

# GSI

GSI-93-27  
REPORT  
JULI 1993  
ISSN 0171-4546

## TRANSIENTE MAGNETFELDER WASSERSTOFFÄHNLICHER IONEN IM BEREICH $10 \leq Z_{\text{Ion}} \leq 28$

J. Cub

(Doktorarbeit, TU München)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH  
Postfach 1105 52 · D-64220 Darmstadt · Germany



Technische Universität München  
Physik-Department E12

Transiente Magnetfelder wasserstoffähnlicher  
Ionen im Bereich  $10 \leq Z_{Ion} \leq 28$

Jürgen Cub

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik  
der Technischen Universität München  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
**Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)**  
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender : Univ.-Prof. Dr. M. Kleber  
Prüfer der Dissertation : 1. Univ.-Prof. Dr. K.-H. Speidel, Universität Bonn  
2. Univ.-Prof. Dr. G.M. Kalvius

Die Dissertation wurde am 29.04.1993 bei der Technischen Universität München  
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 12.05.1993 angenommen.



## Zusammenfassung

Transiente Magnetfelder entstehen am Kernort von Ionen beim Durchflug durch polarisierte Ferromagnetika und stellen aufgrund ihrer Stärke von  $B_{TF} \sim 1 \dots 10$  kTesla eine einzigartige Methode dar, um g-Faktoren kurzlebiger Kernzustände ( $\tau \sim 1$  ps) zu bestimmen. Sie sind effektive Hyperfeinfelder, die von Elektronen halbbesetzter ns-Schalen verursacht werden und daher bei wasserstoffähnlichen Ionen mit Geschwindigkeiten von  $v_{Ion} \approx Z_{Ion} \cdot v_0$  ( $v_0 = c/137$ ) maximal werden sollten.

In dieser Arbeit wurden Experimente mit wasserstoffähnlichen  $^{20}\text{Ne}$ -,  $^{32}\text{S}$ -,  $^{40}\text{Ar}$ -,  $^{54}\text{Fe}$ - und  $^{62}\text{Ni}$ -Ionen bei mittleren Geschwindigkeiten im Ferromagneten von  $v_{Ion} = 12.5 v_0$  bis  $v_{Ion} = 25 v_0$  durchgeführt, was deutlich über den bisher erforschten Bereich von  $v_{Ion} \leq 10 v_0$  hinausgeht. Durch Coulomb-Anregung wurden Zustände dieser Kerne mit überwiegend bekannten magnetischen Momenten erzeugt und die gestörte Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation beobachtet. Die so an  $^{20}\text{Ne}$ - und  $^{32}\text{S}$ -Ionen in Gadolinium gemessenen Felder entsprechen Polarisationsgraden der 1s-Elektronen, wie sie bei niedrigeren Geschwindigkeiten gefunden wurden. Das stützt den experimentellen Befund, daß der Polarisationsgrad einer Sonde mit zunehmender Ionengeschwindigkeit etwa konstant ist, im Gegensatz zu früheren theoretischen Rechnungen, die eine starke Abnahme der Polarisationsgrade vorhersagten.

Die gemessenen transienten Magnetfelder der wasserstoffähnlichen  $^{54}\text{Fe}$ -Ionen in Gadolinium und  $^{62}\text{Ni}$ -Ionen in Eisen zeigen deutliche Abschwächungen, wie sie auch in Experimenten bei niedrigeren Geschwindigkeiten aufgrund von strahlinduzierten Störungen des Ferromagneten gefunden wurden.

Durch Kalibration des transienten Magnetfeldes am  $^{32}\text{S}$ -Experiment konnte der bislang unbekannt g-Faktor des  $^{40}\text{Ar}(2_1^+)$ -Zustandes zu  $g = -0.1(1)$  bestimmt werden, in sehr guter Übereinstimmung mit Schalenmodellrechnungen.

Die Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation des  $^{32}\text{S}$ -Experiments wurde auf die mögliche Wechselwirkung eines transienten elektrischen Feldgradienten  $V_{zz}^{TEFG}$  mit dem Quadrupolmoment des  $^{32}\text{S}(2_1^+)$ -Zustandes untersucht. Der so bestimmte Wert von  $V_{zz}^{TEFG} = 2(2) \cdot 10^{21}$  V/cm<sup>2</sup> ist in Übereinstimmung mit der Abschätzung einer oberen Grenze für wasserstoffähnliche  $^{32}\text{S}$ -Ionen.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Eigenschaften transienter Magnetfelder</b>	<b>6</b>
2.1	Mikroskopische Beschreibung . . . . .	6
2.2	Empirische Eigenschaften . . . . .	12
2.3	Meßmethode und Anwendung für transiente Magnetfelder . . . . .	15
2.4	Abhängigkeit des transienten Magnetfeldes von der Magnetisierung . . . . .	20
2.4.1	Äußeres Magnetisierungsfeld . . . . .	20
2.4.2	Schwerionenstrahlinduzierte Abschwächung . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Transiente Magnetfelder wasserstoffähnlicher <math>^{62}\text{Ni}</math>- und <math>^{54}\text{Fe}</math>-Ionen</b>	<b>25</b>
3.1	Motivation . . . . .	25
3.2	Aufbau des Experiments . . . . .	26
3.2.1	Targets und effektive Wechselwirkungszeit . . . . .	27
3.2.2	Aufbau der Detektoren . . . . .	31
3.3	Auswertung der Daten . . . . .	34
3.3.1	Erstellung der Spektren . . . . .	34
3.3.2	Bestimmung der Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation . . . . .	40
3.4	Ergebnisse . . . . .	43
3.4.1	Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation . . . . .	43
3.4.2	Präzession im transienten Magnetfeld . . . . .	46
3.5	Interpretation der transienten Magnetfelder . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Transiente Magnetfelder wasserstoffähnlicher <math>^{20}\text{Ne}</math>- und <math>^{32}\text{S}</math>-Ionen</b>	<b>51</b>
4.1	Motivation . . . . .	51
4.2	Experimentelle Durchführung . . . . .	52
4.2.1	$^{20}\text{Ne}$ -Experiment . . . . .	52
4.2.2	$^{32}\text{S}$ -Experiment . . . . .	55
4.3	Ergebnisse . . . . .	59
4.3.1	Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation . . . . .	59
4.3.2	Präzession im transienten Magnetfeld . . . . .	59
4.4	Interpretation der transienten Magnetfelder . . . . .	62

4.5	Suche nach transienten elektrischen Feldgradienten . . . . .	64
4.5.1	Motivation . . . . .	64
4.5.2	Allgemeine Deorientierungskoeffizienten $G_{kk'}^{qq'}(t)$ . . . . .	67
4.5.3	Der Einfluß eines transienten elektrischen Feldgradienten auf die Winkelkorrelation . . . . .	68
4.5.4	Abschätzung im Fall des $^{32}\text{S}$ -Experimentes . . . . .	71
<b>5</b>	<b>Messung des g-Faktors von <math>^{40}\text{Ar}(2_1^+)</math></b>	<b>75</b>
5.1	Motivation . . . . .	75
5.2	Experimentelle Durchführung und Ergebnis . . . . .	75
5.3	Vergleich mit theoretischen Rechnungen . . . . .	80
<b>6</b>	<b>Schlußbemerkung</b>	<b>82</b>
<b>A</b>	<b>Datenaufnahme-Elektronik</b>	<b>84</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>

# 1 Einleitung

Transiente Magnetfelder treten beim Durchflug von Ionen durch polarisierte Ferromagnetika auf. Ihre Größe hängt von der Kernladungszahl der Ionen, ihrer Geschwindigkeit und der Art des Ferromagnetikums ab. Mikroskopisch lassen sich die transienten Magnetfelder als effektive Hyperfeinfelder interpretieren, die am Ort des Kerns des bewegten Ions wirksam werden. Der zugrundeliegende Mechanismus wird in Kapitel 2 ausführlicher diskutiert.

Mit typischen Stärken von  $B_{TF} \sim 1 \dots 10$  kTesla sind transiente Magnetfelder weitaus größer als makroskopisch im Labor herstellbare Magnetfelder. Durch ihre Anwendung konnte die Messung magnetischer Momente von Kernzuständen bis zu Lebensdauern von  $\tau \sim 10^{-13} \dots 10^{-12}$  s erweitert werden. Damit wurde diese für das Verständnis der Kernstruktur wichtige Größe auch in diesem Lebensdauerbereich zugänglich.

Es hat sich gezeigt, daß die transienten Magnetfelder prinzipiell mit steigender Ionengeschwindigkeit zunehmen, um bei  $v_{Ion} = Z_{Ion} \cdot v_0$  ( $v_0 = c/137.04$ ), der "Bohr-Geschwindigkeit" des 1s-Elektrons, ihr Maximum zu erreichen. Die Ursache dafür ist, daß bei dieser Geschwindigkeit sich für den überwiegenden Teil der Ionen ein wasserstoffähnlicher Zustand ihrer Elektronenhülle einstellt und so die weitaus größten Hyperfeinfelder der 1s-Elektronen wirksam werden.

Außerdem nehmen die transienten Magnetfelder mit zunehmender Kernladungszahl  $Z$  zu. Mit neuen Schwerionenbeschleunigern, wie z.B. dem Synchrotron SIS bei der GSI Darmstadt, ist es möglich, auch die schwersten Kerne auf die „Bohr-Geschwindigkeit“ ihrer 1s-Elektronen zu beschleunigen. Könnte man die bei leichten Ionen beobachteten Gesetzmäßigkeiten bis zu den schwersten Ionen extrapolieren, so würde die Größenordnung der transienten Magnetfelder auf  $B_{TF} \sim 100 \dots 1000$  kTesla anwachsen. Mit der Stärke dieser Felder würden noch Kern-Zustände mit Lebensdauern herab bis zu  $\tau \sim 10^{-16}$  s der Messung ihrer magnetischen Momente zugänglich.

Die meisten bisherigen Experimente mit transienten Magnetfeldern wurden bei relativ kleinen Ionengeschwindigkeiten durchgeführt ( $v_{Ion} \leq 10v_0$ ). Ziel dieser Arbeit war es, die Eigenschaften der transienten Magnetfelder bei deutlich höheren

Geschwindigkeiten bis etwa  $v_{Ion} = 25 v_0$  zu untersuchen, einem Bereich, in dem bisher keine Daten vorlagen. Dies ist ein erster Schritt auf dem Weg zu den schwersten wasserstoffähnlichen Systemen und ermöglicht bessere Prognosen über Systeme wie z.B.  $^{136}\text{Xe}^{53+}$  oder  $^{238}\text{U}^{91+}$ .

Neben dieser magnetischen Hyperfeinwechselwirkung wird in bewegten Ionen im Festkörper auch noch die Wechselwirkung eines transienten elektrischen Feldgradienten  $V_{zz}^{TEFG}$  mit dem Quadrupolmoment des Kerns erwartet [VAG76], als eine Folge der Deformation der Elektronenhülle des Ions während der Abbremsung. Auch dieser Effekt sollte bei wasserstoffähnlichen Ionen maximal werden und für große  $Z_{Ion}$  bis zu  $V_{zz}^{TEFG} = 10^{23} \text{ V/cm}^2$  erreichen können. Bisher konnte er allerdings experimentell noch nicht nachgewiesen werden. Im Rahmen dieser Arbeit konnte bei wasserstoffähnlichen  $^{32}\text{S}$ -Ionen eine Abschätzung für den transienten elektrischen Feldgradienten gegeben werden.

## 2 Eigenschaften transienter Magnetfelder

### 2.1 Mikroskopische Beschreibung

Die transienten Magnetfelder werden durch die Elektronenhülle des bewegten Ions am Kernort erzeugt. Die größte Rolle spielen dabei die s-Elektronen, da sie eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort haben und über ihren Spin starke Magnetfelder verursachen. Die Größe der Felder ist proportional zur Aufenthaltswahrscheinlichkeit dieser Elektronen am Kernort, welche wiederum stark mit der Kernladungszahl  $Z_{Ion}$  und mit der Hauptquantenzahl  $n$  des betrachteten s-Elektrons variiert [KOP56]:

$$B_{ns} = \frac{8\pi}{3} |\Psi_{ns}(r=0)|^2 \cdot \mu_B = 16.7 \cdot \frac{Z_{Ion}(Z_{Ion} - b_n)^2}{n_{eff}^3} \text{ Tesla} , \quad (1)$$

- $\Psi_{ns}(r=0)$  : Wellenfunktion des ns-Elektrons am Kernort
- $\mu_B$  : Bohrsches Magneton ( $\mu_B = \frac{e\hbar}{m_e c}$ )
- $b_n$  : Zahl der Elektronen mit Hauptquantenzahl kleiner als  $n$
- $n_{eff}$  : effektive Hauptquantenzahl.

Demnach sind die Hyperfeinfelder der 1s-Elektronen die weitaus stärksten:

$$B_{1s} = 16.7 \cdot Z_{Ion}^3 \cdot K(Z_{Ion}) \text{ Tesla} . \quad (2)$$

Der Faktor  $K(Z)$  berücksichtigt Korrekturen, die bei der Berechnung der 1s-Hyperfeinfelder von schweren Kernen angebracht werden müssen: Es müssen sowohl relativistische Effekte aufgrund der großen Geschwindigkeiten dieser Elektronen als auch die Abweichung des Potentials für die Elektronen vom „ $\frac{1}{r}$ -Verlauf“ durch die endliche Ausdehnung der Kernladung berücksichtigt werden [KOP56]. Beide Korrekturen können berechnet werden [RUD86] und bewirken zusammen für Ne-Kerne etwa 1%, für Ni-Kerne etwa 5%, für Xe-Kerne etwa 25% und für U-Kerne bereits mehr als einen Faktor 2 an Vergrößerung der 1s-Felder (siehe Abb. 1). Der Korrekturfaktor  $K(Z)$  kann wiedergegeben werden mit:

$$K(Z) = 1 + 0.628 \cdot \left(\frac{Z}{100}\right)^2 + 0.763 \cdot \left(\frac{Z}{100}\right)^4 . \quad (3)$$

Der Anteil, mit dem ein Fermi-Kontaktfeld zum transienten Feld beiträgt, hängt davon ab, mit welcher Wahrscheinlichkeit  $q_{ns}$  das entsprechende s-Orbital einfach

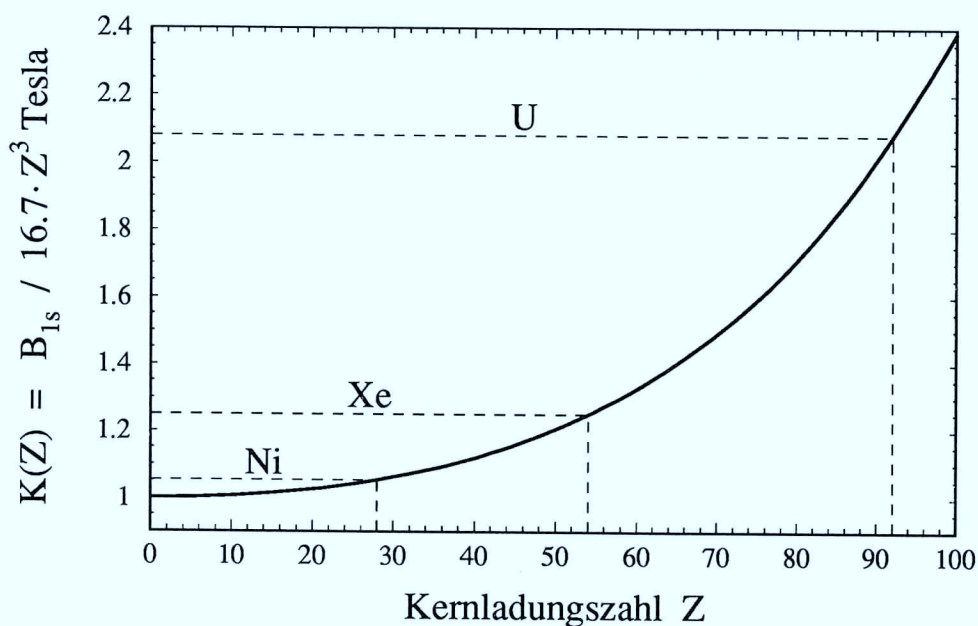


Abb. 1: Korrekturfaktor  $K(Z)$  für 1s-Hyperfeinfelder nach [RUD86].

besetzt ist. Bei doppelt (und damit voll) besetzten s-Orbitalen kompensieren sich die beiden Felder gerade. Je höher die Geschwindigkeit eines Ions im Festkörper ist, desto höher ist sein mittlerer Ladungszustand, d.h. desto mehr Elektronen werden abgestreift. Eine einfache Regel, das „Bohr-Kriterium“ [BOH48] besagt, daß bei einem bewegten Ion im Festkörper alle Elektronen abgestreift werden, deren Bahngeschwindigkeit kleiner als die Ionengeschwindigkeit ist. Die anschauliche Erklärung ist, daß diese Elektronen durch Stöße mit den – relativ zur Ionengeschwindigkeit – fast ruhenden Festkörperelektronen direkt in nicht mehr gebundene Zustände des Ions angeregt werden können. Tatsächlich ist das allerdings keine scharfe Grenze, sondern das bewegte Ion befindet sich in einem Gleichgewichtszustand, bei dem sich Einfang und Verlust von Elektronen im zeitlichen Mittel die Waage halten. Da dies ein statistischer Prozeß ist, streuen zu einem bestimmten Zeitpunkt die Ladungszustände um diesen Mittelwert, mit einer Standardabweichung von etwa 0.5 bis 2. Im Falle, daß die „Bahngeschwindigkeit“ der Elektronen in einem Orbital gerade der Ionengeschwindigkeit entspricht, stellt sich im Gleichgewichtszustand etwa eine Halbbesetzung dieses Orbitals ein. Für höhere Ionengeschwindigkeiten wird das Orbital zunehmend leer sein, für niedrigere zunehmend aufgefüllt. Das gilt auch für

s-Orbitale und bedeutet  $q_{ns} \leq 0.5$ . Insbesondere gilt im Falle von 1s-Elektronen

$$q_{1s} \approx 0.5 \quad \text{für} \quad v_{Ion} = Z_{Ion} \cdot v_0 \quad , \quad (4)$$

d.h. das Maximum an Wahrscheinlichkeit für das Vorliegen eines wasserstoffähnlichen Zustandes wird erreicht, wenn die Ionengeschwindigkeit der „Bohr-Geschwindigkeit“ des 1s-Elektrons entspricht. Tatsächlich werden eine Vielzahl experimenteller Daten, bei denen die Ladungszustände verschiedener Ionen nach dem Durchgang durch Festkörperfolien gemessen wurden [BET72, SHI86] mit diesem Bohr-Kriterium relativ gut beschrieben. Die Daten zeigen, daß beim Durchgang durch Folien aus Atomen mit kleiner Kernladungszahl (z.B. Kohlenstoff-Folien) sich eher etwas höhere Ladungszustände der Ionen bei gleicher Ionengeschwindigkeit einstellen, als mit dem einfachen Modell von Bohr vorhergesagt wird. Obwohl für Folien aus Atomen mit Kernladungszahlen  $Z > 20$  und Ionengeschwindigkeiten  $v_{Ion} \approx Z_{Ion} v_0$  nur wenige Daten vorliegen, ist doch erkennbar, daß Gl. 4 hier gut erfüllt ist. Neben diesen Daten existieren für einige leichte Ionen auch Messungen, bei denen die Besetzung der 1s-Schale des bewegten Ions direkt während des Durchganges durch Eisen- und Gadolinium-Folien gemessen wurden [DYB87, TRI92]. Eine derart ermittelte Geschwindigkeitsabhängigkeit von  $q_{1s}$  ist in Abb. 2 dargestellt.

Wenn sich die Hyperfeinfelder makroskopisch (über ein großes Ensemble von Ionen summiert) bemerkbar machen sollen, so müssen die s-Orbitale nicht nur halbbesetzt vorliegen, sondern zusätzlich noch polarisiert sein, d.h. eine Vorzugsrichtung für den Elektronenspin aufweisen. Der Polarisationsgrad  $p_{ns}$  ist definiert als

$$p_{ns}(v_{Ion}, Z_{Ion}, host) = \frac{N_{ns\uparrow} - N_{ns\downarrow}}{N_{ns\uparrow} + N_{ns\downarrow}} \quad , \quad (5)$$

wobei  $N_{ns\uparrow}$  und  $N_{ns\downarrow}$  die Anzahlen der Ionen sind, die ein Elektron mit Spin „up“ bzw. „down“ im halbbesetzten ns-Orbital haben. Er hängt im allgemeinen nicht nur von der Art des Ferromagnetikums („host“) ab, sondern auch von der Geschwindigkeit und Kernladungszahl des bewegten Ions. Wenn sich die Ionen in einem Ferromagnetikum bewegen, das durch ein externes Feld magnetisiert wurde, so wird Polarisation von den nur teilweise aufgefüllten 3d- bzw. 4f-Bändern des Ferromagnetikums auf die teilweise besetzten Orbitale des Ions übertragen. Für verschiedene wasserstoffähnliche Ionen sind Polarisationsgrade  $p_{1s}$  in Eisen und Gadolinium als Ferromagnetika gemessen worden und zeigen eine typische Größenordnung von  $p_{1s} \sim 0.2$  (siehe Abb. 3).

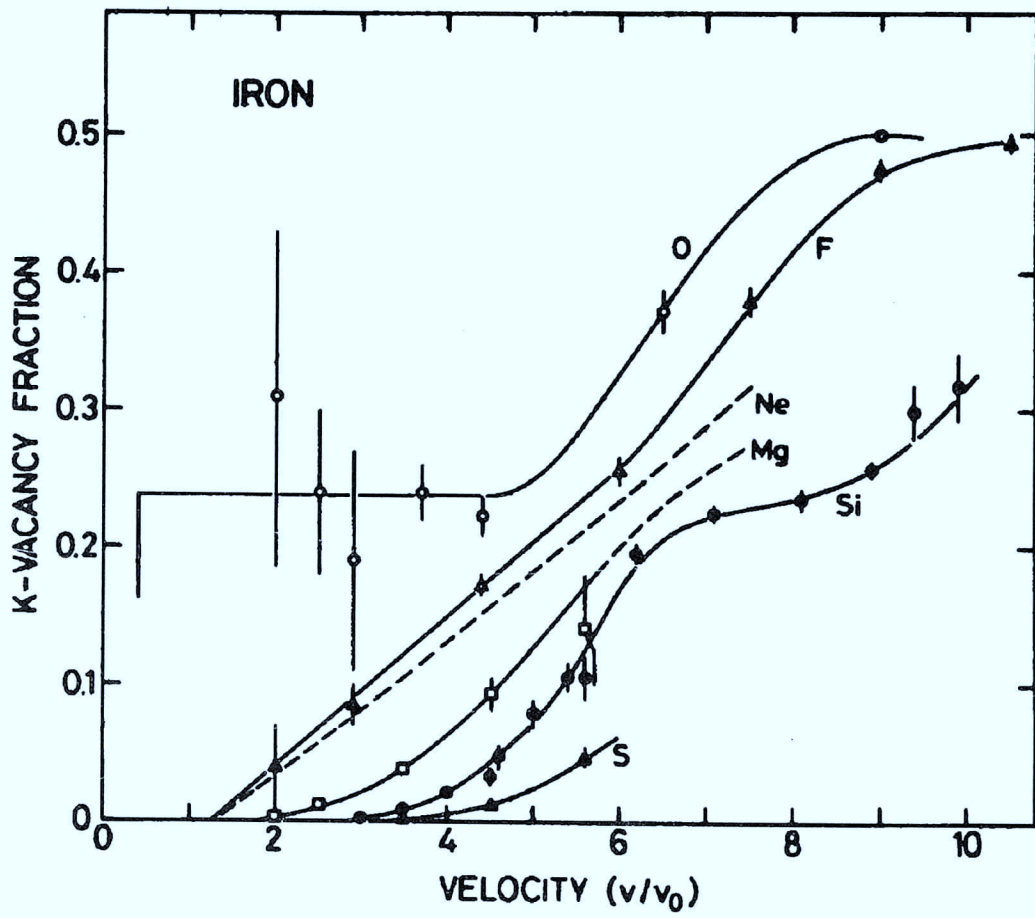


Abb. 2: Gemessene Anteile halbbesetzter K-Schalen ( $q_{1s}$ ) für einige leichte Ionen in Eisen als Funktion der Projektilgeschwindigkeit [DYB87].

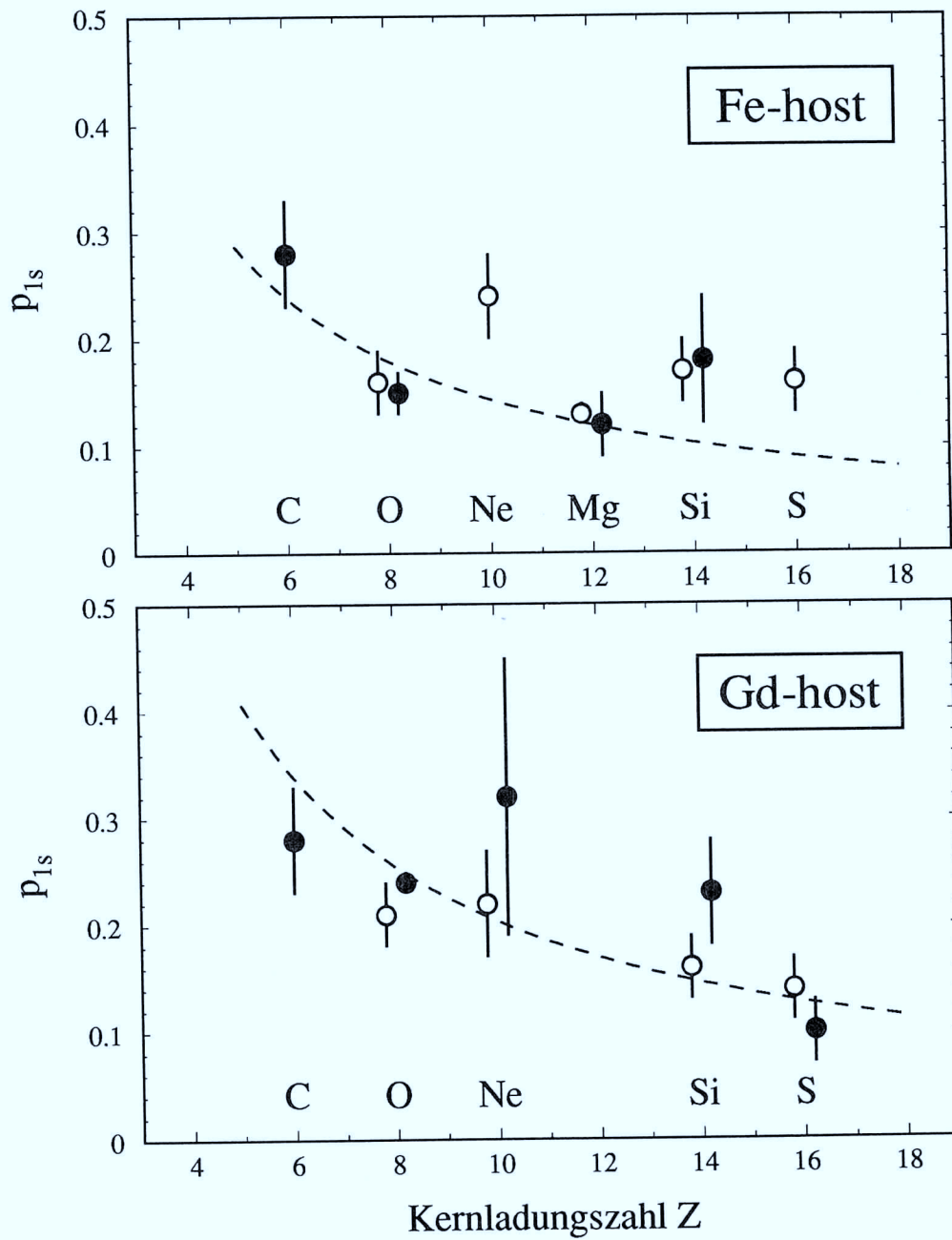


Abb. 3: Polarisationsgrade für leichte wasserstoffähnliche Sonden in Eisen und in Gadolinium bei verschiedenen Geschwindigkeiten (leere Symbole:  $v_{Ion} \sim \frac{1}{2}Zv_0$ , volle Symbole:  $v_{Ion} \sim Zv_0$ ). Die gestrichelten Kurven entsprechen der linearen Parametrisierung der transienten Magnetfelder bei  $v_{Ion} = Z \cdot v_0$  (siehe Abschnitt 2.2).

Die relativ großen Polarisationsgrade dieser wasserstoffähnlichen Sonden können nicht durch direkten Einfang der polarisierten Festkörperelektronen (z.B. 3d-Elektronen bei Eisen und Nickel; 4f-Elektronen bei Gadolinium) erklärt werden, da die zugehörigen Wirkungsquerschnitte zu gering sind. Es werden vielmehr bevorzugt Elektronen aus inneren Schalen eingefangen, deren Bindungsenergie etwa der im Sondenion entspricht [NIK67] („Energy-matching“). Für leichte ( $Z_{Ion} \sim 10$ ) wasserstoffähnliche Systeme in Eisen z.B. übertrifft die Wahrscheinlichkeit für den Einfang aus der 2s-,2p-Schale die für den Einfang aus der 3d-Schale um etwa 5 Größenordnungen [HAG89].

Als der dominierende Prozeß zur Übertragung von Polarisation – zumindest bei wasserstoffähnlichen Systemen – gilt die Spin-Austausch-Streuung: Bei der Streuung der Hüllenelektronen des bewegten Ions an den Festkörperelektronen kann der Spin ausgetauscht werden. Da bei dieser Wechselwirkung nur wenig Energie übertragen wird, kommen für die Elektronen des Ferromagnetikums vorwiegend Übergänge innerhalb eines Energiebandes in Frage. Solche Übergänge sind für gefüllte Energiebänder aufgrund des Pauli-Prinzips verboten, da die möglichen Endzustände dieser Elektronen, die umgekehrten Spin haben müssen, besetzt sind. Die Spin-Austausch-Streuung findet also überwiegend an den nur teilweise besetzten 3d- oder 4f-Bändern des Ferromagnetikums statt. Durch diese Selektivität werden die hohen Polarisationsgrade  $p_{1s}$  bei den bewegten Ionen möglich. Begrenzt wird der Polarisationsgrad dadurch, daß die wasserstoffähnliche Konfiguration des bewegten Ions nicht stabil ist, sondern ständig durch Einfang und Verlust von Elektronen Polarisation zerstört wird („Quenching“). In dem sich einstellenden Gleichgewichtszustand ergibt sich:

$$p_{1s} = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \cdot \{1 - [1 + (n_{\uparrow} + n_{\downarrow}) \cdot \frac{\sigma_{SA}}{\sigma_Q}]^{-1}\} \quad (6)$$

$n_{\uparrow}, n_{\downarrow}$  : Elektronen pro Festkörperatom, die an der Wechselwirkung teilnehmen mit Spin „up“ bzw. „down“

$\sigma_{SA}$  : Spin-Austausch-Wirkungsquerschnitt

$\sigma_Q$  : Quenching-Wirkungsquerschnitt.

Aufgrund der Größe dieser Wirkungsquerschnitte ( $\sigma \sim 10^{-20} \text{cm}^2 \dots 10^{-19} \text{cm}^2$ ) stellt sich der Gleichgewichtszustand bereits nach wenigen Femtosekunden ein, wie auch experimentell am Beispiel von  $^{16}\text{O}$ -Ionen gezeigt werden konnte [REU89]. Die Polarisationsgrade  $p_{ns}$  mit  $n > 1$  sind experimentell kaum zugänglich, da die entsprechenden Elektronenzustände nicht so rein präpariert werden können wie im Fall der

wasserstoffähnlichen Ionen. Theoretisch läßt sich eine Zunahme der  $p_{ns}$  mit steigender Hauptquantenzahl  $n$  abschätzen, da der Wirkungsquerschnitt dieser Elektronen für den Spin-Austausch etwa  $n$ -mal stärker anwächst als der für das „Quenching“ [SPE91]. Daten, die aus der freien Hyperfeinwechselwirkung von  $^{16}\text{O}$ -Ionen gewonnen wurden [KRE93], zeigen  $p_{2s} \sim 2 \cdot p_{1s}$  in Einklang mit dieser Abschätzung.

Das transiente Magnetfeld läßt sich daher folgendermaßen als effektive Summe der Hyperfeinfelder darstellen:

$$B_{TF} = \sum_n p_{ns} \cdot q_{ns} \cdot B_{ns} \quad (7)$$

- $B_{ns}(Z_{Ion})$  : Hyperfeinfeld eines s-Elektrons mit Hauptquantenzahl  $n$  am Ort des Kerns (Fermi-Kontaktfeld)  
 $q_{ns}(v_{Ion}, Z_{Ion}, host)$  : Anteil der Ionen mit halbbesetzter  $ns$ -Schale  
 $p_{ns}(v_{Ion}, Z_{Ion}, host)$  : Spin-Polarisation dieser Elektronen.

Da die Polarisationsrichtung der Elektronenspins des Festkörpers auf die Ionen übertragen wird, entspricht die Richtung des transienten Magnetfeldes der des externen Feldes zur Magnetisierung des Ferromagnetikums. Aus den beschriebenen Eigenschaften läßt sich folgern, daß die transienten Magnetfelder für wasserstoffähnliche Ionen maximal werden, da hier die weitaus stärksten Hyperfeinfelder der  $1s$ -Elektronen wirksam werden. Dies ist der Fall bei  $v_{Ion} \sim Z \cdot v_0$ , wo sich Gl. 7 folgendermaßen vereinfacht:

$$B_{TF} = p_{1s} \cdot q_{1s} \cdot B_{1s} \quad (8)$$

## 2.2 Empirische Eigenschaften

Eine exakte theoretische Beschreibung transienter Magnetfelder ist aufgrund der Komplexität des Vielteilchensystems Ion-Festkörper nicht möglich. Für den einfachsten Fall wasserstoffähnlicher Ionen ist es gelungen, die Größe der Feldstärken annähernd richtig wiederzugeben, ohne allerdings Feinheiten in deren Abhängigkeit von der Kernladungszahl oder Geschwindigkeit des Ions wiedergeben zu können [HAG90].

Für den allgemeinen Fall muß man auf empirische Parametrisierungen zurückgreifen. Als – trotz ihrer Einfachheit – sehr universell hat sich eine Parametrisierung

des Feldes erwiesen, in der die Feldstärke linear mit der Ionengeschwindigkeit und der Kernladungszahl zunimmt [EBE77, EBE80, ZAL78] :

$$B_{lin} = a(host) \cdot Z_{Ion} \cdot \frac{v_{Ion}}{v_0} \quad . \quad (9)$$

Für die am häufigsten in Experimenten mit transienten Feldern verwendeten Ferromagnetika Eisen und Gadolinium hat man durch Anpassung an eine Vielzahl von Daten folgende Stärkeparameter  $a$  ermittelt:

$$\begin{aligned} a(\text{Fe}) &= 12 \text{ Tesla} , \\ a(\text{Gd}) &= 17 \text{ Tesla} . \end{aligned}$$

Im Anwachsen des transienten Feldes mit der Ionengeschwindigkeit spiegelt sich wieder, daß durch das Abstreifen von immer mehr Hüllenelektronen des Ions zunehmend die stärkeren Hyperfeinfelder innerer Schalen wirksam werden. Gl. 9 beschreibt eine Vielzahl von Daten gut, insbesondere für niedrige Geschwindigkeiten, wie z.B. Abb. 4 zeigt. Es hat sich jedoch auch für eine Vielzahl von Experimenten mit leichten Ionen ( $Z \leq 16$ ) gezeigt, daß diese lineare Parametrisierung auch noch für wasserstoffähnliche Ionen bis etwa  $v_{Ion} = Z_{Ion} \cdot v_0$  die Stärke transienter Magnetfelder gut wiedergibt (z.B. [SPE89a]).

Setzt man also Gültigkeit der linearen Parametrisierung bei der Bohrgeschwindigkeit voraus, so lassen sich daraus einfach die in Abb. 3 skizzierten  $Z$ -Abhängigkeiten der Polarisationsgrade  $p_{1s}$  errechnen:

$$p_{1s} = \frac{B_{lin}}{q_{1s} \cdot B_{1s}} = \frac{a(host) \cdot Z^2}{0.5 \cdot 16.7 \cdot Z^3}$$

was

$$p_{1s}(\text{Fe}) \approx \frac{1.4}{Z} \quad \text{und} \quad p_{1s}(\text{Gd}) \approx \frac{2.0}{Z} \quad ,$$

einem Abnehmen der Polarisationsgrade mit der Kernladungszahl, entspricht. Tendenziell ist dies – insbesondere in Gadolinium – auch der Fall, allerdings deuten die Meßdaten für  $p_{1s}$  in Eisen einen komplizierteren Verlauf an, dem die einfache Parametrisierung nicht gerecht werden kann.

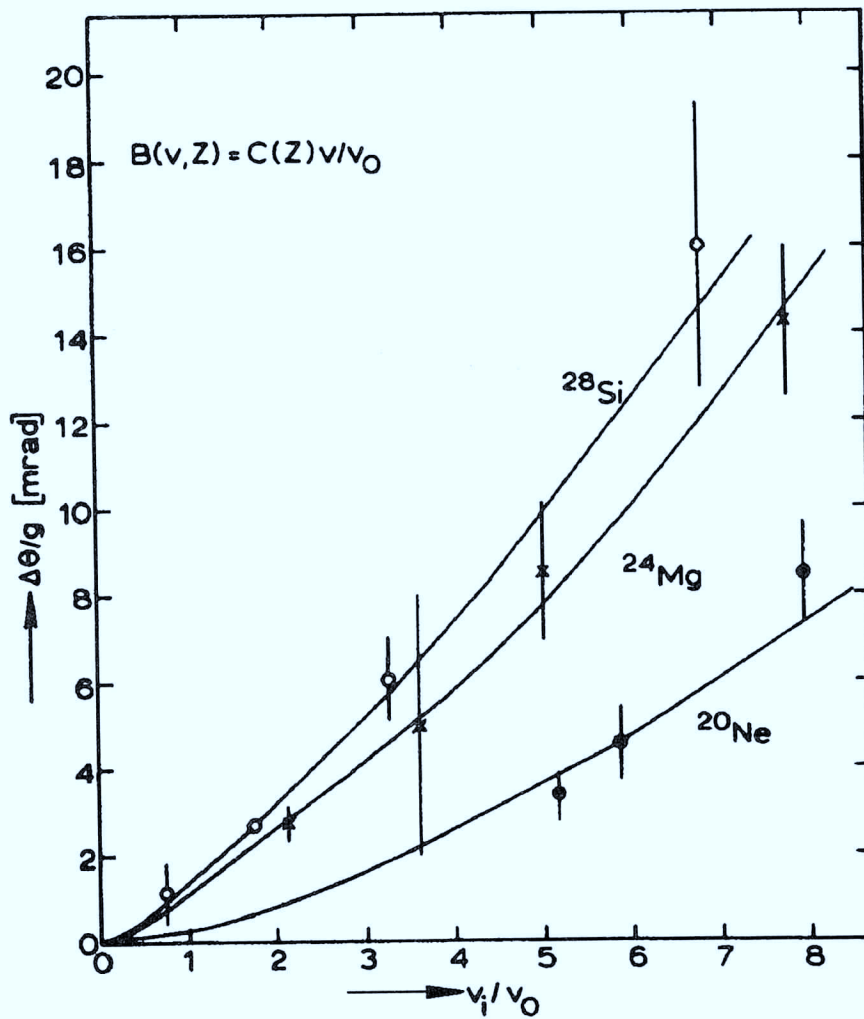


Abb. 4: Gemessene Präzessionswinkel im transienten Magnetfeld für leichte Ionen bei Geschwindigkeiten  $v_{Ion} < 8v_0$ . Die Kurven zeigen Rechnungen mit linearer Parametrisierung der Felder [ZAL78].

## 2.3 Meßmethode und Anwendung für transiente Magnetfelder

Zur praktischen Durchführung von Messungen transienter Magnetfelder werden mehrschichtige Folien benötigt. Ein Kernzustand, der untersucht werden soll, wird im allgemeinen durch eine Kernreaktion in der ersten Folienschicht („Target-Schicht“) erzeugt. Nach der Anregung muß das Ion mit dem angeregten Kern („Sondenkern“) mit genügend hoher Geschwindigkeit in eine ferromagnetische Schicht eindringen, so daß ein transientes Magnetfeld auf diesen Sondenkern wirken kann. Bei der Kinematik der Anregung unterscheidet man zwei Fälle: Entweder wird die Anregung des Sondenkerns durch Streuung von Kernen eines Ionenstrahls an der Target-Schicht erzeugt („Projektil-Anregung“) oder indem der Ionenstrahl Kerne der Target-Schicht anregt („Target-Anregung“). Abb. 5 zeigt die beiden prinzipiellen Möglichkeiten.

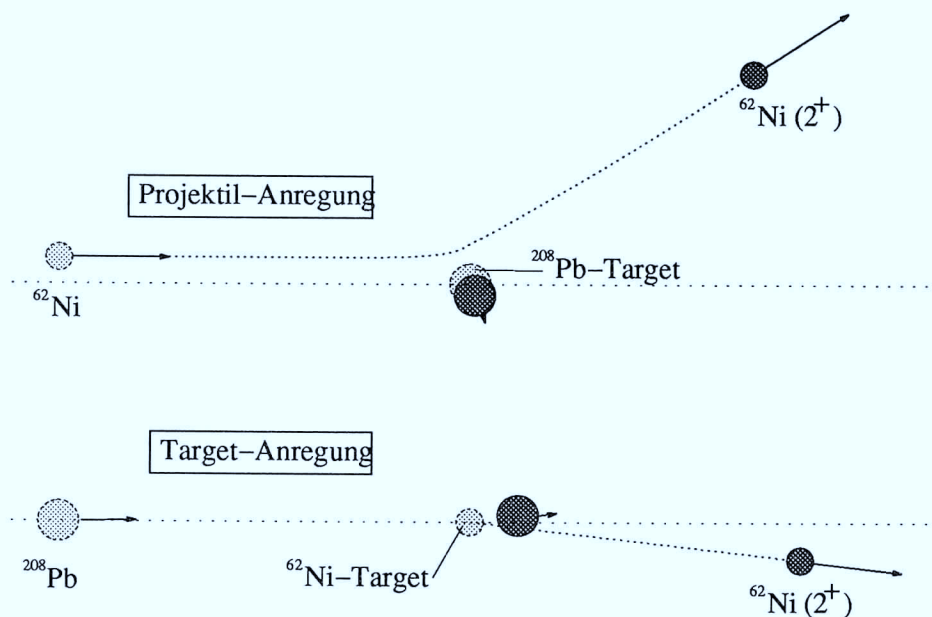


Abb. 5: Veranschaulichung der Anregungsarten am Beispiel der Anregung von  $^{62}\text{Ni}$ . Es wird der Zustand kurz vor und nach dem Stoßprozeß durch hell bzw. dunkel gezeichnete Kerne gezeigt.

Die Wirkung des transienten Magnetfeldes  $B_{TF}$  auf das magnetische Moment  $g \cdot \vec{I} \cdot \frac{\mu_K}{\hbar}$  der Sonde läßt sich anschaulich als Präzessionsbewegung erklären, wobei

sich der Präzessionswinkel  $\Delta\Theta_{TF}$  als Produkt von Larmor-Frequenz der Präzession und effektiver Wirkungszeit des transienten Feldes  $t_{eff}$  zu

$$\Delta\Theta_{TF} = g \cdot \frac{\mu_K}{\hbar} \cdot B_{TF} \cdot t_{eff} \quad (10)$$

ergibt. Die effektive Wechselwirkungszeit  $t_{eff}$  ist dabei festgelegt als Durchflugszeit des Ions durch die ferromagnetische Schicht, gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit, daß der Sondenzustand zu einer bestimmten Zeit noch angeregt ist. (Nähere Erläuterungen in Abschnitt 3.2.1).

Der Nachweis der Kernspinpräzession wird dadurch möglich, daß die Spins der Kerne bei der Anregung in den Sondenzustand ausgerichtet werden und daher die anschließend beim Übergang in den Grundzustand emittierte Multipol- $\gamma$ -Strahlung anisotrop ist. Unter diesen Voraussetzungen läßt sich eine Präzessionsbewegung der angeregten Kerne makroskopisch mit der Methode der gestörten Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation (PAC) messen. Im Ruhesystem des Kerns läßt sich die  $\gamma$ -Winkelverteilung in Kugelkoordinaten beschreiben als [WIN66, LEL78]:

$$W(\Theta_\gamma, \Phi_\gamma - \Phi_p) = \sum_{k=0}^{k_{max}} \sum_{q=-k}^k \varrho_{kq} \cdot F_k \cdot Q_k \cdot G_k \cdot Y_{kq}(\Theta_\gamma, \Phi_\gamma - \Phi_p) \quad (11)$$

$\varrho_{kq}$	:	statistischer Tensor
$F_k$	:	Korrelationskoeffizient
$Q_k$	:	Öffnungswinkelkoeffizient
$G_k$	:	Deorientierungskoeffizient
$Y_{kq}(\Theta_\gamma, \Phi_\gamma - \Phi_p)$	:	Kugelflächenfunktionen
$\Theta_\gamma, \Phi_\gamma, \Phi_p$	:	Polar- und Azimutwinkel von $\gamma$ -Quanten und Teilchen
$k_{max}$	=	$2 \cdot \text{Max}(I_i, I_f, \lambda)$

Wenn die Polarisation der  $\gamma$ -Quanten nicht gemessen wird, treten in der Summation nur gerade Indizes  $k$  auf, die von 0 bis zu einem Wert laufen, der dem doppelten Maximalwert der Kernspins  $I_i, I_f$  vor und nach dem  $\gamma$ -Übergang und dessen Multipolarität  $\lambda$  entspricht. In den im folgenden betrachteten Fällen ist immer

$$I_i = 2, \quad I_f = 0, \quad \lambda = 2 \quad \implies \quad k_{max} = 4 \quad .$$

Der statistische Tensor  $\varrho_{kq}$  ist durch die kinematischen Bedingungen (Projektilenergie, Streuwinkel, Anregungsenergie, ...) der Kernanregung sowie die Art der Anregung (z.B. Coulombanregung) festgelegt.

Die Koeffizienten  $F_k = F_k(\lambda, \lambda', I_f, I_i)$  hängen von den Multipolaritäten  $\lambda$  sowie den Kernspins  $I_i$  und  $I_f$  des Anfangs- bzw. Endzustandes ab. Sie sind z.B. in [STE75] tabelliert. Im Fall von reinen ( $2^+ \rightarrow 0^+$ )-E2-Übergängen sind sie

$$\begin{aligned} F_2(2, 2, 0, 2) &= -0.598 \\ F_4(2, 2, 0, 2) &= -1.069 \quad . \end{aligned}$$

Die Koeffizienten  $Q_k$  berücksichtigen, daß Quelle und Detektor der  $\gamma$ -Strahlung nicht punktförmig sind. Sie wurden hier mittels einer Monte-Carlo-Simulation [HER90] bestimmt, bei der Art, Größe und Form der  $\gamma$ -Detektoren sowie ihr Abstand vom Target berücksichtigt wurden.

Die Koeffizienten  $G_k$  beschreiben eine weitere Verschmierung der Winkelverteilung, die dadurch entsteht, daß die Ausrichtung der angeregten Kerne durch Hyperfeinwechselwirkungen deorientiert werden kann. Die weitaus größte Rolle spielt dabei die Ausbildung der Kopplung von Kern- ( $\vec{I}$ ) und Hüllen-Spin ( $\vec{J}$ ) nach Austritt der Ionen ins Vakuum, was im klassischen Bild zu einer Präzession von  $\vec{I}$  um den Gesamtspin  $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$  führt und so die Spin-Anisotropie der angeregten Kerne teilweise wieder zerstört.

Da die Präzessionsfrequenzen sehr hoch sind ( $\omega \sim 10^{12}\text{s}^{-1} \dots 10^{14}\text{s}^{-1}$ ), erfolgen die Messungen der Winkelkorrelation „zeitintegral“, d.h. es spielen nur die ab dem Austrittszeitpunkt ins Vakuum  $t_{vak}$  gemittelten Koeffizienten eine Rolle:

$$G_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_{vak}}^{\infty} G_k(t) \cdot e^{-(t-t_{vak})/\tau} dt \quad . \quad (12)$$

Diese hängen von den Beträgen der Spins  $I, J$  und  $F$  ab [GOL82]:

$$G_k = 1 - 2 \cdot \sum_J q_J \cdot \sum_{F>F'} \frac{(2F+1)(2F'+1)}{2J+1} \cdot \left\{ \begin{matrix} F & F' & k \\ I & I & J \end{matrix} \right\}^2 \cdot \frac{(\omega_{FF'}\tau)^2}{1 + (\omega_{FF'}\tau)^2} \quad (13)$$

$$\text{mit} \quad \omega_{FF'} = g \cdot \mu_K \cdot \frac{B(0)}{J} [F(F+1) - F'(F'+1)]$$

- $q_J$  : Wahrscheinlichkeit für den Zustand mit Hüllenspin  $J$  bei Austritt ins Vakuum
- $\mu_K$  : Kernmagneton ( $\mu_K = \frac{e\hbar}{m_p c}$ )
- $g$  : Kern-g-Faktor des angeregten Zustandes
- $B(0)$  : Hyperfeinfeld am Kernort
- $\tau$  : Lebensdauer des Kernzustandes

Für den Spezialfall  $J = \frac{1}{2}$ , der bei den vorliegenden Experimenten bei weitem der häufigste ist, da die Ionen mit Geschwindigkeiten nahe  $v_{Ion} = Z_{Ion} \cdot v_0$  ins Vakuum austreten und dabei überwiegend wasserstoffähnlich vorliegen, vereinfacht sich der Ausdruck für  $G_k$  :

$$G_k = 1 - q_{\frac{1}{2}} \cdot \frac{k(k+1)}{(2I+1)^2} \cdot \frac{(\omega\tau)^2}{1+(\omega\tau)^2} \quad (14)$$

mit  $\omega = (2I+1) \cdot g \cdot \mu_K \cdot B_{1s}$

Die Abschwächung kann nicht beliebig groß sein, sondern selbst für  $\omega\tau \gg 1$  und  $q_{\frac{1}{2}} = 1$  erhält man als sogenannte „hard core“-Werte ( $I = 2$ ):

$$\begin{aligned} G_2 &= 0.760 \\ G_4 &= 0.200 \end{aligned}$$

„Hard core“-Werte für  $J = 1$  und  $I = 2$  sind :

$$\begin{aligned} G_2 &= 0.473 \\ G_4 &= 0.230 \end{aligned}$$

Die  $J = 1$ -Zustände sind bei  $v_{Ion} \sim Z_{Ion} \cdot v_0$  mit einem Anteil von wenigen Prozent vorhanden, durch Ionen in einem angeregten heliumähnlichen Zustand.

Mit der PAC-Methode lassen sich – relativ zu diesen Deorientierungen – sehr kleine zusätzliche Störungen von  $W(\Theta_\gamma, \Phi_\gamma)$  nachweisen, wenn diese gerichtet sind: Legt man ein äußeres Magnetfeld an, so wirkt auf die Sondenkerne in der ferromagnetischen Schicht das gleichgerichtete aber etwa um 4 bis 6 Größenordnungen stärkere transiente Magnetfeld. Die Präzessionsbewegung der Kerne äußert sich für kleine Winkel  $\Delta\Theta_{TF} \ll 90^\circ$  in einer entsprechenden Drehung  $\Delta\Theta_\gamma$  der  $\gamma$ -Winkelverteilung um die Magnetfeldachse [STE75]. Dies ist bei typischen Messungen mit Drehwinkeln von einigen mrad gut erfüllt. Bei entgegengesetzter Feldrichtung ändert der Drehwinkel sein Vorzeichen, wie in Abb. 6 gezeigt wird. Mit einem  $\gamma$ -Detektor  $i$  in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld läßt sich die Asymmetrie der Zählraten  $N_{i\uparrow}$  und  $N_{i\downarrow}$  für beide Magnetfeldrichtungen bestimmen:

$$\frac{N_{i\uparrow} - N_{i\downarrow}}{N_{i\uparrow} + N_{i\downarrow}} = \frac{W(\Theta_\gamma + \Delta\Theta_\gamma) - W(\Theta_\gamma - \Delta\Theta_\gamma)}{W(\Theta_\gamma + \Delta\Theta_\gamma) + W(\Theta_\gamma - \Delta\Theta_\gamma)} = \frac{1}{W(\Theta_\gamma)} \cdot \frac{dW(\Theta_\gamma)}{d\Theta_\gamma} \cdot \Delta\Theta_\gamma \quad (15)$$

Für das zweite Gleichheitszeichen wurde die Taylor-Entwicklung von  $W(\Theta_\gamma + \Delta\Theta_\gamma)$  bis zum linearen Glied benutzt. Steht der  $\gamma$ -Detektor auf einer Position mit „Slope“-Wert

$$S(\Theta_\gamma) := \frac{1}{W(\Theta_\gamma)} \cdot \frac{dW(\Theta_\gamma)}{d\Theta_\gamma} \neq 0 \quad , \quad (16)$$

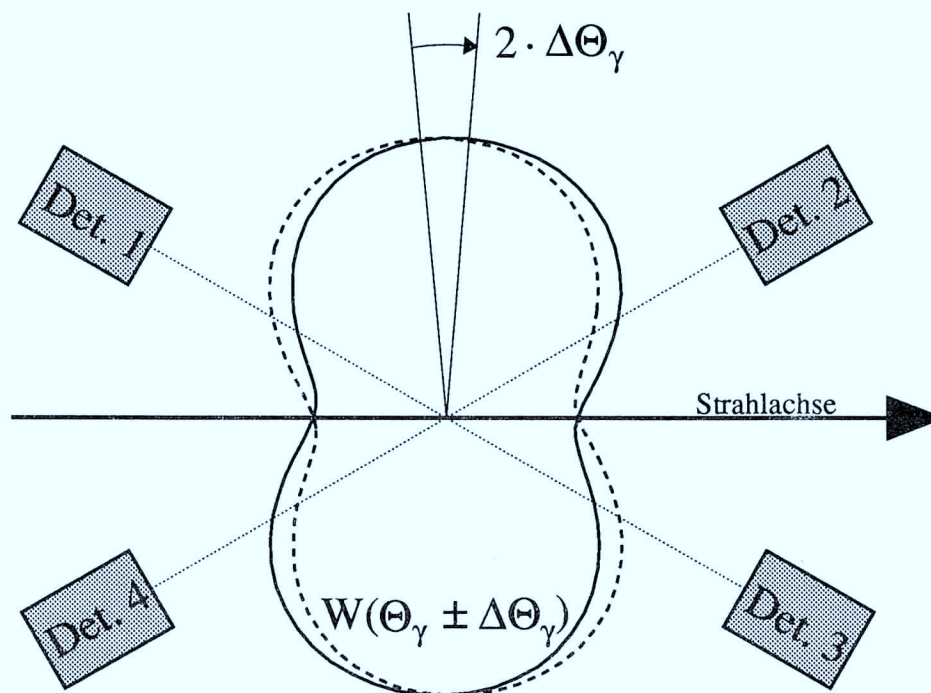


Abb. 6: Schematische Zeichnung einer  $\gamma$ -Winkelverteilung für ein Magnetfeld in die Zeichenebene hinein (gestrichelte Kurve) und aus ihr heraus (durchgezogene Kurve) bei positivem g-Faktor des angeregten Kernzustandes, mit angedeuteten optimalen Detektorpositionen.

so ist er empfindlich auf Drehungen der Winkelkorrelation. Die optimale Sensitivität erreicht man, wenn man als Kompromiß zwischen „Slope“-Wert und Anzahl der aufgenommenen Ereignisse die Größe

$$\frac{1}{\sqrt{W}} \cdot \frac{dW}{d\Theta_\gamma}$$

maximiert. In der Praxis bildet man anstelle des Zählratenverhältnisses von Gl. 15 die Größe

$$\frac{\sqrt{DR} - 1}{\sqrt{DR} + 1} \quad \text{mit} \quad DR = \frac{N_{i\uparrow} \cdot N_{j\downarrow}}{N_{i\downarrow} \cdot N_{j\uparrow}},$$

wobei das sogenannte Doppelverhältnis  $DR$  aus den Zählraten von zwei symmetrisch zur Strahlachse positionierten Detektoren  $i$  und  $j$  gebildet wird. Auf diese Weise ist das Ergebnis unabhängig von systematischen Unsicherheiten, wie der Ansprechwahrscheinlichkeit der  $\gamma$ -Detektoren oder den Strahlstromintensitäten bei den beiden Magnetfeldrichtungen.

Mit Gl. 10 läßt sich der zu messende g-Faktor folgendermaßen ausdrücken:

$$g = \frac{\sqrt{DR} - 1}{\sqrt{DR} + 1} \cdot \left( \frac{1}{W(\Theta_\gamma)} \cdot \frac{dW(\Theta_\gamma)}{d\Theta_\gamma} \cdot \frac{\mu_K}{\hbar} \cdot B_{TF} \cdot t_{eff} \right)^{-1} . \quad (17)$$

Ist das transiente Magnetfeld bekannt (die weiteren Größen sind experimentell bzw. rechnerisch zugänglich), so läßt sich mit dieser Methode der g-Faktor bestimmen.

Umgekehrt lassen sich durch Messungen an Kernzuständen mit bekannten g-Faktoren Bestimmungen der transienten Magnetfelder durchführen.

## 2.4 Abhängigkeit des transienten Magnetfeldes von der Magnetisierung

Bei der bisherigen Beschreibung des transienten Magnetfeldes wurde vorausgesetzt, daß das Ferromagnetikum optimal magnetisiert ist. Im Falle nicht ausreichender Magnetisierung oder Störungen des Ferromagnetikums verringert sich der Polarisationsübertrag auf die Sondenionen und damit auch das transiente Magnetfeld.

### 2.4.1 Äußeres Magnetisierungsfeld

Das äußere Feld  $B_{ext}$  sollte den Ferromagneten bis zur Sättigung polarisieren. Die hierfür nötige Feldstärke kann durch Magnetometermessungen bestimmt werden. Der Zusammenhang zwischen makroskopischer Magnetisierung und dem transienten Magnetfeld wurde experimentell auch schlüssig gezeigt [GOL78].

Eine optimale Magnetisierung bei relativ geringen äußeren Feldern wird möglich, wenn die entsprechende ferromagnetische Schicht (des mehrschichtigen Targets) gute Kristalleigenschaften besitzt. Im Fall von Eisen als ferromagnetischer Schicht erreicht man dies z.B. durch Walzen von Eisenfolien und anschließendes Tempern im Vakuum bei 1150 K [DOL87]. Bei Gadolinium erzielt man gute „weichmagnetische“ Eigenschaften z.B. durch Aufdampfen im Vakuum auf Tantal-Folien bei Substrat-Temperaturen von etwa 800 K [MAI89]. Für derartig hergestellte Folien sind externe Flußdichten von 0.02 - 0.03 Tesla ausreichend, um sie (in der Folienebene) bis zur Sättigung zu magnetisieren.

### 2.4.2 Schwerionenstrahlinduzierte Abschwächung

Es hat sich gezeigt, daß bei Messungen transienter Felder der Ionenstrahl, der zur Anregung des Sondenkerns verwendet wird, einen entscheidenden Einfluß haben kann. Dieser Effekt wurde zuerst bei Messungen mit der  $^{28}\text{Si}$ -Sonde in Eisen beobachtet [SPE88]. Dort wurden große Unterschiede in der Stärke der transienten Magnetfelder gemessen, je nachdem, ob der Sondenzustand über Projektil- oder Targetanregung bevölkert wurde, obwohl die Sondengeschwindigkeit in beiden Fällen ähnlich war ( $v_{\text{Ion}} \sim Z_{\text{Ion}} \cdot v_0$ ). So wurde bei Messungen mit wasserstoffähnlichen  $^{28}\text{Si}$ -Sonden, die durch Streuung von Projektilen eines  $^{28}\text{Si}$ -Strahles angeregt wurden, ein Feld von  $B_{TF} \approx 3.2$  kTesla gemessen, was mit dem erwarteten Wert aus der linearen Parametrisierung ( $B_{TF} = 12 \cdot Z \cdot v/v_0$  Tesla) gut übereinstimmt. Bei der Anregung der  $^{28}\text{Si}$ -Sonde durch Stöße mit den Kernen eines  $^{62}\text{Ni}$ -Strahls in einem weiteren Experiment wurde ein signifikant kleineres Feld von  $B_{TF} \approx 0.3$  kTesla gemessen [SPE88]. Der Unterschied wurde dem zur Targetanregung verwendeten Ni-Strahl zugeschrieben, der ebenfalls den Ferromagneten durchquerte und durch sein – verglichen mit dem Si-Strahl – hohes Ionisationsvermögen in Eisen eine Störung der magnetischen Ordnung hervorruft (siehe Abb. 7). In zahlreichen weiteren Experimenten [SPE89a,SPE89b,SPE91] wurde diese „Schwerionenstrahlinduzierte Abschwächung der transienten Magnetfelder“ bestätigt und detailliert untersucht.

Die Erkenntnisse, die zunächst vor allem mit Eisen als Ferromagnetikum gewonnen wurden, zeigen, daß es sich um eine dynamische Störung handelt. Nach Abschalten des Strahls waren keine permanenten Gitterdefekte in den polykristallinen ferromagnetischen Schichten festzustellen, die sich in einer Reduktion der Magnetisierbarkeit geäußert hätten. Aus einer beobachteten leichten Abhängigkeit von der Strahlintensität [SPE92b] läßt sich eine charakteristische Erholzeit ableiten, wenn man abschätzt, wie groß der Bereich des Ferromagneten ist, der durch ein einzelnes Strahlteilchen depolarisiert wird. Nimmt man für den Bereich der auftretenden Störung die Größe typischer Domänen im Ferromagneten von  $d \sim 10\mu\text{m} \dots 100\mu\text{m}$  an, so ergeben sich Erholzeiten im Bereich von  $\tau \sim 1\text{ns} \dots 1\mu\text{s}$ .

Daß die Ursache für die Störung des Ferromagnetikums das Ionisationsvermögen des Ionenstrahls ist, läßt sich erhärten, wenn man die Abhängigkeit der gemessenen Daten vom spezifischen Energieverlust des Strahls im Ferromagnetikum betrachtet. Abb. 8 zeigt Daten für verschiedene Sondenkerne, die mit leichten ( $Z = 8$ ) bis mittelschweren ( $Z = 28$ ) Strahlionen angeregt worden waren. Im oberen Diagramm ist zu erkennen, daß die Meßwerte mit leichten Ionen in Eisen ab einem spezifischen

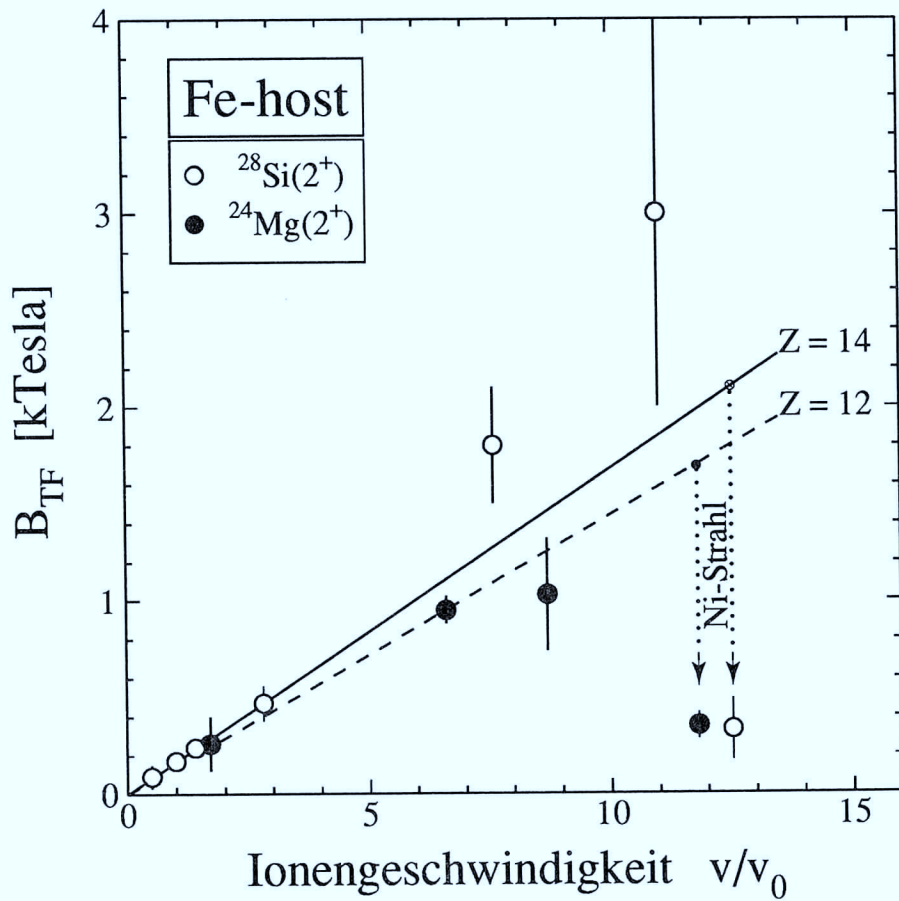


Abb. 7: Gemessene transiente Magnetfelder für Mg- und Si-Ionen in Eisen im Vergleich zur linearen Parametrisierung (Gl. 9). Bei den beiden Datenpunkten mit der höchsten Geschwindigkeit wurde jeweils ein Ni-Strahl zur Anregung verwendet.

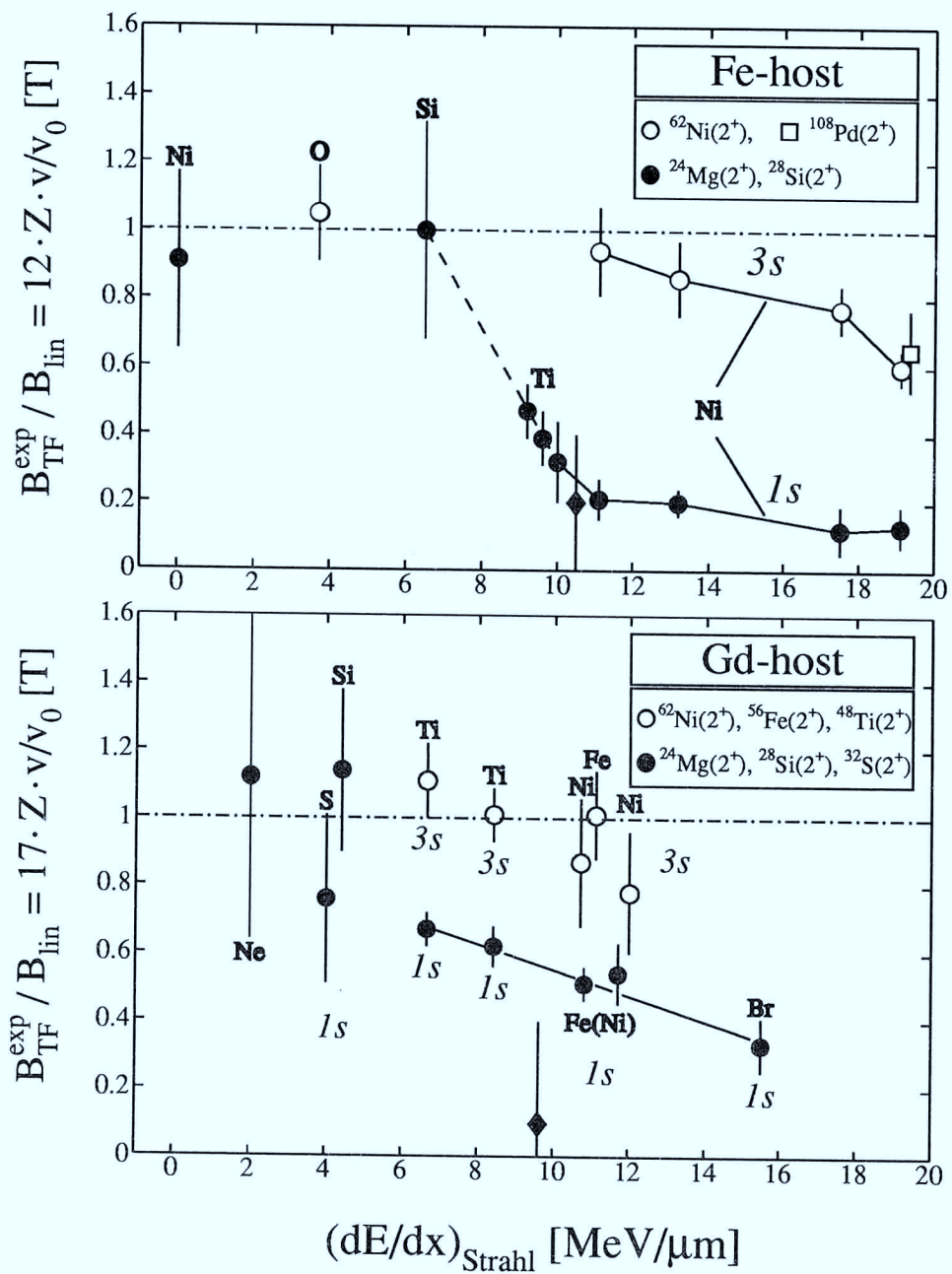


Abb. 8: Gemessene transiente Magnetfelder in Eisen und in Gadolinium im Verhältnis zu ihrem Erwartungswert nach der linearen Parametrisierung, in Abhängigkeit vom spezifischen Energieverlust des Strahls im Ferromagneten. Die vollen Symbole bezeichnen dabei wasserstoffähnliche (1s-Felder), die leeren Symbole langsamere schwerere Sondenionen (3s-Felder). An den Datenpunkten ist der jeweils zur Anregung verwendete Ionenstrahl gekennzeichnet.

Energieverlust des Strahls von etwa  $dE/dx = 8 \text{ MeV}/\mu\text{m}$  signifikant kleiner werden, obwohl die Sondengeschwindigkeiten in allen Fällen ähnlich sind. Für schwerere Sondenkerne wie z.B.  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{108}\text{Pd}$  ist der Abschwächungseffekt zwar auch vorhanden, aber deutlich weniger ausgeprägt. Diese Kerne bewegen sich relativ langsam ( $v_{\text{Ion}} \sim 2v_0 \ll Z_{\text{Ion}}v_0$ ) im Ferromagneten, wodurch überwiegend die Hyperfeinfelder äußerer Schalen (3s-Elektronen) das transiente Magnetfeld verursachen. Die Daten werden so gedeutet, daß der Polarisationsübertrag auf diese Schalen in dem „gestörten“ Ferromagnetikum weniger stark behindert ist, als der auf 1s-Elektronen [SPE91].

Ein prinzipiell ähnliches Verhalten läßt sich für die Daten in Gadolinium als Ferromagnetikum erkennen. Hier scheint allerdings bei gleichem  $dE/dx$  des Ionenstrahls der Grad der Abschwächung für die wasserstoffähnlichen Ionen geringer zu sein und das Auftreten einer Schwelle zu kleineren  $dE/dx$ -Werten hin verschoben zu sein. Für größere  $dE/dx$ -Werte beobachtet man ein schwaches und fast lineares Abfallen des Meßeffektes mit zunehmendem  $dE/dx$ . Wiederum zeigen die Felder der schwereren Ionen wie  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  keine große Abschwächung.

### 3 Transiente Magnetfelder wasserstoffähnlicher $^{62}\text{Ni}$ - und $^{54}\text{Fe}$ -Ionen

#### 3.1 Motivation

Wie bereits in Abschnitt 2.1 erläutert wurde, ist der Fall wasserstoffähnlicher Ionen für Messungen transienter Magnetfelder in zweifacher Hinsicht besonders interessant: Zum einen erreichen die Feldstärken hier ihre maximal möglichen Werte, zum anderen sind die Systeme so einfach, daß sie am ehesten einer theoretischen Beschreibung zugänglich sind.

Alle bisherigen Untersuchungen transienter Magnetfelder wurden an elektrostatischen Beschleunigern (Tandem-, van de Graff-Beschleunigern) durchgeführt. Hier ist es lediglich bis etwa  $Z = 16$  möglich, Geschwindigkeiten  $v_{Ion} > \frac{1}{2} \cdot Z_{Ion} \cdot v_0$  zu erreichen, die nötig sind, um für Experimente mit transienten Magnetfeldern ausreichend große Anteile von Ionen in wasserstoffähnlicher Konfiguration zu erhalten. Zahlreiche weitere Experimente wurden für schwerere Ionen bis zu Quecksilber bei relativ niedrigen Geschwindigkeiten ( $v_{Ion} \leq 3v_0$ ) durchgeführt, bei denen die Hyperfeinfelder der 2s-, 3s- oder höherer Schalen dominieren.

Von grundsätzlichem Interesse ist die Frage, ob für wesentlich höhere Geschwindigkeiten ( $v_{Ion} \gg 10v_0$ ) der Polarisationsübertrag vom Ferromagneten auf das bewegte Ion ähnlich effizient ist, wie bei niedrigen ( $v_{Ion} \leq 10v_0$ ). Wäre dies der Fall, würden bei den schwersten Ionen Felder von der Größenordnung  $B_{TF} > 100$  kTesla auftreten. Damit würde die Messung magnetischer Momente von Kernzuständen mit Lebensdauern  $\tau \leq 10^{-14}$  s möglich.

Mit dem neuen Schwerionensynchrotron SIS der GSI Darmstadt ist es bei Energien bis ca.  $E_{Ion} \sim 1\text{GeV} \cdot A_{Ion}$  möglich, alle Kerne in die wasserstoffähnliche Konfiguration zu bringen.

Da bisher noch keine experimentelle Erfahrung mit wasserstoffähnlichen Ionen mit  $Z_{Ion} > 16$  vorlag, wurden, als Teilschritt zu den schwersten Ionen, Experimente mit Nickel- ( $Z = 28$ ) und Eisen-Ionen ( $Z = 26$ ) durchgeführt. Der Linearbeschleuniger UNILAC der GSI, dessen Maximalenergie von ca.  $E_{Ion} \sim 20\text{MeV} \cdot A_{Ion}$  der Bohrgeschwindigkeit der 1s-Elektronen in Nickel von  $v = Z \cdot v_0 = 28 \cdot v_0$  entspricht, ermöglicht hohe Anteile wasserstoffähnlicher Konfigurationen für  $^{62}\text{Ni}$ - und  $^{54}\text{Fe}$ -Ionen in Targets. Als Sondenzustände wurde der jeweils erste angeregte 2<sup>+</sup>-Zustand der Kerne gewählt. Es wurden diese beiden Isotope von Nickel und Eisen

Atom	Z	$E_{Ion}/A_{Ion}$ [MeV]	$p_{1s}$	$q_{1s}$	$B_{1s}$ [kTesla]	$B_{TF}$ [kTesla]
C	6	0.89	0.28	0.5	3.6	0.50
Mg	12	3.6	0.13	0.5	29	1.9
Ni	28	20	0.07	0.5	390	14
Xe	54	82	0.05	0.5	3300	80
U	92	320	0.04	0.5	27000	500

Tab. 1: Detaillierte Daten zu transienten Magnetfeldern verschiedener wasserstoffähnlicher Ionen in Eisen bei  $v_{Ion} = Z_{Ion} \cdot v_0$ . Die Polarisationsgrade  $p_{1s}$  sind gemessen (C, Mg) oder wurden abgeschätzt nach [HAG89].

ausgewählt, da die jeweiligen g-Faktoren bekannt und deutlich größer als bei den häufigeren Isotopen sind [HAS78, SPE88, SPE92a] und daher als Sondenzustände geeignet erschienen.

Kern	Zustand	E	$\tau$	g
$^{62}\text{Ni}$	$2_1^+$	1173 keV	2.06(6) ps	0.33(6)
$^{54}\text{Fe}$	$2_1^+$	1408 keV	1.15(4) ps	1.05(17)

Tab. 2: Wichtige Eigenschaften der verwendeten Sondenzustände.

### 3.2 Aufbau des Experiments

Im folgenden werden die nötigen experimentellen Voraussetzungen am Beispiel der  $^{62}\text{Ni}$ -Messung vom Februar 1989 dargestellt. Alle folgenden Messungen waren vom Aufbau des Targets, von der Konfiguration der Detektoren und von der Datenaufnahme-Elektronik her sehr ähnlich.

Gemeinsam war den Experimenten, daß die zu beobachtenden Sondenkerne auf Geschwindigkeiten größer oder gleich der Bohrgeschwindigkeit der entsprechenden 1s-Elektronen beschleunigt werden mußten. Um die hohen Geschwindigkeiten zu erreichen, wurden die Experimente mit Coulomb-Anregung der Strahlprojekte durchgeführt. Targetanregung mittels schwererer Strahlionen ist hier nicht mehr durchführbar, da die Coulombbarriere auch für schwere Projekteile bei

$E \approx 5 \text{ MeV} \cdot A_{Ion}$  liegt. Bei der Anregung von  $^{62}\text{Ni}$ -Targetkernen mit  $^{208}\text{Pb}$ -Ionen mit  $E \approx 1 \text{ GeV}$  sind lediglich Geschwindigkeiten von  $v_{Ni} \approx 20v_0$  erreichbar.

Die gestreuten Ionen wurden in einem ortsempfindlichen Parallelplattenzähler nachgewiesen. Die beim Zerfall der angeregten Kerne emittierten  $\gamma$ -Quanten wurden in vier Germanium-Detektoren in Koinzidenz nachgewiesen. Um trotz der hohen Strahlenergie präzise  $\gamma$ -Spektroskopie durchführen zu können, wurden folgende Maßnahmen ergriffen:

- Der Nachweis der Teilchen wurde auf einen Bereich kleiner Streuwinkel beschränkt, in dem reine Coulomb-Anregung überwog.
- Durch die Ortsempfindlichkeit des Teilchenzählers konnten die erheblichen Doppler-Verschiebungen und -Verbreiterungen der Energie der  $\gamma$ -Quanten weitgehend korrigiert werden.
- Zur Reduktion von Untergrund in den  $\gamma$ -Spektren wurden die Ge- $\gamma$ -Detektoren mit BGO-Compton-Unterdrückung betrieben.
- Zur Diskriminierung von Reaktions-Ereignissen mit hoher  $\gamma$ -Multiplizität wurde ein Ring von das Target umgebenden großvolumigen  $\gamma$ -Vetozählern eingesetzt.

### 3.2.1 Targets und effektive Wechselwirkungszeit

Es wurden ein  $^{62}\text{Ni}$ -Strahl bzw. ein  $^{54}\text{Fe}$ -Strahl auf  $E = 62 \cdot 18.5 \text{ MeV}$  bzw.  $E = 54 \cdot 15.2 \text{ MeV}$  beschleunigt und auf ein mehrschichtiges Target fokussiert. An der ersten Targetschicht wurden Projektilionen unter kleinen Winkeln ( $7^\circ \leq \vartheta_p \leq 24^\circ$ ) gestreut und dabei teilweise über Coulombanregung der gewünschte Sondenzustand des Kerns bevölkert. Für die Elektronenhülle dieser Kerne stellte sich innerhalb einiger Femtosekunden nach Eindringen in das Target ein Gleichgewichts-Ladungszustand ein. Dieser war überwiegend wasserstoffähnlich aufgrund der hohen Ionengeschwindigkeit von  $v_{Ion} \sim Z_{Ion} \cdot v_0$ . In dieser Konfiguration durchquerten die Ionen die magnetisierte Eisen- bzw. Gadolinium-Schicht, in der die Elektronen der halbgefüllten K-Schalen polarisiert wurden und so ein Magnetfeld am Ort der angeregten Kerne erzeugten.

In einer dritten Targetschicht („Backing“) wurde die Polarisation wieder zerstört, um eine wohldefinierte Wechselwirkungszeit zwischen transientem Feld und dem magnetischen Moment des Sondenkerns zu erreichen. Zudem wurde durch diese

letzte Schicht verhindert, daß angeregte Ionen polarisiert ins Vakuum austraten und so zusätzliche, von der Polarisation abhängige Effekte auf die Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation auftraten. Ein derartiger Effekt wurde für wasserstoffähnliche  $^{16}\text{O}$ -Ionen nachgewiesen [SIM91].

Die erste Targetschicht mußte so beschaffen sein, daß der Wirkungsquerschnitt für die Anregung der gestreuten Kerne in den Sondenzustand möglichst groß war. Genauer gesagt sollte die Größe

$$\int_{\vartheta_{p,\min}}^{\vartheta_{p,\max}} \left( \frac{d\sigma}{d\omega_p} \right)_{0^+ \rightarrow 2^+} \sin \vartheta_p d\vartheta_p \quad (18)$$

maximiert werden. Diese Wirkungsquerschnitte ließen sich mit dem Computerprogramm COULEX zur Berechnung der Coulombanregung [WIN66, LEL78] bestimmen. Die Winkelbezeichnungen sind im folgenden:

CM-System von Projektil- und Targetkern	Ruhsystem des Projektilkerns	Laborsystem	
$\Omega_p(\Theta_p, \Phi_p)$	$\Omega_\gamma(\Theta_\gamma, \Phi_\gamma)$	$\omega_p(\vartheta_p, \varphi_p)$	$\omega_\gamma(\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma)$

$\vartheta_p$  umfaßt die Streuwinkel aller Projektile, die im Teilchenzähler nachgewiesen werden.  $\vartheta_{p,\max}$  entsprach dabei etwa dem „grazing“-Winkel  $\vartheta_{p,\text{graz}}$ , bei dem sich Projektil- und Targetkern bereits so nahe kommen, daß die reine Coulombanregung bereits stark reduziert ist, zugunsten von Reaktionen aufgrund der starken Wechselwirkung. Der Streuwinkel  $\vartheta_{p,\text{graz}}$  ist so definiert, daß bei ihm der differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung gegenüber dem nach der Rutherford-schen Streuformel erwarteten um den Faktor 4 abgefallen ist. Nach einer an viele Streudaten angepaßten Parametrisierung [WIL80] läßt er sich folgendermaßen berechnen (die Indizes  $P$  und  $T$  beziehen sich dabei auf den Projektil bzw. Targetkern):

$$\Theta_{p,\text{graz}} = 2 \arcsin \left( \frac{\eta}{k_p \cdot R_{WW} - \eta} \right) \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \eta &= 0.15746 Z_P \cdot Z_T \cdot \sqrt{\frac{A_P \cdot \text{MeV}}{E_P}} && \text{„Coulomb“-Parameter} \\ k_p &= 0.2187 \cdot \frac{A_T}{A_P + A_T} \cdot \sqrt{2 A_P \cdot \frac{E_P}{\text{MeV}}} && \text{asymptotische Wellenzahl} \\ R_{WW} &= 0.8245(C_P + C_T) + 4.49 \text{ fm} && \text{Wechselwirkungsradius} \\ C &= R \left( 1 - \frac{\text{fm}^2}{R^2} \right) && \text{Radius halber Kerndichte} \\ R &= (1.28 \cdot A^{\frac{1}{3}} - 0.76 + 0.8 \cdot A^{-\frac{1}{3}}) \text{ fm} && \text{„scharfer“ Radius.} \end{aligned}$$

Die untere Grenze  $\vartheta_{p,min}$  ist weniger genau anzugeben. Mit kleiner werdendem Streuwinkel  $\vartheta_p$  nimmt die Zahl der elastisch gestreuten Teilchen entsprechend dem Rutherford'schen Streuquerschnitt drastisch zu:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{Ruth} \propto \frac{1}{\sin^4 \frac{\Theta_p}{2}} \quad (20)$$

Diese Ereignisse belasten den Teilchendetektor und erhöhen damit die Zahl an zufälligen Koinzidenzen. Hier mußte für  $\vartheta_{p,min}$  ein Kompromiß gefunden werden zwischen der Rate an Anregungen und der Qualität der aufzunehmenden Spektren.

Bei den hohen Projektilgeschwindigkeiten der Ionen ( $v_{Ion} \geq 20v_0$ , bzw.  $E_{Ion} \geq 10 \text{ MeV} \cdot A_{Ion}$ ) sind besonders schwere Targetkerne zur Anregung günstig. Wegen deren größeren Coulombfelder nimmt bei gleichem minimalen Abstand zwischen Projektil- und Targetkern die Anregungswahrscheinlichkeit etwa mit  $Z_T^2$  zu. Es wurde  $^{208}\text{Pb}$  gewählt, da dieser Kern zudem selbst nur schwer Coulomb-angeregt wird und damit wenig an Untergrundereignissen beiträgt. Aus der Kinematik und den Schichtdicken ließ sich die Wechselwirkungszeit des angeregten Kerns mit dem transienten Feld berechnen. Unter Vernachlässigung der Zeiten, die zum Aufbau der Polarisation im Ferromagneten und zum anschließenden Abbau nötig sind, ergibt sich

$$t_{eff} = \int_{t_{Ein}}^{t_{Aus}} e^{-t/\tau} dt \quad (21)$$

- $t_{eff}$  : Effektive Wechselwirkungszeit
- $\tau$  : Lebensdauer des Kernzustandes
- $t_{Ein}$  : Zeitpunkt des Eintritts in den Ferromagneten
- $t_{Aus}$  : Zeitpunkt des Austritts aus dem Ferromagneten,

wobei der Moment der Anregung des Kernes den Zeitnullpunkt festlegt.

Die erste Targetschicht ist hier so ausgedehnt, daß daraus resultierende Effekte berücksichtigt werden müssen: So werden die Projektile abgebremst, wodurch mit der Projektilenergie  $E_p$  auch der Anregungs-Wirkungsquerschnitt mit zunehmender im Target zurückgelegter Strecke  $z$  abnimmt. Zudem hängt der Wirkungsquerschnitt vom Streuwinkel  $\vartheta_p$  der Projektile ab. Ein- und Austrittszeiten hängen ebenfalls von  $z$  und  $\vartheta_p$  ab. Eine korrekte Berechnung von  $t_{eff}$ , wie sie mit dem Computerprogramm TRANSI durchgeführt wird, mittelt daher über den Anregungsort  $z$  und den

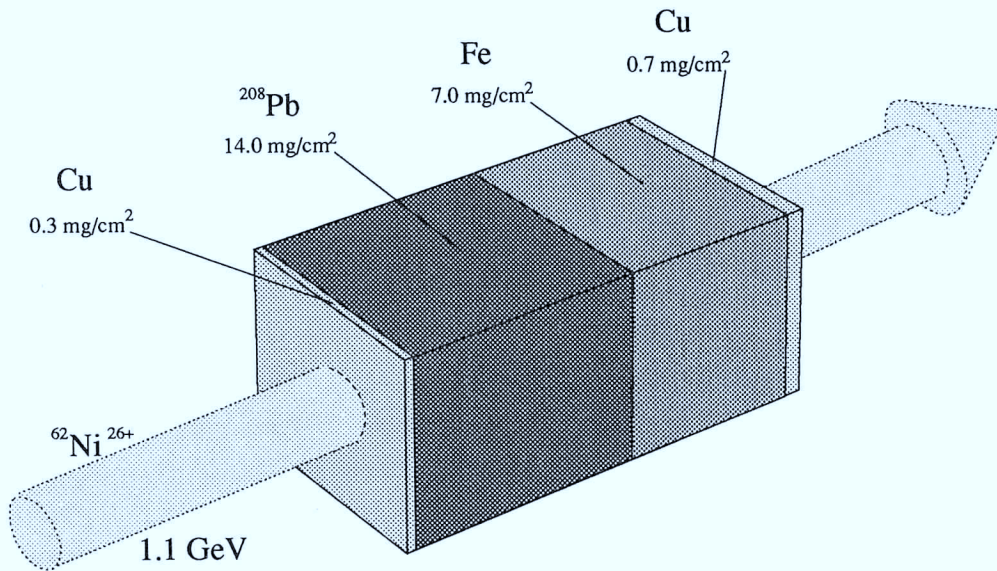


Abb. 9: Targetaufbau für das  $^{62}\text{Ni}$ -Experiment (schematisch).

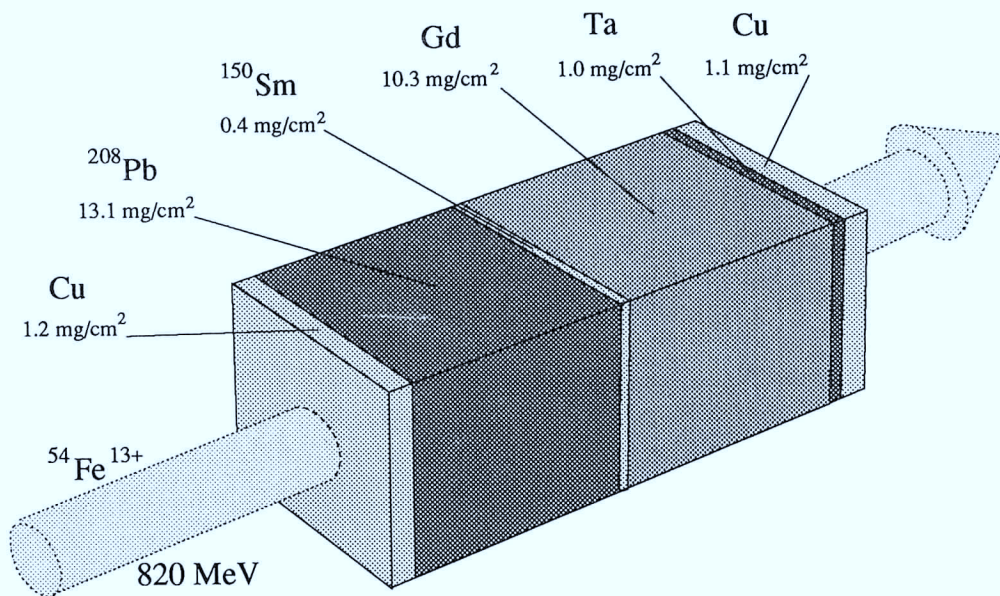


Abb. 10: Targetaufbau für das  $^{54}\text{Fe}$ -Experiment (schematisch).

Streuwinkel  $\vartheta_p$  :

$$\langle t_{eff} \rangle = \frac{\int_0^{z_1} \int_{\vartheta_{p,min}}^{\vartheta_{p,max}} \frac{d\sigma}{d\omega}(E_p(z), \vartheta_p) \cdot \int_{t_{Ein}(z, \vartheta_p)}^{t_{Aus}(z, \vartheta_p)} e^{-t/\tau} dt \sin \vartheta_p d\vartheta_p dz}{\int_0^{z_1} \int_{\vartheta_{p,min}}^{\vartheta_{p,max}} \frac{d\sigma}{d\omega}(E_p(z), \vartheta_p) \sin \vartheta_p d\vartheta_p dz} \quad (22)$$

$z_1$  ist dabei die Dicke der Anregungsschicht. Hier – im Fall der Projektilanregung – kann Anregung nicht nur in der ersten Schicht des Targets stattfinden, was im allgemeinen die mittlere Wechselwirkungszeit verringert. So erfolgten ca. 40% der Anregungen von  $^{54}\text{Fe}$  erst in der Gd-Schicht, trugen aber nur mit ca. 25% zur Wechselwirkungszeit und damit zur Präzession bei. Im Falle des  $^{62}\text{Ni}$ -Experimentes gab es keine derartigen Beiträge, da für Streuung an Fe die Strahlenergie für die betrachteten Streuwinkel weit über der Coulomb-Barriere lag und daher die Anregung des  $2^+$ -Zustandes an dieser Schicht sowie an den Cu-Schichten vernachlässigbar war.

Die gewählte Dicke der ferromagnetischen Schicht stellte einen Kompromiß dar, zwischen möglichst langer effektiver Wechselwirkungszeit einerseits und einem möglichst kleinen Geschwindigkeitsintervall für die Sondenionen andererseits. Solche „geschwindigkeitsdifferentiellen“ Messungen sind gut interpretierbar, weil bei ihnen die prinzipiell von der Ionengeschwindigkeit abhängigen Größen  $p_{1s}$  und  $q_{1s}$  relativ scharf definiert sind. Im Falle der  $^{62}\text{Ni}(2^+)$ -Ionen in Eisen betrug die Wechselwirkungszeit  $t_{eff} = 148$  fs und für die  $^{54}\text{Fe}(2^+)$ -Ionen in Gadolinium  $t_{eff} = 224$  fs. Die Geschwindigkeitsintervalle betragen  $24v_0 \leq v_{Ion} \leq 26v_0$ , bzw.  $21v_0 \leq v_{Ion} \leq 23v_0$  für die beiden Sondenionen im Ferromagneten.

### 3.2.2 Aufbau der Detektoren

Das Target wurde direkt in den Polschuhen eines Elektromagneten gehalten, der für das äußere Magnetisierungsfeld sorgte (siehe Abb. 11). Zudem ließen sich die Magnetspule und die Magnetjoche mit flüssigem Stickstoff kühlen, um auch Gadolinium mit einer Curie-Temperatur von  $T_C = 294$  Kelvin bis zur Sättigung magnetisieren zu können.

Der Magnet mit dem Target wurde an einer Streukammer (nicht abgebildet) aus Aluminium mit 15 cm Durchmesser und 3 mm Wandstärke montiert, so daß sich das Target im Zentrum dieser Kammer befand. Auf der Strahlauslaßseite befand sich der ringförmige Parallelplattenzähler [ECK90] mit 40 cm Durchmesser, mit dem im Target gestreute Teilchen nachgewiesen werden konnten. Der Öffnungswinkel

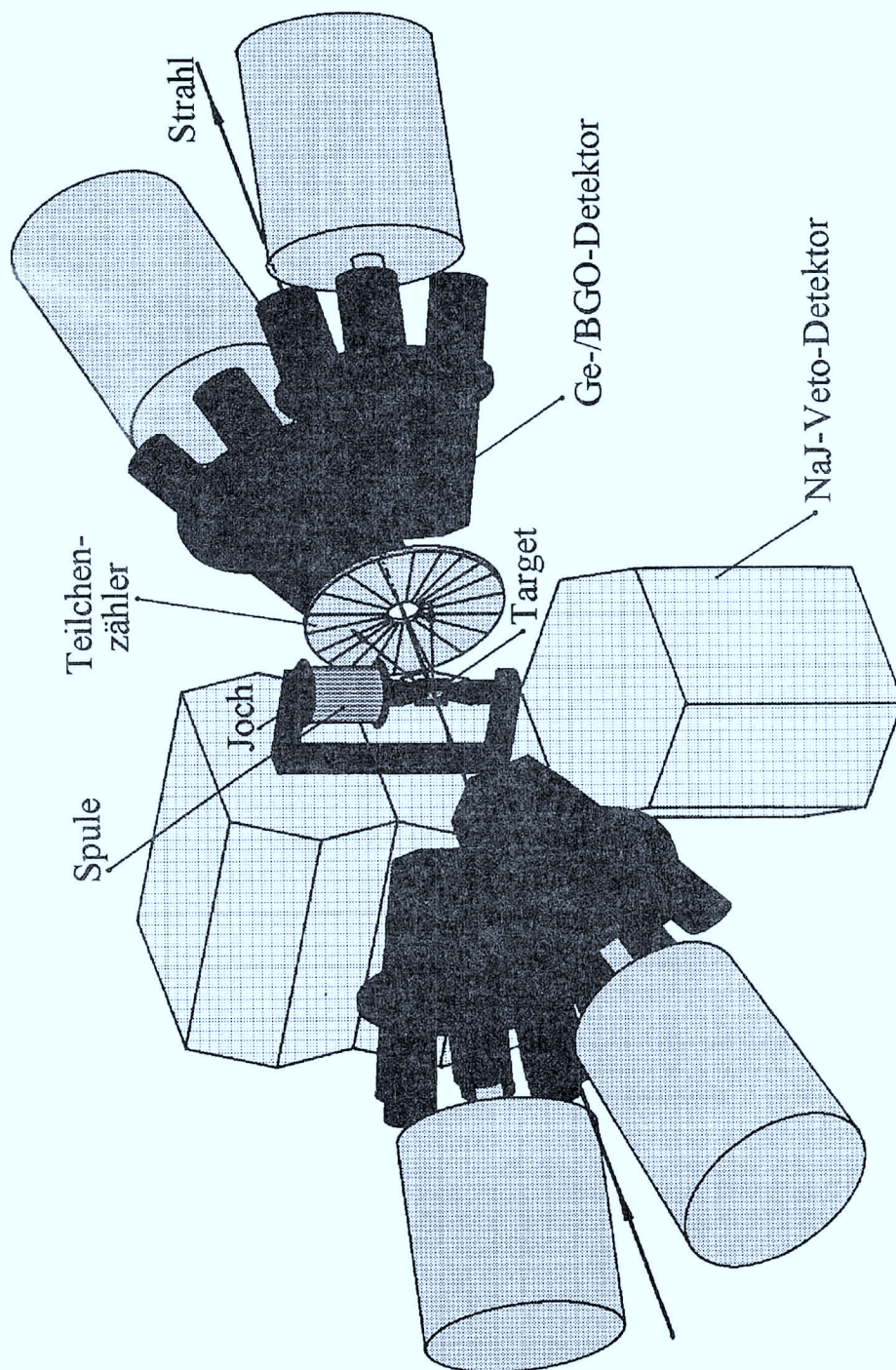


Abb. 11: Typische Experimentanordnung

der Streukammer zum Detektor betrug  $\vartheta_{p,max} = 24^\circ$ . Der Detektor hatte eine Austrittsöffnung für den Ionenstrahl von 10 mm Durchmesser. Kleinwinkel-gestreute Ionen, die mit hoher Rate anfielen, wurden von einer Bleiblende gestoppt, die einen Winkelbereich bis  $\vartheta_{p,min} = 7.5^\circ$  (im  $^{62}\text{Ni}$ -Experiment) bzw. bis  $\vartheta_{p,min} = 10^\circ$  (im  $^{54}\text{Fe}$ -Experiment) abdeckte. Die Anode des Parallelplatten-Gasdetektors bestand aus konzentrischen Drahringen, die bei einer Entfernung zum Target von ca. 10 cm einen Winkelabstand von ca.  $0.5^\circ$  hatten, und die über Verzögerungsleitungen von je 2 ns („Delay-Lines“) verbunden waren. Die Signallaufzeiten zum innersten und zum äußersten Drahring wurden aufgenommen und aus ihrer Differenz der polare Streuwinkel  $\vartheta_p$  bestimmt. Die Kathode war in 20 Segmente unterteilt, die jeweils  $18^\circ$  des azimuthalen Streuwinkels  $\varphi_p$  abdeckten und die einzeln ausgelesen wurden. So konnte mit einer Genauigkeit von  $\Delta\vartheta_p \approx 0.5^\circ$ ,  $\Delta\varphi_p \approx 9^\circ$  die Teilchenflugrichtung vollständig bestimmt werden.

Die von angeregten Projektionen (Lebensdauer  $\tau \sim 1$  ps) und von Targetkernen koinzident emittierten  $\gamma$ -Quanten wurden mit vier Germanium-Detektoren [GOL88] mit 30 % Ansprechwahrscheinlichkeit (bei 1332 keV  $\gamma$ -Energie für den „Full-Energy-Peak“ relativ zu einem  $3'' \times 3''$ -NaJ-Szintillator) nachgewiesen. Umgeben waren die Germaniumdetektoren von je 6 Wismutgermanat-Szintillations-Detektoren („BGO“), die – in Antikoinzidenz betrieben – Ereignisse durch Compton-gestreute  $\gamma$ -Quanten unterdrückten. Die Ge-Detektoren waren symmetrisch zur Strahlachse bei  $\vartheta_\gamma = 24^\circ$  und  $\vartheta_\gamma = 150^\circ$  im Falle des  $^{62}\text{Ni}$ - bzw. bei  $\vartheta_\gamma = 26^\circ$  und  $\vartheta_\gamma = 145^\circ$  für das  $^{54}\text{Fe}$ -Experiment plziert. In der Ebene senkrecht zur Strahlachse war die Streukammer zudem noch von 5 großvolumigen hexagonalen NaJ(Tl)-Szintillatoren [BIR83] umgeben, die etwa ein Drittel des gesamten Raumwinkels abdeckten und ebenfalls in Antikoinzidenz als Veto-Zähler betrieben wurden. Auf diese Weise konnten Reaktionen mit hoher  $\gamma$ -Multiplizität wirkungsvoll unterdrückt werden.

Um eine Quelle für Untergrund an zufälligen Koinzidenzen zu vermeiden, wurde der Strahl nicht in der Streukammer, sondern erst ca. 2 m hinter dem Target in einem gut abgeschirmten „Beam-Dump“ gestoppt, mit dem auch die Stromstärke des Ionenstrahls kontrolliert wurde. Das Fädeln des Strahls sowie die gelegentliche Kontrolle der Strahlage in der Streukammer wurden durch Einfahren eines polykristallinen Quarzplättchens ermöglicht, das durch ein Sichtfenster in der Kammer mit einer Kamera beobachtet werden konnte.

### 3.3 Auswertung der Daten

Bei der Art, wie die Messung durchgeführt wurde, ließ sich der Präzessionswinkel der angeregten Kerne nicht allein aus den Meßdaten ermitteln, sondern die Auswertung mußte durch theoretische Berechnungen unterstützt werden. Das galt hauptsächlich für die Ermittlung der  $\gamma$ -Winkelverteilung  $W(\Theta_\gamma)$ : Aufgrund der geometrischen Gegebenheiten des Aufbaus und aus Mangel an Meßzeit konnte  $W(\Theta_\gamma)$  nicht direkt durch Variation der Position eines Detektors ermittelt werden. Durch die Ortsempfindlichkeit des Teilchenzählers wurde jedoch automatisch  $W(\vartheta_\gamma = \text{const.}, \varphi_\gamma)$  gemessen. Dies konnte dann mit einer nach dem Computerprogramm COULEX berechneten Winkelverteilung verglichen werden. Aus dem Vergleich ergaben sich die Deorientierungskoeffizienten  $G_k$  der „gestörten“ experimentellen Winkelverteilung. Mit diesen ließ sich dann  $W(\Theta_\gamma)$  berechnen.

Aus den Rohdaten wurden zudem nach Feldrichtung des äußeren Magnetisierungsfeldes sortierte  $\gamma$ -Energie-Spektren generiert. Aus den Zählratendoppelverhältnissen konnte dann mit der Kenntnis von  $W(\Theta_\gamma)$  der mittlere Präzessionswinkel der Sondenkerne bestimmt werden. Mit der effektiven Wechselwirkungszeit (siehe Abschnitt 3.2.1) ließ sich dann das wirksame Feld  $B_{TF}$  bzw. der Polarisationsgrad der wasserstoffähnlichen Ionen bestimmen.

#### 3.3.1 Erstellung der Spektren

Mit dem für diese Auswertungen geschriebenen Analyseprogramm JGSI konnten die Rohdaten von den Magnetbändern gelesen werden und in Spektren sortiert und weggeschrieben werden. Im Vergleich zu dem auch in München installierten GOOSY-System war es wesentlich spezieller auf diese Auswertung ausgelegt und daher etwa um den Faktor 10 schneller.

Im so erstellten Zeitspektrum (Abb. 12) ist deutlich die gepulste Struktur des UNILAC-Strahls zu erkennen. Der Frequenz von 27 MHz des beschleunigenden elektrischen Feldes entspricht ein Pulsabstand von 37 ns, bei einer Pulsbreite von weniger als 1 ns. Die Zeitwerte sind durch Differenzbildung zwischen einem Signal des Hochfrequenzfeldes und den  $\gamma$ -Detektor-Signalen gebildet worden und damit unabhängig von der Zeitauflösung des Teilchendetektors. Diese ist relativ schlecht aufgrund der Tatsache, daß die Signale der 20 Segmente einzeln ausgelesen, verstärkt und von CFT-Diskriminatoren erfaßt werden, bevor sie zum eigentlichen Teilchen-Signal zusammengefaßt werden. Die Eindeutigkeit des Startsignals wurde sichergestellt,

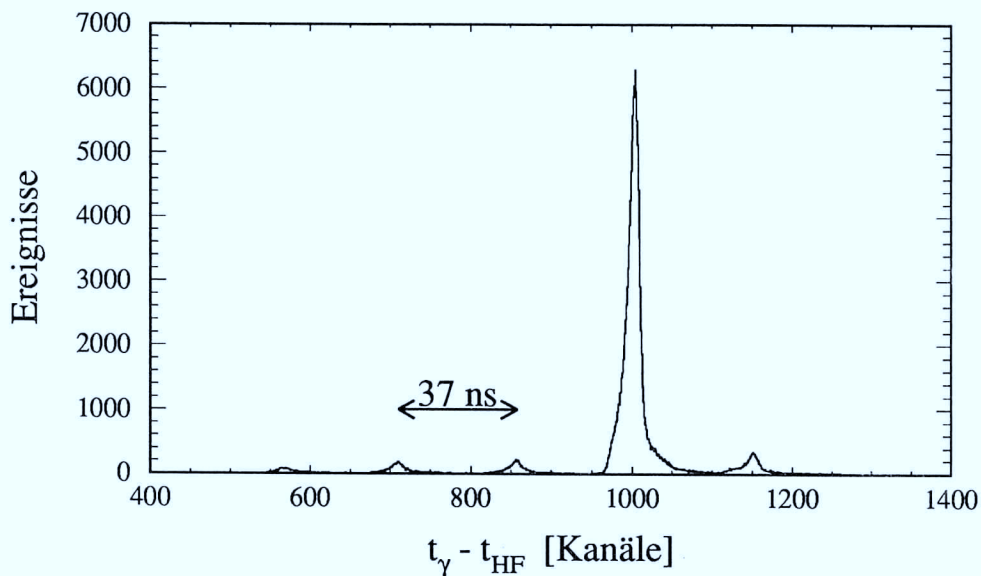


Abb. 12: Zeitspektrum: Differenzzeit zwischen Hochfrequenzsignal und  $\gamma$ -Quanten im Energiebereich des  $^{54}\text{Fe}(2^+ \rightarrow 0^+)$ -Überganges. Der Pulsabstand ist angezeigt (1 Kanal = 0.25 ns).

indem derjenige Impuls des Hochfrequenzsignals als Startsignal verwendet wurde, der innerhalb eines Intervalls von ca. 20 ns mit dem Teilchensignal zusammenfiel.

Im Zeitspektrum war daher die Breite der dominierenden „prompten“ Linie durch die Zeitauflösung der Ge-Detektoren von  $\Delta t_{FWHM} \sim 5$  ns bestimmt. Bei der Erstellung der  $\gamma$ -Energie-Spektren wurde gefordert, daß die zugehörige Zeit in einem „Fenster“ um diese prompte Linie lag. Der Anteil an Ereignissen durch zufällige Koinzidenzen konnte durch Setzen eines um 37 ns verschobenen Fensters gleicher Breite ermittelt werden.

Um die  $\gamma$ -Energiespektren weiter zu verbessern wurde die Information über die Flugrichtung der Projektile verwendet, die man aus den Laufzeiten der „Delay-Lines“ des Teilchendetektors ( $\vartheta_p$ ) und aus seinen einzeln auslesbaren Segmenten ( $\varphi_p$ ) erhielt. Abb. 13 zeigt eine so ermittelte Verteilung der Projektil-Streuwinkel  $\vartheta_p$  im  $^{54}\text{Fe}$ -Experiment. Bei der Erstellung dieses Spektrums wurde als Bedingung gefordert, daß die zugehörige  $\gamma$ -Energie im Bereich des  $2^+ \rightarrow 0^+$ -Überganges liegen sollte. Neben den scharfen Begrenzungen durch die Geometrie in der Streukammer bei  $10^\circ$  und  $24^\circ$  ist folgende Struktur im Spektrum zu erkennen: Wie nach COULEX-Rechnungen zu erwarten, steigt der Wirkungsquerschnitt für die  $2^+ \rightarrow 0^+$ -Anregung

(und damit auch das koinzidente Teilchenspektrum) zunächst mit zunehmendem  $\vartheta_p$  an. Ab etwa  $16^\circ$  fällt das Spektrum wieder ab, da bei Annäherung an die Coulomb-Barriere zunehmend andere Reaktionskanäle eröffnet werden. Bei  $\vartheta_p = 21^\circ$  ist der Wirkungsquerschnitt schon deutlich abgefallen, was auch den Erwartungen für den „grazing“-Winkel nach empirischen Beschreibungen [WIL80] entspricht. Die feinere Struktur mit etwa einer Linie pro  $0.5^\circ$  rührt vom Abstand der „Delay-Lines“ her.

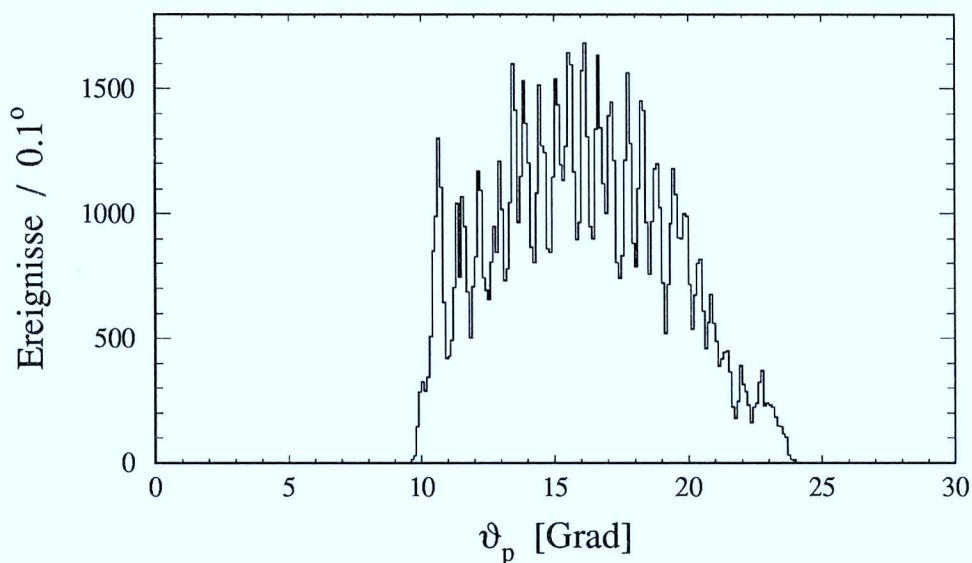


Abb. 13: Polarer Teilchenstreuwinkel  $\vartheta_p$ , ermittelt aus der Laufzeitdifferenz zwischen Innen und Außen der Teilchenzähler-„Delay-Lines“ für die zu den  $\gamma$ -Quanten des  $2^+ \rightarrow 0^+$ -Überganges koinzidenten  $^{54}\text{Fe}$ -Projekte.

Da die Lebensdauern der angeregten Kerne von der Größenordnung 1 ps waren, wurden die  $\gamma$ -Quanten von den sich schnell bewegenden Kernen ( $0.1c \leq v_{Ion} \leq 0.2c$ ) praktisch am Targetort im Fluge emittiert. Aufgrund der hohen Geschwindigkeit der Kerne mußten relativistische Effekte berücksichtigt werden. Für jedes aufgenommene Ereignis wurde aus dem Relativwinkel zwischen Teilchen und  $\gamma$ -Quant und aus der mittleren Geschwindigkeit der Ionen beim Zerfall die Energieverschiebung berechnet (vgl. Gl. 30 in Abschnitt 3.3.2) und die gemessene  $\gamma$ -Energie korrigiert. Auf diese Weise konnte die Breite der  $2^+ \rightarrow 0^+$ -Linien erheblich verringert und damit gleichzeitig das Verhältnis der Höhen von Linie und Untergrund verbessert werden.

Die relative Energieauflösung blieb allerdings auf 1-2% beschränkt, aufgrund der Ungenauigkeit in der Bestimmung von  $\varphi_p$  des Teilchendetektors, des endlichen

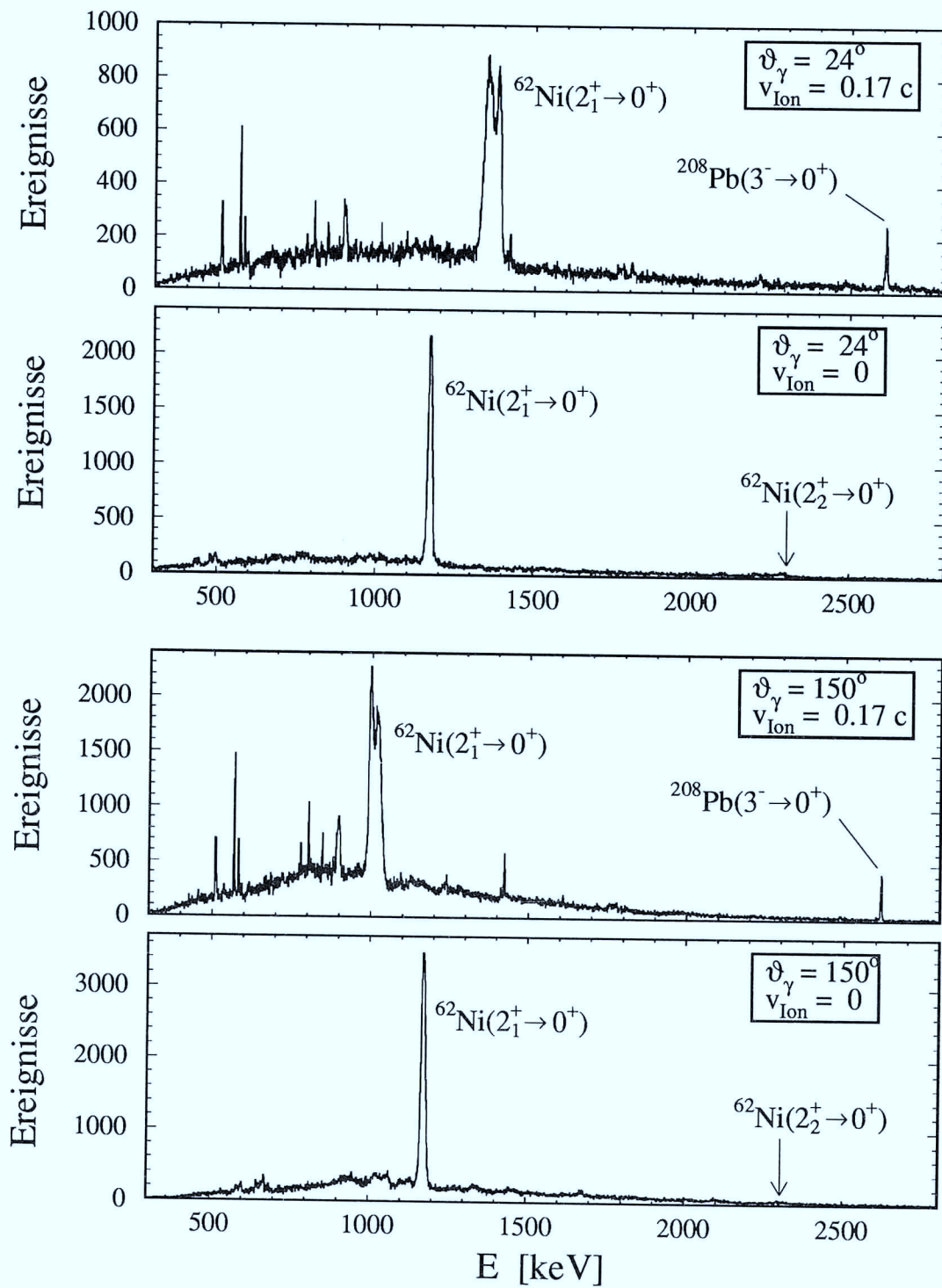


Abb. 14: Energiespektrum von mit  $^{62}\text{Ni}$ -Projektile koinzidenten  $\gamma$ -Quanten, aufgenommen unter  $\vartheta_\gamma = 24^\circ$  und  $\vartheta_\gamma = 150^\circ$ . Die Spektren Nr. 2 und 4 sind auf Dopplerverschiebung korrigiert (siehe Text).

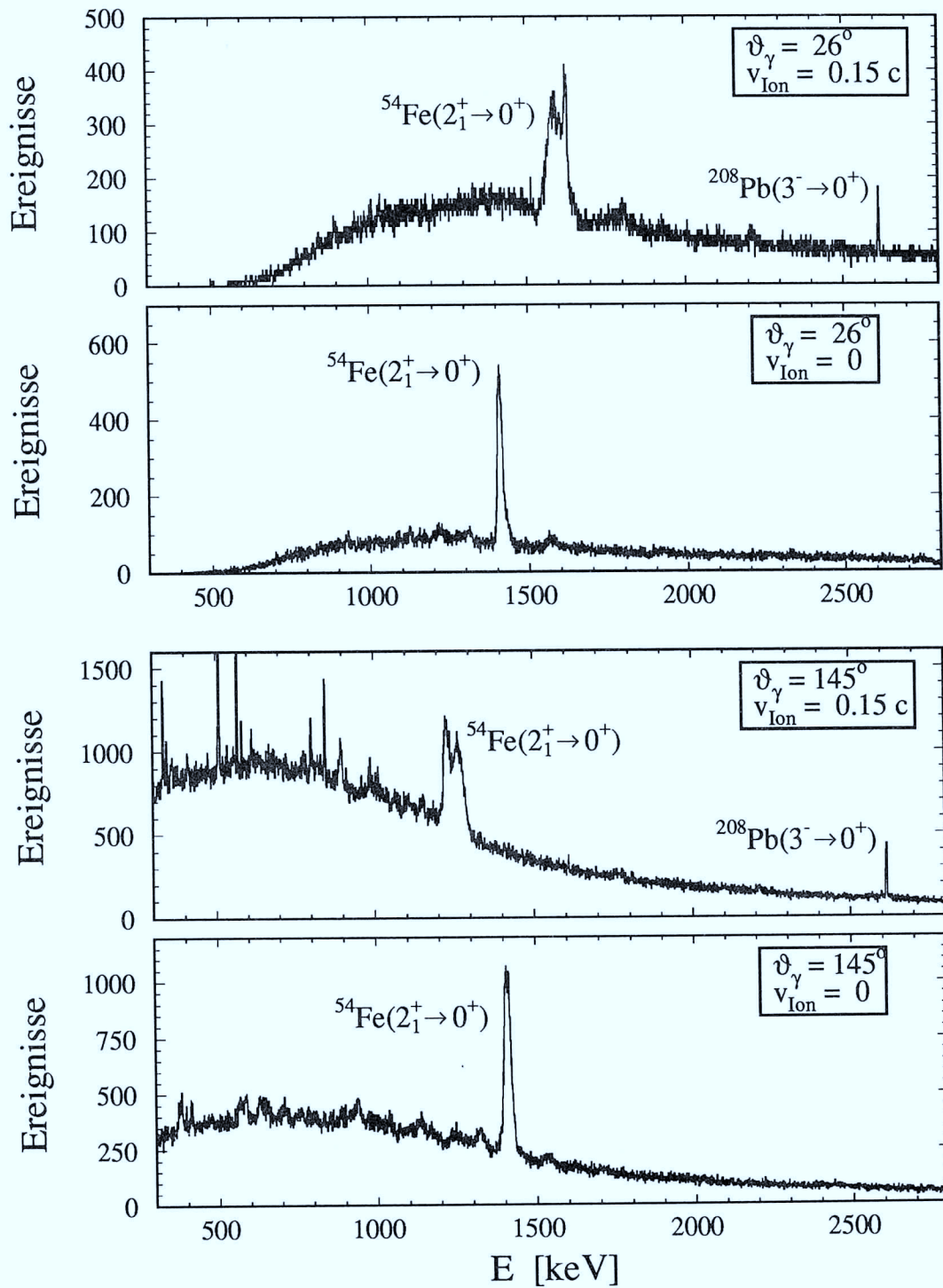


Abb. 15: Energiespektrum von mit  $^{54}\text{Fe}$ -Projektilen koinzidenten  $\gamma$ -Quanten, aufgenommen unter  $\vartheta_\gamma = 26^\circ$  und  $\vartheta_\gamma = 145^\circ$ . Die Spektren Nr. 2 und 4 sind auf Dopplerverschiebung korrigiert (siehe Text).

Raumwinkels der  $\gamma$ -Detektoren und der Breite des Geschwindigkeitsintervalls in dem die  $\gamma$ -Quanten emittiert wurden.

Abb. 14 und Abb. 15 zeigen  $\gamma$ -Energie-Spektren für je einen Detektor unter Vorwärts- und einen unter Rückwärtswinkel. Deutlich sind die dominanten  $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergänge zu erkennen, aber auch ihre große Dopplerverschiebung und -Verbreiterung im jeweils ersten und dritten Spektrum. Die darunterliegenden Spektren zeigen jeweils die Auswirkung der Korrektur jedes Ereignisses auf Dopplerverschiebung.

Man sieht weiterhin, daß höher angeregte Zustände, wie z.B.  $^{62}\text{Ni}(2_2^+)$  bei 2302 keV kaum bevölkert worden sind, wie es auch den Erwartungen nach Rechnungen mit dem COULEX-Programm [LEL78] entspricht. Ein „Feeding“ des  $^{62}\text{Ni}(2_1^+)$ -Zustandes hätte zu Änderungen in der  $\gamma$ -Winkelverteilung des  $2^+ \rightarrow 0^+$ -Überganges und in der Wechselwirkungszeit des Sondenzustandes ( $2_1^+$ ) geführt. Der gemessene Präzessionswinkel müßte zudem auf eine eventuelle Präzession des Kernes in höherliegenden Zuständen korrigiert werden. Die in den nicht Doppler-korrigierten Spektren erkennbaren scharfen Linien konnten weitgehend Übergängen in Targetkernen wie z.B.  $^{206,207,208}\text{Pb}$  und  $^{54,56}\text{Fe}$  zugeordnet werden.

### 3.3.2 Bestimmung der Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation

Unter Ausnutzung der Segmentierung des Teilchenzählers ließ sich die gemessene Abhängigkeit der Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation mit einer berechneten vergleichen und damit die als unbekannt angenommenen  $G_k$ -Koeffizienten bestimmen. Dazu wurden aus den Rohdaten  $4 \times 20$   $\gamma$ -Energie-Spektren erzeugt wurden, für jeden  $\gamma$ -Detektor  $i$  und jedes Teilchenzählersegment ( $\varphi_p$ ). In diesen Spektren wurden die  $\gamma$ -Intensitäten des  $2^+ \rightarrow 0^+$ -Überganges ermittelt. Hierbei wurde zunächst der Untergrund an zufälligen Koinzidenzen subtrahiert und dann der verbleibende Untergrund mittels eines linearen Fits an den höherenergetischen Teil des Spektrums abgezogen. Die Intensität  $N_i(\varphi_p)$  hängt folgendermaßen mit dem doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zusammen, sowohl ein Projektil unter dem Winkel  $\omega_p = (\vartheta_p, \varphi_p)$  als auch ein zugehöriges  $\gamma$ -Quant unter dem Winkel  $\omega_\gamma = (\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma)$  nachzuweisen (Winkel im Laborsystem sind im folgenden weiterhin mit kleinen griechischen Buchstaben  $\vartheta, \varphi, \omega$ , Winkel im CM-System bzw. Ruhesystem der Kerne sind mit großen Buchstaben bezeichnet:  $\Theta, \Phi, \Omega$ ):

$$N_i(\varphi_p) \propto \int_{\Delta\omega_\gamma} \int_{\Delta\omega_p} \frac{d^2\sigma}{d\omega_p d\omega_\gamma} d\omega_p d\omega_\gamma \cdot \epsilon_p(\omega_p) \cdot \epsilon_\gamma(\omega_\gamma) \quad , \quad (23)$$

wobei  $\Delta\omega_p$  und  $\Delta\omega_\gamma$  die Öffnungswinkel,  $\epsilon_p$  und  $\epsilon_\gamma$  die Ansprechwahrscheinlichkeiten für den Nachweis des  $\gamma$ -Quants bzw. des Teilchens sind. Der Wirkungsquerschnitt hängt über den Rutherford'schen Streuquerschnitt mit der in Gl. 11 eingeführten Winkelverteilung zusammen [LEL78]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega_p d\omega_\gamma} = \left( \frac{d\sigma(\vartheta_p)}{d\omega_p} \right)_{Ruth} \cdot \sum_{k,q} \varrho_{kq}(\vartheta_p) \cdot F_k \cdot Q_k \cdot G_k \cdot Y_{kq}(\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma - \varphi_p) \quad . \quad (24)$$

Bei der Integration über die Raumwinkel eines Teilchendetektorsegments und eines  $\gamma$ -Detektors müssen die  $\gamma$ -Winkel vom Laborsystem in das Ruhesystem der Kerne umgerechnet werden:

$$N_i(\varphi_p) \propto \sum_{k,q} \int_{\Delta\varphi_p} \int_{\vartheta_{p,min}}^{\vartheta_{p,max}} \left( \frac{d\sigma(\vartheta_p)}{d\omega_p} \right)_{Ruth} \cdot \varrho_{kq}(\vartheta_p) \cdot \sin \vartheta_p d\vartheta_p d\varphi_p \cdot F_k \cdot Q_k \cdot G_k \cdot Y_{kq}(\Theta_\gamma, \Phi_\gamma - \Phi_p) \cdot \frac{d\omega_\gamma}{d\Omega_\gamma} \cdot \Delta\Omega_\gamma \cdot \epsilon_p(\vartheta_p, \varphi_p) \cdot \epsilon_\gamma(E_\gamma^{Lab}(\vartheta_{rel})) \quad . \quad (25)$$

Beim Vergleich der gemessenen Intensität  $N_i(\varphi_p, \vartheta_\gamma, \varphi_\gamma)$  gehen die Ansprechwah-

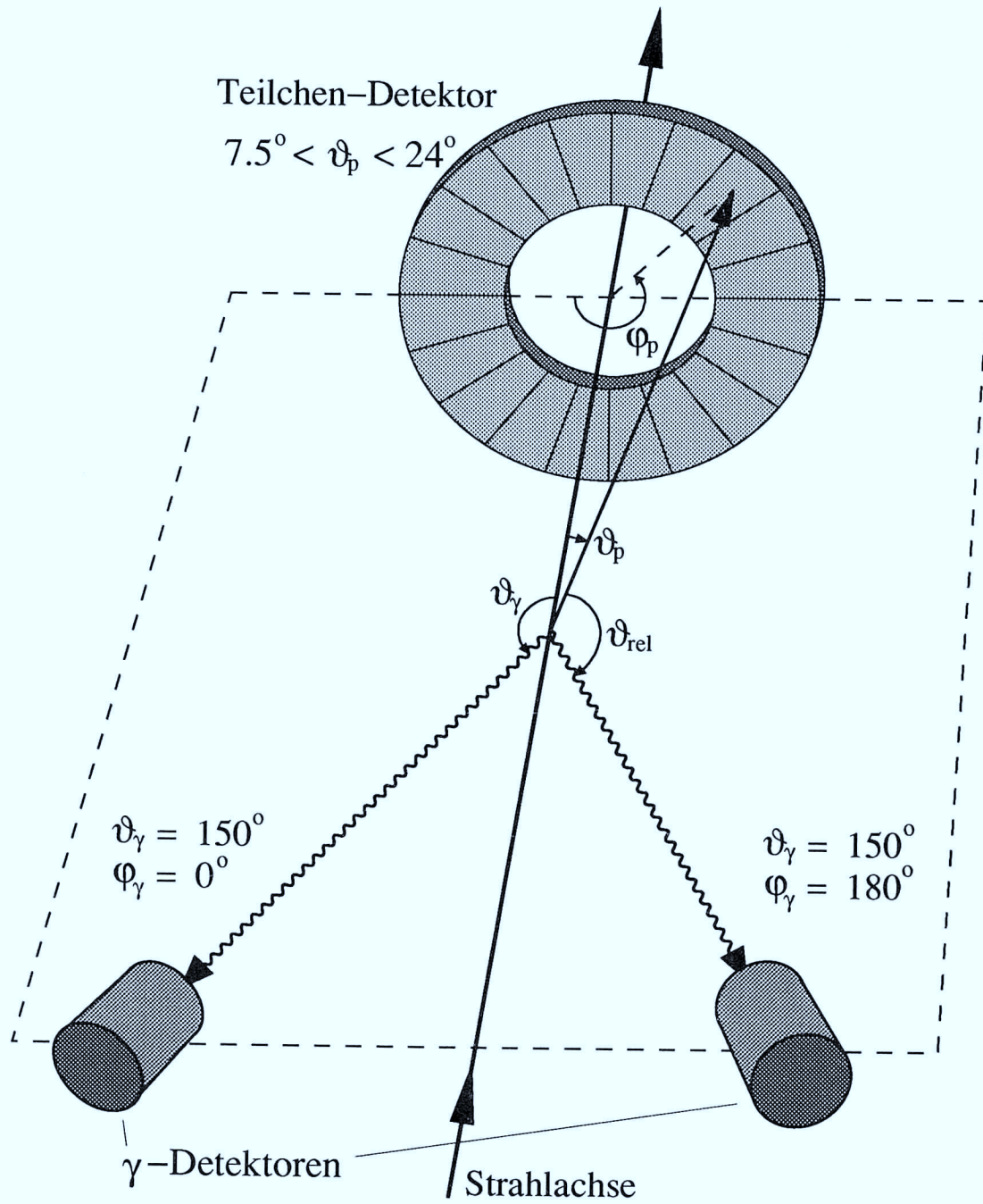


Abb. 16: Skizze vom Aufbau des Teilchenzählers und der rückwärtigen  $\gamma$ -Zähler am Beispiel des  $^{62}\text{Ni}$ -Experimentes, mit eingetragenen Polar- und Azimutwinkeln.

scheinlichkeiten  $\epsilon_p$  der 20  $\varphi_p$ -Segmente ein, die Streuungen von  $\sim 10\%$  aufwiesen. Um diese Abhängigkeit zu eliminieren, wurden die gemessenen Verhältnisse

$$\frac{N_i(\varphi_p, \vartheta_\gamma, \varphi_\gamma)}{N_i(\varphi_p, \vartheta_\gamma, \varphi_\gamma + 180^\circ)}$$

mit entsprechend berechneten verglichen. Abb. 16 zeigt ein Beispiel zweier  $\gamma$ -Detektoren, für die ein solches Verhältnis gebildet wurde. Um den Vergleich zu erlauben, mußten die berechneten Wirkungsquerschnitte vom Ruhesystem der Kerne in das Laborsystem transformiert werden. Das Ruhesystem hat zum Laborsystem parallele Koordinatenachsen, bewegt sich aber mit der relativen Geschwindigkeit und Richtung des das  $\gamma$ -Quant emittierenden Kerns. Dabei transformieren sich Polarwinkel, Azimutalwinkel, Raumwinkel und Energie der  $\gamma$ -Quanten. Maßgeblich ist dabei der Relativwinkel  $\vartheta_{rel}$  zwischen Teilchen und  $\gamma$ -Quant. Nach [SCH72] gilt:

$$\cos \vartheta_{rel} = \cos \vartheta_\gamma \cos \vartheta_p + \sin \vartheta_\gamma \sin \vartheta_p \cos(\varphi_\gamma - \varphi_p) \quad (26)$$

$$\cos(\Theta_\gamma) = \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot \cos \vartheta_\gamma - \frac{v}{c} \cos \vartheta_p + (1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}) \cos \vartheta_p \cos \vartheta_{rel}}{1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta_{rel}} \quad (27)$$

$$\cos(\Phi_\gamma - \Phi_p) = \frac{\cos \vartheta_{rel} - \cos \vartheta_p \cos \vartheta_\gamma - \frac{v}{c}(1 - \cos \vartheta_p \cos \vartheta_\gamma \cos \vartheta_{rel})}{\sin \vartheta_p \sin \vartheta_\gamma (1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta_{rel})} \quad (28)$$

$$\frac{d\Omega_\gamma}{d\omega_\gamma} = \frac{\sin \Theta_\gamma d\Theta_\gamma d\Phi_\gamma}{\sin \vartheta_\gamma d\vartheta_\gamma d\varphi_\gamma} = \frac{1 - \frac{v^2}{c^2}}{(1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta_{rel})^2} \quad (29)$$

$$E_\gamma^{Ruh} = E_\gamma^{Lab} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta_{rel}} \quad (30)$$

Nicht eliminiert werden konnten die Ansprechwahrscheinlichkeiten der  $\gamma$ -Detektoren. Mit dem zugehörigen Teilchenzählersegment ändert sich auch der Winkel  $\vartheta_{rel}$  und damit wiederum die Energie  $E_\gamma^{Lab}$  eines  $\gamma$ -Quants im Laborsystem. In der Berechnung mußte also diese Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon_\gamma(E_\gamma^{Lab}(\vartheta_{rel}))$  berücksichtigt werden. Die Energieabhängigkeit wird bestimmt durch die Wahrscheinlichkeiten, daß ein auf den Detektor treffendes  $\gamma$ -Quant völlig absorbiert wird, daß es nicht vorher in der Streukammer absorbiert wird und daß das zugehörige Vorverstärkersignal über der Schwelle des Constant-Fraction-Diskriminators liegt. Durch Eichmessungen wurde diese Energieabhängigkeit bestimmt, indem an Stelle des Targets  $^{88}\text{Y}$ - und  $^{152}\text{Eu}$ -Präparate in der Streukammer eingebaut und für jeden Detektor die Intensität der  $\gamma$ -Linien zwischen 122 und 1836 keV ermittelt wurden.

Schließlich blieben für den Vergleich der gemessenen mit den berechneten Intensitätsverhältnissen nur die  $G_k$ -Koeffizienten als Unbekannte übrig, die durch An-

passung ermittelt wurden. Dies geschah durch eine „ $\chi^2$ -Minimierung“ mit dem Programm MINUIT [JAM75].

Durch Integration über den vom Teilchenzähler erfaßten Raumwinkel erhält man dann die Winkelverteilung in der zu  $\Phi_{\gamma, Det}$  gehörigen Detektorebene

$$W(\Theta_\gamma) = \int_{\Delta\Phi_p} W(\Theta_\gamma, \Phi_{\gamma, Det} - \Phi_p) d\Phi_p \quad (31)$$

bzw. den „Slope“  $S(\Theta_\gamma)$ .

## 3.4 Ergebnisse

### 3.4.1 Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation

Mit der in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Methode wurden die Deorientierungskoeffizienten  $G_k$  und damit die  $\gamma$ -Winkelverteilung  $W(\Theta, \Phi)$  bestimmt (siehe Abb. 17). Da die statistischen Fehler der Datenpunkte relativ groß sind, ist eine zuverlässige Bestimmung der  $G_k$  unabhängig voneinander nicht möglich. So wurde der Fit mit der Beziehung

$$G_4 = \frac{G_2 - 0.7}{0.3}$$

durchgeführt, die sich aus Gl. 14 ableiten läßt. Im Fall der  $^{62}\text{Ni}$ -Messung ergab sich:

$$\begin{aligned} G_2^{exp} &= 0.81(2) \\ G_4^{exp} &= 0.36(5) \end{aligned}$$

Die Größe der Fehler ergibt sich aus der statistischen Genauigkeit der ausgewerteten Linieninhalte, sowie aus den Ungenauigkeiten mit denen die Detektorpositionen und Teilchen-Streuwinkel bekannt sind ( $\Delta\vartheta \approx 1^\circ$ ).

Diese experimentell ermittelten  $G_k$ -Werte sind etwas kleiner als erwartet: Die  $^{62}\text{Ni}$ -Ionen verlassen das Target mit  $v_{vak} = 24v_0$ , woraus man auf einen Anteil wasserstoffähnlicher Ionen von etwa 40% schließen kann. Dieser Anteil verringert sich noch um 13%, da die Ionen im Mittel  $t_{vak} \approx 300$  fs nach der Anregung ins Vakuum austreten und so lediglich der Anteil  $e^{-t_{vak}/\tau} \approx 0.87$  zur Deorientierung beiträgt. Geht man im folgenden davon aus, daß die Verhältnisse hier ähnlich sind wie für hochionisierte Atome mit  $Z_{Ion} \approx 10$ , so befinden sich etwa 90% der einzelnen Elektronen im 1s-Grundzustand [GOL82]. Bei  $^{62}\text{Ni}$  sind aber auch die

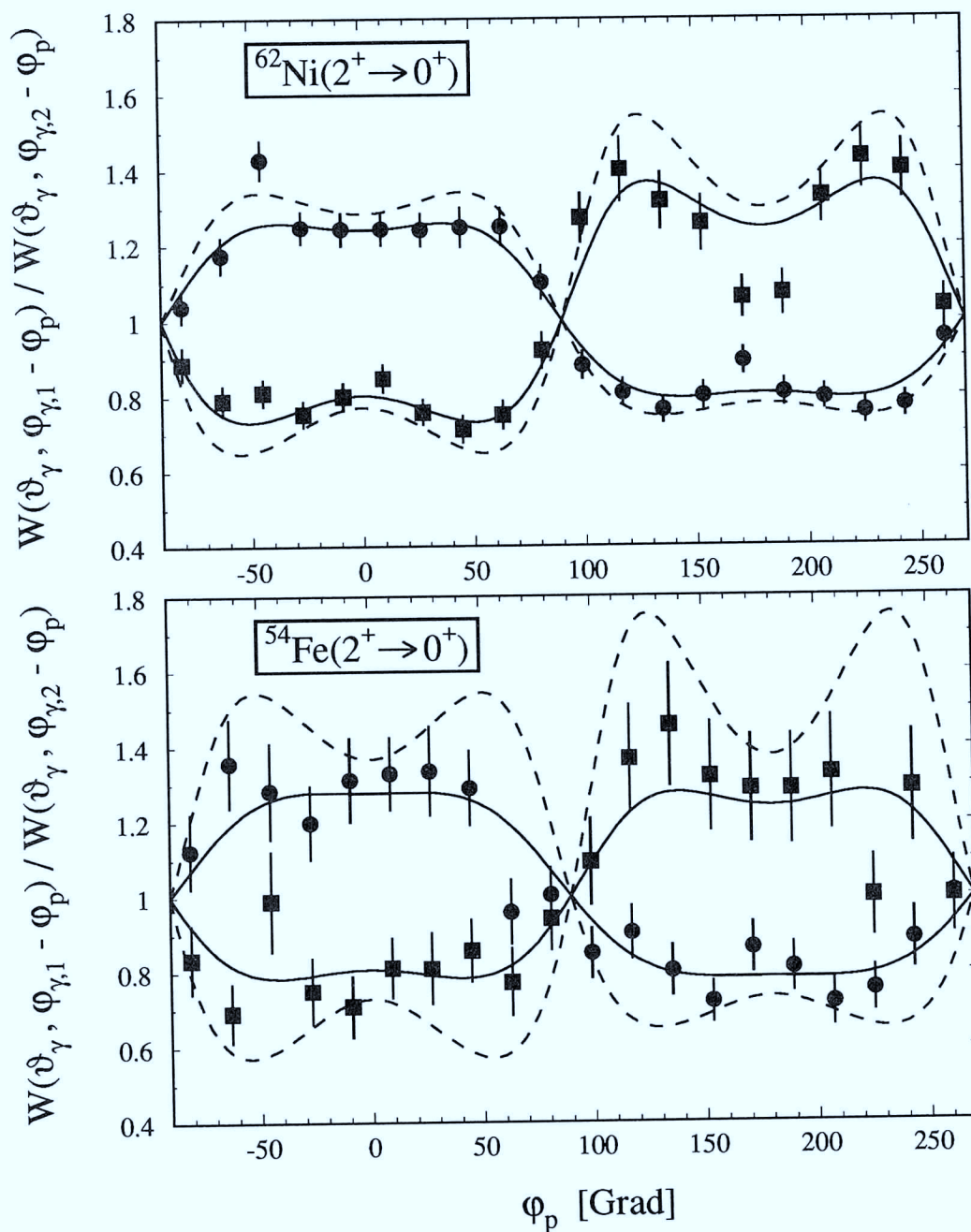


Abb. 17:  $^{62}\text{Ni}$ - $\gamma$ - und  $^{54}\text{Fe}$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation als Funktion des azimuthalen Teilchenstreuwinkels mit Fitkurven (durchgezogen) und ohne Deorientierung (gestrichelt). Die Daten zeigen Intensitätsverhältnisse für das jeweils vordere (quadratische Symbole) und hintere Detektorpaar (kreisförmige Symbole).

$n=2$ -Hyperfeinfelder so groß, daß es zur „hard core“-Abschwächung der Winkelkorrelation kommt. Nach Gl. 14 erhält man

$$\begin{aligned} G_2 &= 0.90 \\ G_4 &= 0.68 \end{aligned}$$

Weitere etwa 40% befinden sich im heliumähnlichen Zustand, wovon man etwas über die Hälfte im Grundzustand mit  $J = 0$  erwartet. Von Ionen mit einem  $n=2$ -Elektron erwartet man bei statistischer Verteilung der Anregungszustände einen Anteil von  $\frac{11}{16}$  in Konfigurationen mit  $J \neq 0$  [GOL82]. Insgesamt kommt man so auf einen relativen Anteil von etwa 30% „aktiver“ heliumähnlicher Konfigurationen, was am besten mit einigen experimentellen Daten zur Deorientierung im Vakuum verträglich ist [FAE71, GOL72, SIM91]. Nimmt man also einen absoluten Anteil von 12% angeregten heliumähnlichen Ionen mit  $J = 1$  und zudem 10% lithiumähnliche Ionen mit  $J = \frac{1}{2}$ , so ergeben sich

$$\begin{aligned} G_2 &= 0.83 \\ G_4 &= 0.52 \end{aligned}$$

was in der Nähe der experimentellen Werte liegt. Die verbleibende Abweichung liegt eventuell daran, daß der Anteil angeregter heliumähnlicher Konfigurationen höher als 30% liegt, wie es z.B. in [HOR75] für Ne- und Mg-Ionen angegeben wird.

Die Ergebnisse für die  $^{54}\text{Fe}$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation sind gemeinsam mit den entsprechenden Daten für  $^{62}\text{Ni}$  in Tab. 3 zusammengefaßt. Die Werte sind ähnlich, jedoch von geringerer statistischer Genauigkeit.

	experimentell		$e^{-t v_{ak}/\tau}$	$v_{Vak}$	H-ähnlich		He-, Li-ähnl.	
	$G_2^{exp}$	$G_4^{exp}$			$G_2$	$G_4$	$G_2$	$G_4$
$^{62}\text{Ni}(2^+ \rightarrow 0^+)$	0.81(2)	0.36(5)	0.87	$24v_0$	0.90	0.68	0.83	0.52
$^{54}\text{Fe}(2^+ \rightarrow 0^+)$	0.78(4)	0.26(13)	0.74	$20v_0$	0.92	0.74	0.85	0.59

Tab. 3: Vergleich von experimentellen Daten zur Winkelkorrelation mit Berechnungen zur Deorientierung durch wasserstoffähnliche und durch zusätzliche helium- und lithiumähnliche Konfigurationen (siehe Text).

### 3.4.2 Präzession im transienten Magnetfeld

Die  $\gamma$ -Winkelverteilung in der Detektorebene war gegeben durch

$$W(\Theta_\gamma) = \int_0^{2\pi} W(\Theta_\gamma, \Phi_{\gamma, Det} - \Phi_p) d\Phi_p \quad , \quad (32)$$

da Ereignisse mit allen  $\varphi_p$ -Segmenten des Teilchenzählers zur Auswertung der Präzession herangezogen wurden. Die daraus ermittelten Werte für den „Slope“  $S = \frac{1}{W} \cdot \frac{dW}{d\Theta_\gamma}$  betragen

$$\begin{aligned} S_{2,3} &= 0.56(2) & \text{für} & \quad \Theta_\gamma = 30^\circ & \text{und} \\ S_{1,4} &= 0.54(2) & \text{für} & \quad \Theta_\gamma = 155^\circ \end{aligned}$$

für das hintere bzw. das vordere Detektorpaar (siehe Abb. 18).

Mit den gemessenen Zählratenverhältnissen

$$\begin{aligned} DR_{1,4} &= \frac{N_{1\uparrow} \cdot N_{4\downarrow}}{N_{1\downarrow} \cdot N_{4\uparrow}} = 0.995(16) & \text{und} \\ DR_{3,2} &= \frac{N_{3\uparrow} \cdot N_{2\downarrow}}{N_{3\downarrow} \cdot N_{2\uparrow}} = 1.042(22) \end{aligned}$$

ergaben sich als Präzessionswinkel  $\Delta\Theta$  für die angeregten  $^{62}\text{Ni}$ -Kerne mittels Gl. 15

$$\begin{aligned} \Delta\Theta_{1,4} &= -1.8(6.6) \text{ mrad} & \text{und} \\ \Delta\Theta_{2,3} &= 16.6(8.8) \text{ mrad} \quad , \end{aligned}$$

woraus man einen gewichteten Mittelwert von

$$\Delta\Theta_{TF} = 4.8(5.3) \text{ mrad}$$

errechnet. Für die Größe des mittleren wirksamen transienten Magnetfeldes  $B_{TF}$  folgt daraus nach Gl. 10 bei einem g-Faktor des angeregten Zustandes von  $g(^{62}\text{Ni}(2^+)) = 0.33(6)$  [HAS78, SPE88] und einer effektiven Wechselwirkungszeit von  $t_{eff} = 149 \text{ fs}$  :

$$B_{TF} = 2.0(2.2) \text{ kTesla} \quad .$$

Die Ergebnisse des  $^{54}\text{Fe}$ -Experimentes sind gemeinsam mit den entsprechenden des  $^{62}\text{Ni}$ -Experimentes in Tab. 4 zusammengefaßt.

Die relativ geringen Slopewerte für die  $^{54}\text{Fe}$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation sind durch die zur Zeit des Experimentes vom Beschleuniger auf ca. 15 A·MeV begrenzte Strahlenergie zurückzuführen. Eine – für den Anteil wasserstoffähnlicher Ionen optimale – Strahlenergie von ca. 19 A·MeV hätte ähnlich wie für  $^{62}\text{Ni}$  ein besseres Kernspin-Alignment ergeben.

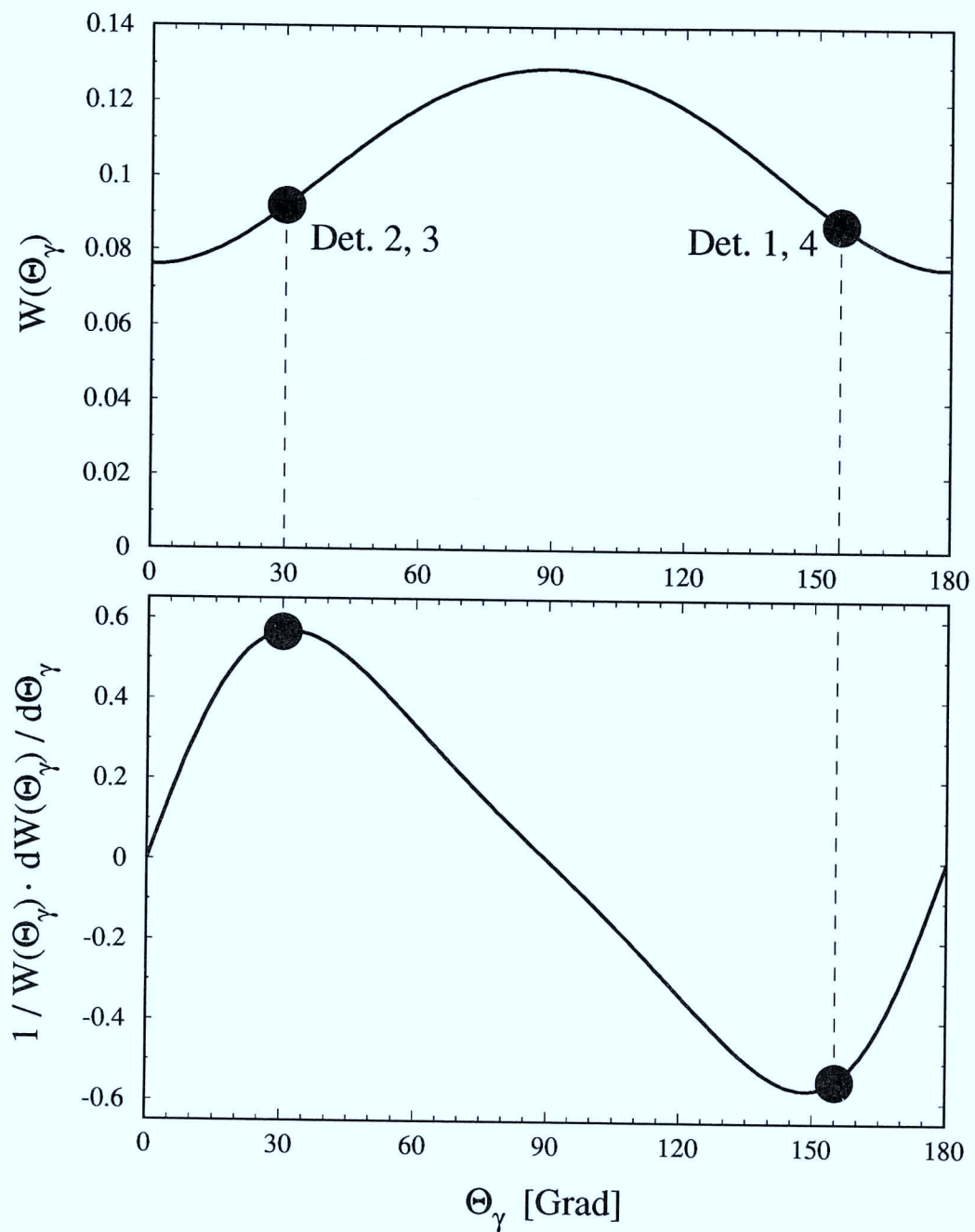


Abb. 18: Winkelverteilung des  $^{62}\text{Ni}(2^+ \rightarrow 0^+)$ -Überganges in Abhängigkeit vom Polarwinkel (erstes Diagramm) und zugehöriger „Slope“ (zweites Diagramm). Die Positionen der vorderen und hinteren Detektoren sind durch schwarze Punkte angezeigt.

	$\gamma$ -Det.	$\vartheta_\gamma$	$\langle\Theta_\gamma\rangle$	$Q_2$	$Q_4$	$S$	$DR$
$^{62}\text{Ni}(2_1^+ \rightarrow 0^+)$	2,3	24°	30°	0.97	0.90	0.56(2)	0.995(16)
	1,4	150°	155°	0.96	0.87	0.54(2)	1.042(22)
$^{54}\text{Fe}(2_1^+ \rightarrow 0^+)$	2,3	26°	31°	0.96	0.87	0.33(3)	1.022(52)
	1,4	145°	150°	0.95	0.84	0.34(3)	1.011(42)

	$\langle\Delta\Theta_{TF}\rangle$	$t_{eff}$	$B_{TF}$
$^{62}\text{Ni}(2_1^+)$	5(5) mrad	149 fs	2(2) kTesla
$^{54}\text{Fe}(2_1^+)$	11(25) mrad	178 fs	1(3) kTesla

Tab. 4: Zusammenfassung wichtiger Daten zur  $^{62}\text{Ni}(2^+)$ - und  $^{54}\text{Fe}(2^+)$ -Präzession.

### 3.5 Interpretation der transienten Magnetfelder

Eine Einordnung dieser Meßergebnisse für das transiente Magnetfeld ist mit relativ großen Unsicherheiten verbunden, da die hier verwendeten Sondengeschwindigkeiten um etwa den Faktor 2 über die bisher maximal verwendeten hinausging. Dementsprechend sind weite Extrapolationen der Parametrisierungen der Felder nötig. Macht man Annahmen für den Polarisationsgrad der Sondenionen, die auf Daten leichter Ionen, wie z.B. Mg, Si beruhen (siehe Abb. 3), so erhält man

$$\begin{aligned}
^{62}\text{Ni in Fe} & : & p_{1s} & \approx 0.15 \\
^{54}\text{Fe in Gd} & : & p_{1s} & \approx 0.20 \quad .
\end{aligned}$$

Man kann diese Werte eher als obere Grenzen betrachten, da der Polarisationsgrad  $p_{1s}$  tendenziell mit zunehmender Kernladungszahl abnehmend ist. Als weiteren Anhaltspunkt kann man theoretisch berechnete Polarisationsgrade aus Spin-Flip-Wirkungsquerschnitten (Gl. 6) heranziehen. In Rechnungen, denen als Modell die Streuung wasserstoffähnlicher Ionen an freien spinpolarisierten Elektronen zugrundeliegt [HAG89, HAG90], konnte die Größenordnung der beobachteten Polarisationsgrade und ihre Abhängigkeit vom verwendeten Ferromagneten gut wiedergegeben werden. Es sagt allerdings eine starke Reduktion des Polarisationsgrades mit zunehmender Sondengeschwindigkeit voraus und tendiert dazu, die experimentellen Polarisationsgrade für  $v_{Ion} \approx Z_{Ion}v_0$  zu unterschätzen. Messungen mit leichteren Ionen ( $6 \leq Z \leq 14$ ) und bei Geschwindigkeiten im Bereich ( $\frac{1}{2}Z \cdot v_0 \leq v_{Ion} \leq Z \cdot v_0$ ) lassen auf eine höchstens schwache Geschwindigkeitsabhängigkeit von  $p_{1s}$  schließen.

Die starke Abhängigkeit, die von der Rechnung vorhergesagt wird, ist eventuell eine Folge der vereinfachenden Annahmen der Modellrechnung. In einem verbesserten Ansatz, bei dem in einem selbstkonsistenten Verfahren die Wechselwirkung der Sondenionen mit Targetatomen statt mit freien Elektronen zugrunde gelegt wird, verschwindet die Geschwindigkeitsabhängigkeit von  $p_{1s}$  fast völlig [HAG92]. Ein vorläufiges Ergebnis dieser neuen Rechnungen liefert den hohen Wert von

$${}^{62}\text{Ni in Fe} : \quad p_{1s} \approx 0.20 \quad ,$$

der allerdings zur Zeit wegen des nur ungenau bekannten „Quenching“-Wirkungsquerschnitt mit einer Unsicherheit von etwa einem Faktor 2 behaftet ist. Für Gadolinium als Ferromagnetikum liegen diese Rechnungen bislang nicht vor.

Aus den mittleren Geschwindigkeiten der Ionen im Ferromagneten von  $v_{Ion} = 25v_0$  für  ${}^{62}\text{Ni}$  und  $v_{Ion} = 22v_0$  für  ${}^{54}\text{Fe}$  lassen sich die Anteile wasserstoffähnlicher Ionen zu  $q_{1s} = 0.4$  bzw.  $q_{1s} = 0.3$  abschätzen. Daraus ergeben sich nach Gl. 8 folgende Abschätzungen für die transienten Magnetfelder:

$$\begin{aligned} {}^{62}\text{Ni in Fe} : \quad & B_{TF} \leq 24 \text{ kTesla} \\ {}^{54}\text{Fe in Gd} : \quad & B_{TF} \leq 19 \text{ kTesla} \quad . \end{aligned}$$

Ein ähnliches Bild ergibt sich, wenn man für den Erwartungswert der transienten Magnetfelder die lineare Parametrisierung (Gl. 9) zugrunde legt:

$$\begin{aligned} {}^{62}\text{Ni in Fe} : \quad & B_{lin} = 8.4 \text{ kTesla} \\ {}^{54}\text{Fe in Gd} : \quad & B_{lin} = 9.7 \text{ kTesla} \quad . \end{aligned}$$

Diese Erwartungswerte sind etwa um den Faktor 2 kleiner als die vorher abgeschätzten, erscheinen aber wegen des tendenziell mit  $Z_{Ion}$  abnehmenden Polarisationsgrades  $p_{1s}$  als realistische Werte. Beiden Experimenten ( ${}^{62}\text{Ni}(2^+)$ ,  ${}^{54}\text{Fe}(2^+)$ ) ist gemeinsam, daß die gemessenen transienten Magnetfelder um mindestens etwa den Faktor 4 hinter diesen erwarteten Werten zurückbleiben.

Als wahrscheinlichste Erklärung für die hier gemessenen relativ kleinen Effekte kommt die schwerionenstrahlinduzierte Abschwächung der transienten Magnetfelder in Frage. Die in den Experimenten verwendeten Schwerionenstrahlen  ${}^{62}\text{Ni}$  und  ${}^{54}\text{Fe}$  deponierten im Elektronensystem des jeweiligen Ferromagneten ca.  $10 \text{ MeV}/\mu\text{m}$  [ZIE85]. Wie in Abschnitt 2.4.2 erläutert wurde, sind für Ionenstrahlen mit geringerem  $dE/dx$  im Ferromagnetikum transiente Felder gemessen worden, die der Vorhersage entsprachen, während – wie vor allem in Eisen beobachtet wurde – ab

einem Schwellenwert starke Abschwächungen dieser Felder auftraten. Daß diese Schwelle in Fe bei ca. 8 MeV/ $\mu\text{m}$  liegt, war zum Zeitpunkt des  $^{62}\text{Ni}$ -Experimentes noch nicht bekannt. Nachdem in Eisen Abschwächungen auf etwa 20% beobachtet wurden, ist das geringe gemessene transiente Feld im Falle von  $^{62}\text{Ni}$  allein durch diesen Effekt erklärbar, und es sind keine weiteren Aussagen über das Verhalten des Polarisationsgrades bei diesen hohen Geschwindigkeiten möglich.

Das darauf folgende Experiment mit  $^{54}\text{Fe}(2^+)$  als Sonde besaß gegenüber der  $^{62}\text{Ni}$ -Messung zwei wesentliche Vorzüge. Die Sensitivität wurde durch den großen g-Faktor ( $g(^{54}\text{Fe}(2^+)) = 1.05(17)$  gegenüber  $g(^{62}\text{Ni}(2^+)) = 0.33(6)$ ) um den Faktor 3 gesteigert. Desweiteren hatten Versuche mit  $^{24}\text{Mg}(2^+)$  und  $^{28}\text{Si}(2^+)$  als Sondenionen gezeigt, daß in Gadolinium die schwerionenstrahlinduzierte Abschwächung auch zu beobachten ist, der Grad der Abschwächung in diesem  $dE/dx$ -Bereich aber nur etwa 50% beträgt. Gerade unter diesen Gesichtspunkten ist der Wert des gemessenen Feldes für  $^{54}\text{Fe}(2^+)$  zwar unerwartet klein, aufgrund der mangelhaften Zählratenstatistik (lediglich 12 Stunden effektive Meßzeit) ist jedoch keine sichere Aussage möglich. Unter der Annahme, daß die lineare Parametrisierung auch in diesem Bereich sehr hoher Sondengeschwindigkeiten noch Gültigkeit besitzt, läßt sich ein Grad der Abschwächung angeben, als Verhältnis zum erwarteten Wert nach dieser Parametrisierung:

$$\begin{array}{lcl} ^{62}\text{Ni in Fe} & : & B_{TF}/B_{lin} = 0.2(3) \\ ^{54}\text{Fe in Gd} & : & B_{TF}/B_{lin} = 0.1(3) \quad . \end{array}$$

Abb. 8 zeigt, wie sich die beiden Hochgeschwindigkeits-Datenpunkte (rautenförmige Symbole) bei den vorwiegend an Tandembeschleunigern durchgeführten Messungen einordnen.

Bei der Verwendung schwerer Ionenstrahlen, was sich bei der Erzeugung von Sondenionen mit  $v_{Ion} = Z_{Ion} \cdot v_0$  und  $Z > 20$  nicht vermeiden läßt, scheint Gadolinium als Ferromagnetikum gegenüber Eisen besser geeignet zu sein. In diesem Zusammenhang ist es wichtig, den Datenpunkt von  $^{54}\text{Fe}$  in Gadolinium in der Genauigkeit erheblich zu verbessern, was auch in einem kommenden Experiment am UNILAC der GSI Darmstadt geplant ist.

## 4 Transiente Magnetfelder wasserstoffähnlicher $^{20}\text{Ne}$ - und $^{32}\text{S}$ -Ionen

### 4.1 Motivation

Um die prinzipielle Frage beantworten zu können, wie der Polarisationsgrad von Sondenionen von ihrer Geschwindigkeit abhängt, muß man sich auf nicht zu schwere Kerne mit  $Z \leq 20$  beschränken, um die schwerionenstrahlinduzierten Abschwächungen zu vermeiden. Nur unter diesen Voraussetzungen lassen sich die Ergebnisse mit theoretischen Rechnungen für die Spin-Austausch-Streuung vergleichen.

So ist z.B. Kalzium bei  $v_{Ion} = Z_{Ion} \cdot v_0 = 20v_0$  in Eisen  $dE/dx = 7.5 \text{ MeV}/\mu\text{m}$  etwa in dem Bereich, wo die Abschwächung der transienten Magnetfelder einzusetzen beginnt. Für schwerere Sondenionen (und damit schwerere Strahlionen) ist keine eindeutige Zuordnung möglich, wie sich der Polarisationsübertrag mit zunehmender Geschwindigkeit ändert, da das Experiment dann in einem „gestörten“ Ferromagneten durchgeführt wird (vergleiche Abschnitt 3.5).

Vor diesem Hintergrund wurden Experimente mit  $^{20}\text{Ne}$ - und  $^{32}\text{S}$ -Ionen durchgeführt. In beiden Messungen wurde Gadolinium als Ferromagnet verwendet, bei dem im allgemeinen höhere Polarisationsgrade als in Eisen beobachtet worden waren. Die Werte für den Energieverlust des Strahles im Ferromagneten lagen mit  $dE/dx \approx 2.4 \text{ MeV}/\mu\text{m}$  bzw.  $dE/dx \approx 4.0 \text{ MeV}/\mu\text{m}$  in einem Bereich, in dem keine Abschwächungseffekte der transienten Magnetfelder auftreten sollten. Für beide Kerne waren die  $g$ -Faktoren der ersten angeregten  $2^+$ -Zustände experimentell bekannt und zudem mit der theoretischen Erwartung von  $g = 0.5$  in ausgezeichneter Übereinstimmung. Was Experimente in diesem  $dE/dx$ -Bereich angeht, gingen die mittleren Geschwindigkeiten mit  $12.5 v_0$  für  $^{20}\text{Ne}$  bzw.  $16 v_0$  für  $^{32}\text{S}$  deutlich über zuvor verwendete Geschwindigkeiten in Gadolinium hinaus, bei  $^{20}\text{Ne}$  sogar über  $Z \cdot v_0$ .

Beide Messungen boten interessante Vergleichsmöglichkeiten mit Ergebnissen bei niedrigeren Geschwindigkeiten ( $v_{Ion} \approx 7v_0$  für  $^{20}\text{Ne}$  [TRÖ86] bzw.  $v_{Ion} \approx 8v_0$  für  $^{32}\text{S}$  [SIM88]), wo Polarisationsgrade  $p_{1s} = 0.26(6)$  bzw.  $p_{1s} = 0.15(3)$  gemessen worden waren. (In der Originalarbeit [SIM88] wurde ein höherer Polarisationsgrad angegeben. Der Wert  $p_{1s} = 0.15(3)$  berücksichtigt neue Meßdaten des Anteils  $q_{1s}$  für wasserstoffähnliche Ionen in Gadolinium [TRI92].) Mit den neuen Daten sollte auch eine Aussage darüber möglich sein, ob der Polarisationsgrad eher unabhängig

Kern	Zustand	E	$\tau$	g
$^{20}\text{Ne}$	$2_1^+$	1634 keV	1.05(6) ps	0.54(4)
$^{32}\text{S}$	$2_1^+$	2230 keV	0.242(7) ps	0.50(3)

Tab. 5: Wichtige Eigenschaften der verwendeten Sondenzustände [AJZ83, HOR75, END90].

von der Sondengeschwindigkeit ist, wie bisherige Messungen andeuten, oder ob er bei den hohen Geschwindigkeiten deutlich reduziert ist, wie Rechnungen für den Spin-Austausch-Wirkungsquerschnitt vorhersagen.

Beide Messungen fanden zudem in einem Geschwindigkeitsbereich statt, der für g-Faktormessungen interessant ist, da hier die maximalen Felder  $B_{TF}$  erwartet werden, für deren tatsächliche Werte aber bislang widersprüchliche Vorhersagen aus empirischen Formeln vorlagen (z.B. [EBE77, STU87]).

## 4.2 Experimentelle Durchführung

### 4.2.1 $^{20}\text{Ne}$ -Experiment

Das  $^{20}\text{Ne}$ -Experiment wurde am UNILAC der GSI Darmstadt durchgeführt. Durch ein parallel laufendes SIS-Experiment war die Strahlenergie mit mindestens  $E_{Ion} = 5.9\text{MeV} \cdot A_{Ion}$  vorgegeben, die  $v_{Ion} = 12.5v_0$  in der ferromagnetischen Schicht entsprach. Das verwendete Target ist in Abb. 19 gezeigt. Da wie bei den vorausgegangenen Experimenten die Projektile angeregt werden sollten, war für den Energiebereich der  $^{20}\text{Ne}$ -Ionen Silber als Anregungsschicht des Targets günstiger als Blei: Wegen der Geometrie der Streukammer waren nur Streuwinkel bis  $\vartheta_p = 24^\circ$  möglich, was bei der Streuung an Blei-Kernen so großen Stoßparametern entspricht, daß der Anregungs-Wirkungsquerschnitt relativ gering ist. So wurde erreicht, daß die  $^{20}\text{Ne}$ -Ionen überwiegend an der ersten Schicht des Targets angeregt wurden. In der berechneten effektiven Wechselwirkungszeit wurde wiederum die Anregung der Ne-Kerne in hinteren Targetschichten berücksichtigt. Für das Experiment wirkte sich günstig aus, daß der Anregungs-Wirkungsquerschnitt stark mit abnehmender Strahlenergie fiel. Zu dem Anteil von 28% Anregungen in Gadolinium trug daher überwiegend der vordere Teil dieser Schicht bei, so daß die Reduktion der mittleren Wechselwirkungszeit durch diesen Anteil nur etwa 5% betrug.

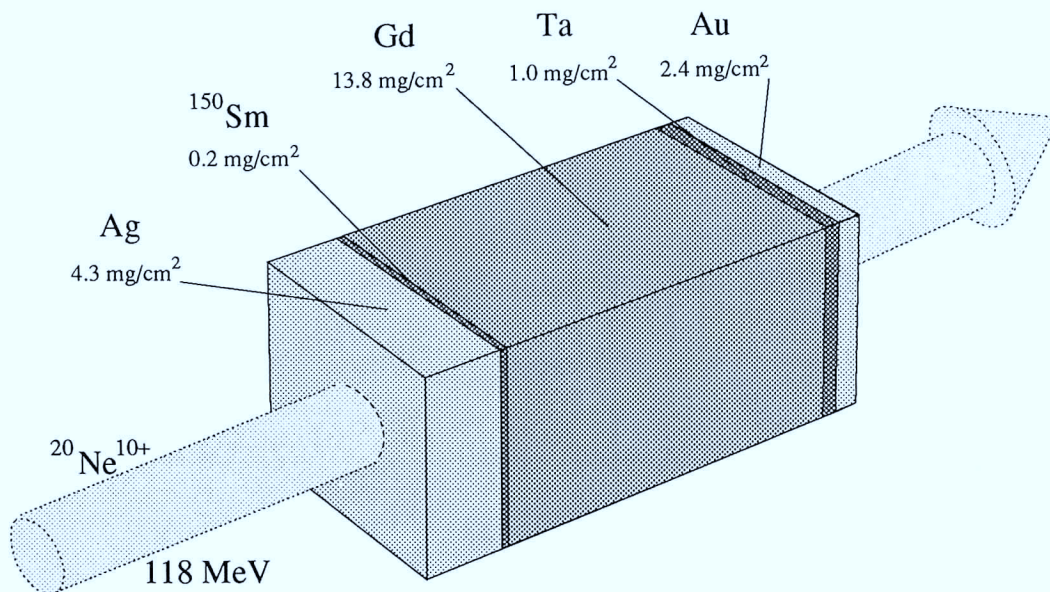


Abb. 19: Targetaufbau für das  $^{20}\text{Ne}$ -Experiment (schematisch).

Im Experiment sollten von Strahlteilchen angeregte  $^{150}\text{Sm}$ -Kerne der zweiten Targetschicht durch Nachweis ihrer Präzession im Gadolinium als Monitor für den Zustand des Ferromagneten dienen. Dabei sollte insbesondere das statische Hyperfeinfeld von  $^{150}\text{Sm}$  in Gadolinium  $B_{SF} = -144(12)\text{Tesla}$  [SKA76] beobachtet werden. Der Untergrund unter der  $^{150}\text{Sm}(2^+ \rightarrow 0^+)$ -Linie bei 334 keV erwies sich jedoch als zu groß für ein signifikantes Ergebnis. Die abschließende Goldschicht diente zur Verbesserung der Ableitung der vom Strahl deponierten Wärme, um die Gadoliniumschicht sich nur wenig ( $\Delta T \sim 10\text{ K}$ ) über die Temperatur der Polschuhe des Magneten erwärmen zu lassen. Diese wurden mit flüssigem Stickstoff ( $T = 77\text{ K}$ ) gekühlt und ein äußeres Feld von 0.05 Tesla angelegt, was ausreichend war, um die Gadoliniumschicht vollständig zu magnetisieren. Gold anstelle von Kupfer reduzierte Anregungen der  $^{20}\text{Ne}$ -Projektile in dieser Schicht auf ein Minimum.

Der Detektoraufbau war ähnlich dem der  $^{62}\text{Ni}$ - und  $^{54}\text{Fe}$ -Messung, nur daß hier die  $\gamma$ -Energiespektren so untergrundarm waren, daß  $5'' \times 5''$  große zylindrische NaJ(Tl)-Szintillatoren anstelle der Germanium-Detektoren eingesetzt werden konnten, was die Ansprechwahrscheinlichkeit um etwa den Faktor 10 erhöhte. Durch die Geometrie der Streukammer war der maximale Streuwinkel der Projektile auf

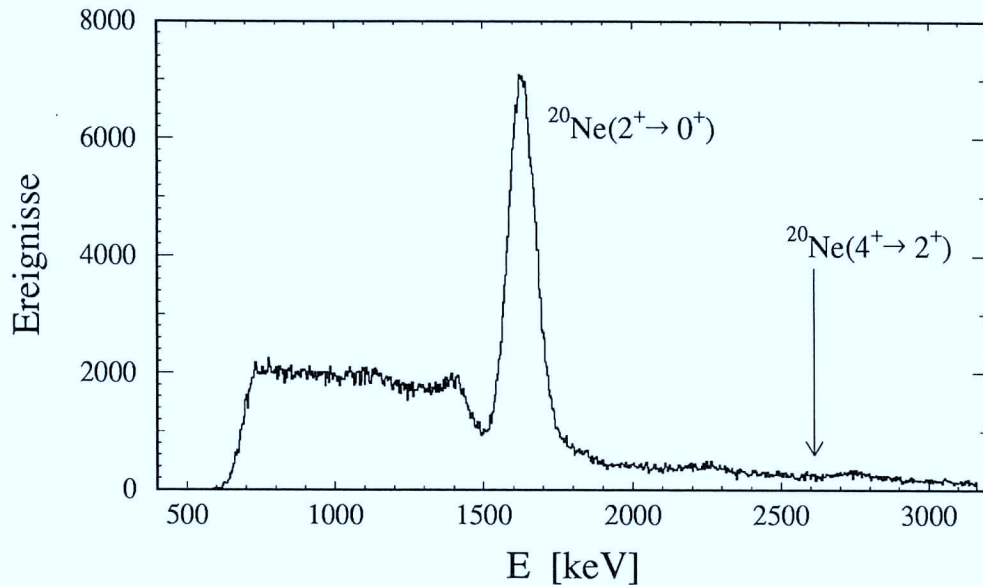


Abb. 20: Energiespektrum von mit  $^{20}\text{Ne}$ -Projektilen koinzidenten  $\gamma$ -Quanten, aufgenommen mit einem NaJ-Detektor. Das Spektrum ist auf Dopplerverschiebung korrigiert.

$\vartheta_{p,max} = 24^\circ$  begrenzt, während der „grazing“-Winkel erst bei ca.  $\vartheta_p = 43^\circ$  lag. Das führte einerseits zu reiner Coulombanregung der gestreuten  $^{20}\text{Ne}$ -Projektilen und damit zur guten Qualität der  $\gamma$ -Spektren, aber andererseits zu einem ungünstigen Verhältnis von Coulombanregung zu elastischer Streuung von etwa 1:500. Um den Teilchenzähler nicht durch elastisch gestreute Projektilen zu sehr zu belasten (maximal ca.  $10^6$  Teilchen/s) wurde der minimale Winkel auf  $\vartheta_{p,min} = 20^\circ$  festgelegt. Dennoch waren trotz der geringen verwendeten Stromstärke der  $^{20}\text{Ne}$ -Ionen (ca.  $I_{Target} \sim 0.01$  TnA) etwa 50% der prompten Koinzidenzen zufälliger Natur, was sich im Zeitspektrum an der Höhe der nicht prompten Linien erkennen läßt (siehe Abb. 21). Zu Beginn der Messung wurden  $\gamma$ -Spektren mit den Germanium-Detektoren mit BGO-Compton-Unterdrückung aufgenommen, um sicherzustellen, daß im Bereich der  $\gamma$ -Linie des  $^{20}\text{Ne}(2^+ \rightarrow 0^+)$ -Überganges bei 1634 keV keine „kontaminanten“ Linien stören und um außerdem zu zeigen, daß den  $2^+$ -Zustand bevölkernde, höherliegende Zustände kaum angeregt wurden.

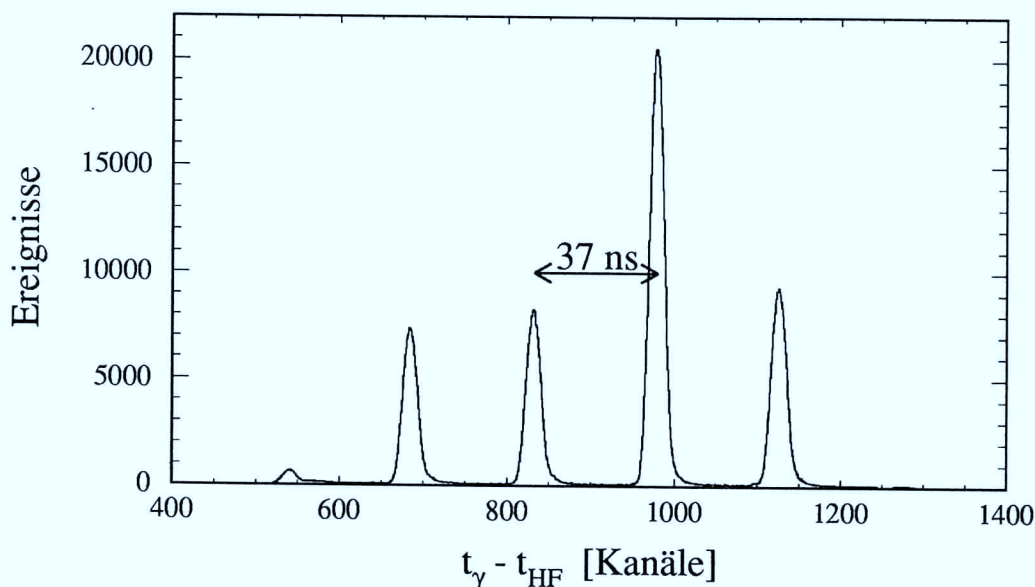


Abb. 21: Zeitspektrum: Differenzzeit zwischen Hochfrequenzsignal und  $\gamma$ -Quanten im Energiebereich des  $^{20}\text{Ne}(2^+ \rightarrow 0^+)$ -Überganges. Der Pulsabstand ist angezeigt (1 Kanal = 0.25 ns).

#### 4.2.2 $^{32}\text{S}$ -Experiment

Dieses Experiment wurde am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt, wo es möglich war, mit dem MP-Tandem- und dem nachfolgenden Linear-Beschleuniger  $^{32}\text{S}$ -Ionen auf ca.  $E_{Ion} = 8\text{MeV} \cdot A_{Ion}$  zu bringen. Diese Energie ist nötig, um bei  $v_{Ion} = Z \cdot v_0 = 16v_0$  messen zu können. Im Gegensatz zu den Beschleunigern an der GSI, die im sogenannten gepulsten Mode mit einem „Duty“-Faktor von 21% (4.2 ms Strahl in 20 ms) betrieben wurden, konnte der Heidelberger Linear-Beschleuniger auf den „Continuous Wave“-Mode mit 100% Duty-Faktor umgestellt werden. Das führte dazu, daß trotz Benutzung von Germanium-Detektoren anstelle der NaJ-Detektoren sehr gute Statistik in den Spektren möglich war. Das verwendete Target hatte folgenden Aufbau (siehe Abb. 22): Im Gegensatz zum  $^{20}\text{Ne}$ -Experiment gab es hier keine spezielle Schicht im Target, an der die  $^{32}\text{S}$ -Ionen vor Eintritt in den Ferromagneten angeregt werden sollten. Da die mittlere Lebensdauer des  $2^+$ -Zustandes mit  $\tau = 0.242(7)$  ps [END90] relativ kurz ist, sollte die Anregung möglichst direkt im Gadolinium erfolgen. Dadurch wurde immerhin eine mittlere Wechselwirkungszeit von  $t_{eff} = 153$  fs erreicht, was 62% des maximal möglichen Wertes ( $t_{eff} = \tau$ ) entspricht. Die Cu-Schichten auf beiden Seiten des

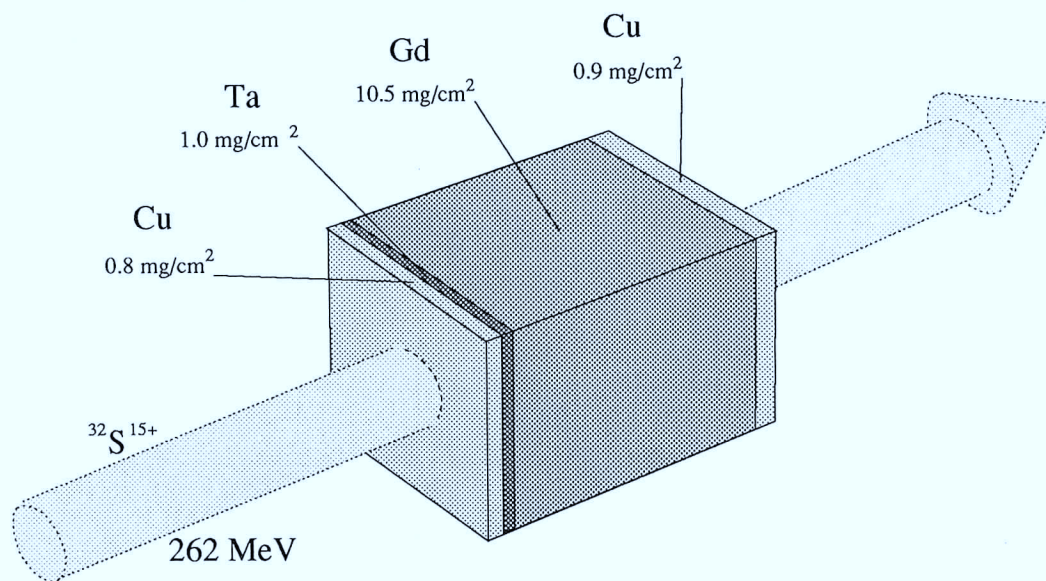


Abb. 22: Targetaufbau für das  $^{32}\text{S}$ -Experiment (schematisch).

Targets dienten wiederum zur besseren Ableitung der Wärme, die der Strahl im Target deponierte.

Abgesehen von einer neuen Streukammer, die einen erweiterten Streuwinkelbereich bis  $\vartheta_p = 40^\circ$  zuließ, was etwa dem „grazing“-Winkel für  $^{32}\text{S}$  auf Gd bei der verwendeten Strahlenergie entspricht, stimmte der Aufbau mit dem der  $^{62}\text{Ni}$ -Messung überein, wodurch wieder sehr untergrundarme  $\gamma$ -Spektren gewonnen werden konnten (siehe Abb. 24). Durch Einschränkung auf Streuwinkel  $25^\circ \leq \vartheta_p \leq 40^\circ$  konnte auch Untergrund durch zufällige Koinzidenzen gering gehalten werden, wie im Zeitspektrum (Abb. 23) zu sehen ist.

Der verbleibende Untergrund im Energiespektrum rührt von nicht durch die NaJ-Veto-Zähler registrierten Reaktionen der Projektile mit den Targetkernen her. Neben dem dominanten  $^{32}\text{S}(2^+ \rightarrow 0^+)$ -Übergang konnten einige schwache Linien im Spektrum Übergängen in projektilähnlichen Kernen wie z.B.  $^{31}\text{P}$  zugeschrieben werden. Nicht beobachtet werden konnte eine eventuelle Bevölkung des  $^{32}\text{S}(4^+)$ -Zustandes, da dessen  $4^+ \rightarrow 2^+$ -Übergangsenergie von 2228.6 keV innerhalb der erreichten Energieauflösung mit der des  $2^+ \rightarrow 0^+$  bei 2230.3 keV zusammenfällt. Nach Berechnungen mit dem Programm COULEX sollte der Anteil aber nur etwa

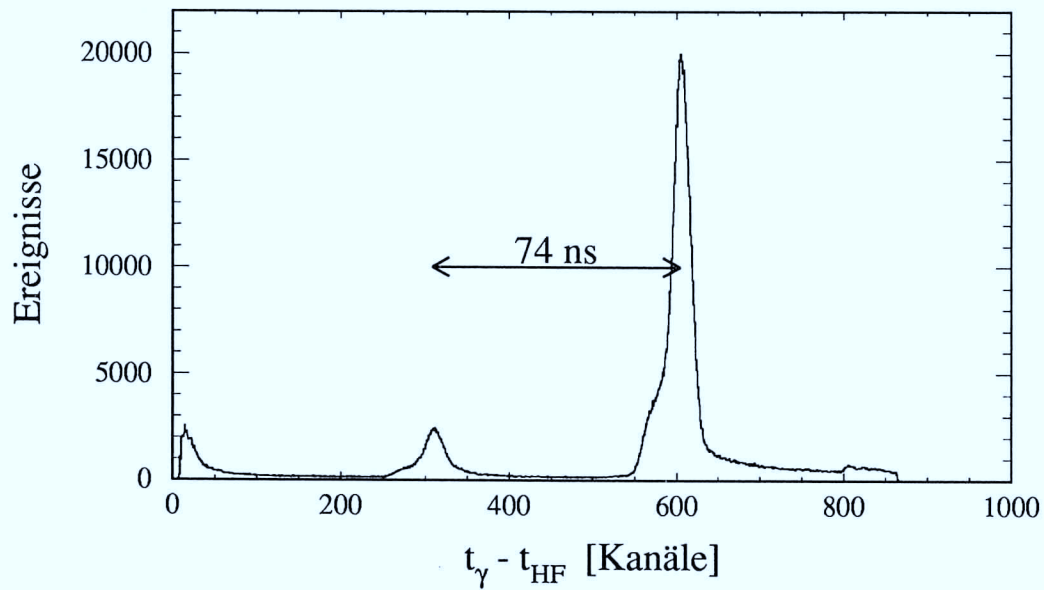


Abb. 23: Zeitspektrum: Differenzzeit zwischen Hochfrequenzsignal und  $\gamma$ -Quanten im Energiebereich des  $^{32}\text{S}(2^+ \rightarrow 0^+)$ -Überganges. Der Pulsabstand ist angezeigt (1 Kanal = 0.25 ns).

2% betragen und damit seine Auswirkung auf das Ergebnis vernachlässigt werden können.

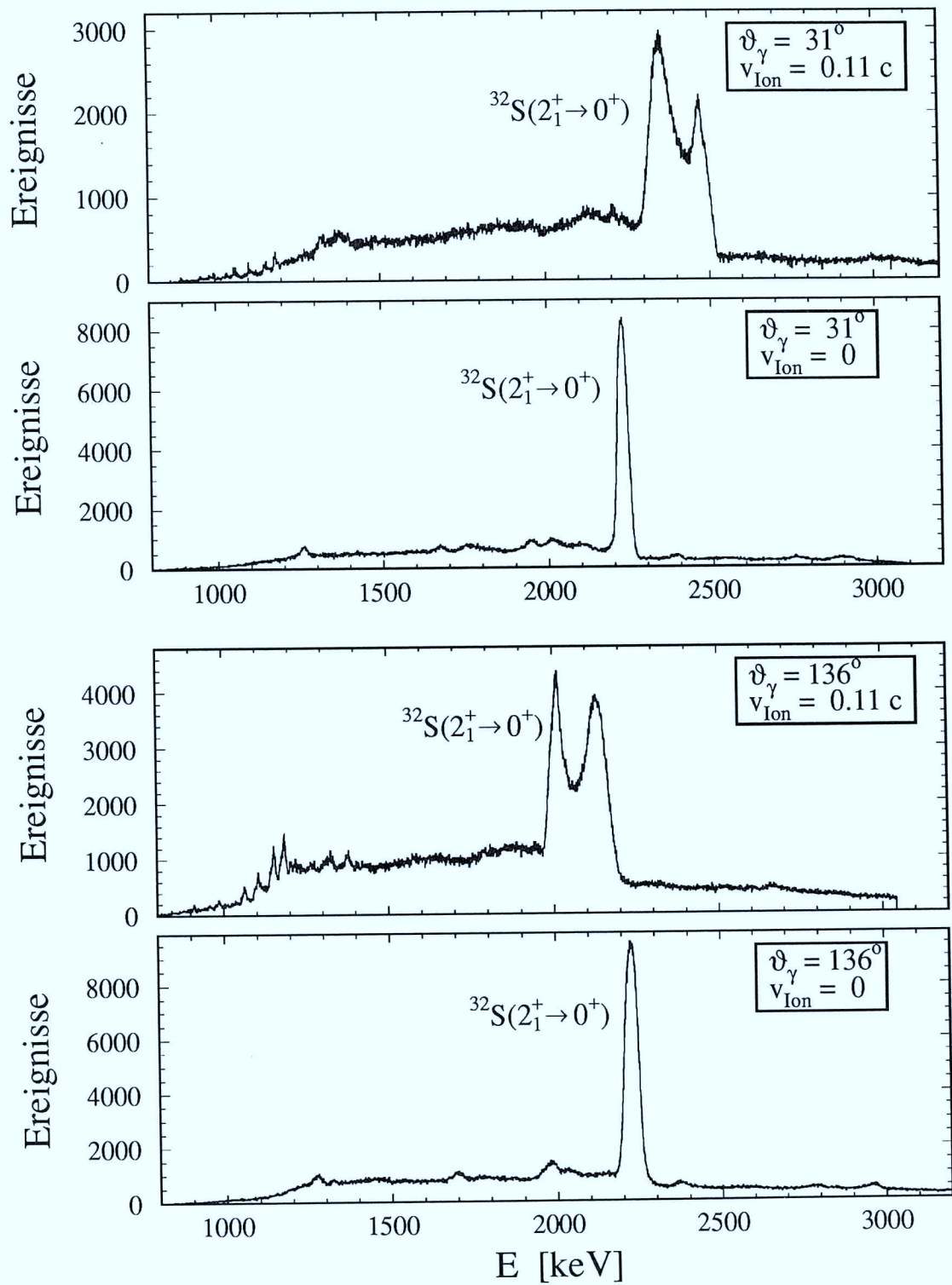


Abb. 24: Energiespektrum von mit  $^{32}\text{S}$ -Projektile koinzidenten  $\gamma$ -Quanten, aufgenommen unter  $\vartheta_\gamma = 31^\circ$  und  $\vartheta_\gamma = 136^\circ$ . Die Spektren Nr. 2 und 4 sind auf Dopplerverschiebung korrigiert.

## 4.3 Ergebnisse

### 4.3.1 Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation

	experimentell		$e^{-t_{Vak}/\tau}$	$v_{Vak}$	H-ähnlich		He-, Li-ähnlich	
	$G_2^{exp}$	$G_4^{exp}$			$G_2$	$G_4$	$G_2$	$G_4$
$^{20}\text{Ne}(2^+ \rightarrow 0^+)$	0.93(2)	0.75(6)	0.47	$9v_0$	0.95	0.86	0.93	0.82
$^{32}\text{S}(2^+ \rightarrow 0^+)$	0.88(5)	0.89(4)	0.33	$14v_0$	0.98	0.92	0.96	0.90

Tab. 6: Vergleich von experimentellen Daten zur Winkelkorrelation mit Berechnungen zur Deorientierung durch wasserstoffähnliche und durch zusätzliche helium- und lithiumähnliche Konfigurationen.

Im Vergleich mit den vorherigen Fällen konnte die Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation für den  $^{32}\text{S}(2^+ \rightarrow 0^+)$ -Übergang mit sehr guter Statistik bestimmt werden. Als Ergebnis eines Fits, bei dem beide  $G_k$ -Koeffizienten unabhängig behandelt wurden, ergab sich

$$\begin{aligned} G_2^{exp} &= 0.88(1)(5) \\ G_4^{exp} &= 0.89(1)(4), \end{aligned}$$

wobei der erste Fehler (1) die rein statistischen Fehler der Analyse und der zweite Fehler die systematischen Unsicherheiten berücksichtigt. Letzterer beinhaltet vor allem die Unsicherheit von ca.  $\pm 1^\circ$ , mit der die Teilchenstreuwinkel und die Positionen der  $\gamma$ -Detektoren bekannt waren. Die unabhängige Bestimmung der beiden  $G_k$  vergrößert ebenfalls deren Fehler.

Auffällig ist, daß  $G_2^{exp}$  und  $G_4^{exp}$  nahezu gleich sind. Dies war Anlaß nach weiteren Quellen für die Deorientierung zu suchen, insbesondere einer möglichen Wechselwirkung des Quadrupolmoments von  $^{32}\text{S}(2^+)$  mit einem transienten elektrischen Feldgradienten, was in Abschnitt 4.5 ausführlich diskutiert wird.

### 4.3.2 Präzession im transienten Magnetfeld

Um eine große Anisotropie zu erzielen, wurde sich bei der Auswertung auf 8 der 20  $\varphi_p$ -Segmente des Teilchenzählers beschränkt, d.h.

$$W(\Theta_\gamma) = \int_{54^\circ}^{126^\circ} W(\Theta_\gamma, \Phi_{\gamma, Det} - \Phi_p) d\Phi_p + \int_{234^\circ}^{306^\circ} W(\Theta_\gamma, \Phi_{\gamma, Det} - \Phi_p) d\Phi_p \quad ,$$

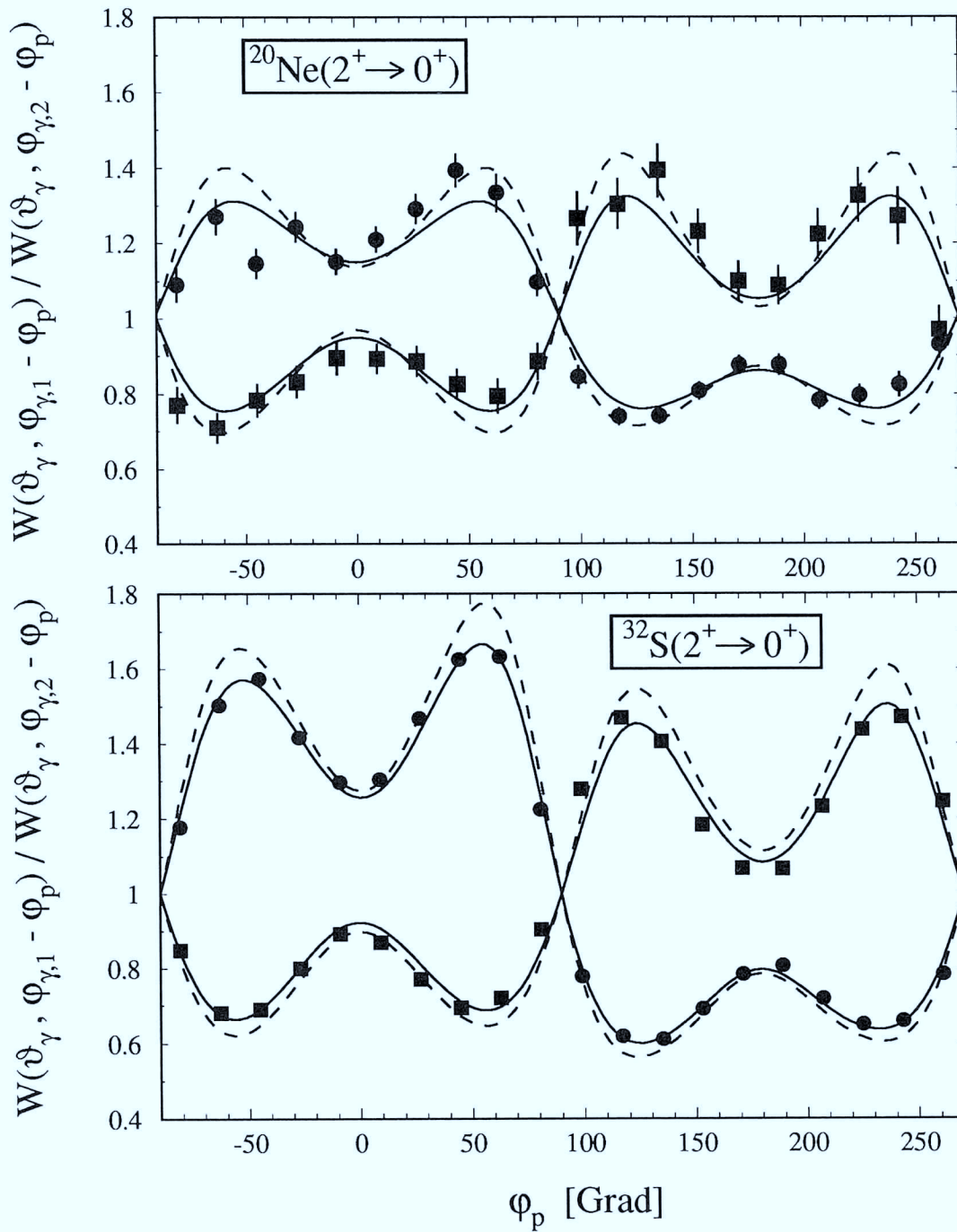


Abb. 25:  $^{20}\text{Ne}$ - $\gamma$ - und  $^{32}\text{S}$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation als Funktion des azimuthalen Teilchenstreuungswinkels mit Fitkurven (durchgezogen) und ohne Deorientierung (gestrichelt). Die Daten zeigen Intensitätsverhältnisse für das jeweils vordere (quadratische Symbole) und hintere Detektorpaar (kreisförmige Symbole).

was zwar die Statistik an Ereignissen stark herabsetzte, aber durch die wesentlich größere Sensitivität bei weitem kompensiert wurde. So war bei Benutzung des gesamten Ringes des Teilchenzählers die Winkelverteilung für den  $^{20}\text{Ne}(2^+ \rightarrow 0^+)$ -Übergang praktisch isotrop, mit „Slope“-Werten von nur 0.02 bzw. 0.03 (siehe Abb. 26).

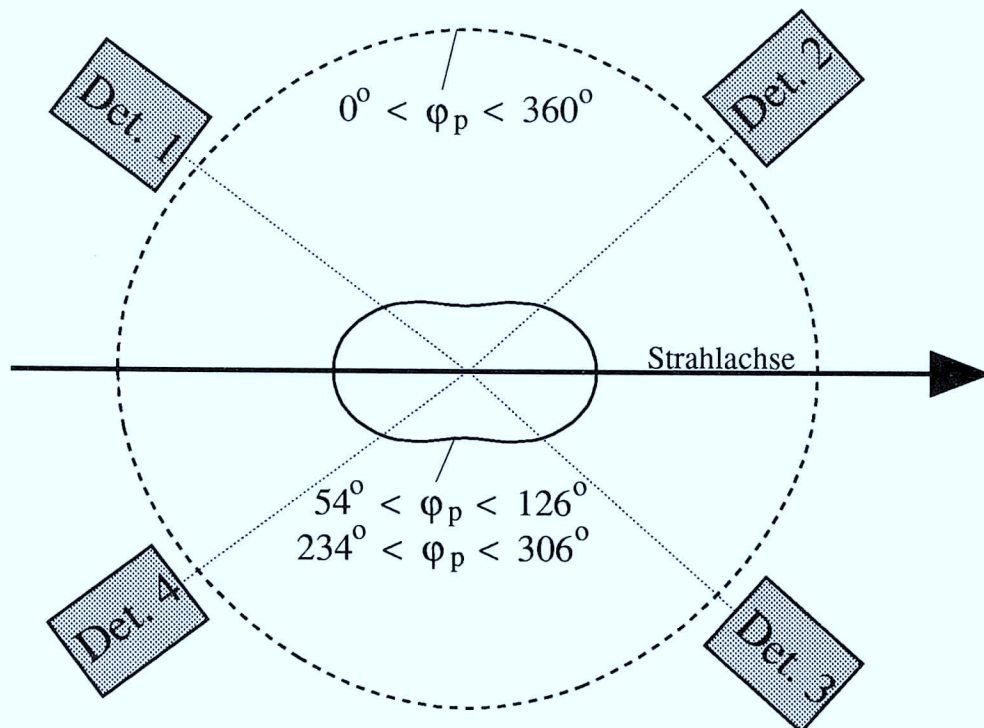


Abb. 26: Resultierende  $\gamma$ -Winkelverteilung  $W(\Theta_\gamma)$  für  $^{20}\text{Ne}(2^+ \rightarrow 0^+)$  in Koinzidenz mit allen (gestrichelt) sowie mit Beschränkung auf 8 der 20 Segmente des Teilchenzählers (durchgezogene Linie).

Die gemessenen Präzessionswinkel sind noch um jeweils 1 mrad nach unten korrigiert worden, um den Effekt der Ablenkung des Strahls im Streufeld des Magneten („Beambending“) zu korrigieren.

Mit der Kenntnis der mittleren Ionengeschwindigkeit in Gadolinium konnten Werte für den Anteil  $q_{1s}$  wasserstoffähnlicher Ionen für  $^{20}\text{Ne}$  (extrapoliert nach [DYB87]) und  $^{32}\text{S}$  abgeschätzt werden und damit die mittleren Polarisationsgrade  $p_{1s}$  der 1s-Elektronen ermittelt werden (siehe Tab. 7).

	$\gamma$ -Det.	$\vartheta_\gamma$	$\langle\Theta_\gamma\rangle$	$Q_2$	$Q_4$	$S$	$DR$
$^{20}\text{Ne}(2_1^+ \rightarrow 0^+)$	2,3	39°	42°	0.96	0.88	0.61(2)	1.045(39)
	1,4	140°	143°	0.91	0.74	0.52(2)	1.055(26)
$^{32}\text{S}(2_1^+ \rightarrow 0^+)$	2,3	31°	34°	0.96	0.87	0.43(1)	1.016(10)
	1,4	136°	139°	0.95	0.83	0.48(1)	1.029(9)

	$\langle\Delta\Theta_{TF}\rangle$	$t_{eff}$	$B_{TF}$	$\langle v_{Ion}\rangle$	$q_{1s}$	$p_{1s}$
$^{20}\text{Ne}(2_1^+)$	23(10) mrad	450 fs	1.9(8) kTesla	$12.5v_0$	0.35	0.32(13)
$^{32}\text{S}(2_1^+)$	12(4) mrad	153 fs	3.3(1.1) kTesla	$15.8v_0$	0.50	0.10(3)

Tab. 7: Zusammenfassung wichtiger Daten zur  $^{20}\text{Ne}(2^+)$ - und  $^{32}\text{S}(2^+)$ -Präzession.

#### 4.4 Interpretation der transienten Magnetfelder

Während bei den  $^{62}\text{Ni}$ - und  $^{54}\text{Fe}$ -Messungen transiente Magnetfelder gemessen wurden, welche Polarisationsgraden von  $\sim 1\%$  entsprachen, lagen für  $^{20}\text{Ne}$  mit  $p_{1s} = 0.32(13)$  und  $^{32}\text{S}$  mit  $p_{1s} = 0.10(3)$  diese Werte um etwa eine Größenordnung höher. Ursache dafür dürfte hauptsächlich die schwerionenstrahlinduzierte Störung der Ferromagneten bei den ersten beiden Fällen sein. Das bedeutet, daß wie erwartet für die leichten Strahlen ( $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{32}\text{S}$ ) keine induzierte Störung des Ferromagneten (in diesem Fall Gadolinium) auftritt. Zudem sind die beiden Ergebnisse innerhalb ihrer Fehlergrenzen in guter Übereinstimmung mit Messungen der gleichen Sondenkerne bei niedrigeren Geschwindigkeiten [TRÖ86, SIM88]:

$$\begin{aligned}
 p_{1s} &= 0.26(6) & \text{für } &^{20}\text{Ne} \text{ bei } v_{Ion} = 7v_0 \\
 p_{1s} &= 0.15(3) & \text{für } &^{32}\text{S} \text{ bei } v_{Ion} = 8v_0 \quad .
 \end{aligned}$$

In Abb. 3 ist zu sehen, daß sich die neuen Ergebnisse gut in eine Systematik der Polarisationsgrade  $p_{1s}$  für diverse Sondenionen bei verschiedenen Geschwindigkeiten einordnen. Daten, bei denen zur Anregung schwerere Strahlen mit  $dE/dx > 8 \text{ MeV}/\mu\text{m}$  im Ferromagneten verwendet wurden, sind nicht im Diagramm enthalten. In der Darstellung ist keine signifikante Abweichung zwischen Datenpunkten hoher und niedrigerer Geschwindigkeit bei gleicher Kernladungszahl  $Z$  zu erkennen, insbesondere auch für die hier diskutierten Sondenionen. Die Messungen zeigen zudem, daß auch bei Ionengeschwindigkeiten jenseits von  $v_{Ion} = 10v_0$  noch große Polarisationsgrade möglich sind, im Widerspruch zu Rechnungen für den Spinaustausch

[HAG89], die z.B. im Falle des  $^{20}\text{Ne}$  bei  $v_{Ion} = 12.5v_0$  ein  $p_{1s} = 0.01$  vorhersagten.

Mit dem verbesserten theoretischen Ansatz von [HAG92], der prinzipiell eher in der Lage ist, die experimentellen Befunde zu erklären, existieren bisher noch keine Rechnungen für Gadolinium als Ferromagnetikum. Man kann allerdings die entsprechenden Rechnungen für Eisen

$$\begin{aligned} p_{1s} &= 0.17 && \text{für } ^{20}\text{Ne} \text{ bei } v_{Ion} = 10v_0 \\ p_{1s} &= 0.25 && \text{für } ^{32}\text{S} \text{ bei } v_{Ion} = 16v_0 \end{aligned}$$

zum Vergleich heranziehen, da die experimentellen Polarisationsgrade für die beiden Ionensorten ähnlich zu sein scheinen. Diese Rechnungen erreichen zwar in diesem Fall keine gute Übereinstimmung, geben aber auch bei solch hohen Ionengeschwindigkeiten die Größenordnung von  $p_{1s}$  richtig wieder.

In Abb. 3 deutet sich zudem vor allem für Gadolinium ein allmähliches Abnehmen von  $p_{1s}$  mit zunehmender Kernladungszahl  $Z$  an. Dieses Phänomen mag auch dazu führen, daß für Ni- und Fe-Sonden nur relativ kleine Polarisationsgrade ( $p_{1s} < 0.10$ ) möglich sind. Der Hauptgrund für die Kleinheit der dort gemessenen Effekte dürfte jedoch die schwerionenstrahlinduzierte Störung der jeweiligen Ferromagneten gewesen sein.

Die Übereinstimmung der beiden neuen Datenpunkte mit der gestrichelten Kurve in Abb. 3 deuten an, daß die Ergebnisse auch mit der linearen Parametrisierung der transienten Magnetfelder (Gl. 9) bei  $v_{Ion} = Z \cdot v_0$  verträglich sind:

$$\begin{aligned} ^{20}\text{Ne in Gd} &: && B_{TF}/B_{lin} = 1.12(48) \\ ^{32}\text{S in Gd} &: && B_{TF}/B_{lin} = 0.76(25) \quad . \end{aligned}$$

Im Rahmen der Meßgenauigkeit bestätigt sich daher, daß die lineare Parametrisierung auch für wasserstoffähnliche Ionen noch Gültigkeit besitzt, wenn der Energieverlust des verwendeten Ionenstrahls im Ferromagnetikum hinreichend klein ist (siehe die beiden linken Datenpunkte in Abb. 8).

## 4.5 Suche nach transienten elektrischen Feldgradienten

### 4.5.1 Motivation

Aufgrund des hohen „Duty“-Faktors des Heidelberger Beschleunigers und einer effektiven Meßzeit von ca. 100 Stunden war das  $^{32}\text{S}$ -Experiment dasjenige mit der weitaus größten Zahl von aufgenommenen „guten“ Ereignissen. Die Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation konnte daher mit geringen statistischen Fehlern bestimmt werden. Berücksichtigt man nur diese, so können die Deorientierungskoeffizienten  $G_k$  mit hoher Präzision ( $\Delta G/G \approx 0.01$ ) bestimmt werden. Innerhalb dieser Fehler kann das Ergebnis  $G_2^{exp} \approx G_4^{exp} \approx 0.88$  (siehe Abschnitt 4.2.2) nicht verstanden werden, wenn man als Deorientierungsmechanismus nur die magnetische Hyperfeinwechselwirkung in den freien  $^{32}\text{S}$ -Ionen annimmt.

Prinzipiell sollte es bereits während des Durchflugs der Ionen durch den Festkörper eine Deorientierung geben. Diese wird verursacht durch die Wechselwirkung des Quadrupolmoments des  $^{32}\text{S}(2^+)$ -Zustandes [VER82] von

$$Q(2^+) = -16(2)\text{fm}^2$$

mit einem transienten elektrischen Feldgradienten, dessen Existenz aus theoretischen Überlegungen erwartet wird [BOH48, VAG76]. Die Ursache für den Feldgradienten liegt darin, daß sich im „Sog“ des Ions im Festkörper eine Ladungsdichtewelle ausbildet, die sich mit der Ionengeschwindigkeit ausbreitet. Diese verursacht am Ort des Ions ein starkes, zur Flugbahn axialsymmetrisches elektrisches Feld („wake field“). Das Ion bewege sich mit der Geschwindigkeit  $v$  und dem mittleren Ladungszustand  $\bar{Z}$  in  $z$ -Richtung. Das Potential entlang der Bahn des Ions (Zylinderkoordinaten,  $R = 0$ ) ergibt sich durch Integration über die sich mit der Ionengeschwindigkeit ausbreitende Ladungsdichtewelle [VAG76]:

$$V(R = 0, z - vt) = -k_w \bar{Z} e \int_0^{\infty} \frac{\sin k_w z'}{\sqrt{r^2 + (z' + z - vt)^2}} dz' \quad (33)$$

mit dem Wellenvektor  $k_w = \frac{\omega_P}{v}$ , der von der Plasmafrequenz  $\omega_P$  des Festkörpers abhängt. Die transversale Ausdehnung der Welle wurde mit  $r = \frac{\hbar}{m_e v}$  abgeschätzt [VAG76].

Daraus erhält man für die elektrische Feldstärke

$$V_z(R = 0, z - vt) = \frac{dV}{dz} = -2\pi k_w \bar{Z} e \int_0^{\infty} \frac{\cos k_w z'}{\sqrt{r^2 + (z' + z - vt)^2}} dz' \quad (34)$$

Für den spezifischen Energieverlust des Ions erhält man so

$$-\frac{dE}{dz} = \bar{Z}e \left[ \frac{dV}{dz} \right]_{z=vt} = \left( \frac{\bar{Z}e\omega_P}{v} \right)^2 \ln \left( \frac{m_e v^2}{\hbar\omega_P} \right) , \quad (35)$$

einen der Bethe-Bloch-Formel ähnlichen Ausdruck. Das „wake field“ kann also auch quantitativ als Ursache der Abbremsung von Ionen im Festkörper verstanden werden.

Der resultierende Feldgradient

$$V_{zz}(R=0, z-vt) = \frac{d^2V}{dz^2} = k_w^2 V - \frac{k_w \bar{Z}e}{\sqrt{r^2 + (z-vt)^2}} \quad (36)$$

zeigt am Ort des Ions ein scharfes Maximum mit

$$V_{zz}^{wake} = V_{zz}(R=0, z=vt) = -\frac{m_e \bar{Z}e\omega_P^2}{\hbar v} , \quad (37)$$

mit einer typischen Größenordnung von

$$V_{zz}^{wake} \sim -10^{17} \frac{\text{V}}{\text{cm}^2} .$$

Dieser Gradient beeinflusst die Hüllenelektronen des Ions und kann daher am Kernort noch um einen erheblichen Faktor verstärkt sein, ähnlich dem „Sternheimer-Faktor“ im Falle statischer Feldgradienten. Auch eine Änderung der Richtung des Feldgradienten ist möglich [ERN82]. Eine grobe Abschätzung einer oberen Grenze für diesen transienten elektrischen Feldgradienten am Kernort läßt sich gewinnen, wenn man als maximale Beeinflussung ein Hüllenelektron auf der z-Achse lokalisiert annimmt. Für ein K-Schalen-Elektron läßt sich für einen mittleren Abstand vom Kern von

$$\langle r_{1s} \rangle = \frac{3a_0}{2Z_{Ion}} \quad (a_0 = \frac{\hbar^2}{e^2 m_e} = 0.529 \cdot 10^{-8} \text{cm}) \quad (38)$$

der Feldgradient angeben [ERN82]:

$$V_{zz}^K = \frac{16eZ^3}{27a_0^3} \approx 6.4 \cdot Z^3 \cdot 10^{17} \frac{\text{V}}{\text{cm}^2} . \quad (39)$$

Analog den transienten Magnetfeldern wird auch bei transienten elektrischen Feldgradienten der weitaus größte Effekt bei Ionen mit halbbesetzter K-Schale erwartet, und dieser sollte ebenfalls eine  $Z^3$ -Abhängigkeit zeigen. Für entsprechende Elektronen der L-Schale ist der Maximalwert nach der obigen Abschätzung bereits um

den Faktor 16 geringer. Die Abschätzung einer oberen Grenze für das Beispiel  $^{32}\text{S}$  ergibt:

$$V_{zz}^K(\text{S}) = 2.5 \cdot 10^{21} \frac{\text{V}}{\text{cm}^2} .$$

Ein früheres Experiment [ERN82] zum Nachweis dieser transienten elektrischen Feldgradienten war insofern ähnlich, als wasserstoffähnliche  $^{24}\text{Mg}$ -Ionen verwendet wurden. Als Resultat konnte lediglich eine obere Grenze von

$$|V_{zz}^{TEFG}| \leq 1 \cdot 10^{21} \frac{\text{V}}{\text{cm}^2}$$

ermittelt werden. Ein weiteres Experiment mit  $^{148}\text{Nd}$ -Ionen [KOR85, KOR91] konnte zwar eine wesentlich kleinere obere Grenze angeben :

$$-1 \cdot 10^{19} \frac{\text{V}}{\text{cm}^2} \leq V_{zz}^{TEFG} \leq 4 \cdot 10^{19} \frac{\text{V}}{\text{cm}^2} ,$$

wurde aber bei Geschwindigkeiten um  $v_{Ion} \approx 7v_0$  ermittelt, also weit entfernt vom wasserstoffähnlichen Zustand, und ist somit nicht direkt mit der  $^{32}\text{S}$ -Messung vergleichbar.

Zum einen muß der Feldgradient vorhanden sein, wenn auch seine Größe bisher noch unklar ist. Zum anderen deutet gerade die experimentell gemessene Gleichheit der  $G_k^{exp}$  einen Beitrag einer nicht magnetischen Wechselwirkung an [STE75]. Daher wurde der eventuelle Einfluß dieser Wechselwirkung auf die Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation untersucht.

#### 4.5.2 Allgemeine Deorientierungskoeffizienten $G_{kk'}^{qq'}(t)$

Allgemein läßt sich die  $\gamma$ -Winkelverteilung im Ruhesystem der zerfallenden Kerne zur Zeit  $t$  nach der Anregung folgendermaßen beschreiben (vergleiche Gl. 11) :

$$W(\Theta_\gamma, \Phi_\gamma, t) = \sum_{k,q} \varrho_{kq}(t) \cdot F_k \cdot Q_k \cdot Y_{kq}(\Theta_\gamma, \Phi_\gamma) \quad . \quad (40)$$

In dieser Darstellung ist die gesamte zeitliche Entwicklung im statistischen Tensor  $\varrho_{kq}(t)$  enthalten. Dies läßt sich umschreiben in [STE75]

$$\varrho_{kq}(t) = \sum_{k'q'} G_{k'k}^{q'q}(t)^* \cdot \varrho_{k'q'}(t=0) \quad , \quad (41)$$

wobei  $\varrho_{k'q'}(t=0)$  den Zustand der Kerne zum Zeitpunkt der Anregung wiedergibt und  $G_{k'k}^{q'q}$  den Einfluß einer Störung auf diesen Ausgangszustand beschreibt.

Sei  $K_0$  der Störoperator und  $\Lambda(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}K_0 t}$  sein Zeitentwicklungsoperator, so läßt sich  $G_{k'k}^{q'q}$  allgemein angeben :

$$\begin{aligned} G_{k'k}^{q'q}(t) &= \sqrt{(2k+1)(2k'+1)} \cdot \sum_{m,m',\bar{m},\bar{m}'} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -m & m' & q \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I & I & k' \\ -\bar{m} & \bar{m}' & q' \end{pmatrix} \\ &\cdot (-1)^{\bar{m}-m} \langle \bar{m} | \Lambda(t) | m \rangle \langle \bar{m}' | \Lambda^\dagger(t) | m' \rangle \quad . \end{aligned} \quad (42)$$

Im allgemeinen sind die Eigenzustände  $|m\rangle$  der Drehimpulsoperatoren  $J^2, J_z$  keine Eigenzustände von  $K_0$  und müssen durch eine unitäre Transformation in entsprechende orthonormale Eigenzustände  $|\kappa\rangle$  transformiert werden :

$$\begin{aligned} \langle \bar{m} | \Lambda(t) | m \rangle &= \sum_{\kappa,\kappa'} \langle \bar{m} | \kappa \rangle \langle \kappa | \Lambda(t) | \kappa' \rangle \langle \kappa' | m \rangle = \\ &= \sum_{\kappa,\kappa'} U_{\bar{m}\kappa} \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}E_\kappa t} \cdot \langle \kappa | \kappa' \rangle \cdot U_{\kappa'm} = \\ &= \sum_{\kappa} U_{\bar{m}\kappa} \cdot U_{\kappa m} \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}E_\kappa t} \end{aligned} \quad (43)$$

Die  $U_{\kappa m} = \langle \kappa | m \rangle$  sind dabei die Koeffizienten einer Transformationsmatrix,  $E_\kappa$  die Energieeigenwerte des Störoperators  $K_0$ , und es wurde die Orthonormalität  $\langle \kappa | \kappa' \rangle = \delta_{\kappa\kappa'}$  benutzt. Daher ist der allgemeine Ausdruck für die Deorientierungskoeffizienten:

$$\begin{aligned} G_{k'k}^{q'q}(t) &= \sqrt{(2k+1)(2k'+1)} \cdot \sum_{m,m',\bar{m},\bar{m}',\kappa,\kappa'} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -m & m' & q \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I & I & k' \\ -\bar{m} & \bar{m}' & q' \end{pmatrix} \\ &\cdot (-1)^{\bar{m}-m} \cdot U_{\bar{m}\kappa} \cdot U_{\kappa m} \cdot U_{\bar{m}'\kappa'} \cdot U_{\kappa'm'} \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}(E_\kappa - E_{\kappa'})t} \quad . \end{aligned} \quad (44)$$

### 4.5.3 Der Einfluß eines transienten elektrischen Feldgradienten auf die Winkelkorrelation

Im Falle des transienten Feldgradienten läßt sich das Problem etwas vereinfachen. Legt man die z-Richtung in Flugrichtung des Projektils, so ergibt sich aus der Rotationssymmetrie der Störung um diese Achse [STE75] :

$$G_{k'k}^{q'q}(t) = G_{k'k}^{qq}(t) \cdot \delta_{qq'} \quad ; \quad (45)$$

außerdem sind die  $|m\rangle$  dann Eigenzustände des Störoperators, und man kann Gl. 44 vereinfachen zu

$$G_{k'k}^{qq}(t) = \sqrt{(2k+1)(2k'+1)} \cdot \sum_{m,m'} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -m & m' & q \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I & I & k' \\ -m & m' & q \end{pmatrix} \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}(E_m - E_{m'})t} \quad (46)$$

Im Experiment beobachtet wird die zeitintegrale, d.h. über die Dauer  $t_D$  der Störung gemittelte  $\gamma$ -Winkelverteilung :

$$\begin{aligned} G_{k'k}^{qq} &= \frac{\int_0^{t_D} G_{k'k}^{qq}(t) e^{-t/\tau} dt}{\int_0^{t_D} e^{-t/\tau} dt} = \\ &= \sqrt{(2k+1)(2k'+1)} \cdot \sum_{m,m'} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -m & m' & q \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I & I & k' \\ -m & m' & q \end{pmatrix} \cdot \\ &\quad \cdot \frac{(1 - i\omega_{mm'}\tau)(1 - e^{-i\omega_{mm'}t_D - t_D/\tau})}{(1 + \omega_{mm'}^2\tau^2)(1 - e^{-t_D/\tau})} \quad , \quad (47) \end{aligned}$$

$$\omega_{mm'} = \frac{1}{\hbar}(E_m - E_{m'}) = 3(m^2 - m'^2) \cdot \frac{e \cdot Q \cdot V_{zz}}{4\hbar \cdot I(2I - 1)}$$

Quadrupol-Aufspaltung im transienten elektrischen Feldgradienten

$t_D$  : Flugzeit des angeregten Kerns im Target

$\tau$  : Lebensdauer des Kernzustandes.

Für die praktische Berechnung mußte noch der statistische Tensor aus dem Koordinatensystem  $S$  mit der Strahlachse als z-Achse mittels der Drehtensoren  $D_{q'q}^k$  in das System  $S_k$  überführt werden [WIN66], in welchem die z-Achse der Richtung des Feldgradienten entspricht:

$$\varrho_{kq}(t=0)_{S_K} = \sum_{q'} \varrho_{kq'}(t=0)_S \cdot D_{q'q}^k(S \rightarrow S_K) \quad . \quad (48)$$

Mit der zugehörigen Rücktransformation  $D_{q'q}^k(S_K \rightarrow S)$  läßt sich Gl. 40, 41 schreiben als

$$W(\Theta_\gamma, \Phi_\gamma, \infty) = \sum_{k,k',q,q''} F_k \cdot Q_k \cdot G_k^{Magn} \cdot Y_{kq}(\Theta_\gamma, \Phi_\gamma) \cdot D_{q''q}^k(S_K \rightarrow S) \cdot G_{k'k}^{q''q''} \cdot D_{q'q''}^{k'}(S \rightarrow S_K) \cdot \varrho_{k'q'}(t=0) \quad (49)$$

In dieser Gleichung wurde mit  $G_k^{Magn}$  noch die im allgemeinen weiterhin vorhandene Störung durch magnetische Hyperfeinwechselwirkung der Ionen nach dem Austritt ins Vakuum eingebracht. Weil diese nach der Störung durch den elektrischen Feldgradienten wirkt, ist eine Faktorisierung in zwei Deorientierungskoeffizienten  $G$  erlaubt. Aufgrund der sphärischen Symmetrie der magnetischen Störung (keine Vorzugsrichtung von Kern- oder Hüllenspin) vereinfacht sich der zugehörige Koeffizient zu der Form, in der er in Abschnitt 2.3 eingeführt wurde:

$$(G_{k'k}^{q'q})^{Magn} = G_k^{Magn} \cdot \delta_{k'k} \cdot \delta_{q'q} \quad (50)$$

Um die Winkelverteilung allgemein berechnen zu können, mußte das COULEX-Programm [LEL78] so erweitert werden, daß es auch die Elemente des statistischen Tensors  $\rho_{kq}$  mit ungeraden  $k$ -Indizes berechnet. Im Koordinatensystem mit der Strahlachse als  $z$ -Achse sind diese Elemente rein imaginär, im Gegensatz zu den reellen Elementen mit geraden Indizes  $k$ . An einem Beispiel zeigt Abb. 27, wie das zur Bestimmung der Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation herangezogene Intensitätsverhältnis auf Störungen durch einen transienten elektrischen Feldgradienten reagiert. Es wurde ein Feldgradient von  $V_{zz} = \pm 2.5 \cdot 10^{21}$  V/cm<sup>2</sup> angenommen, der für eine Zeit von  $t_D = 312$  fs auf ein Kern-Quadrupolmoment von  $Q = -16(2)$ fm<sup>2</sup> wirken sollte. Die Zeit entspricht der Durchflugzeit der <sup>32</sup>S-Kerne durch das Target ab dem mittleren Anregungszeitpunkt, der Wert des Feldgradienten den Grenzwerten nach der Abschätzung von [ERN82]. Da der Effekt dieser Wechselwirkung hier praktisch linear vom Feldgradienten abhängt, hängt die Veränderung der Winkelkorrelation von seinem Vorzeichen ab.

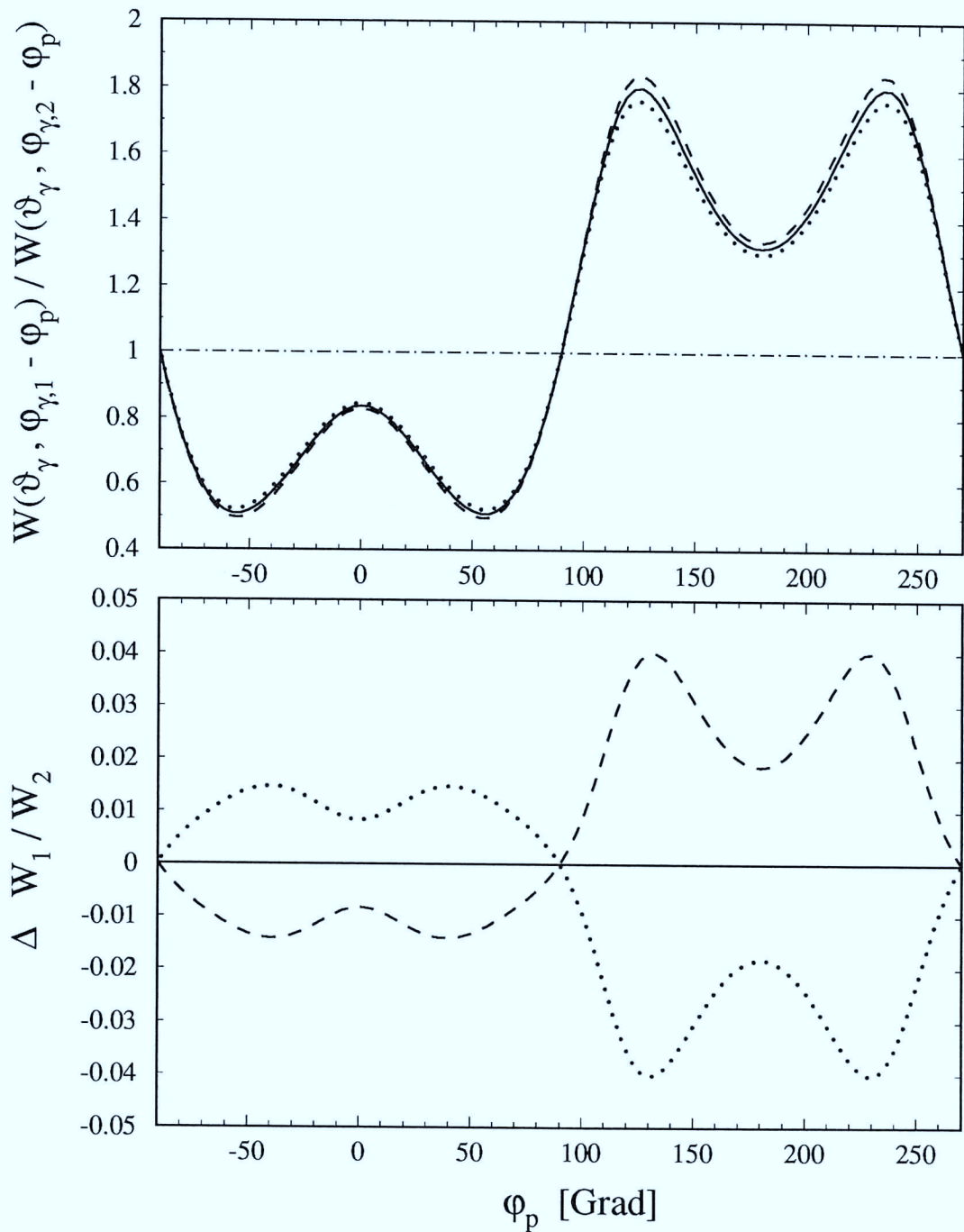


Abb. 27: Im oberen Bild ist die berechnete Teilchen- $\gamma$ -Winkelkorrelation in Abhängigkeit vom azimuthalen Teilchenstreuwinkel im ungestörten Fall (durchgezogene Kurve) und unter Einfluß eines negativen (gestrichelte Kurve) bzw. positiven (punktierter Kurve) Feldgradienten dargestellt. Das untere Bild zeigt die entsprechenden Differenzen zum ungestörten Fall.

#### 4.5.4 Abschätzung im Fall des $^{32}\text{S}$ -Experimentes

Führt man „least squares“-Fits an die  $\gamma$ -Winkelverteilungen (vergleiche Abschnitt 4.2.2) unter Annahme magnetischer Hyperfeinwechselwirkung im Vakuum (nach Gl. 14) und der zusätzlichen Störung durch einen transienten elektrischen Feldgradienten durch, so werden die  $G_k^{exp}$ -Werte größer bei einem positiven Feldgradienten und umgekehrt kleiner bei einem negativen. Der beste Fit an die Daten (siehe Abb. 29) ergibt sich für

$$V_{zz}^{TEFG} = 2.2 \cdot 10^{21} \frac{\text{V}}{\text{cm}^2} .$$

Abb. 28 zeigt, wie die Anpassung der Rechnung an die Daten mit zunehmend positiven Feldgradienten  $V_{zz}^{TEFG}$  besser wird. Dem entspricht, daß die Fit-Parameter  $G_2^{exp}$  und  $G_4^{exp}$  gegen 1 gehen. Physikalisch sinnvoll sind jedoch nur

$$G_2^{exp} \leq 0.96 \quad \text{und} \quad G_4^{exp} \leq 0.90 ,$$

was dazu führt, daß für  $V_{zz}^{TEFG} > 2 \cdot 10^{21} \text{V/cm}^2$  die Werte für  $\chi^2$  stark zunehmen.

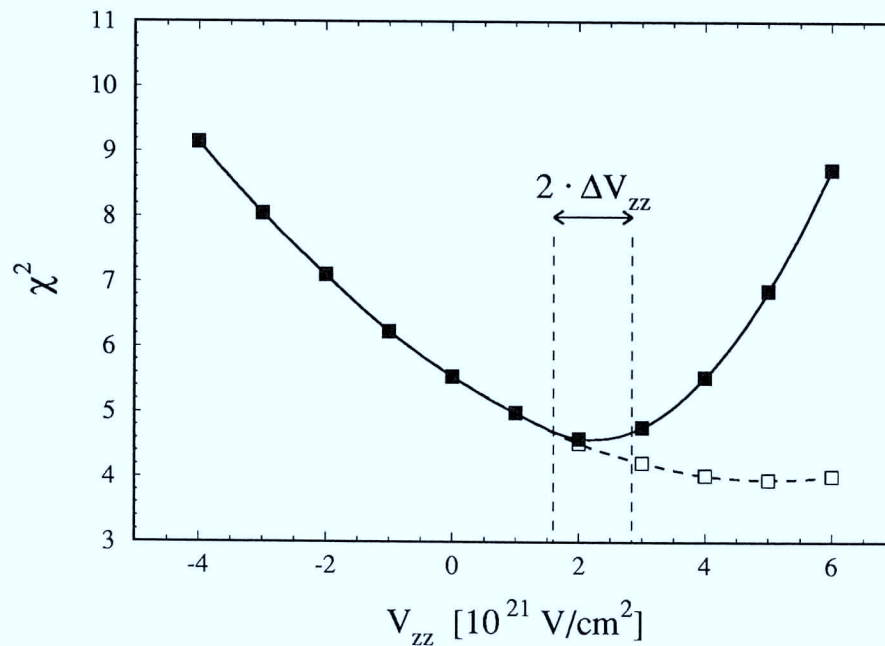


Abb. 28: Normierte quadratische Abweichung der Fitkurve für die  $^{32}\text{S}$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation von den Meßdaten in Abhängigkeit von der Störung durch einen Feldgradienten  $V_{zz}$ , mit angedeutetem einfachem statistischen Fehler. Der Verlauf ist für beliebige Fit-Parameter (leere Datenpunkte) und mit der Einschränkung  $G_2^{magn} \leq 0.96$  (volle Datenpunkte) gezeigt.

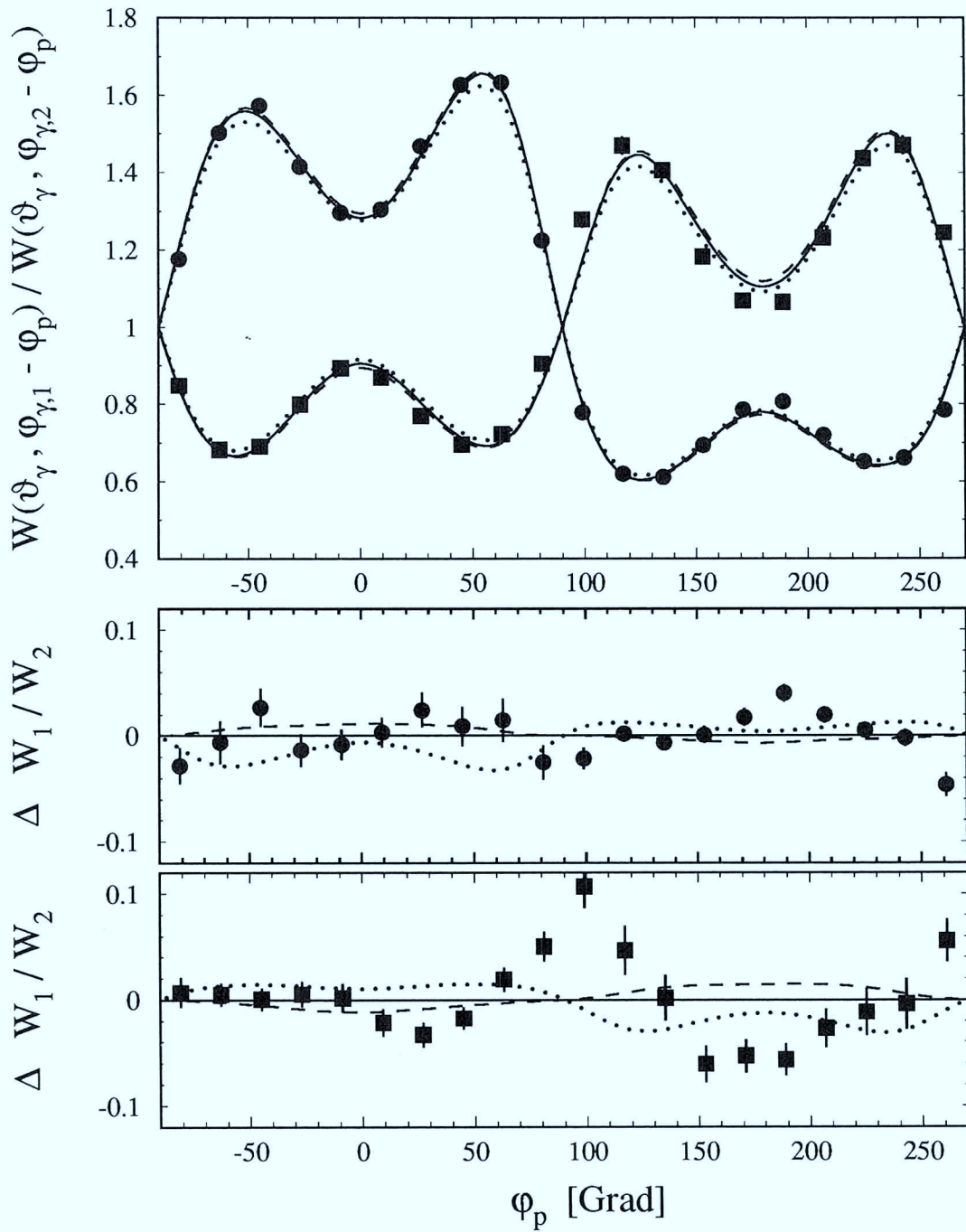


Abb. 29: Das obere Bild zeigt die  $^{32}\text{S}$ - $\gamma$ -Winkelverteilung wie Abb. 25 mit Fitkurven, die unter Annahme eines transienten elektrischen Feldgradienten gemacht wurden: Die gestrichelte, durchgezogene und gepunktete Fitkurve entsprechen  $V_{zz}^{TEFG} = 0, 2$  bzw.  $4 \cdot 10^{21} \text{ V/cm}^2$ . Die unteren Bilder zeigen die Abweichungen von der besten Anpassung (durchgezogenen Kurve).

$\chi^2$  sei die normierte quadratische Abweichung der Fit- von den Daten-Werten:

$$\chi^2 = \frac{1}{N-p} \cdot \sum_{i=1}^N (y_i - f(x_i))^2 \quad , \quad (51)$$

N : Zahl der Datenpunkte  
p : Zahl der Fit-Parameter  
 $x_i, y_i$  : Werte der Datenpunkte  
 $f(x_i)$  : Werte der Fit-Funktion.

Einen guten Schätzwert für den einfachen statistischen Fehler von  $V_{zz}^{TEFG}$ , unter Berücksichtigung des relativ großen  $\chi^2$ -Wertes (ideal:  $\chi^2 \approx 1$ ), erhält man aus der entsprechenden Krümmung der  $\chi^2$ -Kurve [BEV69]:

$$\Delta V_{zz}^{TEFG} = \sqrt{\frac{2}{\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial V_{zz}^2}} \cdot \frac{\chi^2}{N-p}} \approx 0.6 \cdot 10^{21} \frac{\text{V}}{\text{cm}^2} \quad . \quad (52)$$

Neben diesem statistischen Fehler müssen auch noch systematische Fehler in Betracht gezogen werden, z.B. die Genauigkeit, mit der die Winkelpositionen der Detektoren bekannt sind. Insbesondere geht der Teilchenstreuwinkel  $\vartheta_p$

$$\Delta \vartheta_p = 0.5^\circ \quad \longleftrightarrow \quad \Delta V_{zz}^{TEFG} = 1.1 \cdot 10^{21} \frac{\text{V}}{\text{cm}^2}$$

und auch die Berechnung der Mindest-Abschwächung  $G_k^{magn}$  empfindlich ein:

$$\Delta G_2^{magn} = 0.01 \quad \longleftrightarrow \quad \Delta V_{zz}^{TEFG} = 0.9 \cdot 10^{21} \frac{\text{V}}{\text{cm}^2} \quad .$$

Unter Einbeziehung aller systematischen Unsicherheiten läßt sich als realistisches Ergebnis

$$V_{zz}^{TEFG} = 2(2) \cdot 10^{21} \frac{\text{V}}{\text{cm}^2}$$

angeben, was mit der abgeschätzten Obergrenze für  $V_{zz}^K(S)$  nach Gl. 39 übereinstimmt, andererseits aber auch einen verschwindenden Feldgradienten nicht ausschließt.

Prinzipiell erscheint aber gerade  $^{32}\text{S}(2_1^+)$  als geeigneter Zustand, um nach einem transienten elektrischen Feldgradienten zu suchen. In einem entsprechend ausgelegten Experiment würden mit einem Target etwa doppelter Dicke fast alle angeregten Kerne bereits im Target zerfallen und so die Deorientierung im Vakuum sehr gering

sein. Zudem würde die Wechselwirkungszeit der angeregten Kerne mit dem Feldgradienten noch etwas gesteigert. Bei sehr präziser Justierung der Detektoren und gleicher Meßzeit sollte die erreichbare Genauigkeit bei etwa

$$\Delta V_{zz}^{TEFG} = 0.2 \cdot 10^{21} \frac{\text{V}}{\text{cm}^2}$$

liegen. Eine weitere Steigerung der Genauigkeit wäre durch Verwendung einer Anordnung mit vielen  $\gamma$ -Detektoren („Kristall-Kugel“) möglich.

## 5 Messung des g-Faktors von $^{40}\text{Ar}(2_1^+)$

### 5.1 Motivation

Als einzigartiges Instrument zur Messung magnetischer Momente kurzlebiger ( $\tau \sim 10^{-13} \dots 10^{-12}$  s) Kernzustände ist die Methode der transienten Magnetfelder häufig verwendet worden. Sämtliche dieser Messungen sind bei relativ kleinen Geschwindigkeiten  $v_{Ion} \leq 6v_0$  durchgeführt worden, durch Messungen relativ zu Kernzuständen mit bekannten g-Faktoren oder indem sich auf Parametrisierungen für das Feld gestützt wurde. Wie in den letzten 5 Jahren erhärtet wurde – insbesondere auch durch die in Kapitel 4 beschriebenen Messungen mit  $^{20}\text{Ne}$ - und  $^{32}\text{S}$ -Ionen – sind jedoch gerade bei höheren Ionengeschwindigkeiten  $v_{Ion} \geq 10v_0$  die größten Felder möglich.

Vor diesem Hintergrund wurde ein Experiment mit wasserstoffähnlichen  $^{40}\text{Ar}$ -Ionen bei  $v_{Ion} \approx 19v_0$  durchgeführt, um den g-Faktor des  $^{40}\text{Ar}(2_1^+)$ -Zustandes zu messen. Der Kern ist für Rechnungen nach dem Schalenmodell sehr interessant, da er nahe dem „doppelt magischen“  $^{40}\text{Ca}$  liegt. Bei ersten angeregten  $2^+$ -Zuständen in Kernen mit gerader Protonen- und Neutronenzahl ist der g-Faktor nahe  $g = \frac{Z}{A} \approx \frac{1}{2}$ , wenn es sich um kollektive Anregungen mit reinem Isospin  $T = 0$  handelt [BRO82]. Im Schalenmodell sind für Zustände, bei denen einzelne Nukleonen außerhalb abgeschlossener Schalen das magnetische Moment bestimmen, Variationen von großen positiven (von Protonen dominierten) bis zu negativen Werten (wenn bei Neutronen Spin und Bahndrehimpuls parallel koppeln) möglich. Insofern sind mit dem Wert des g-Faktors interessante Vergleiche mit theoretischen Aussagen und damit Rückschlüsse auf die Kernstruktur möglich.

Kern	Zustand	E	$\tau$	g
$^{40}\text{Ar}$	$2_1^+$	1461 keV	1.61(6) ps	?

Tab. 8: Eigenschaften des verwendeten Sondenzustandes [END90].

### 5.2 Experimentelle Durchführung und Ergebnis

Die Messung wurde am UNILAC der GSI Darmstadt durchgeführt, mit einem  $^{40}\text{Ar}^{10+}$ -Strahl mit  $E_{Ion} = 12.5 \text{ MeV} \cdot A_{Ion}$  bei Stromstärken von ca.  $I_{Ar} = 0.03 \text{ TnA}$ .

Der Aufbau der Detektoren entsprach dem der  $^{62}\text{Ni}$ -Messung, nur daß die Germanium-Detektoren auf  $\vartheta_\gamma = 30^\circ$  und  $\vartheta_\gamma = 139^\circ$  positioniert waren. Auch der Targetaufbau glich dem der  $^{54}\text{Fe}$ -Messung (siehe Abb. 30), indem die Anregung der Ionen überwiegend an einer  $^{208}\text{Pb}$ -Schicht erfolgte und daß Gadolinium als Ferromagnet verwendet wurde. Zum einen, weil die Polarisationsgrade in Gadolinium generell höher zu sein scheinen, zum anderen, weil hier mehr Daten bei sehr hohen Geschwindigkeiten existieren. Es wurden zwei Targets mit Gadolinium-Schichten unterschiedlicher Dicke verwendet, mit Wechselwirkungszeiten von 209 fs bzw. 249 fs. Dabei verteilte sich im Mittel beider Targets die Anregung in den  $2_1^+$ -Zustand folgendermaßen: Pb- (48%), Sm- (2%), Gd- (47%) und Ta-Schicht (3%). Der Teil-

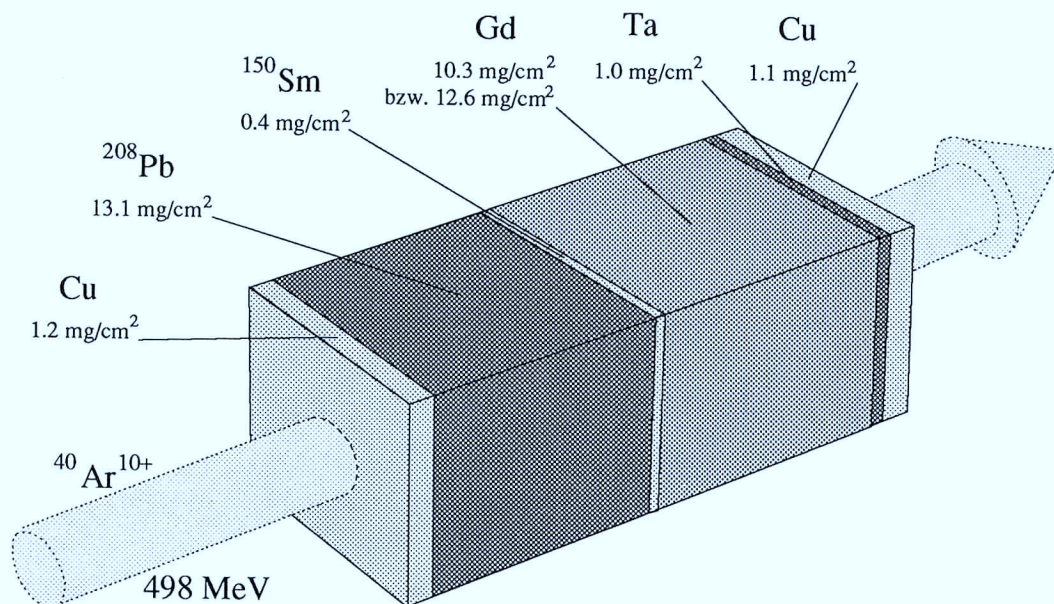


Abb. 30: Targetaufbau für das  $^{40}\text{Ar}$ -Experiment (schematisch).

chendetektor deckte einen Streuwinkelbereich von  $15^\circ \leq \vartheta_p \leq 24^\circ$  ab, wobei der „grazing“-Winkel für  $^{40}\text{Ar}$  auf Pb bei der verwendeten Energie bei etwa  $21^\circ$  liegt. Abb. 31 zeigt  $\gamma$ -Energiespektren mit der dominierenden Linie des  $2^+ \rightarrow 0^+$ -Überganges. In den Doppler-korrigierten Spektren sind einige weitere schwache Linien zu erkennen, die auf die Bevölkerung höher angeregter Zustände in  $^{40}\text{Ar}$  zurückzuführen sind, aber deren Einfluß auf das Ergebnis vernachlässigt werden kann.

Analog zur  $^{32}\text{S}$ -Auswertung wurden die Deorientierungskoeffizienten  $G_k$  un-

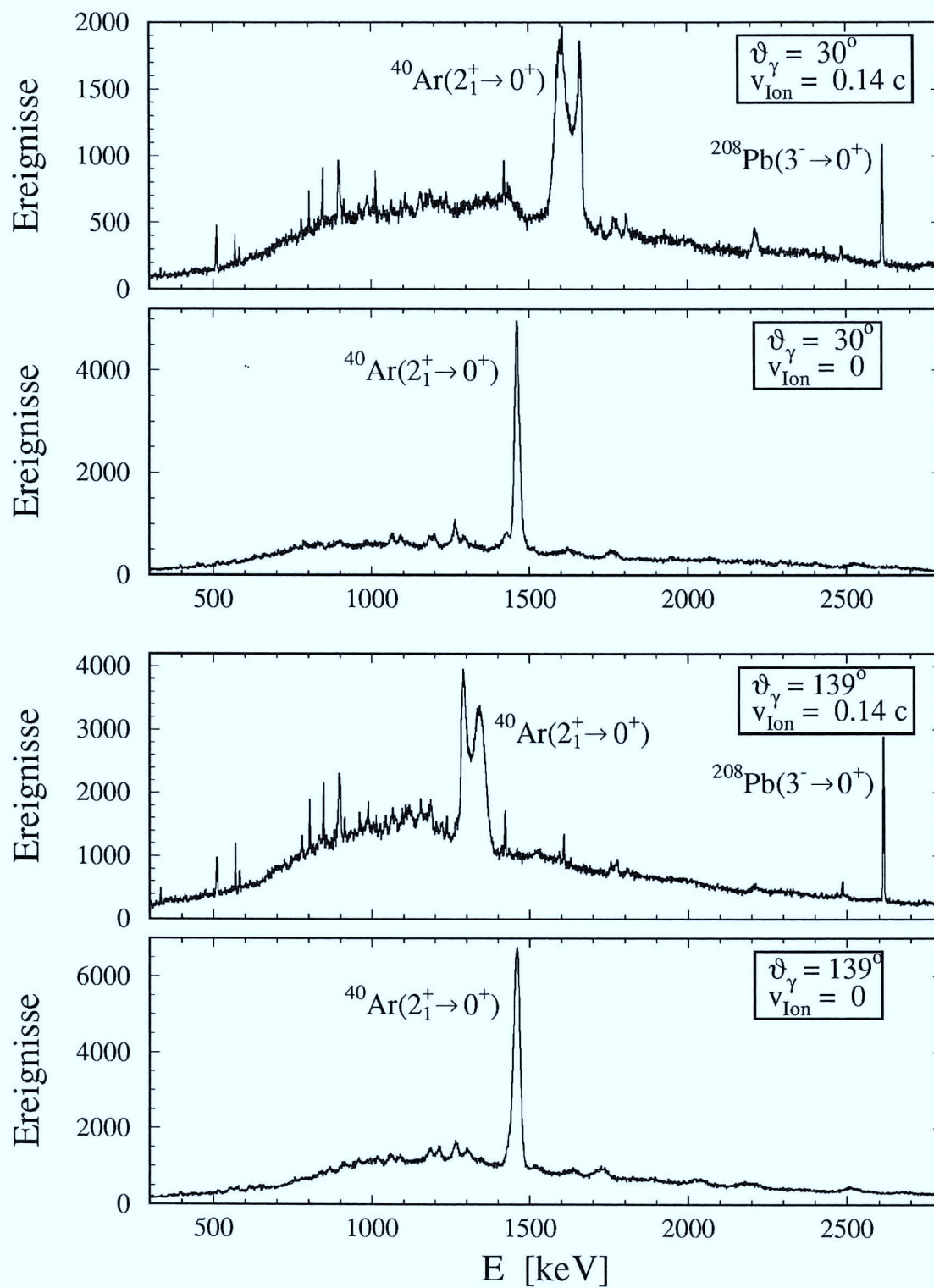


Abb. 31: Energiespektrum von mit  $^{40}\text{Ar}$ -Projektile koinzidenten  $\gamma$ -Quanten, aufgenommen unter  $\vartheta_\gamma = 30^\circ$  und  $\vartheta_\gamma = 139^\circ$ . Die Spektren Nr. 2 und 4 sind auf Dopplerverschiebung korrigiert.

abhängig voneinander bestimmt (siehe Abb. 32). Die ermittelten Koeffizienten folgen etwa der  $k(k+1)$ -Abhängigkeit rein magnetischer Hyperfeinwechselwirkung (siehe Tab. 9).

	experimentell		$e^{-t_{\text{vak}}/\tau}$	$v_{\text{vak}}$	H-ähnlich		He-, Li-ähnl.	
	$G_2^{\text{exp}}$	$G_4^{\text{exp}}$			$G_2$	$G_4$	$G_2$	$G_4$
$^{40}\text{Ar}(2^+ \rightarrow 0^+)$	0.77(4)	0.40(6)	0.78	$18v_0$	0.92	0.74	0.87	0.66

Tab. 9: Vergleich von experimentellen Daten zur Winkelkorrelation mit Berechnungen zur Deorientierung durch wasserstoffähnliche und durch zusätzliche helium- und lithiumähnliche Konfigurationen.

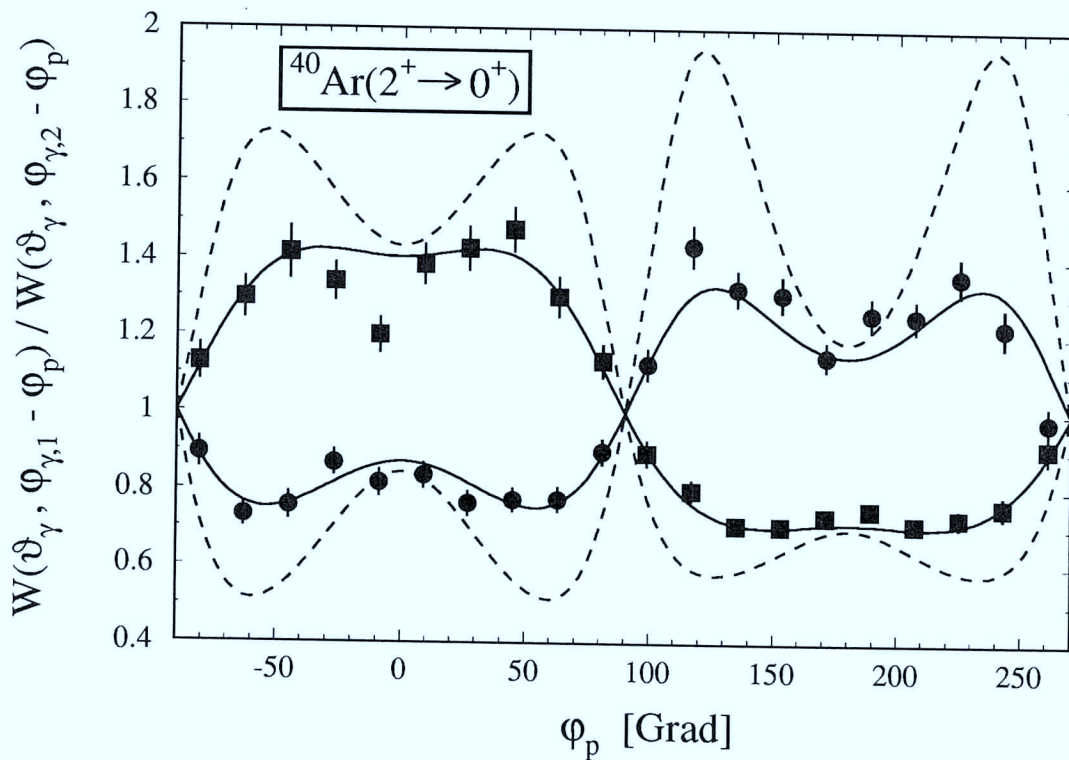


Abb. 32:  $^{40}\text{Ar}$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation als Funktion des azimuthalen Teilchenstreuwinkels mit Fitkurven (durchgezogen) und ohne Deorientierung (gestrichelt). Die Daten zeigen Intensitätsverhältnisse für das vordere (quadratische Symbole) und das hintere Detektorpaar (kreisförmige Symbole).

Sie liegen allerdings – wie auch bei den anderen Experimenten – noch unter den abgeschätzten Werten, was vermutlich daran liegt, daß die Anteile insbesondere an angeregten heliumähnlichen Konfigurationen noch unterschätzt sind (vgl. Abschnitt 3.4.1). Weitere Deorientierungen durch einen transienten elektrischen Feldgradienten (siehe Abschnitt 4.5) sind hier nicht zu erwarten, da hier das Quadrupolmoment  $Q(^{40}\text{Ar}(2^+)) = 1(4)\text{fm}^2$  [END90] sehr klein ist.

Um eine optimale Anisotropie der  $\gamma$ -Winkelverteilung  $W(\Theta_\gamma)$  zu erreichen, wurde bei der Auswertung der azimutale Streuwinkel der Projektile auf die 12 Segmente des Teilchenzählers nahe der Detektorebene beschränkt:

$$W(\Theta_\gamma) = \int_{-54^\circ}^{54^\circ} W(\Theta_\gamma, \Phi_{\gamma, Det} - \Phi_p) d\Phi_p + \int_{126^\circ}^{234^\circ} W(\Theta_\gamma, \Phi_{\gamma, Det} - \Phi_p) d\Phi_p \quad .$$

Die so erhaltenen Ergebnisse sind:

	$\gamma$ -Det.	$\vartheta_\gamma$	$\langle\Theta_\gamma\rangle$	$Q_2$	$Q_4$	$S$	$DR$
$^{40}\text{Ar}(2_1^+ \rightarrow 0^+)$	2,3	30°	34°	0.96	0.87	0.43(2)	0.992(17)
	1,4	139°	144°	0.95	0.84	0.49(2)	0.990(14)

	$\langle\Delta\Theta_{TF}\rangle$	$t_{eff}$	$g$
$^{40}\text{Ar}(2_1^+)$	-5(5) mrad	229 fs	-0.1(1)

Tab. 10: Zusammenfassung wichtiger Daten zur  $^{40}\text{Ar}(2^+)$ -Präzession.

Legt man die Systematik von Abb. 3 zugrunde, so sollte – insbesondere nach dem Ergebnis der  $^{32}\text{S}$ -Messung – auch im Falle der wasserstoffähnlichen  $^{40}\text{Ar}$ -Ionen ein Polarisationsgrad von

$$p_{1s} = 0.10(3)$$

vorliegen. Bei der Ionengeschwindigkeit im Ferromagneten von  $v_{Ion} = 19v_0 \approx Z \cdot v_0$  erwartet man

$$q_{1s} = 0.5$$

und damit ein transientes Magnetfeld von

$$B_{TF} = p_{1s} \cdot q_{1s} \cdot B_{1s} = 5.0(1.5) \text{ kTesla} \quad .$$

Aufgrund von lediglich  $dE/dx = 4.4 \text{ MeV}/\mu\text{m}$  des Strahls in der Gadolinium-Schicht erwartet man keine strahlinduzierte Abschwächung des Feldes. Es existiert eine

Messung mit wasserstoffähnlichen  $^{28}\text{Si}$ -Ionen bei ähnlichem  $dE/dx$ , bei der das volle erwartete Feld beobachtet wurde [SPE89b].

Mit den effektiven Wechselwirkungszeiten von 209 fs bzw. 249 fs erhielt man für den g-Faktor des  $^{40}\text{Ar}(2_1^+)$ -Zustandes

$$g = -0.1(1) \quad .$$

### 5.3 Vergleich mit theoretischen Rechnungen

Wie bereits in der Motivation angedeutet, läßt sich im Rahmen des Schalenmodells eine Beschreibung des angeregten  $2^+$ -Zustandes finden. Eine einfache Annahme für die Wellenfunktion [HEY92] berücksichtigt, ausgehend vom „magischen“ Schalenabschluß bei  $N = Z = 20$ , nur die zusätzlichen Neutronen in der  $1f_{7/2}$ - und die Protonen-Löcher in der  $2d_{3/2}$ -Schale (siehe z.B. [BOH79]):

$$|2_1^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |(1f_{7/2})_{2^+}^2 (2d_{3/2})_{0^+}^{-2}; 2^+\rangle - |(1f_{7/2})_{0^+}^2 (2d_{3/2})_{2^+}^{-2}; 2^+\rangle \} \quad .$$

Dies ist berechtigt, da die magnetischen Momente der Grundzustände in den benachbarten Kernen  $^{41}\text{Ca}(\frac{7}{2}^-, g = -0.45)$  und  $^{39}\text{K}(\frac{3}{2}^+, g = 0.26)$  [RAG89] von den genannten Neutronen bzw. Protonen bestimmt werden. Die Wellenfunktion führt zu einem g-Faktor von [HEY92]

$$g = -0.1 \quad ,$$

in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert. Um diesen Wert zu berechnen, wurden effektive g-Faktoren für Protonen und Neutronen verwendet, die aus den magnetischen Momenten der Grundzustände von  $^{41}\text{Ca}$  und  $^{39}\text{K}$  verfügbar waren.

Von A. Booten et al. [CUB92] wurde eine wesentlich vollständigere Schalenmodellrechnung durchgeführt, die außerhalb eines „harten“  $^{16}\text{O}$ -Kerns alle weiteren s-,d- sowie f-,p-Orbitale einbezog. Für Protonen und Neutronen wurden dabei realistische effektive g-Faktoren für Spin und Bahndrehimpuls angenommen, was zu

$$g = -0.18(8) \quad ,$$

ebenfalls in Übereinstimmung mit dem Experiment, führte. Die gute Übereinstimmung der theoretischen Resultate deutet darauf hin, daß die beiden in [HEY92]

angenommenen Beiträge tatsächlich überwiegend den g-Faktor des  $2_1^+$ -Zustandes bestimmen.

Eine weitere Messung des  $^{40}\text{Ar}(2^+)$ -g-Faktors ist geplant, um die Genauigkeit des aktuellen experimentellen Wertes zu verbessern und so die theoretischen Rechnungen für diesen interessanten Kern genauer zu prüfen. Dafür wird durch Implantation ein  $^{40}\text{Ar}$ -Target hergestellt [GRA93], bei dem mit Targetanregung der  $2^+$ -Zustand bevölkert werden soll. Als Strahlionen zur Anregung kommen entweder leichtere Kerne, wie z.B.  $^{16}\text{O}$  in Frage, bei denen keine strahlinduzierten Abschwächungen der transienten Magnetfelder auftreten, oder relativ schwere Strahlionen, wie z.B.  $^{79}\text{Br}$ , die in einer unmagnetischen Schicht zwischen dem implantierten Bereich und dem Ferromagneten gestoppt werden. Die Coulomb-Anregung in Rückstreugeometrie (im CM-System) führt zu einer optimalen Anisotropie der  $\gamma$ -Winkelverteilung und damit zu einer hohen Sensitivität der Messung auf Präzessionen im transienten Magnetfeld. Ähnliche Experimente wurden erfolgreich an kurzlebigen Kernzuständen verschiedener Xenon-Isotope durchgeführt [SPE93].

## 6 Schlußbemerkung

Mit den Experimenten an  $^{20}\text{Ne}$ -,  $^{32}\text{S}$ - und  $^{40}\text{Ar}$ -Ionen bei etwa der Bohrgeschwindigkeit der 1s-Elektronen konnte gezeigt werden, daß die transienten Magnetfelder den Erwartungen entsprechen, die man aus systematischen Messungen bei niedrigeren Energien gewonnen hatte. Insbesondere zeigte sich, daß die transienten Magnetfelder offensichtlich bis zur Bohrgeschwindigkeit der zugehörigen 1s-Elektronen zunehmen, was einer annähernden Konstanz der Polarisationsgrade  $p_{1s}$  dieser Elektronen entspricht. Dies ist eine wichtige Erkenntnis im Hinblick auf das theoretische Verständnis der Felder, da frühere Rechnungen eine deutliche Abnahme von  $p_{1s}$  mit zunehmender Sondengeschwindigkeit vorhersagten. Weitere Daten und verbesserte theoretische Rechnungen können so zu einem besseren Verständnis der Wechselwirkung Ion-Ferromagnet und damit auch Ion-Festkörper im allgemeinen führen.

Ebenfalls fehlerhaft in ihrer Interpretation sind nach den gewonnenen Erkenntnissen empirische Parametrisierungen der Felder, die einen Dämpfungsterm bereits bei niedrigen Geschwindigkeiten ( $v_{Ion} \approx 5v_0$ ) beinhalten (z.B. [STU87]). Daten, die diese Darstellungen stützen, sind immer durch Anregung mit Schwerionenstrahlen gewonnen worden, was zur Abschwächung der Felder führt. Festzustellen ist, daß bei Vermeidung dieses Effekts auch bei hohen Sondengeschwindigkeiten kein Widerspruch zur linearen Parametrisierung (Gl. 9) gefunden wurde.

Die Abschwächung der Felder wurde bei den drei genannten Sondenkernen vermieden, indem nicht Targetanregung durch schwere Strahlionen, sondern Projektilanregung angewandt wurde. Ein daraus erwachsender prinzipieller Nachteil ist die deutlich geringere Ausrichtung der Kerne im Vergleich zum fast reinen  $m=0$ -Alignment bei Targetanregung in Rückstreugeometrie. Ein weiteres Problem ist, daß bei der Projektilanregung Strahlenergien verwendet werden, die weit über der Coulomb-Barriere für zentrale Stöße mit den Targetkernen liegen. Durch die große Zahl der möglichen Reaktionskanäle erhöht sich der Untergrund in den Spektren. Durch Optimierung des Experimentes läßt sich dieser zwar relativ gering halten, allerdings war in zwei der Fälle die Verwendung von Germanium- $\gamma$ -Detektoren – mit ihrer gegenüber großvolumigen NaJ-Szintillationszählern deutlich geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit – erforderlich. Aufgrund dieser Umstände ist es mit Projektilanregung schwieriger als mit Targetanregung, eine hohe Meßgenauigkeit für die Präzessionswinkel zu erreichen.

Die transienten Magnetfelder für  $^{54}\text{Fe}$ - und  $^{62}\text{Ni}$ -Ionen sind – nach bisherigen

Erkenntnissen – durch Einwirkung des Schwerionenstrahls auf den Ferromagneten abgeschwächt. Dies läßt sich – mit der gegenwärtigen Technik – bei der Erzeugung dieser und noch schwererer wasserstoffähnlicher Sondenionen nicht vermeiden. Für Messungen mit transienten Magnetfeldern bei niedrigeren Energien ist in solchen Fällen Gadolinium als Ferromagnetikum günstiger als Eisen, da der Grad der Abschwächung bei gleichen Schwerionenstrahlen geringer ist. Eine geplante Wiederholung der  $^{54}\text{Fe}$ -Messung unter verbesserten Bedingungen (vgl. Abschnitt 3.4.2) wird klären, ob dieses Verhalten auch bei Ionengeschwindigkeiten von  $v_{Ion} > 20 v_0$  vorliegt.

Ist das der Fall, so sollten für die schwersten wasserstoffähnlichen Ionen Feldstärken von  $B_{TF} \sim 100$  kTesla möglich sein. Unter Berücksichtigung der gegenüber der Targetanregung etwas verringerten Sensitivität der Messung mit Projektilanregung sind damit g-Faktoren von Kernzuständen mit Lebensdauern von  $\tau \sim 10^{-14}$  s gut meßbar. Auf diese Weise könnten z.B. die kurzlebigen Zustände in Rotationsbanden stark deformierter Kerne im Bereich der Seltenen Erden vermessen werden. Im Hinblick darauf ist eine Messung mit  $^{136}\text{Xe}$ -Ionen in Gadolinium am SIS der GSI Darmstadt geplant, um zum ersten Mal Aufschluß über transiente Magnetfelder wasserstoffähnlicher Ionen mit  $Z > 50$  zu gewinnen.

Eine weitere offene Frage in der Hyperfeinwechselwirkung von schnellen Ionen ist die Größe der dort wirksamen transienten elektrischen Feldgradienten  $V_{zz}^{TEFG}$ , für die bislang nur Obergrenzen angegeben werden konnten. Die Messung an  $^{32}\text{S}$ -Ionen im Rahmen dieser Arbeit ergab zwar einen von Null verschiedenen Wert, ist aber aufgrund systematischer Unsicherheiten, die das nicht speziell zur Messung von Feldgradienten ausgelegte Experiment aufwies, nicht ausreichend signifikant. Prinzipiell bietet die  $^{32}\text{S}(2_1^+)$ -Sonde jedoch günstige Voraussetzungen, so daß sich die erzielte Genauigkeit um etwa den Faktor 10 steigern ließe.

Das vielleicht optimale Experiment in diesem Zusammenhang ließe sich mit wasserstoffähnlichen  $^{148}\text{Nd}$ -Ionen am SIS durchführen. Der  $2_1^+$ -Zustand weist das sehr hohe Quadrupolmoment von  $Q = 136(30) \text{ fm}^2$  auf und läßt mit seiner Lebensdauer von  $\tau = 140(30) \text{ ps}$  Wechselwirkungszeiten von einigen Pikosekunden in Festkörpertargets zu [KOR91]. Mit diesem  $^{148}\text{Nd}$ -Zustand, für dessen Elektronenhülle man nach Gl. 39 eine Obergrenze von  $V_{zz}^{TEFG} \sim 10^{23} \text{ V/cm}^2$  errechnet, ergibt sich so eine hohe Sensitivität der Messung. Eine Anwendung dieser Methode, Quadrupolmomente kurzlebiger Kernzustände mit Hilfe der gestörten Teilchen- $\gamma$ -Korrelation zu messen, würde transiente elektrische Feldgradienten von  $V_{zz}^{TEFG} > 10^{21} \text{ V/cm}^2$  erfordern.

## A Datenaufnahme-Elektronik

Die Datenaufnahme wurde mit Standard-NIM-Elektronikmodulen durchgeführt. Die wesentlichen Elemente, von den Detektoren über die Verarbeitung der analogen und logischen Signale bis zu den Camac-Modulen (ADC, TDC, PU) zum Digitalisieren der Daten, sind in einem Blockschaltbild (Abb. 33) zusammengefaßt.

Das Grundprinzip war eine Koinzidenzschaltung zwischen dem Gas-(Teilchen)-Detektor und den Ge-( $\gamma$ )-Detektoren. Um den Untergrund an unerwünschten Ereignissen zu reduzieren, wurden noch zusätzlich Antikoinzidenzen mit den die Ge-Detektoren umgebenden BGO- sowie mit den das Target umgebenden NaJ(Tl)-Detektoren gefordert.

Zur Unterdrückung von Ereignissen Compton-gestreuter  $\gamma$ -Quanten wurde für die Zeitsignale der 4 Ge-Detektoren in der ersten Antikoinzidenz die Abwesenheit von Signalen der je 6 umgebenden BGO-Szintillatoren gefordert. Anschließend wurde durch Antikoinzidenzschaltung mit den Zeitsignalen der 5 NaJ-Szintillatoren Ereignisse mit einer  $\gamma$ -Multiplizität von mindestens eins unterdrückt. Mit den so gefilterten und danach zusammengefaßten  $\gamma$ -Signalen der Ge-Detektoren und mit dem Signal des Teilchenzählers, generiert aus dessen 20 Kathodensegmenten, wird auf die eigentliche Teilchen- $\gamma$ -Koinzidenz geprüft (fett umrandete „FC“ in Abb. 33). In der folgenden „Trigger-Box“ wurde aus diesem Koinzidenz-Signal, das in den Experimenten mit einer Rate von  $10 \dots 100 \text{ s}^{-1}$  auftrat, der Haupttrigger erzeugt.

Mit diesem Trigger wurde die Datenauslese der Camac-Module ausgelöst und „Gate“-Signale für diese Module generiert. Auch aus Teilchen-Ereignissen ohne jede Koinzidenzbedingung, die mit hoher Rate von  $10^5 \dots 10^6 \text{ s}^{-1}$  anfielen, wurden – allerdings mit großer Untersetzung um etwa den Faktor  $2^{14}$  – Trigger erzeugt, um eine Kontrolle über die Eigenschaften des Teilchendetektors zu haben.

Mit jedem Trigger wurden so vier  $\gamma$ -Energien und zugehörige Ansprechzeitpunkte der Germanium-Detektoren und der Kathoden des Teilchenzählers, die Laufzeiten der 4 „Delay-Lines“ des Teilchenzählers, eine Referenzzeit des Beschleunigerhochfrequenzfeldes sowie die Bitmuster aufgenommen, die die Information über die angesprochenen Kathodensegmente des Teilchenzählers, die Art des Triggers (mit oder ohne Koinzidenzbedingung) und die Richtung des äußeren Magnetisierungsfeldes enthielten. Für letzteres sorgte ein „Timer“ in Verbindung mit einem „Magnetfeld-Umschalter“, wodurch zum einen das externe Magnetisierungsfeld alle 60 s umgepolt wurde und zum anderen je nach Richtung dieses Feldes wechselweise ein „up“-

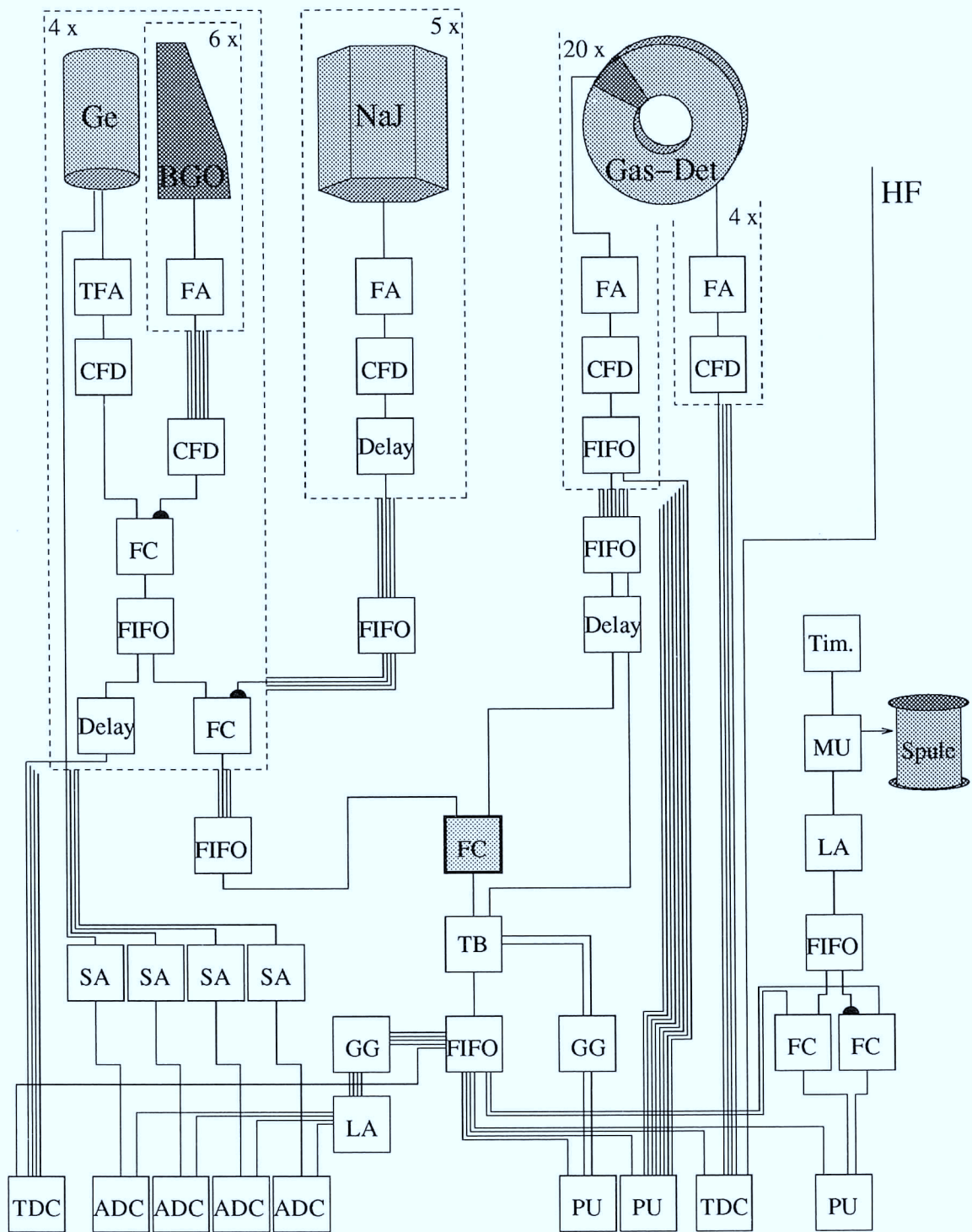


Abb. 33: Blockschaltbild der wesentlichen zur Datenaufnahme verwendeten Elektronikmodule.

TFA	: Timing-Filter-Verstärker
FA	: Breitbandiger Verstärker („Fast Amplifier“)
CFD	: Constant-Fraction-Diskriminator
FC	: Koinzidenz-Einheit („Fast Coincidence“)
FIFO	: Logischer „Fan in - Fan out“
TB	: „Trigger-Box“
GG	: Gate-Generator
LA	: Level-Adaptor
Delay	: Elektronische Verzögerung
Tim.	: Timer
MU	: Magnetfeld-Umschalter
SA	: Spektroskopie-Verstärker
ADC	: Analog-Digital-Konverter
TDC	: Zeit-Digital-Konverter
PU	: Patternunit

Tab. 11: Definition der Abkürzungen von Abb. 33.

bzw. „down“-Bit generiert wurde.

Das Schreiben der Rohdaten auf Magnetband sowie ihre Analyse während der Messung erfolgte mit dem Daten-Aufnahme- und -Analyse-System GOOSY der GSI an einem Vax8600-Computer.

## Literatur

- [AJZ83] F. Ajzenberg-Selove,  
*Energy levels of light nuclei  $A = 18 - 20$ ,*  
Nuclear Physics A392 (1983) 1
- [BEV69] P.R. Bevington,  
*Data reduction and error analysis for the physical sciences,*  
McGraw-Hill (1969)
- [BIR83] M. Birk,  
*Aufbau und Untersuchung einer NaJ(Tl)-Kristall-Anordnung,*  
Diplomarbeit, Universität München (1983) (unveröffentlicht)
- [BOH48] N. Bohr,  
*The penetration of atomic particles through matter,*  
Det Kgl. Danske Videnskabernes Selskab., Mathematisk-fysiske Meddelelser  
XVIII, 8 (1948)
- [BOH79] A. Bohr, B.R. Mottelson,  
*Struktur der Atomkerne,*  
Carl Hanser Verlag, München Wien (1979)
- [BRO82] B.A. Brown,  
*Magnetic moments of  $T = 0$  states in  $N = Z$  nuclei,*  
Journal of Physics G8 (1982) 679
- [CUB92] J. Cub, U. Knopp, K.-H. Speidel, H. Busch, S. Kremeyer, H.-J. Wollersheim,  
N. Martin, X. Hong, K. Vetter, N. Gollwitzer, A.I. Levon, A. Booten,  
*Transient field measurements on  $^{40}\text{Ar}$  ions in Gd at the 1s electron Bohr velocity  
and the g-factor of the  $2^+$  state at 1.461 MeV,*  
Nuclear Physics A549 (1992) 304
- [DOL87] G. Dollinger, W. Heimkes, P. Maier-Komor, M.K. Nacke,  
*Gewalzte Eisen- und Titan-Folien,*  
Jahresbericht des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Techni-  
schen Universität München (1987) 148
- [DYB87] K. Dybdal, N. Rud,  
*The K-shell population of ions penetrating ferromagnetic solids,*  
Physica Scripta 35 (1987) 441
- [EBE77] J.L. Eberhardt, R.E. Horstmann, P.C. Zalm, H.A. Doubt, G. van Middelkoop,  
*Large transient magnetic fields at high ion velocities in polarized iron,*  
Hyperfine Interactions 4 (1977) 195

- [EBE80] J.L. Eberhardt, K. Dybdal,  
*The velocity and Z dependence of the transient magnetic field in iron,*  
Hyperfine Interactions 7 (1980) 387
- [ECK90] G. Eckert,  
*Inelastische Streuung und Nukleonentransfer im System  $^{232}\text{Th}+^{206}\text{Pb}$  an der Coulombbarriere,*  
Dissertation, Universität Frankfurt (1990), GSI Report 90-08
- [END90] P.M. Endt,  
*Energy levels of  $A = 21 - 44$  nuclei (VII),*  
Nuclear Physics A521 (1990) 1
- [ERN82] H. Ernst, W. Henning, T.J. Humanic, T.L. Khoo, S.C. Pieper, J.P. Schiffer,  
*Search for transient electric field gradients acting on fast-moving ions in solids,*  
Physical Review C26, 5 (1982) 2039
- [FAE71] M. Faessler, B. Povh, D. Schwalm,  
*Deorientation measurement in  $^{20}\text{Ne}$ ,*  
Annals of Physics 63 (1971) 577
- [GOL72] G. Goldring, D.A. Hutcheon, W.L. Randolph, D.F.H. Start, M.B. Goldberg,  
M. Popp,  
*Hyperfine interactions of the first excited  $2^+$  state of  $^{18}\text{O}$  in  $7^+$  and  $6^+$  ions,*  
Physical Review Letters 28 (1972) 763
- [GOL78] M.B. Goldberg, W. Knauer, G.J. Kumbartzki, K.-H. Speidel, J.C. Adloff,  
J. Gerber,  
*Precession measurements on nuclear-excited C-, O- and F-Ions recoiling in polarized iron and nickel,*  
Hyperfine Interactions 4 (1978) 262
- [GOL82] G. Goldring,  
*Hyperfine interactions in isolated ions,*  
in: *Heavy ion collisions, Vol. 3,*  
Herausgeber R. Bock, North-Holland Publishing Company (1982)
- [GOL88] N. Gollwitzer,  
*Aufbau und Test von vier Anti-Compton-Zählern zur  $\gamma$ -Spektroskopie,*  
Diplomarbeit, Universität München (1988) (unveröffentlicht)
- [GRA93] U. Grabowy,  
*Die Herstellung hochdosierter  $^{40}\text{Ar}$ -Targets durch Implantation für Messungen mit transienten Magnetfeldern,*  
Diplomarbeit, Universität Bonn (1993) (unveröffentlicht)

- [HAG89] F. Hagelberg,  
*Polarisationsübertragung auf hochgeladene Ionen beim Durchflug durch Ferro-*  
*magnetika,*  
Dissertation, Universität Bonn (1989) (unveröffentlicht)
- [HAG90] F. Hagelberg, K.-H. Speidel, P.N. Tandon,  
*Spin exchange scattering as the most likely polarization mechanism in transient*  
*magnetic fields,*  
Zeitschrift für Physik D17 (1990) 17
- [HAG92] F. Hagelberg,  
private Mitteilungen, zur Veröffentlichung vorgesehen
- [HAS78] M. Hass, N. Benczer-Koller, J.M. Brennan, H.T. King, P. Goode,  
*Magnetic moments of the  $2_1^+$  states of even Ni isotopes,*  
Physical Review C17 (1978) 997
- [HER90] P. Herzog,  
private Mitteilungen
- [HEY92] K. Heyde,  
*Nuclear moments as a test of shell-model and collective model descriptions of the*  
*nucleus,*  
Hyperfine Interactions 75 (1992) 69
- [HOR75] R.E. Horstman, J.L. Eberhardt, H.A. Doubt, C.M.E. Otten, G. van Middelkoop,  
*Recoil-distance measurements of g-factors for  $^{24}\text{Mg}(2_1^+)$  and  $^{20}\text{Ne}(2_1^+)$ ,*  
Nuclear Physics A248 (1975) 291
- [JAM75] F. James, M. Roos,  
*A system for function minimization and analysis of the parameter errors and*  
*correlations,*  
Computer Physics Communications 10 (1975) 343
- [KOP56] H. Kopfermann,  
*Kernmomente,*  
Akademische Verlagsgesellschaft m.b.H., Frankfurt am Main (1956)
- [KOR85] W. Korten,  
*Suche nach transienten elektrischen Feldgradienten,*  
Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (1985) (unveröff.)
- [KOR91] W. Korten, J. Gerl, D. Habs, D. Schwalm,  
*Search for a transient electric field gradient in the system  $^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{148}\text{Nd}$  with the*  
*crystal ball spectrometer,*  
Zeitschrift für Physik A339 (1991) 217

- [KRE93] S. Kremeyer, K.-H. Speidel, H. Busch, U. Grabow, U. Knopp, J. Cub, M. Bussas, P. Maier-Komor, J. Gerber, A. Meens,  
*Quantum beat measurements on spin-polarized electrons in oxygen ions emerging from magnetized Ni- and Gd-layers*,  
Hyperfine Interactions (im Druck)
- [LEL78] A. Lell,  
*Rechnerprogramm für Coulombanregung*,  
Diplomarbeit, Universität München (1978) (unveröffentlicht)
- [MAI89] P. Maier-Komor,  
*Ferromagnetic gadolinium foils for transient field measurements*,  
Nuclear Instruments and Methods A282 (1989) 133
- [NIK67] V.S. Nikolaev,  
*Calculation of the effective cross sections for proton charge exchange in collisions with multi-electron atoms*,  
Soviet Physics JETP 24,4 (1967) 847
- [RAG89] P. Raghavan,  
*Table of nuclear moments*,  
Atomic and Nuclear Data Tables 42 (1989) 189
- [REU89] U. Reuter, F. Hagelberg, S. Kremeyer, H.-J. Simonis, K.-H. Speidel, M. Knopp, W. Karle, J. Cub, P.N. Tandon, J. Gerber,  
*Large transient magnetic fields for single-electron O-Ions on a 10 fs time scale*,  
Physics Letters 230B (1989) 16
- [RUD86] N. Rud, K. Dybdal,  
*The transient magnetic field acting on swift nuclei moving in magnetized solids*,  
Physica Scripta 34 (1986) 561
- [SCH72] D. Schwalm, A. Bamberger, P.G. Bizzetti, B. Povh, G.A.P. Engelbertink, J.W. Olness, E.K. Warburton,  
*Reorientation measurements using the Doppler-shift method: static quadrupole moments of  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$* ,  
Nuclear Physics A192 (1972) 449
- [SHI86] K. Shima, T. Mikumo, H. Tawara,  
*Equilibrium charge state distributions of ions ( $Z_1 \geq 4$ ) after passage through foils; compilation of data after 1972*,  
Atomic Data and Nuclear Data Tables 34 (1986) 357
- [SKA76] B. Skaali, R. Kalish, B. Herskind,  
*Gadolinium as a ferromagnetic host for IMPAC experiments*,  
Hyperfine Interactions 1 (1976) 381

- [SIM88] H.-J. Simonis, F. Hagelberg, K.-H. Speidel, M. Knopp, W. Karle, U. Kilgus, J. Gerber,  
*Measurements of lifetime and g-Factor of the  $^{32}\text{S}(4_1^+)$  state at 4.459 MeV,*  
Zeitschrift für Physik A330 (1988) 361
- [SIM91] H.-J. Simonis, S. Kremeyer, U. Reuter, F. Hagelberg, G.-M. Kim, K.-H. Speidel, M. Knopp, J. Cub, W. Karle, M. Weidinger, J. Gerber, A. Meens, P.N. Tandon,  
*Electron polarization of highly stripped oxygen ions emerging from magnetized iron,*  
Physics Letters B254 (1991) 35
- [SPE88] K.-H. Speidel, M. Knopp, W. Karle, U. Kilgus, M.-L. Dong, H.-J. Simonis, F. Hagelberg, J. Gerber,  
*New aspect in transient magnetic fields using heavy ion beams,*  
Zeitschrift für Physik A331 (1988) 29
- [SPE89a] K.-H. Speidel, M. Knopp, J. Cub, W. Karle, U. Reuter, H.-J. Simonis, F. Hagelberg, J. Gerber, P.N. Tandon,  
*Strong dynamic perturbations of transient magnetic fields in ferromagnetic Fe and Gd under heavy ion bombardment,*  
Radiation Effects and Defects in Solids 110 (1989) 173
- [SPE89b] K.-H. Speidel, M. Knopp, W. Karle, M.-L. Dong, J. Cub, U. Reuter, H.-J. Simonis, P.N. Tandon, J. Gerber,  
*Heavy ion beam induced attenuations of transient magnetic fields,*  
Physics Letters 227B (1989) 16
- [SPE91] K.-H. Speidel, U. Reuter, J. Cub, W. Karle, F. Passek, H. Busch, S. Kremeyer, J. Gerber,  
*Evidence for electron orbital dependence of ion-beam induced attenuations of transient magnetic fields,*  
Zeitschrift für Physik D22 (1991) 371
- [SPE92a] K.-H. Speidel, J. Cub, U. Reuter-Knopp, W. Karle, H. Busch, S. Kremeyer, J. Gerber, F. Hagelberg,  
*New determination of the magnetic moment of the  $^{54}\text{Fe}(2_1^+)$  state at 1.408 MeV,*  
Zeitschrift für Physik A342 (1992) 17
- [SPE92b] K.-H. Speidel, J. Cub, W. Karle, U. Reuter, H. Busch, S. Kremeyer, J. Gerber,  
*Transient magnetic fields under heavy-ion bombardment of ferromagnetic solids,*  
Materials Science Forum 97-99 (1992) 615
- [SPE93] K.-H. Speidel, H. Busch, S. Kremeyer, U. Knopp, J. Cub, M. Bussas, W. Karle, K. Freitag, U. Grabowy, J. Gerber,  
*Measurements of magnetic moments of  $^{134,136}\text{Xe}(2_1^+)$  and the mean life of the  $^{136}\text{Xe}(2_1^+)$  state,*  
Nuclear Physics A552 (1993) 140

- [STE75] R.M. Steffen, K. Alder,  
*Extranuclear perturbations of angular distributions and correlations,*  
in: *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy,*  
Herausgeber W.D. Hamilton, North Holland Publishing Company (1975)
- [STU87] A.E. Stuchbery, C.E. Doran, A.P. Byrne, H.H. Bolotin, G.D. Dracoulis,  
*Transient-field strength measurements for  $^{52}\text{Cr}$  traversing Fe hosts at high velocity and polarization transfer mechanisms,*  
Hyperfine Interactions 36 (1987) 75
- [TRI92] L.C. Tribedi, K.G. Prasad, P.N. Tandon,  
*K-shell vacancies at swift sulphur ions in Gd host,*  
Zeitschrift für Physik D24 (1992) 215
- [TRÖ86] W. Trölenberg, F. Hagelberg, H.J. Simonis, P.N. Tandon, K.-H. Speidel,  
M. Knopp, J. Gerber,  
*Transient magnetic fields at Ne ions in Fe and Gd hosts and a critical assessment of  $^{20}\text{Ne}(4^+)$  g-factor measurements,*  
Nuclear Physics A458 (1986) 95
- [VAG76] Z. Vager, D.S. Gemmell,  
*Polarization induced in a solid by the passage of fast charged particles,*  
Physical Review Letters 37 (1976) 1352
- [VER82] W.J. Vermeer, M.T. Esat, R.H. Spear,  
*Quadrupole moment of the first excited state of  $^{32}\text{S}$ ,*  
Nuclear Physics A389 (1982) 185
- [WIL80] W.W. Wilcke, J.R. Birkelund, H.J. Wollersheim, A.D. Hoover, J.R. Huizenga,  
W.U. Schröder, L.E. Tubbs,  
*Reaction parameters for heavy-ion collisions,*  
Atomic Data and Nuclear Data Tables 25 (1980) 391
- [WIN66] A. Winther, J. de Boer,  
*A computer program for multiple coulomb excitation,*  
in: *Coulomb excitation,*  
Herausgeber K. Alder und A. Winther, Academic Press, New York (1966)
- [ZAL78] P.C. Zalm, A. Holthuisen, J.A.G. de Raedt, G. van Middelkoop,  
*Velocity and atomic number dependence of the transient magnetic field in iron,*  
Hyperfine Interactions 5 (1978) 347
- [ZIE85] J.F. Ziegler, J. Biersack, U. Littmark,  
*The stopping and range of Ions in Solids, Vol. 1,*  
Pergamon Press (1985)

# Danksagung

Mein Dank gilt

- Prof. Dr. K.-H. Speidel für die Ermöglichung dieser Arbeit, für zahlreiche Anregungen, für seine stete Diskussionsbereitschaft und seinen Einsatz während der Experimente;
- Prof. Dr. H.-J. Körner für Anregungen;
- den ehemaligen Garching Kollegen M. Bussas, Dr. W. Karle, U. Knopp, Dr. M. Knopp, F. Passek sowie den ehemaligen und jetzigen Bonner Kollegen H. Busch, Dr. F. Hagelberg, S. Kremeyer, Dr. H.-J. Simonis für die freundschaftliche Atmosphäre, für hilfreiche Gespräche und viel Unterstützung bei den Strahlzeiten;
- Dr. H.-J. Wollersheim für wichtige Hilfen bei Aufbau und Auswertung der Experimente sowie ihm und weiteren GSI-Mitarbeitern, insbesondere Dr. N. Martin, K. Vetter, Dr. J. Gerl für Hilfe bei den Strahlzeiten; Prof. Dr. W. Henning, Dr. R.S. Simon und Dr. H. Emling für Anregungen; G. Ickert für Hilfe beim Aufbau und der GSI-Beschleunigermannschaft für gute Strahlbedingungen;
- Prof. Dr. U. Schmidt-Rohr, Prof. Dr. D. Habs und Dr. R. Repnow vom Heidelberger Max-Planck-Institut für Kernphysik sowie der dortigen Werkstatt, der Beschleunigermannschaft und der Kristallkugel-Gruppe, insbesondere Dr. C. Ender und F. Köck für die Ermöglichung des dortigen Experiments;
- Dr. P. Maier-Komor für die Präparation der aufwendigen Targets
- H. Hagn und M. Klöckner für die gute Anfertigung von Bauteilen, W. Czech für deren gelungene Konstruktion sowie Hilfe beim Aufbau;
- der Garching Rechnergruppe für Hilfe in Computer-Fragen;
- Dr. J. Gerber für Unterstützung beim Anfertigen der Bilder;
- zahlreichen weiteren, hier ungenannt Bleibenden, die durch wichtige „Kleinigkeiten“ zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

