Konversionselektronenemission nach Anregung mit Synchrotronstrahlung

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Joachim Metge
aus Einbeck

Hamburg 1996

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. E. Gerdau Prof. Dr. M. Harsdorff
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. E. Gerdau Prof. Dr. R. L. Johnson
Datum der Disputation:	21.05.1996
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Kurzfassung:
In dieser Arbeit wird über den erstmaligen, zeitaufgelösten Nachweis von Konversionselektronen nach Kernanregung mit Synchrotronstrahlung berichtet. Dazu wurde die 14,4 keV-Mößbauerresonanz des ^{57}Fe-Isotops verwendet. Als Funktion der Schichtdicke von ^{57}Fe-Folien wurde das Wechselspiel zwischen der nuklearen kohärenten Vorwärtsstreuung und dem inkohärenten Kanal der Konversionselektronenemission untersucht. Die Konversionselektronenemission weist zwei Beiträge mit unterschiedlichem Zeitverhalten auf, je nachdem, ob bei der Kernanregung Phononen beteiligt waren oder nicht. Es wird schließlich gezeigt, wie der phononenbehaftete Anteil dazu benutzt werden kann, das Phononenspektrum einer dünnen ^{57}Fe-Schicht zu vermessen. Zur Auswertung der zeitdifferentiellen Spektren wurde die Dirac-Theorie in einer nichtrelativistischen Näherung benutzt.

Abstract:
This thesis reports about the first time resolved observation of conversion electrons after nuclear excitation with synchrotron radiation. The 14.4 keV Mößbauer resonance of the ^{57}Fe isotope has been used. The interplay between the nuclear coherent forward scattering and the incoherent channel of conversion electron emission has been analysed as a function of thickness of ^{57}Fe-foils. Conversion electron emission shows two contributions with different time responses depending on the fact wether phonons were involved during the nuclear excitation or not. Finally it is shown how the phonon related part can be exploited to measure the phonon spectrum of a thin ^{57}Fe-layer. In order to evaluate the time differential spectra a nonrelativistic approximation of the Dirac-theory has been applied.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Einleitung

Im Jahre 1974 schlug Ruby [Rub74] vor, Kernniveaus mit Synchrotronstrahlung anzuregen. Diese Niveaus müssen in einem Energiebereich liegen, der von Synchrotronstrahlungsquellen abgedeckt wird. Hierzu eignen sich besonders diejenigen Kerne, die sehr niederenergetische Anregungen besitzen. Kerne, die hierfür in Frage kommen, sind aus der Mößbauerspektroskopie bekannt und besitzen angeregte Zustände im Bereich von 6,2 bis ungefähr 100 keV. Rubys Idee war es nun, die Vorteile der Synchrotronstrahlung, wie die große Brillanz[1], den hohen Polarisationsgrad und die gute Kollimation, mit der extrem hohen Energieauflösung der Mößbauerspektroskopie zu verbinden. Typische Linienbreiten von Mößbauerniveaus liegen im Bereich von $10^{-9} \ldots 10^{-6}$ eV. Synchrotronstrahlungsquellen erzeugen jedoch ein energetisch sehr breitbandiges Spektrum ($\approx 10^5$ eV) von elektromagnetischer Strahlung, das mit Hilfe von Standard-Kristallmonochromatoren auf einige eV eingeschränkt werden kann. Dieses Mißverhältnis stellt das Hauptproblem beim Nachweis der Resonanz dar, das aber durch eine zeitdifferentielle Meßmethode, welche die Zeitstruktur von Speicherringen ausnutzt, überwunden werden kann. Nach einer instantanen Anregung eines Kernzustandes durch einen kurzen Synchrotronpuls erfolgt die Abregung mit den oben genannten Lebensdauern. In dem Zeitraum zwischen zwei aufeinanderfolgenden Synchrotronstrahlungspulsen kann dann der Zerfall nahezu untergrundfrei beobachtet werden. Für Experimente dieser Art sind Detektoren mit Zeitauflösungen im ns-Bereich oder darunter notwendig.

Bei der nuklearen Streuung von Synchrotronstrahlung treten zwei Hauptstreukanäle auf. Dies ist zum einen der kohärente Kanal, der die Brillanz der einfallenden Strahlung nahezu erhält. Dazu zählen die Kernbraggreflexe, Kernlauereflexe und die nukleare Vorwärtsstreuung. Und zum anderen gibt es die inkohärente Kernstreuung, die die Brillanz der einfallenden Strahlung zerstört. Die reemittierten Quanten werden dabei in den gesamten Raumwinkel ausgestrahlt. Es handelt sich hier sowohl um elektromagnetische Strahlung als auch um die Emission von Konversionselektronen.

1978 gab es den ersten Versuch von R. L. Cohen und Mitarbeitern [CMW78],

[1] Zur Definition der Brillanz siehe Kap. 1.

Konversionselektronen von ^{57}Fe nach Anregung mit Synchrotronstrahlung nachzuweisen. Diese Messung wurde jedoch zeitintegral durchgeführt, so daß die besonderen Eigenschaften der Konversionselektronenemission nach kernresonanter Anregung nicht beobachtbar waren.

Im Jahr 1984 gelang es zum ersten Mal einwandfrei, Kernanregungen mit Hilfe von Synchrotronstrahlung zu beobachten [GRW$^+$85]. Die Experimente wurden im HASYLAB[2] am DESY[3] von der Gruppe Hyperfeinwechselwirkungen (HFWW) des II. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg unter der Leitung von E. Gerdau durchgeführt. Der Nachweis gelang durch zeitdifferentielle Messungen des kohärenten Bragg-Kanals an einkristallinen Schichten von Yttriumeisengranat (YIG). Hierbei wurde die von einem rein nuklearen Reflex gestreute γ-Strahlung beobachtet. Solche Reflexe treten auf, wenn sich für die Kerne (z. B. durch Hyperfeinwechselwirkung) eine Überstruktur ergibt, während ein elektronischer Reflex, der durch Rayleigh-Streuung verursacht wird, an dieser Stelle durch die Struktur des Kristallgitters verboten oder zumindest stark unterdrückt ist. Diese Unterdrückung war deswegen notwendig, weil trotz der oben beschriebenen zeitlichen Diskriminierung von resonanter und nichtresonanter Strahlung die zeitintegrale Intensität, welche die zu dieser Zeit benutzten Szintillationsdetektoren verarbeiten konnten, nicht sehr hoch sein durfte.

In den auf dieses Pilotexperiment folgenden Jahren lag das Interesse zunächst auf der Untersuchung der kohärenten Phänomene. Es wurde der Begriff des nuklearen Exzitons eingeführt [ZL65], der einen kollektiven Zustand des Kernsystems beschreibt. Seine Eigenschaften sind z. B. beschleunigter Zerfall gegenüber der natürlichen Lebensdauer (*speedup*) [LHH60, TH78, SSR84, vBMG$^+$87] und das Auftreten von Quantenschwebungen (*quantum beats*) [GRHH86]. Oftmals zeigen die Spektren noch weitere Strukturen, die sog. *dynamical beats*. Diese haben ihre Ursache in der Verbreiterung der Resonanzlinien z. B. durch Dickeneffekte.

Alle Experimente in den Anfangsjahren beschäftigten sich mit ^{57}Fe als resonantem Kern und dessen Mößbauerresonanz von 14,4 keV. Die Synchrotronstrahlung wurde von Ablenkmagneten erzeugt, die eine ausreichende resonante Intensität für die Untersuchung vieler Phänomene lieferten. Seit Ende der 80er Jahre gibt es jedoch an vielen Labors auch sog. *insertion devices* (Wiggler und Undulatoren), die einen höheren Photonenfluß bieten und auch Energien jenseits von 20 keV mit ausreichender Intensität zur Verfügung stellen. Schließlich existieren seit neuestem Synchrotronstrahlungsquellen der 3. Generation wie ESRF[4], APS[5] oder SPRING-8[6]. Mittlerweile wurden insbesondere aufgrund dieser Weiterentwicklun-

[2]Hamburger Synchrotronstrahlungslabor
[3]Deutsches Elektronen-Synchrotron
[4]European Synchrotron Radiation Facility
[5]Advanced Photon Source
[6]Synchrotron Positron Ring (8 GeV)

gen in fünf weiteren Fällen Kernanregungen mit Synchrotronstrahlung beobachtet: ^{169}Tm [SGH$^+$91], ^{119}Sn [AMT$^+$93], ^{181}Ta [CBA$^+$95], ^{83}Kr [JSLH95, BCR$^+$95] und ^{151}Eu [LPG$^+$96].

Ein beträchtlicher Fortschritt konnte durch den Nachweis der nuklearen Vorwärtsstreuung erzielt werden [HSvB$^+$91]. Hiermit ist der kohärente Kanal der Vorwärtsstreuamplitude gemeint. Der Vorteil liegt in der möglichen Nutzung von polykristallinen Materialien, während bislang nur perfekte Einkristalle, die Bragg-Reflexe aufweisen, zum Einsatz kamen. Um den enormen nichtresonanten Untergrund zu reduzieren, wurden zwei symmetrische Silizium-Channelcut-Kristalle mit hochindizierten symmetrischen Reflexen benutzt [SHF$^+$89]. Sie ermöglichen eine Monochromatisierung auf ungefähr 6 meV bei der ^{57}Fe-Resonanzenergie von 14,4 keV, haben jedoch den Nachteil einer kleinen Winkelakzeptanz, so daß nur ein kleiner Teil des Strahls eines Ablenkmagneten genutzt werden kann.

Die Vorteile bei der Benutzung von Synchrotronstrahlung gegenüber Standardmößbauerquellen sind vielfältig. So gibt es z. B. Mößbauerniveaus, für die keine radioaktiven Quellen existieren oder deren Intensität für viele Experimente zu klein ist. Gerade bei der Untersuchung von nuklearen Bragg-Reflexen wird ein gut kollimierter Strahl benötigt, der mit Hilfe einer Standardquelle nur unter großen Intensitätsverlusten präpariert werden kann, während Synchrotronstrahlung von Natur aus eine hohe Brillanz aufweist. Die Synchrotronstrahlungsquellen der neuen Generation haben trotz einer Erhöhung der Intensität um mehr als zwei Größenordnungen Strahlquerschnitte von nur ca. 1 mm^2. Das ermöglicht die Untersuchung selbst sehr kleiner Proben (z. B. Hochdruckexperimente [GHC$^+$96], kleine Kristalle). Zudem ist Synchrotronstrahlung stark polarisiert, was es auf einfache Art erlaubt, polarisationsabhängige Experimente auszuführen. Auch haben die Experimente mit Synchrotronstrahlung ein tieferes Verständnis der kohärenten Kernstreuung mit sich gebracht.

Aus historischer Sicht läßt sich also feststellen, daß zunächst nur die kohärenten Phänomene untersucht wurden. Dafür gibt es zwei Hauptgründe. Einerseits existierten die theoretischen Grundlagen für diese Prozesse schon seit einiger Zeit [AK65b, AK65a, HT68, HT69]. Andererseits wurden erst in neuerer Zeit Detektoren und Monochromatoren entwickelt, die die Untersuchung der inkohärenten Kanäle erlauben.

Experimente, in denen die inkohärent gestreute γ-Strahlung untersucht wurde, fanden erstmals Ende des Jahres 1992 statt [Art96]. In Stanford wurde die in den gesamten Raumwinkel gestreute γ-Intensität mit Hilfe eines neuen Detektors, der Avalanche-Photodiode (APD) [Kis91, Kis92, BR93], nachgewiesen. Die Spektren konnten lange Zeit nicht vollständig interpretiert werden. Auch U. Bergmann und Mitarbeiter [BHS94] versuchten, den inkohärenten γ-Kanal nachzuweisen, wobei in diesem Experiment jedoch nicht zwischen Fluoreszenzstrahlung und quasielastischer Streuung, die in Abschnitt 1.1 behandelt werden, unterschieden werden konnte.

Der große Vorteil beim Nachweis von Konversionselektronen liegt nun darin, daß Elektronen, im Gegensatz zu γ-Strahlung im Röntgenbereich, nur aus sehr kleinen Schichtdicken austreten können. Dies ermöglicht einen tiefensensitiven Nachweis der Elektronen (s. Kapitel 3). Außerdem ist der Konversionselektronenkanal von Natur aus ein inkohärenter. Es läßt sich im Prinzip immer feststellen, welcher Kern vom angeregten in den Grundzustand zerfallen ist. Es liegt also nahe, auch diesen Kanal zu spektroskopieren und mit der inkohärenten γ-Streuung zu vergleichen. Von besonderem Interesse ist das Wechselspiel von inkohärentem und kohärentem Kanal. Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente mit dünnen ^{57}Fe-Folien zeigen dieses Wechselspiel zwischen Vorwärtsstreuung und der Konversionselektronenemission.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Konversionselektronenkanal mit Hilfe zweier verschiedener Detektoren zeitaufgelöst untersucht. Der Nachweis von Elektronen gestaltet sich i. a. sehr viel schwieriger als der von γ-Quanten. Um sowohl Folien als auch kristalline Materialien untersuchen zu können, wurden zwei verschiedene Wege beschritten, einen Elektronendetektor für zeitdifferentielle Messungen zu entwickeln. Es entstanden zwei Detektoren, die unterschiedliche Mechanismen zur Elektronenvervielfachung ausnutzen. Der eine besitzt als Verstärkerelemente zwei *micro channel plates* (MCP), die im Vakuum betrieben werden müssen. Der andere ist ein Parallelplattenlawinenzähler (PPLZ) und nutzt den Lawineneffekt zur Elektronenvervielfachung in starken elektrischen Feldern und speziellen Gasen aus, in diesem Fall Aceton.

Der Nachweis der inkohärenten γ-Strahlung hat ein völlig neues Anwendungsgebiet erschlossen. Durch den Einsatz hochauflösender Siliziummonochromatoren, die bei Verwendung hochindizierter Reflexe und gleichzeitig großer Winkelakzeptanz [TMSA92, MTS$^+$94] (s. Abschnitt 3.4.1) eine Energieauflösung von 1 bis 6 meV besitzen, ist es möglich, Phononenspektroskopie zu betreiben [SYK$^+$95, STA$^+$95]. Daß dies auch mit Hilfe der Konversionselektronen möglich ist, wird in Kapitel 4 gezeigt.

Kapitel 1

Einführung

In diesem Kapitel soll zunächst ein Überblick über die verschiedenen kohärenten und inkohärenten Prozesse gegeben werden. Wie sich im experimentellen Teil später zeigen wird, muß bei der Auswertung der Elektronenspektren auch der kohärente Kanal berücksichtigt werden. Deswegen werden daran anschließend kurz die wesentlichen Merkmale der kohärenten Streuung beschrieben. Zum Abschluß sollen die wesentlichen Eigenschaften von Synchrotronstrahlung, die für Experimente zur Kernstreuung wichtig sind, kurz zusammengefaßt werden.

1.1 Kohärente und inkohärente Prozesse

In diesem Abschnitt werden die elementaren kohärenten und inkohärenten Prozesse behandelt, die bei Experimenten zur nuklearen Streuung mit Synchrotronstrahlung eine Rolle spielen.

Abbildung 1.1 zeigt einige kohärente und inkohärente Kernstreuprozesse am Fall von ^{57}Fe. Das Kerngrundniveau ist durch Hyperfeinwechselwirkung zweifach aufgespalten und der angeregte Zustand vierfach. Es lassen sich drei merklich unterschiedliche Energiebereiche beobachten: Die Kernübergänge spielen sich im Bereich von einigen keV ab, Phononenanregungen liegen im meV- und die Linienbreite der Kernresonanz sowie deren Aufspaltung im neV-Bereich. Dies ist der Grund, weshalb in der theoretischen Beschreibung die Kern- und die Gittermatrixelemente von einander getrennt behandelt werden können.

Die Abbildung zeigt im linken Teil vier kohärente Übergänge im ^{57}Fe. Dabei ist (a) ein elastischer Prozeß und (b), (c) und (d) sind inelastische Streuvorgänge. Kohärente Streuprozesse zeichnen sich dadurch aus, daß Anfangs- und Endzustand des Kernensembles derselbe ist und daß nach dem Streuvorgang kein einzelner Kern lokalisiert werden kann, der die Streuung allein verursacht hat. Die Abbildung 1.1 (a) zeigt einen Prozeß ohne Phononbeteiligung. Experimente mit

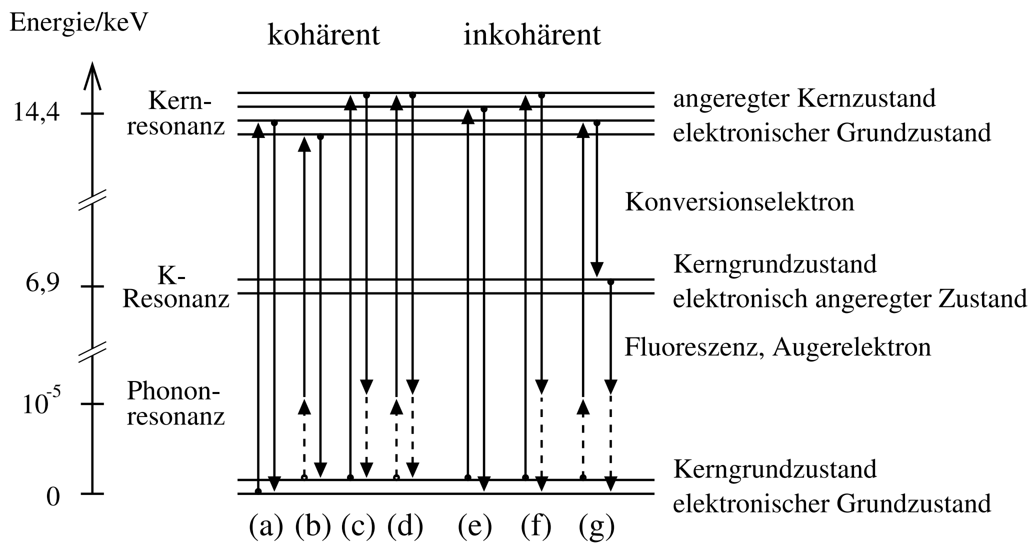

Abbildung 1.1: Übergangsschema des ^{57}Fe. Bis auf den Zerfall von Prozeß (g) stellen die durchgezogenen Linien γ-Übergänge dar und Übergänge im Phononensystem des Festkörpers sind gestrichelt eingezeichnet. Die Prozesse (a)–(d) sind kokärente Prozesse, da Anfangs- und Endkernzustand des streuenden Kernensembles gleich sind. Die drei weiteren Übergänge (e), (f) und (g) sind inkohärent, da der streuende Kern eindeutig identifiziert werden kann. Die einzelnen Prozesse werden im Text näher beschrieben.

nuklearen Bragg-Reflexen am Yttriumeisengranat (YIG), Eisenborat, Hämatit und Thuliumeisengranat dienten den ersten Untersuchungen dieses Phänomens (siehe z. B. [GRHH86] [vBMG$^+$87] [FSH$^+$88] [SGH$^+$91]). Eine weitere Anwendung dieses Streuprozesses ist die nukleare Vorwärtsstreuung. Sie nutzt die Tatsache aus, daß es bei einem nuklearen Streuer in Vorwärtsrichtung immer zu einer kohärenten Überlagerung von einfallender und austretender Strahlung kommt (siehe z. B. [HSvB$^+$91] [vBSH$^+$92]).

Graph (b) ist auf folgende Weise zu verstehen: Bei der Anregung wird ein Phonon des Festkörpers vernichtet. Zusammen mit der dabei freiwerdenden Energie regt ein einkommendes γ-Quant die Kernresonanz an. Beim nachfolgenden Kernzerfall ist kein Phonon beteiligt und das System befindet sich danach im gleichen Kerngrundzustand wie vor der Streuung. Bei Graph (c) ist die Anregung rückstoßfrei (keine Phononenbeteiligung)[1], der Zerfall geschieht dagegen unter Absorption eines Phonons. Auf ähnliche Weise können bei solchen Streuvorgängen auch Phononen erzeugt werden. Diese kohärente inelastische Streuung tritt sowohl in

[1]Wie in der konventionellen Mößbauerspektroskopie üblich, werden hier die Begriffe “mit Rückstoß” und “unter Beteiligung von Phononen” synomym benutzt.

inelastischer Röntgenstreuung, als auch bei der Neutronenstreuung auf und wird z. B. zur Bestimmung von Phononendispersionsrelationen verwendet.

Es tragen also neben Prozeß (a) auch diejenigen Kerne zur kohärenten Streuung bei, deren Atome an Gitterschwingungen teilnehmen, wenn der nachfolgende Zerfall wieder in dasselbe Kerngrundniveau zurückführt. Es sind auch solche Prozesse vorstellbar, bei denen sowohl die Anregung als auch der Zerfall mit Rückstoß verbunden sind. Dies sind Prozesse, an denen zwei Phononen teilnehmen und sind damit sehr viel unwahrscheinlicher als die Fälle (a)–(c). Dennoch werden die Synchrotronstrahlungsquellen der 3. Generation Experimente zur Untersuchung solcher Phänomene gestatten.

Der rechte Teil der Abbildung zeigt einige inkohärente Prozesse. In diesen Fällen wird die Kohärenz dadurch zerstört, daß sich nach dem Streuvorgang eindeutig feststellen läßt, an welchem *einzelnen* Kern die Streuung stattfand. Dazu gehören z. B. der nukleare Spinflip ohne Beteiligung von Phononen (e), inelastischer nuklearer Spinflip (f) und die innere Konversion (g). Die in dieser Arbeit untersuchten Prozesse sind die vom Typ (g). Bei der K-Konversion wird ein Elektron der K-Schale emittiert und zurück bleibt ein Loch, das nun durch nachrückende Elektronen aus höheren Schalen aufgefüllt wird. Dabei kommt es zu Röntgenfluoreszenz oder es wird, wenn die Energie an ein anderes Hüllenelektron abgegeben wird, dieses Elektron als Augerelektron emittiert.

Die Ausbeute für inkohärente resonante Kernstreuung ist proportional zu

$$\frac{\alpha}{(1+\alpha)^2} + \frac{1}{(1+\alpha)^2}.$$

Dabei ist α der Koeffizient der inneren Konversion. Der erste Term ist der Konversionsanteil (g) und der zweite der Anteil der inelastischen γ-γ-Streuung (f). Da im Falle von ^{57}Fe der Konversionskoeffizient $\alpha = 8,2$ beträgt, ist Prozeß (g) um diesen Faktor häufiger als (f).

Inkohärente Prozesse vom Typ (g) sind vor kurzem energieaufgelöst untersucht worden [CRG$^+$95, STA$^+$95], indem die Röntgenfluoreszenzstrahlung in Abhängigkeit von der anregenden γ-Energie gemessen wurde. Da bei der Resonanzabsorption oder Emission gleichzeitig Phononen beteiligt sind, deren Resonanzen im Energiebereich von einigen 10 meV liegen, ist es möglich, mit Hilfe dieser Technik Phononenspektroskopie zu betreiben. Um die notwendige Energieauflösung erreichen zu können, wurde derselbe hochauflösende elektronische Monochromator benutzt, wie für die Experimente dieser Arbeit (siehe Abschnitt 3.4.1). Aus den gemessenen Spektren lassen sich zusätzlich die Mößbauer-Lamb-Faktoren F_{ML} der untersuchten Substanzen bestimmen. Bei der Standard-Mößbauerspektroskopie wird F_{ML} durch Auswertung der Linienbreiten und -intensitäten bestimmt, was häufig durch Untergrund und zusätzliche Linienverbreiterungen erschwert wird.

Man erkennt an diesem Schema, daß man beim Nachweis von Konversionselektronen immer den inkohärenten Kanal vom Typ (g) beobachtet. Weist man inkohärente γ-Quanten nach, so können diese entweder aus dem Kernzerfall direkt herrühren, oder es können auch Röntgenquanten sein, die nach innerer Konversion erzeugt wurden. Um beides sauber trennen zu können, muß der Detektor eine Energieauflösung von nur wenigen keV besitzen. Z. B. betragen im Fall von ^{57}Fe die beteiligten γ-Energien 14,4 und 6,4 keV.

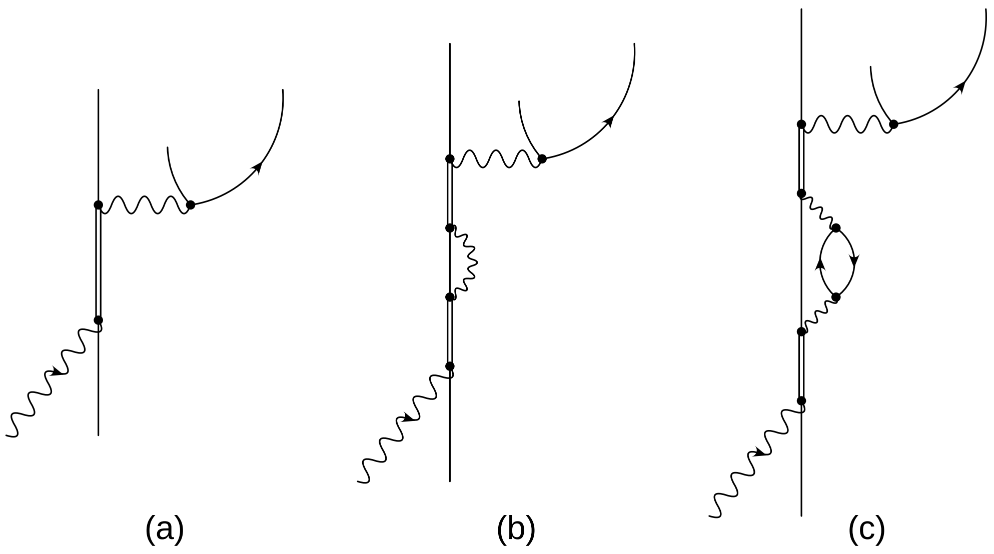

Abbildung 1.2: Feynmangraphen für Prozesse, die zur inneren Konversion beitragen. Den Prozeß niedrigster Ordnung (3.) beschreibt Graph (a). Prozeß (b) ist von 5. Ordnung. Alle weiteren Beiträge sind von höherer Ordnung, Graph (c) stellt z. B. einen Prozeß 7. Ordnung dar.

Abbildung 1.2 zeigt einige Feynmangraphen, die zur inneren Konversion beitragen. Es gibt nur einen Graph 3. Ordnung (a), der zugleich der einfachste ist. Hierbei absorbiert der im Grundzustand befindliche Kern ein Photon und geht dadurch in einen angeregten Zustand über. Nach einer gewissen Zeit zerfällt dieser wieder in den Grundzustand unter Aussendung eines virtuellen Photons. Dieses wiederum kann nun mit einem Elektron der Hülle wechselwirken. Einen Prozeß 5. Ordnung zeigt Graph (b). Dabei sendet der angeregte Kern ein virtuelles Photon aus, das er danach wieder absorbiert. Ähnliche Graphen gleicher Ordnung existieren, bei denen das Elektron oder der unangeregte Kern ein solches virtuelles Photon emittiert und wieder absorbiert. Dieses kann sich bei höheren Ordnungen wiederholen, wobei zusätzlich diese virtuellen Photonen auch kurzzeitig Elektron-Positron-Paare bilden. Einen solchen Prozeß 7. Ordnung zeigt die Figur (c).

1.2 Phänomene der kohärenten Streuung

Auch wenn in dieser Arbeit der inkohärente Konversionselektronenkanal untersucht werden soll, so ist es trotzdem von Vorteil für das Verständnis, auch kurz auf den kohärenten Zerfallskanal einzugehen. Eine theoretische Zusammenfassung geben J. P. Hannon und G. T. Trammell [HT89] und eine Zusammenfassung über das gesamte Gebiet der kohärenten Kernstreuung mit Synchrotronstrahlung findet sich in [HT94, GvB94].

Im Gegensatz zur Streuung an einzelnen Kernen treten bei der Streuung an einem Kernensemble völlig andersartige Phänomene auf. Bei der kohärenten Streuung von Synchrotronstrahlung spielen insbesondere die beiden folgenden Effekte eine herausragende Rolle:

- beschleunigter Zerfall (*speedup*) und
- Quantenschwebungen (*quantum beats*).

Sie sollen hier kurz besprochen werden.

Beschleunigter Zerfall

Synchrotronstrahlungspulse besitzen eine zeitliche Länge von 100 ... 200 ps und sind damit wesentlich kürzer als die Lebensdauer von 141 ns des in dieser Arbeit untersuchten Mößbauerisotops ^{57}Fe. Auch ist die Zeit, die dieser Lichtblitz benötigt, um einen Kristall oder eine Folie zu durchdringen und dabei das Kernsystem anzuregen, im Vergleich mit der Lebensdauer zu vernachlässigen. Alle Kerne werden daher zum selben Zeitpunkt und mit derselben Phase angeregt, was zu einem kollektiven angeregten Zustand führt, dem nuklearen Exziton. Dies ist eine räumlich kohärente Superposition aller beteiligten Kernzustände, so daß auch der nachfolgende radioaktive Zerfall starke Kohärenz aufweist und beschleunigt ist gegenüber dem Zerfall eines einzelnen Kerns mit der natürlichen Lebensdauer [HT68, AK65a, TH78, KAK78, KAK79, TH88]. Dieser beschleunigte Zerfall aufgrund von Kohärenz wird *enhancement*-Effekt genannt und je mehr Kerne im Ensemble beitragen, desto stärker ist er. Besonders deutlich tritt dieser Effekt bei Vorwärtstreuexperimenten mit unterschiedlichen Foliendicken hervor [vBSH$^+$92]. Bei der Untersuchung von nuklearen Bragg-Reflexen zeigt sich der *enhancement*-Effekt auf folgende Weise: Ist die Divergenz des einfallenden Strahls kleiner als die Akzeptanz des Kristallreflexes (Breite der Rockingkurve) und ist dieser Kristall so ausgerichtet, daß der Reflex zentral angeregt wird, so kommt es zu einem stark beschleunigten Zerfall. Wird der Reflex jedoch an einer Flanke der Rockingkurve angeregt, ist der *speedup* kleiner und verringert sich immer mehr, je weiter außerhalb des Bragg-Reflexes die Anregung stattfindet [SSR84, RGHH87, vBMG$^+$87].

Die Divergenz des einfallenden Strahls kann jedoch auch größer als die Akzeptanz eines Reflexes sein sein. Solche Reflexe zeigen dann einen kleineren *speedup*-Effekt, weil der Reflex nicht nur im Zentrum sondern auch an den Flanken der Rockingkurve angeregt wird. Ein anderes Beispiel ist der streifende Einfall bei einer glatten Schicht [Bar95], wie sie im Kapitel 4 benutzt wird.

Phänomenologisch wird dieser Effekt durch eine vergrößerte Zerfallsbreite im Vergleich zur natürlichen Breite Γ_0 beschrieben. Für den Fall eines Ensembles von Streuern ist sie gegeben durch

$$\Gamma = \Gamma_c + \Gamma_\gamma + \Gamma_\alpha = \Gamma_c + \Gamma_0.$$

Hierbei ist Γ_γ die Breite für den γ-Zerfall eines einzelnen Kerns, Γ_α die Breite für innere Konversion und Γ_c die zusätzliche Breite, die durch kohärenten γ-Zerfall verursacht wird. Beobachtete Werte sind z. B. $\Gamma_c/\Gamma_0 = 8,7$ für den (1 1 1)-Reflex von $FeBO_3$ und $\Gamma_c/\Gamma_0 = 5,4$ für den YIG (0 0 2)-Reflex [Hol91].

In der Nähe von Bragg-Reflexen gilt unter der stark vereinfachten Annahme wohlseparierter Resonanzen, unendlich dicker und perfekter Kristalle, sowie unter Vernachlässigung der elektronischen Absorption [vB89]:

$$\Gamma_c \approx \frac{2g\Gamma_0}{|\beta|} \quad \text{mit} \quad \beta = -2(\Theta - \Theta_B)\sin 2\Theta_B.$$

Hierbei stellt g die Streustärke bei der Resonanz dar und Θ bzw. Θ_B ist der Einfalls- bzw. der Bragg-Winkel. Mithilfe dieses Ausdrucks lassen sich die oben beschriebenen experimentellen Ergebnisse folgendermaßen verstehen: Für kleine Abweichungen des Einfallswinkels vom Bragg-Winkel ($\beta \to 0$) ist die kohärente Zerfallsbreite Γ_c proportional zu $1/|\beta|$ (*enhancement*-Effekt). Die damit verbundene Lebensdauer ist also proportional zu $|\beta|$ (bescheunigter Zerfall). Deshalb wird der *enhancement*-Effekt mit zunehmendem Abstand von Einfalls- und Bragg-Winkel kleiner. Die Formel zeigt auch, je näher der Bragg-Winkel bei 45° liegt, desto kleiner ist der *enhancement*-Effekt. Die oben angegebene Formel ist eine starke Vereinfachung und eignet sich nicht für exakte Berechnungen. Für ein tiefergehendes Verständnis verweise ich auf die Arbeiten zur Dynamischen Theorie der Mößbaueroptik (z. B. [HT69]).

Quantenschwebungen

Die energetische Breite von Synchrotronstrahlung übersteigt, selbst wenn sie monochromatisiert wurde, um viele Größenordnungen die natürliche Linienbreite Γ_0 von Kernübergängen. Nimmt man als Beispiel das ^{57}Fe, dann ist $\Gamma_0 = 4,66 \cdot 10^{-9}$ eV. Elektronische Monochromatoren liefern jedoch nur eine Monochromatisierung bis zu einigen meV. Die involvierten Kernzustände können nun durch innere Felder hyperfeinaufgespalten sein. Es handelt sich dabei um magnetische Dipol- und elektrische Quadrupolwechselwirkung. In Kristallen gibt es zusätzlich die Möglichkeit, daß sich die resonanten Kerne auf unterschiedlichen Gitterplätzen befinden. Dies führt zu verschiedenen Werten für die Hyperfeinparameter aufgrund von unterschiedlichen elektronischen Umgebungen des Kerns. Diese Aufspaltungen und Verschiebungen liegen in einem Bereich bis zu maximal $200\Gamma_0$, so daß die einfallende Synchrotronstrahlung alle Unterniveaus gleichzeitig anregt. Die Wellenfunktion des erzeugten nuklearen Exzitons ist dann kein Energieeigenzustand und der Zerfall dieses Quasiteilchens zeigt eine Schwebungsstruktur (siehe z. B. [GRHH86], sowie fast alle anderen experimentellen Veröffentlichungen über den Mößbauereffekt mit Synchrotronstrahlung). Hierzu tragen alle erlaubten Hyperfeinübergänge mit den Frequenzen $\omega_{nm}(\boldsymbol{\rho})$ von allen unterschiedlichen Gitterplätzen $\boldsymbol{\rho}$ bei [TH78]. Hierbei bezeichnen n, n' die Hyperfeinniveaus im angeregten und m, m' diejenigen im Grundzustand. Diese Schwebungsfrequenzen sind gegeben durch:

$$\Omega_{\mathrm{B}}(n, m, \boldsymbol{\rho}; n', m', \boldsymbol{\rho}') = \omega_{nm}(\boldsymbol{\rho}) - \omega_{n'm'}(\boldsymbol{\rho}').$$

Dies erlaubt es, Hyperfeinspektroskopie mit Synchrotronstrahlung zu betreiben [HRG88, Hol91, HSvB$^+$91]. Zusammen mit den kleinen Strahlquerschnitten von Undulatoren ergeben sich dadurch Möglichkeiten zur Mößbauerspektroskopie mit sehr kleinen Proben, wie sie z. B. in Hochdruckexperimenten üblich sind. Die hohe Intensität läßt andererseits die Aufnahme von Spektren im Minutentakt zu, was sich zur Bestimmung von temperaturinduzierten Phasenübergängen nutzen läßt, ohne daß die Temperatur über Stunden oder Tage konstant gehalten werden muß.

1.3 Eigenschaften von Synchrotronstrahlung

Synchrotronstrahlung hat gegenüber anderen γ-Quellen einige entscheidende Vorteile. Hier ist zunächst die große Brillanz zu nennen. Sie ist folgendermaßen definiert:

$$B = \frac{\text{Anzahl der Photonen pro s}}{\text{Raumwinkel}\,[\text{mrad}^2] \cdot \text{Quelloberfläche}\,[\text{mm}^2] \cdot 0,1\%\ \text{rel. Bandbreite}}.$$

Abb. 1.3 vergleicht die Brillanzen einiger Synchrotronstrahlungsquellen mit der theoretisch stärksten radioaktiven ^{57}Co-Quelle. Die Brillanzen von Synchrotronstrahlungsquellen der 3. Generation übersteigen die Brillanz eines ^{57}Co-Präparates um viele Größenordnungen. Hinzu kommt, daß durch die Selbstabsorption in der radioaktiven Quelle, diese sehr schnell (innerhalb weniger Tage) an γ-Intensität verliert.

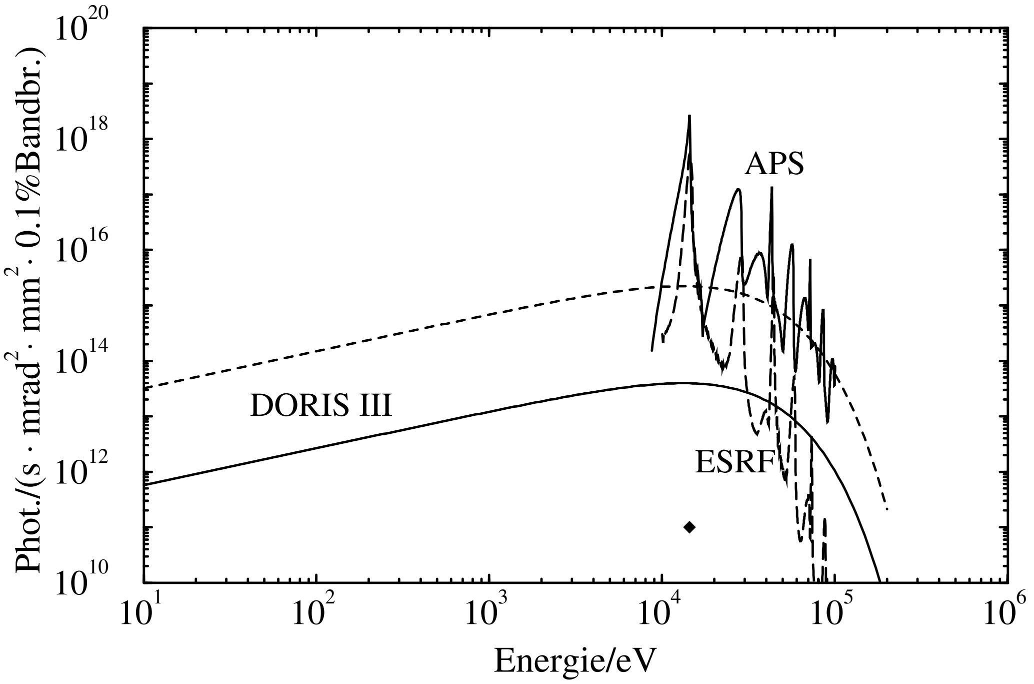

Abbildung 1.3: Berechnete Brillanz einiger Strahlungsquellen in Abhängigkeit von der Energie. Die Energiespektren der DORIS III-Quellen (Ablenkmagnet: durchgezogene Linie; Wiggler: gestrichelte Linie) beziehen sich auf 100 mA Strahlstrom und 4,5 GeV Elektronenenergie [Has95]. Das Spektrum des ESRF-Undulators (langgestrichelte Kurve) wurde mit 100 mA und 6 GeV als Speicherringparameter berechnet und das des APS-Undulators (durchgezogene Kurve) mit 100 mA und 7 GeV. Zum Vergleich ist auch die Brillanz der stärksten radioaktiven ^{57}Co-Quelle für die ^{57}Fe-Resonanzenergie von 14,41 keV eingezeichnet (Raute).

Aufgrund der stark gerichteten Strahlungscharakteristik von hochrelativistischen Elektronen weist ein Synchrotronstrahl von Natur aus eine gute vertikale Kollimation auf. Undulatorstrahlen haben zusätzlich noch eine geringe horizontale Ausdehnung. Diese Eigenschaft macht Synchrotronstrahlung zu einer optimalen Quelle für Streuexperimente an Kristallen und bei streifendem Einfall. Das Spektrum der Strahlung ist kontinuierlich und hängt stark davon ab, ob sie von einem Ablenkmagneten, einem Wiggler oder einem Undulator erzeugt wird und welche Energie die umlaufenden Elektronen oder Positronen besitzen. Ein typisches Intensitätsspektrum eines Ablenkmagneten von DORIS III (HASYLAB) weist ein Maximum in der Nähe von 10 keV bei einer Elektronen-/Positronenenergie von 4,5 GeV auf und fällt zu höheren Energien schnell ab. Zu kleineren Energien ist die Abnahme weniger stark. Es lassen sich deshalb prinzipiell an einem solchen Meßplatz Mößbauerübergänge bis zu einer Energie von ca. 20 keV untersuchen.

Undulatoren, deren periodische Struktur so gewählt ist, daß die Emission der

Synchrotronstrahlung der einzelnen Perioden sich kohärent bei bestimmten Wellenlängen überlagert, weisen zusätzlich zu dem kontinuierlichen Spektrum Resonanzen auf. Durch eine geeignete Wahl der Undulatorparameter läßt sich erreichen, daß diese Resonanzmaxima energetisch mit den zu untersuchenden Kernübergängen zusammenfallen. Abb. 1.3 zeigt die Spektren der bei ESRF und APS zur Verfügung stehenden Undulatoren, die auf die ^{57}Fe-Resonanzenergie optimiert sind.

Einer der wesentlichen Unterschiede der Mößbauerspektroskopie mit Synchrotronstrahlung im Gegensatz zu einem Experiment mit einer radioaktiven Quelle ist deshalb, daß alle Unterniveaus gleichzeitig angeregt werden und daß durch Variieren der Einfallsenergie mit Hilfe eines Kristallmonochromators sich Phononenspektren aufnehmen lassen. Über den kleinen Energiebereich von nur ca. 100 meV, der hierbei abgerastert wird, ist die Intensität des Strahls konstant.

Eine weitere Eigenschaft der Synchrotronstrahlung ist die Polarisation. Strahlung von einem Ablenkmagneten ist in der Speicherringebene linear polarisiert (horizontal) und weist elliptische Polarisation mit einer zusätzlichen vertikalen Komponente außerhalb dieser Ebene auf. Bei der Analyse von zeitaufgelösten Kernstreuspektren ist diese Polarisation zu berücksichtigen, da die zu untersuchenden Materialen optisch aktiv sein können, d. h. es gibt einen polarisationsmischenden Term im Ausdruck der Streuamplitude. Im allgemeinen ist es ausreichend, einen Polarisationsgrad des Strahls von ca. 90% anzunehmen.

Für Messungen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, ist die Zeitstruktur des Speicherrings von größter Wichtigkeit. Die Elektronen oder Positronen sind nicht kontinuierlich über den Ring verteilt, sondern in kleinen Paketen, den sog. Bunchen, konzentriert. Diese haben eine typische räumliche Ausdehnung von ca. 2 cm, was einer zeitlichen Länge von ca. 70 ps entspricht. Der Abstand zweier aufeinander folgender Bunche ist im allgemeinen von den Speicherringbetreibern als Vielfaches von $1/f_{\mathrm{HF}}$ frei wählbar, wobei mit f_{HF} die Speicherringhochfrequenz gemeint ist. Dieser Abstand sollte jedoch länger sein, als die Zerfallszeit des zu untersuchenden angeregten Kernniveaus, weil andernfalls zum Zeitpunkt der erneuten Anregung des Kernensembles das nukleare Exziton noch nicht zerfallen ist. Das in dieser Arbeit untersuchte 14,4136 keV-Niveau des ^{57}Fe hat z. B. eine Halbwertszeit von 98 ns.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Ausgehend von der Kontinuitätsgleichung wird eine nichtrelativistische Näherung der Dirac-Theorie hergeleitet. Um die Zeitabhängigkeit der Konversionselektronenemission beschreiben zu können, wird der Einfluß von Phononen des Festkörpers berücksichtigt und auf reine Übergänge angewendet. Abschließend erfolgt die Herleitung der für die Auswertung der Zeitspektren benutzten Gleichungen.

2.1 Die Kontinuitätsgleichung

Als Ausgangspunkt zur Lösung der zeitabhängigen Beschreibung von Konversionselektronen soll die Kontinuitätsgleichung dienen. Sie lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t} j_4(x) + \frac{1}{c}\,\mathrm{div}\,\boldsymbol{j}(x) = 0 \quad \text{oder} \quad \frac{\partial j_\mu(x)}{\partial x_\mu} = 0$$

$$\text{mit} \quad j_4 = \bar{\psi}\gamma_4\psi = \psi^+(x)\psi(x) \quad \text{und} \quad \boldsymbol{j}(x) = c\bar{\psi}\boldsymbol{\gamma}\psi = c\psi^+(x)\boldsymbol{\alpha}\psi(x). \tag{2.1}$$

Die erste Gleichung hat die aus der Elektrodynamik wohlbekannte Form. $j = (\boldsymbol{j}, j_4)$ läßt sich jedoch auch als vierdimensionaler Vektor der Stromdichte auffassen. Dies verdeutlicht die zweite Gleichung. Sie ist in der Einsteinschen Konvention geschrieben, nach der über doppelt auftetende Indizes summiert wird. Die Größe j_4 stellt ebenso wie in der nichtrelativistischen Quantenmechanik die Wahrscheinlichkeitsdichte für das Auftreten eines Elektrons in einem bestimmten Raumpunkt dar. Sie läßt sich auf die übliche Weise normieren: $\int \psi^+(x)\psi(x)d\tau = 1$, wobei $d\tau$ das Volumenelement darstellt. Die $\gamma_\mu = (-\mathrm{i}\beta\boldsymbol{\alpha}, \beta)$ sind die üblicherweise in der Dirac-Gleichung benutzten γ-Matrizen, die mit Hilfe der vierdimensionalen Dirac-Matrizen $\boldsymbol{\alpha}$ und β gebildet werden [AB62]. Und schließlich ist ψ die Elektronenwellenfunktion, welche sich als vierkomponentige Größe, den sog. Bispinor, darstellen läßt.

Die Wellenfunktion des emittierten Elektrons ist gegeben durch:

$$\psi(x) = \frac{\mathrm{i}}{\sqrt{\hbar c}} \int S_c(x-x')\,\gamma_\mu A^\mu(x')\,\phi(x')\,\mathrm{d}^4x'. \tag{2.2}$$

Dieser Ausdruck setzt sich zusammen aus der Wellenfunktion $\phi(x')$ des Elektrons der inneren Schale der Atomhülle (Bispinor), dem elektromagnetischen Störpotential $A^\mu(x')$, den γ-Matrizen und dem Propagator des nun freien, emittierten Elektrons. Er läßt sich auf folgende Weise von links nach rechts interpretieren. Im Raumzeitpunkt x' koppelt das gebundene Elektron an das Potential und wird dadurch freigesetzt. Die weitere Entwicklung dieses freien Elektrons bis zum Punkt x beschreibt der Elektronenpropagator. Das Störpotential ist gegeben durch die Summe aus dem Feld des einfallenden Photons und dem Feld des virtuellen Photons, welches vom Kern nach der resonanten Anregung emittiert wird. Der Elektronenpropagator ist die Greensche Funktion der Dirac-Gleichung für ein freies Elektron, d. h. er stellt den Vakuumerwartungswert des zeitgeordneten Produktes zweier Feldoperatoren dar und ist im Ortsraum gegeben durch:

$$\begin{aligned} S_c(x-x') &= \mathrm{i}\left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} - \frac{mc}{\hbar}\right) \int \frac{\mathrm{d}^4q}{(2\pi)^4}\, \frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}q(x-x')}}{q^2 + (\frac{mc}{\hbar})^2} \\ &= \mathrm{i} \int \frac{\mathrm{d}^4q}{(2\pi)^4}\, \frac{(\mathrm{i}\gamma_\mu q^\mu - \frac{mc}{\hbar})}{q^2 + (\frac{mc}{\hbar})^2 - \mathrm{i}0}\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}q(x-x')}. \end{aligned} \tag{2.3}$$

m ist die Masse des Elektrons und der Term i0 im Nenner soll andeuten, wie die Polstelle zu integrieren ist. Die beiden auf der reellen Achse liegenden Pole werden dazu ein wenig in die obere bzw. untere Halbebene verschoben. Nun kann die Integration mit Hilfe des Residuensatzes längs der reellen Achse durchgeführt werden (siehe z. B. [Nac90]). Eine andere Darstellung beschreibt die Masse als eine komplexe Größe mit einem infinitesimalen negativen Imaginärteil [AB62]. Im Raum der Wellenzahlen hat der Propagator das folgende Aussehen:

$$\tilde{S}_c(k) = \int \mathrm{d}^4x\, S_c(x)\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}kx} = \mathrm{i}\, \frac{\mathrm{i}\gamma_\mu k^\mu - \frac{mc}{\hbar}}{k^2 + (\frac{mc}{\hbar})^2 - \mathrm{i}0}.$$

Um nun die Wahrscheinlichkeit $P(t)$ zu berechnen, mit der man ein Konversionselektron nachweist, wendet man den Gaußschen Satz auf die Kontinuitätsgleichung an. Man integriert dabei über die Verteilung der γ-e^--Winkelkorrelation und erhält:

$$\frac{\mathrm{d}P(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{c} \int\limits_{O(V)} \boldsymbol{j}(x) \cdot \hat{\boldsymbol{n}}\, \mathrm{d}^2x. \tag{2.4}$$

$O(V)$ ist hierbei die Oberfläche des aus dem Gaußschen Satz herrührenden Integrationsvolumens V und $\hat{\boldsymbol{n}}$ ist der Einheitsvektor, der überall senkrecht auf dieser

Fläche steht. Durch Einsetzen der Gleichungen (2.2) und (2.3) in (2.1) ergibt sich unter Benutzung der Abkürzung $k_0 = mc/\hbar$ der zu berechnende Ausdruck für die Elektronenstromdichte:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{j}(x) &= \frac{1}{\hbar}\int \frac{\mathrm{d}^4k'\,\mathrm{d}^4k''}{(2\pi)^8}\mathrm{d}^4x'\,\mathrm{d}^4x'' \frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}'(\boldsymbol{x}'-\boldsymbol{x})}\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_4'(x_4'-x_4)}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}''(\boldsymbol{x}''-\boldsymbol{x})}\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_4''(x_4''-x_4)}}{(k_4'^2-\boldsymbol{k}'^2-k_0^2-\mathrm{i}0)(k_4''^2-\boldsymbol{k}''^2-k_0^2+\mathrm{i}0)}\cdot \\ &\quad \cdot\phi^*(x')\big(\boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{A}^*(x')-A_4^*(x')\big)\big(\boldsymbol{\alpha}\,\boldsymbol{k}'+k_4'+\beta k_0\big)\cdot \\ &\qquad \cdot\boldsymbol{\alpha}\,\big(\boldsymbol{\alpha}\,\boldsymbol{k}''+k_4''+\beta k_0\big)\big(\boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{A}^*(x'')-A_4^*(x'')\big)\phi(x''). \end{aligned} \tag{2.5}$$

2.2 Das Potential der Vorwärtsstreuamplitude

Das in Gleichung (2.2) auftretende Viererpotential ist das Potential des vom Atom gestreuten Strahlungsfeldes. Es wird ausführlich in den Arbeiten zur Dynamischen Theorie der nuklearen Streuung von J. P. Hannon und G. T. Trammell ([HT68, HT69]) sowie von A. M. Afanas'ev und Yu. Kagan ([AK65b, AK65a]) behandelt. Ich möchte an dieser Stelle darauf nur kurz eingehen.

Zunächst soll eine explizite Form des Störpotentials A_μ benutzt werden ([HT68]):

$$\begin{aligned} A_\mu(x) &= -\frac{\mathrm{i}}{c^2}\int \delta_+(x-x')\,\mathsf{M}_{\mu\nu}(x',x'')A_0^\nu(x'')\,\mathrm{d}^4x'\,\mathrm{d}^4x'' \\ \text{mit}\quad \delta_+(x-x') &= -4\pi\int \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k(x-x')}}{k_4^2-\boldsymbol{k}^2+\mathrm{i}0}\,\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}. \end{aligned} \tag{2.6}$$

Dabei ist $A_0^\nu(x'')$ das Potential der einlaufenden elektromagnetischen Welle. Die Fouriertransformierte $\tilde{A}_0^\nu(k'')$ kann als Wellenfunktion des einkommenden Photons interpretiert werden. Tatsächlich ist $|\tilde{A}_0^\nu(k'')|^2\mathrm{d}^4k''$ die Wahrscheinlichkeit, das Photon in einem Zustand mit dem Wellenvektor $\boldsymbol{k}''$, mit der Energie $\hbar k_4$ und der Polarisation ν vorzufinden. $\mathsf{M}_{\mu\nu}(x',x'')$ nennt man den Streuoperator des Atoms. Er setzt sich zusammen aus einem elektronischen Beitrag, einem nuklearen Anteil $\mathsf{N}_{\mu\nu}(x',x'')$ und einem Interferenzterm. Werden keine Resonanzen der Atomhülle angeregt, so kann der letzte Term vernachlässigt werden [GH77]. Der elektronische Anteil vermittelt eine nichtresonante Streuung, der in den Zeitspektren zu einem prompten *peak*[1] führt und daher für die weiteren Rechnungen nicht weiter interessant ist.

Im weiteren wird deshalb nur noch der nukleare Streuoperator behandelt. Er ist gegeben durch:

$$\mathsf{N}_{\mu\nu}(x',x'') = \mathsf{U}^+(x_4')\,\mathsf{j}_\mu(\boldsymbol{x}')\,\mathsf{G}(x_4'-x_4'')\,\mathsf{j}_\nu(\boldsymbol{x}'')\,\mathsf{U}(x_4''). \tag{2.7}$$

[1]Dies ist die Antwortfunktion eines Detektors auf ein sehr kurzes Ereignis, das sich durch eine δ-Funktion darstellen läßt (z. B. ein Synchrotronstrahlungspuls). Im folgenden wird sie auch Prompte genannt.

Hierbei ist j_μ der Operator des Kernstromes und U der Zeitentwicklungsoperator des Atoms. G stellt den Propagator des gebundenen Systems aus Kern und Photon dar. Im Falle von Resonanzstreuung, bei der die Energiebreite Γ_0 der angeregten Kernresonanz sehr viel kleiner ist als die Resonanzenergie, ergibt sich für ihn:

$$\mathsf{G}(x_4'-x_4'') = \Theta(x_4'-x_4'')\,\mathrm{e}^{-\Lambda(x_4'-x_4'')}\,\mathsf{U}(x_4'-x_4''), \tag{2.8}$$

wobei die Stufenfunktion Θ die Zeitordnung erzwingt und $\Lambda = \frac{\Gamma_0}{2\hbar c}$ ist. In Verbindung mit Abbildung 1.2, Graph (a) läßt sich Gl. (2.6) nun wie folgt interpretieren: Auf das einlaufende Photonenfeld wirkt der Kernstreuoperator $\mathsf{N}_{\mu\nu}(x', x'')$ im Raumzeitpunkt x''. Er vermittelt den Übergang des Potentials vor der Streuung in das Potential nach der Streuung. Hierauf wirkt nun der Feynmansche Photonenpropagator $\delta_+(x-x')$, der die Weiterentwicklung des Photons beschreibt. Die Entwicklung des angeregten Kernes mit den Kernströmen bei den Punkten x'' und x' beschreibt der Propagator $\mathsf{G}(x_4'-x_4'')$. Bis zum Raumzeitpunkt x wird die innere Konversion also genauso beschrieben, wie die Kernresonanzstreuung von γ-Strahlung.

Für die weiteren Rechnungen ist es nun vorteilhaft, das Viererpotential so darzustellen, daß das Potential des einlaufenden Photons, der Kernstreuoperator und der Photonenpropagator in einer Weise vorliegen, in der die Zeitkomponenten wie bislang vorkommen, jedoch eine Fouriertransformation der drei Raumkoordinaten dieser Operatoren vorgenommen wird. Man erhält dann für das Potential den folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned} A_\mu(x) = -\frac{\mathrm{i}}{c^2}\int \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\boldsymbol{x}}\tilde{\delta}_+(\boldsymbol{k}, x_4-x_4')\,\cdot \\ \cdot\,\tilde{N}_{\mu\nu}(\boldsymbol{k}, x_4'; -\boldsymbol{k}', x_4'')\,\tilde{A}_0^\nu(\boldsymbol{k}', x_4'')\,\frac{\mathrm{d}^3k\,\mathrm{d}^3k'\,\mathrm{d}x_4'\,\mathrm{d}x_4''}{(2\pi)^6}. \end{aligned} \tag{2.9}$$

2.2.1 Die Hyperfeinwechselwirkung

Der oben eingeführte Zeitentwicklungsoperator $\mathsf{U}(x_4) = \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\mathsf{H}x_4/c}$ enthält den Hamiltonoperator H. Er enthält die intrinsischen atomaren Terme, die Gitterbeiträge, sowie Wechselwirkungsterme für das Elektron-Gitter-System und das Kern-Gitter-System. Er beinhaltet vor allem auch die Hyperfeinwechselwirkungen, die typischerweise das Untersuchungsfeld der Mößbauerspektroskopie darstellen. Der Einfluß der Hyperfeinwechselwirkung auf die nukleare Resonanzstreuung wird z. B. von [Hol91] ausführlich beschrieben. Die Matrixelemente des Hamiltonoperators im Falle eines $3/2 \to 1/2$-Übergangs mit kombinierter Wechselwirkung (elektrische Quadrupol- und magnetische Dipolwechselwirkung) werden z. B. von Matthias et al. ([MSS62, MSS63]) angegeben. Die Eigenwerte sind dabei von der Stärke der Wechselwirkung, von zwei Eulerwinkeln und dem Asymmetrieparameter abhängig. Sind die resonanten Kerne auf mehrere nichtäquivalente Gitterplätze verteilt, so können die Übergangsenergien separat berechnet werden. Dies ist auch zur Bestimmung der Eigenvektoren möglich, jedoch muß man am Ende in ein einziges, für alle Untergitter gültiges Bezugssystem übergehen, was nur durch eine Drehung geschehen kann, die auch den dritten Eulerwinkel enthält. Dies ist notwendig, um die relativen Intensitätsverhältnisse der Linien in den Teilspektren korrekt analysieren zu können.

Für die Darstellung des Hyperfeinwechselwirkungsoperators (siehe auch [Stu91, Röh94]) soll angenommen werden, daß der Kern statischen elektrischen und magnetischen Feldern unterliegt, die von den umgebenden Elektronen erzeugt werden. Diese Annahme ist berechtigt, wenn die Wechselwirkungszeiten entweder sehr viel größer als die Lebensdauer des angeregten Niveaus (quasistatischer Fall) oder, umgekehrt, sehr viel kleiner sind. Der Hamiltonoperator H_{em} ist gegeben durch:

$$\mathsf{H}_{\mathrm{em}} = -\frac{e^2}{c^2}\int \frac{\mathsf{j}_\mu(\boldsymbol{x})\mathsf{s}^\mu(\boldsymbol{x}')}{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|}\,\mathrm{d}^3x\,\mathrm{d}^3x'. \tag{2.10}$$

Dieser Wechselwirkungsoperator enthält die Stromdichtevektoren s^μ und j_μ von Elektronen und Kernen. Da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Elektronen mit einem Bahndrehimpuls $\neq 0$ im Kernvolumen vernachlässigbar klein ist, zerfällt der Operator in einen Anteil, der den radialsymmetrischen Anteil $\mathsf{s}^\mu_{\mathrm{R}}(0)$ der Elektronenstromdichte enthält, und eine Summe aus nach Drehimpulsen geordneten Termen. Diese Summe ist die Multipolentwicklung von $1/|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|$, die sich deshalb anbietet, weil Kernzustände immer eine Überlagerung von Zuständen mit wohldefiniertem Drehimpuls sind. Der Hamiltonoperator läßt sich daher wie folgt schreiben:

$$\begin{aligned}
\mathsf{H}_{\mathrm{em}} &= \sum_L \mathsf{H}^{(L)}_{\mathrm{em}} \\
&= e\sum_{LM}(-1)^M \mathsf{Q}_{LM\mu}\mathsf{V}^\mu_{L,-M} + \frac{2\pi}{3}\frac{e^2}{c^2}\,\mathsf{s}^\mu_{\mathrm{R}}(0)\int r_x^2\,\mathsf{j}_\mu(\boldsymbol{x})\,\mathrm{d}^3x \\
\mathsf{Q}_{LM\mu} &= \frac{1}{c}\sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}}\int \mathsf{j}_\mu(\boldsymbol{x})\,r_x^L\,Y_{LM}(\hat{\boldsymbol{x}})\,\mathrm{d}^3x \\
\mathsf{V}^\mu_{LM} &= -\frac{e}{c}\sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}}\int \mathsf{s}^\mu(\boldsymbol{x})\,r_x^{-(L+1)}\,Y_{LM}(\hat{\boldsymbol{x}})\,\mathrm{d}^3x,
\end{aligned} \tag{2.11}$$

mit $r_x = |\boldsymbol{x}|$. Q_{LM} sind die Operatoren der elektrischen und magnetischen Multipolmomente des Kerns und V_{LM} die des Potentials, das von den umgebenden Elektronen am Kernort hervorgerufen wird. Die Eigenwerte und -funktionen des Kerns seien dabei gegeben durch

$$
\begin{aligned}
\mathbf{I}^2 \left|\phi_n\right\rangle &= \hbar^2 I_n(I_n+1) \left|\phi_n\right\rangle \\
\mathbf{I}_z \left|m\right\rangle &= \hbar m \left|m\right\rangle \\
\left|\phi_n\right\rangle &= \left|nI_n\right\rangle \sum_m \left|m\right\rangle \left\langle nI_n m \right| \phi_n\rangle \,.
\end{aligned}
\tag{2.12}
$$

Die Berechnung der Matrixelemente erfolgt unter Ausnutzung des Wigner-Eckart-Theorems. Bezeichnet man die elektronischen Quantenzahlen mit ε, ergeben sich die Matrixelemente wie folgt:

$$
\begin{aligned}
\left\langle \varepsilon, \phi_n \right| \mathbf{H}^{(0)}_{\mathrm{em}} \left| \varepsilon, \phi_n \right\rangle &= -\,4\pi Z \frac{e^2}{c^2} \left\langle \varepsilon \right| \int \frac{\mathbf{s}^0(\boldsymbol{x})}{r_x}\, \mathrm{d}^3x \left| \varepsilon \right\rangle \\
&\qquad + \frac{2\pi}{3} \frac{e^2}{c^2} \left\langle \varepsilon \right| \mathbf{s}^{\mu}_{\mathrm{R}}(0) \left| \varepsilon \right\rangle \left\langle nI_n \right\| \int r_x^2\, \mathbf{j}_\mu(\boldsymbol{x})\, \mathrm{d}^3x \left\| nI_n \right\rangle \\
\left\langle \varepsilon, \phi_n \right| \mathbf{H}^{(L>0)}_{\mathrm{em}} \left| \varepsilon, \phi_n \right\rangle &= e \left\langle nI_n \right\| \mathbf{Q}_{L\mu} \left\| nI_n \right\rangle \sum_{Mmm'} (-1)^M C(I_n L I_n; m M m') \cdot \\
&\qquad \cdot \left\langle m \right| \phi_n\rangle^* \left\langle m' \right| \phi_n\rangle \left\langle \varepsilon \right| \mathbf{V}^{\mu}_{L,-M} \left| \varepsilon \right\rangle .
\end{aligned}
\tag{2.13}
$$

Dabei ist Z die Kernladungszahl. Es ergeben sich nun einige Vereinfachungen aus der Tatsache, daß Kernniveaus immer eine definierte Parität besitzen. Für ungerade L werden die elektrischen Multipolmomente $\left\langle nI_n \right\| \mathbf{Q}_{L0} \left\| nI_n \right\rangle$ und für gerade L die magnetischen $\left\langle nI_n \right\| \vec{\mathbf{Q}}_L \left\| nI_n \right\rangle$ zu Null. Die Eigenschaften der Clebsch-Gordan-Koeffizienten C bewirken zusätzlich, daß alle Beiträge mit $L > 2I_n$ verschwinden. Hat man es, wie im Falle von ^{57}Fe, mit Kernspinquantenzahlen von 1/2 und 3/2 zu tun, so reduziert sich die Zahl der zu berechnenden Matrixelemente auf nur wenige L-Werte. Außerdem können die maximal auftretenden magnetischen Oktupolterme vernachlässigt werden, da mit zunehmendem Drehimpuls die Beiträge sehr klein werden.

Der Monopolterm $\left\langle \varepsilon, \phi_n \right| \mathbf{H}^{(0)}_{\mathrm{em}} \left| \varepsilon, \phi_n \right\rangle$ zerfällt in zwei Anteile. Der erste ist die elektrostatische Energie des als punktförmige Ladung angenommenen Kerns und ist daher für alle Anregungszustände des Kerns gleich. Der zweite Anteil jedoch ist unter anderem abhängig von der Kernausdehnung, die für jedes Kernniveau unterschiedlich sein kann und daher zur Isomerieverschiebung führt [SW78].

Der nächst höhere Term ist der magnetische Dipolterm:

$$
\begin{aligned}
\left\langle \varepsilon, \phi_n \right| \mathbf{H}^{(1)}_{\mathrm{em}} \left| \varepsilon, \phi_n \right\rangle &= -\,\mu_n B_{\mathrm{hf}} \sum_{mm'} (-1)^{m-m'} \frac{C(I_n 1 I_n; m\, m'-m)}{C(I_n 1 I_n; I_n 0)} \\
&\qquad \cdot \left\langle m \right| \phi_n\rangle^* \left\langle m' \right| \phi_n\rangle\, \mathcal{D}^{(1)}_{0,m-m'}(0,\theta,\varphi).
\end{aligned}
\tag{2.14}
$$

Hierbei wurde das magnetische Dipolmoment μ_n und das von den Elektronen erzeugte Hyperfeinfeld am Kernort B_{hf} benutzt. Die Kreiselfunktionen $\mathcal{D}^{(L)}_{ll'}(\psi, \theta, \varphi)$ sind die von M. E. Rose [Ros57] benutzten.

Das Quadrupolmoment des Kernes q_n wechselwirkt mit dem von der Atomhülle am Kernort verursachten elektrischen Feldgradienten (EFG). Seine Darstellung geschieht üblicherweise [Bar80] mit Hilfe des größten Elementes V_{zz} des spurlosen EFG-Tensors

$$V_{ii} = \frac{\partial^2 V}{\partial x_i^2}, \qquad |V_{zz}| \geq |V_{yy}| \geq |V_{xx}|,$$

sowie des Asymmetrieparameters η:

$$\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}}.$$

Zusätzlich werden noch die Eulerwinkel α, β, γ eingeführt, die das Hauptachsensystem des EFG in das Quantisierungssystem des Kerns überführen. Man erhält dann für den Quadrupolterm den folgenden Ausdruck:

$$\langle \varepsilon, \phi_n | \, \mathsf{H}^{(2)}_{\mathrm{em}} \, | \varepsilon, \phi_n \rangle = \frac{e q_n V_{zz}}{2} \sum_{mm'} (-1)^{m-m'} \frac{C(I_n 2 I_n; m, m'-m)}{2C(I_n 2 I_n; I_n 0)} \langle m | \, \phi_n \rangle^* \langle m' | \, \phi_n \rangle \cdot$$
$$\cdot \left\{ \mathcal{D}^{(2)}_{0,m-m'}(\alpha, \beta, \gamma) + \frac{\eta}{\sqrt{6}} \left[\mathcal{D}^{(2)}_{2,m-m'}(\alpha, \beta, \gamma) + \mathcal{D}^{(2)}_{-2,m-m'}(\alpha, \beta, \gamma) \right] \right\}. \quad (2.15)$$

Es ist zu bemerken, daß der Hamiltonoperator der Quadrupolwechselwirkung verschwindet, falls die Ladungsverteilung des Kerns kugelsymmetrisch ist oder wenn das Potential der äußeren Ladungen kubische Symmetrie ($V_{xx} = V_{yy} = V_{zz} = 0$) aufweist (s. u.).

Zur Bestimmung der Energieeigenwerte ist der hier benutzte Hamiltonoperator der Hyperfeinwechselwirkung zu diagonalisieren, d. h. es müssen die Lösungen der folgenden Eigenwertgleichung gefunden werden:

$$\langle \varepsilon, \phi_n | \, \mathsf{H}_{\mathrm{em}} \, | \varepsilon', \phi_{n'} \rangle = \delta_{\varepsilon\varepsilon'} \delta_{nn'} E_{n\varepsilon}. \quad (2.16)$$

Eine gemeinsame Diagonalisierung von (2.14) und (2.15) ist im allgemeinen Fall nicht analytisch durchführbar. Eine Methode zur diagonalen Darstellung der Hyperfeinwechselwirkung, welche schließlich auch im Auswerteprogramm CONUSS [Stu] benutzt wird, hat Eberlein [Ebe70] entwickelt. In einigen wenigen, jedoch wichtigen Fällen existieren analytische Lösungen:

1.) Für Kernzustände mit $I_n = 1/2$, wobei das Quadrupolmoment wie im Grundzustand von reinem Eisen verschwindet, oder für andere Zustände ohne EFG am Kernort ergibt sich folgende Lösung:

$$E^{(j)}_{n\varepsilon} = E^{(0)}_{n\varepsilon} - \mu_n B_{\mathrm{hf}} \cdot \frac{j}{I_n} \quad \text{und} \quad \langle m | \, \phi_{nj} \rangle = \mathcal{D}^{(I_n)}_{jm}(0, \theta, \varphi).$$

Mit $E_{n\varepsilon}^{(0)}$ sind hier die Eigenwerte des Monopolterms H_{em} gemeint und der Index j läuft von $-I_n$ bis I_n.

2.) Ist der EFG axialsymmetrisch ($\eta = 0$), so besitzt der Tensor des elektrischen Quadrupolmoments nur eine Komponente. Bei gleichzeitig verschwindendem magnetischen Hyperfeinfeld gibt es dann folgende Lösung:

$$E_{n\varepsilon}^{(j)} = E_{n\varepsilon}^{(0)} + \frac{eq_n V_{zz}}{2} \cdot \frac{3j^2 - I_n(I_n+1)}{2I_n(I_n-1)} \quad \text{und} \quad \langle m|\, \phi_{nj}\rangle = \mathcal{D}_{jm}^{(I_n)}(\alpha,\beta,\gamma).$$

Diese rein elektrische Hyperfeinwechselwirkung hat als Analogon in der Atomhülle den Stark-Effekt.

3.) Sind das magnetische Hyperfeinfeld $\boldsymbol{B}_{\text{hf}}$ und V_{zz} parallel ausgerichtet, so ergibt sich die Lösung als Summe aus der magnetischen Wechselwirkung wie im ersten Fall mit der zusätzlichen Energieverschiebung wie im zweiten Fall.

2.3 Der nichtrelativistische Grenzfall der Dirac-Theorie

Für die weiteren Berechnungen wird der nichtrelativistische Grenzfall der Dirac-Theorie benutzt. Dies ist gerechtfertigt, weil die typischen kinetischen Energien für Konversionselektronen aus Mößbauerübergängen in der Größenordnung von einigen keV liegen. Dazu ist es angebracht, den Bispinor ϕ in eine große und eine kleine Komponente aufzuspalten:

$$\phi = \begin{pmatrix}\phi_{\text{G}}\\ 0\end{pmatrix} + \begin{pmatrix}0\\ \phi_{\text{K}}\end{pmatrix} = \Phi_{\text{G}} + \Phi_{\text{K}} = \left(1 + \frac{c\,\boldsymbol{\alpha}\,(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{B})}{2mc^2 + E - B_4}\right)\Phi_{\text{G}}. \tag{2.17}$$

Hierbei ist $(\boldsymbol{B}, B_4)$ das Viererpotential des Feldes, welches das gebundene Elektron erfährt, und E die Bindungsenergie des Elektrons.

Desweitern kann man im nichtrelativistischen Fall den Operator

$$\begin{aligned}\boldsymbol{T} = \big(\boldsymbol{\alpha A}^*(x') - A_4^*(x')\big) \cdot \big(\boldsymbol{\alpha k}' + k_4' + \beta k_0\big) \,\cdot \\ \cdot\, \boldsymbol{\alpha}\big(\boldsymbol{\alpha k}'' + k_4'' + \beta k_0\big) \cdot \big(\boldsymbol{\alpha A}(x'') - A_4(x'')\big),\end{aligned} \tag{2.18}$$

der in Gleichung (2.5) zwischen den beiden Bispinoren steht, in einen geraden und einen ungeraden Anteil zerlegen [Mes90], wobei diese Zerlegung immer eindeutig und möglich ist:

$$\boldsymbol{T} = \boldsymbol{T}_{\text{g}} + \boldsymbol{T}_{\text{u}} = \frac{1}{2}\big(\boldsymbol{T} + \beta\boldsymbol{T}\beta\big) + \frac{1}{2}\big(\boldsymbol{T} - \beta\boldsymbol{T}\beta\big). \tag{2.19}$$

Man nennt einen Operator "gerade", wenn er kein Matrixelement besitzt, das die großen mit den kleinen Komponenten verbindet, und "ungerade", wenn seine nichtverschwindenden Matrixelmente gerade dies tun. In unserem Fall ist der Operator β ein "gerader" und $\boldsymbol{\alpha}$ ein "ungerader" Operator. Produkte zweier Operatoren desselben Typs ergeben einen "geraden" Operator, Produkte aus einem "geraden" und einem "ungeraden" ergeben einen "ungeraden" Operator.

Aus den Gleichungen (2.17) und (2.18) ergibt sich deshalb:

$$\begin{aligned}\phi^* \boldsymbol{T} \phi &= \Phi_{\mathrm{G}}^* \boldsymbol{T}_{\mathrm{g}} \Phi_{\mathrm{G}} + \Phi_{\mathrm{K}}^* \boldsymbol{T}_{\mathrm{g}} \Phi_{\mathrm{K}} + \Phi_{\mathrm{G}}^* \boldsymbol{T}_{\mathrm{u}} \Phi_{\mathrm{K}} + \Phi_{\mathrm{K}}^* \boldsymbol{T}_{\mathrm{u}} \Phi_{\mathrm{G}} \\ &= \Phi_{\mathrm{G}}^* \left\{ \boldsymbol{T}_{\mathrm{g}} + \boldsymbol{T}_{\mathrm{u}} \frac{c\,\boldsymbol{\alpha}\,(\boldsymbol{p} - \boldsymbol{B})}{2mc^2 + E - B_4} + \frac{c\,\boldsymbol{\alpha}\,(\boldsymbol{p}^* - \boldsymbol{B}^*)}{2mc^2 + E - B_4^*} \boldsymbol{T}_{\mathrm{u}} + \right. \\ &\qquad \left. \frac{c\,\boldsymbol{\alpha}\,(\boldsymbol{p}^* - \boldsymbol{B}^*)}{2mc^2 + E - B_4^*} \boldsymbol{T}_{\mathrm{g}} \frac{c\,\boldsymbol{\alpha}\,(\boldsymbol{p} - \boldsymbol{B})}{2mc^2 + E - B_4} \right\} \Phi_{\mathrm{G}}. \end{aligned} \tag{2.20}$$

In der Näherung erster Ordnung ergibt sich also, daß die gerade Komponente von $\boldsymbol{T}$ nur auf die großen Komponenten von ϕ wirkt:

$$\begin{aligned}\phi^* \boldsymbol{T} \phi = \Phi_{\mathrm{G}}^* A_4^*(x')\; (\boldsymbol{\alpha} \boldsymbol{k}')\; \boldsymbol{\alpha}\; 2\, k_0\, A_4(x'') \Phi_{\mathrm{G}} + \\ \Phi_{\mathrm{G}}^* A_4^*(x')\; 2\, k_0\, \boldsymbol{\alpha}\; (\boldsymbol{\alpha} \boldsymbol{k}'')\; A_4(x'') \Phi_{\mathrm{G}}.\end{aligned} \tag{2.21}$$

Den Hauptbeitrag in Gl. (2.5) liefern die k-Werte, welche nahe bei k_0 liegen. Mit der Abkürzung $q_4^2 = k_4^2 - k_0^2$ gilt daher für nichtrelativistische Geschwindigkeiten der emittierten Elektronen die folgende Näherung:

$$k_4 \;\approx\; k_0 \left(1 + \frac{q_4^2}{2k_0^2} \right).$$

Hierbei ist $\hbar c \frac{q_4^2}{2k_0}$ in der Größenordnung der kinetischen Energien des gebundenen Elektrons vor der Streuung bzw. des freien nach der Streuung. Außerdem sollen noch die Integrationsvariablen k_4' und k_4'' durch q_4' und q_4'' auf die folgende Weise ersetzt werden:

$$\mathrm{d}k_4 = \frac{q_4}{k_0}\, \mathrm{d}q_4.$$

Die Flußdichte der Elektronen ist nun durch die radiale Komponente der Stromdichte gegeben. Dazu setze ich die vorige Gleichung in den Ausdruck (2.5) für $\boldsymbol{j}$ ein. Desweiteren lassen sich die Pole der Propagatoren integrieren, wenn die weiter unten definierte Funktion χ nur für einen Radius $|\boldsymbol{x}'|$ nennenswerte Beiträge liefert, der sehr viel kleiner ist als der Abstand zum Detektor. Nach diesen Umformungen erhält man:

$$\begin{aligned}\hat{\boldsymbol{x}} \boldsymbol{j}(x) = \frac{4}{\hbar k_0} \cdot \frac{1}{(2\pi)^4} \cdot \frac{1}{|\boldsymbol{x}|^2} \cdot \Re \Bigg\{ \left[\int \mathrm{d}q_4'\, q_4'\, \mathrm{e}^{\mathrm{i} q_4' |\boldsymbol{x}|}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i} \frac{q_4'^2}{2k_0} x_4}\, \chi(q_4' \hat{\boldsymbol{x}}, q_4') \right]^* \cdot \\ \cdot \int \mathrm{d}q_4''\, q_4''\, \mathrm{e}^{\mathrm{i} q_4'' |\boldsymbol{x}|}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i} \frac{q_4''^2}{2k_0} x_4}\, \chi(q_4'' \hat{\boldsymbol{x}}, q_4'') \Bigg\}\end{aligned} \tag{2.22}$$

$$\text{mit} \qquad \chi(q\hat{\boldsymbol{x}}, q) = \int \mathrm{d}^4x' \, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\hat{\boldsymbol{x}}\boldsymbol{x}'q} \, \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0+\frac{q^2}{2k_0})x'_4} A_4(x') \, \Phi_{\mathrm{G}}(x'),$$

wobei $\hat{\boldsymbol{x}}$ der Einheitsvektor in Richtung von $\boldsymbol{x}$ ist.

Das Energiespektrum von $\chi(q\hat{\boldsymbol{x}}, q)$ ist nur in der Umgebung der Kernresonanz merklich von Null verschieden und seine Breite wird vom Energiespektrum der Phononen bestimmt. Ein entsprechender Ansatz ist daher:

$$q_4 = \bar{q}_4 + \frac{\omega}{c} \qquad \text{und} \qquad \omega \ll \bar{q}_4 c.$$

Hierbei ist $\bar{q}_4$ proportional zum Impuls des emittierten Elektrons und $\frac{\omega}{c}$ ist proportional zur Breite des Phononenspektrums. Es lassen sich folgende Näherungen machen:

$$q_4^2 \approx \bar{q}_4^2 \qquad \text{und} \qquad \mathrm{e}^{\mathrm{i}\frac{q_4^2}{2k_0}x_4} \approx \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\frac{\bar{q}_4^2}{2k_0}+\frac{\bar{q}_4}{k_0}\cdot\frac{\omega}{c})x_4}.$$

Weiter unten werde ich kurz auf die Gültigkeit dieser Annahmen eingehen. Damit lassen sich nun die in Gl. (2.22) auftretenden Integrale lösen:

$$\begin{aligned}
&\int \frac{\mathrm{d}q_4}{2\pi} \, q_4 \, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{q_4^2}{2k_0}x_4} \, \mathrm{e}^{\mathrm{i}q_4|\boldsymbol{x}|} \, \chi(q_4\hat{\boldsymbol{x}}, q_4) \\
&\quad = \mathrm{e}^{\mathrm{i}k_0x_4} \int \mathrm{d}^4x' A_4(x') \, \Phi_{\mathrm{G}}(x') \, \bar{q}_4 \, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{\bar{q}_4^2}{2k_0}(x_4-x'_4)} \, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\hat{\boldsymbol{x}}\boldsymbol{x}'\bar{q}_4} \, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\bar{q}_4|\boldsymbol{x}|} \cdot \\
&\qquad \cdot \int \frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi c} \, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{\bar{q}_4}{k_0}\cdot\frac{\omega}{c}(x_4-x'_4)} \, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\hat{\boldsymbol{x}}\boldsymbol{x}'\frac{\omega}{c}} \, \mathrm{e}^{\mathrm{i}|\boldsymbol{x}|\frac{\omega}{c}}.
\end{aligned} \tag{2.23}$$

Das hier auftauchende Integral über ω läßt sich als δ-Funktion darstellen. Anschließend wird über ω integriert und Gleichung (2.22) erhält dann folgende Form:

$$\begin{aligned}
\hat{\boldsymbol{x}}\boldsymbol{j}(x) &= k_0\bar{q}_4 \frac{1}{(2\pi)^2\hbar|\boldsymbol{x}|^2} \, |\Upsilon|^2 \\
\text{mit} \quad \Upsilon &= \int \mathrm{d}^3x' A_4(\boldsymbol{x}', x_4^{\mathrm{r}}) \, \Phi_{\mathrm{G}}(\boldsymbol{x}', x_4^{\mathrm{r}}) \, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\hat{\boldsymbol{x}}\boldsymbol{x}'\bar{q}_4}
\end{aligned} \tag{2.24}$$

und der retardierten Zeit $x_4^{\mathrm{r}}/c = (x_4 - \frac{k_0|\boldsymbol{x}|}{\bar{q}_4})/c$. Hierbei wurde der Term $\frac{k_0\hat{\boldsymbol{x}}\boldsymbol{x}'}{c\bar{q}_4}$ vernachlässigt, weil er in der Größenordnung von $10^{-17}\,\mathrm{s}$ liegt. Zusätzlich gilt $|\boldsymbol{x}'| \ll |\boldsymbol{x}|$.

Zum Abschluß dieses Abschnitts möchte ich noch kurz auf die oben gemachte Näherung eingehen. Sie wird ungültig, wenn der zu $(\frac{\omega}{c})^2$ proportionale Term, der im Argument der Exponentialfunktion vernachlässigt wurde, zu groß wird. Es kommt dann zu einem Auseinanderlaufen der Phasenbeziehungen (*dephasing*) der Elektronwellenfunktionen durch die unterschiedlichen Elektronengeschwindigkeiten, was zu einem Verschmieren der Zeitspektren führt. Die Näherung ist gültig, wenn die Relation

$$\frac{\omega^2}{c^2}\frac{1}{2k_0}x_4 \ll 1$$

erfüllt ist. Diese an die Phase gestellte Bedingung läßt sich auch als eine Bedingung an den maximalen Abstand formulieren. Die Entfernung, in der das Elektron nachgewiesen wird, sei R. Die Zeit, die es benötigt, um dorthin zu gelangen, ist dann:

$$\frac{x_4}{c} = \frac{Rm}{\bar{q}_4\hbar} = \frac{Rm}{\sqrt{2E_{\text{kin}}m}}.$$

Der kritische Abstand R_{k} ergibt sich nun also zu:

$$\frac{R_{\text{k}}m}{\sqrt{2E_{\text{kin}}m}} = \frac{1}{\omega}\cdot\frac{2mc^2}{\hbar\omega} \quad\Rightarrow\quad R_{\text{k}} = \hbar c\cdot\frac{2\sqrt{2E_{\text{kin}}\cdot mc^2}}{(\hbar\omega)^2}.$$

Nimmt man nun als Zahlenbeispiel eine Phononenenergie von $\hbar\omega = 0{,}1\,\text{eV}$ und eine kinetische Energie der Elektronen von $E_{\text{kin}} = 6\,\text{keV}$ an ($mc^2 = 511\,\text{keV}$), so ergibt sich für den kritischen Abstand eine Entfernung von 3 m. Für die uns interessierenden Fälle kann man das Auseinanderlaufen der Phasenbeziehungen der Elektronwellenfunktionen vernachlässigen, da die Detektordimensionen im vorliegenden Fall so gewählt worden sind, daß die Flugstrecken der Elektronen nur wenige Millimeter betragen.

2.4 Phononen

In diesem Abschnitt soll der Einfluß von Phononen auf das zeitliche Verhalten der Konversionselektronenemission näher untersucht werden. Wie sich herausstellen wird, zeigen die Elektronen, die nach Absorption eines γ-Quants mit gleichzeitiger Beteiligung von Phononen emittiert werden, eine andere Zeitstruktur, als diejenigen, die nach rückstoßfreier γ-Absorption entstehen.

Ist ein Kern in ein Kristallgitter eingebunden, muß die Bewegung des Kern berücksichtigt werden. Da Phononen, wie in Abschnitt 1.1 bereits beschrieben wurde, Anregungsenergien in der Größenordnung von $10^{-2}\,\text{eV}$ mit Geschwindigkeiten besitzen, die sehr viel kleiner sind als die Lichtgeschwindigkeit, kann die Behandlung nichtrelativistisch geschehen. Die Wellenfunktion $\tilde{\phi}(\boldsymbol{k}, x_4^{\text{r}})$ im Laborsystem ist mit derjenigen im Ruhesystem $\tilde{\phi}_{\text{cms}}(\boldsymbol{k}, x_4^{\text{r}})$ des Atoms auf folgende Weise verknüpft:

$$\tilde{\phi}_{\text{cms}}(\boldsymbol{k}, x_4^{\text{r}}) = \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\mathbf{r}(x_4^{\text{r}})}\,\tilde{\phi}(\boldsymbol{k}, x_4^{\text{r}}). \tag{2.25}$$

Hierbei beschreibt der Verschiebungsoperator $\mathsf{r}(x_4^{\mathrm{r}})$ die Gitterschwingungen, die das Atom um seine Ruhelage ausführt. $\tilde{\phi}(\boldsymbol{k}, x_4^{\mathrm{r}})$ sei dabei eine beliebige Wellenfunktion, die einen bestimmten Zustand des Atoms beschreibt. Daraus ergibt sich nun für die Elektronenwellenfunktion:

$$\Phi_{\mathrm{G}}(x) = \int \frac{\mathrm{d}^3 q}{(2\pi)^3}\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\boldsymbol{x}}\, \tilde{\Phi}_{\mathrm{G}}(\boldsymbol{q}, x_4) = \int \frac{\mathrm{d}^3 q}{(2\pi)^3}\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\boldsymbol{x}}\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\mathsf{r}(x_4)}\, \tilde{\Phi}_{\mathrm{G}}^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{q}, x_4).$$

Nun ist es möglich mit der obigen Gleichung sowie Gl. (2.9) den Ausdruck (2.24) für die Elektronenflußdichte weiter zu berechnen:

$$\Upsilon = -\frac{\mathrm{i}}{(2\pi)^6 c^2}\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}_4\mathsf{r}(x_4^{\mathrm{r}})} \int \tilde{\Phi}_{\mathrm{G}}^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{q}_4 - \boldsymbol{k}, x_4^{\mathrm{r}})\, \tilde{\delta}_{+}^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{k}, x_4^{\mathrm{r}} - x_4')\, \tilde{N}_{4\nu}^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{k}, x_4'; -\boldsymbol{k}', x_4'') \cdot$$
$$\cdot\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}'\mathsf{r}(x_4'')}\, \tilde{A}_0^{\nu}(\boldsymbol{k}', x_4'')\, \mathrm{d}^3k\, \mathrm{d}^3k'\, \mathrm{d}x_4'\, \mathrm{d}x_4. \qquad (2.26)$$

Hierbei wurde die Abkürzung $\boldsymbol{q}_4 = \bar{q}_4 \hat{\boldsymbol{x}}$ benutzt. Für die Zeitabhängigkeit von $\tilde{\Phi}_{\mathrm{G}}^{\mathrm{cms}}$ gilt:

$$\tilde{\Phi}_{\mathrm{G}}^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{q}_4 - \boldsymbol{k}, x_4^{\mathrm{r}}) = \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(k_0 - q)x_4^{\mathrm{r}}}\, \tilde{\phi}_{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{q}_4 - \boldsymbol{k}). \qquad (2.27)$$

Des weiteren läßt sich $\tilde{N}_{4\nu}^{\mathrm{cms}}$ schreiben als:

$$\begin{aligned}\tilde{N}_{4\nu}^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{k}, x_4'; -\boldsymbol{k}', x_4'') &= \Theta(x_4' - x_4'')\, \tilde{\mathsf{j}}_4(\boldsymbol{k}, x_4')\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{\Delta}(x_4' - x_4'')/c}\, \tilde{\mathsf{j}}_\nu(-\boldsymbol{k}', x_4'') \\ &= \Theta(x_4' - x_4'')\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathsf{H}x_4''/c}\, \tilde{\mathsf{j}}_4(\boldsymbol{k}, x_4' - x_4'')\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{\Delta}(x_4' - x_4'')/c}\, \tilde{\mathsf{j}}_\nu(-\boldsymbol{k}')\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\mathsf{H}x_4''/c}.\end{aligned} \qquad (2.28)$$

Die Stufenfunktion Θ spiegelt die zeitgeordneten Eigenschaften der Propagators wider. Dabei ist $\hbar\mathsf{H}$ der Hamiltonoperator des streuenden Systems, das sich aus dem Atom und dem Gitter zusammensetzt. Für ihn gilt:

$$\mathsf{H}\, |\psi_n \chi_{n'}\rangle = (\omega_n + \epsilon_{n'})\, |\psi_n \chi_{n'}\rangle\,,$$

wobei die ψ_n und ω_n die Eigenfunktionen und Eigenwerte des atomaren Anteils des Hamiltonoperators und $\chi_{n'}$ und $\epsilon_{n'}$ diejenigen des Gitteranteils sind. $\hbar\boldsymbol{\Delta}(\omega)$ ist der Linienbreitenoperator, der die Störung des Systems durch das Photonenfeld beschreibt [Stu91]. Sein Realteil bewirkt eine sehr kleine Verschiebung der ungestörten Eigenwerte des Systems und sein Imaginärteil erfüllt die folgenden Gleichungen in sehr guter Näherung:

$$\begin{aligned} 2\Im\big\{\langle\phi_n\psi_j|\, \boldsymbol{\Delta}(\omega_n + \epsilon_j)\, |\phi_n\psi_j\rangle\big\} &= -(\bar{t})^{-1} \\ \Im\big\{\langle\phi_n\psi_j|\, \boldsymbol{\Delta}(\omega)\, |\phi_{n'}\psi_{j'}\rangle\big\} &= -\delta_{jj'}\delta_{nn'}\lambda_{nj}(\omega). \end{aligned} \qquad (2.29)$$

$\bar{t}$ ist die mittlere Verweildauer im angeregten Zustand $|\phi_n\psi_j\rangle$. Die erste Gleichung bedeutet, daß $\boldsymbol{\Delta}$ ein Maß für die Linienbreite des angeregten Niveaus und damit sehr viel kleiner ist, als die Energie dieses Niveaus. Deshalb ist dieser Operator nahezu diagonal in den Eigenzuständen des Hamiltonoperators, woraus die zweite Gleichung folgt. $\lambda_{nj}(\omega)$ sind also positive Zahlen, die die Störanteile aufgrund von Strahlungs- und Konversionskanal beschreiben.

Setzt man nun die Gleichungen (2.27) und (2.28) in (2.26) ein und führt die Variablensubstitution $y_4 = x_4' - x_4''$ durch, so ergibt sich:

$$\begin{aligned}\Upsilon = -\frac{\mathrm{i}}{(2\pi)^6 c^2}\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}_4 \mathbf{r}(x_4^{\mathrm{r}})} \int \tilde{\Phi}_{\mathrm{G}}^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{q}_4 - \boldsymbol{k})\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathbf{H}x_4''/c}\, \tilde{\delta}_{+}^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{k}, x_4^{\mathrm{r}} - y_4 - x_4'')\, \Theta(y_4)\,\cdot \\ \cdot\, \tilde{\mathbf{j}}_4(\boldsymbol{k}, y_4)\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{\Delta} y_4/c}\, \tilde{\mathbf{j}}_\nu(-\boldsymbol{k}')\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}'\mathbf{r}(0)} \tilde{A}_0^\nu(\boldsymbol{k}', x_4'')\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\mathbf{H}x_4''/c}\, \mathrm{d}^3k\, \mathrm{d}^3k'\, \mathrm{d}y_4\, \mathrm{d}x_4''. \quad (2.30)\end{aligned}$$

Um in diesem Ausdruck die Matrixelemente Υ_{fi} bestimmen zu können, soll angenommen werden, daß der Verschiebungsoperator $e^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\mathbf{r}}$ nur auf die Gitterkomponenten der Wellenfunktionen wirkt:

$$\langle \chi_{n'}\psi_{m'} |\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\mathbf{r}}\, | \chi_n \psi_m \rangle = \delta_{mm'}\, \langle \chi_{n'} |\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\mathbf{r}}\, | \chi_n \rangle\,.$$

An dieser Stelle ist folgendes anzumerken: Die Annahme, daß die Wellenfunktion sich multiplikativ aus einem Gitter- und einem atomaren Anteil zusammensetzt, setzt voraus, daß keine Wechselwirkung zwischen Gitter und Kern besteht. Eine direkte Wechselwirkung, die eine Mischung der Kern- und Gitterzustände verursachen würde, kann vernachlässigt werden. Es gibt jedoch einen indirekten Einfluß der Gitteranregungen auf die intrinsischen Kernzustände durch Elektron-Gitter-Wechselwirkungen, die die Hyperfeinwechselwirkung auf den Kern beeinflußt. Bekannte Effekte sind z. B. Spin-Gitter- und Spin-Spin-Relaxation, die zu fluktuierenden Hyperfeinfeldern führen. Liegen die zugehörigen Relaxationszeiten τ_{R} in derselben Größenordnung wie die Lebensdauer des Kernniveaus, so zerfällt i. a. die Wellenfunktion nicht einfach in zwei Teile. Ist τ_{R} jedoch sehr viel kleiner als die Lebensdauer, sind die Wechselwirkungen vernachlässigbar, da der Kern den Mittelwert der Hyperfeinfelder “sieht”.

Schließlich wird eine Fouriertransformation der Zeitkomponente des Potentials des einlaufenden Photons und des Photonenpropagators vorgenommen:

$$\begin{aligned}\tilde{A}_0^\nu(\boldsymbol{k}', x_4'') &= \int \tilde{\tilde{A}}_0^\nu(\boldsymbol{k}', k_4')\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_4' x_4''}\, \frac{\mathrm{d}k_4'}{2\pi} \\ \tilde{\delta}_{+}^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{k}, x_4^{\mathrm{r}} - y_4 - x_4'') &= \int \tilde{\tilde{\delta}}_{+}^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{k}, k_4)\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_4(x_4^{\mathrm{r}} - y_4 - x_4'')}\, \frac{dk_4}{2\pi}.\end{aligned}$$

Mit Hilfe dieser Ausdrücke, die man in (2.30) einsetzt, läßt sich nun das Matrixelement Υ_{fi} bestimmen. Weiterhin soll das einlaufende Photonenfeld $\tilde{A}_\nu^{(0)}$ durch eine ebene Welle der Form

$$\tilde{\tilde{A}}_0^\nu(\boldsymbol{k}', k_4') = (2\pi)^3 \delta^3(\boldsymbol{k}' - k_4' \hat{\boldsymbol{k}}^{(0)}) \cdot \tilde{a}_0^\nu(k_4')$$

dargestellt werden. Nach Einführung des Einheitsoperators $(\sum_{nn'} |\psi_{n'}\chi_n\rangle \langle\psi_{n'}\chi_n|)$ und Integration über x_4'' ergibt sich für das Matrixelement:

$$\Upsilon_{fi} = \frac{1}{c^2}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(k_0-q)x_4^{\mathrm{r}}} \sum_{nn'} \langle\chi_f|\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}_n\mathbf{r}}\,|\chi_n\rangle \int \tilde{\phi}_{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{q}_4-\boldsymbol{k})\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(ck_4'-\omega_{fi}-\epsilon_{fi})x_4^{\mathrm{r}}/c}\,\cdot$$
$$\cdot\left[\frac{1}{\mathrm{i}}\int_0^\infty \tilde{\tilde{\delta}}_+^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{k},k_4'-\frac{\omega_{fi}}{c}-\frac{\epsilon_{ni}}{c})\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(ck_4'-\omega_{fi}-\epsilon_{ni})y_4/c}\,\mathrm{e}^{-\Lambda y_4/c}\,\langle\psi_f|\,\tilde{\mathbf{j}}_4(\boldsymbol{k},y_4)\,|\psi_{n'}\rangle\,\mathrm{d}y_4\right]$$
$$\langle\psi_{n'}|\,\tilde{\mathbf{j}}_\nu(-\hat{\boldsymbol{k}}_0k_4')\,|\psi_i\rangle\,\tilde{a}_0^\nu(k_4')\,\langle\chi_n|\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\hat{\boldsymbol{k}}_0k_4'\mathbf{r}}\,|\chi_i\rangle\,\frac{\mathrm{d}^3k\,\mathrm{d}k_4'}{(2\pi)^4}. \quad (2.31)$$

Hier wurde $\Lambda = \frac{\Gamma_0}{2\hbar}$ als Eigenwert von $\boldsymbol{\Delta}$ eingesetzt, wobei Γ_0 die natürliche Linienbreite der Kernresonanz ist (s. o.). $\hbar\omega_{fi} = \hbar(\omega_f-\omega_i)$ sowie $\hbar\epsilon_{ni} = \hbar(\epsilon_n-\epsilon_i)$ stellen die Energieüberträge während der Streuung dar. Wie an diesem Ausdruck zu erkennen ist, ändern sowohl das System aus Kern und Elektronen als auch das Gitter ihre Zustände.

Das einkommende Photonenfeld sei nun energetisch bei $\bar{k}_4$ lokalisiert. Somit gilt $|\bar{k}_4 - k_4'| \ll \bar{k}_4$. Unter Benutzung von $\boldsymbol{k}_0 = \bar{k}_4\hat{\boldsymbol{k}}^{(0)}$ kann man die folgenden Abkürzungen einführen:

$$\begin{aligned}\langle\psi_{n'}|\,\tilde{\mathbf{j}}_\nu(-\hat{\boldsymbol{k}}_0k_4')\,|\psi_i\rangle &= \langle\psi_{n'}|\,\tilde{\mathbf{j}}_\nu(-\boldsymbol{k}_0)\,|\psi_i\rangle \equiv \tilde{\jmath}_\nu^{n'i}(-\boldsymbol{k}_0)\\ \langle\chi_n|\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\hat{\boldsymbol{k}}_0k_4'\mathbf{r}}\,|\chi_i\rangle &= \langle\chi_n|\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}_0\mathbf{r}}\,|\chi_i\rangle \qquad \equiv L_{ni}(-\boldsymbol{k}_0).\end{aligned}$$

L_{ni} beschreibt den Einfluß der Bewegung des Atoms auf die resonante Streuung des Kerns. Damit ergibt sich für das Matrixelement:

$$\Upsilon_{fi} = \frac{1}{c^2}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(k_0-q)x_4^{\mathrm{r}}} \sum_{nN} L_{fn}(\boldsymbol{q}_4)\,L_{ni}(-\boldsymbol{k}_0) \int \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(ck_4'-\omega_{fi}-\epsilon_{fi})x_4^{\mathrm{r}}/c}\,\cdot$$
$$\cdot\left[\frac{1}{\mathrm{i}}\int_0^\infty \mathrm{e}^{\mathrm{i}(ck_4'-\omega_{fi}-\epsilon_{ni}-\Lambda)y_4/c}\,I\,\mathrm{d}y_4\right]\tilde{\jmath}_\nu^{Ni}(-\boldsymbol{k}_0)\,\tilde{a}_0^\nu(k_4')\,\frac{\mathrm{d}k_4'}{2\pi}. \quad (2.32)$$

Das hier mit I bezeichnete Integral enthält den Photonenpropagator. Es läßt sich auf folgende Weise weiter vereinfachen:

$$\begin{aligned}I \equiv -4\pi &\int \frac{\tilde{\phi}_{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{q}_4-\boldsymbol{k})\,\tilde{\jmath}_4^{fN}(\boldsymbol{k},y_4)}{(k_4'-\frac{\omega_{fi}}{c}-\frac{\epsilon_{ni}}{c})^2-\boldsymbol{k}^2+\mathrm{i}0}\,\frac{\mathrm{d}^3k}{(2\pi)^3}\\ = &\int \mathrm{d}^3x\,\mathrm{d}^3x'\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{q}_4\boldsymbol{x}}\,\phi_{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{x})\,\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}\bar{k}_4|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|}}{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|}\,\jmath_4^{fN}(\boldsymbol{x}',y_4) \qquad (2.33)\\ \approx &\int \mathrm{d}^3x\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{q}_4\boldsymbol{x}}\,\phi_{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{x})\,\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}\bar{k}_4|\boldsymbol{x}|}}{|\boldsymbol{x}|}\,\tilde{\jmath}_4^{fN}(\hat{\boldsymbol{x}}\bar{k}_4,y_4).\end{aligned}$$

Nun sind im allgemeinen die Kernströme nicht sehr ausgedehnt. Man kann daher ohne weiteres annehmen, daß überall dort, wo $\phi_{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{x})$ merklich von Null verschieden ist, $|\boldsymbol{x}'| \ll |\boldsymbol{x}|$ gilt. Diese Näherung wurde im letzten Schritt der obigen Gleichung benutzt.

Das Matrixelement Υ_{fi} geht quadratisch in den Ausdruck für den Elektronenfluß ein. Es ergibt sich eine Autokorrelationsfunktion, die den Einfluß des Gitters auf die Streuung beschreibt:

$$L'_{fi}(\tau) = \sum_n \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\epsilon_n - \epsilon_i)\tau} \left\langle \chi_f \right| \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q_4}\mathbf{r}} \left| \chi_n \right\rangle \left\langle \chi_n \right| \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}_0\mathbf{r}} \left| \chi_i \right\rangle . \tag{2.34}$$

Die Phononenanregungen beeinflussen den zeitlichen Zerfall des Kernzustandes. Besonders stark ist dieser Einfluß, wenn die Fluktuationszeiten in der Größenordnung der Lebensdauer des Kernniveaus liegen. Daneben gibt es jedoch auch langsame Fluktuationen, die z. B. auf den direkten Impulsübertrag bei der rückstoßfreien Absorption der einfallenden Strahlung oder durch Diffusion des resonanten Atoms zurückzuführen sind. Die Autokorrelationsfunktion läßt sich für die meisten Fälle jedoch als Summe zweier Terme auffassen, von denen der eine zeitunabhängig ist und der andere im Vergleich zur Lebensdauer des Kernniveaus sehr schnell fluktuiert.

Die beiden Beiträge können folgendermaßen interpretiert werden: Im einen Fall findet die Absorption des einfallenden Photons ohne eine Erzeugung oder Vernichtung einer Phononenanregung statt, d. h. es ist $\epsilon_{ni} = \epsilon_n - \epsilon_i = 0$. Dieser rückstoßfreie Anteil wird in der Mößbauerspektroskopie als Mößbauer-Lamb-Faktor F_{ML} bezeichnet und für ihn gilt:

$$\sum_{\substack{ni\\ \epsilon_{ni}=0}}^{(\mathrm{G})} p_i |L_{ni}(-\boldsymbol{k}_0)|^2 = \sum_i p_i |L_{ii}(-\boldsymbol{k}_0)|^2 = F_{\mathrm{ML}}. \tag{2.35}$$

Beim Durchdringen des resonanten Mediums ändert sich die spektrale Zusammensetzung des einfallenden Energiebandes in der Umgebung der Kernresonanz. Deshalb ändert sich auch das Zeitspektrum der emittierten Elektronen, je nachdem, in welcher Tiefe sie freigesetzt wurden. Dieser elastische Beitrag verschwindet, wenn der Mößbauer-Lamb-Faktor sehr klein wird, wie bei Gasen oder Flüssigkeiten. Falls die Resonanzenergie nicht im Energieband der einfallenden Strahlung liegt, so führt auch das dazu, daß keine Mößbauerresonanz mehr ohne Phononenanregung oder -vernichtung angeregt werden kann.

Im anderen Fall, $\epsilon_{ni} \neq 0$, werden bei der Photonenabsorption Phononen erzeugt oder vernichtet. Dies bedeutet aber, die Energie des einfallenden Photons ist entweder zu klein oder zu groß, um den entsprechenden Kernzustand anzuregen. Da jedoch die Energie des Phonons hinzukommt bzw. abgezogen wird, kann das

Kernniveau trotzdem angeregt werden. Dies eröffnet die Möglichkeit, Phononenspektren mit einer extrem guten Energieauflösung vermessen zu können. Das Konversionselektronenzeitspektrum dieses Anteils zeigt den natürlichen Zerfall des angeregten Kernniveaus.

2.5 Anwendung auf reine Übergänge

Viele Kernübergänge zeichnen sich dadurch aus, daß sie kein Gemisch aus mehreren Multipolen sind, sondern nur mit einer Ordnung beschrieben werden können. Dies kann zwei Ursachen haben: Entweder ist aus Drehimpulserhaltung nur eine Multipolordnung erlaubt oder es tritt selbst bei mehreren möglichen nur die niedrigste der erlaubten Multipolordnungen auf. Bei der 14,4 keV Resonanz des ^{57}Fe ist z. B. sowohl der M1- als auch der E2-Übergang erlaubt, jedoch trägt E2 nahezu nicht zum Zerfall bei.

Aus diesen Gründen bietet es sich an, die Exponentialfunktion in der Gleichung (2.33) für das Integral I nach Kugelflächenfunktionen Y_{LM} zu entwickeln:

$$\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{q}_4\boldsymbol{x}} = \sum_{LM} g_L^*(\bar{q}_4 \mathrm{x})\, Y_{LM}^*(\hat{\boldsymbol{x}})\, Y_{LM}(\hat{\boldsymbol{q}}_4) \quad \text{mit} \quad r_x = |\boldsymbol{x}|. \tag{2.36}$$

Die g_L sind dabei die sphärischen Besselfunktionen und die Summe über L fällt im Fall eines reinen Übergangs fort. Die in Gl. (2.33) auftauchenden Matrixelemente lassen sich auf folgende Weise umformen:

$$\begin{aligned}
&\tilde{\jmath}_4^{fN}(\bar{k}_4\hat{\boldsymbol{x}}, y_4) = \\
&\quad = \langle Im_f|\, \mathbf{U}^\dagger(y_4)\, \tilde{\mathbf{j}}(\bar{k}_4\hat{\boldsymbol{x}})\, \mathbf{U}(y_4)\, |I'm_N\rangle \\
&\quad = \sum_{mm'} \langle Im_f|\, \mathbf{U}^\dagger(y_4)\, |Im\rangle\, \langle Im|\, \tilde{\mathbf{j}}(\bar{k}_4\hat{\boldsymbol{x}})\, |I'm'\rangle\, \langle I'm'|\, \mathbf{U}(y_4)\, |I'm_N\rangle \\
&\quad = \sum_{mm'} \langle Im_f|\, \mathbf{U}^\dagger(y_4)\, |Im\rangle\, \eta_{L'} \sum_{L'M'} C(I'L'I; m'M'm) Y_{L'M'}(\hat{\boldsymbol{x}})\, \langle I'm'|\, \mathbf{U}(y_4)\, |I'm_N\rangle \\
&\quad = \eta_{L'} \sum_{mM'} \langle Im_f|\, \mathbf{U}^\dagger(y_4)\, |Im\rangle\, \langle I'm-M'|\, \mathbf{U}(y_4)\, |I'm_N\rangle\, C(I'L'I; m'M'm) Y_{L'M'}(\hat{\boldsymbol{x}}).
\end{aligned} \tag{2.37}$$

Bei der letzten Umformung wurde wiederum angenommen, daß es sich um einem reinen Übergang handelt, wodurch die Summationen über L' entfällt. Desweiteren ist in Gl. (2.37) $\mathbf{U}(\tau) = T\{\exp(-\mathrm{i}\int_0^\tau \mathbf{H}(t')\mathrm{d}t')\}$ der Zeitentwicklungsoperator der beteiligten Kernzustände. Er stellt ein zeitgeordnetes Produkt dar. Ist der Hamiltonoperator, wie im Fall statischer oder schnell relaxierender Wechselwirkung, nicht explizit von der Zeit abhängig, so läßt sich das Integral ausführen. Da jeder Operator mit sich selbst kommutiert, ist U dann automatisch zeitgeordnet. Seine Matrixelemente $U_{mm'}$ ergeben sich in diesem Fall zu:

$$\begin{aligned} U_{mm'}(t) = \langle\psi_n|\,\mathsf{U}(t)\,|I'm_N\rangle &= \langle\psi_n|\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\mathsf{H}t}\,|I'm_N\rangle \\ &= \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_n t}\,\langle\psi_n|\,I'm_N\rangle\,, \end{aligned} \tag{2.38}$$

weil $\mathsf{H}\,|\psi_n\rangle = \omega_n\,|\psi_n\rangle$ gilt. $\eta_{L'} = \sqrt{4\pi c^2\Lambda/\bar{k}_4}\,|\delta_{L'\lambda}|$ ist dabei ein Parameter, der die Mischungsparameter $\delta_{L'\lambda}$ der Multipolübergänge enthält. Für diese gilt:

$$(1+\alpha)\sum_{L'\lambda}|\delta_{L'\lambda}|^2 = 1.$$

Trägt nur eine Multipolordnung zum Übergang bei, so ergibt sich unter Verwendung des totalen Konversionskoeffizienten α: $|\delta_{L'\lambda}|^2 = 1/(1+\alpha)$. λ gibt dabei an, ob es sich um elektrische oder magnetische Multipolstrahlung handelt. Nach Vereinbahrung gilt $\lambda = 0$ für magnetische und $\lambda = 1$ für elektrische Übergänge.

Für die innere Konversion ist eine gewisse Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Elektronen der Hülle am Kernort notwendig. Die Elektronenladungsdichte am Kernort rührt hauptsächlich von den s-Elektronen her, die im Gegensatz zu den p-, d- und f-Elektronen die Eigenschaft besitzen, den Kern teilweise zu durchdringen. Werden relativistische Effekte in Betracht gezogen, so gibt es auch eine äußerst geringe Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich im Kernbereich auch p-Elektronen aufhalten. Es wird für die weiteren Rechnungen reine s-Elektronen-Konversion angenommen, so daß sich für die Elektronenwellenfunktion nur eine radiale Abhängigkeit ergibt:

$$\phi_{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}\,\phi^{(\mathrm{s})}_{\mathrm{cms}}(r_x).$$

Wir nehmen weiterhin an, die radiale Wellenfunktion sei unabhängig vom Spinzustand. Das Matrixelement $\Upsilon^{(\mathrm{s})}_{fi}$ für s-Konversion läßt sich dann unter Verwendung der Gleichungen (2.32) und (2.37) und unter Einführung der Vektorkugelflächenfunktionen $\boldsymbol{Y}^{(\lambda)}_{L,M}$ vereinfachen. Durch die Entwicklung der Exponentialfunktion Gl. (2.36) und die Trennung von Winkel- und Radialanteil ergibt sich nach Integration über den Winkelanteil:

$$\begin{aligned}\Upsilon_{fi}^{(\mathrm{s})} &= \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(ck_0 - cq_s - \epsilon_{fi} - \omega_{fi})x_4^{\mathrm{r}}/c}\,\frac{|\eta_L|^2}{c^2\sqrt{4\pi}}\int r_x g_L^*(\bar{q}_4 r_x)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\bar{k}_4 r_x}\phi_{\mathrm{cms}}^{(\mathrm{s})}(r_x)\,\mathrm{d}r_x \\
&\cdot \sum_n L_{fn}(\boldsymbol{q}_4)L_{ni}(-\boldsymbol{k}_0)\sqrt{\frac{2I'+1}{2I+1}}\sum_M Y_{LM}(\hat{\boldsymbol{x}})\sum_{m_N m} C(I'LI; m-MM)\int\frac{\mathrm{d}k_4'}{2\pi}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_4' x_4^{\mathrm{r}}} \\
&\cdot \left[\frac{1}{\mathrm{i}}\int_0^\infty \mathrm{d}y_4\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(ck_4' - \epsilon_{ni} - \omega_{fi} - \Lambda)y_4/c}\,\langle I'm-M|\,\mathsf{U}(y_4)\,|I'm_N\rangle\,\langle Im_f|\,\mathsf{U}^\dagger(y_4)\,|Im\rangle\right] \\
&\cdot \boldsymbol{Y}_{L,m_N-m_l}^{(\lambda)}(-\hat{\boldsymbol{k}}_0)\,\tilde{\boldsymbol{a}}_0(k_4')\,C(ILI'; M_i\, m_N - m_i).\end{aligned} \tag{2.39}$$

Die Austrittswahrscheinlichkeit für diese s-Elektronen pro Zeiteinheit und Raumwinkel ist nun gegeben durch (Einsetzen von Gl. (2.24) in Gl. (2.4)):

$$\frac{\mathrm{d}^2 P^{(\mathrm{s})}}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}\Omega} = \frac{1}{(2\pi)^2\hbar}\,k_0\bar{q}_4\sum_{fi} p_i|\Upsilon_{fi}^{(\mathrm{s})}|^2, \tag{2.40}$$

wobei p_i die Wahrscheinlichkeit ist, das System im Anfangszustand i zu finden. Es ist über alle Endzustände des Gitters zu summieren und weiterhin über alle Emissionsrichtungen von Konversionselektronen zu integrieren, um die experimentelle Situation beschreiben zu können:

$$\frac{\mathrm{d}P^{(\mathrm{s})}}{\mathrm{d}t} = \int\frac{\mathrm{d}^2P^{(\mathrm{s})}}{\mathrm{d}t\mathrm{d}\Omega}\mathrm{d}\Omega$$

$$\begin{aligned}&= \frac{k_0\bar{q}_4}{2(2\pi)^3\hbar c^4}|\eta_L|^4\cdot\left|\int r_x g_L^*(\bar{q}_4 r_x)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\bar{k}_4 r_x}\phi_{\mathrm{cms}}^{(\mathrm{s})}(r_x)\,\mathrm{d}r_x\right|^2\sum_{fni} p_i\frac{2I'+1}{2I+1}|L_{ni}(-\boldsymbol{k}_0)|^2 \\
&\quad\cdot\sum_{m_f M m_i}\Bigg|\sum_{m_N m} C(I'LI; m-M\,M)\,C(ILI'; m_i\, m_N - m_i) \\
&\quad\cdot \boldsymbol{Y}_{L,m_N-m_i}^{(\lambda)}(-\hat{\boldsymbol{k}}_0)\int_0^\infty \mathrm{d}y_4\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\epsilon_{ni}+\omega_{fi})y_4/c}\,\boldsymbol{a}_0(x_4^{\mathrm{r}} - y_4)\,\mathrm{e}^{-\Lambda y_4/c} \\
&\quad\cdot\langle I'm-M|\,\mathsf{U}(y_4)\,|I'm_N\rangle\,\langle Im_f|\,\mathsf{U}^\dagger(y_4)\,|Im\rangle\Bigg|^2.\end{aligned} \tag{2.41}$$

Der für uns interessanteste Fall ist derjenige mit Anregung durch Synchrotronstrahlung: $\boldsymbol{a}_0(x_4^{\mathrm{r}} - y_4) = \boldsymbol{a}_0 \cdot \delta(x_4^{\mathrm{r}} - y_4)$. Die δ-Funktion spiegelt die gepulste

Zeitstruktur einer Synchrotronstrahlungsquelle wider. Kommutiert nun der Hyperfeinwechselwirkungsoperator mit dem Projektionsoperator des Kernspins für alle Zeiten, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} \langle I'm_f - M|\,\mathbf{U}(x_4^{\mathrm{r}})\,|I'm_N\rangle &= \delta_{m-M,m_N}\cdot\langle I'm-M|\,\mathbf{U}(x_4^{\mathrm{r}})\,|I'm_f-M\rangle \\ \langle Im_f|\,\mathbf{U}^\dagger(x_4^{\mathrm{r}})\,|Im\rangle &= \delta_{m_f,m}\cdot\langle Im_f|\,\mathbf{U}^\dagger(x_4^{\mathrm{r}})\,|Im_f\rangle\,. \end{aligned} \tag{2.42}$$

Dies ist z. B. der Fall, wenn der Kern nur eine rein magnetische oder rein elektrische Wechselwirkung erfährt. In diesen Fällen ist die z-Komponente des Kernspins also eine “gute” Quantenzahl. Man erhält dann:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}P^{(\mathrm{s})}}{\mathrm{d}t} &= \Theta(x_4^{\mathrm{r}})\mathrm{e}^{-2\Lambda x_4^{\mathrm{r}}/c}\frac{k_0\bar{q}_4}{2(2\pi)^3\hbar c^4}|\eta_L|^4\cdot\left|\int r_x g_L^*(\bar{q}_4 r_x)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\bar{k}_4 r_x}\phi^{(\mathrm{s})}_{\mathrm{cms}}(r_x)\,\mathrm{d}r_x\right|^2 \\ &\cdot\sum_{ni}^{(\mathrm{G})} p_i|L_{ni}(-\boldsymbol{k}_0)|^2\sum_{fi}^{(\mathrm{E})} p_i\frac{2I'+1}{(2I+1)^2} \\ &\cdot\sum_{m_f M m_i}\Big|C(I'LI;m_f-M\,M)C(ILI';m_i\,m_f-M-m_i)\boldsymbol{a}_0\boldsymbol{Y}^{(\lambda)}_{L,m_f-M-m_i}(-\hat{\boldsymbol{k}}_0) \\ &\cdot\sum_{n}^{(\mathrm{E})}\langle I'\,m_f-M|\,\mathbf{U}_{ni}(x_4^{\mathrm{r}})\,|I'\,m_f-M\rangle\,\langle I\,m_f|\,\mathbf{U}^\dagger_{fn}(x_4^{\mathrm{r}})\,|I\,m_f\rangle\Big|^2. \end{aligned} \tag{2.43}$$

(G) bzw. (E) an den Summationszeichen bedeuten, daß es sich hier um Summen über die Gitter- bzw. die Elektronenzustände handelt. Die Indizes des Zeitentwicklungsoperators $\mathbf{U}$ in Gl. (2.43) beschreiben die elektronischen Quantenzahlen. Die Summe über die Gitterzustände ergibt sich zu eins, wenn die einfallende Synchrotronstrahlung breitbandig ist, weil dann das vollständige Phononenspektrum des Festkörpers angeregt werden kann. Ist das Phononenspektrum energetisch breiter als die einfallende (monochromatisierte) Strahlung, so muß diese Summe auf die Werte eingeschränkt werden, für die $|\epsilon_{ni}|$ kleiner als die Bandbreite ist.

Die Rechnungen im Anhang A.1 ergeben für den K-Konversionskoeffizienten (siehe Gl. (A.8)):

$$\alpha_{\mathrm{K}} = \frac{k_0\bar{q}_4}{8\pi^2\bar{k}_4}\cdot\left|\int r_x g_L^*(\bar{q}_4 r_x)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\bar{k}_4 r_x}\phi^{(\mathrm{s})}_{\mathrm{cms}}(r_x)\,\mathrm{d}r_x\right|^2. \tag{2.44}$$

Dadurch läßt sich Gleichung (2.41) weiter vereinfachen:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t} &= \frac{4\bar{k}_4\Lambda^2\alpha_{\mathrm{K}}\sigma_0}{\hbar(1+\alpha)}\sum_{ni}^{(\mathrm{G})} p_i|L_{ni}(-\boldsymbol{k}_0)|^2 \\ &\cdot\frac{1}{2I+1}\sum_{nm_i}\Big|\sum_{m_N} C(ILI';m_i\,n-m_i)\boldsymbol{Y}^{(\lambda)}_{L,m_N-m_i}(-\hat{\boldsymbol{k}}_0) \\ &\cdot\int_0^\infty dy_4\,\mathrm{e}^{-\Lambda y_4/c}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\epsilon_{ni}-\omega_i)y_4/c}\,\mathbf{U}_{n,m_N}(y_4)\,\boldsymbol{a}_0(x_4^{\mathrm{r}}-y_4)\Big|^2. \end{aligned} \tag{2.45}$$

Die Größe α ist der Gesamtkonversionskoeffizient, der sich additiv aus den Konversionskoeffizienten aller Elektronenschalen zusammensetzt und der Wirkungsquerschnitt σ_0 der Resonanzabsorption ist gegeben durch:

$$\sigma_0 = \frac{2\pi(1+\alpha)}{(4\pi)^2 c^4 \Lambda^2} \frac{2I+1}{2I'+1} |\eta_L|^4.$$

2.5.1 Normalisiertes Potential

An dieser Stelle ist es sinnvoll, das Vektorpotential $\boldsymbol{a}_0(x_4^{\mathrm{r}} - y_4)$ des einfallenden Photons unter Benutzung der Fouriertransformierten auf ein normalisiertes Potential zurückzuführen. Die einfallende Intensität I_0 ist dann in üblichen Einheiten sehr einfach einzusetzen. Zur Berechnung der Vorfaktoren geht man vom Poynting-Vektor aus und berechnet den Energiefluß in ein Oberflächenelement. Es wurde zusätzlich die Annahme gemacht, daß es sich um ein schmales Energieband handelt, wie z. B. bei einem monochromatisierten Synchrotronstrahl. So ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{a}_0(x_4^{\mathrm{r}} - y_4) &= \int \frac{\mathrm{d}k_4}{2\pi}\, \tilde{\boldsymbol{a}}_0(k_4)\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_4(x_4^{\mathrm{r}} - y_4)} \\ &= c\hbar \sqrt{\frac{2\pi I_0}{\bar{k}_4}} \int \frac{\mathrm{d}k_4}{2\pi}\, \tilde{\boldsymbol{a}}^{(\mathrm{n})}(k_4)\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_4(x_4^{\mathrm{r}} - y_4)} \end{aligned} \tag{2.46}$$

$$\text{mit der Normalisierung} \qquad \frac{1}{2\Delta k_4} \int\limits_{\bar{k}_4 - \Delta k_4}^{\bar{k}_4 + \Delta k_4} \left|\tilde{\boldsymbol{a}}^{(\mathrm{n})}(k_4)\right|^2 \frac{\mathrm{d}k_4}{2\pi} = 1.$$

$c\bar{k}_4$ ist wiederum die mittlere Frequenz, um die herum das einfallende Frequenzband mit der Breite $2c\Delta k_4$ zentriert ist. Das normalisierte Potential ist gegeben durch $\tilde{\boldsymbol{a}}^{(\mathrm{n})}(k_4) = \sqrt{2\pi}\, \boldsymbol{\epsilon}_0$, wobei $\boldsymbol{\epsilon}_0$ der Polarisationsvektor der Synchrotronstrahlung ist. Die Primärintensität I_0 ist dabei gegeben durch die Anzahl der Photonen pro Energiebandbreite ($= 2\hbar c \Delta k_4$), pro Raumwinkel und pro bestrahlte Fläche. Sie ist damit direkt proportional zur üblicherweise angegebenen Brillanz einer Synchrotronstrahlungsquelle.

2.5.2 Kombinierte Hyperfeinwechselwirkung

Sind die Anfangszustände des Kerns $|\psi_i\rangle$ im Gegensatz zur obigen Annahme keine Eigenzustände $|Im_i\rangle$ des nuklearen Spinoperators, müssen die Clebsch-Gordan-Koeffizienten durch eine Entwicklung der Anfangszustände nach Spineigenzuständen ersetzt werden:

$$C(ILI'; m_i\, m_N - m_i) \to \sum_{m_i} C(ILI'; m_i\, m_N - m_i) \cdot \langle Im_i|\, \psi_j\rangle\, .$$

Es ist dann zusätzlich über j zu summieren. Dieser Fall liegt z. B. bei kombinierter Hyperfeinwechselwirkung vor, d. h., wenn zusätzlich zur magnetischen Aufspaltung des Kernniveaus noch ein elektrischer Feldgradient am Kernort vorliegt und beide Wechselwirkungen nicht im gleichen Hauptachsensystem diagonal sind.

2.6 Herleitung der Gleichungen für die Auswertung

Zur Auswertung der Zeitspektren von α-Eisenfolien des folgenden Kapitels ist es ausreichend, sich auf den Fall rein magnetischer Hyperfeinwechselwirkung zu beschränken. Man geht dazu von Gl. (2.45) aus und nutzt die Eigenschaft Gl. (2.38) für den Fall der statischen Wechselwirkung des Zeitentwicklungsoperators aus. Zusätzlich führt man noch die Fouriertransformierte des einfallenden Photonenfeldes $\tilde{\boldsymbol{a}}_0$ ein. Es ergibt sich dann für die Austrittswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit:

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t} = \frac{4\bar{k}_4\Lambda^2\alpha_{\mathrm{K}}\sigma_0}{\hbar(1+\alpha)} \sum_{ni}^{(\mathrm{G})} p_i |L_{ni}(-\boldsymbol{k}_0)|^2 \\ \cdot \frac{1}{2I'+1} \sum_{nm_i} \Bigg| C(ILI'; m_i\, n-m_i)\, \boldsymbol{Y}^{(\lambda)}_{L,n-m_i}(-\hat{\boldsymbol{k}}_0) \\ \cdot \int \frac{dk_4}{2\pi}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_4 x_4^{\mathrm{r}}} \frac{\tilde{\boldsymbol{a}}_0(k_4)}{\mathrm{i}(\omega_{ni}+\epsilon_{ni}-ck_4)+\Lambda}\Bigg|^2 .\end{aligned} \tag{2.47}$$

Es soll nun folgende experimentelle Situation näher betrachtet werden: Der einfallende Strahl tritt zunächst durch eine Eisenfolie und trifft auf eine weitere, deren austretende Elektronen nachgewiesen werden. Dies ist schematisch in Abb. 3.8 dargestellt.

Die Eisenfolien werden als polykristallin angenommen und sollen keinen externen Magnetfeldern unterliegen. Die Orientierungen der Kristallite der ersten Folie sind also zufällig in alle Richtungen verteilt, was eine dreidimensionale Mittelung nahelegt. Von der zweiten sehr dünnen Probe soll angenommen werden, daß es nur eine Verteilung in der Folienebene, senkrecht zur Strahlrichtung gibt. In diesem Fall ist es also angebracht, eine zweidimensionale Mittelung durchzuführen. Die Stärke der Hyperfeinwechselwirkung wird in den weiteren Berechnungen an jedem Kristalliten als gleich angenommen.

2.6.1 3-dimensionale Mittelung

Bei Nichtexistenz der ersten Folie ist für $\boldsymbol{a}_0$ einfach das in Abschnitt 2.5.1 eingeführte normalisierte Potential einzusetzen. Ist die erste Schicht jedoch vorhanden, so ist zunächst notwendig, die nukleare Vorwärtsstreuamplitude dieser Folie zu bestimmen, die dann wiederum das einfallende Potential für die zweite Folie darstellt. Wie diese Berechnung vor sich geht, ist z. B. in [Stu91] oder [HT68, HT69] beschrieben. Es ist für den hier zu betrachteten Fall zu beachten, daß eine 3-dimensionale Mittelung über die Feldverteilung zu geschehen hat, wie sie im Anhang A.1 von [Stu91] gemacht wird. Wendet man das dortige Ergebnis auf den vorliegenden Fall an, so ergibt sich:

$$\tilde{\boldsymbol{a}}_0(k_4) = \mathrm{e}^{W(k_4)}\tilde{\boldsymbol{a}}_0 \tag{2.48}$$

$$\text{mit}\quad W(k_4) = \frac{\mathrm{i}}{2I'+1}\frac{D_{\text{eff}}}{2}\sum_{n'i'}\frac{C^2(ILI';m_i'\,m_n'-m_i')}{z_{n'i'}(k_4)-\mathrm{i}}\quad\text{und}\quad z_{n'i'} = \frac{\omega_{n'i'}-ck_4}{\Lambda}.$$

Dabei wurden mehrere Annahmen gemacht. Es wurde zum einen vorausgesetzt, daß es sich bei dem Kernübergang um einen M1-Übergang handelt, also $L = 1$ und $\lambda = 0$ gilt. Zum anderen wurde senkrechter Einfall der Strahlung angenommen. Die Schicht verhält sich dann wie ein isotroper Streuer. Zudem wurde die von der Mößbauerspektroskopie her bekannte effektive Dicke D_{eff} benutzt. Sie ist eine dimensionslose Größe, die die Stärke der Resonanzabsorption angibt und berechnet sich aus der Foliendicke d, dem Mößbauer-Lamb-Faktor F_{ML}, dem Resonanzwirkungsquerschnitt σ_0 und der Dichte ρ_{MB} der Mößbauerkerne im Absorber:

$$D_{\text{eff}} = d\,\rho_{\text{MB}}\,F_{\text{ML}}\,\sigma_0.$$

2.6.2 2-dimensionale Mittelung

Für die zweite Folie, aus der die nachzuweisenden Elektronen austreten, soll eine zweidimensionale Mittelung durchgeführt werden. Dies hat den folgenden Grund: In vorbereitenden CEMS-Messungen [Qua93] hat sich gezeigt, daß eine dünne Schicht ^{57}Fe (300 Å) eine in der Schichtebene liegende Magnetfeldverteilung aufweist. Wie die Auswertung später zeigen wird, stammen die nachgewiesenen Konversionselektronen selbst bei der Verwendung dickerer Folien lediglich aus einer solch dünnen Oberflächenschicht. In der Gleichung (2.47) sind nur die Vektorkugelflächenfunktionen von der Mittelung betroffen. Es ergibt sich:

$$\left\langle|\boldsymbol{\epsilon}_0\cdot\boldsymbol{Y}_{LM}^{(\lambda)*}(\boldsymbol{k}_0)|^2\right\rangle_{2\mathrm{d}} = \frac{2L+1}{8\pi}\left\{\left(d_{1,n-m_i}^{(L)}(\tfrac{\pi}{2})\right)^2+\left(d_{-1,n-m_i}^{(L)}(\tfrac{\pi}{2})\right)^2\right\}. \tag{2.49}$$

Hierbei sind die $d^{(L)}$ die Rotationsmatrizen wie sie bei Rose [Ros57] definiert werden.

Es ergibt sich schließlich aus Gleichung (2.47):

$$\begin{aligned}\left\langle\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t}\right\rangle_{2\mathrm{d}} = &\frac{4\bar{k}_4\Lambda^2\alpha_{\mathrm{K}}\sigma_0}{\hbar(1+\alpha)}\sum_{ni}^{(\mathrm{G})} p_i|L_{ni}(-\boldsymbol{k}_0)|^2\\ &\cdot\frac{2L+1}{8(2I'+1)}\sum_{nm_i} C^2(ILI';m_i\,n-m_i)\left\{\left(d^{(L)}_{1,n-m_i}(\tfrac{\pi}{2})\right)^2+\left(d^{(L)}_{-1,n-m_i}(\tfrac{\pi}{2})\right)^2\right\}\\ &\cdot\left|2\pi c\hbar\sqrt{\frac{I_0}{\bar{k}_4}}\int\limits_{\bar{k}_4-\Delta\bar{k}_4}^{\bar{k}_4-\Delta\bar{k}_4}\frac{\mathrm{d}k_4}{2\pi}\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_4x_4^{\mathrm{r}}}\,\mathrm{e}^{W(k_4)}}{(\omega_{ni}+\epsilon_{ni}-ck_4)-\mathrm{i}\Lambda}\right|^2.\end{aligned} \tag{2.50}$$

Die Integration erstreckt sich symmetrisch um die mittlere Frequenz $c\bar{k}_4$ über alle Frequenzen ck_4, die sich im einfallenden Photonenfeld mit der Bandbreite $2c\Delta\bar{k}_4$ befinden.

Für wohlseparierte Resonanzen ω_{ni}, wie sie z. B. bei ^{57}Fe im unverbreiterten Fall auftreten, reduziert sich die Summe in $W(k_4)$ auf ein einziges Element. Unter zuhilfenahme einer Variablensubstitution ergibt sich für das Integral in Gl. (2.50):

$$\begin{aligned} I_1 = \int\frac{\mathrm{d}k_4}{2\pi}\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_4x_4^{\mathrm{r}}}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\frac{D_{\mathrm{eff}}}{2}\sum_{n'i'}\frac{s_{n'i'}}{z_{n'i'}(k_4)-\mathrm{i}}}}{(\omega_{ni}+\epsilon_{ni}-ck_4)-\mathrm{i}\Lambda} &\approx \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_{ni}x_4^{\mathrm{r}}/c}\int\frac{\mathrm{d}z}{2\pi}\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}(z\Lambda x_4^{\mathrm{r}}/c+\frac{D_{\mathrm{eff}}s_{ni}/2}{z-\mathrm{i}})}}{z+\frac{\epsilon_{ni}}{\Lambda}-\mathrm{i}}\\ \text{mit}\qquad s_{n'i'} = \frac{1}{2I'+1}\,C^2(ILI';m_i'\,m_n'-m_i'). \end{aligned} \tag{2.51}$$

Es sind, wie schon am Ende von Abschnitt 2.4 beschrieben wurde, zwei Fälle zu unterscheiden:

a) Im Falle eines Übergangs mit gleichzeitiger An- oder Abregung eines Phonons ist die Phononenenergie normalerweise sehr viel größer als die Linienbreite der Kernresonanz: $\epsilon_{ni}/\Lambda \gg 1$. Unter dieser Vorraussetzung ergibt sich ein einfaches exponentielles Zerfallsgesetz:

$$I_1 = \mathrm{i}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega_{ni}+\epsilon_{ni})x_4^{\mathrm{r}}/c}\,\mathrm{e}^{-\Lambda x_4^{\mathrm{r}}/c}. \tag{2.52}$$

Bei der Summe über die Schwingungszustände des Gitters ist zu berücksichtigen, daß nicht über beliebige Werte von ϵ_{ni} summiert wird, sondern nur über diejenigen, die innerhalb des einfallenden Energiebandes liegen. In diesen Experimenten betrug die Bandbreite 6 meV. Das sind ca. 20 % der mittleren Phononenenergie bei Raumtemperatur. Ist ξ das Verhältnis von Energiebandbreite der Strahlung und doppelter mittlerer Phononenenergie, so ergibt sich für den Summenterm:

$$\sum_{n\neq i}^{(\mathrm{G})} p_i|L_{ni}|^2 = \xi(1-F_{\mathrm{ML}}) \approx 0,1\cdot(1-F_{\mathrm{ML}}).$$

b) Für den Fall eines Übergangs ohne Phononenerzeugung oder -vernichtung ($\epsilon_{ni} = 0$) berechnet sich das Integral zu:

$$I_1 = -\mathrm{i}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_{ni}x_4^\mathrm{r}/c}\,\mathrm{e}^{-\Lambda x_4^\mathrm{r}/c}\,J_0\big(\sqrt{2\Lambda x_4^\mathrm{r} D_\mathrm{eff} s_{ni}/c}\big). \tag{2.53}$$

J_0 ist die Besselfunktion nullter Ordnung. Zum Summenterm in Gl. (2.50) tragen in diesem Fall nur diejenigen Elemente der Gitterkorrelationsfunktion bei, für die gilt $n = i$. Es ergibt sich dann der Mößbauer-Lamb-Faktor F_ML, welcher gerade den rückstoßfreien Anteil des Übergangs beschreibt (siehe Gl. (2.35)). Mit Hilfe dieser Ergebnisse lautet Gl. (2.50) nun:

$$\begin{aligned}\left\langle \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t}\right\rangle_{2\mathrm{d}} = {} & \frac{\hbar c^2\Lambda^2\alpha_\mathrm{K}\sigma_0 I_0}{(1+\alpha)}\,\frac{2L+1}{2}\,(2\pi)^2\,\Theta(x_4^\mathrm{r})\,\mathrm{e}^{-2\Lambda x_4^\mathrm{r}/c} \\ & \cdot \sum_{nm_i} s_{ni}\Big\{\big(d^{(L)}_{1,n-m_i}(\tfrac{\pi}{2})\big)^2 + \big(d^{(L)}_{-1,n-m_i}(\tfrac{\pi}{2})\big)^2\Big\} \\ & \cdot \Big\{1 + F_\mathrm{ML}\,\Big(J_0^2\big(\sqrt{2\Lambda x_4^\mathrm{r} D_\mathrm{eff} s_{ni}/c}\big) - 1\Big)\Big\}.\end{aligned} \tag{2.54}$$

Wenden wir nun dieses Ergebnis auf den Fall des ^{57}Fe an. Der Spin des Grundzustandes ist $I = 1/2$ und der des angeregten Zustandes $I' = 3/2$. Es handelt sich dabei um einen M1-Übergang, der als nahezu rein angesehen werden kann. Das Ergebnis lautet dann:

$$\begin{aligned}\left\langle \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t}\right\rangle_{2\mathrm{d}} = (2\pi)^2\,\frac{\hbar c^2\Lambda^2\alpha_\mathrm{K}\sigma_0 I_0}{1+\alpha}\,\mathrm{e}^{-2\Lambda x_4^\mathrm{r}/c}\,\Theta(x_4^\mathrm{r})\,\Big\{1 + F_\mathrm{ML}\big[\tfrac{3}{8}f(\tfrac{1}{4}) + \tfrac{1}{2}f(\tfrac{1}{6}) + \tfrac{1}{8}f(\tfrac{1}{12})\big]\Big\} \\ \text{mit}\quad f(y) = J_0^2\big(\sqrt{2\Lambda x_4^\mathrm{r} D_\mathrm{eff}\,y/c}\big) - 1.\end{aligned} \tag{2.55}$$

Das relative Verhältnis der drei Beiträge zeigt das 3:4:1 Linienintensitätsverhältnis bei senkrechter Magnetisierung der Schicht, aus der die Elektronen emittiert werden. Das 3:2:1 Verhältnis im Argument der Besselfunktion wird durch den polykristallinen Charakter der Folie verursacht, die sich vor der Elektronen emittierenden Schicht befindet.

Der allgemeine Ausdruck der Zeitabhängigkeit von Konversionselektronen enthält demnach zwei Terme. Der eine beschreibt denjenigen Prozeß, bei dem das einfallende Photon mit gleichzeitiger Erzeugung oder Vernichtung eines Phonons absorbiert wird. Er wird beschrieben durch ein einfaches Exponentialgesetz mit der natürlichen Lebensdauer. Der andere Term beschreibt den Prozeß der rückstoßfreien Absorption und enthält die Besselfunktion nullter Ordnung. Er ist daher gegenüber der natürlichen Lebensdauer eines einzelnen Kernes beschleunigt (speedup) und zeigt dynamische Schwebungen (dynamical beats).

2.6.3 Die Simulationsgleichung

Aus den obigen Ausführungen ergibt sich die im nächsten Kapitel zur Simulation der gemessenen Spektren benutzte Gleichung:

$$P(t) = \eta \left\{ \frac{F_{\mathrm{ML}}}{2I+1} \sum_{mm'} \left| \int_0^\infty \boldsymbol{N}_{m'm}(\tau) \cdot \boldsymbol{A}(t-\tau)\mathrm{d}\tau \right|^2 + \xi(1-F_{\mathrm{ML}})\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_0}-\mu d} + \rho|\tau_0 \boldsymbol{A}(t)|^2 \right\}$$
$$\text{mit} \quad \eta = \frac{I_0\Gamma_0\sigma_0}{\tau_0}\frac{\alpha_{\mathrm{K}}}{1+\alpha}\frac{\pi}{2} \qquad \text{und} \quad \rho = \frac{2\sigma_{\mathrm{pe}}(1+\alpha)}{\pi\sigma_0\alpha_{\mathrm{K}}}. \tag{2.56}$$

Diese Gleichung enthält drei Terme, die später in den Spektren zu beobachten sind:

1.) Der erste Term ist durch den Anteil von Gleichung (2.50) mit $\epsilon_{ni} = 0$ gegeben, wobei die Vorwärtsstreuamplitude $\boldsymbol{A}(t)$ mit der 3-dimensionalen Mittelung über die vorgeschaltete Folie zu berechnen ist. Er besteht aus der Faltung der Vorwärtsstreuamplitude mit der nuklearen Antwortfunktion

$$\boldsymbol{N}_{m'm}(t) = \sqrt{8\pi}C(I'LI; m'\, m - m')\boldsymbol{Y}^{(\lambda)*}_{L,m-m'}(\boldsymbol{k})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_{m'm}t}\mathrm{e}^{-t/2\tau_0}, \tag{2.57}$$

multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit für rückstoßfreie Absorption des einfallenden Photonenfeldes. Es ist zu beachten, daß die Näherung (2.55) nur dann angewendet werden kann, solange für das auf die untersuchte Schicht einfallende Photonenfeld, das durch $\boldsymbol{A}$ gegeben ist, das normalisierte Potential $\boldsymbol{a}^{(0)}$ eingesetzt werden kann. Für die Experimente mit vorgeschalteten Folien ist die Faltung numerisch auszuführen.

2.) Der zweite Term ist der Anteil von (2.50) mit $\epsilon_{ni} \neq 0$, siehe Gl. (2.51). Er zeigt eine exponentielle Zeitabhängigkeit mit der natürlichen Lebensdauer und ist proportional zur Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon mit Rückstoß absorbiert wird. Zusätzlich wurde in diesem Term die elektronische Absorption mit dem Schwächungskoeffizienten μ und der Dicke d der vorgeschalteten Folie eingeführt. Für ξ ist kein Wert angenommen worden, da er als freier Parameter für die Simulation benötigt wird.

3.) Für die vollständige Beschreibung der Zeitabhängigkeit der Elektronenemission muß zusätzlich noch ein photoelektrischer Term, der dritte in Gl. (2.56), berücksichtigt werden. Dies ist der Beitrag der Hüllenelektronen und ist daher proportional zum elektronischen Wirkungsquerschnitt σ_{pe}. Dieser Term beschreibt die nukleare Vorwärtsstreuung der Eisenschicht, die sich vor der Schicht befindet, aus der die nachgewiesenen Elektronen austreten. Er spiegelt daher direkt das Zeitverhalten des auf die Elektronen emittierende Schicht einfallenden Photonenfeldes wider.

Kapitel 3

Zeitstruktur der Elektronenemission

In diesem Kapitel wird die Zeitabhängigkeit der Konversionselektronenemission als Funktion der Dicke beschrieben. Zunächst wurde der Nachweis der Resonanz durch zeitintegrale Messungen an einem Meßstand im *Hamburger Synchrotronstrahlungslabor* (HASYLAB) beim *Deutschen Elektronensynchrotron* (DESY) geführt [MSQG92]. Dabei stellte sich heraus, daß die Intensität am dortigen Strahl F4 von einem Ablenkmagneten für zeitdifferentielle Messungen nicht ausreicht. Um eine höhere resonante Elektronenintensität zu erhalten, wurden die weiteren Experimente an einem Wiggler der *Cornell High Energy Synchrotron Source* (CHESS) ausgeführt [SQT+96].

3.1 Experimenteller Aufbau der Apparatur im HASYLAB

Die Experimente im HASYLAB fanden am Speicherring DORIS III statt, dessen Positronenenergie 4,455 GeV betrug. Der Meßstand F4 unserer Arbeitsgruppe besteht aus zwei kleinen Hütten und dem dazwischenliegenden Tunneltank. In der ersten auf den beam shutter folgenden Hütte befindet sich der Vormonochromator und in der zweiten der Kernmonochromator mit dem Detektorsystem. Im Tunneltank sind ein Spaltsystem und ein Energiemonitor untergebracht. Abb. 3.1 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau. Die komplette Anlage wird mit Hilfe eines PC-basierenden Computerprogramms gesteuert, das im Anhang B beschrieben ist.

Der Vormonochromator besteht aus zwei Silizium-(1 1 1)-Kristallen, die auf zwei separaten Goniometern nichtdispersiv zueinander montiert sind. Dieser Mono-

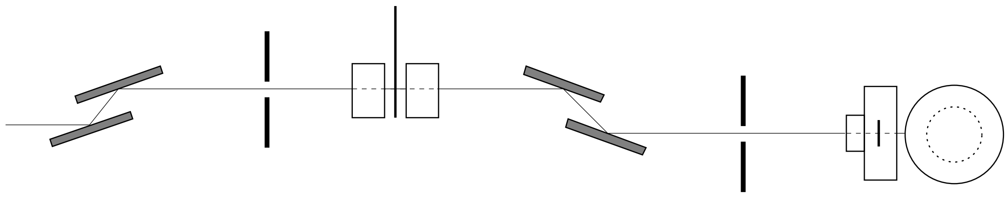

Abbildung 3.1: Apparatur des F4-Meßstandes am HASYLAB. Der Synchrotronstrahl trifft zunächst auf den Vormonochromator, bestehend aus zwei Si (1 1 1)-Kristallen. Es folgt der Energiemonitor und das Spaltsystem. Ein Si (1 1 1)-Channelcut-Kristall wird in dispersiver Anordnung zum Vormonochromator betrieben. Schließlich folgt nach einem zusätzlichen Spalt der Elektronendetektor, der fest mit dem γ-Detektor verbunden ist.

chromator liefert ein Energieband von ca. 10 eV Breite. Beide Goniometer können unabhängig vertikal und horizontal entlang des Strahls verfahren werden. Dadurch wird erreicht, daß der ausfallende Strahl unabhängig von der selektierten Energie und Lage des einfallenden Strahls immer in der selben Höhe austritt. Die Goniometer haben eine Winkelgenauigkeit von 0,36″, was für niedrig indizierte Reflexe (z. B. Si (1 1 1): 4″ Reflexbreite) ausreichend ist. Mittels kleiner Piezokristalle ist es außerdem möglich, noch eine Feinverstellung im Einfalls- bzw. Reflexionswinkel auch während einer Messung vorzunehmen. Dies ist sehr vorteilhaft, weil es während der Datennahme oft zu Strahllageschwankungen und damit verbunden auch zu einer Änderung des Einfallswinkels kommt. Für jeden Kristall gibt es ein zusätzliches kleines Goniometer, dessen Drehachse in der Streuebene liegt und es damit erlaubt, die Netzebenen der beiden Kristalle parallel auszurichten. Beide Kristalle werden mit einer zweistufigen geregelten Kühlung auf konstanter Temperatur gehalten. Die Kristalle befinden sich auf Peltier-Elementen, die die Temperatur auf eine Genauigkeit von 0,1 K stabilisieren. Die Peltier-Elemente selbst werden wiederum von einem geschlossenen Wasserkreislauf gekühlt. Der Höhenversatz des Strahls beträgt typischerweise einige Zentimeter. Ein Bleispalt von 4 mm Höhe erlaubt es, den monochromatisierten Strahl vom direkten Strahl zu trennen. Ausführlichere Beschreibungen des Monochromatoraufbaus und des Energiemonitors findet sich bei R. Rüffer et al. [RGR$^+$90] und K. Ruth [Rut89]. Der Energiemonitor dient zur Bestimmung der eingestellten Vormonochromatorenergie. Mit Hilfe der L_I 2s-Kante von Gold (14,353 keV) läßt sich die Energie absolut einstellen. Danach wird die ^{57}Fe-Mößbauerresonanz (14,4136 keV) relativ dazu aufgesucht.

Der nachfolgende Aufbau besteht zunächst aus einem Si (1 1 1)-Channelcut-Kristall. Dieser ist dispersiv zum Vormonochromator aufgebaut und schränkt dadurch die Energiebandbreite auf 2 eV ein. Ein Spalt ermöglicht es, den so monochromatisierten Strahl in seiner vertikalen Ausdehnung zu definieren, den direkten, vormonochromatisierten Strahl abzustoppen und auf diese Weise den Untergrund durch Streustrahlung zu reduzieren.

Die beiden letzten Elemente sind der Elektronenresonanzdetektor (MCP-Detektor) [Qua93] und der γ-Szintillationsdoppeldetektor [Jäs91, MRG90, Met89], die fest miteinander gekoppelt sind. Die Durchstrahlgeometrie des MCP-Detektors ermöglicht es, ihn durch Optimierung der Intensität im γ-Detektor relativ zum Strahl exakt auszurichten.

Für alle im folgenden beschriebenen Zeitexperimente wurde eine *fast-slow*-Koinzidenzelektronik benutzt. Dabei wird die Zeitdifferenz zwischen Eintreffen eines Signals aus den Detektoren und eines Referenzsignales bestimmt, das aus dem Hochfrequenzsignal des Speicherringes generiert wird. Diese Referenz steht in einer zeitlich festen Beziehung zu den im Speicherring umlaufenden Positronenpaketen.

3.2 Der Elektronen-MCP-Detektor

Der Elektronendetektor wurde im Rahmen der Diplomarbeit von K. Quast entwickelt und in [Qua93] ausführlich beschrieben. Ich möchte an dieser Stelle lediglich auf die wichtigsten Merkmale des Detektors eingehen.

Bei diesem Detektor handelt es sich um einen Resonanzdetektor, in den die zu untersuchende Probe eingebaut werden kann. Die beiden Strahleintrittsfenster des MCP-Detektors ermöglichen je nach experimentellem Aufbau Elektronen nachzuweisen, die entweder in oder entgegengesetzt zur Strahlrichtung aus dem Absorber treten. Zusätzlich erlaubt diese Anordnung, daß auch der durch die Probe hindurchtretende Strahl mit einem sich hinter dem Elektronendetektor befindlichen γ-Detektor nachgewiesen werden kann. Auf diese Weise ist es möglich, gleichzeitig den inkohärenten Konversionselektronenkanal und den kohärenten Vorwärtsstreukanal zu beobachten.

Abb. 3.2 zeigt den inneren Aufbau des Detektors, der eine rotationssymmetrische Geometrie besitzt. Der zentrale Teil besteht aus dem Absorberhalter mit Absorber, der Elektronenoptik, einem Paar *micro channel plates* (MCPs) in Chevron-Geometrie und der Anode. Die MCPs und die Anode haben eine Zentralbohrung, um den eintretenden γ-Strahl nicht zu schwächen und damit die Zahl der entstehenden Photoelektronen zu minimieren. Die aus dem Absorber austretenden Elektronen werden mit Hilfe der Elektronenoptik auf die sensitiven Bereiche der MCPs geführt, die als Elektronenvervielfacher dienen. Die hinter dem Ausgang

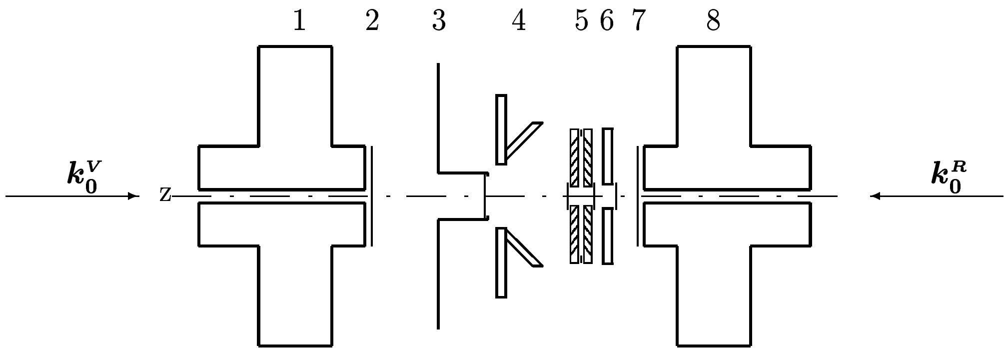

Abbildung 3.2: Prinzipskizze des Elektronendetektors (Schnittdarstellung). z: Rotationssymmetrieachse; 1, 8: Pb-Kollimatoren; 2, 7: Be-Fenster; 3: Absorberhalter mit Absorber; 4: Elektronenoptik; 5: MCPs; 6: Anode. Die MCPs und die Anode besitzen Zentralbohrungen, die mit Kaptonfolien abgedeckt sind.

des Chevrons angeordnete Anode sammelt die austretende Elektronenlawine. Damit Elektronen nicht den direkten Weg vom Absorber zur Anode durch die Zentralbohrungen nehmen, sind diese Bohrungen mit Kaptonfolien abgedeckt. Die Folien der Anode und des absorberseitigen MCPs sind zusätzlich aluminisiert, um Verzerrungen des elektrischen Feldes zu vermeiden. Dieser bislang beschriebene Aufbau befindet sich vollständig im Vakuum. Berylliumscheiben dienen als Eintrittsfenster, vor denen sich Bleikollimatoren befinden. Der Strahl kann alternativ durch eins der beiden Fenster eintreten, so daß also vom Strahl aus gesehen entweder die nach vorn (Vorwärtsstreugeometrie) oder die nach hinten (Rückstreugeometrie) emittierten Elektronen nachgewiesen werden.

Weitere wichtige Eigenschaften des Detektors sollen hier stichpunktartig aufgeführt werden:

- gute Zeitauflösung von ca. 500 ps;
- geringe Untergrundzählrate auch bei großer Promptzählrate;
- hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für resonante Elektronen (20%) bei gleichzeitig geringer Nachweiswahrscheinlichkeit für Photoelektronen ($2 \cdot 10^{-4}$ bei 14,4 keV);
- Eliminierung ionischer Nachpulse durch einen Betriebsdruck von einigen 10^{-8} mbar;
- möglicher Einsatz als konventioneller Detektor zur Konversionselektronen-Mößbauer-Spektroskopie (CEMS) empfindlicher Oberflächen.

Die geringe Nachweiswahrscheinlichkeit für Photoelektronen im Vergleich zu Konversionslektronen resultiert aus der Tatsache, daß der Wirkungsquerschnitt für Photoabsorption sehr viel kleiner als für Kernresonanzabsorption ist. Dies hatte für die im folgenden beschriebenen Messungen einen großen experimentellen Vorteil gegenüber dem Nachweis von γ-Quanten mit einem entsprechenden γ-Detektor. Es war nicht erforderlich, die nichtresonante elektronisch gestreute Intensität mit einer Antikoinzidenzschaltung, wie sie in Abschnitt 3.4.2 für den APD-Detektor beschrieben ist, zu unterdrücken, um die Nachfolgeelektronik zu entlasten.

3.3 Nachweis der Resonanz

An dieser Stelle möchte ich zunächst kurz auf eine Besonderheit der kernresonanten Streuung hinweisen, die es auf einfache Art ermöglicht, resonante von nichtresonanten Ereignissen zu unterscheiden. Die charakteristische Zeit für Kernstreuung ist umgekehrt proportional zur Linienbreite Γ_0 des benutzen Überganges. Sie beträgt im vorliegenden Fall von ^{57}Fe ca. 10^{-7} s. Die nichtresonante Rayleigh-Streuung der Synchrotronstrahlung an den Hüllenelektronen findet hingegen in sehr viel kürzeren Zeiträumen statt (prompt), ca. 10^{-15} s. Da die Synchrotronstrahlungspulse eine zeitliche Länge in der Größenordnung von 10^{-10} s besitzen[1], ist ein Detektor für diese Zeit einer extrem starken Belastung durch nichtresonanten Untergrund ausgesetzt. Man benötigt also einen Detektor, der ausreichend schnell ist und eine hohe Dynamik besitzt, um nach kurzer Zeit (10^{-9} s) wieder auf Einzelereignisse empfindlich zu sein. Dies ist der Grund für die hohen Anforderungen an die Zeitauflösung der benutzten Detektoren wie Szintillationsdoppeldetektor, APD, MCP-Detektor und PPLZ. Gleichzeitig ist ein geringes Eigenrauschen von entscheidender Wichtigkeit. Setzt man ein Zeitfenster, so daß die prompten Ereignisse nicht in dieses Fenster fallen, dann ist es möglich, nur die verzögerten, resonanten Ereignisse zu beobachten, abgesehen vom Detektorrauschen. Schon lange vor der ersten Beobachtung des Mößbauereffektes mit Synchrotronstrahlung haben E. J. Seppi und F. Boehm [SB62] daraufhingewiesen, daß es mit Hilfe gepulster Strahlung und geeigneter schaltbarer Detektoren möglich sein sollte, kernresonant gestreute Quanten vom Rayleigh-Untergrund zu trennen.

[1] Der Synchrotronstrahlungspuls von einem einzelnen Elektron/Positron ist je nach Energiebandbreite wesentlich kürzer ($10^{-19} \ldots 10^{-15}$ s). Es kommt zu einer inkohärenten Überlagerung dieser Einzelpulse eines einzelnen Bunches. Die Mittelung über die Synchrotronstrahlung vieler Bunche erzeugt dann die statistische Länge von 10^{-10} s. Undulatoren zeigen keine einfachen Emissionseigenschaften, da sie die Photonen von einem Bunch im wesentlichen kohärent emittieren. Das Mittel über viele Bunche spiegelt jedoch auch hier die mittlere Länge des Bunches wider.

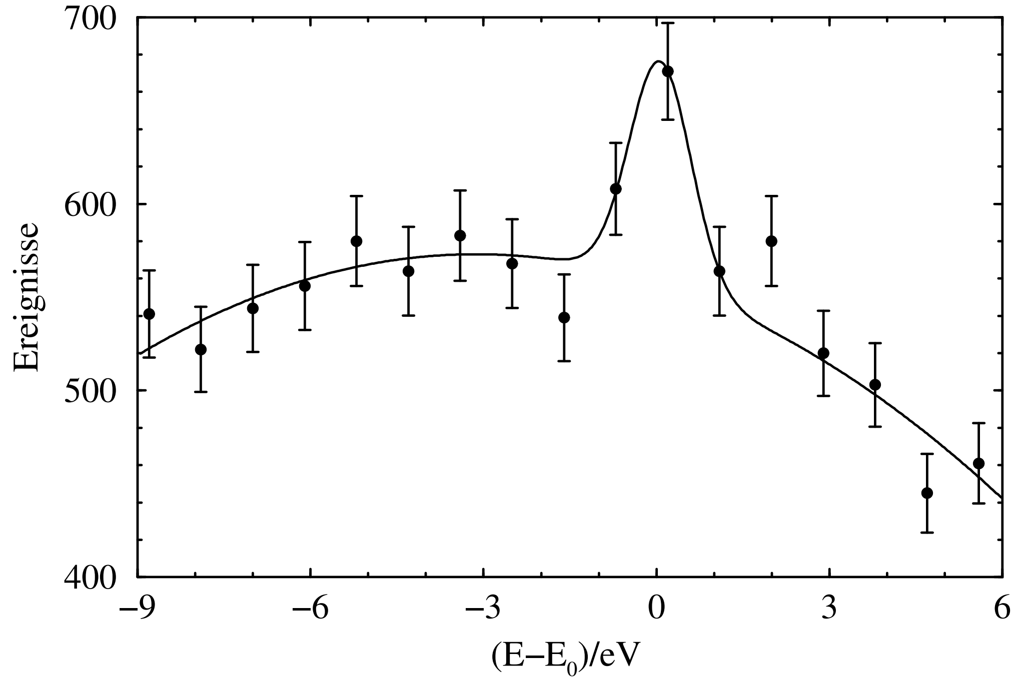

Abbildung 3.3: Intensität der verzögert emittierten Elektronen über der Energie der Synchrotronstrahlung. Sie zeigt eine deutliche Erhöhung der Ausbeute bei der Resonanzenergie von ^{57}Fe.

Zum Nachweis der Resonanz mußte zunächst der Vormonochromator sowie der Channelcut-Kristall auf die ^{57}Fe-Resonanzenergie eingestellt werden. Dies geschah mit Hilfe eines elektronisch verbotenen Kernreflexes eines Einkristalles. Dazu diente der (0 0 2)-Reflex einer einkristallinen Schicht aus Yttriumeisengranat ($Y_3Fe_5O_{12}$), in der ^{57}Fe zu ca. 90 % angereichert war. Einzelheiten zu diesem System und der Methode finden sich z. B. bei [Hol91]. In den Elektronendetektor wurde eine 30 nm dicke, angereicherte Eisenschicht eingebaut, die auf einer Kaptonfolie aufgesputtert war. Nachgewiesen wurden die rückgestreuten Elektronen.

Wird nun die mittlere Energie des einfallenden Energiebandes variiert, so erhält man eine deutliche Zunahme der verzögert emittierten Elektronen, wenn die Resonanzenergie im Energieband liegt. Die Variation geschieht durch Änderung des Braggwinkels des Channelcut-Kristalls. Abb. 3.3 zeigt die Messung, bei der die Energie in Schritten von ca. 0,85 eV durchgerastert wurde. Die Intensität der resonanten Elektronen betrug hierbei 0,11 Hz und der Untergrund 0,49 Hz in einem Zeitfenster, das 200 ns lang war und 30 ns nach der Prompten begann. Die Anpassung der durchgezogenen Linie an die Meßpunkte geschah durch eine Gaußkurve deren Breite sich zu 1,3(3) eV ergab. Dieser Wert stimmt gut mit der intrinsischen Breite des Si (1 1 1)-Reflexes von 2 eV überein, wenn man berücksichtigt, daß für Vormonochromator und Channelcut-Kristall bei der Resonanzenergie keine optimale Anpassung bestand, sondern ca. –3,5 eV davon entfernt. Je schlechter diese

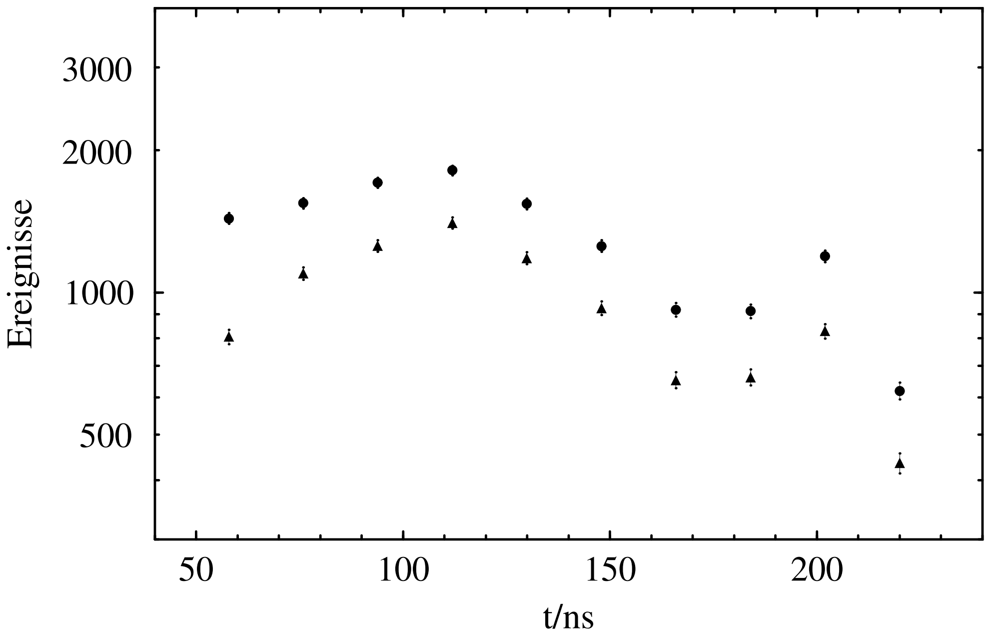

Abbildung 3.4: Elektronenzeitspektren einer 300 Å dicken ^{57}Fe-Schicht bei der Resonanzenergie (●) und –4 eV entfernt davon (▲). Im Vergleich mit dem Untergrundspektrum ist eine leicht erhöhte Intensität des Resonanzspektrums zu kleineren Zeiten erkennbar. Für diese Darstellung wurden jeweils Ereignisse aus 18 ns-Zeitintervallen aufaddiert, um den Unterschied der beiden Spektren leichter sichtbar zu machen.

Anpassung ist, desto geringer ist die Intensität des reflektierten Strahls. Dieser nichtresonante Untergrund wurde in der Abb. 3.3 durch ein Polynom 3. Grades angeglichen.

Abb. 3.4 zeigt zwei Elektronenzeitspektren, die in der oben beschriebenen Geometrie aufgenommen wurden. Das untere stellt ein Untergrundspektrum mit verstimmter Energie (–4 eV entfernt von der Resonanzenergie) dar. Aufgrund der geringen Qualität wurden Ereignisse in Zeitintervallen von 18 ns Breite aufaddiert. Es ist gut zu erkennen, daß der Untergrund des Detektors nicht konstant ist. Er läßt sich durch Nachpulse aufgrund von ionisierten Restgasmolekülen erklären. Eine ausführliche Diskussion dieses Effektes findet sich in [Qua93], Kapitel 5.4. Das obere Zeitspektrum ist bei der ^{57}Fe-Resonanzenergie aufgenommen worden und zeigt eine leichte Erhöhung im Zeitbereich zwischen 50 und 80 ns gegenüber dem Untergrundspektrum. Die Meßzeiten waren für die beiden Messungen verschieden, was zu den unterschiedlichen Intensitäten in den Spektren führt.

Der Nachweis der Konversionselektronenemission nach Anregung mit Synchrotronstrahlung war damit erbracht. Für systematische Untersuchungen reichten jedoch die Intensitäten an den bei Hasylab verfügbaren Strahlungsquellen nicht aus, weswegen wir die weiteren Experimente bei Chess ausführten. Der dort zur Verfügung stehende Wiggler-Meßstand lieferte eine Primärintensität, die ca. um einen Faktor 20 höher war als bei F4. Eine zusätzliche Verbesserung der statistischen Qualität der Zeitspektren konnte erreicht werden, indem für die weiteren Messungen das Energieband der einfallenden Strahlung durch den Einsatz eines hochauflösenden Monochromators stärker eingeschränkt wurde. Damit vergrößerte sich das Verhältnis von resonanten zu nichtresonanten Elektronen. Diese Experimente werden im folgenden beschrieben.

3.4 Experimenteller Aufbau der Apparatur bei Chess

Die Experimente bei Chess am Speicherring Cesr wurden am Meßstand F2 durchgeführt. Es handelt sich dabei um einen Meßplatz, der seine Synchrotronstrahlung von einem 25-poligen Wiggler erhält und dessen Vormonochromator ähnlich wie der am F4-Meßplatz bei Hasylab aufgebaut ist. Cesr lief zum

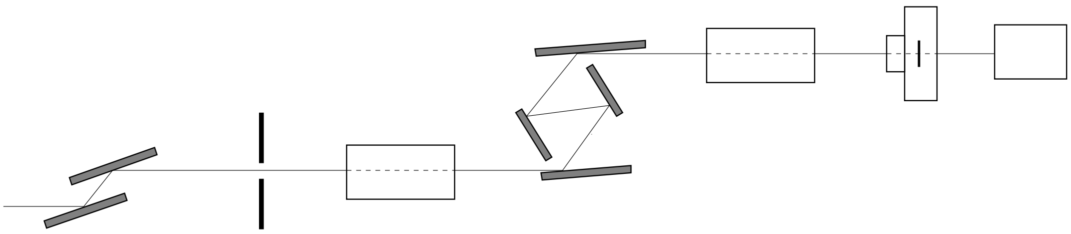

Abbildung 3.5: Apparatur des F2-Meßstandes bei Chess. Der Synchrotronstrahl trifft zunächst auf den Vormonochromator, der aus zwei Si (1 1 1)-Kristallen und einem Spaltsystem besteht. Dahinter folgt ein hochauflösender Monochromator aus zwei geschachtelten Si-Channelcut-Kristallen. Vor und hinter diesem Monochromator befinden sich Ionisationskammern zur Intensitätsbestimmung. Der monochromatisierte Strahl tritt dann durch den Elektronendetektor, in dem sich die zu untersuchende Probe befindet, in einen γ-Apd-Detektor. Der Mcp-Detektor weist dabei die von dieser Probe emittierten Elektronen nach und der Apd-Detektor die von ihr kohärent in Vorwärtsrichtung gestreuten γ-Quanten. Für einige Experimente wurden zusätzliche Eisenfolien vor dem Mcp-Detektor oder auch zwischen beide Detektoren in den Strahlengang gebracht.

Zeitpunkt dieser Experimente im Hochenergiebetrieb bei einer Elektronenenergie von 5,4 GeV. Der Speicherring wird in diesem Modus mit 80 ... 100 mA gefüllt und regelmäßig nach einer Stunde Strahlzeit wieder gefüllt. Während dieser Zeit fällt der Strom in der Regel auf ca. 50% ab. Um nicht nach jeder Neufüllung auf das Einpendeln der Vormonochromatorgleichgewichtstemperatur warten zu müssen, wird während des Füllens der beam shutter nicht geschlossen. Der Meßplatz verfügt über einem höhenverstellbaren Tisch und ein Sechskreisgoniometer.

Abb. 3.5 zeigt den experimentellen Aufbau der Apparatur. Er besteht aus einem Si (1 1 1)-Vormonochromator mit einem Spaltsystem. Es folgt ein hochauflösender Monochromator, sowie der Elektronendetektor und ein γ-APD-Detektor. Zwei Ionisationskammern messen die Intensitäten vor und hinter dem hochauflösenden Monochromator. Der Photonenfluß betrug während der Experimente ca. 10 MHz bei einer Strahlgröße von $0{,}3 \times 2\,\mathrm{mm}^2$.

Mit dieser Apparatur war es möglich, den inkohärenten Elektronenkanal und den kohärenten γ-Vorwärtsstreukanal der in den MCP-Detektor eingebauten Probe gleichzeitig zu beobachten. Für einige Experimente wurden zusätzliche ^{57}Fe-Folien direkt vor den MCP-Detektor montiert. Hierdurch ist der Experimentator in der Lage, die Monochromatoren ständig auf der Resonanzenergie halten zu können, selbst wenn die Elektronenzählrate kleiner als 1 Hz ist, wie es hier der Fall war. Die γ-Vorwärtsstreuintensität lag je nach Absorberdicke bei bis zu 100 Hz. Mit dieser Zählrate war es leicht möglich, die Resonanzenergie einzustellen. In den Experimenten, bei denen nur sehr dünne Folien untersucht wurden, war die Vorwärtsstreuzählrate natürlicherweise auch sehr klein. Um trotzdem genügend resonante Intensität im APD-Detektor zu haben, wurde in diesen Fällen eine zusätzliche Fe-Folie direkt vor dem APD-Detektor in den Strahlengang gebracht.

Die zwei neuen Komponenten, der hochauflösende Monochromator und der APD-Detektor, sind für die Experimente, wie sie hier durchgeführt worden sind, von großer Wichtigkeit. Ihnen ist daher jeweils ein Unterabschnitt gewidmet.

3.4.1 Der hochauflösende Monochromator

Für nukleare Vorwärtsstreuexperimente mit Synchrotronstrahlung ist es unabdingbar, den Strahl so gut wie möglich zu monochromatisieren und damit den nichtresonanten prompten Anteil zu reduzieren, um das nachfolgende Detektorsystem so weit wie möglich zu entlasten. Nach dem Vormonochromator mit Spaltsystem folgt daher ein hochauflösender Monochromator, der aus zwei geschachtelten Channelcut-Kristallen besteht. Der hier benutzte Monochromator reduziert die nichtresonante Intensität ungefähr um einen Faktor 300. Er besitzt eine Transmission von ca. 60%, was nahezu der theoretisch berechneten entspricht.

Eine hohe Energieauflösung wird gewöhnlich mit Hilfe hochindizierter Bragg-Reflexe erreicht. Deren Winkelakzeptanz ist jedoch so gering, daß ein solcher Reflex nicht sofort einem Si (1 1 1)-Vormonochromator ohne einen beträchtlichen Intensitätsverlust nachgeschaltet werden kann, da dieser bei 14,4 keV eine Divergenz von 4″ liefert, während z. B. ein Si (10 6 4)-Reflex eine Akzeptanz von nur 0,5″ besitzt. Der äußere der beiden Channelcut-Kristalle ist ein asymmetrisch geschnittener Si (4 2 2)-Kristall, der eine Winkelakzeptanz von 4″ hat und damit der Divergenz des Vormonochromators angepaßt ist. Durch den asymmetrischen Schnitt beträgt die Strahldivergenz nach dem ersten Reflex nur noch 0,5″. Dieser Strahl kann nun vollständig vom inneren, symmetrischen (10 6 4)-Channelcut-Kristall akzeptiert werden. Dieser Kristall monochromatisiert den Strahl auf eine Energiebandbreite von ca. 6 meV. Der zweite Reflex des äußeren Kristalls stellt nun die alte Divergenz und vertikale Strahlausdehnung wieder her. Dieser Monochromator erlaubt es also, einen Strahl bis in den meV-Bereich hinein zu monochromatisieren, ohne, aufgrund der Divergenz, Intensität zu verlieren. Eine ausführliche Beschreibung dieses Monochromators findet sich in [TMSA92, MTS+94] (siehe auch [IYI+92]).

Diese gute Energieauflösung bringt jedoch auch zwei Nachteile durch die sehr kleine Akzeptanz des (10 6 4)-Kristalls mit sich. Erstens ist der Monochromator empfindlich auf Temperaturschwankungen. Schon eine Änderung von nur 0,7 °C bewirkt eine Verschiebung der Rockingkurve um eine Breite von 0,5″, so daß die Resonanzenergie von ^{57}Fe nicht mehr übertragen wird. Die Kristalle müssen also temperaturstabilisiert werden. Der in diesen Experimenten benutzte Monochromator besaß keine solche Stabilisierungsmöglichkeit. Zweitens ist er empfindlich auf vertikale Lageschwankungen des Synchrotronstrahls. Dies stellt hohe Anforderungen an die Strahlstabilität, die während der Hochenergieschichten des CESR-Speicherrings nicht gewährleistet ist.

Aufgrund dieser beiden Tatsachen war es notwendig, den hochauflösenden Monochromator ständig auf maximale resonante Intensität optimieren zu können. Dies geschah mit Hilfe der Verzögertenintensität im APD-Detektor. Da sich Strahllage- und Temperaturschwankungen auf dieselbe Art und Weise auswirken, war es in der Regel nicht möglich, zwischen den beiden Einflüssen zu unterscheiden.

3.4.2 Der APD-Detektor

Der hier benutzte Elektronendetektor war derselbe, wie schon beim HASYLAB-Experiment, jedoch wurde der γ-Doppeldetektor, bestehend aus Szintillator und zwei Photomultipliern, durch einen Avalanchephotodiodendetektor (APD) ersetzt. Es handelt sich hierbei um eine Photodiode vom Avalanchetyp auf der Basis von Silizium. Sie hat zwei entscheidende Vorteile gegenüber den normal ge-

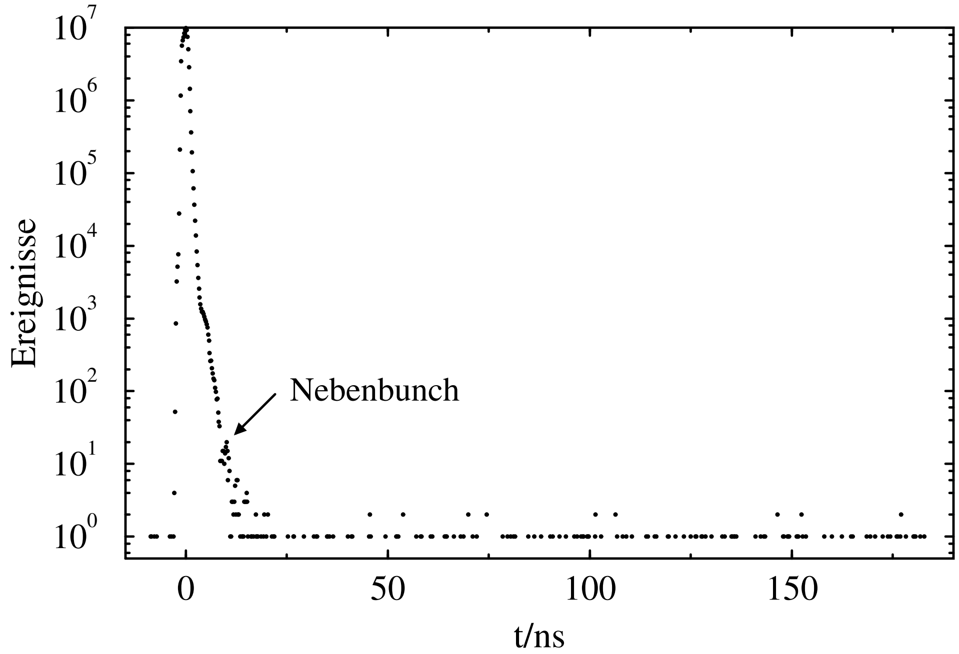

Abbildung 3.6: Untergrundspektrum eines APD-Detektors. Dieses Zeitspektrum wurde während einer Maschinenschicht von DORIS III aufgenommen, um Einflüsse verschiedener Maschinenparameter auf die Anzahl und Stärke von Nebenbunchen zu untersuchen und zu optimieren. In diesem Spektrum ist nur der Hauptbunch, sowie ein kleiner Nebenbunch mit einer relativen Intensität zum Hauptbunch von 10^{-6} zu sehen. Die Zählrate betrug dabei nur 20 ... 30 kHz, um die Elektronik nicht zu überlasten. Man erkennt, daß die hier benutzte APD durch den geringen Rauschuntergrund einen Dynamikbereich von mehr als 10^7 besitzt.

bräuchlichen schnellen γ-Detektoren: Sie kann Zählraten bis in den GHz-Bereich verarbeiten und zeigt selbst bei dieser Zählrate nur einen Rauschuntergrund von einigen mHz.

Seit etwa drei Jahren ist es möglich, großflächige ($1 \dots 2\,\mathrm{cm}^2$) APDs herzustellen. Sie besitzen einen hohen Dynamikbereich und haben eine gute Zeitauflösung auch bei niedrigen Energien [Kis92]. Die große Dynamik von 10^9 [TSA$^+$94] resultiert aus der Tatsache, daß diese Dioden einen Rauschuntergrund von nur ca. 10 mHz zeigen und gleichzeitig Zählraten von über 100 MHz verarbeiten können.

Gerade diese Eigenschaft prädestiniert diese Art von Detektor für den Einsatz mit Synchrotronstrahlung. Da die Synchrotronstrahlung in Lichtblitzen von ca. 100 ... 200 ps gepulst ist, hat der Detektor in diesen Intervallen eine extrem hohe Zählrate zu verarbeiten. Je nach Umfang und Füllzustand des Speicherringes bedeutet diese Zählrate, daß 10 ... 20 Ereignisse pro Lichtblitz vom Detektor nachgewiesen werden. Bei diesen Mehrphotonenereignissen kommt es durch die

Überlagerung der Impulse zum pile-up, d. h. das Signal eines Zweiphotonenereignisses ist doppelt so hoch wie das eines Einphotonenereignisses. Durch die Energieauflösung von 10 ... 20% ist es leicht, entsprechende Diskriminatorschwellen einzustellen.

Die Zeitauflösung dieser Detektoren beträgt je nach Größe der Diode 0,5 ... 1 ns [BR93, Bar94a]. Wichtig für Experimente der nuklearen Vorwärtsstreuung ist allerdings nicht nur die Breite der Zeitauflösungsfunktion (Prompte) auf halber Höhe, sondern auch die Breite der Prompten am Fuß bei ca. 10^{-7} des Maximums. Diese beträgt ungefähr 10 ns. Da man an der Prompten selbst nicht interessiert ist und diese hohen Zählraten die Nachfolgeelektronik völlig überlastet, ist es notwendig, diese Signale mittels einer schnellen Antikoinzidenz zu unterdrücken. Die Antikoinzidenz endet nach Abfall der Prompten auf ca. 10^{-6} und es ist nunmehr möglich, Einphotonenereignisse aus dem zu untersuchenden Kernzerfall nachzuweisen.

Ein Zeitspektrum eines APD-Detektors ist in Abb. 3.6 zu sehen. Es wurde bei kleiner Zählrate von 20 ... 30 kHz aufgenommen, um die Nachfolgeelektronik nicht zu überlasten. Dies hätte zu einem verfälschten Verhältnis von prompter zu Untergrundzählrate geführt. Das Spektrum wurde während einer Maschinenschicht von DORIS III aufgenommen, um den Füllzustand des Speicherrings zu vermessen. Leider kommt es bei der Injektion an vielen Speicherringen zu Fehlfüllungen (Nebenbunche), wie sie z. B. in Abb. 3.7 zu sehen sind. Das Spektrum in Abb. 3.6 weist jedoch bis auf eine kleine Fehlfüllung bei 10 ns keine weiteren derartigen Strukturen auf.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der APDs war bislang der Schwachpunkt dieses Detektortyps. Er betrug bei der benutzen Diode nur 10% für γ-Strahlung mit einer Energie von 14,4 keV, was sich jedoch durch einen Anstellwinkel der Diode von 80° zum Strahl auf 30% steigern läßt. Mittlerweile gibt es APDs, deren Ansprechwahrscheinlichkeit doppelt so groß ist.

3.5 Dickenabhängige Messungen

3.5.1 Untergrundmessungen und Datenaufbereitung

Wie schon im Zusammenhang mit Abb 3.4 beschrieben, ist der Rauschuntergrund des Elektronendetektors gerade bei längeren Meßdauern nicht vernachlässigbar. Es ist daher notwendig gewesen, neben den Resonanzmessungen auch Zeitspektren bei verstimmter Energie aber ansonsten gleichen Verhältnissen durchzuführen. Dies nahm leider erhebliche Meßzeit in Anspruch.

Abb. 3.7 zeigt ein typisches Zeitspektrum des Elektronendetektors ohne resonante

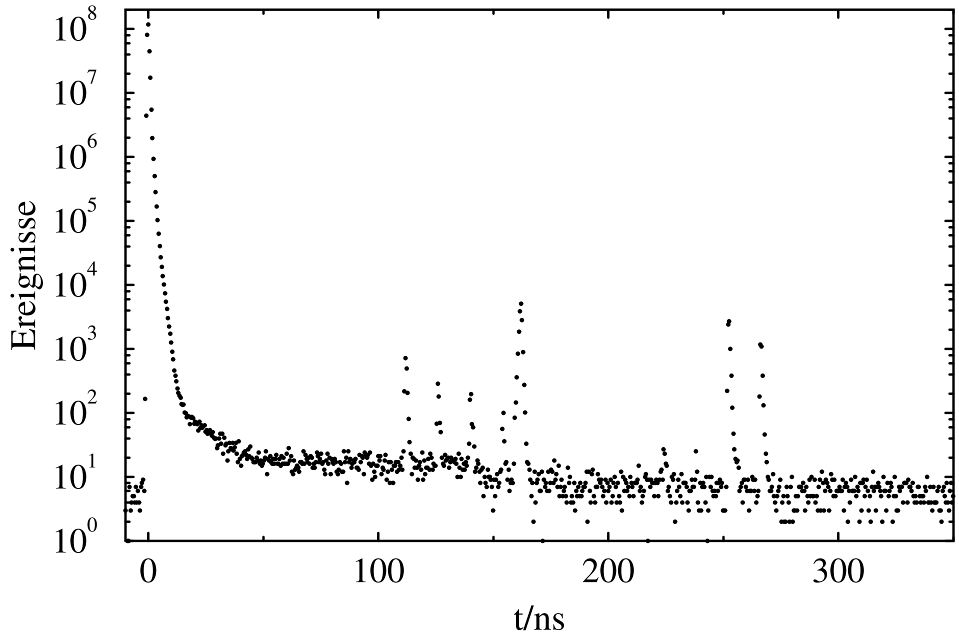

Abbildung 3.7: Untergrundspektrum des MCP-Elektronendetektors. Deutlich ist die typische Nebenbunchstruktur des CESR-Rings zu beobachten. Fehlfüllungen traten insbesondere zwischen 100 und 150 ns, sowie zwischen 250 und 275 ns auf. Die Struktur bei 162 ns ist auf eine Kabelreflexion zurückzuführen. Zusätzlich zeigt der Detektor einen zeitlich nichtkonstanten Untergrund. Beide Phänomene wurden bei der Datenauswertung berücksichtigt.

Ereignisse. Zu erkennen ist vorrangig die charakteristische Struktur der Nebenbunche, die gehäuft zwischen 100 und 150 ns bzw. zwischen 250 und 275 ns auftreten. Die starke Intensität bei 162 ns ist jedoch kein Nebenbunch. Es handelt sich dabei wahrscheinlich um eine Kabelreflexion. Die Intensitäten der Fehlfüllungen variierten während der zur Verfügung stehenden Strahlzeit von einer Speicherringfüllung zur nächsten, allerdings nicht ihre zeitliche Lage. Für die Auswertung wurden die Meßpunkte zu diesen Zeiten nicht berücksichtigt.

Zusätzlich zeigt der Detektor einen zeitlich nichtkonstanten Untergrund. Dieser Untergrund setzt sich nach [Qua93] aus zwei Bestandteilen zusammen: Der eine ist proportional zur Promptzählrate, der andere ist unabhängig davon. Es war für die Auswertung der Resonanzspektren also erforderlich, eine Leermessung mit ähnlicher Zählrate aufzunehmen, um mit ihrer Hilfe das Resonanzspektrum korrigieren zu können. Außerdem mußte auch die Gesamtzahl der aufgezeichneten Ereignisse in etwa gleich sein, damit die resultierenden Fehler aufgrund der Fehlerfortpflanzung nicht zu groß wurden. Es wurde deshalb bei den meisten Experimenten regelmäßig die Einstellung des hochauflösenden Monochromators gewechselt: Auf eine Stunde Resonanzmessung folgte eine Stunde Untergrundmessung mit einem um ca. 60 meV verstimmten Monochromator. Dieser Wert ist ausreichend, da die Durchlaßkurve des Si (10 6 4)-Reflexes nur 6 meV beträgt, wie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben.

Zur Datenaufbereitung wurden alle Resonanzspektren, die mit derselben Foliendicke aufgenommen worden sind, aufaddiert und die Kanalinhalte in Zeitfenstern zusammengeschlagen, deren Breite 1,4 ns betrug. Dasselbe geschah mit den Untergrundspektren. Diese wurden nun so skaliert, daß die jeweils zusammengehörigen Spektren gleiche Promptintensitäten aufwiesen. Schließlich wurde das Untergrundspektrum vom entsprechenden Resonanzspektrum subtrahiert und die Meßpunkte zu Zeiten, bei denen Nebenbunche auftraten, entfernt.

3.5.2 Resonanzmessungen

Das Ziel der Experimente war es, die Streuantwort des nuklearen Systems bei unterschiedlichen Absorberdicken zu untersuchen. Ein Absorberwechsel im Elektronendetektor ist jedoch sehr langwierig, da einerseits sehr sauber gearbeitet werden muß und Folienstärken von nur wenigen μm zu benutzen sind. Andererseits muß nach jedem Absorberwechsel der Detektor zunächst wieder evakuiert werden. Hierzu sind Pumpzeiten von einigen Stunden erforderlich, da der Detektor erst bei genügend geringem Druck stabil arbeitet und nur dann einen geringen Rauschuntergrund zeigt. Es wurde daher folgendes Verfahren angewendet:

In den Detektor selbst wurden nur zwei verschiedene Proben eingebaut. Dies waren eine 300 Å-Schicht, die auf einer Kaptonfolie durch ein Sputterverfahren aufgebracht worden war, und eine ca. 9 μm dicke Folie. Ihr ^{57}Fe-Anreicherungsgrad betrug 95%. Mit diesen Proben konnten nun unterschiedliche Schichtdicken vermessen werden, je nachdem, in welcher Geometrie der Detektor eingebaut wurde. Einerseits kann der Detektor, wie schon beschrieben, in Vorwärts- und Rückstreugeometrie betrieben werden. Und anderseits lassen sich zusätzliche Probenfolien vor dem Detektor plazieren. Abb. 3.8 verdeutlicht die zugrundeliegende Idee. Möchte man ein Spektrum in einer bestimmten Tiefe vermessen (gestrichelte Linie in (a)), so bringt man eine Folie dieser Dicke in den Strahlengang vor den Detektor und betreibt diesen mit seiner eingebauten Folie in Rückstreugeometrie (b).

Es wurden zunächst Messungen der aufgesputterten Schicht und der dicken Eisenfolie ohne Zusatzfolien vor dem Detektor durchgeführt. Abb. 3.9 (a) zeigt das resonante Zeitspektrum der 300 Å-Schicht in Rückstreugeometrie. Die Schichtdicke wurde deshalb so dünn gewählt, um zunächst nur den natürlichen Zerfall von ^{57}Fe zu untersuchen. Aus dem gleichen Grund wurde die Rückstreugeometrie gewählt. Wegen der geringen Zählrate von nur ca. 0,4 Hz mußte für dieses Spek-

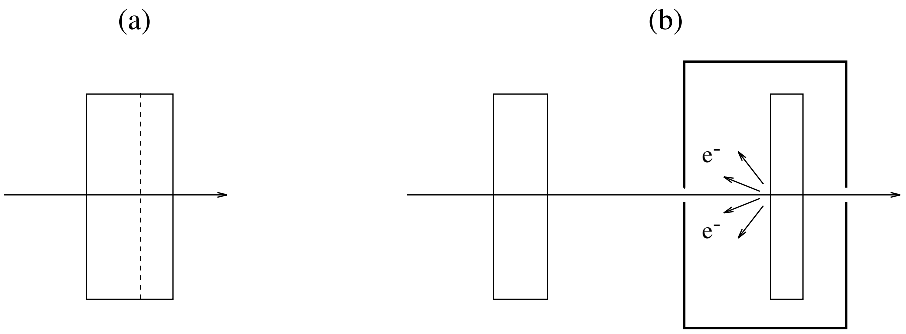

Abbildung 3.8: Um die Elektronen, die in einer bestimmten Tiefe einer ^{57}Fe-Schicht (gestrichelte Linie in (a)) emittiert werden, untersuchen zu können, ist die Folie an dieser Stelle zu teilen. Die linke Teilfolie wird dann direkt vor dem Detektor in den Strahlengang eingebracht und die rechte in den Detektor eingebaut. Dieser wird dabei in Rückwärtsstreugeometrie betrieben (b).

trum etwa 8 Stunden reine Meßzeit aufgewendet werden.

In derselben Geometrie wurde danach ein Spektrum der ca. 9 μm dicken ^{57}Fe-Folie aufgenommen. Abb. 3.9 (b) zeigt das Zeitspektrum. Die Zählrate bei diesem Experiment betrug ca. 2,7 Hz, was darauf hindeutet, daß in diesem Fall wesentlich mehr Kerne zum inkohärenten Elektronenkanal beitragen können. Dies ist nur möglich, wenn im Gegensatz zum vorhergehenden Experiment auch Elektronen aus tieferen Schichten austreten. Die kinetische Energie der K-Konversionselektronen beträgt 7,3 keV. Berechnet man die Bethe-Reichweite dieser Elektronen in metallischem Eisen, so gelangt man zu 318 nm [Qua93]. Hierbei ist zu bedenken, daß Elektronen aus tieferen Schichten nur unter großem Energieverlust an die Oberfläche gelangen und dann möglicherweise nicht mehr nachgewiesen werden können. Für die Elektronenausbeute ist es also unerheblich, wie dick die sich im MCP-Detektor befindende Probe ist, solange ihre Dicke einen Wert von ca. 300 nm übersteigt. Allerdings hat eine dicke Folie im Detektor gegenüber einer dünnen den entscheidenden Nachteil, einen erheblichen Untergrund aus Fluoreszenzstrahlung zu produzieren, der sehr störend ist.

Schließlich wurde durch Umdrehen des Detektors ein Zeitspektrum der eingebauten 9 μm-Folie in Vorwärtsrichtung vermessen. Diese Messung ist in Abb. 3.9 (e) dargestellt. Sie zeigt eine ausgeprägte Schwebungsstruktur und entsteht aufgrund der starken Vorwärtsstreuamplitude, die sich in der Folie ausbildet. Zum Vergleich zeigt Abb. 3.10 die simultan dazu aufgenommenen Spektren der kohärenten Vorwärtsstreuung und der emittierten Elektronen. Wie weiter oben beschrieben wurde, ist dies aufgrund der Durchstrahlgeometrie des MCP-Detektors möglich.

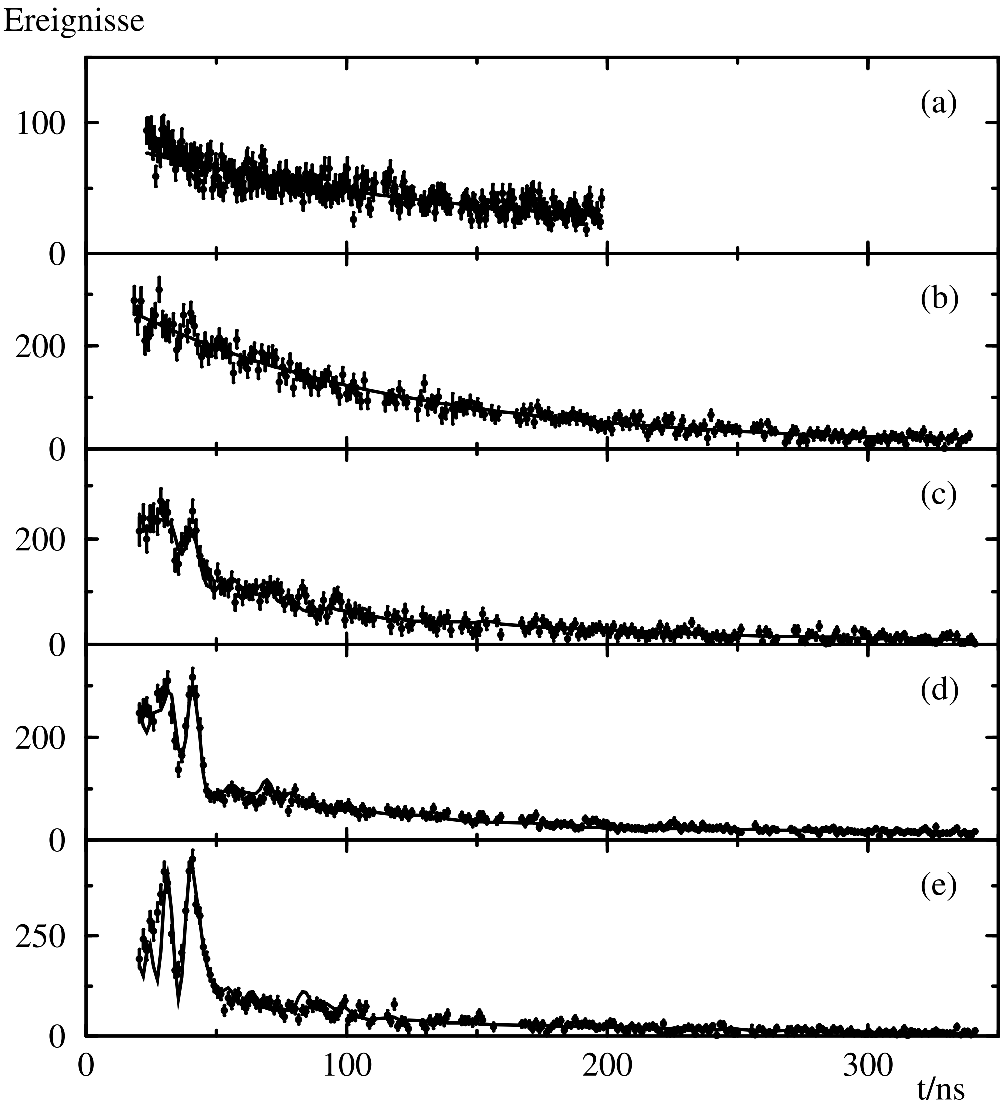

Abbildung 3.9: Elektronenzeitspektren bei verschiedenen Foliendicken: (a) Spektrum einer 30 nm-Eisenschicht, die auf eine Kaptonfolie gesputtert wurde, (b) Spektrum einer 9 μm-Folie in Rückstreugeometrie und (e) in Vorwärtsstreugeometrie. (c) bzw. (d) wurden wie (b) aufgenommen, jedoch mit einer zusätzlichen 1,5 μm bzw. 3,3 μm dicken Folie vor dem Detektor. Die durchgezogenen Linien sind Simulationen nach Gl. (2.56).

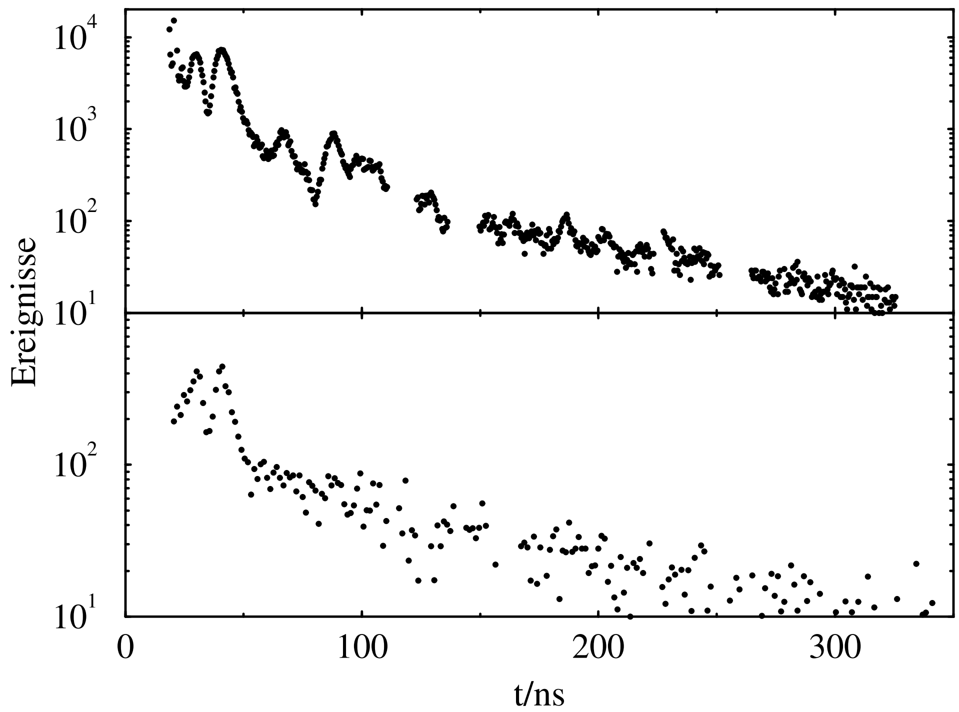

Abbildung 3.10: Vergleich von γ- (oben) und e^--Spektrum (unten, identisch zu Abb. 3.9 (e)) der 9 μm-^{57}Fe-Folie. Beide Spektren zeigen die zwei Intensitätsmaxima bei 30 ns und 40 ns, zu größeren Zeiten hin macht sich der geringere speedup im e^--Spektrum bemerkbar. Man beachte die unterschiedlichen Skalierungen.

Es zeigt sich, daß beide Spektren ein ähnliches Aussehen für Zeiten kleiner als 50 ns haben, insbesondere stimmen die Lagen der beiden Intensitätsmaxima bei 30 ns und 40 ns überein. Zu größeren Zeiten hin läßt sich der geringere speedup im e^--Spektrum im Vergleich zum γ-Spektrum erkennen.

Für die Messungen mit zusätzlichen Absorberfolien standen zwei Folien mit unterschiedlicher Dicke zur Verfügung, 1,5 μm und 3,3 μm. Wie schon beschrieben, wurde der Detektor mit der eingebauten 9 μm dicken Folie in Rückstreugeometrie betrieben. Die Abbildungen 3.9 (c) und (d) zeigen die gemessenen Zeitspektren. Man erkennt deutlich die Struktur der Quantenschwebungen aus der Vorwärtsstreuamplitude der vorgeschalteten Absorberfolien. Ebenfalls deutlich sichtbar ist die Abnahme der typischen Zerfallszeit bei Erhöhung der Foliendicke.

3.6 Auswertung

3.6.1 Ergebnisse der Zeitspektren

Abb. 3.9 zeigt die gemessenen Zeitspektren. Die durchgezogenen Linien sind Simulationen unter der Benutzung von Gl. (2.56). Die Spektren (a) und (b) sind ohne zusätzliche vorgeschaltete Folien aufgenommen worden. Die Schichttiefen, aus denen Elektronen nachgewiesen wurden, sind so klein, daß sich noch kein merkliches Vorwärtsstreufeld ausprägen konnte. Bei der Simulatation dieser beiden Spektren kann daher der dritte, photoelektrische Term aus Gl. (2.56) unberücksichtigt bleiben. Außerdem kann die Faltung im ersten Term von Gl. (2.56), der den rückstoßfreien Anteil wiedergibt, analytisch nach Gl. (2.50) ausgeführt werden. Für die Spektren (c), (d) und (e) versagt diese Näherung und es ist die Faltung des ersten Terms numerisch auszuführen.

Zur Berechnung der Vorwärtsstreuamplitude $\boldsymbol{A}$ wurde das CONUSS-Programmpaket [SG94] benutzt. Mit einem Zusatzmodul zu CONUSS war es außerdem möglich, die Faltung von $\boldsymbol{A}$ mit der Antwortfunktion $\boldsymbol{N}$ Gl. (2.57) der Konversion zu berechnen. Danach ergaben sich für die effektive Dicke sowie die Koeffizienten für Photoeffekt und den mit Rückstoß behafteten Anteil die Werte aus Tabelle 3.1. Die Simulation von Spektrum (b) ergibt eine effektive Dicke von $D_{\text{eff}} = 2,2(2)$, was einer Foliendicke von $d = 130\,\text{nm}$ bei einem ^{57}Fe-Anreicherungsgrad von 95% entspricht. Die Dicke der restlichen Proben wurde als bekannt vorausgesetzt. Bei kleinen effektiven Dicken D_{eff} ist die photoelektrische Komponente vernachlässigbar, weswegen für die beiden kleinen Foliendicken keine Werte für ρ angegeben sind.

Theoretisch beträgt der Wert von ρ für metallisches Eisen $1,56 \cdot 10^{-3}$ und für den mit Rückstoß behafteten Anteil ist ein Wert von $\xi \approx 0,1$ zu erwarten. Setzt man jedoch für den Parameter ξ den theoretischen Wert von 0,1 ein, so lassen sich die Spektren (c)–(e) nicht befriedigend simulieren. Ein möglicher Grund ist der Nachweis von 6,4 keV Photonen der K-Fluoreszenz. Zwar ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für γ-Quanten dieser Energie laut Datenblatt der MCPs nur 0,09% und damit um einen Faktor 220 geringer als für Konversionselektronen (20%), jedoch nimmt die Zahl der Fluoreszenzphotonen mit dem Verhältnis aus der Dicke der eingebauten Schicht und der Ausdringtiefe der Elektronen zu. Die Zeitabhängigkeit der K-Fluoreszenzstrahlung ist gegeben durch Mittelung von Gl. (2.56) über die Dicke der eingebauten Folie. Dieser zusätzliche Beitrag macht sich insbesondere zu späteren Zeiten im Spektrum bemerkbar und erklärt damit den zu hohen Wert für ξ. Es wäre demnach besser gewesen, alle Messungen mit einer sehr dünnen eingebauten Folie durchzuführen. Dies hätte aber einen nochmaligen Absorberwechsel im Elektronendetektor bedeutet, mit einem Aus-

Abbildung	D_{eff}	ρ	ξ
3.9 (a)	0,5	—	0,1
3.9 (b)	2,2(2)	—	0,1
3.9 (c)	25	$2{,}0(2)\cdot 10^{-3}$	0,13(3)
3.9 (d)	55	$1{,}8(2)\cdot 10^{-3}$	0,6(1)
3.9 (e)	150	$1{,}6(2)\cdot 10^{-3}$	0,8(1)

Tabelle 3.1: Parameterwerte für die Simulationen aus den Abbildungen 3.9 (a)–(e). Für sehr dünne Folien ist der photoelektrische Anteil vernachlässigbar, weshalb der Parameter ρ für diese Dicken unbestimmt ist.

fall des Detektors für ca. einen Tag. Hierauf mußte jedoch aufgrund der sehr beschränkten Meßzeit bei CHESS verzichtet werden.

Sehr offensichtlich sind die Unterschiede zwischen Spektrum (a) und Spektrum (b). Läßt man als zusätzlichen freien Parameter die Lebensdauer zu, so ergibt sich bei der 30 nm-Schicht die natürliche Lebensdauer ($\tau = (156 \pm 48)$ ns). Demgegenüber ist bei der 9 μm-Folie in Rückstreugeometrie ein deutlich beschleunigter Zerfall zu erkennen. Die Ausdringtiefe scheint so groß zu sein, daß sich schon ein Vorwärtsstreufeld aufgebaut hat, das dann den speedup-Effekt zeigt. Dieser macht sich also auch im inkohärenten Elektronenkanal bemerkbar. Eine Anpassung mit einer einfachen Exponentialfunktion ist hier nicht möglich. Eine dünne Eisenschicht verhält sich also nach Anregung mit Synchrotronstrahlung genauso wie bei einem Quellenexperiment. Sie zeigt die natürliche Lebensdauer und es sind keine Strukturen auf dem Zeitspektrum zu erkennen. Dies läßt darauf schließen, daß kein nukleares Exziton aufgebaut worden ist.

Bei der Auswertung mußte zusätzlich noch berücksichtigt werden, daß der magnetische Zustand der vorgeschalteten Folien nicht bekannt war. Wie im Abschnit 2.2 des Theorieteils dargelegt worden ist, hat aber das Hyperfeinfeld einen großen Einfluß auf die Vorwärtsstreuamplitude $\boldsymbol{A}$. Zur Charakterisierung der benutzten Folien wäre es daher sinnvoll gewesen, jeweils die Vorwärtsstreuspektren zu vermessen, wofür jedoch die Meßzeit bei CHESS nicht ausreichte. Das CONUSS-Programm erlaubt eine Berechnung von $\boldsymbol{A}$ auch für teilweise magnetisierte Proben, so daß für die Simulation folgendes Verfahren angewendet werden konnte: Für jede verwendete Folie wurde der Magnetisierungsgrad in 20%-Abstufungen zur Berechnung der Vorwärtsstreuamplitude angenommen, die dann in die Gl. (2.56) einging. Der wahrscheinlichster Magnetisierungszustand jeder Eisenfolie ist auf diese Weise der Wert bestimmt, der die beste Anpassung an das gemessene Spektrum gestattete. Als Ergebnis ergaben sich Magnetisierungsanteile von 40 ... 80%, je nach verwendeter Folie.

3.6.2 Abhängigkeit der Elektronenausbeute von der Probendicke

Die Spektren (c)–(e) zeigen einen immer größer werdenden Anteil an Photoelektronen, die das zeitliche Verhalten der Vorwärtsstreuamplitude aufweisen. Dieser ist im 9 μm-Spektrum (e) der dominierende Anteil, während er im 1,5 μm-Spektrum (c) nur eine kleine Rolle spielt. Abb. 3.11 zeigt die Abhängigkeit der unterschiedlichen Anteile als Funktion der Schichttiefe, aus der die Elektronen emittiert werden. Hier ist der zeitintegrale Elektronenfluß nach Gl. (2.56) mit den Werten $\eta = 1,22$, $\rho = 1,56 \cdot 10^{-3}$ und $\xi = 0,1$ aufgetragen. Die Einheiten der Abszisse entsprechen der Dicke von Eisenfolien mit einem Anreicherungsgrad von 95%. Dominierend bei kleinen Dicken ist der rückstoßfreie Anteil, während hier der photoelektrische Anteil vernachlässigbar ist. Mit zunehmender Tiefe fällt die rückstoßfreie Elektronenausbeute schnell ab und die Zahl der Photoelektronen steigt rapide an. Das Verhalten des Anteils der Konversionselektronen, die durch

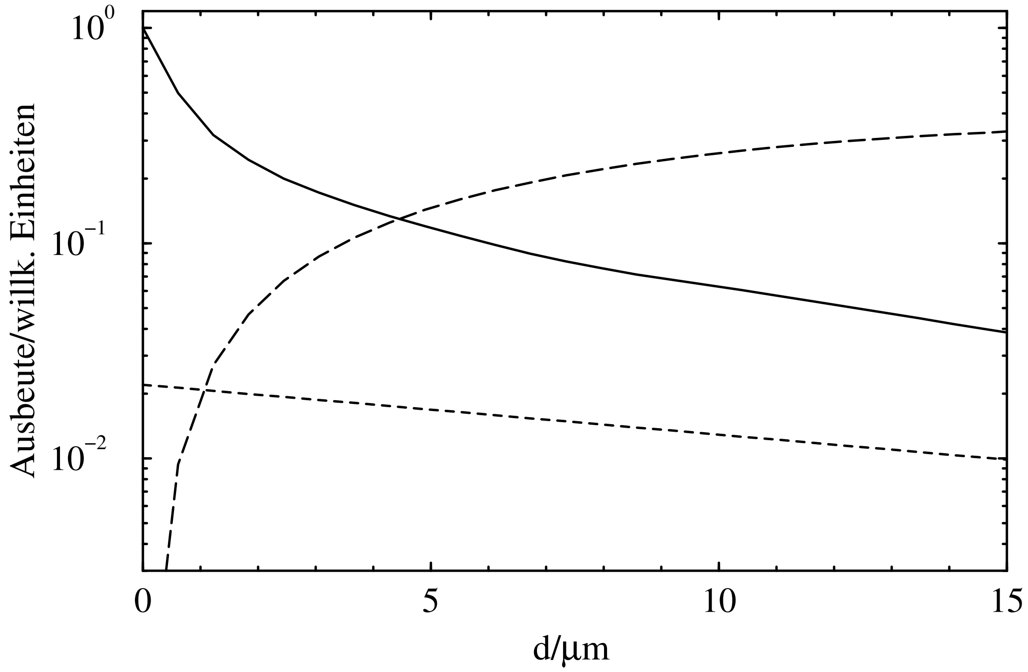

Abbildung 3.11: Zeitintegrale Elektronenausbeute in Abhängigkeit von der Schichtdicke, die sich vor derjenigen Schicht befindet, die die Elektronen emittiert. Die durchgezogene Linie stellt den rückstoßfreien Anteil, die kurzgestrichelte Linie denjenigen mit Rückstoß dar. Die langgestrichelte Kurve gibt den Anteil des Photoeffekts wieder. Alle Anteile wurden mit $\eta = 1,22, \rho = 1,56 \cdot 10^{-3}$ und $\xi = 0,1$ aus Gl. (2.56) berechnet. Die Abszisse bezieht sich auf Eisenfolien mit einem Anreicherungsgrad von 95%.

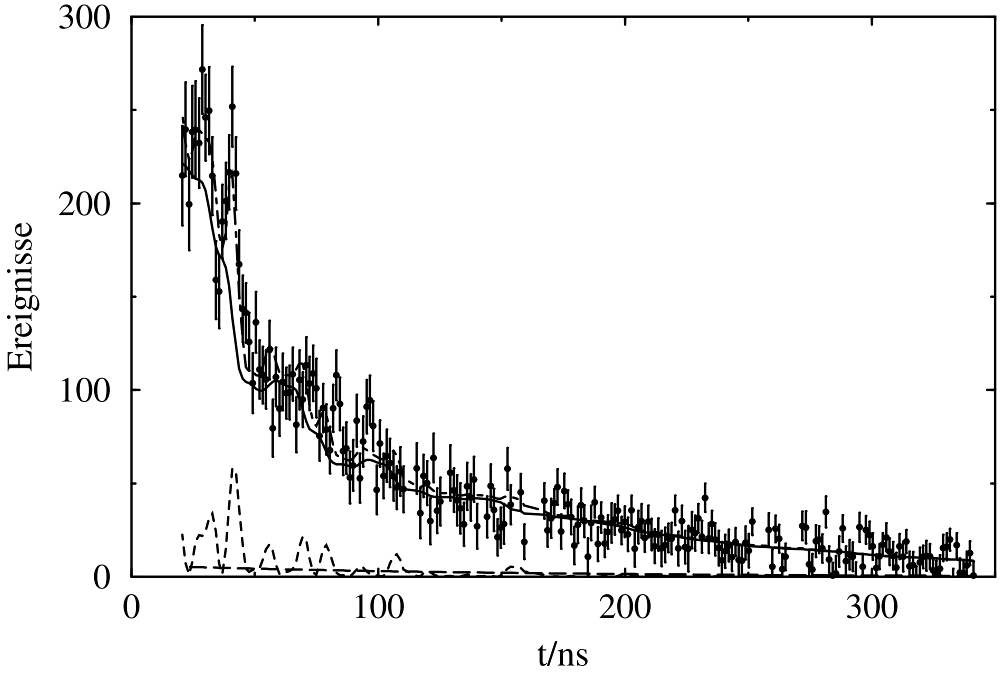

Abbildung 3.12: Zeitspektrum wie in Abb. 3.9 (c). Es sind die drei Anteile in derselben Art dargestellt wie in Abb. 3.11.

Absorption eines γ-Quants mit gleichzeitiger Erzeugung oder Vernichtung eines Phonons erzeugt werden, wird durch die normale, elektronische Absorption beeinflußt und fällt daher nur exponentiell mit der Schichttiefe ab. Dies hat folgenden Grund: Die effektive Dicke D_{eff} geht ausschließlich in die Vorwärtsstreuamplitude $\boldsymbol{A}$ ein, von der der zweite Term aus Gl. (2.56) jedoch nicht abhängt.

Das Verhalten läßt sich anschaulich auf folgende Weise erklären: Je tiefer der Strahl in das resonante Material eindringt, desto weniger γ-Quanten befinden sich im Energieband, die die Kernresonanz noch direkt anregen können. Schon nach wenigen μm sind alle Quanten mit der "richtigen" Energie absorbiert und eine nukleare Anregung kann nur noch mit gleichzeitiger Erzeugung oder Vernichtung von Phononen geschehen.

Als Beispiel, wie sich die Spektren aus den Anteilen zusammensetzen, ist in Abb. 3.12 noch einmal das Zeitspektrum nach der 1,5 μm dicken Folie dargestellt. In diesem Fall überwiegt der rückstoßfreie Anteil und der photoelektrische bewirkt zusätzliche Strukturen auf dem Spektrum. Wie sich anhand von Abb. 3.9 erkennen läßt, sind die Hauptstrukturen bei 30 ns und 40 ns bei noch dickeren Folien fast ausschließlich auf diesen Anteil zurückzuführen.

3.6.3 Vergleich mit anderen Messungen zur inkohärenten Kernstreuung von Synchrotronstrahlung

Neben den hier vorgestellten Elektronenspektren existieren ähnliche Messungen von J. Arthur et al. [ASvB+95], in denen die 6,4 keV Fluoreszenzstrahlung nachgewiesen worden ist. Die experimentelle Vorgehensweise war dieselbe, wie sie hier dargelegt wurde: In Abhängigkeit der Dicke einer vorgeschalteten, angereicherten ^{57}Fe-Edelstahlfolie wurde die Fluoreszenzstrahlung einer weiteren Folie desselben Materials vermessen. Die Messungen zeigen in Einklang mit der Theorie, daß die Quantenschwebungsstruktur der Vorwärtsstreuung gerade in Antiphase mit der Schwebungsstruktur desjenigen Fluoreszenzstrahlungsanteils ist, der nach Anregung ohne Phononenbeteiligung entsteht.

Zur Beschreibung des Zeitverhaltens der Fluoreszenzstrahlung kann wiederum die Gl. (2.56) herangezogen werden, die für die Elektronenemission hergeleitet wurde. Abb. 1.1 (g) zeigt, daß die Fluoreszenz direkt nach innerer Konversion auftritt. Weil die Umordnungszeiten in der Atomhülle im Vergleich zur Lebensdauer des Kernzustandes vernachlässigbar sind, kann dieselbe theoretische Beschreibung wie für die Elektronenemission angewendet werden. Es ist allerdings zu berücksichtigen, daß die 6,4 keV γ-Strahlung wesentlich geringere Absorption erleidet (18 μm Absorptionlänge in Fe) als die entstehenden Elektronen, so daß nahezu alle γ-Quanten der vorgeschalteten Folie (2 μm bzw. 4 μm) nachzuweisen sind. Dies macht im Gegensatz zu den Elektronenexperimenten eine Integration über die Dicke der Folie notwendig.

Die Messungen zeigen, daß beide Methoden dazu geeignet sind, den inkohärenten Prozeß (g) aus Abb. 1.1 zu beobachten. Dabei ist der Nachweis der γ-Strahlung wesentlich unkomplizierter und die Ausbeute ist höher, da auch γ-Quanten aus tieferen Schichten austreten. Gerade dies ist jedoch ein Nachteil bei Experimenten zum tiefenselektiven Zeitverhalten der unterschiedlichen Streukanäle. Weil Elektronen dagegen nur von einer sehr dünnen, oberflächennahen Schicht emittiert werden, ist für derartige Untersuchungen der Nachweis von Elektronen besser geeignet.

Kapitel 4

Phononenspektroskopie mit Konversionselektronen

Die Elektronenzeitspektren des vorhergenden Kapitels zeigen einen Beitrag, bei dem die Kernanregung unter Beteiligung von Phononen des Festkörpers geschieht. In diesem Kapitel wird beschrieben, wie dieser Effekt dazu benutzt werden kann, Phononenspektroskopie mit Konversionselektronen zu betreiben. Zum Einsatz kam dabei ein neuentwickelter Parallelplattenlawinenzähler (PPLZ). Die Experimente fanden an der Wiggler beam line BW4 an DORIS III statt.

4.1 Motivation zum Bau des PPLZ

Der im letzten Kapitel beschriebene MCP-Detektor eignet sich hervorragend zum Nachweis von Elektronen aus Folien und dünnen Schichten, die senkrecht durchstrahlt werden. Es besteht jedoch auch ein großes Interesse daran, Kristalle in Reflektion oder dünne Schichten auf einem Substrat untersuchen zu können, wenn also keine Transmission möglich ist. Dazu mußte ein anderer Detektortyp entwickelt werden, der diesen experimentellen Bedingungen genügt. Für winkelaufgelöste Messungen müssen die Ein- und Auslaßfenster für den Synchrotronstrahl entsprechend groß sein und der Detektor selbst darf eine gewisse Größe und Masse, abhängig von der Belastbarkeit des Goniometers, nicht überschreiten. Im folgenden sollen einige Gründe für wünschenswerte Reflektionsexperimente und die deshalb notwendige Neuentwicklung beschrieben werden.

Die Theorie der nuklearen Bragg-Streuung sowie auch die dazugehörigen Experimente zeigen, daß es unter bestimmten Umständen zu einem enhancement des γ-Kanals kommen kann (siehe Kapitel 1). Dieses Verhalten zeigen z.B. Bragg-Reflexe von Einkristallen [HT89, AK65a, Muz61]. Es kommt zu einem beschleunigten Zerfall, der eine kleinere Lebensdauer besitzt als die natürliche. Eine

Serie von Zeitspektren, die an unterschiedlichen Positionen innerhalb des Bragg-Reflexes gemacht wurden, zeigen, daß mit wachsendem Abstand zum kinematischen Bragg-Winkel die Lebensdauer sich der natürlichen immer mehr annähert [vBMG+87].

Es ist nun interessant, auch mit Konversionselektronen einerseits die Zeitspektren und andererseits die Ausbeute in Abhängigkeit vom Einfallswinkel in der Nähe des Bragg-Reflexes zu vermessen. Aus der gleichzeitigen Beobachtung von kohärentem γ-Kanal und inkohärentem Elektronenkanal könnte das Wechselspiel zwischen diesen beiden Kanälen, wie es im vorangegangenen Kapitel anhand der Vorwärtsstreuung als Funktion der Schichtdicke gemessen wurde, nun in Abhängigkeit vom Einfallswinkel beobachtet werden. A. M. Afanas'ev und Yu. Kagan [AK65b] zeigten in einer theoretischen Arbeit, daß es zu einer Unterdrückung des inelastischen Kanals kommt, wenn die Streugeometrie so gewählt wird, daß ein nuklearer Bragg-Reflex angeregt wird.

Als Kristalle kommen hier nur solche in Frage, die eine ausreichende Perfektion besitzen, um Bragg-Reflexe aufweisen zu können, und hinreichend groß sind. Zum Nachweis der nuklearen Streuung ist außerdem das Auftreten von reinen Kernreflexen nötig, um die Detektoren von der störenden nichtresonanten, elektronischen Intensität zu entlasten. Solche rein nuklearen Reflexe werden durch eine Überstruktur der resonanten Kerne im Kristall verursacht. Überstrukturen treten auf, wenn diese resonanten Kerne durch unterschiedliche Hyperfeinwechselwirkungen an verschiedenen kristallographischen Plätzen mehrere Untergitter bilden. Ein typisches Beispiel ist Yttriumeisengranat (YIG), das sieben Untergitter aufweist [Rüf85]. Der Nachteil dieser Kristalle ist jedoch, daß die relative Dichte der ^{57}Fe-Kerne selbst im Fall einer hohen Anreicherung nicht sehr groß ist. Wie aus den vorhergenden Experimenten schon bekannt ist, können Elektronen nur aus einer sehr dünnen Schicht entweichen, wohingegen γ-Quanten nur geringer Absorption unterliegen. Die an den zur Verfügung stehenden Synchrotronstrahlungsplätzen (F4 und BW4 an DORIS III) zu erwartende resonante Elektronenzählrate liegt dabei im mHz-Bereich.

Um für eine erste Untersuchung eine möglichst große resonante Zählrate zu erhalten, entschieden wir uns für eine dünne Schicht ^{57}Fe auf einem hochpolierten Si-Substrat. Bei sehr glatten Proben kommt es bei Winkeln, die kleiner sind als der sogenannte Grenzwinkel, zur Totalreflexion. Enthält die Schicht kernresonantes Material, zeigt gleichzeitig die Reflexionskurve der resonanten γ-Quanten bei diesem Grenzwinkel ein Maximum [BAR+94b, Bar94a]. Dieser Reflex kann als (0 0 0)-Bragg-Reflex interpretiert werden, so daß sich anhand dieses Reflexes das oben beschriebene Verhalten untersuchen läßt. Es gelang jedoch leider nicht, diesen Reflex nachzuweisen. Dennoch ist es mit dem Detektor gelungen, ein Zeitspektrum und ein Phononenspektrum aufzunehmen. Diese Experimente werden im folgenden beschrieben.

4.2 Experimenteller Aufbau

Abb. 4.1 zeigt den bei BW4 verwendeten Versuchsaufbau. Er unterscheidet sich von dem Aufbau, der für die dickenabhängigen Messungen bei CHESS benutzt wurde, im Prinzip nur dadurch, daß der MCP-Detektor durch den PPLZ ersetzt wurde. Der bei BW4 eingebaute Wiggler ist demjenigen an F2 von CHESS sehr ähnlich. Durch die geringere Energie der Positronen im Speicherring (4,5 GeV) und einen etwas uneffektiveren Vormonochromator war die für das Experiment zur Verfügung stehende Intensität um einen Faktor 3 . . . 5 kleiner. Es stellte sich während der Experimente jedoch heraus, daß der PPLZ nur eine Maximalzählrate von ca. 30 kHz verarbeiten konnte, was bei einer Ansprechwahrscheinlichkeit von ca. $7 \cdot 10^{-3}$ nur 4 MHz Primärintensität zuläßt, so daß der Strahlquerschnitt stark eingeengt werden mußte. Bei dieser reduzierten Primärintensität ergibt die Abschätzung der zu erwartenden resonanten Zählrate 0,8 Hz. Dabei wurde angenommen, daß eine dünne Schicht aus α-^{57}Fe eine integrale Streustärke von $4\,\Gamma_0$ besitzt, der Synchrotronstrahl auf 10 meV monochromatisiert wird und der PPLZ eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 0,1 für resonante Elektronen besitzt.

Der Grund für die geringe Maximalzählrate ist vermutlich die ungenügende Zufuhr von frischem Zählgas im Detektor (siehe Abschnitt 4.3). Es zeigte sich nämlich, daß der Detektor nach Öffnen des beam shutters für kurze Zeit eine erhöhte Zählrate lieferte, die dann langsam auf den oben genannten Wert abfiel. Offensichlich war auch die gleichzeitige Abnahme der Signalhöhe der Detektorpulse. Diese fielen unter die Nachweisgrenze von 5 mV, wenn die oben genannte Maximalzählrate überschritten wurde.

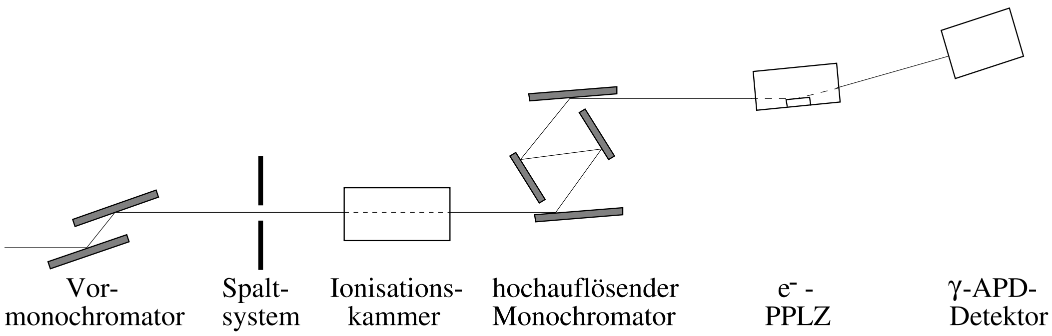

Abbildung 4.1: Experimenteller Aufbau am BW4-Meßstand an DORIS III. Die Anordung unterscheidet sich von der in Abb. 3.5, nur darin, daß der MCP-Detektor in diesem Experiment durch den PPLZ ersetzt wurde.

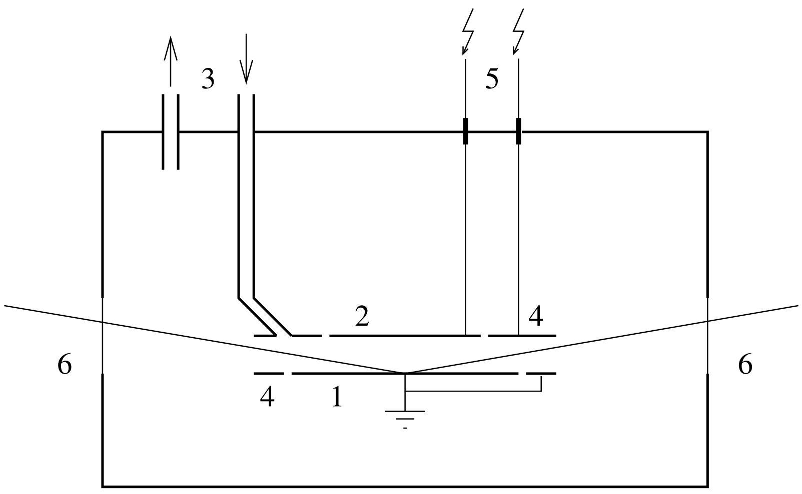

Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des PPLZ. Die ^{57}Fe-Schicht als Kathode (1) liegt auf Massepotential, während die Anode (2) mit positiver Hochspannung versorgt wird. Beide sind zum Ableiten von vagabundierenden Ionen und Elektronen mit Guardringen (4) versehen. (3) und (5) bezeichnen die Durchführungen für die Gasversorgung und die Hochspannung. Die Kaptonfenster (6) des Detektors sind so angebracht, daß der Strahl in einem Winkelbereich von $0 \ldots 20°$ auf die Kathode treffen und wieder austreten kann. Ein weiteres Paar Fenster ist unter $90°$ zu dem dargestellten eingebaut.

4.3 Der Aufbau des Detektors

Auch bei diesem Detektor möchte ich mich nur auf die wichtigsten Eigenschaften beschränken. Detailliertere Beschreibungen über die Wirkungsweise und die Konstruktion sind bei N. Wiele [Wie94] und S. Bode [Bod92] nachzulesen. Die Funktionsweise eines PPLZ beruht auf der Vervielfachung eines Elektrons durch Stöße mit Gasmolekülen. In einem ausreichend starken elektrischen Feld kommt es zu einem lawinenartigen Anwachsen einer Elektronenwolke (Avalanche-Effekt). Im Gegensatz zum MCP-Detektor ist der PPLZ daher mit einem geeigneten Zählgas gefüllt, das im allgemeinen aus einem Gemisch verschiedener Gase besteht. Es ist von äußerster Wichtigkeit, daß das Zählgas eine sogenannte Löschkomponente enthält, die nach dem Verarbeiten der Lawine die entstandenen Ladungen wieder neutralisiert und damit die Lawine abbricht. Es kommt sonst zu einem immer weiteren Anwachsen der Elektronenwolke, was schließlich zu Überschlägen führt. In unserem Fall wurde als Zählgas reines Aceton bei 30 mbar Betriebsdruck benutzt, welches selbstlöschend ist. Nach einigen erfolglosen Experimenten im statischen Betrieb mit einem Gasvorratsbehälter wurde der Detektor später ausschließlich im kontinuierlichen Gasaustauschmodus betrieben. Dabei ist es wichtig, daß im-

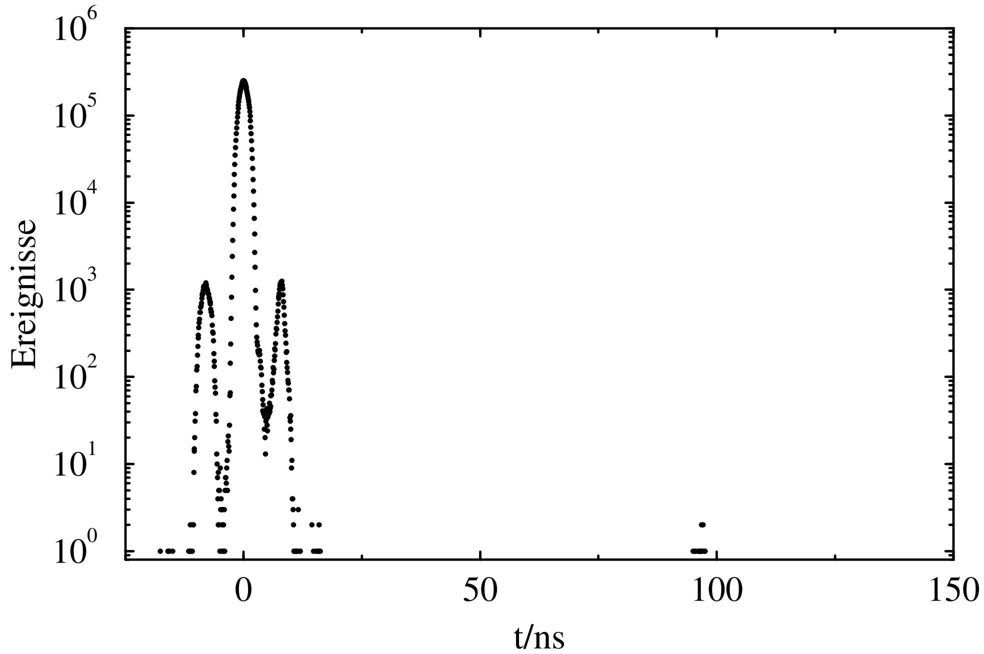

Abbildung 4.3: Nichtresonantes Zeitspektrum des PPLZ. Das Spektrum zeigt den geringen Rauschuntergrund des Detektors. Das Verhältnis von prompter Intensität zu Untergrund ist besser als 10^6. Deutlich sichtbar sind zwei Nebenbunche bei ± 8 ns.

mer ausreichend frisches Gas in den empfindlichen Bereich zwischen Anode und Kathode gelangt, was im statischen Betrieb nicht gewährleistet ist. Wie schon im letzten Abschnitt erwähnt, besteht die Vermutung, daß jedoch das Austauschvolumen bzw. der Gasdurchsatz nicht ausreichte, um die gesamte Intensität der einfallenden Strahlung verarbeiten zu können. Prinzipiell sollte es allerdings möglich sein, die Detektorkonstruktion dahingehend abzuändern, daß genügend frisches Acetongas in den sensitiven Bereich zwischen Anode und Kathode gelangt.

Abb. 4.2 zeigt eine Prinzipskizze des verwendeten Detektors. Er enthält den zu untersuchenden Kristall als Kathode und eine Anode, die beide mit Guardringen umgeben sind, um vagabundierende Ionen und Elektronen abzuleiten, die aus dem Detektorvolumen in die sensitive Zone zwischen Anode und Kathode wandern. Der Abstand zwischen ihnen beträgt $1 \ldots 2$ mm. Dabei dürfen beide Elektroden und auch deren Halterungen keine Spitzen aufweisen, um keine Überschläge zu produzieren. Die Hochspannungszuführung geschah über einen ladungsempfindlichen Verstärker, der gleichzeitig das Anodensignal kapazitiv auskoppelt. Er besitzt einen Energieausgang, dessen Signale Pulshöhen besitzen, die proportional zur Zahl der nachgewiesenen Elektronen sind, sowie einen timing-Ausgang, der sehr kurze Signale liefert, wie sie für die Aufnahme von Zeitspektren benötigt werden. Desweiteren besitzt der Detektor ein System zur Gasversorgung, welches das Volumen zwischen den Elektroden mit frischen Gas versorgt.

Vier Kaptonfenster dienen dem Strahlein- und -auslaß. Sie sind so angebracht, daß der Strahl in einem Winkelbereich von $0 \ldots 20°$ einfallen und auch wieder austreten kann. Dies ist zur genauen Positionierung des Detektors notwendig und ermöglicht die gleichzeitige Messung der gestreuten γ-Strahlung.

Die wichtigsten Eigenschaften dieses Detektors sind:

- geringe Ansprechwahrscheinlichkeit für Photoelektronen von ca. $7 \cdot 10^{-3}$ bei gleichzeitiger Nachweiswahrscheinlichkeit für Konversionselektronen von ca. 0,1,
- sehr geringer Rauschuntergrund von 0,01 Hz in einem Zeitfenster von $20 \ldots 170$ ns nach der Prompten und damit ein gutes Signal/Untergrundverhältnis von mehr als 10^6,
- eine Zeitauflösung von ca. 2 ns verbunden mit einem steilen Abfall der Prompten um fünf Größenordnungen innerhalb von $6 \ldots 8$ ns,
- mittlere Lawinengröße von ca. 10^6 Elektronen bei einem Zählgasdruck von $30 \ldots 50$ mbar und einem Elektrodenabstand von ca. 1 mm.

Abb. 4.3 zeigt ein Zeitspektrum des PPLZ, das mit einer nichtresonanten Kathode bei einer Zählrate von 15 kHz aufgenommen wurde. Es zeigt deutlich, daß das Verhältnis von prompter Intensität zum Untergrund besser als 10^6 ist. Dieses Verhalten des Detektors erlaubt es, auch bei geringer resonanter Zählrate Spektren nahezu untergrundfrei aufzunehmen. Die Abbildung zeigt außerdem zwei Fehlfüllungen des Speicherrings, deren zeitliche Lage relativ zur Hauptfüllung ± 8 ns beträgt.

4.4 Elektronische Charakterisierung der α-^{57}Fe-Schicht

Die verwendete α-^{57}Fe-Schicht auf einem Siliziumsubstrat wurde durch ein Hochfrequenzsputterverfahren aufgebracht. Dieses Verfahren hat den großen Vorteil, daß dünne Schichten mit ausreichend homogener Dicke hergestellt werden können. Die aufgesputterte Schichtdicke von ca. 60 nm wurde so gewählt, daß nahezu alle erzeugten Konversionselektronen auch aus der Schicht austreten konnten.

Von entscheidender Wichtigkeit ist eine möglichst glatte Oberfläche, um einerseits keine Überschläge im PPLZ zu produzieren und andererseits eine hohe Reflektivität zu erreichen [Röh94]. Zwei Arten von Rauhigkeit spielen hier eine Rolle: die langwellige und die kurzwellige. Es wurden daher hochpolierte Siliziumscheiben

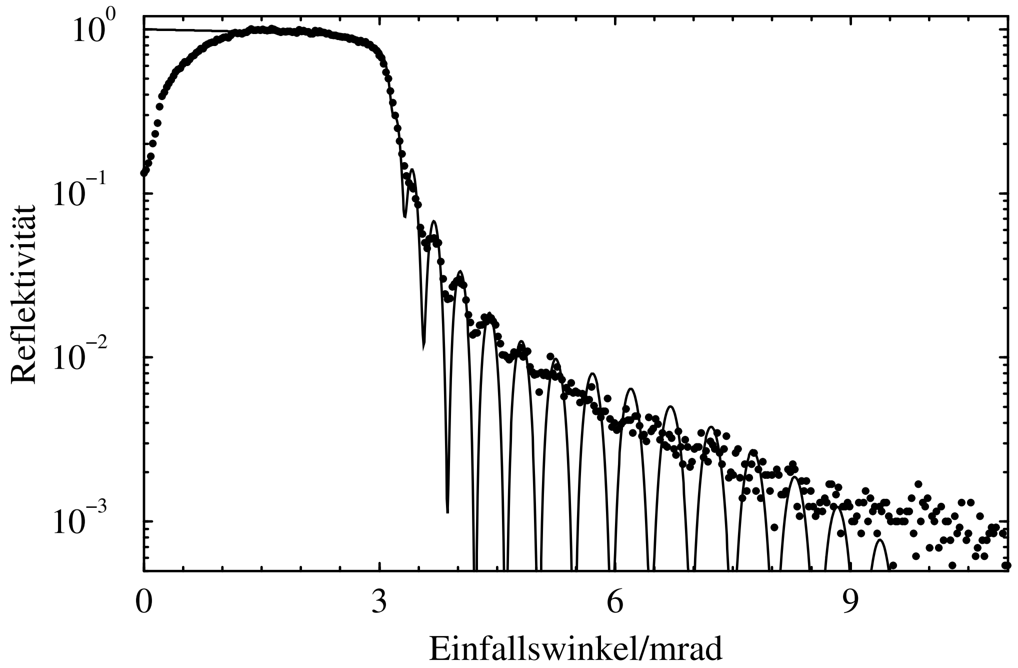

Abbildung 4.4: Rockingkurve einer 60 nm-Schicht α-^{57}Fe auf poliertem Silizium. Die durchgezogene Linie ist eine Simulation mit den Parametern aus Tabelle 4.1.

mit einem Durchmesser von 3 cm bei der Fa. Holm bestellt, die eine langwellige Rauhigkeit von maximal 250 nm und eine kurzwellige von nur wenigen Å besitzen sollten. Zur Kontrolle der ersteren, bestand die Möglichkeit die Kristallscheiben mit einem Interferometer zu untersuchen. Die kurzwellige Rauhigkeit läßt sich anhand einer Simulation der Rockingkurve bestimmen. Eine Messung dieser Rockingkurve bei streifendem Einfall an einem Röntgendiffraktometer [Ber89] zeigt Abb. 4.4. Zur Untersuchung wurde Mo-K_α-Strahlung mit einer Energie von 17,48 keV verwendet.

Die durchgezogene Kurve in Abb. 4.4 ist eine Simulation mit den in Tabelle 4.1 angegebenen Parametern. Für die Simulation des Spektrums wurden drei Schichten sowie drei Grenzflächenrauhigkeiten angenommen [Röh88]. Das Schichtsy-

Material	rel. Dichte	Rauhigkeit in Å	Dicke in Å
Fe	0,75	6	48
Fe	0,97	5	575
Si	1	5	∞

Tabelle 4.1: Parameterwerte für die Simulation der durchgezogenen Kurve in Abb. 4.4.

stem besteht aus dem Si-Substrat, einer 575 Å dicken ^{57}Fe-Schicht mit einer relativen Teilchendichte von nahezu eins, was der natürlichen Dichte von Fe als Festkörper entspricht, und einer weiteren Fe-Schicht mit geringerer Dichte. Diese letzte Schicht kann als eine Oxidschicht interpretiert werden, in der die relative Dichte des Eisen gegenüber der natürlichen Dichte im Festkörper reduziert ist. Der Grund für die wenig ausgeprägten Minima der Rockingkurve ist in der Schichtdickenvariation zu sehen, die in der benutzten Theoriefunktion nicht berücksichtigt wird.

Weil die Rauhigkeit der Schicht hinreichend gut erschien, bestand zunächst die Hoffnung, daß sie einen nuklearen Reflex aufweisen könnte. Die Messungen konnten jedoch diese Erwartungen nicht bestätigen. Ein Grund dafür mag die beschränkte Primärintensität sein. Aus Zeitmangel mußte auf eine weitergehende Untersuchung dieses Problems verzichtet werden.

4.5 Zeitabhängige Messung

Nach dem Auffinden der Resonanzenergie wurde zunächst ein Zeitspektrum der α-^{57}Fe-Schicht aufgenommen, das in Abb. 4.5 dargestellt ist. Sie wurde unter einem Anstellwinkel von 1° dem Synchrotronstrahl ausgesetzt. Die resonante Zählrate betrug ca. 1 Hz, so daß dieses Spektrum in einer Meßzeit von ungefähr acht Stunden zustande kam. Wie oben schon beschrieben wurde, erlaubte es der Detektor nicht, durch eine erhöhte Primärintensität die Zählrate verzögerter Ereignisse zu verbessern.

Wegen des kleinen Anstellwinkels ist die vom Strahl durchdrungene Schichtdicke von ca. 3,4 μm sehr viel größer als die im vorhergehenden Abschnitt bestimmte Dicke von ca. 600 Å. Im Gegensatz zu den senkrecht durchstrahlten μm-Folien in den Experimenten zur Zeitabhängigkeit der Elektronenemission, wie sie in Kapitel 3 beschrieben wurden, können in diesem Experiment nahezu alle erzeugten Elektronen austreten. Dadurch kommt es zu einer inkohärenten Überlagerung von Zeitspektren, bei denen die Elektronen aus sehr unterschiedlichen Tiefen stammen. Dies führt zu einer Verschmierung der zu erwartenden Schwebungsstrukturen der verzögerten Photoelektronen. Der Hauptbeitrag bei Schichtdicken, die kleiner als 3 μm sind, rührt jedoch von den Konversionselektronen her, die nach rückstoßfreier Absorption emittiert werden, wie es Abb. 3.11 zeigt. Aus Abb. 3.12 ist ersichtlich, daß dieser Anteil nur eine sehr schwach ausgeprägte Struktur aufweist. Aus diesen Gründen lassen sich im Zeitspektrum Abb. 4.5 keine signifikanten Strukturen erkennen.

Zur Auswertung des Spektrums wurde dieselbe Theoriefunktion benutzt, wie für die Spektren mit den dünnen Folien (s. Abb. 3.9 (a) und (b)). Diese Simulation

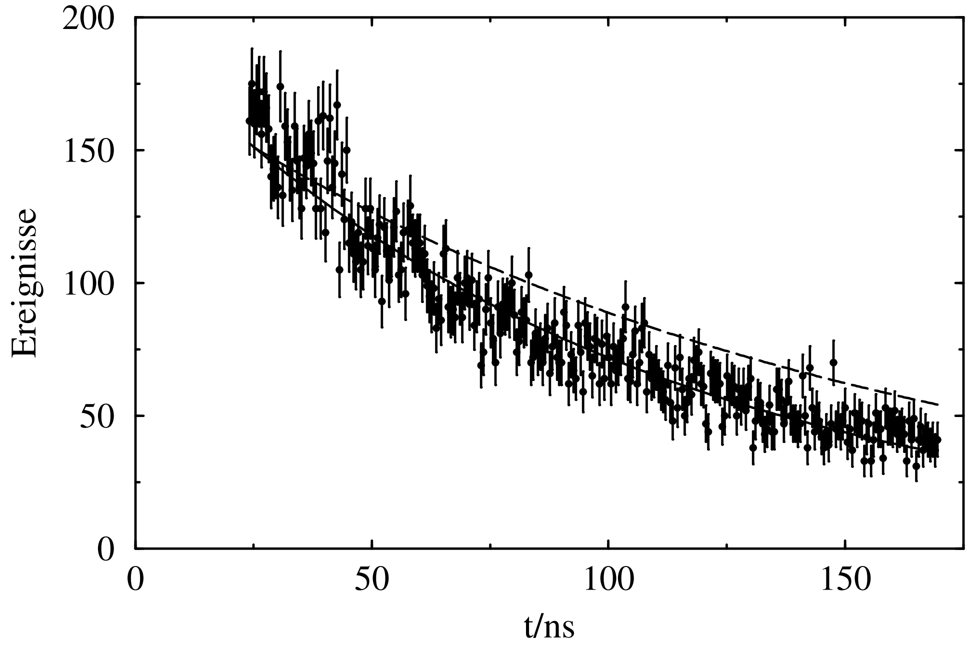

Abbildung 4.5: Elektronenzeitspektrum einer 58 nm-Schicht α-^{57}Fe auf poliertem Silizium bei einem Einfallswinkel von 1°. Die durchgezogene Linie ist eine Simulation nach den Gleichungen aus Abschnitt 2.6.3 und die gestrichelte Kurve ist reine Exponentialfunktion mit natürlicher Lebensdauer.

ist in Abb. 4.5 als durchgezogene Linie eingezeichnet. Für die effektive Dicke ergab sich dabei ein Wert von $D_{\text{eff}} = 4,2$, was einer Schichtdicke von ca. 250 nm entspricht, und für den Parameter, der die Breite des einfallenden Energiebandes beschreibt, ein Wert von $\rho = 0,1$. Es wurde oben schon angedeutet, daß eigentlich eine Integration über die gesamte Schichtdicke von $0\ldots3,4\,\mu$m auszuführen ist. Dies ist in dem CONUSS-Zusatzmodul zur Auswertung von Elektronenzeitspektren noch nicht vorgesehen, allerdings läßt sich die für die Simulation angenommene Dicke von 250 nm als die Schichttiefe interpretieren, aus der die Elektronen im Mittel nach der Integration stammen. Zum Vergleich ist auch eine reine Exponentialfunktion mit natürlicher Lebensdauer in der Abbildung eingezeichnet. Wie zu erwarten war, beschreibt diese jedoch das zeitliche Verhalten nicht korrekt.

4.6 Messung der energieabhängigen Elektronenausbeute

Der hier untersuchte inelastische Kanal resultiert aus der Beteiligung der Phononen des Festkörpers während des resonanten Absorptionsprozesses bei der

Kernanregung. Dieser Effekt läßt sich daher dazu benutzen, das Phononenspektrum zu vermessen. Mittlerweile gibt es schon einige Arbeiten, welche hierzu die inkohärenten Fluoreszenz-γ-Quanten verwenden, die aus dem Prozeß (g) der Abb. 1.1 herrühren [STA$^+$95, CRG$^+$95]. Aus diesen Spektren lassen sich, wie W. Sturhahn et al. zeigen, die partiellen Zustandsdichten der Phononen bestimmen. Mit partiell ist hier gemeint, daß durch die alleinige Sensitivität auf mößbauerresonante Kerne nur die Zustandsdichten an den Gitterplätzen dieser Sondenkerne bestimmt werden. Es ist jedoch natürlicherweise genauso möglich, die Konversionselektronen für derartige Experimente zu benutzen. Abb. 4.6 zeigt ein mit dem PPLZ gemessenes Phononenspektrum der aufgesputterten α-^{57}Fe-Schicht zusammen mit dem Spektrum einer α-^{57}Fe-Folie, das von W. Sturhahn et al. mit der PHOENIX-Methode[1] gemessen wurde [STA$^+$95].

Für die Aufnahme solcher Spektren bedient man sich der besonderen Eigenschaft der nuklearen Streuung, daß diese nämlich verzögert geschieht. Alle Ereignisse, die nicht wie die elektronische Streuung unverzögert auftreten, sind resonante Ereignisse, wenn man von den verzögerten Photoelektronen absieht, die bei dünnen Schichten noch vernachlässigbar sind. Es ist also möglich, durch ein geeignet gesetztes Zeitfenster die resonant von den nichtresonant erzeugten Elektronen zu diskriminieren. Dieses Zeitfenster wurde im vorliegenden Fall von 25 bis 170 ns gesetzt. Die Grenzen ergeben sich einerseits durch den Abstand aufeinanderfolgender Synchrotronstrahlungspulse und anderseits durch die endliche Zeitauflösung des Detektors. Zusätzlich war es auch in diesem Experiment notwendig, auf Fehlfüllungen Rücksicht zu nehmen. Variiert man nun die einfallende γ-Energie mit Hilfe des durchstimmbaren hochauflösenden Monochromators, ergibt sich ein solches Spektrum.

Das Spektrum zeigt zunächst das ohne Wechselwirkung mit Phononen erzeugte Maximum bei der Resonanzenergie. Darunter liegt die breitere Energieverteilung von Ereignissen, an denen Phononen beteiligt waren. Ein Ereignis, welches nicht bei der Resonanzenergie liegt, kann nur dadurch entstehen, daß ein γ-Quant mit "falscher" Energie von einem Kern resonant absorbiert wird bei gleichzeitiger Erzeugung oder Vernichtung ein oder mehrerer Gitterschwingungsquanten. Für eine detaillierte Auswertung des Spektrums ist die vorhandene Qualität der Messung nicht ausreichend. Jedoch liegt im Falle von α-Eisen eine detaillierte Bestimmung eines sehr genau vermessenen Phononenspektrums vor, das aus einem Spektrum von inkohärenten γ-Quanten abgeleitet wurde [STA$^+$95] und in Abb. 4.6 als durchgezogene Kurve dargestellt ist.

Der Vergleich der beiden Spektren zeigt, daß sie im Rahmen des Fehlers übereinstimmen. Für einen genaueren Vergleich ist jedoch ein Konversionselektronen-Phononenspektrum mit besserer statistischer Qualität notwendig. Unterschiede

[1] PHOnon Excitation by Nuclear Inelastic scattering of X rays

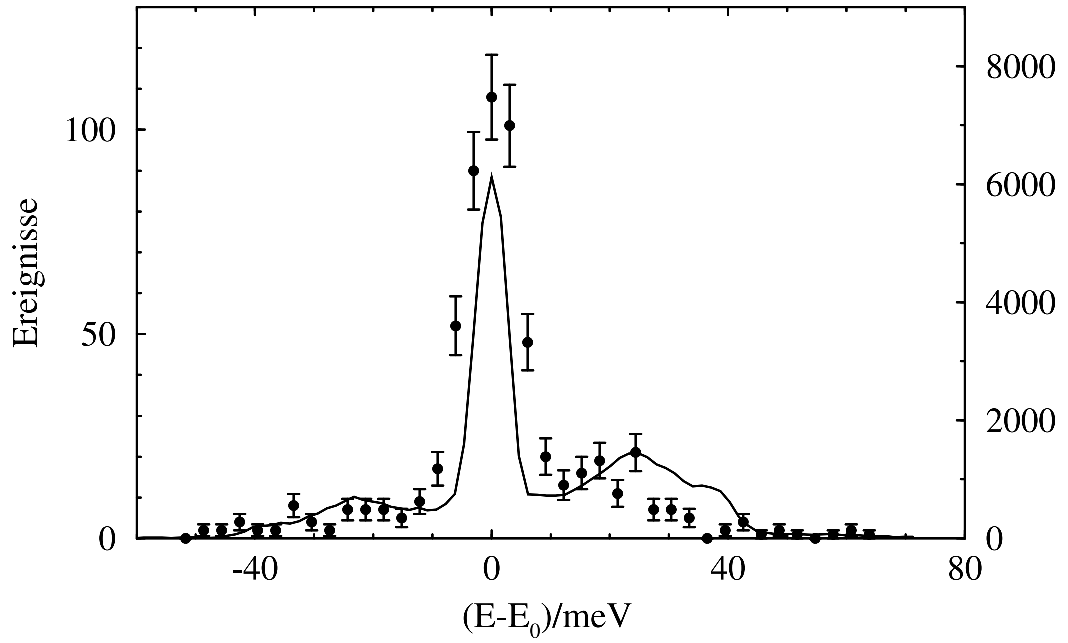

Abbildung 4.6: Spektrum der energieabhängigen Elektronenausbeute einer 58 nm α-^{57}Fe-Schicht. Es sind die resonanten Ereignisse (Punkte mit Fehlerbalken, linke Skala) in 15 s in einem Zeitfenster von 25 ... 170 ns nach der Anregung als Funktion von der Abweichung von der Resonanzenergie aufgetragen. Zum Vergleich ist das Spektrum einer α-^{57}Fe-Folie dargestellt (durchgezogene Kurve, rechte Skala), das mit der PHOENIX-Methode aufgenommen wurde.

in den beiden Spektren könnten auftreten, weil Elektronen nur aus einer dünnen Oberflächenschicht austreten, γ-Fluoreszenzquanten jedoch auch aus größeren Tiefen emittiert werden. Falls erreicht werden kann, daß auch bei hoher Strahlintensität Elektronenmessungen möglich sind, dann ist diese Methode gerade für dünne Proben sehr gut geeignet.

Die Intensitäten im Maximum bei der Resonanzenergie unterscheiden sich geringfügig. Hierfür gibt es zwei Gründe. Prinzipiell spiegelt ein solches Spektrum das Verhältnis von Konversionselektronen bzw. γ-Fluoreszenzquanten, die nach Absorption mit Rückstoß entstehen, und solchen wider, die nach rückstoßfreier Absorption emittiert werden. Die beiden Anteile zeigen, wie in Kapitel 3 beschrieben wurde, ein unterschiedliches Zeitverhalten. Deshalb wird dieses Verhältnis von der Größe und zeitlichen Lage des Zeitfensters beeinflußt, in dem die verzögerten Ereignisse gezählt werden. Der zweite Grund ist in der nichtvorhandenen Energieauflösung des PPLZ zu sehen. Verzögerte Photoelektronen mit 14,4 keV werden von diesem Detektor ebenso nachgewiesen, wie die Konversionselektronen mit geringerer Energie.

Auffällig ist außerdem, daß die Breite der beiden Kurven in Abb. 4.6, die allein von der Energieauflösung des hochauflösenden Monochromators bestimmt wird, unterschiedlich ist. Daraus läßt sich der Schluß ziehen, daß der in dem Konversionselektronenexperiment benutzte Monochromator nicht die theoretische Auflösung von 6 meV erreicht, sondern ein Energieband von ca. 10 meV liefert.

Abschließend ist anzumerken, daß der PPLZ-Detektortyp sich gut für die in Abschnitt 4.1 vorgeschlagenen Experimente eignet, wenn es gelingt, den PPLZ dahingehend zu verbessern, daß er eine höhere Intensität verarbeiten kann. An intensiveren Synchrotronstrahlungsquellen, wie ESRF oder APS, wäre es dann möglich, selbst noch dünnere Schichten mit resonantem Material phononenspektroskopisch zu untersuchen. Für nichtleitende Materialien ist zu berücksichtigen, daß in diesem Fall eine dünne leitende Schicht zum Ladungsausgleich für die austretenden Elektronen aufzutragen ist. Eine weitere Verbesserung ist die Konstruktion eines hochauflösenden Monochromators, der ein Energieband von 1 meV liefern wird. Neben der besseren Auflösung wird damit die Primärintensität um einen Faktor 10 gegenüber dem in dem vorgestellten Experiment benutzten Monochromator reduziert.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der inkohärente Konversionselektronenkanal beim ^{57}Fe mit Synchrotronstrahlung untersucht. Es ging dabei insbesondere um die Frage, wie in diesem Kanal die Intensität als Funktion der Zeit verläuft und welche Mechanismen hierbei eine Rolle spielen. Zu diesem Zweck wurden zwei Elektronendetektoren mit guter Zeitauflösung und geringem Untergrund entwickelt. Mit diesen Detektoren wurden einerseits zeitdifferentielle Messungen durchgeführt, um die Dickenabhängigkeit der zeitlichen Entwicklung der Elektronenausbeute zu bestimmen. Andererseits wurde in einem Demonstrationsexperiment gezeigt, daß es mit Hilfe des inkohärenten Konversionselektronenkanals möglich ist, Phononenspektren einer dünnen ^{57}Fe-Schicht aufzunehmen.

Die zeitdifferentiellen Messungen wurden an ^{57}Fe-Folien unterschiedlicher Dicke durchgeführt, die teilweise in den Elektronendetektor eingebaut waren. Dazu wurde ein Detektor mit Micro Channel Plates entwickelt. Das wichtigste Ergebnis der zeitdifferentiellen Messungen ist die Tatsache, daß die Spektren sich aus drei Beiträgen zusammensetzen:

- Konversionselektronen, die nach Absorption eines γ-Quants ohne Beteiligung eines Phonons emittiert werden,
- Konversionselektronen, die nach Absorption eines γ-Quants mit gleichzeitiger Erzeugung oder Vernichtung von Phononen erzeugt werden und
- verzögerte Photoelektronen.

Das Verhältnis der drei Beiträge ist je nach Dicke der untersuchten Schicht sehr unterschiedlich. Bei geringen Dicken dominiert der erste Anteil, während der Photoelektronenanteil als Ausdruck der γ-Vorwärtsstreuamplitude mit zunehmender Dicke schnell ansteigt. In den Spektren macht sich dieses Verhalten durch das

Auftreten von Quantenschwebungen bemerkbar. Der Anteil von Konversionselektronen nach γ-Absorption unter Beteiligung von Phononen ist direkt proportional zur energetischen Breite des einfallenden Strahles, solange diese geringer ist als der Energiebereich, den das Phononenspektrum abdeckt.

Dieser Anteil ist dafür verantwortlich, daß die Kernresonanz auch dann angeregt werden kann, wenn das einfallende Energieband die Resonanzenergie gar nicht enthält. Dieser Effekt hat die Möglichkeit eröffnet, Phononen auf relativ einfache Weise durch Variation der Einfallsenergie zu spektroskopieren. Ein solches Phononenspektrum einer dünnen ^{57}Fe-Schicht auf einem Si-Substrat wurde mit einem Parallelplattenzähler aufgenommen. Es zeigt prinzipell dasselbe Verhalten wie die Spektren, die mit inkohärenten γ-Quanten aufgenommen wurden. Für einen detaillierten Vergleich ist jedoch die Qualität der Messung nicht ausreichend.

Für die Zukunft sind einige Verbesserungen vorstellbar. Die zeitaufgelösten Messungen mit ^{57}Fe-Folien werden sich wesentlich besser auswerten lassen, wenn sowohl die externen Folien als auch die eingebaute Folie definierte magnetische Orientierungen aufweisen. Die dazu notwendigen Magneten müssen für eine vollständige Ausrichtung der magnetischen Momente in den Folien ausreichend stark sein. Dies ist für die externen Folien relativ leicht erreichbar und für die interne ist ein Magnet schon gefertigt worden. Ein Problem wird der Einfluß des Magnetfeldes im Detektor auf die Flugbahnen der Elektronen sein. Da die Flugstrecken jedoch nur sehr kurz sind, besteht die berechtigte Hoffnung, daß die Zeitauflösung nicht zu stark beeinträchtigt wird.

Synchrotronstrahlungsquellen der neuesten Generation lassen eine um einen Faktor 1000 erhöhte resonante Intensität erwarten. Undulatorstrahlen haben den großen Vorteil, eine geringe Divergenz sowohl horizontal als auch vertikal zu besitzen. Dies wird sich vorteilhaft für beide Detektortypen auswirken. Beim MCP-Detektor, der nur einen kleinen Strahl akzeptieren kann, könnte nun die gesamte Intensität genutzt werden. Bei allen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten an Ablenkmagneten und Wigglerstrahlen konnte von der vollen Strahlbreite von ca. 20 mm nur 2 mm genutzt werden. Aufgrund der erhöhten Intensität ließen sich dann die Experimente mit einer sehr dünnen internen Folie durchführen, um so wenig Photoelektronen wie möglich zu produzieren. Schließlich sollte es dann aufgrund der gesteigerten Primärintensität auch möglich sein, einen Interferenzterm zwischen Konversionselektronen und Photoelektronen zu beobachten.

Als weiteren Schritt zum Verständnis des Wechselspiels zwischen kohärentem und inkohärentem Kanal kann an einem Undulatorstrahl der PPLZ-Detektor mit einem Einkristall, wie z. B. YIG, eingesetzt werden. Wie im letzten Abschnitt schon beschrieben wurde, war es die Intention, mit diesem Detektortyp gerade dies zu untersuchen, indem man die Ausbeute an Konversionselektronen mit der in einen Braggkanal gestreuten γ-Intensität ins Verhältnis setzt und dieses Verhältnis dann in Abhängigkeit vom Einfallswinkel beobachtet. Es muß dabei jedoch berücksichtigt werden, daß Nichtleiter wie YIG mit einer leitenden Schicht überzogen werden müssen, um die fehlende Ladung nachliefern zu können. Diese wiederum reduziert die Konversionselektronenausbeute erheblich.

Schließlich bliebe noch zu überprüfen, ob die Phononenspektren von inkohärent gestreuten γ-Quanten und Konversionselektronen identisch sind. Dazu bedarf es jedoch einer besseren Qualität der Elektronenspektren. Diese Messungen könnten z. B. mit dem MCP-Detektor an einer der neuen Synchrotronstrahlungsquellen durchgeführt werden.

Anhang A

Konversionskoeffizient und ^{57}Fe-Parameter

A.1 Bestimmung des Konversionskoeffizienten

Zur Bestimmung des Konversionskoeffizienten ist es notwendig, das Verhältnis der Austrittswahrscheinlichkeiten von Elektronen zu Photonen aus einem gebundenen, einzelnen Kern zu berechnen. Dieses Streuproblem wird zum Beispiel von J. P. Hannon und G. T. Trammell [HT68, HT69] sowie W. Sturhahn [Stu91] behandelt. Ich fasse mich an dieser Stelle deshalb kurz.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron pro Zeiteinheit und Raumwinkelsegment zu beobachten, wurde schon im Hauptteil bestimmt, siehe Gleichung 2.40. Zur Berechnung der Photonenaustrittswahrscheinlichkeit geht man zweckmäßigerweise vom gestreuten Photonenfeld aus. Dies ist gegeben durch:

$$A_\mu(x) = -\frac{\mathrm{i}}{c^2}\int \delta_+(x-x')\, N_{\mu\nu}(x',x'')\, A_0^\nu(x'')\, \mathrm{d}^4x'\, \mathrm{d}^4x''. \tag{A.1}$$

Begibt man sich nun in das Schwerpunktssystem des Atoms und führt eine Fouriertransformation der drei Raumkomponenten durch, so erhält man für das gestreute Feld den folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned} A_\mu(x) = -\,\frac{\mathrm{i}}{c^2}\int & e^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\boldsymbol{x}}\, e^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\mathbf{r}(x_4'')}\, \tilde{\delta}_+^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{k}, x_4 - x_4')\, \tilde{N}_{\mu\nu}^{\mathrm{cms}}(\boldsymbol{k}, x_4'; -\boldsymbol{k}', x_4'')\,\cdot \\ & \cdot\, e^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}'\mathbf{r}(x_4'')}\, \tilde{A}_0^\nu(\boldsymbol{k}', x_4'')\, \frac{\mathrm{d}^3k\, \mathrm{d}^3k'\, \mathrm{d}x_4'\, \mathrm{d}x_4''}{(2\pi)^6}. \end{aligned} \tag{A.2}$$

Der Kernstreuoperator $\tilde{N}_{\mu\nu}^{\mathrm{cms}}$ ist dabei genauso definiert wie in Gl. (2.28). Das einfallende Photonenfeld $\tilde{A}_0^\nu$ kann aufgrund der kleinen Kerndimensionen als ebene

Welle angenommen werden:

$$\tilde{A}_0^\nu(\boldsymbol{k}', x_4'') = (2\pi)^3 \int \frac{dk_4'}{2\pi}\, \delta^3(\boldsymbol{k}' - k_4'\hat{\boldsymbol{k}}_0)\, \tilde{a}_0^\nu(k_4')\, e^{-\mathrm{i}k_4' x_4''}. \tag{A.3}$$

Einsetzen dieses Ausdrucks in Gl. (A.2) mit anschließenden Variablensubstitutionen $y_4 = x_4' - x_4''$ und $y_4' = x_4 - x_4''$ sowie Integration über y_4' führt zu folgendem Ergebnis für die Matrixelemente des gestreuten Photonenfeldes:

$$\begin{aligned} A_\mu^{fi}(x) = -\mathrm{i}e^{\mathrm{i}(\omega_{fi}+\epsilon_{fi})x_4/c} \int \frac{\mathrm{d}k_4'}{2\pi}\, e^{-\mathrm{i}k_4' x_4} \sum_{nN} L_{ni}(-k_4'\hat{\boldsymbol{k}}_0) \int_0^\infty \mathrm{d}y_4\, e^{-\Lambda y_4/c}\, e^{\mathrm{i}(ck_4' - \omega_{fi} - \epsilon_{ni})y_4/c} \\ \cdot \int \frac{\mathrm{d}^3k}{(2\pi)^3} \frac{-4\pi e^{\mathrm{i}\boldsymbol{kx}} L_{fn}(\boldsymbol{k})\, \tilde{j}_\mu^{fN}(\boldsymbol{k}, y_4)}{(ck_4' - \omega_{fi} - \epsilon_{ni})^2 - c^2\boldsymbol{k}^2 + \mathrm{i}0}\, \tilde{j}_\nu^{Ni}(-k_4'\hat{\boldsymbol{k}}_0)\, \tilde{a}_0^\nu(k_4'). \end{aligned} \tag{A.4}$$

Nach Entwicklung der Kernstromoperatoren als Summen von Kugelvektoren und unter der Annahme eines reinen Multipolübergangs $L\lambda$, sowie für den Fall, daß das gestreute Photon weit entfernt vom Kern nachgewiesen wird, läßt sich der freie Photonenpropagator integrieren:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{A}^{fi}(x) &= e^{\mathrm{i}(\omega_{fi}+\epsilon_{fi})x_4/c}\, \frac{1}{c^2|\boldsymbol{x}|^2} \sum_n L_{fn}(\boldsymbol{k}_f)\, L_{ni}(-\boldsymbol{k}_0)\, |\eta_L|^2 \sqrt{\frac{2I'+1}{2I+1}} \\ &\cdot \sum_{m_N m m'} C(I'LI; m'\, m - m')\, C(ILI'; m_i\, m_N - m_i)\, \boldsymbol{Y}_{L,m-m'}^{(\lambda)}(\hat{\boldsymbol{x}}) \\ &\cdot \int \frac{\mathrm{d}k_4'}{2\pi} \left[\frac{1}{\mathrm{i}} \int_0^\infty \mathrm{d}y_4\, e^{-\Lambda y_4/c}\, e^{\mathrm{i}(ck_4' - \omega_{fi} - \epsilon_{ni})y_4/c}\, U_{m_f m}^*(y_4)\, U_{m' m_N}(y_4) \right] \\ &\cdot \boldsymbol{Y}_{L,m_N - m_i}^{(\lambda)}(-\boldsymbol{k}_0)\, \tilde{\boldsymbol{a}}_0(k_4')\, e^{-\mathrm{i}k_4' x_4^r}, \end{aligned} \tag{A.5}$$

wobei $\boldsymbol{k}_f$ der Wellenvektor der gestreuten Welle ist. Für die Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit und Raumwinkelelement ergibt sich der folgende Ausdruck:

$$\frac{\mathrm{d}^2P}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}\Omega} = \frac{\bar{k}_4}{2\pi\hbar} \sum_{fi} p_i |\boldsymbol{A}^{fi}|^2\, |\boldsymbol{x}|^2 \tag{A.6}$$

Dieser ist nun ins Verhältnis zu setzen mit der s-Elektronenausbeute, um den Konversionskoeffizienten für K-Elektronen α_{K} zu bestimmen. Er ist also gegeben durch:

$$\alpha_{\mathrm{K}} = \frac{k_0 \bar{q}_4}{2\pi \bar{k}_4} \cdot \frac{\sum_{fi} p_i \int \left| \Upsilon_{fi}^{(\mathrm{s})}(x_4, \hat{\boldsymbol{x}}) \right|^2 \mathrm{d}x_4\, \mathrm{d}\Omega_x}{\sum_{fi} p_i \int \left| \boldsymbol{A}^{fi}(x_4, \hat{\boldsymbol{x}}) \right|^2 |\boldsymbol{x}|^2\, \mathrm{d}x_4\, \mathrm{d}\Omega_x}. \tag{A.7}$$

Setzt man nun die obigen Rechnungen für das Potential der gestreuten Photonen und den Ausdruck für $\Upsilon_{fi}^{(\mathrm{s})}$ aus Gl. (2.39) ein, so gelangt man zu folgendem Ergebnis:

$$\alpha_{\mathrm{K}} = \frac{k_0 \bar{q}_4}{8\pi^2 \bar{k}_4} \cdot \left| \int r_x g_L^*(\bar{q}_4 r_x) e^{\mathrm{i}\bar{k}_4 r_x} \phi_{\mathrm{cms}}^{(\mathrm{s})}(r_x) \mathrm{d}r_x \right|^2 . \tag{A.8}$$

A.2 Parameter des Mößbauer-Isotops ^{57}Fe

Übergangsenergie	14,4136	keV
natürliche Linienbreite Γ_0	4,66	neV
Multipolarität	M1	
Lebensdauer τ_0	141	ns
Resonanzwirkungsquerschnitt σ_0	2,57	Mbarn
Konversionskoeffizient α	8,2	
natürliche Anreicherung	2,19	%
Photowirkungsquerschnitt σ_{pe}	5,7	kbarn
$\sigma_0/\sigma_{\mathrm{pe}}$	451	
Rückstoßenergie	1,96	meV

Anhang B

Experimentesteuerung

Im Rahmen meiner Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter war ich verantwortlich für die Betreuung des Meßplatzes unserer Gruppe. In dieser Zeit mußte die bis dahin benutzte Motorsteuerung aus zwei Gründen erneuert werden. Die Anlage wurde mittels eines Motorsteuerprogramms (MOESBA), das auf einer PDP 11 implementiert war, betrieben. Das ursprüngliche Programm wurde von R. Rüffer geschrieben, welches dann von mir erweitert wurde. Zusätzliche Erweiterungen waren aufgrund des geringen Speichers der Maschine allerdings nicht mehr möglich. Desweiteren war es an der Zeit, den Rechner durch einen neueren Typ zu ersetzen, da Ersatzteile für veraltete Rechnertypen immer sehr schwer und nur unter hohem finanziellen Aufwand zu beschaffen sind.

Auch die Steuerelektronik mußte erneuert werden, da alle Motoren mit nur einer Steuerkarte gemultiplext wurden. Dies bedeutete, daß alle Hardware-Motorinformationen verloren waren, wollte man einen anderen Motor bewegen. Bei Programmabstürzen führte dies unweigerlich zu Verlusten.

Wir haben uns deshalb entschieden, sowohl die gesamte Hardware als auch die Software zu erneuern.

B.1 Hardware

Bei der Auswahl des Computers fiel die Entscheidung auf einen PC, weil er die preislich günstigste Lösung darstellte. Als Bussystem für die Steuerelektronik kamen CAMAC und VME in Betracht. Da VME mittlerweile ein Industriestandard geworden ist und aus diesem Grund viele Einsteckkarten (z. B. ADCs, DACs, digitales I/O) käuflich zu günstigen Preisen erhältlich sind, entschieden wir uns für dieses Bussystem. Die Kopplung von PC und VME-Rahmen geschieht mit Hilfe zweier PC/AT-VME Adaptor-Karten, Modell 403 der Firma *Bit3 Computer Corporation*. Davon befindet sich die eine im Rechner und die andere im VME-

Überrahmen. Diese ist im Normalzustand der *bus master*. Die VME-Karten für Motorsteuerung (VSC/VSC-RB), Ansteuerung eines Routers, der mit einem Vielkanalanalysator verbunden ist (VDIO), Drehgeber-Auslesung (VCNT) und weitere I/O-Karten wurden von der technischen Entwicklungsabteilung des II. Instituts für Experimentalphysik (TEB) nach unseren Wünschen konzipiert, gebaut und getestet.

Auf jeder Motorsteuerkarte (VSC) befinden sich zwei Module, die jeweils die gesamte Elektronik für einen Motor beinhalten. Jedes Modul besteht im wesentlichen aus einem Steuerbaustein für das Fahren der Motoren, einem Zählerbaustein und den Statusregister-ICs. Die Adaption an unterschiedliche Motornetzteile geschieht durch von der Rückseite in den VME-Rahmen einsteckbare Adapterkarten (*rear boards* VSC-RB). Dieses hochflexible Konzept gestattet es, mit denselben VSC-Karten verschiedenste Netzteile und Motoren zu betreiben, was sich als großer Vorteil erweist. Z. Zt. werden vier Netzteiltypen unterstützt. Dies sind zwei unterschiedliche Netzteile für *Berger*motoren (NU und D450/D380) und jeweils ein Typ für *Phytron*motoren (BD300/BD300mini) sowie *Inchworm*s der Firma *Burleigh*. Neben der Verbindung zu den Netzteilen gestatten es die VSC-RB-Karten, Motorendschalter anzuschließen. Da die Module nach dem Laden und dem Empfangen des Startsignals unabhängig arbeiten, lassen sich prinzipiell mehrere Motoren gleichzeitig bewegen. Bei Erreichen der Zielposition, eines Endschalters oder bei Eintreten anderer programmierbarer Ereignisse wird ein *interrupt* ausgelöst.

Für den Betrieb ohne Computer wurde eine VME-Handsteuerkarte (VMSS) entwickelt, die es gestattet, alle Motoren mit einer Handsteuerung zu bedienen. Wird diese aktiviert, so übernimmt sie die Kontrolle über den VME-Bus. War der Überrahmen vorher ausgeschaltet, so lädt sie die Frequenzregister des Steuerbausteins des zu fahrenden Motors zunächst mit fest vordefinierten Werten (*firm ware*) und programmiert ihn dann auf kontinierlichen Modus. Waren die Steuerbausteine schon vorher durch den Rechner programmiert worden, so kann das Neuladen der Register durch entsprechende Programmierung der Handsteuerkarte verhindert werden.

Die Digital-I/O-Karte (VDIO) besteht aus zwei Gruppen mit je acht Kanälen, die für unterschiedliche Aufgaben eingesetzt werden kann. An diesem Experiment wird sie dazu benutzt, Signale, die als Start- und Kanalfortschaltpulse für den Router dienen, zu generieren. Jede Gruppe kann in verschiedenen Moden betrieben werden. In beiden Hauptmoden dienen die acht Kanäle entweder als Eingabe- oder als Ausgabekanäle.

Um die zu einigen Motoren gehörenden inkrementalen Drehgeber und Längenencoder auslesen zu können, wurde die VCNT-Karte entwickelt. Sie besitzt vier Zählerkanäle. Sie können entweder von der Vorderseite mit TTL-Signalen gespeist werden, oder durch eine Adapterkarte auf der Rückseite mit einem Encoder verbunden sein. Außerdem stellt sie eine Uhr zur Verfügung, die *gate*-Signale liefern kann, wie sie z. B. der Router benötigt.

Abb. B.1 zeigt die wichtigsten Komponenten der Meßplatzsteuerung bei F4. Ein PC mit einem 80486DX Mikroprozessor (Taktfrequenz 33 MHz) übernimmt die zentrale Steuerung des Experimentes. Er ist mit diversen Einsteckkarten ausgerüstet, wovon die beiden BIT3-Karten die wesentlichen für die Motorsteuerung sind. Sie ermöglichen die Verbindung des ISA-PC-Busses mit den VME-Bussen. Dazu wird ein gewisser Teil des PC-Adressraumes in einen Teil des VME-Adressbereiches abgebildet. Die vier VME-*interrupt levels* lassen sich unterschiedlichen PC-*interrupts* zuordnen, wovon jedoch z. Zt. nur zwei benötigt werden. Wie oben beschrieben, steuern diverse VME-Einsteckkarten nun Motornetzteile, Encoder, Router, usw. Ein ND66-Vielkanalanalysator der Firma *Nuclear Data* dient zur Meßdatenerfassung und wird über eine serielle Verbindung vom PC aus gesteuert. Der Vielkanalanalysator ist mit zwei ADCs in einem NIM-Überrahmen verbunden, wovon einer typischerweise für die Aufnahme von Zeitspektren dient und der andere mit einem Router verbunden ist, so daß mit ihm Meßfahrten aufgenommen werden können. Der Router empfängt dabei die notwendigen Steuersignale von einer VDIO-Karte im VME-Überrahmen. Einige Geräte der Apparatur besitzen ein IEC-Bus-*interface*, weshalb eine zusätzliche Karte im PC notwendig ist. Über eine *Ethernet*-Karte ist der PC außerdem noch an das DESY-Netz angeschlossen und in das Computernetz der Gruppe integriert. Dies würde es im Prinzip ermöglichen, den Meßplatz auch von einem entfernten Computer zu steuern, was jedoch bislang nicht implementiert worden ist.

B.2 Software

Die Software zum Steuern eines Synchrotronstrahlungsmeßplatzes, an dem auch viele auswärtige Nutzer arbeiten, sollte leicht zu bedienen und der Umgang mit ihr schnell erlernbar sein. Eine Anforderung an das Betriebssystem war die *multitasking*-Fähigkeit. Weil davon auszugehen war, daß viele Nutzer bereits Erfahrung mit objektorientierten Betriebssystemoberflächen wie *MS-Windows* oder *X11* haben, entschieden wir uns für das erstere. So wurden alle notwendigen Programme in *Turbo Pascal für Windows* (TPW) entwickelt. Diese Programmiersprache erlaubt es, auf relativ einfache Weise auf fertige Windows-Objekte zuzugreifen, weil sie objektorientiertes Programmieren unterstützt. Folgende Programme waren erforderlich:

- ein Motorsteuerprogramm (MOESBA),

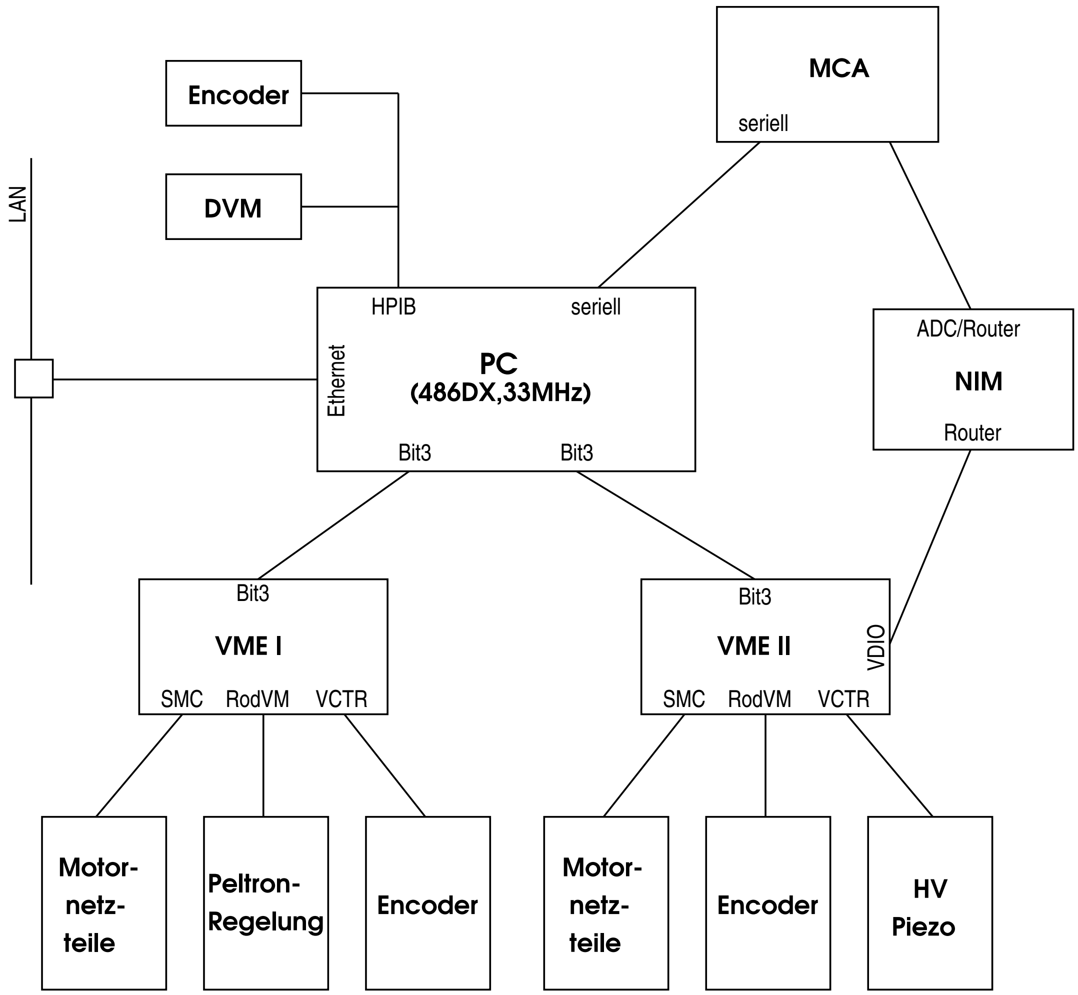

Abbildung B.1: Schematische Verschaltung der wichtigsten Komponenten der Meßplatzsteuerung bei F4. Die zentrale Steuerung übernimmt ein PC mit diversen Einsteckkarten. Er ist insbesondere über zwei BIT3-Karten mit zwei VME-Überrahmen verbunden, die die für die Motorsteuerung notwendigen Module aufnehmen. Ein ND66-Vielkanalanalysator (MCA) wird über eine serielle Schnittstelle vom PC aus gesteuert. Die zugehörigen ADCs befinden sich in einem NIM-Überrahmen und sind mit einem Router verbunden, der seine Steuersignale von einem VME-Modul bezieht. Der PC besitzt zusätzlich noch eine IEEE488-Karte zum Anschluß diverser Geräte, die mit IEC-Bus-Schnittstelle (HPIB) ausgerüstet sind. Durch den Anschluß an das lokale *Ethernet* ist der PC in das Rechnernetz der Gruppe eingebunden.

- ein Programm zum Datenauslesen des Vielkanalanalysators (Nd66) über eine serielle Schnittstelle,
- ein Programm zum Anzeigen einiger beam-line-Parameter (Vdad) wie Vormonochromatortemperatur, Strahlstrom und Strahlintensität.

Ich möchte an dieser Stelle nur auf das Moesba-Programm eingehen. Aus der Erfahrung mit dem Vorgänger- und kommerziellen Motorsteuerprogrammen entschied ich mich für einen menügesteuerten Ablauf. Tastenkürzel, wie das Belegen von F-Tasten, gestatten es, das Programm auch ohne Mausunterstützung bedienen zu können. Einige wichtige Eigenschaften des Programms sind:

- Antwortgeschwindigkeit im Millisekundenbereich,
- wichtige Motorparameter wie Name, aktuelle Position und Grenzwerte des zugelassenen Bewegungsintervalls werden für alle benötigten Motoren ständig im Hauptfenster als Tableau dargestellt,
- Dialogfenster sind leicht verständlich und besitzen einen übersichtlichen Aufbau,
- kontextsensitive Hilfeoption,
- leichtes Initialisieren von Motoren,
- eine Statuszeile, die die zuletzt ausgeführte Aktion beschreibt,
- mehrere Motoren können gleichzeitig bewegt werden,
- Abbruchmöglichkeit zu allen Zeiten,
- Benutzereingaben werden in einer Log-Datei gespeichert.

Die wichtigsten Dialoge sind:

- Initialisieren,
- Positionieren,
- Messen.

Initialisieren: Es gibt zwei Dialoge zum Initialisieren, wobei einer für den Nutzer bestimmt ist und der andere für den Administrator. Im ersteren lassen sich

Motorname, aktuelle Position, Endpositionen, Rücklaufschrittzahl für den mechanischen Spielausgleich und drei verschieden Motorgeschwindigkeiten einstellen. Im zweiten werden hauptsächlich hardwareabhängige Parameter initialisiert, wie Motortyp, VME-Busadresse und eventuell eine zugehörige Encoderadresse.

Positionieren: Zum Positionieren von Motoren gibt es hauptsächlich zwei Dialoge. Der eine bewirkt die Bewegung eines Motors um eine bestimmte Schrittzahl und der andere erlaubt das Anfahren einer bestimmten Position unter Berücksichtigung der Bewegungsrichtung (mechanischer Spielausgleich). Es kann jeweils zwischen den drei im Initialisierungsdialog festgelegten Geschwindigkeiten gewählt werden. Außerdem gibt es die Möglichkeit, beliebig viele Motoren gleichzeitig zu bewegen.

Messen: Der meistbenutzte Meßdialog fordert den Nutzer auf, die Schrittzahl, die Schrittweite und die Meßzeit einzugeben. Zusätzlich muß er entscheiden, ob der Motor nach der Messung zur Startposition zurückkehren soll. Es ist möglich, bis zu fünf Motoren zwischen zwei Meßpunkten zu bewegen. Das Programm steuert nach dem Start neben der Motorbewegung auch den Vielkanalanalysator und zeigt im Hauptfenstertableau die aktuellen Positionen aller beteiligten Motoren an. Aufgrund *interrupt*-gesteuerter Programmierung dauert z. B. eine Meßfahrt mit einem Motor, während der zwischen 1000 Meßpunkten, an denen jeweils für eine ms Daten genommen werden, die Motorgeschwindigkeit 200 Hz beträgt und der Motor einen Schritt weiter bewegt wird, nur 13 s (ohne Rücklauf).

In allen Dialogen werden zunächst Voreinstellungen angeboten. Dies sind im allgemeinen die aktuellen Werte, bzw. bei Meßfahrten die Parameter der letzten Messung mit diesem Motor. Dies und die gleichzeitige Darstellung aller Parameter für eine bestimmte Aktion führen zum schnellen Ausführen von Routinen.

Abb. B.2 zeigt das typische Aussehen des MOESBA-Programms. Im Hauptfenster sind die für den Benutzer wichtigen Motordaten ständig sichtbar. Während einer Motorbewegung werden sowohl die aktuelle Position als auch die vorgewählte Zielposition farblich markiert angezeigt. Am unteren Rand des Hauptfensters befindet sich die Statuszeile, in der die jeweils zuletzt ausgeführte Aktion angezeigt wird. Als Beispiel ist hier das Dialogfenster für Meßfahrten dargestellt. Es enthält die notwendigen Parameter für diese Aktion und seine Eingabefelder sind mit den Werten der letzten Meßfahrt mit demselben Motor vorbesetzt.

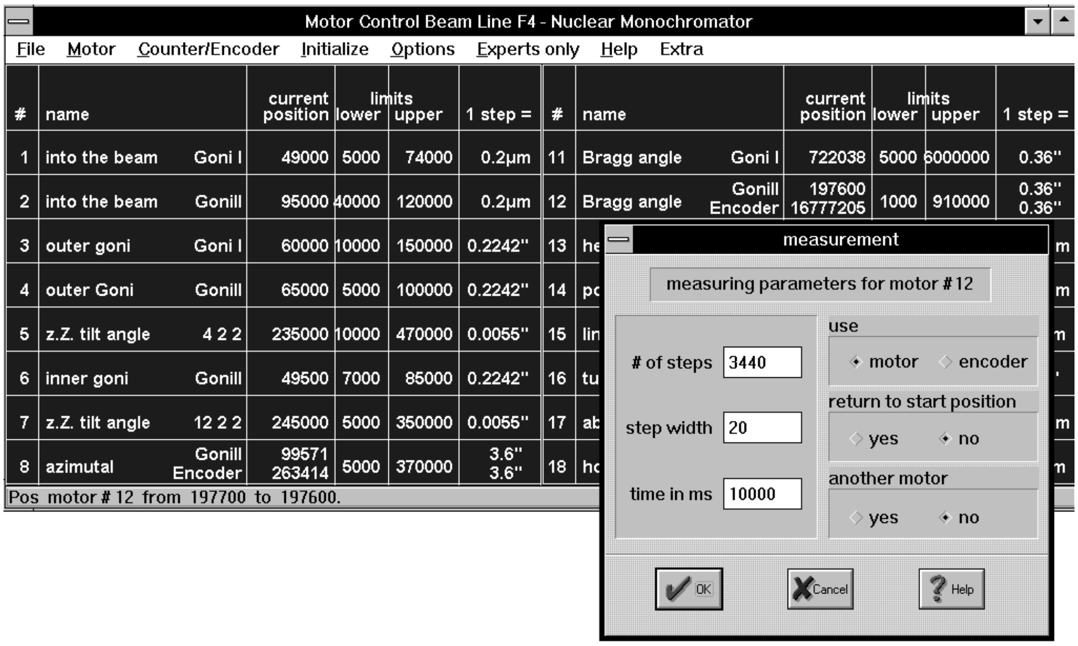

Abbildung B.2: Hauptfenster des MOESBA-Programms mit geöffnetem Meßfahrtdialog. Das Hauptfenster zeigt die wichtigsten Eigenschaften aller definierten Motoren und im unteren Teil die Statuszeile mit der zuletzt ausgeführten Aktion. Im Dialogfenster sind die Parameter der letzten Meßfahrt als Vorgabewerte zu sehen.

Literaturverzeichnis

[AB62] A.I. Achieser und W.B. Berestezki, *Quantenelektrodynamik*, Harri Deutsch, 1962.

[AK65a] A.M. Afanas'ev und Yu. Kagan, *Radiation of a system of excited nuclei in a crystal*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis. Red. **2** (1965) 130, Übersetzung: JETP Lett. **2** (1965) 81.

[AK65b] A.M. Afanas'ev und Yu. Kagan, *Suppression of inelestic channels in resonant nuclear scattering in crystals*, Sov. Phys. JETP **21** (1965) 215, Übersetzung: J. Exptl. Theoret. Phys. **48** (1965) 327.

[AMT+93] E.E. Alp, T.M. Mooney, T. Toellner, W. Sturhahn, E. Witthoff, R. Röhlsberger, E. Gerdau, H. Homma und M. Kentjana, *Time resolved nuclear resonant scattering from ^{119}Sn nuclei using synchrotron radiation*, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 3351.

[Art96] J. Arthur, private Mitteilung, 1996.

[ASvB+95] J. Arthur, G.V. Smirnov, U. van Bürck, S.L. Ruby, A.Q.R. Baron, A.I. Chumakov und G.S. Brown, *Time evolution of incoherent and coherent nuclear scattering of synchrotron radiation in a thick sample*, Posterbeitrag zur International Conference on the Applications of the Mössbauer Effect (ICAME 95), Rimini, 1995.

[Bar80] D. Barb, *Grundlagen und Anwendungen der Mößbauerspektroskopie*, Akademie Verlag, Berlin, 1980.

[Bar94a] A.Q.R. Baron, *Report on the x-ray efficiency and time response of a 1 cm^2 reach through avalanche diode*, Tech. Report SLAC-PUB-6563, SLAC/SSRL-0080, SSRL, July 1994.

[BAR+94b] A.Q.R. Baron, J. Arthur, S.L. Ruby, A.I. Chumakov, G.V. Smirnov und G.S. Brown, *Angular dependence of specular resonant nuclear scattering of x-rays*, Phys. Rev. B **50** (1994) 10354.

[Bar95] A.Q.R. Baron, *Resonant nuclear scattering of synchrotron radiation: Detector development and specular scattering from a thin layer of ^{57}Fe*, Tech. Report SLAC-Report-95-463, SSRL, April 1995.

[BCR+95] A.Q.R. Baron, A.I. Chumakov, S.L. Ruby, J. Arthur, G.S. Brown, G.V. Smirnov und U. van Bürck, *Nuclear resonance scattering of synchrotron radiation by gaseous krypton*, Phys. Rev. B **51** (1995) 16384.

[Ber89] U. Bergmann, *Aufbau und Anwendung eines hochauflösenden Röntgenmeßstandes zur Untersuchung von GIAR - Filmen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1989.

[BHS94] U. Bergmann, J.B. Hastings und D.P. Siddons, *Time evolution of incoherent nuclear scattering from ^{57}Fe excited with synchrotron radiation*, Phys. Rev. B **49** (1994) 1513.

[Bod92] S. Bode, *Aufbau und Charakterisierung eines Parallelplattenlawinenzählers mit mößbauerresonanter Kathode*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1992.

[BR93] A.Q.R. Baron und S.L. Ruby, *Time resolved detection of x-rays using large area avalanche photodiodes*, Nucl. Instr. and Meth. A **343** (1993) 517.

[CBA+95] A.I. Chumakov, A.Q.R. Baron, J. Arthur, S.L. Ruby, G.S. Brown, G.V. Smirnov, U. van Bürck und G. Wortmann, *Nuclear scattering of synchrotron radiation by ^{181}Ta*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 549.

[CMW78] R.L. Cohen, G.L. Miller und K.W. West, *Nuclear resonance excitation by synchrotron radiation*, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 381.

[CRG+95] A.I. Chumakov, R. Rüffer, H. Grünsteudel, H.F. Grünsteudel, G. Grübel, J. Metge, O. Leupold und H.A. Goodwin, *Energy dependence of nuclear recoil measured with incoherent nuclear scattering of synchrotron radiation*, Europhys. Lett. **30** (1995) 427.

[Ebe70] P.J. Eberlein, *Solution to the complex eigenproblem by a norm reducing Jacobi type method*, Numer. Math. **14** (1970) 232.

[FSH+88] G. Faigel, D.P. Siddons, J.B. Hastings, P.E. Haustein, J.R. Grover und L.E. Berman, *Observation of the full time evolution of the nuclear collective-decay mode in crystalline $^{57}Fe_2O_3$ excited by synchrotron radiation*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 2794.

[GH77] H.C. Goldwire Jr. und J.P. Hannon, *Interference parameters in γ-ray optics*, Phys. Rev. B **16** (1977) 1875.

[GHC+96] H.F. Grünsteudel, H.-J. Hesse, A.I. Chumakov, H. Grünsteudel, O. Leupold, J. Metge, R. Rüffer und G. Wortmann, *The α/ϵ-transition as an example of nuclear forward scattering on ^{57}Fe under high pressure*, Hyp. Int. C **1** (1996) 509.

[GRHH86] E. Gerdau, R. Rüffer, R. Hollatz und J.P. Hannon, *Quantum beats from nuclei excited by synchrotron radiation*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1141.

[GRW+85] E. Gerdau, R. Rüffer, H. Winkler, W. Tolksdorf, C.P. Klages und J.P. Hannon, *Nuclear Bragg diffraction of synchrotron radiation in yttrium iron garnet*, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 835.

[GvB94] E. Gerdau und U. van Bürck, *Nuclear resonant diffraction of synchrotron radiation*, in Materlik et al. [MSF94].

[Has95] *Hasylab Jahresbericht*, 1995.

[Hol91] R. Hollatz, *Reine nukleare Braggbeugung mit Synchrotronstrahlung: vom Effekt zur Spektroskopie*, Dissertation, Universität Hamburg, 1991.

[HRG88] R. Hollatz, R. Rüffer und E. Gerdau, *Determination of hyperfine parameters using quantum beats*, Hyp. Int. **42** (1988) 1141.

[HSvB+91] J.B. Hastings, D.P. Siddons, U. van Bürck, R. Hollatz und U. Bergmann, *Mössbauer spectroscopy using synchrotron radiation*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 770.

[HT68] J.P. Hannon und G.T. Trammell, *Mössbauer diffraction. I. Quantum theory of gamma-ray and X-ray optics*, Phys. Rev. **169** (1968) 315.

[HT69] J.P. Hannon und G.T. Trammell, *Mössbauer diffraction. II. Dynamical theory of Mössbauer optics*, Phys. Rev. **186** (1969) 306.

[HT89] J.P. Hannon und G.T. Trammell, *Coherent excitations of nuclei in crystals by synchrotron radiation pulses*, Physica B **159** (1989) 161.

[HT94] J.P. Hannon und G.T. Trammell, *Resonant γ-ray scattering and coherent excitations of nuclei*, in Materlik et al. [MSF94].

[IYI+92] T. Ishikawa, Y. Yoda, K. Izumi, C.K. Suzuki, X.W. Zhang, M. Ando und S. Kikuta, *Construction of a precision diffractometer for nuclear Bragg scattering at the Photon Factory*, Rev. Sci. Instr. **63** (1992) 1015.

[Jäs91] J. Jäschke, *Zeitauflösung und Ansprechwahrscheinlichkeit eines Szintillationsdetektors mit schneller Koinzidenz*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1991.

[JSLH95] D.E. Johnson, D.P. Siddons, J.Z. Larese und J.B. Hastings, *Observation of nuclear forward scattering from ^{83}Kr in bulk and monolayer films*, Phys. Rev. B **51** (1995) 7909.

[KAK78] Yu. Kagan, A.M. Afanas'ev und V.G. Kohn, *Time delay in the resonance scattering of synchrotron radiation by nuclei in a crystal*, Phys. Lett. A **68** (1978) 339.

[KAK79] Yu. Kagan, A.M. Afanas'ev und V.G. Kohn, *On excitation of isomeric nuclear states in a crystal by synchrotron radiation*, J. Phys. C **12** (1979) 615.

[Kis91] S. Kishimoto, *An avalanche photo diode detector for x-ray timing measurements*, Nucl. Instr. and Meth. A **309** (1991) 603.

[Kis92] S. Kishimoto, *High time resolution x-ray measurements with an avalanche photodiode detector*, Rev. Sci. Inst. **63** (1992) 824.

[LHH60] F.J. Lynch, R.E. Holland und M. Hamermesh, *Time dependence of resonantly filtered gamma rays from ^{57}Fe*, Phys. Rev. **120** (1960) 513.

[LPG+96] O. Leupold, J. Pollmann, E. Gerdau, H.D. Rüter, G. Faigel, M. Tegze, G. Bortel, R. Rüffer, A.I. Chumakov und A.Q.R. Baron, *Nuclear resonance scattering of synchrotron radiation at the 21.5 keV resonance of ^{151}Eu*, zur Veröffentlichung eingereicht bei Europhys. Lett. (1996) .

[Mes90] A. Messiah, *Quantenmechanik*, Band 2, Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1990.

[Met89] J. Metge, *Entwicklung eines Szintillationsdetektors mit schneller Koinzidenz*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1989.

[MRG90] J. Metge, R. Rüffer und E. Gerdau, *A γ-ray detector with good time resolution and high signal-to-noise ratio*, Nucl. Instr. and Meth. A **292** (1990) 187.

[MSF94] G. Materlik, C.J. Sparks und K. Fischer (Hg.), *Resonant anomalous x-ray scattering – Theory and applications*, Elsevier Science B.V., 1994.

[MSQG92] J. Metge, W. Sturhahn, K. Quast und E. Gerdau, *Incoherent decay of ^{57}Fe nuclei excited by synchrotron radiation*, HASYLAB Jahresbericht, 1992, S. 557.

[MSS62] E. Matthias, W. Schneider und R.M. Steffen, *Nuclear level splitting caused by a combined electric quadrupole and magnetic dipole interaction*, Phys. Rev. **125** (1962) 261.

[MSS63] E. Matthias, W. Schneider und R.M. Steffen, *Nuclear level splitting caused by a combined magnetic dipole and non-axially symmetric electric quadrupole interaction*, Arkiv för Fysik **24** (1963) 97.

[MTS+94] T.M. Mooney, T. Toellner, W. Sturhahn, E.E. Alp und S.D. Shastri, *High-resolution, large-angular-acceptance monochromator for hard X rays*, Nucl. Instr. and Meth. A **347** (1994) 348.

[Muz61] C. Muzikar, *Coherence phenomena in the radiation of identical oscillators constituting a crystal*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **41** (1961) 1168, Übersetzung: JETP **14** (1962) 833.

[Nac90] O. Nachtmann, *Elementary particle physics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1990.

[Qua93] K. Quast, *Entwicklung eines untergrundarmen Detektors zum zeitaufgelösten Nachweis niederenergetischer Elektronen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1993.

[RGHH87] R. Rüffer, E. Gerdau, R. Hollatz und J.P. Hannon, *Nuclear Bragg scattering of synchrotron radiation pulses in a single-reflection geometry*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2359.

[RGR+90] R. Rüffer, D. Giesenberg, H.D. Rüter, R. Hollatz, E.Gerdau, J. Metge, K. Ruth, W. Sturhahn, M. Grote und R. Röhlsberger, *A high resolution spectrometer using nuclear Bragg diffraction*, Hyp. Int. **58** (1990) 2467.

[Röh88] R. Röhlsberger, *Herstellung und Charakterisierung von dünnen Schichten im Hinblick auf die Monochromatisierung von Synchrotronstrahlung mit Hilfe des Mössbauereffekts*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1988.

[Röh94] R. Röhlsberger, *Grazing incidence optics for nuclear resonant filtering of synchrotron radiation*, Dissertation, Universität Hamburg, 1994.

[Ros57] M.E. Rose, *Elementary theory of angular momentum*, Wiley, New York, 1957.

[Rub74] S.L. Ruby, *Mössbauer experiments without conventional sources*, J. de Phys. **35** (1974) C6-209.

[Rüf85] R. Rüffer, *Reine Kernbraggstreuung am Yttrium-Eisen-Granat, Eine Methode zur Monochromatisierung von Synchrotronstrahlung*, Dissertation, Universität Hamburg, 1985.

[Rut89] K. Ruth, *Bau und Erprobung eines Lagemonitors und eines Energiemonitors für Synchrotronstrahlung*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1989.

[SB62] E.J. Seppi und F. Boehm, *Nuclear resonance excitation using a diffraction monochromator*, Phys. Rev. **128** (1962) 2334.

[SG94] W. Sturhahn und E. Gerdau, *Evaluation of time differential measurements of nuclear resonance scattering of x-rays*, Phys. Rev. B **49** (1994) 9285.

[SGH+91] W. Sturhahn, E. Gerdau, R. Hollatz, R. Rüffer, H.D. Rüter und W. Tolksdorf, *Nuclear Bragg diffraction of synchrotron radiation at the 8.41 keV resonance of thulium*, Europhys. Lett. **17** (1991) 821.

[SHF+89] D.P. Siddons, J.B. Hastings, G. Faigel, J.R. Grover, P.E. Haustein und L.E. Berman, *Experimental technique for the study of nuclear Bragg scattering in systems containing* ^{57}Fe, Rev. Sci. Instr. **60** (1989) 1649.

[SQT+96] W. Sturhahn, K.W. Quast, T.S. Toellner, E.E. Alp, J. Metge und E. Gerdau, *Electron emission from* ^{57}Fe *nuclei excited with synchrotron radiation*, Phys. Rev. B **53** (1996) 171.

[SSR84] G.V. Smirnov, Yu.V. Shvyd'ko und E. Realo, *Accelerated decay of a nuclear excitation in a crystal during resonant* γ *- scattering*, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **39** (1984) 33, Übersetzung: JETP Lett. **39** (1984) 41.

[STA+95] W. Sturhahn, T.S. Toellner, E.E. Alp, X. Zhang, M. Ando, Y. Yoda, S. Kikuta, M. Seto, C.W. Kimball und B. Dabrowski, *Phonon density of states measured by inelastic nuclear resonant scattering*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3832.

[Stu] W. Sturhahn, Das CONUSS Programmpaket ist frei erhältlich von Dr. W. Sturhahn, Argonne National Laboratory, Advanced Photon Source, 9700 South Cass Av, Argonne, IL 60439, USA.

[Stu91] W. Sturhahn, *Nukleare Braggstreuung von Synchrotronstrahlung bei der 8.41 keV Resonanz des Thuliums*, Dissertation, Universität Hamburg, 1991.

[SW78] G.K. Shenoy und F.E. Wagner, *Mößbauer isomer shifts*, North-Holland, Amsterdam and New York, 1978.

[SYK+95] M. Seto, Y. Yoda, S. Kikuta, X. Zhang und M. Ando, *Observation of nuclear resonant scattering accompanied by phonon excitation using synchrotron radiation*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3828.

[TH78] G.T. Trammell und J.P. Hannon, *Quantum beats from nuclei excited by synchrotron pulses*, Phys. Rev. B **18** (1978) 165, Erratum Phys. Rev. B **19** (1979), 3855.

[TH88] G.T. Trammell und J.P. Hannon, *Comment on "N dependence of coherent radiation from crystals"*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 653.

[TMSA92] T. Toellner, T. Mooney, S. Shastri und E.E. Alp, *High energy resolution, high angular acceptance crystal monochromator*, SPIE Proceedings, Band 1740, 1992, S. 218.

[TSA+94] T.S. Toellner, W. Sturhahn, E.E. Alp, P.A. Montano und M. Ramanathan, *Avalanche photodiodes as large dynamic range detectors for synchrotron radiation*, Nucl. Instr. and Meth. A **350** (1994) 517.

[vB89] U. van Bürck, *Enhancement and speedup in nuclear resonant diffraction*, Hyp. Int. **47** (1989) 127.

[vBMG+87] U. van Bürck, R.L. Mössbauer, E. Gerdau, R. Rüffer, R. Hollatz, G.V. Smirnov und J.P. Hannon, *Nuclear Bragg scattering of synchrotron radiation with strong speedup of coherent decay, measured on antiferromagnetic* $^{57}FeBO_3$, Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 355.

[vBSH+92] U. van Bürck, D.P. Siddons, J.B. Hastings, U. Bergmann und R. Hollatz, *Nuclear forward scattering of synchrotron radiation*, Phys. Rev. B **46** (1992) 6207.

[Wie94] N. Wiele, *Entwicklung eines Parallelplatten-Lawinenzählers mit kontinuierlichem Gasdurchfluß zur Messung von Konversionselektronen mit Synchrotronstrahlung*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994.

[ZL65] D.F. Zaretskii und V.V. Lomonosov, *Spontaneous emission of γ-quanta from crystals*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **48** (1965) 268, Übersetzung: JETP **21** (1965) 243.

Danksagung

Ich habe im II. Institut für Experimentalphysik einen nicht unerheblichen Teil meines Lebens verbracht. Dies war eine schöne Zeit und dazu haben viele Mitglieder des Instituts beigetragen, insbesondere die der Gruppe HFWW. Ihnen möchte ich hier meinen Dank aussprechen. Es ist unmöglich, Experimente, wie sie auf dem Gebiet der Kernresonanzstreuung mit Synchrotronstrahlung üblich sind, als einzelne Person durchzuführen oder vorzubereiten. Dies zeigt sich u. a. an der Anzahl der Autoren einer Veröffentlichung, die typischerweise > 1 ist. Neben der Arbeit ergaben sich auch persönliche Beziehungen und Freundschaften, die durch viele gemeinsame Gläser Bier und Wein vertieft worden sind und sicherlich weiterhin bestehen werden. Die Reihenfolge, mit der ich hier meinen Mitstreiterinnen und Mitstreitern danke, ist weder willkürlich noch muß sich jemand zurückgesetzt fühlen, weil ihr oder sein Name etwas weiter hinten auftaucht.

Mein Dank geht zunächst an Prof. Dr. E. Gerdau für die Überlassung des nicht ganz einfachen, aber dafür umso interessanteren Themas. Ich danke ihm insbesondere auch dafür, daß er mir die Möglichkeit gegeben hat, an so vielen verschiedenen Orten experimentieren zu können.

Zum II. Institut für Experimentalphysik gehört die TEB. Es gibt wahrscheinlich kaum ein Mitglied dieser Abteilung, das nicht in irgendeiner Weise an der Konstruktion und dem Bau der notwendigen Gerätschaften beteiligt war, ohne die die Experimente der Gruppe HFWW nicht möglich wären. Ich möchte daher allen TEB-Mitgliedern ganz herzlich für ihre Hilfe danken: den Leitern der TEB Dr. R. van Staa, der E-Werkstatt A. Spikofsky, der feinmechanischen Werkstatt J. Weber und der Konstruktionsabteilung D. Giesenberg, sowie allen ihren Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern.

Dr. Wolfgang Sturhahn danke ich für seine Geduld, mit der er mir die theoretischen Aspekte der Kernresonanzstreuung von Synchrotronstrahlung nahegebracht hat, für die Bereitstellung seines CONUSS-Programms und des APS-Undulator-Spektrums, sowie für das Korrekturlesen dieser Dissertation.

Mit Dipl.-Phys. Klaus Quast habe ich über eine lange Zeit hinweg zusammengearbeitet, was mir wegen seiner besonders menschlichen Art viel Freude bereitete. In erster Linie möchte ich ihm für die Konstruktion des MCP-Detektors danken, der vielleicht nur von ihm so, in dieser Form, entwickelt werden konnte.

Bei Dr. Olaf Leupold möchte ich mich für die Diskussionen über physikalische Probleme, die vielen gemeinsamen Stunden am Synchrotron und das Korrekturlesen bedanken.

Dipl.-Phys. Nils Wiele bin ich für die Entwicklung des PPLZ-Prototyps und seine Anregungungen zur Konstruktion des vorliegenden Modells dankbar.

Dr. Ralf Röhlsberger danke ich für die Herstellung der dünnen ^{57}Fe-Schicht und Dipl.-Phys. Christian Kolbeck für die Vermessung derselben am Röntgenmeßstand.

Dr. E. E. Alp (APS) beantragte unsere Meßzeit bei CHESS. Ihm und den Mitarbeitern seiner Gruppe gilt mein Dank auch für die Hilfe bei den dort ausgeführten Experimenten.

Bei Dr. Rudolf Rüffer bedanke ich mich für die Bereitstellung des ESRF-Undulator-Spektrums und seinem Engagement eine Finanzierungsmöglichkeit meiner Mitarbeiterstelle zu finden.

Allen Korrekturleserinnen und -lesern des Manuskriptes danke ich für ihre Anregungungen und Randbemerkungen. Neben den schon genannten Personen ist hier insbesondere Dr. Dierk Rüter hervorzuheben. Seine Sorgfalt bei der Durchsicht von Geschriebenem ist und bleibt unübertroffen. Desweiteren sind hier auch Dipl.-Phys. Joachim Jäschke und Dr. Brigitta Huhnke zu nennen.

Schließlich bin ich dem guten Geist unserer Arbeitsgruppe Frau B. Lohl für all die kleinen und großen Hilfen zu Dank verpflichtet, die das Physikerleben vereinfachen. Sie hat ein offenes Ohr für Probleme jeglicher Art. Ich war immer besonders erleichtert, wenn sie mir die lästigen Telefonate mit säumigen Firmen abgenommen hat.

Als Letzte, dafür aber ganz besonders, danke ich meinen Eltern für ihre Unterstützung während meiner gesamten Ausbildungszeit. Sie gaben mir die völlige Freiheit in Studien- und Berufswahl, die es mir erlaubte den gegangenen Weg einzuschlagen.