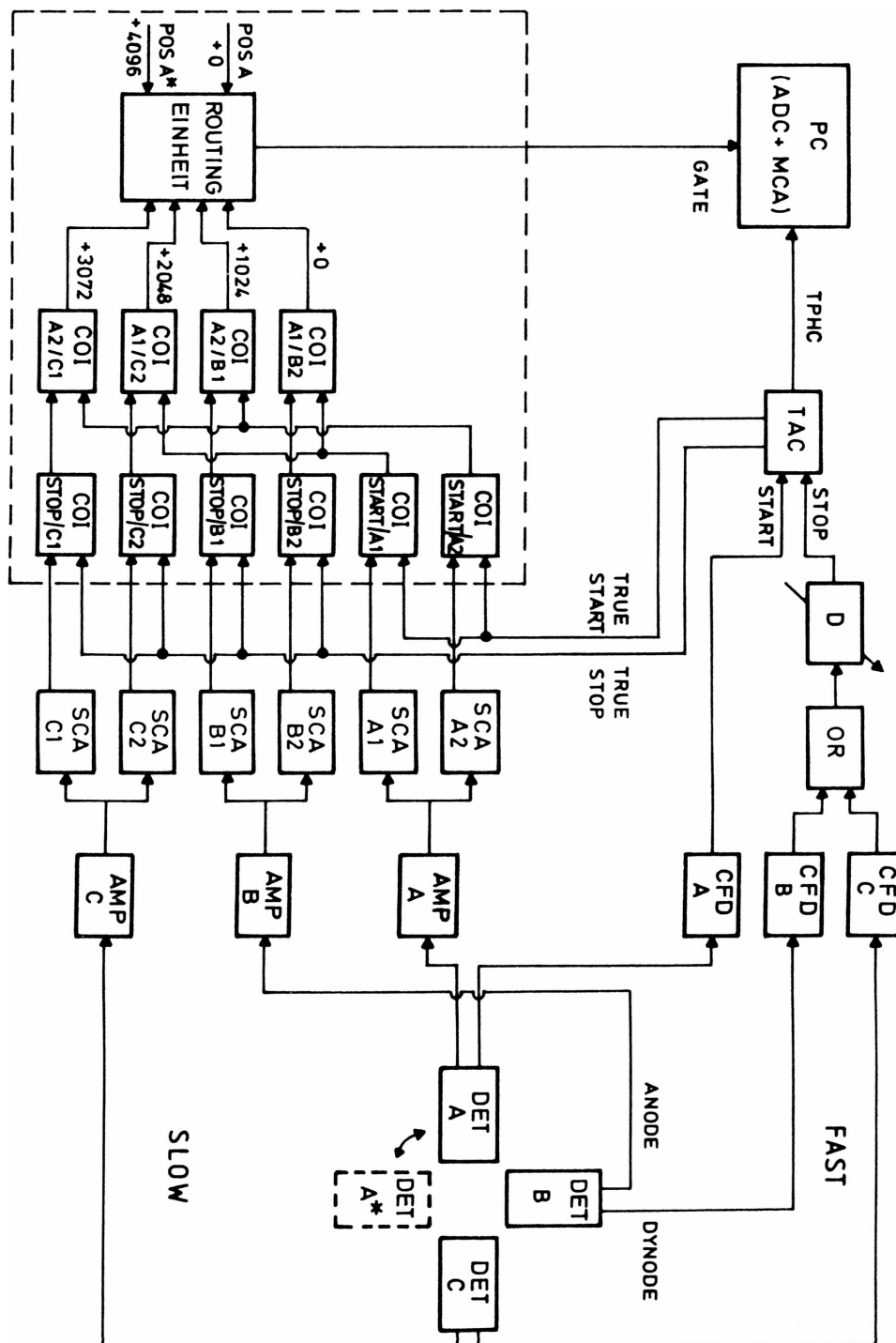


Abbildung 1.3: Logischer Aufbau der 3-Detektor-Apparatur mit getrenntem fast- und slow-Kreis; der Detektor A fährt abwechselnd die Positionen A und A* an. Der gestrichelte Rahmen umfasst die kombinierte Koinzidenz- und Routingeinheit [SCH 92].

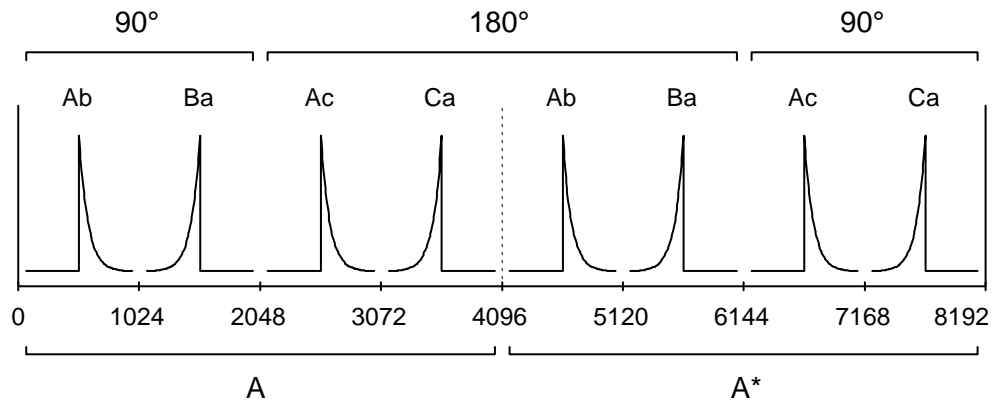


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der Lebensdauerspektren der acht logischen Gruppen, in die die gültigen TAC-Ereignisse einsortiert werden. Die vier Spektren links werden in Position A, die rechts in Position A* aufgenommen. Die Buchstabenpaare geben die Detektorkombination an (Detektor von γ_1 groß, Detektor von γ_2 klein). Der Winkel zwischen den Detektoren ist ebenfalls angegeben.

gnale der beiden Stop-Detektoren (B und C) werden über ein schnelles ODER-Gatter zusammengeführt und anschließend um einen definierten Betrag verzögert. Dieses Signal und das CFD-Signal des Start-Detektors liefern die Stop- bzw. Start-Signale für den TAC. Der TAC liefert drei Signale. Das wichtigste ist die gemessene Zeitdifferenz in Form eines Spannungspulses, welcher an den ADC weiter geleitet wird. Außerdem liefert er ein True-Start- und ein True-Stop-Signal, welche die Koinzidenzauswertung der SCA-Signale steuern.

Im slow-Kreis werden die Energiesignale der drei Detektoren zunächst verstärkt und auf je zwei Einkanal-Analysatoren (SCA) verteilt. Dabei wird einer der SCA's auf die Energie des ersten und der andere auf die des zweiten γ -Quants der Zerfallskaskade eingestellt. In der darauf folgenden Koinzidenzelektronik werden die TAC-Ereignisse in acht Spektren eingeteilt oder verworfen, sofern sie in keine der Spektren passen. Ein Spektrum entspricht dabei genau einem speziellen Detektorpaar. Die Koinzidenz wird allerdings nur dann analysiert, wenn der TAC auch tatsächlich eine Zeitmessung beginnt oder beendet. Eine schematische Darstellung der acht Lebensdauerspektren befindet sich in Abbildung 1.4.

Die Probe befindet sich in der Mitte in 1.3 cm Abstand zu den BaF₂-Kristallen der Detektoren. Es ist beim Einbau auf eine möglichst gute Zentrierung zu achten, damit die Zählraten in den verschiedenen Spektren symmetrisch bleiben.

Eine ausführliche Beschreibung dieser Apparatur findet sich z.B. in der Dissertation von T. Schaefer [SCH 92].

1.4 Behandlung der Messergebnisse

1.4.1 Berechnung der R-Wert Spektren

Die mit einer PAC-Anlage aufgenommenen Lebensdauerspektren können formal dargestellt werden als Produkt aus einem exponentiellen Zerfall und der Winkelkorrelationsfunktion $W(\theta, t)$. Für die winkelabhängige Zählrate der Lebensdauerspektren gilt

$$Z(\theta, t) = Z_0 e^{-\frac{t}{\tau}} W(\theta, t) + U.$$

Die aufgenommenen Spektren müssen dafür um den Untergrund U korrigiert werden. Berücksichtigt werden muss auch ein sogenannter Dejustierungsfaktor, der von der geometrischen Dejustierung der Probe kommt. Anschließend kann aus den Spektren der Einfluss der Lebensdauer durch Bildung des „R-Wertes“ eliminiert werden. Es ist dabei zwischen den Fällen für magnetisch ausgerichtete bzw. nicht ausgerichtete Wirtsgitter zu unterscheiden. Diese beiden Fälle wurden von Arends et al. [ARE 80] untersucht.

Aufgrund der Detektorgeometrie wird prinzipiell zwischen zwei Arten von Spektren unterschieden. Dies sind die Spektren, in denen Start- und Stop-Detektoren unter einem Winkel von zum einen 90° und zum anderen 180° zueinander stehen. Ihre Zählraten werden dementsprechend zu zwei Größen $\bar{Z}(90^\circ, t)$ bzw. $\bar{Z}(180^\circ, t)$ gemittelt.

(a) Der ausgerichtete Fall

Es kann gezeigt werden, dass für das magnetisch ausgerichtete Wirtsgitter und $A_{44} = 0$ durch die Wahl der R-Wert-Bildung mit

$$R(t) = \frac{4 \bar{Z}(180^\circ, t) - \bar{Z}(90^\circ, t)}{3 \bar{Z}(180^\circ, t) + \bar{Z}(90^\circ, t)}$$

sämtliche Terme höherer Ordnung in A_{22} wegfallen. Es ergibt sich durch Einsetzen von Gleichung 1.7 ($k \in \{0, 2\}$)

$$R(t) = \frac{A_{22}}{1 + \frac{1}{4}A_{22}} \cdot \cos(2\omega_L t). \quad (1.10)$$

Misst man mit den Detektoren nicht unter 90° und 180° , sondern unter $\pm 135^\circ$, so kann das Vorzeichen des magnetischen Hyperfeinfeldes aus der Steigung des R-Wertes im Zeitnullpunkt bestimmt werden. In diesem Fall ergibt sich

$$R(t) = \frac{A_{22}}{1 + \frac{1}{4}A_{22}} \cdot \sin(2\omega_L t). \quad (1.11)$$

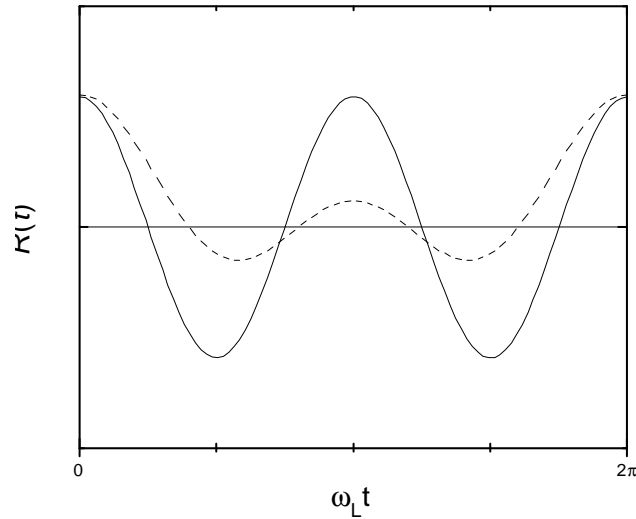


Abbildung 1.5: Vergleich der theoretischen R-Wert Funktionen für magnetisiertes (durchgezogene Linie) und nichtmagnetisiertes (gestrichelte Linie) Wirtsgitter

(b) Der nicht ausgerichtete Fall

Im Fall des nicht magnetisch ausgerichteten Wirtsgitters und $A_{44} = 0$ wird der R-Wert mittels

$$R(t) = 2 \frac{\bar{Z}(180^\circ, t) - \bar{Z}(90^\circ, t)}{\bar{Z}(180^\circ, t) + 2\bar{Z}(90^\circ, t)}$$

gebildet, sodass auch hier die Terme höherer Ordnung in A_{22} verschwinden. Es wird ebenfalls eine Detektorgeometrie mit Detektoren unter 90° und 180° verwendet. Einsetzen von Gleichung 1.9 liefert hier ($k \in \{0, 2\}$)

$$R(t) = \frac{1}{5} A_{22} (1 + 2 \cos(\omega_L t) + 2 \cos(2\omega_L t)). \quad (1.12)$$

★

Die beiden Fälle mit Detektoren unter 90° und 180° werden in Abbildung 1.5 gegenübergestellt. Die Amplituden der \cos -Funktionen sind durch den effektiven Anisotropiekoeffizienten $Q_{22} \cdot A_{22}$ bestimmt, welcher im nächsten Absatz näher erläutert wird.

1.4.2 Auswertung der R-Wert Spektren

Bei der Auswertung der Spektren müssen einige zusätzliche Details berücksichtigt werden. Wie bei den meisten bekannten PAC-Sonden-Kernen, tritt auch beim ^{48}Cr ein prompter Anteil im Lebensdauerspektrum auf. Er wird beispielsweise durch gestreute γ -Quanten oder durch γ -Quanten der Positronenannihilation verursacht und

verdeckt in der Regel die ersten ns eines Lebensdauerspektrums. Die Spektren können in diesem Bereich nicht ausgewertet werden. Außerdem gelten die Anisotropiekoeffizienten A_{ij} nur unter der Annahme von punktförmigen Detektoren. Deren endliche Öffnungswinkel führen zu einer Verminderung der beobachteten Anisotropie, die durch einen Faktor Q_{ij} beschrieben wird

$$\bar{A}_{ij} = Q_i Q_j \cdot A_{ij} = Q_{ij} \cdot A_{ij}.$$

Die beobachtete Anisotropie wird „effektive Anisotropie“ genannt und ist anlagen-spezifisch. Bei einem typischen Abstand von Probe zu Detektor von 1.3 cm und der hier verwendeten Kristallgeometrie ergibt sich etwa $Q_{22} = 0.7$ [FRA 65].

Generell zu beachten ist, dass die Sondenkerne im Wirtsgitter nicht an äquivalenten Gitterplätzen eingebaut sein müssen. Dies ist besonders bei der Implantation von Sondenkernen der Fall. Die Störfunktion $G_{kk}^{NN}(t)$ setzt sich dann aus mehreren Anteilen additiv zusammen. f_i sei der Anteil an Sonden, die sich in der Umgebung i befinden.

$$G_{kk}^{NN}(t) = \sum_{i=0}^{i_{\max}} f_i \cdot G_{kk}^{NN(i)}(t), \quad \sum_i f_i = 1$$

Um die Sondenkerne auf einen einheitlichen Gitterplatz einzubauen, werden Proben vor der Durchführung von Experimenten ausgeheilt. Gelingt das Ausheilen der Proben nicht, wird dies spätestens bei der Auswertung der Daten mittels eines Fits deutlich.

Die in dieser Arbeit verwendete Fit-Funktion lautet

$$f(t) = f \cdot \left[\frac{1}{5} A_{22} \left(1 + 2e^{\delta\omega_L t} \cos(\omega_L t) + 2e^{2\delta\omega_L t} \cos(2\omega_L t) \right) \right] + \dots \\ + (1 - f) \cdot \left[\frac{A_{22}}{1 + \frac{1}{4} A_{22}} \cdot e^{2\delta\omega_L t} \cos(2\omega_L t) \right].$$

Es ist f der Anteil an Sonden in nicht magnetisierter Umgebung, δ die Dämpfung, welche durch nur geringfügig gestörte Umgebungen hervorgerufen wird, und ω_L die Larmor-Frequenz. Dieser Ansatz ermöglicht über den Fit des Parameters f die Überprüfung der Magnetisierung einer Probe.

1.5 Anforderungen an eine PAC-Sonde

Abschließend werden nun noch einmal einige der wichtigsten Eigenschaften, die eine gute Sonde für gestörte γ - γ -Winkelkorrelation ausmachen, zusammengefasst.

- Die Anisotropiekoeffizienten der Zerfallskaskade sollten groß genug sein, um ein Signal im R-Wert-Spektrum zu bekommen, welches sich deutlich vom Rauschen der Daten abhebt.
- Bei Messung des magnetischen Hyperfeinfeldes darf der g -Faktor des Zwischen-niveaus nicht so klein sein, dass die Larmor-Frequenz im beobachtbaren Zeitfenster nicht mehr sichtbar ist. Er darf allerdings auch nicht so groß sein, dass die Periode der \cos -Funktion kleiner als die Zeitauflösung der Meßapparatur ist.
- Die Energien der γ -Quanten der Zerfallskaskade sollten in einem mittleren Energiebereich von etwa 50 keV bis 1 MeV liegen. Für niederenergetische γ -Quanten stellt Absorption an Teilen des Messaufbaus ein Problem dar. Bei hochenergetischen γ -Quanten nimmt die Nachweiseffizienz in den Detektoren stark ab. Zudem tritt verstärkt Compton-Mehrfachstreuung auf, was zu mehr Untergrund in den Spektren führt.
- Die Lebensdauer des Zwischenniveaus sollte nicht zu kurz sein, da sie das beobachtbare Zeitfenster bestimmt. Üblicherweise sind bis zu 10 Lebensdauern beobachtbar. Die Lebensdauer sollte wiederum auch nicht zu lang sein, weil sonst die Korrelation zwischen den beiden γ -Quanten im Untergrund verloren geht.
- Die Strahlungsübergänge der Zerfallskaskade sollten möglichst keine zu hohe Multipolarität aufweisen. Die mathematische Beschreibung ist sonst deutlich komplexer.
- Die Lebensdauer des Mutterisotops sollte nicht zu lang und nicht zu kurz sein. Einerseits würden die Messungen lang dauern, andererseits wäre nur eine sogenannte „online“-Messung möglich, in der die Probe bereits während der Herstellung gemessen wird.
- Das Zerfallsschema des Mutterisotops sollte einfach sein und wenige Übergänge zum Grundzustand des Tochterisotops besitzen. Der Untergrund in den Messungen wird dadurch vermindert.
- Zu guter Letzt sollte die Herstellung des Mutterisotops in ausreichenden Mengen möglich sein. Soll das Mutterisotop an einem Massenseparator implantiert werden, muss es chemisch oder physikalisch aus dem Produktionstarget absepariert werden können. Bei Rückstoßimplantation muss eine hinreichende Selektivität des Produktionsmechanismus gewährleistet sein.

Unter diesen Aspekten wird in den nächsten Kapiteln die Eignung der Sonde ^{48}Cr genauer untersucht.

Kapitel 2

Das Isotop ^{48}Cr

Das Element Chrom gehört zu der Gruppe der Übergangsmetalle. In natürlicher Zusammensetzung besteht es aus einem Isotopengemisch von 4.3 % ^{50}Cr , 83.8 % ^{52}Cr , 9.5 % ^{53}Cr und 2.4 % ^{54}Cr . Neben diesen stabilen Isotopen existiert eine ganze Reihe weiterer radioaktiver Isotope mit Massenzahlen A zwischen 43 und 63. Sie zeichnen sich generell durch ihre kurzen Halbwertszeiten aus, die zwischen 21 ms und 27.7 d liegen. Der hier interessante Ausschnitt aus der Karlsruher Nuklidkarte [PFE 95] ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

2.1 ^{48}Cr als PAC-Sonde

Abbildung 2.2 zeigt das Zerfallsschema des Mutterisotops ^{48}Cr [LED 78]. Es zerfällt über Elektroneneinfang zu 100 % in das 420 keV 1^+ -Niveau des Tochterisotops ^{48}V und besitzt eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = 21.6$ h. Das angeregte 1^+ -Niveau des ^{48}V zerfällt zu beinahe 100 % über γ -Emission in den 308 keV 2^+ -Zustand. Es handelt sich dabei um einen gemischten magnetischen Dipol- und elektrischen Quadrupol-Übergang. Das 308 keV-Niveau besitzt eine Halbwertszeit von $t_{1/2} = 7.1$ ns und zerfällt unter γ -Emission in den 4^+ -Grundzustand des ^{48}V . Der zweite Übergang ist ein reiner elektrischer Quadrupolübergang. Das Vanadium zerfällt anschließend sowohl über Elektroneneinfang wie über β^+ -Zerfall in angeregte Zustände des stabilen Isotops ^{48}Ti .

Der Zerfall des ^{48}Cr besitzt also genau zwei γ -Linien, die eine γ - γ -Kaskade mit den Energien 112 und 308 keV bilden. Die Bevölkerung dieser Kaskade ist mit 96 % nahezu optimal. Ebenfalls vorteilhaft sind die günstig liegenden Energien der einzelnen Übergänge. Sie sind deutlich voneinander trennbar und befinden sich in einem mittleren Energiebereich. So ist kein störender Überlapp zur 511 keV-Linie aus der e^+e^- -Annihilation zu erwarten.

Die Halbwertszeit des 308 keV-Zwischenniveaus ist mit 7.1 ns relativ kurz. Sie begrenzt bei PAC-Messungen das beobachtbare Zeitfenster auf maximal 60 bis 70 ns. Die kurze Lebensdauer des Mutterisotops stellt kein gravierendes Problem dar und

Cr 47 472 ms β^+ 6,4... γ 87	Cr 48 21,6 h ϵ γ 308; 112	Cr 49 42 m β^+ 1,4; 1,5... γ 91; 153; 62...	Cr 50 4,345 σ 16	Cr 51 27,70 d ϵ γ 320	Cr 52 83,789 σ 0,8	Cr 53 9,501 σ 18	Cr 54 2,365 σ 0,36
V 46 422,6 ms β^+ 6,0... γ (2611)	V 47 32,6 m β^+ 1,9... γ (1794...)	V 48 15,97 d ϵ β^+ 0,7 γ 984; 1312; 944...	V 49 330 d ϵ $n\alpha$ γ	V 50 0,250 $1,4 \cdot 10^{17}$ a ϵ ; β^- γ 1554; 783 σ 40	V 51 99,750 σ 4,9	V 52 3,75 m β^- 2,5... γ 1434...	V 53 1,6 m β^- 2,5... γ 1006; 1289...
Ti 45 3,08 h β^+ 1,0... γ (720...)	Ti 46 8,0 σ 0,6	Ti 47 7,3 σ 1,6	Ti 48 73,8 σ 7,9	Ti 49 5,5 σ 1,9	Ti 50 5,4 σ 0,179	Ti 51 5,8 m β^- 2,1... γ 320; 928...	Ti 52 1,7 m β^- 1,8 γ 124; 17
Sc 44 2,44 d ϵ γ (1002; 1261; 1157)	Sc 45 3,92 h β^+ 1,5... γ 1157...	Sc 46 18,7 s 83,82 d β^- 0,4... γ 889; 1121 σ 8,0	Sc 47 3,35 d β^- 0,4; 0,6 γ 159	Sc 48 43,67 h β^- 0,7... γ 984; 1312; 1038...	Sc 49 57,2 m β^- 2,0 γ (1762; 1623)	Sc 50 1,7 m β^- 3,7; 4,2... γ 1554; 1121; 524...	Sc 51 12,4 s β^- 4,3; 5,0... γ 1437; 2144; 1568...
24		26		28		30	

Abbildung 2.1: Ausschnitt aus der Karlsruher Nuklidkarte für die Elemente von Scandium bis Chrom [PFE 95]. Von Interesse ist hier der Zerfall des ^{48}Cr zu ^{48}V .

ermöglicht es im Gegenzug, Messungen auch bei geringen Sondenmengen in der Probe schnell durchzuführen. Eine chemische Separation der Sondenkerne aus einem Produktionstarget mit anschließender Implantation in einem Massenseparator unter Zeitdruck wäre hingegen sehr aufwändig. Besser geeignet ist hier also die Rückstoßimplantation des ^{48}Cr in eine Probe, auch wenn dabei zwangsläufig ein Gemisch aus verschiedenen Isotopen und Elementen implantiert wird.

Der Spin 2^+ des Zwischenniveaus ist bei PAC-Sonden wenig verbreitet, hat aber bei der Untersuchung der magnetischen Hyperfeinwechselwirkung im Gegensatz zur elektrischen keine Auswirkungen. Der g -Faktor des Zwischenniveaus, der die Stärke der Kopplung zwischen magnetischem Moment und Hyperfeinfeld beschreibt ist bekannt und wurde erstmals von Auerbach et al. [AUE 67] zu $g = 0.188(17)$ bestimmt. Es gibt jedoch auch neuere Messungen von Raether et al. [RAE 87], die einen Wert von $0.222(8)$ ergeben.

Ein letzter Punkt, für PAC-Messungen von entscheidender Bedeutung, sind die sogenannten Anisotropiekoeffizienten A_{ij} der Kaskade. Die betrachtete Zerfallskaskade enthält elektrische Quadrupolübergänge, es werden daher die zwei Anisotropiekoeffizienten A_{22} und A_{44} erwartet. Sie wurden ebenfalls von Auerbach et al. [AUE 67] über Winkelkorrelationsmessungen bestimmt. Es gilt $A_{22} = -0.060(6)$. Innerhalb der Fehlergrenzen der Messung konnten sie mit $+0.002(4)$ kein A_{44} feststellen. Die Anisotropie der Zerfallskaskade ist somit nicht besonders groß, bleibt bei sorgfältiger Messung aber deutlich beobachtbar. Um so wichtiger ist es deswegen genügend Son-

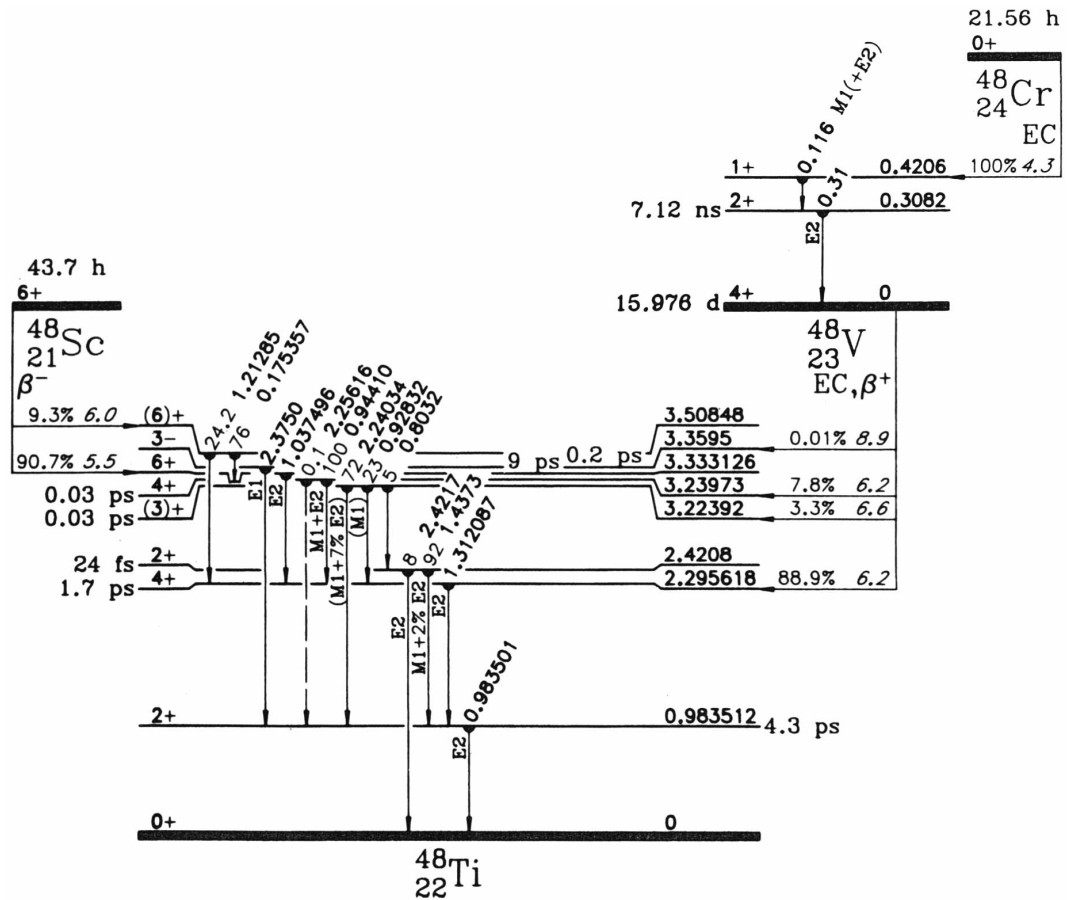


Abbildung 2.2: Zerfallsschema von ^{48}Cr . Der erste γ -Übergang der Zerfallskaskade wird zu 96 % (4 % Konversionselektronen), der zweite zu 100 % vom ersten bevölkert [LED 78].

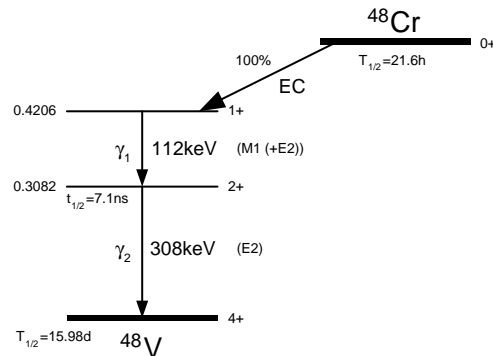


Abbildung 2.3: Zerfallskaskade des PAC-Sondenkerns ^{48}Cr [LED 78],[WEI 80].

denkerne zu produzieren und in die Probe zu implantieren. Nur dann kann in den anschließenden Messungen eine Statistik erreicht werden, die eine aussagekräftige Auswertung der Daten möglich macht.

Die für PAC-Untersuchungen relevanten und hier verwendeten Eigenschaften des Zerfalls des Sondenkerns ^{48}Cr sind abschließend im vereinfachten Zerfallsschema in Abbildung 2.3 und in der folgenden Tabelle noch einmal zusammengefasst.

Energien und Multipolaritäten der Zerfallskaskade:	[LED 78], [WEI 80]	γ_1	112 keV, M1(,E2)
		γ_2	308 keV, E2
Anisotropiekoeffizienten:	[AUE 67]	A_{22}	-0.060(6)
		A_{44}	+0.002(4)
Lebensdauer des Zwischenniveaus:	[LED 78]		7.1 ns
g -Faktor:	[AUE 67]		0.188(17)
	[RAE 87]		0.222(8)

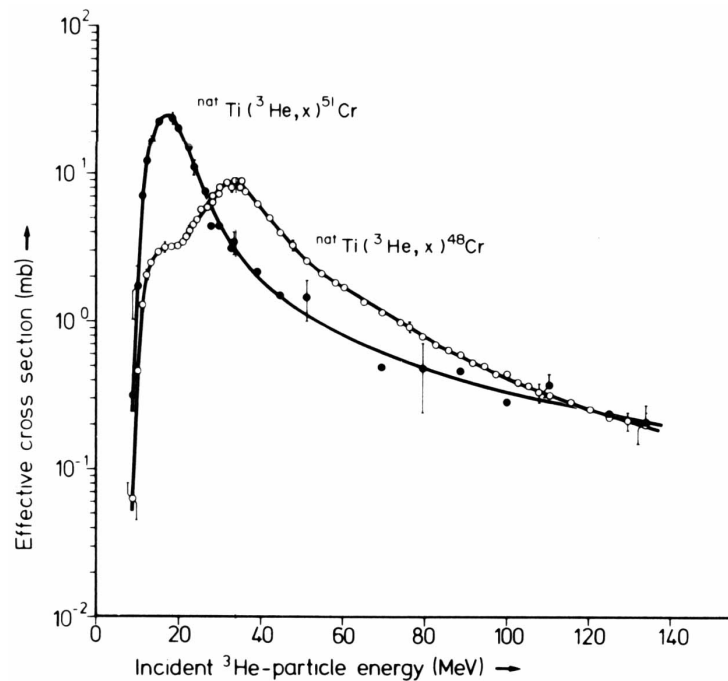


Abbildung 2.4: Effektive Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{nat}\text{Ti}(^3\text{He},x)^{\text{X}}\text{Cr}$. Für ^{48}Cr liegt das Maximum bei $\sigma = 8 \text{ mb}$ und einer Energie von etwa 35 MeV. [WEI 80]

2.2 Produktion der Sonde ^{48}Cr

Es gibt eine Vielzahl bekannter Kernreaktionen, die die Produktion von ^{48}Cr erlauben. Bei den meisten jedoch tritt ^{48}Cr nur als Nebenprodukt mit geringem Produktionswirkungsquerschnitt ($< 1 \text{ mb}$) auf. Außerdem sind bei Verwendung des Bonner Isochron-Zyklotrons die Energiebereiche für verschiedene Teilchensorten fest vorgegeben. Aus dem Bereich der medizinischen Physik, die radioaktives ^{51}Cr ($T_{1/2} = 27.7 \text{ d}$) für Diagnose verwendet und deswegen an dem kurzlebigeren ^{48}Cr Interesse hatte, kam Anfang der achtziger Jahre der Impuls andere Herstellungsreaktionen zu untersuchen, die zum einen möglichst hohe Wirkungsquerschnitte für ^{48}Cr aufwiesen und zum anderen möglichst wenig Nebenprodukte lieferten. Weinreich et al. haben drei Möglichkeiten gründlich untersucht [WEI 80], von denen die Reaktion $^{nat}\text{Ti}(^3\text{He},x)^{48}\text{Cr}$ hier besonders vorteilhaft erscheint. Diese und ähnliche Reaktionen des Typs $^{nat}\text{Ti}(^3\text{He},x)\text{X}$ wurden erst kürzlich von Ditrói et al. noch einmal untersucht [DIT 00]. Die Ergebnisse der beiden Untersuchungen stimmen gut überein.

Die Reaktion $^{nat}\text{Ti}(^3\text{He},x)^{48}\text{Cr}$

In natürlicher Zusammensetzung besteht Titan aus einer Vielzahl von stabilen Isotopen (vgl. Abb. 2.1). Dies erklärt den in Abbildung 2.4 beobachteten komplexen Verlauf

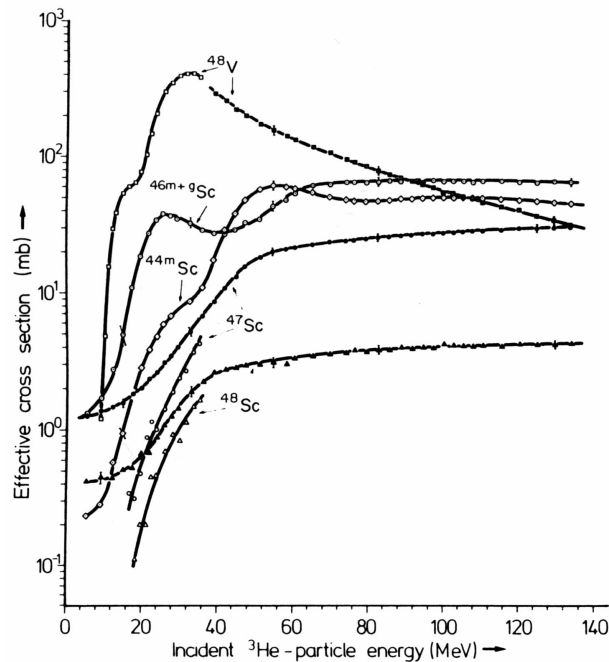


Abbildung 2.5: Wirkungsquerschnitte der häufigsten Nebenprodukte der Reaktion $^{\text{nat}}\text{Ti}(^3\text{He},x\text{n})^{\text{x}}\text{Cr}$. Besonders groß ist lediglich der Wirkungsquerschnitt für das ^{48}V . [WEI 80]

der effektiven Wirkungsquerschnitte. Im Gegensatz zu anderen bekannten Kernreaktionen existiert ein weiterer Energiebereich, in dem die Produktion von ^{48}Cr die von ^{51}Cr deutlich überwiegt und zwar von ca. 25 MeV bis 120 MeV. Der maximale Wirkungsquerschnitt zur Bildung von ^{48}Cr beträgt für ^3He mit einer Energie von 35 MeV $\sigma = 8 \text{ mb}$. Er ist deutlich größer als bei allen anderen bekannten Kernreaktionen.

Die Energie des maximalen Wirkungsquerschnitts von 35 MeV liegt gut im für ^3He zugänglichen Energiebereich des Bonner Zyklotrons ($E_{^3\text{He}} = 21 \text{ bis } 42 \text{ MeV}$). Die Nutzung dieser Kernreaktion erfordert jedoch den Einsatz von äußerst teurem ^3He , weshalb sie bisher kaum eingesetzt wurde. Durch die höchst effiziente ECR-Ionenquelle („electron-cyclotron-resonance“) des Bonner Zyklotrons ist es hier möglich den ^3He -Verbrauch und damit die Kosten auf ein Minimum zu reduzieren.

Neben dem bereits erwähnten Nebenprodukt ^{51}Cr entstehen auch noch eine ganze Reihe weiterer Isotope, die ebenfalls von Weinreich et al. [WEI 80] untersucht wurden. Die effektiven Wirkungsquerschnitte für diese Isotope sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Vorallem die Isotope ^{48}V ($T_{1/2} = 16 \text{ d}$) und $^{46\text{m}+\text{g}}\text{Sc}$ ($T_{1/2} = 84 \text{ d}$) heben sich deutlich durch ihren großen Wirkungsquerschnitt hervor. Er beträgt für 35 MeV 400 mb bzw. 30 mb. Da es sich bei ^{48}V um das Tochterisotop des ^{48}Cr und den eigentlichen Sondenkern handelt, ist es in Proben nicht weiter störend. Aufgrund der großen Lebensdauer von ^{48}V und $^{46\text{m}+\text{g}}\text{Sc}$ und der hohen Energien der auf ihren β -

Zerfall folgenden γ -Übergänge bleibt der störende Einfluß auf das γ -Gesamtspektrum gering.

Bei den weiteren Verunreinigungen handelt es sich um die Scandium-Isotope $^{44\text{m}}\text{Sc}$ mit $T_{1/2} = 2.44 \text{ d}$ (9 mb), ^{47}Sc mit $T_{1/2} = 3.4 \text{ d}$ (5 mb) und ^{48}Sc mit $T_{1/2} = 44 \text{ h}$ (2 mb), die in ähnlichen Mengen wie das ^{48}Cr hergestellt werden.

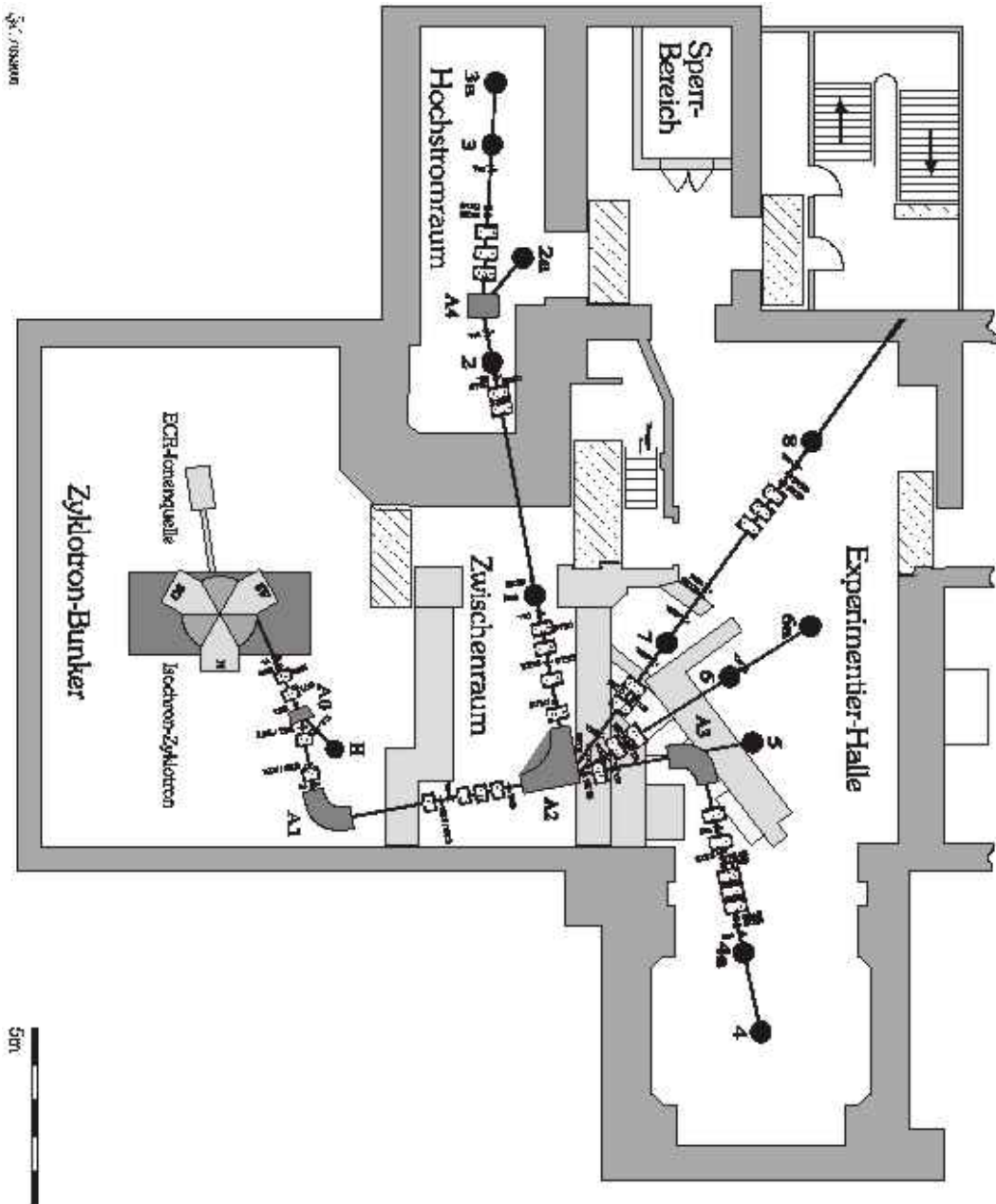


Abbildung 3.1: Übersicht über die Strahlführung am Bonner Isochron-Zyklotron. Das Zyklotron und die ECR-Ionenquelle befinden sich im sogen. Zyklotron-Bunker. Der Strahlplatz 2, an dem sämtliche Proben hergestellt wurden, befindet sich im Hochstromraum. [ZIE 00]

Kapitel 3

Messungen

3.1 Versuchsaufbau

Abbildung 3.2 zeigt den Targethalter, der sich in der Vakuumkammer an Strahlplatz 2 des Bonner Zyklotrons (siehe auch Abbildung 3.1) befindet und im Rahmen dieser Arbeit für die Rückstoßimplantation von Proben verwendet wurde. Zwischen dem Tantal-Kollimator (Bohrungsdurchmesser: 2 mm) und dem Kollimatorhalter wird die Produktionsfolie eingespannt. Nur wenige Millimeter hinter der Produktionsfolie sind symmetrisch zur Strahlachse zwei Probenhalter so aufgestellt, dass die auf ihnen befestigten Proben alle unter einem Winkel von etwa 10° bis 60° hinten aus der Produktionsfolie herausgeschleuderten Teilchen auffangen. Der nicht verbrauchte Primärstrahl wird in einem massiven Kohlenstoffstopper am Ende des Halters absorbiert.

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurde als Produktionsfolie eine Titan-Folie natürlicher Zusammensetzung mit einer Dicke von ca. $15 \mu\text{m}$ verwendet. Sie wurde für die Experimente auf $5 \mu\text{m}$ heruntergewalzt.

Die ^3He -Teilchen verlieren in der Produktionsfolie kinetische Energie. Es ist deshalb üblich, für Experimente eine Teilchenenergie zu wählen, die ein wenig oberhalb derjenigen des maximalen Wirkungsquerschnitts liegt. So wird sichergestellt, dass das Maximum auch tatsächlich durchlaufen wird. Mit dem Computerprogramm Trim '92 [BIE 80] durchgeführte Simulationen (vgl. Abbildung 3.3) sagen im Energiebereich um 35 MeV Energieverluste in der Größenordnung von 250 keV voraus. Daher wurde für alle Experimente eine Teilchenenergie von 36 MeV festgelegt. Die Auffächerung des Primärstrahls in den hier verwendeten Titanfolien ist mit etwa 0.2° vernachlässigbar klein.

Die Dicke der Produktionsfolie spielt bei der Rückstoßimplantation eine entscheidende Rolle. Die in ihr produzierten Kerne müssen durch den Rückstoß der Kernreaktion auf der Rückseite herausgeschleudert werden können. Aus der Reaktionskinematik kann eine obere Grenze für die kinetische Energie der produzierten ^{48}Cr -Teilchen bestimmt werden. Für ein unter 10° gestreutes ^{48}Cr -Teilchen ergibt sich etwa 7–8 MeV

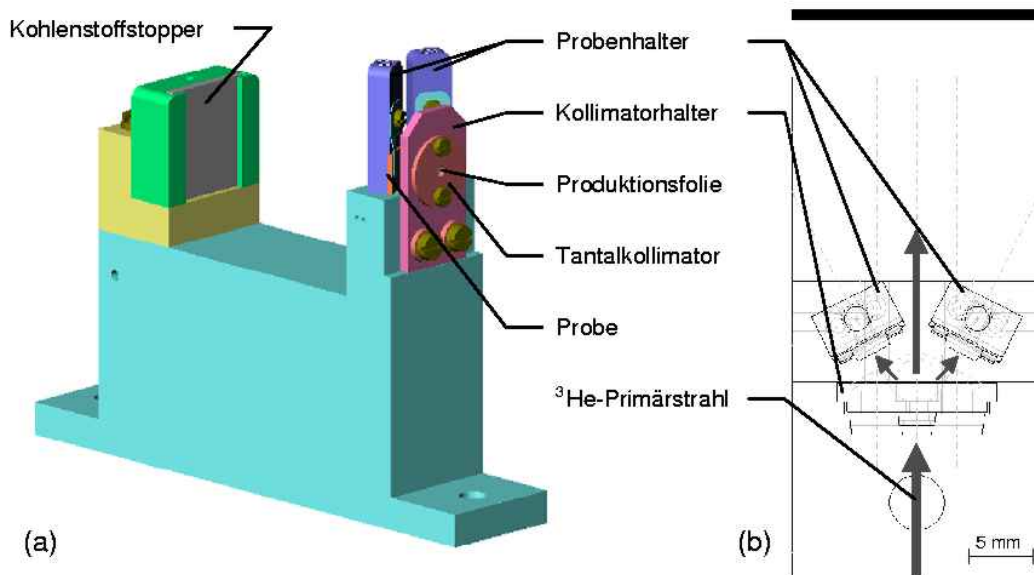


Abbildung 3.2: Targethalter für Rückstoßimplantation (links), Aufsicht (rechts). Die Produktionsfolie wird zwischen Tantalkollimator und Kollimatorhalter eingespannt. In ca. 5 mm Abstand dahinter befinden sich die Probenhalter mit den zu implantierenden Proben. Der ^3He -Strahl trifft zunächst auf die dünne Produktionsfolie und wird anschließend im Kohlenstoffstopper absorbiert.

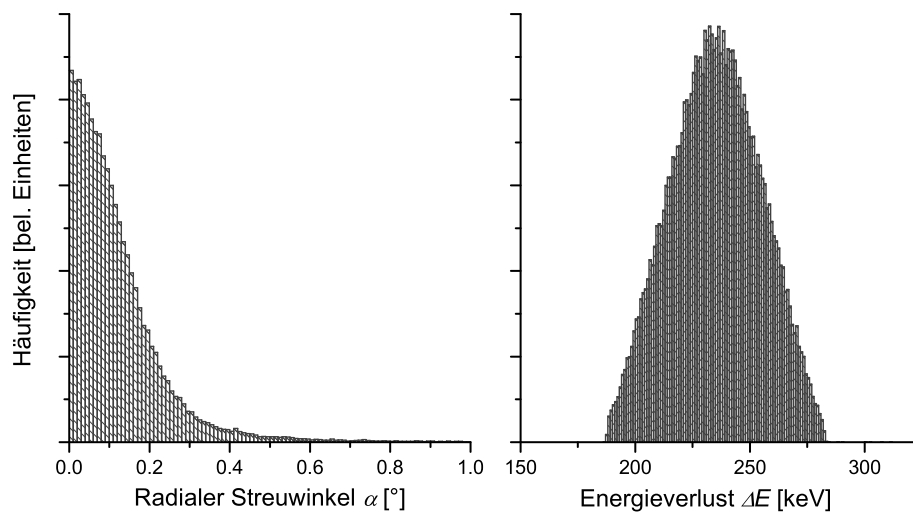


Abbildung 3.3: Trim '92 Simulation [BIE 80] für die Winkelverteilung (links) und den Energieverlust (rechts) von ^3He -Teilchen nach dem Durchqueren der ca. $5\ \mu\text{m}$ dicken Produktionsfolie aus $^{\text{nat}}\text{Ti}$. Die Auffächerung des Strahls ist vernachlässigbar klein und der Energieverlust liegt um 250 keV.

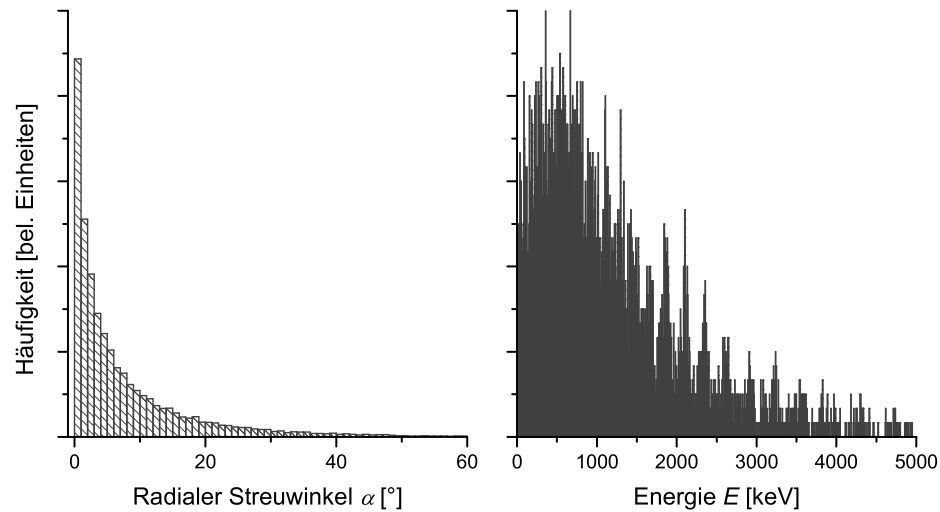


Abbildung 3.4: Winkelverteilung (links) und Energieverteilung (rechts) der auf der Rückseite der Produktionsfolie herausgeschleuderten ^{48}Cr . Für die Energieverteilung wurden nur die Teilchen berücksichtigt, die unter einem Winkel $\alpha \geq 10^\circ$ aus der Produktionsfolie herausgeschleudert werden und auch tatsächlich genutzt werden können. (TRIM '92-Simulation)

[VWI 02]. Ausgehend von dieser Energie wurden mit Trim '92 Simulationen für die Energie- und die Winkelverteilung der aus der Produktionsfolie herausgeschleuderten ^{48}Cr -Atome durchgeführt. Deren Reichweite in der Produktionsfolie beträgt knapp $3\ \mu\text{m}$.

Der ^3He -Strahl passiert mit nur minimalem Energieverlust die $5\ \mu\text{m}$ dicke Produktionsfolie aus $^{\text{nat}}\text{Ti}$ (vgl. Abbildung 3.3). Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{\text{nat}}\text{Ti}(^3\text{He},x\text{n})^{48}\text{Cr}$ kann deshalb über die Foliendicke hinweg als konstant betrachtet werden. Durch die kleinen Reaktionswirkungsquerschnitte nimmt außerdem die ^3He -Strahlintensität in der Folie praktisch nicht ab. Die Anzahl der produzierten ^{48}Cr ist unabhängig vom Ort in der Produktionsfolie. Die Folie wurde deswegen in 50 jeweils $100\ \text{nm}$ dicke Segmente unterteilt. Eine fest vorgegebene Anzahl von ^{48}Cr wurde in einer Trim '92-Simulation mit $8\ \text{MeV}$ für jedes einzelne Segment durch alle dahinterliegenden Segmente geschossen. Anschließend wurden die Daten der transmittierten ^{48}Cr aller einzelnen Simulationen zusammengefasst und hinsichtlich ihrer Energie- und Winkelverteilung untersucht.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.4 graphisch dargestellt. Die kinetische Energie der für Rückstoßimplantation zur Verfügung stehenden ^{48}Cr beträgt dieser Simulation nach zwischen einigen $100\ \text{keV}$ und wenigen MeV . Sie werden bevorzugt unter kleinen Winkeln zur Achse des Primärstrahls herausgeschleudert. Es ist sinnvoll, die

Proben möglichst achsennah zu montieren. Dabei besteht jedoch grundsätzlich die Gefahr der direkten Aktivierung der Proben durch den ^3He -Strahl, wie es auch bei der sogenannten „stacked-foil“-Technik der Fall ist. Die dadurch entstehende zusätzliche Aktivität stellt ein gravierendes Problem für spätere Messungen dar und sollte unter allen Umständen vermieden werden. Es wird deswegen ein großzügiger Sicherheitsabstand von etwa 2 mm zur Strahlachse bevorzugt.

3.2 Test der Rückstoßimplantation

Vor der Durchführung der eigentlichen Experimente wurde der im letzten Abschnitt beschriebene Versuchsaufbau unter Experimentbedingungen getestet. Als Proben dienten zwei $75\ \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolien natürlicher Isotopenzusammensetzung. Sie wurden auf eine Fläche von je $6 \times 10\ \text{mm}^2$ zurechtgeschnitten und mit den Halteclips auf den Probenhaltern befestigt. Die Bestrahlung dauerte 12 Stunden bei einem durchschnittlichen Strahlstrom von etwa $1\ \mu\text{A}$ (entsprechend einem Teilchenstrom von etwa $3 \cdot 10^{12}$ Teilchen/s). Die Folien wurden nach der Rückstoßimplantation nicht behandelt. Die Auswertung und die Diskussion dieses Tests und der folgenden Experimente ist Gegenstand des nächsten Kapitels.

3.3 Probenpräparation

Zur Herstellung von PAC-Proben wurde die Strahlzeit auf 80 h ausgedehnt. Dies ist knapp das vierfache der Lebensdauer des Mutterisotops ^{48}Cr . Am Ende der Strahlzeit stellt sich so ein Gleichgewicht ein, in dem genauso viele ^{48}Cr -Kerne pro Zeiteinheit zerfallen wie nachimplantiert werden. Bei einer Ausdehnung der Strahlzeit darüberhinaus würden nur mehr langlebige Verunreinigungen in die Proben implantiert werden. Der Strahlstrom betrug typischerweise etwa $1.5\ \mu\text{A}$ und sollte $2\ \mu\text{A}$ nicht überschreiten. Titan ist ein relativ schlechter Wärmeleiter; die Produktionsfolie würde sich zu stark aufheizen und durchbrennen.

Eisen-Folien

Als Target oder Auffänger wurden Eisenfolien natürlicher Isotopenzusammensetzung unterschiedlicher Hersteller und Dicken verwendet. Sie wurden auf eine Fläche von ca. $6 \times 10\ \text{mm}^2$ zugeschnitten. Die Folien wurden vor dem Einbau auf den Probenhalter mit destilliertem Wasser und Aceton von eventuellen Verunreinigungen und Schutzbeschichtungen befreit und mit Aluminiumklebeband auf den Probenhaltern befestigt. Die implantierte Fläche wurde durch den Verzicht auf die sonst vorgesehenen Halteclips vergrößert. Im Anschluß an die Rückstoßimplantation wurden die Folien mit Aceton von Klebstoffresten befreit und in einem Rohrofen bei $500\ ^\circ\text{C}$ eine Stunde lang unter Vakuum (besser als $10^{-5}\ \text{hPa}$) ausgeheilt. Dabei trat praktisch keine Aktivität aus den Proben aus.

Fast alle Messungen wurden an magnetisierten Folien durchgeführt. Sie wurden vor dem Einbau mit einem starken Magneten (Feld ca. 1 T) vormagnetisiert und anschließend in einen speziellen Halter eingebaut. In diesem Halter befinden sich zwei kleine Knopfmagnete, die ein Haltefeld von ca. 0.5 T erzeugen. So kann verhindert werden, daß sich die Proben im Laufe der Messung entmagnetisieren.

Kobalt-Folien

Auch für die Messungen in Kobalt wurden Folien natürlicher Zusammensetzung von unterschiedlichen Herstellern mit einer Dicke von $10\ \mu\text{m}$ verwendet. Ihre Größe betrug ebenfalls ca. $6 \times 10\ \text{mm}^2$. Sie wurden wie die Eisenfolien behandelt, jedoch, um ein Reißen aufgrund ihrer geringeren Dicke zu verhindern, mit den Halteclips auf den Haltern befestigt. Die in den Folien durch die Rückstoßimplantation verursachten Gitterschäden wurden ebenfalls unter Vakuum eine Stunde lang bei $500\ ^\circ\text{C}$ ausgeheilt. Es war dabei kein Austreten von Aktivität zu beobachten. Die Kobaltfolien wurden ebenfalls wie die Eisenfolien vormagnetisiert und anschließend im Haltefeld gemessen.

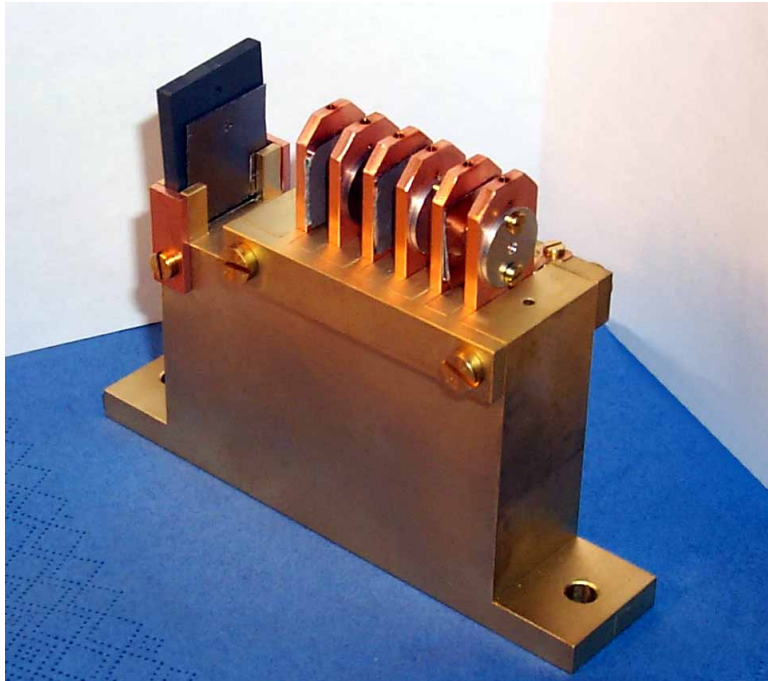


Abbildung 3.5: Verbesserter Targethalter für Rückstoßimplantation. Der prinzipielle Aufbau ist unverändert, es sind jedoch drei Gruppen, je Produktionsfolie und Wirtsmaterial, hintereinander angeordnet. Die Halter sind in Abbildung 3.6 vergrößert dargestellt.

3.4 Test eines neuen Produktionstargethalters

Da der Wirkungsquerschnitt für die Kernreaktion ${}^{\text{nat}}\text{Ti}({}^3\text{He},\text{xn}){}^{48}\text{Cr}$ mit 8 mb im Maximum und die Lebensdauer des Isotops ${}^{48}\text{Cr}$ relativ gering sind, war es in den bisherigen Experimenten schwierig, eine ausreichende Menge an Sondenatomen zu erzeugen, um in PAC-Messungen eine aussagekräftige Statistik zu bekommen.

Es wurde deshalb ein neues Produktionstarget entworfen, welches die simultane Produktion von drei Proben ermöglicht (siehe Abbildung 3.5). Auf dem Messingsockel befinden sich sechs Schlitze, in die die verschiedenen Halter (Abbildung 3.6) gesteckt werden. Sie werden dort durch eine Blattfeder fest in ihrer Position gehalten. Durch diesen Mechanismus ist es besonders einfach, die Halter für die Bestückung zu entfernen und wieder einzubauen. Die Kollimatoren der Produktionsfolienhalter besitzen in der Mitte eine 2 mm große Bohrung. Der erste Kollimator besteht aus dem Element Tantal, welches sich durch seine hohe Kernladungszahl Z und seine hohe Schmelztemperatur auszeichnet. Die hinteren Kollimatoren bestehen aus Aluminium, da der Strahl hier bereits weitgehend kollimiert ist. Direkt hinter jedem Produktionsfolienhalter befindet sich ein Probenhalter. Die Probe kann wahlweise mit Schrauben oder mit Klebeband darauf befestigt werden. Die Probenhalter besitzen in der Mit-



Abbildung 3.6: Halter für die Produktionsfolie aus ^{nat}Ti (links), die Folie wird durch einen Tantal- oder Aluminiumkollimator auf den Halter gepresst; Die Proben werden auf einem weiteren Halter entweder mit Schrauben oder Klebefolie befestigt (rechts). Die Halter werden einfach in den vorgesehenen Sockel gesteckt und durch eine Blattfeder in der richtigen Position gehalten.

te eine ca. 3 mm große Bohrung, damit der Primärstrahl diese ungehindert passieren kann. Die Probe kann so konzentrisch um diese Bohrung angeordnet werden, wodurch sich der abgedeckte Raumwinkel gegenüber dem alten Produktionshalter deutlich vergrößert (etwa doppelt so groß). Der verbleibende Primärstrahl wird nach dem letzten Probenhalter in einem Kohlenstoff-Target gestoppt, welches vom Rest des Sockels elektrisch isoliert ist. Es dient als Faraday-Cup und ermöglicht die Messung des nicht verbrauchten ^3He -Teilchenstroms.

Das neue Produktionstarget bietet gegenüber dem alten einige weitere, wesentliche Verbesserungen. Der Einbau der Produktionsfolien aus ^{nat}Ti kann durch das Stecksystem außerhalb des Vakuumbehälters durchgeführt werden. Der korrekte Einbau ist dadurch zum einen einfacher und zum anderen besser überprüfbar. Der ausgenutzte Raumwinkel für die Rückstoßimplantation ist, wie bereits erwähnt, deutlich größer. Bei gleicher Strahlzeitdauer können somit mehr produzierte Sondenkerne eingefangen und später für Messungen genutzt werden. Außerdem können bis zu drei Experimente gleichzeitig stattfinden. Bei dünnen Metallfolien oder makroskopischen Körnern/Kristallen besteht die Alternative, die drei Abschnitte zur Herstellung einer einzigen Probe zu nutzen und die Anzahl implantierter Sondenkerne zu verdreifachen.

Dieser neue Produktionshalter wurde für einen Testlauf mit drei $5\ \mu\text{m}$ dicken Produktionsfolien aus ^{nat}Ti und drei Folien als Proben bestückt. Es handelte sich dabei um zwei jeweils $10\ \mu\text{m}$ dicke Kobaltfolien natürlicher Zusammensetzung mit einer Reinheit von 99.95 % und eine $25\ \mu\text{m}$ dicke Nickelfolie natürlicher Zusammensetzung mit einer Reinheit von 99.99 %. Alle Folien wurden auf ca. $1.6 \times 1.6\ \text{cm}^2$ zugeschnitten und in der Mitte mit einem 4 mm großen Loch versehen. Zur Befestigung auf den Probenhaltern wurde Aluminiumklebeband verwendet. Die Folien wurden vor und nach der Rückstoßimplantation mit Aceton gereinigt, um eventuelle Beschichtungs-, Schmutz- und Klebstoffreste zu entfernen. Anschließend wurden sie unter Vakuum (besser als $10^{-6}\ \text{hPa}$) eine Stunde lang bei $500\ ^\circ\text{C}$ im Rohofen ausgeheilt. Für die Messungen wurden die Proben magnetisiert.

Kapitel 4

Auswertung

4.1 Messungen zur Effizienz der Rückstoßimplantation

Von der unter Experimentbedingungen mit ^{48}Cr implantierten Aluminiumfolie wurden im Abstand von 24 Stunden zwei γ -Spektren mit einem Germaniumdetektor unter identischen äußeren Bedingungen aufgenommen. Es ist dadurch möglich, das zeitliche Verhalten der Intensität der einzelnen Energielinien zu beobachten und direkt zu vergleichen. Abbildung 4.1 zeigt eines dieser γ -Spektren. In Abbildung 4.2 sind die Linienintensitäten der beiden Messungen direkt gegenübergestellt.

Das Energiespektrum wird von der 511 keV-Linie der Paarvernichtung dominiert. Sie stammt aus dem β^+ -Zerfall von Reaktionsprodukten und macht sich später in Lebensdauerspektren durch eine Promptkurve bemerkbar. Auch die beiden Linien des ^{48}Cr mit 112 und 308 keV sind klar zu erkennen. Der Vergleich der beiden Spektren bestätigt diese Zuordnung: Die Halbierung der Linienintensität innerhalb von 24 h passt gut zum Literaturwert von $T_{1/2} = 21.6 \text{ h}$ [LED 78]. Die 420 keV-Linie besitzt ebenfalls eine ähnliche Halbwertszeit. Es handelt sich höchstwahrscheinlich um einen sogenannten Summenpeak. Summenpeaks sind ein elektronisches Artefakt und werden bei Detektoren mit geringer Zeitauflösung, wie z.B. Germanium-Detektoren, häufig in Zusammenhang mit Zerfallskaskaden beobachtet. Die Lebensdauer des Zwischenniveaus ist dann entweder in der gleichen Größenordnung oder kleiner als die zeitliche Auflösung des Detektors.

Die 160 keV-Linie besitzt eine deutlich größere Halbwertszeit. Sie ist dem Isotop ^{47}Sc ($T_{1/2} = 3.4 \text{ d}$) zuzuordnen, welches in ähnlichen Mengen wie das ^{48}Cr implantiert wird. Die 271 keV-Linie gehört zum Zerfall des $^{44\text{m}}\text{Sc}$ ($T_{1/2} = 2.4 \text{ d}$).

Nicht in diesem Spektrum zu sehen sind die Linien des ^{48}V , dem Zerfallsprodukt des ^{48}Cr . Sämtliche γ -Übergänge besitzen eine Energie weit oberhalb von 511 keV. Sie sind für PAC-Messungen nicht relevant, da die Nachweiseffizienz wegen der verwendeten Dicke der BaF_2 -Szintillatoren in diesem Energiebereich stark abnimmt. Die zum Isotop ^{51}Cr gehörende 320 keV-Linie ist aufgrund dessen niedriger Aktivität ebenfalls

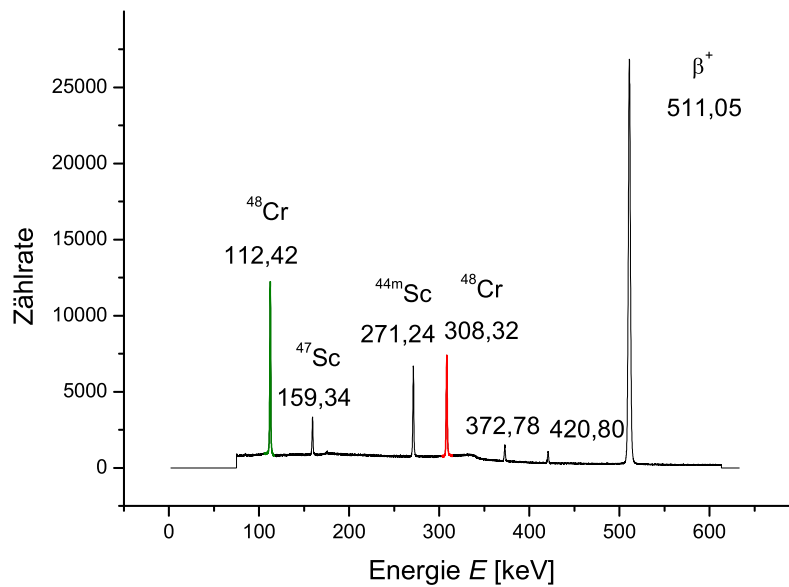


Abbildung 4.1: γ -Spektrum einer über Rückstoß implantierten Aluminiumfolie aufgenommen mit einem Germanium-Detektor. Die 112 und 308 keV-Linien des ^{48}Cr sind deutlich zu beobachten.

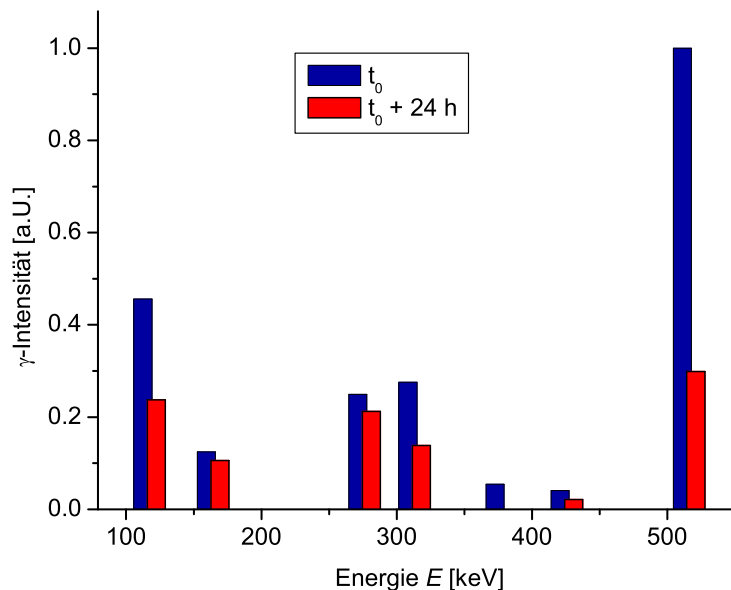


Abbildung 4.2: Die Abbildung zeigt das Verhalten der Intensitäten der einzelnen γ -Linien des obigen Spektrums. Ein zweites γ -Spektrum wurde dazu im Abstand von ca. 24 h aufgenommen. Die Intensität der Linien des ^{48}Cr halbiert sich wie erwartet.

nicht zu beobachten.

Aus dem Spektrum in Abbildung 4.1 kann auch auf das in die Proben implantierte Isotopengemisch zurückgerechnet werden. Abbildung 2.5 zeigt unter anderem die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Isotope ^{44m}Sc und ^{47}Sc . Die Verteilung der nach Bestrahlungsende in die Folie implantierten Isotope stimmt gut mit den Verhältnissen der Wirkungsquerschnitte überein. Die folgende Tabelle fasst die Wirkungsquerschnitte für die oben genannten Isotope für die Reaktion $^{\text{nat}}\text{Ti}(^3\text{He},x)\text{X}$ bei 36 MeV zusammen. Bei dieser Energie wurde auch das Experiment durchgeführt, welches die Ergebnisse im unteren Abschnitt der Tabelle lieferte.

Isotop	^{48}Cr	^{44m}Sc	^{47}Sc
Produktionswirkungsquerschnitt: (für 36 MeV)	8 mb	9 mb	5 mb
Normiert auf ^{48}Cr :	1.0	1.1	0.6
Anzahl implantierter Kerne: (normiert auf ^{48}Cr)	1.0	1.1	0.7

Das Verhältnis der hier angegebenen Wirkungsquerschnitte wird durch das Experiment bestätigt.

Mit dieser Probe wurden zusätzliche Messungen an der Dreidetektor-PAC-Anlage durchgeführt. Etwa zwei Tage nach Bestrahlungsende wurde ein Lebensdauerspektrum aufgenommen. Die Einstellung der Energiefenster der SCA's hierfür ist exemplarisch am γ -Spektrum in Abbildung 4.3 dargestellt. Das Lebensdauerspektrum befindet sich in Abbildung 4.4. Aus diesem Spektrum können eine Reihe für spätere Messungen und deren Auswertung wichtige Größen und Eigenschaften abgeschätzt werden.

Die volle Halbwertsbreite der prompten Kurve gibt Aufschluss über die Zeitauflösung der verwendeten PAC-Anlage. Sie beträgt 0.82 ns. Am Ansatzpunkt der Lebensdauerkurve beträgt die Breite der Prompten etwa 3 ns. Der Fit eines exponentiellen Zerfalls an die Daten liefert eine Halbwertszeit von 6.92(4) ns für das Zwischenniveau, den 2^+ -Zustand des ^{48}V . Das beobachtbare Zeitfenster beträgt für diese Messung etwa fünf Lebensdauern.

Das Vorhandensein einer prompten Kurve in einem Lebensdauerspektrum, welches mit einer PAC-Anlage aufgenommen wurde, ist nicht ungewöhnlich. Verursacht wird sie überwiegend durch Compton-gestreuete 511 keV- γ -Quanten aus der Vernichtungsstrahlung von Positronen. Die Positronen entstehen durch β^+ -Zerfälle von Kernen in

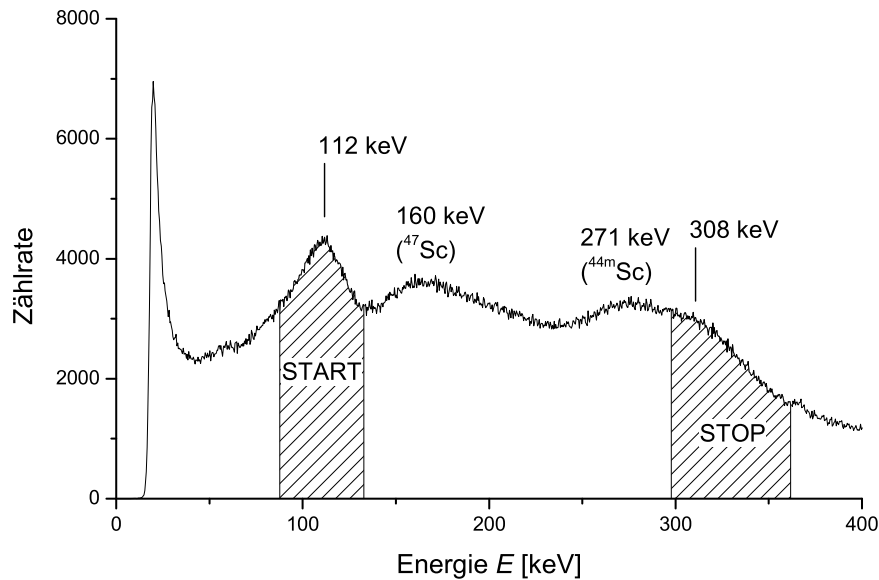


Abbildung 4.3: Einstellung der Energiefenster der SCA's der 3-Detektoranlage für die Aufnahme eines Lebensdauerspektrums der Sonde $^{48}\text{Cr}/^{48}\text{V}$.

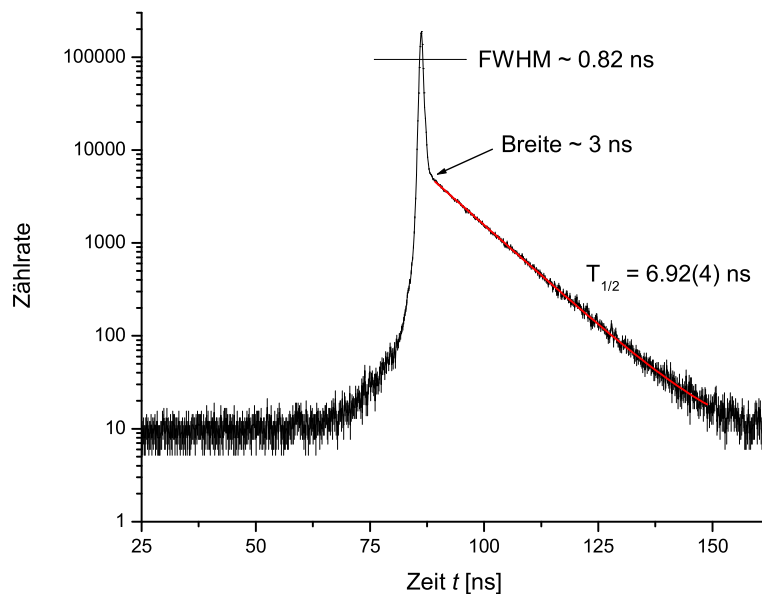


Abbildung 4.4: Lebensdauerspektrum einer mit ^{48}Cr implantierten Aluminiumfolie. Gefittet wurde ein exponentieller Zerfall. Die Zeiteichung beträgt 0.1641 ns/Kanal . Aus der vollen Halbwertsbreite der prompten Kurve ergibt sich die Zeitauflösung der verwendeten Apparatur.

der Probe selbst. Ihre Breite an der Stelle, wo die Kurve sichtbar in die Lebensdauerkurve abknickt, bestimmt den Zeitpunkt, ab dem die gemessenen Daten ausgewertet werden können. Es ist üblich bei der Auswertung solcher Spektren einen etwas größeren Sicherheitsabstand zu wählen. Für alle hier durchgeführten Auswertungen betrug dieser 5 ns und ist somit deutlich kleiner als bei Raether et al., die ihre Proben mittels der „stacked-foil“-Technik hergestellt haben und für ihre Messungen 10 ns angeben [RAE 87].

4.2 PAC-Messungen

Um die Daten in konsistenter Weise fitten zu können, ist es notwendig, zunächst den durch den Messaufbau bedingten Korrekturfaktor Q_{22} für den Anisotropiekoeffizienten A_{22} zu bestimmen. In einem ersten Durchgang wird deswegen der Anisotropiekoeffizient in allen Datensätzen mitgefittet und anschließend gemittelt. Für den hier verwendeten Versuchsaufbau ergibt sich ein effektiver Anisotropiekoeffizient von -0.042 in Übereinstimmung mit der theoretischen Abschätzung aus Abschnitt 1.4.2. Dieser wird für die endgültige Auswertung festgehalten.

Messungen in Eisenfolien

Abbildung 4.5 zeigt das R-Wert-Spektrum einer implantierten Eisenfolie. Die Folie wurde für diese Messung nicht behandelt. Durch die kurze Halbwertszeit des Zwischenniveaus (ca. 7.1 ns) und die verhältnismäßig geringe Anisotropie der γ - γ -Kaskade ist das Zeitfenster für auswertbare Daten durch die Statistik auf etwa 50 ns begrenzt. Außerdem ist zu beachten, dass die ersten 3–5 ns eines Spektrums von der Prompten der Lebensdauerspektren überlagert werden. Dies ist fast immer an starken Schwankungen der Daten des R-Wertes in dem Bereich zu erkennen, der durch die gestrichelte Linie markiert wird. Bei einer Kurvenanpassung ist es daher sinnvoll, diesen Bereich ebenfalls zu meiden.

In der Abbildung ist deutlich der erwartete Verlauf für eine magnetisch nicht ausgerichtete Folie zu erkennen (vgl. Abbildung 1.5). Es handelt sich dabei um die Summe von zwei Cosinus-Termen mit einfacher und doppelter Larmor-Frequenz. Ein Fit ergibt für die Larmor-Frequenz $\omega_L = 93.4(2.5)$ Mrad/s. Es ist nicht möglich, eine gesamte Periode der Störung in dem begrenzten Zeitfenster zu beobachten.

Eine weitere Eisenfolie wurde mit einem starken Magneten (etwa 1 T) vormagnetisiert und in einem schwächeren Haltefeld senkrecht zur Detektorebene gemessen (ca. 0.5 T). Das Ergebnis ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Kurvenanpassung zeigt, dass es nur partiell gelungen ist, die Folie magnetisch auszurichten. Dies ist der Auswertung aber nicht abträglich, da lediglich die Larmor-Frequenz selbst von Bedeutung ist. Der Fit liefert eine Larmor-Frequenz von $98.8(2.1)$ Mrad/s, vereinbar mit dem obigen Ergebnis.

Über alle Messungen gemittelt und unter der Annahme eines g -Faktors von $g = 0.222(8)$ [RAE 87] entspricht dies einem magnetischen Hyperfeinfeld von $9.07(41)$ T am Ort des Vanadiums.

Messungen in Kobaltfolien

Abbildung 4.7 zeigt die Ergebnisse der Messung einer Kobaltfolie. Die Frequenz ist deutlich geringer als in Eisenfolien. Die Folie wurde ebenfalls mit einem starken Magneten vormagnetisiert und in einem Haltefeld gemessen. Dennoch ist es nicht gelungen die Weiß'schen Bezirke der Probe auszurichten. Der Kurvenfit liefert eine

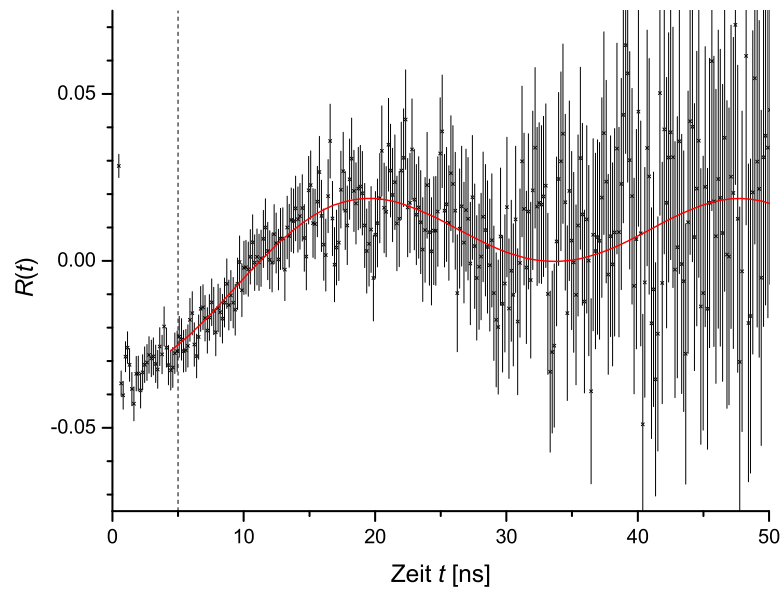


Abbildung 4.5: R-Wert-Spektrum einer mit ^{48}Cr implantierten und nicht magnetisierten Eisenfolie. Der Fit ergibt eine Larmor-Frequenz von $93.4(2.5)$ Mrad/s.

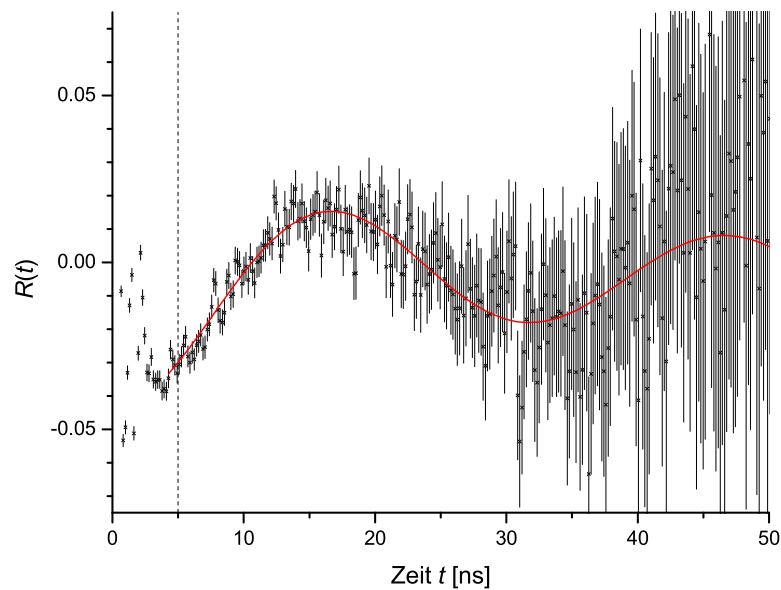


Abbildung 4.6: R-Wert-Spektrum einer mit ^{48}Cr implantierten Eisenfolie im Magnetfeld. Laut Fit beträgt die Larmor-Frequenz $98.8(2.1)$ Mrad/s. Es ist nicht gelungen, die Folie vollständig magnetisch auszurichten.

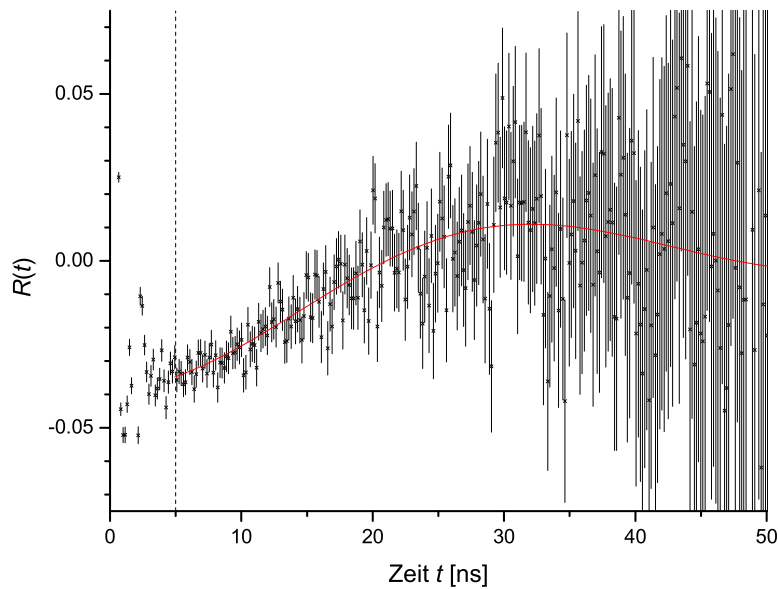


Abbildung 4.7: R-Wert-Spektrum einer mit ^{48}Cr implantierten Kobaltfolie im Magnetfeld. Es ist nicht gelungen, die Weiß'schen Bezirke auszurichten. Aus dem Fit ergibt sich eine Larmor-Frequenz von $56.8(2.4)$ Mrad/s.

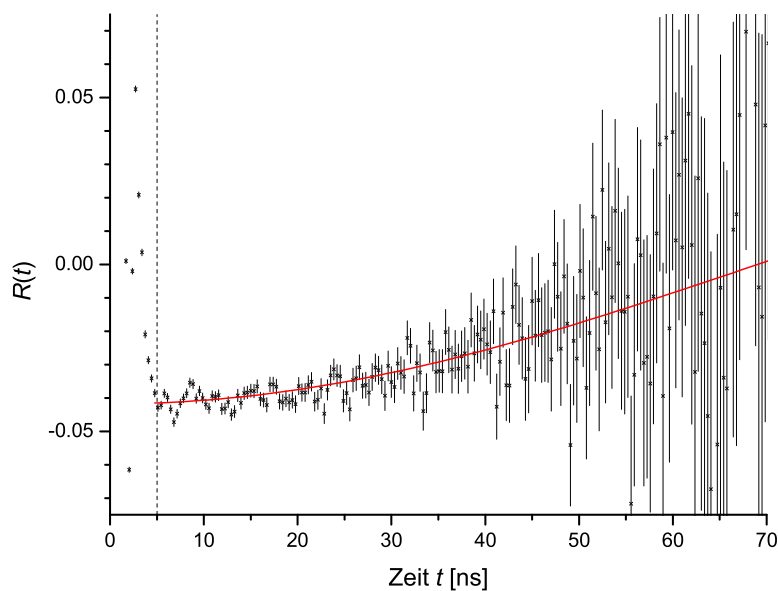


Abbildung 4.8: R-Wert-Spektrum einer mit ^{48}Cr implantierten und vollständig magnetisierten Nickelfolie im Magnetfeld. Der Fit liefert eine Larmor-Frequenz von $11.3(0.7)$ Mrad/s.

Larmor-Frequenz von 56.8(2.4) Mrad/s. Daraus ergibt sich ein magnetisches Hyperfeinfeld von 5.34(30) T am Sondenort.

Messungen in Nickelfolien

Zur Rückstoßimplantation von ^{48}Cr in eine Nickelfolie wurde das verbesserte Produktionstarget verwendet und getestet. Es war so möglich, genügend ^{48}Cr -Kerne in die Folie zu implantieren, um in der anschließenden Messung bei ausreichender Statistik eine erwartete, noch viel langsamere Frequenz als in Kobalt beobachten zu können. Das Ergebnis der Messung einer magnetisierten Nickelfolie befindet sich in Abbildung 4.8. Es ist ein Abfall der Anisotropie zu erkennen. Der Fit liefert für die Larmor-Frequenz 11.3 ± 0.7 Mrad/s. Die gemessene Larmor-Frequenz entspricht einem magnetischen Hyperfeinfeld am Sondenort von 1.03(10) T.

★

Abschließend seien noch einmal die Ergebnisse aller im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen in Eisen, Kobalt und Nickel in tabellarischer Form zusammengefasst.

Ergebnisse der durchgeführten PAC-Messungen

Wirtsgitter	ω_L [Mrad/s]	$ B_{\text{HF}} $ [T]
Eisen - nicht magnetisiert	93.4(2.5)	8.79(39)
	96.4(3.0)	9.07(43)
Eisen - im Magnetfeld	97.3(2.7)	9.15(42)
	98.8(2.1)	9.29(39)
Gewichteter Mittelwert		9.07(41)
Kobalt - im Magnetfeld	56.8(2.4)	5.34(30)
Nickel - im Magnetfeld	11(1)	1.0(1)

4.3 Diskussion der Messergebnisse

Die Messung der magnetischen Hyperfeinfelder am Ort des Vanadiums wurden bereits 1964 mit verschiedenen Messmethoden durchgeführt. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst.

Literaturwerte für die Hyperfeinfelder an Vanadium

Wirtsgitter	$B_{\text{HF(lit)}} [\text{T}]$	Quelle
Eisen	$- 8.73(3)$	[KOI 64], NMR an ^{51}V bei 77 K
Kobalt	$- 4.8(1)$	[ASA 64], SE an ^{51}V bei 1.4 K
Nickel	$0.75(2)$	[ASA 64], SE an ^{51}V bei 1.4 K

Sämtliche Messungen wurden bei tiefen Temperaturen durchgeführt. Das Hyperfeinfeld in Eisen wurde mittels NMR-Messung bei einer Probertemperatur von 77 K bestimmt. Die Methode der NMR ermöglicht eine sehr genaue Messung solcher Hyperfeinfelder. Der angegebene Literaturwert kann daher als Referenzwert für die hier durchgeführten Experimente betrachtet werden. Nicht ganz so genau wie die NMR-Messung sind die Spin-Echo-Messungen (SE) an Kobalt und Nickel, die bei 1.4 K durchgeführt wurden.

Um die durch Messung bei Raumtemperatur entstehenden Abweichungen abzuschätzen, kann angenommen werden, dass die magnetischen Hyperfeinfelder eine ähnliche Temperaturabhängigkeit aufweisen wie die Sättigungsmagnetisierung der Wirtsgitter. Die Abhängigkeiten für die drei hier betrachteten Ferromagnete Eisen, Kobalt und Nickel sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Für Eisen und Kobalt bleiben die zu erwartenden Abweichungen für Messungen bei Raumtemperatur demnach gering. Dies ist auf deren hohe Curie-Temperaturen von 1043 K bzw. 1388 K zurückzuführen. Nickel hingegen besitzt mit 631 K eine deutlich niedrigere Curie-Temperatur. Es wird daher eine Verminderung des gemessenen Hyperfeinfeldes um etwa 7 % erwartet. Die gemessenen Hyperfeinfelder werden deswegen anhand dieser Daten auf die Temperaturen extrapoliert, für die die Literaturwerte gemessen wurden.

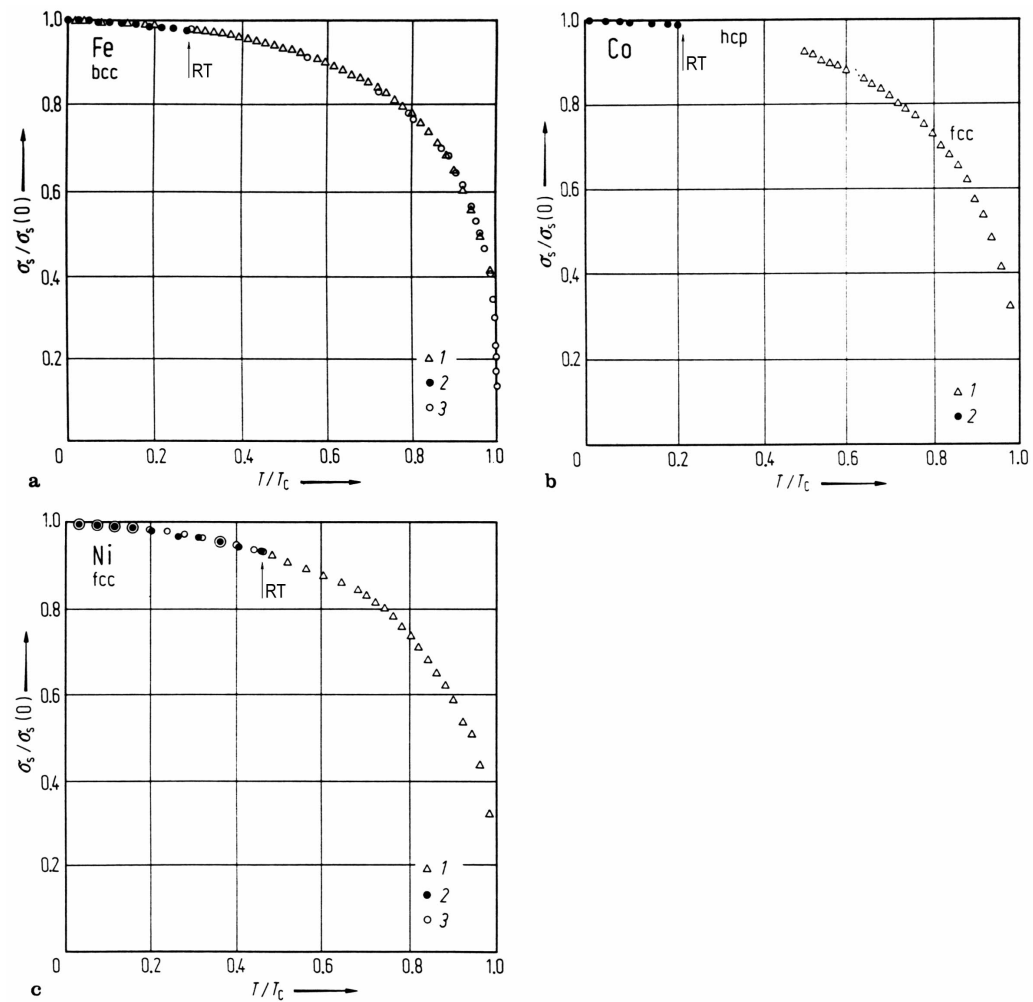


Abbildung 4.9: Temperaturabhängigkeit der auf $T = 0$ K normierten Sättigungsmagnetisierung σ_s für die Elemente Eisen (a), Kobalt (b) und Nickel (c). Der Punkt für Raumtemperatur (RT) ist jeweils durch einen Pfeil markiert. [LAN 86]

In Eisen

Für Raumtemperatur ergibt sich aus der Mittelung über die einzelnen Messungen ein magnetisches Hyperfeinfeld von 9.07(41) T, das aber noch auf 77 K extrapoliert werden muss. Es ergibt sich 9.24(42) T in Übereinstimmung mit dem Literaturwert von 8.73(3) T.

In Kobalt

Das gemessene magnetische Hyperfeinfeld im Kobaltwirtsgitter am Ort des Vanadiums beträgt 5.34(30) T. Nach der Korrektur auf 1.4 K ergibt sich 5.40(30) T. Der Wert zeigt zwar eine gewisse Abweichung zum Literaturwert von 4.8(1) T aus Spin-Echo-Messungen bleibt aber im Rahmen seines Fehlers vereinbar. Bei dem hier angegebenen Fehler handelt es sich lediglich um den Fehler des Fits. Nicht darin berücksichtigt werden systematische Fehler, die durch die Überlagerung des inneren und des externen Magnetfelds entstehen und noch diskutiert werden.

In Nickel

In Nickel wird für das Hyperfeinfeld ein Wert von 0.75(2) T angegeben. Die hier durchgeführte Messung ergibt für das Hyperfeinfeld 1.0(1) T. Durch die Extrapolation auf 1.4 K ergibt sich in diesem Fall 1.1(1) T. Es ist hier eine deutliche Abweichung zu beobachten. Die Korrektur dieses Wertes um das externe Magnetfeld ist nicht möglich, weil das Vorzeichen des magnetischen Hyperfeinfelds in Nickel nicht bekannt ist.

Außerdem darf die Unsicherheit dieses Wertes nicht unterschätzt werden. Bei derart langsamen Frequenzen gewinnen Fehler bei der Zufälligenkorrektur (vgl. Abschnitt 1.4.1) und geringfügige geometrische Dejustierungen der Probe in der Messapparatur an Gewicht und können das Ergebnis stark verfälschen.

Mögliche systematische Fehlerquellen

Die Kobaltproben und einige Eisenproben wurden in einem externen Magnetfeld gemessen. Es zeigte sich jedoch, dass es bei den bisherigen Experimenten nicht gelungen ist, die Proben vollständig auszurichten. Für den Fall einer Probe im äußeren Magnetfeld, die nicht oder nur teilweise magnetisch ausgerichtet ist, ist eine exakte mathematische Beschreibung der R-Wert Spektren schwierig. Praktisch wird in solchen Fällen für den nicht ausgerichteten Sondenanteil eine Verbreiterung der Frequenzverteilung beobachtet. Diese Verbreiterung führt hier zu einem weiteren, nicht zu vernachlässigenden Fehlerbeitrag, der sich auf etwa 10 % beläuft.

Kobalt besitzt bei Raumtemperatur eine hexagonal-dichte Kristallstruktur. Sie ist zwar einer kubischen Struktur sehr nahe, dennoch können dadurch elektrische Feldgradienten am Sondenort induziert werden. Die Sonde erfährt dann eine „kombinierte“ Wechselwirkung. Üblicherweise spielt der elektrische Anteil der Wechselwirkung in Kobalt jedoch nur eine untergeordnete Rolle.

★

Der von Raether und Lieb angegebene g -Faktor des 2^+ -Zwischenniveaus von 0.222(8) [RAE 87] weicht von dem ursprünglich von Auerbach et al. gemessenen g -Faktor von 0.188(17) [AUE 67] deutlich ab. Im Rahmen ihrer Fehler widersprechen sich die beiden Werte allerdings nicht. Die Auswertung der magnetischen Hyperfeinfelder wurde deshalb auch mit dem g -Faktor von Auerbach et al. durchgeführt, es sind dabei jedoch große systematische Abweichungen zwischen den hier gemessenen und den erwarteten Hyperfeinfeldern zu beobachten. Die hier durchgeführten Messungen bestätigen also den Wert von Raether und Lieb.

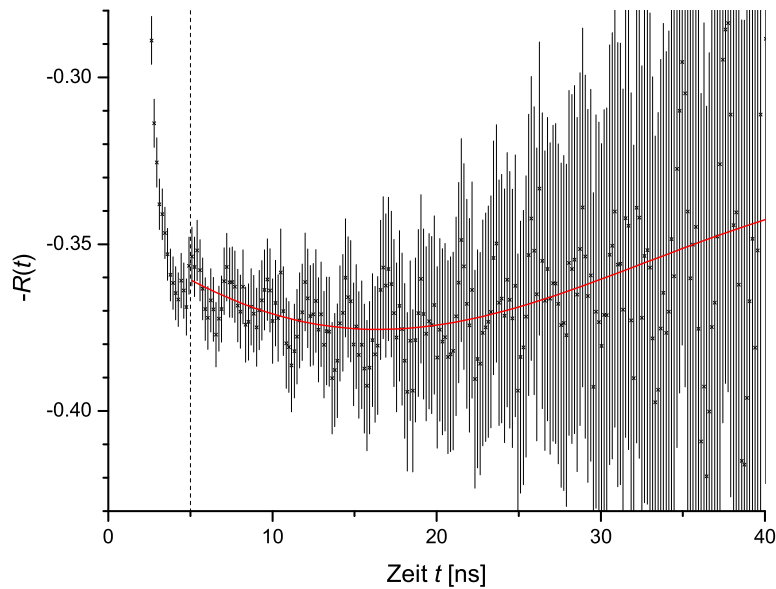


Abbildung 4.10: R-Wert-Spektrum einer mit ^{48}Cr implantierten Kobaltfolie. Die Folie wurde im Magnetfeld (ca. 0.5 T) und mit Detektoren unter $\pm 135^\circ$ gemessen. Aus der Steigung der Fit-Kurve zum Zeitpunkt $t = 0$ ns kann auf das Vorzeichen des magnetischen Hyperfeinfelds geschlossen werden.

4.4 Messung des Vorzeichens von B_{HF}

Für die Bestimmung des Vorzeichens des magnetischen Hyperfeinfelds in Kobalt wurden die Stop-Detektoren unter $\pm 135^\circ$ zum Start-Detektor aufgestellt. Aus Platzgründen muß dabei auf die Aufstellung eines vierten Detektors verzichtet werden. Die Probe wurde mit einem starken Magneten vormagnetisiert und anschließend in einem Haltefeld von ca. 0.5 T gemessen. Die nicht magnetisierten Sonden tragen bei dieser Detektorgeometrie nicht zum R-Wert Spektrum bei, welches in Abbildung 4.10 dargestellt ist.

Aufgrund der Verwendung von nur vier der acht in Abbildung 1.4 dargestellten Lebensdauerspektren konnte eine elektronische Störung auf den Messdaten nicht eliminiert werden. Deswegen und wegen der nicht ausreichenden Statistik wurde darauf verzichtet, einen Wert für die Larmor-Frequenz zu bestimmen. Allerdings kann aus der negativen Steigung zum Zeitpunkt $t = 0$ ns das Vorzeichen der Präzession bestimmt werden: $\omega_L > 0$. Daraus ergibt sich für B_{HF} gemäß der Definition der Larmor-Frequenz ein negatives Vorzeichen (der g -Faktor ist hier positiv). Dies stimmt mit dem Literaturwert [ASA 64] überein.

4.5 Stärke der Proben

Zusätzlich zu den durchgeführten PAC-Messungen wurden von den mit ^{48}Cr implantierten Proben γ -Spektren aufgenommen. Aus diesen Spektren kann auf die Anzahl in der Probe vorhandener Kerne direkt nach Bestrahlungsende zurückgerechnet werden. Für die Analysen wurde hier die 112 keV- γ -Linie gewählt, da sie mit keiner weiteren Linie überlappt. Sie wird zu 96 % bevölkert. Berücksichtigt wurden außerdem der vom Detektor abgedeckte Raumwinkel, die Detektoreffizienz und die seit dem Ende der Probenherstellung verstrichene Zeit. Die folgende Tabelle zeigt die Anzahl vorhandener ^{48}Cr -Kerne direkt nach dem Ende der Probenherstellung und die entsprechende vom ^{48}Cr ausgehende Aktivität verschiedener Proben. Dabei werden insbesondere die mit altem und neuem Produktionstarget erzielten Mengen verglichen. In der rechten Spalte der Tabelle befindet sich das Stromintegral der jeweiligen Strahlzeit. Es handelt sich dabei um die elektrische Ladung, die über die Strahlzeit im Kohlenstoffstopper deponiert wurde.

Literaturwerte für die Hyperfeinfelder an Vanadium

Probe	Anzahl implantierter ^{48}Cr	^{48}Cr -Aktivität [kBq]	Stromintegral der Strahlzeit [C]
CrCo #2	$2.0 \cdot 10^9$	25.3	0.20
CrFe #3	$2.3 \cdot 10^9$	29.6	0.32
CrCo #3	$3.9 \cdot 10^9$	50.6	0.30 hergestellt in einer Strahlzeit
CrNi #1	$4.6 \cdot 10^9$	59.6	

Die Fehler der obigen Angaben zum ^{48}Cr belaufen sich auf etwa 20–30 % und stammen vornehmlich aus Ungenauigkeiten beim Bestimmen des Abstands von Probe zu Detektor.

Bei der Auswertung ist zu beachten, dass die Proben CrCo #3 und CrNi #1 gleichzeitig hergestellt wurden. Außerdem wurden für die Probe CrCo #3 zwei Kobaltfolien zusammengefasst, während die Probe CrNi #1 nur aus einer Nickelfolie bestand. Der Vergleich zeigt, dass es mit dem neuen Probenhalter auf Anhieb gelungen ist, mit einer Bestrahlung insgesamt etwa viermal soviel ^{48}Cr -Kerne wie in die besten bisher hergestellten Proben zu implantieren. Der Vergleich der Stromintegrale schließt aus, dass dies auf einen unterschiedlichen Verlauf der Strahlzeiten zurückzuführen ist.

Auffallend ist, dass beide Kobaltfolien zusammen nicht die doppelte Aktivität aufweisen wie die einzelne Nickelfolie. Bei der Herstellung der Proben für das neue Produktionstarget müssen diese in der Mitte mit einem etwa 3–4 mm großen Loch versehen werden. Aufgrund der spröden Werkstoffeigenschaften der Kobaltfolien ist es nicht gelungen, das Loch sauber auszuschneiden, sodass die Folien an einigen Stellen leicht eingerissen sind. Dadurch verringerte sich der ausgenutzte Raumwinkel in einem Bereich, in dem sonst relativ viele ^{48}Cr -Kerne implantiert worden wären (vgl. Abbildung 3.4).

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit befasst sich mit der Produktion des Sondenkerns für gestörte γ - γ -Winkelkorrelation $^{48}\text{Cr}/^{48}\text{V}$ und dessen Rückstoßimplantation in Proben. Die Effizienz der Implantation und die Eigenschaften des Sondenkerns wurden unter anderem mit der Methode der gestörten γ - γ -Winkelkorrelation (PAC) überprüft. Dazu wurden die magnetischen Hyperfeinfelder von Eisen, Kobalt und Nickel am Ort des ^{48}V nachgemessen.

Für die Produktion der Sonde wurde die Kernreaktion $^{\text{nat}}\text{Ti}(^3\text{He},\text{xn})^{48}\text{Cr}$ verwendet. Hauptziel war es, durch die Optimierung der Rückstoßimplantation die Probenstärke um ein Vielfaches zu verbessern. Außerdem sollte der Umgang mit der für Bonn neuen PAC-Sonde $^{48}\text{Cr}/^{48}\text{V}$ erprobt werden.

Die Handhabung der Sonde bereitete keinerlei Probleme. Durch die eingeführten Verbesserungen in der Probenherstellung ist im Laufe dieser Arbeit die in die Proben implantierte Aktivität vervierfacht worden. Dadurch ist – in begrenztem Maße – sogar die Durchführung von Messprogrammen möglich. Eine weitere Verbesserung um nochmals einen Faktor zwei bis drei scheint derzeit realistisch.

Die gemessenen Larmor-Frequenzen und die sich daraus ergebenden magnetischen Hyperfeinfelder sind weitgehend mit den Literaturwerten vereinbar. Für Kobalt war es sogar möglich das Vorzeichen des Hyperfeinfelds zu bestätigen. Bei den Untersuchungen in Eisen- und Kobaltfolien ist es jedoch bei den ersten Messungen nicht gelungen, das Wirtsgitter vollständig magnetisch auszurichten, wodurch die Auswertung der Messergebnisse erschwert wird.

In einem neuen Anlauf sollten diese Messungen in einem stärkeren externen Magnetfeld wiederholt werden. Ebenso wäre die Verifikation des Vorzeichens des magnetischen Hyperfeinfelds in Nickel denkbar. Bisher sind dazu nur theoretische Berechnungen bekannt.

Der Einfluss einer eventuellen elektrischen Wechselwirkung im Falle des Wirtsgitters Kobalt könnte ebenfalls näher untersucht werden. Dazu müsste zunächst einmal das Quadrupolmoment des 2^+ -Zwischenniveaus bestimmt werden.

Vielversprechend ist die Untersuchung von magnetischen Halbleitern wie CdCr_2Se_4 , für die Chrom eine ideale Sonde wäre. Berechnungen lassen hier besonders starke magnetische Hyperfeinfelder erwarten.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Winkelverteilung von γ -Strahlung	4
1.2	Schematische Darstellung einer allgemeinen γ - γ -Kaskade	6
1.3	Blockschaltbild der 3-Detektor-Apparatur	12
1.4	Schematische Darstellung der 8 Lebensdauerspektren	13
1.5	Vergleich der R-Wert Funktionen	15
2.1	Ausschnitt aus der Nuklidkarte	20
2.2	Zerfallsschema von ^{48}Cr	21
2.3	Zerfallskaskade des PAC-Kerns ^{48}Cr	22
2.4	Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{nat}\text{Ti}(^3\text{He},xn)^x\text{Cr}$	23
2.5	Wirkungsquerschnitte der häufigsten Nebenprodukte	24
3.1	Übersicht über das Bonner Zyklotron	26
3.2	Targethalter für Rückstoßimplantation	28
3.3	Energieverlust und Winkelverteilung der ^3He -Teilchen	28
3.4	Energie- und Winkelverteilung der ^{48}Cr -Teilchen	29
3.5	Verbesserter Targethalter für Rückstoßimplantation	32
3.6	Halter für Produktionsfolie und Probe	33
4.1	γ -Spektrum einer implantierten ^{nat}Al -Folie	36
4.2	Zeitliches Verhalten der γ -Linien	36
4.3	Einstellung der Energiefenster der SCA's	38
4.4	Lebensdauerspektrum von ^{48}Cr in Al	38
4.5	R-Wert-Spektrum einer nicht magnetisierten Eisenfolie	41
4.6	R-Wert-Spektrum einer Eisenfolie im Magnetfeld	41
4.7	R-Wert-Spektrum einer Kobaltfolie im Magnetfeld	42
4.8	R-Wert-Spektrum einer magnetisierten Nickelfolie	42
4.9	Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung	45
4.10	R-Wert-Spektrum einer Kobaltfolie im Magnetfeld	48

Literaturverzeichnis

- [ARE 80] A.R. Arends, C. Hohenemser, F. Pleiter, H. de Waard, L. Chow, R.M. Suter; Data Reduction Methodology for Perturbed Angular Correlation Experiments; *Hyperfine Int.* 8 (1980) 191–213
- [ASA 64] K. Asayama, M. Kontani, J. Itoh; Nuclear Magnetic Resonance of V, Nb and Al in Ferromagnetic Ni, Co and Fe Alloys; *Journal of the Physical Society of Japan* 19 (1964) 1984
- [AUE 67] K. Auerbach, J. Braunsfurth, M. Maier, E. Bodenstedt, H.W. Flender; The g-Factor of the 305 keV-State of ^{48}V ; *Nuclear Physics A* 94 (1967) 427–441
- [BIE 80] J.P. Biersack, L.H. Haggmark; A Monte Carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous targets; *Nuclear Instruments and Methods* 174 (1980) 257–269
- [BUT 89] T. Butz; Analytic Perturbation Functions for Static Interactions in Perturbed Angular Correlations of γ -Rays; *Hyperfine Int.* 52 (1989) 189–228
- [DIT 00] F. Ditrói, F. Tárkányi, M.A. Ali, L. Andó, S.-J. Heselius, Yu. Shubin, Z. Youxiang, M.G. Mustafa; Investigation of ^3He -induced Reactions on Natural Ti for Nuclear Analytical and Radionuclide Production Purposes; *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 168 (2000) 337–346
- [FRA 65] H. Frauenfelder, R.M. Steffen; Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy Vol. 2; Hrsg. K. Siegbahn; Amsterdam 1965
- [KOI 64] Y. Kôï, A. Tsujimura, T. Hihara; Nuclear Magnetic Resonances of ^{55}Mn and ^{51}V in Dilute Iron-Base Alloys; *Journal of the Physical Society of Japan* 19 (1964) 1493–1494
- [LAN 86] H.P.J. Wijn (Hrsg.); Landolt Börnstein – Magnetische Eigenschaften von Metallen, Neue Serie, Gruppe III/Band 19A; Springer-Verlag 1986

- [LAN 96] H. Schopper (Hrsg.); Landolt Börnstein – Production of Radionuclides at Intermediate Energies, New Series, Group I/Volume 13F/G; Springer-Verlag 1996
- [LED 78] C.M. Lederer, V.S. Shirley (Hrsg.); Table of Isotopes – Seventh Edition; John Wiley & Sons Inc. 1978
- [MAT 65] E. Matthias, S.S. Rosenblum, D.A. Shirley; Influence of a Randomly Oriented Magnetic Field on Angular Correlations; Phys. Rev. Lett. 14/2 (1965) 46–48
- [MAY 94] T. Mayer-Kuckuck; Kernphysik; B.G. Teubner 1994, 6. Auflage
- [PFE 95] G. Pfennig, H. Klewe-Nebenius, W. Seelmann-Eggebert†; Karlsruher Nuklidkarte 6. Auflage 1995; Institut für Instrumentelle Analytik, FZ Karlsruhe GmbH
- [RAE 87] F. Raether, K.P. Lieb; Magnetic Moment of the 308 keV State in ^{48}V ; Hyperfine Int. 34 (1987) 61–64
- [RUS 01] F. Ruske; Indiumimplantation in Galliumnitrid untersucht mit der γ - γ -Winkelkorrelationsmethode; Diplomarbeit in Physik/Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn 2001
- [SCH 92] T. Schaefer; Donator-Defektkomplexe in GaAs untersucht mit der γ - γ -Winkelkorrelation unter Einsatz der Sonden ^{73}Se und ^{77}Br ; Dissertation in Physik/Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn 1992
- [SCH 97] G. Schatz, A. Weidinger; Nukleare Festkörperphysik; B.G. Teubner 1997, 3. Auflage
- [VWI 02] W. von Witsch; Mündliche Mitteilung; Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn 2002
- [WEI 80] R. Weinreich, H.J. Probst, S.M. Quaim; Production of Chromium-48 for Applications in Life Sciences; Intl. J. of Applied Radiation and Isotopes Vol. 31 (1980) 223–232
- [ZIE 00] J. Ziegenberg; Homepage des Zyklotrons des Instituts für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn 2000

Danksagung

Allen voran möchte ich mich bei Herrn Priv.Doiz. Dr. R. Vianden für die Ermöglichung und die gute Betreuung dieser Arbeit hier am Institut für Strahlen- und Kernphysik bedanken.

Herrn Prof. Dr. K. Maier danke ich sehr für die Übernahme des Korreferats dieser Arbeit.

Der Arbeitsgruppe Vianden danke ich für die tolle Aufnahme und das angenehme Arbeitsklima. Dabei möchte ich Vasco Miguel Matias Serrao nicht vergessen, der mir bei meinen ersten Schritten hier an diesem Institut geholfen hat. Tanja Dessauvage und Genene Tessema Mola möchte ich für die Hilfe bei der Bedienung der 3-Detektoranlage danken. Jörn Bartels möchte ich ferner für die vielen, unterhalt-samen Stunden hier am Institut danken. Bei Katharina Lorenz und Florian Ruske möchte ich mich für die Unterstützung bei meiner Arbeit bedanken.

Ein außerordentlicher Dank geht auch an die vielen Zyklotronoperateure, die durch ihren Tag- und Nachteinsatz die Durchführung der Experimente für diese Arbeit erst möglich gemacht haben.

Für die kurzfristige Bereitstellung der benötigten Folien für die Experimente bedanke ich mich bei Frau Hodde, Cornelia Noll und Siggi Hinderlich.

Bei Herrn Rosendahl und der Institutswerkstatt möchte ich mich für den Entwurf und die Realisierung des neuen Produktionstargets bedanken.

Der Gruppe Forker und insbesondere Stefan Müller danke ich für die Hilfe beim Ausheilen der Proben.

Bei Herrn Prof. Dr. S. Unterricker möchte ich mich für die Bereitstellung von magnetischen Halbleitern bedanken.

