

Entwicklung eines interaktiven Rechenprogramms  
zur Untersuchung von  
elektromagnetischen Übergängen in Atomkernen  
am S-DALINAC

DIPLOMARBEIT

von

Friedrich Neumeyer

Institut für Kernphysik  
Technische Hochschule Darmstadt

August 1993

## Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist ein Computerprogramm für die Auswertung von Experimenten zur inelastischen Elektronenstreuung am S-DALINAC entwickelt worden. Dieses Programm bietet dem Experimentator ein Hilfsmittel zur Identifikation von angeregten Kernzuständen aus den Elektronenstreu-spektren und ermöglicht insbesondere auch die Bestimmung eines konsistenten Liniensatzes aus der Analyse mehrerer aufgenommener Spektren. Weiterhin dient es zur Ermittlung der Multipolarität, der Parität sowie der Übergangstärke aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten.

Die Funktionstauglichkeit des Programms ist im Rahmen der Auswertung eines  $^{72}\text{Ge}(e,e')$ -Experiments am S-DALINAC nachgewiesen worden. Dabei sind nicht nur drei bereits bekannte Kernanregungen in  $^{72}\text{Ge}$  bei 834 keV, 2514 keV und 2950 keV untersucht, sondern zusätzlich noch weitere Zustände identifiziert worden.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Elektronenstreuung</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Auswertung von (e,e′)–Experimenten</b>	<b>8</b>
3.1	Form des Spektrums . . . . .	8
3.2	Bestimmung des Formfaktors . . . . .	10
3.3	Konsistente Entfaltung der Spektren . . . . .	12
3.4	Multipolanalyse . . . . .	14
3.5	Fehlerbetrachtung . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Programmbeschreibung</b>	<b>17</b>
4.1	Allgemeine Anforderungen . . . . .	17
4.2	Bestimmung des konsistenten Liniensatzes . . . . .	17
4.3	Multipolanalyse . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Anwendungsbeispiel: Das <sup>72</sup>Ge Experiment am S–DALINAC</b>	<b>23</b>
5.1	Durchführung der Experimente . . . . .	23
5.2	Spektren . . . . .	24
5.3	Multipolanalyse für drei bekannte Übergänge . . . . .	25
5.4	Untersuchung weiterer Anregungen . . . . .	28
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>37</b>
<b>A</b>	<b>Bedienung des Programms FORMFIT</b>	<b>38</b>
A.1	Eingabevoraussetzungen . . . . .	38
A.2	Benutzerführung . . . . .	38
A.2.1	Masken . . . . .	39
A.2.2	Menüs . . . . .	40
A.3	Beschreibung der Programmteile . . . . .	40
A.3.1	Programmstart . . . . .	40
A.3.2	Der Programm–Manager . . . . .	40
A.3.3	Editieren von Liniensätzen . . . . .	41
A.3.4	Das Show–Parameter – Menü . . . . .	42
A.3.5	Der Session–Manager . . . . .	42
A.4	Hardwarevoraussetzungen . . . . .	43
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>44</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>47</b>



# 1 Einleitung

Inelastische Elektronenstreuung eignet sich ausgezeichnet als Verfahren für kernspektroskopische Untersuchungen und wird dazu bereits seit vielen Jahren eingesetzt [1, 2]. Am Institut für Kernphysik der TH Darmstadt können seit der Inbetriebnahme des neuen supraleitenden Elektronenbeschleunigers S-DALINAC im Jahre 1991 Kernstrukturuntersuchungen der Form  $(e,e')$  und  $(e,p)$  sowie  $(e,e'x)$ -Koinzidenzexperimente durchgeführt werden [3]. Die Bandbreite dieser Messungen wird in naher Zukunft durch die Installation einer Anordnung zur Messung von  $180^\circ$  rückgestreuten Elektronen [4] und durch die Wiederinbetriebnahme des  $169^\circ$ -Spektrometers mit hoher Auflösung nach dem Einbau eines neuen Detektorsystems [5] nochmals erweitert.

Im Zuge dieser Weiterentwicklungen bedurften die zur Auswertung von  $(e,e')$ - und  $(e,e'x)$ -Experimenten eingesetzten Computerprogramme einer grundlegenden Überarbeitung und Ergänzung. Diese Notwendigkeit bestand vor allem aufgrund der Veränderung der eingesetzten Hardwareumgebung. Durch die Einführung leistungsfähiger Computer konnte einerseits die Auswertung von Elektronenstreuexperimenten durch erhöhte Rechengeschwindigkeit und graphische Leistungsfähigkeit stark unterstützt werden, andererseits wurde die Lauffähigkeit einzelner bestehender Programmkomponenten, wie z.B. die graphische Ausgabe von Ergebnissen oder der Programmstart von beliebigen Rechnerterminals, drastisch eingeschränkt oder verhindert. Weitere Ziele waren die Beseitigung fehlerhafter Komponenten und die Ergänzung neuer Hilfsmittel zur Analyse der experimentellen Daten. Auch die Verbesserung des Datenaustauschs der einzelnen Auswertungsprogramme (Kompatibilität) und deren Einbindung in eine einheitliche, leicht zu bedienende Benutzerführung waren hierbei wesentliche Gesichtspunkte.

Um Multipolarität und Stärke einer Kernanregung aus Elektronenstreuexperimenten zu bestimmen, wird der Formfaktor des Übergangs unter verschiedenen kinematischen Bedingungen vermessen. Am S-DALINAC werden inelastische Wirkungsquerschnitte durch Relativmessungen bestimmt. Der Formfaktor ergibt sich hieraus als Verhältnis des inelastischen Wirkungsquerschnitts zum Punktquerschnitt. Zur Extraktion von Multipolarität und Stärke des Übergangs wird der gemessene Formfaktor mit dem theoretisch berechneten verglichen.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Programm FORMFIT dient zur Identifikation von angeregten Kernzuständen in den einzelnen Spektren und der Bestimmung eines konsistenten Liniensatzes durch Analyse und Vergleich mehrerer aufgenommener Spektren. Zur Bestimmung der Multipolarität sowie von Spin und Parität der angeregten Kernzustände werden mit FORMFIT theoretische Formfaktorverläufe an die experimentellen Datenpunkte angepaßt. Die Grundlagen der Elektronenstreuung, auf denen der Auswertungsvorgang basiert, werden

in Kap. 2 vorgestellt. Kapitel 3 zeigt formal den Auswertevorgang für Streuexperimente auf, wie sie am Darmstädter QCLAM-Spektrometer durchgeführt werden. Die Bestimmung eines konsistenten Liniensatzes und die Multipolanalyse stellen das letzte Glied in der Kette dieses Auswertevorgangs dar. Die sich daraus ergebende Definition der Anforderungen an FORMFIT und die Einbettung des Programms in die Kette der zur Auswertung eingesetzten Computerprogramme werden hier erläutert. Kapitel 4 geht auf die im Programm FORMFIT verwendeten Methoden zur Bestimmung eines konsistenten Liniensatzes ein. Die statistischen Methoden, die zur Parameter- und Parameterfehlerschätzung dienen, sind Voraussetzung für die Anpassung theoretischer Formfaktorverläufe an experimentell bestimmte Datenpunkte und dienen somit für den Vergleich verschiedener Kernmodelle.

Die praktische Einsatzfähigkeit von FORMFIT wird in Kap. 5 im Rahmen der Auswertung eines  $^{72}\text{Ge}(e,e')$ -Experiments nachgewiesen. Dazu sind die Spektren für drei verschiedene kinematische Bedingungen bei  $E_0 = 38$  MeV und  $\theta = 117^\circ/154^\circ$  sowie  $E_0 = 64$  MeV und  $\theta = 154^\circ$  für Anregungsenergien bis 6 MeV analysiert worden. Dabei konnten exemplarisch drei bekannte Übergänge in Übereinstimmung zu anderen Experimenten [6, 7] als  $2^+$ - bzw.  $3^-$ -Zustände identifiziert werden und die bisher noch nicht eindeutig bestimmte Multipolarität und Parität weiterer Übergänge festgelegt werden. Eine ausführliche Anleitung zum Aufruf und zur Bedienung des Programms ist im Anhang zu dieser Arbeit zusammengestellt.

## 2 Grundlagen der Elektronenstreuung

In diesem Kapitel werden in Kürze einige wesentliche Beziehungen der Theorie der Elektronenstreuung dargestellt. Ausführliche Darstellungen finden sich z.B. in [2] sowie [8] – [10].

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen an Atomkernen ergibt sich in Störungstheorie erster Ordnung zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi^2\hbar^4c^4} EE' \left(\frac{p'}{p}\right) f_{rec} |\langle\psi_f|H|\psi_i\rangle|^2. \quad (2.1)$$

Dabei sind

$$\begin{aligned} E, p & \quad \text{Energie und Impuls des einfallenden Elektrons,} \\ E', p' & \quad \text{Energie und Impuls des gestreuten Elektrons,} \\ H & \quad \text{der Hamiltonoperator der Wechselwirkung,} \\ f_{rec} & \quad = \left(1 + \frac{2E_i \sin^2 \frac{\theta}{2}}{Mc^2}\right)^{-1} \text{ der Rückstoßfaktor.} \end{aligned}$$

Der Hamiltonoperator ist für die Elektronenstreuung rein elektromagnetischer Natur und beschreibt die Wechselwirkung des Strahlungsfelds des Elektrons mit der Ladungs- und Stromdichteverteilung des Kerns als Kopplung des Vierer-Vektorpotentials  $A_\mu(\vec{r}, t)$  mit der Vierer-Stromdichte  $j_\mu(\vec{r}, t)$ ,

$$H = \int j_\mu(\vec{r}, t) A_\mu(\vec{r}, t) d^3r. \quad (2.2)$$

Wird dabei nur der Austausch eines virtuellen Photons berücksichtigt — diese Näherung wird oft als *erste Bornsche Näherung* bezeichnet —, kann der Hamiltonoperator in einen longitudinalen Anteil  $H_C$  und einen transversalen Anteil  $H_T$  zerlegt werden,

$$H = H_C + H_T. \quad (2.3)$$

Diese Aufteilung ergibt sich aus der Zerlegung der Vierer-Vektorstromdichte in eine zum Dreier-Impulsübertrag parallele und eine orthogonale Komponente [2]. Die parallele Komponente entspricht der Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit der Ladungsverteilung des Kerns, während die transversale Komponente den Beitrag der Strom- und der Magnetisierungsdichte darstellt [11],

$$H_C = \int \rho_{op}(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) d^3r, \quad (2.4)$$

$$H_T = -e \int \left[ \vec{j}_{op}^c(\vec{r}) \vec{A}(\vec{r}) + \vec{\mu}_{op}^s(\vec{r}) \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r}) \right] d^3r. \quad (2.5)$$

Dabei sind  $\rho_{op}(\vec{r})$ ,  $\vec{j}_{op}^c(\vec{r})$  und  $\vec{\mu}_{op}^s(\vec{r})$  die Übergangsdichteoperatoren der Ladungsdichte, des Konvektionsstroms und der Magnetisierungsdichte. Sie beschreiben den Übergang des Kerns vom Anfangszustand  $|\psi_i\rangle$  in den Endzustand  $|\psi_f\rangle$  und beinhalten damit die Kerninformation. Unter Vernachlässigung relativistischer Effekte im Kern können sie in üblicher Notation geschrieben werden als

$$\rho_{op}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^A e \left( \frac{1}{2} - t_z(i) \right) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i), \quad (2.6)$$

$$\vec{j}_{op}^c(\vec{r}, t) = \sum_{i=1}^A \frac{1}{2} (1 + t_z(i)) \frac{1}{2} [\vec{v}_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) + \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \vec{v}_i], \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_{op}^s(\vec{r}) = & \frac{1}{2m_{nuc}} \left[ \mu_p \sum_{i=1}^A \frac{1}{2} (1 + t_z(i)) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \sigma^i \right. \\ & \left. + \mu_n \sum_{i=1}^A \frac{1}{2} (1 - t_z(i)) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \sigma^i \right]. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Entwickelt man das Dreier-Vektorpotential  $\vec{A}(\vec{r})$  in Terme von elektrischen und magnetischen Multipolen [12], lassen sich die Matrixelemente des Übergangs als Beitrag des  $\lambda$ -ten Multipols darstellen [2, 8]

$$\langle \psi_f | M_{op}^{C\lambda}(q) | \psi_i \rangle = \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^\lambda} \int J_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}) \rho_{op}(\vec{r}) d^3r, \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \langle \psi_f | M_{op}^{E\lambda}(q) | \psi_i \rangle = & \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^{\lambda+1}} \int \left[ \left( \vec{\nabla} \times J_\lambda(qr) \vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \right) \vec{j}_{op}^c(\vec{r}) + \right. \\ & \left. q^2 J_\lambda(qr) \vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \vec{\mu}_{op}^s(\vec{r}) \right] d^3r, \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \langle \psi_f | M_{op}^{M\lambda}(q) | \psi_i \rangle = & \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^\lambda} \int \left[ J_\lambda(qr) \vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \vec{j}_{op}^c(\vec{r}) + \right. \\ & \left. \left( \vec{\nabla} \times J_\lambda(qr) \vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \right) \vec{\mu}_{op}^s(\vec{r}) \right] d^3r, \end{aligned} \quad (2.11)$$

wobei  $J_\lambda(qr)$  die sphärischen Besselfunktionen und  $\vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r})$  die Vektorkugelflächenfunktionen gemäß [13] sind.

Weiterhin gelten für einen elektromagnetischen Übergang bestimmte Auswahlregeln bezüglich des Drehimpulses und der Parität. Die Drehimpulsauswahlregel für einen Übergang der Multipolarität  $\lambda$  lautet

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq J_i + J_f, \quad (2.12)$$

die Paritätsauswahlregeln lauten

$$\pi_i \pi_f = (-1)^\lambda \quad \text{für einen elektrischen Übergang und} \quad (2.13)$$

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda+1} \quad \text{für einen magnetischen Übergang.} \quad (2.14)$$



Aus den Paritätsauswahlregeln (2.13) und (2.14) folgt, daß für magnetische Übergänge nur die Übergangsströme  $J_{\lambda\lambda}$  und für elektrische Übergänge nur die Übergangsdichten  $\rho_\lambda$  und  $J_{\lambda,\lambda\pm 1}$  beitragen.

Für leichte Kerne ( $Z\alpha/\beta \ll 1$ ) können die Wellenfunktionen aus Gleichung (2.1) durch ebene Wellen beschrieben werden. In dieser *Plane Wave Born Approximation (PWBA)* ist das Matrixelement des Hamiltonoperators und damit der differentielle Wirkungsquerschnitt analytisch bestimmbar. Für den Grenzfall relativistischer Elektronen und vernachlässigbarem Energieverlust ( $E_i^e, E_f^e \gg m_e c^2, \Delta E_{if}^e$ ) kann der Wirkungsquerschnitt in PWBA als Summe über die Streuquerschnitte bzw. Formfaktoren für elektrische und magnetische Multipolübergänge geschrieben werden [8]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{PWBA} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} f_{rec} \times \left[ \sum_{\lambda=0}^{\infty} |F_\lambda^C(q)|^2 + \left(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2}\right) \sum_{\lambda=1}^{\infty} \left( |F_\lambda^E(q)|^2 + |F_\lambda^M(q)|^2 \right) \right] \quad (2.15)$$

mit dem Mott'schen Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{Ze^2}{2E_i}\right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (2.16)$$

und dem Impulsübertrag  $q$

$$q = \left[ 4 \left(\frac{E_i}{\hbar c}\right)^2 \left(1 - \frac{E_x}{E_i}\right) f_{rec} \sin^2 \frac{\theta}{2} - \left(\frac{E_x}{\hbar c}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.17)$$

Manche Autoren verwenden die Gl. (2.16) mit  $Z = 1$ . Bei dem Vergleich experimenteller Daten muß stets darauf geachtet werden. Die longitudinalen Formfaktoren  $F_\lambda^C$  und die transversalen Formfaktoren  $F_\lambda^E, F_\lambda^M$  sind mit den in den Gleichungen (2.9) bis (2.11) definierten Matrixelementen der Übergangsoperatoren verknüpft,

$$F_\lambda^C(q) = \frac{q^\lambda}{\sqrt{2J_i + 1} \cdot (2\lambda + 1)!!} \langle \psi_f | M_{op}^{C\lambda}(q) | \psi_i \rangle, \quad (2.18)$$

$$F_\lambda^E(q) = \frac{q^\lambda}{\sqrt{2J_i + 1} \cdot (2\lambda + 1)!!} \sqrt{\frac{\lambda + 1}{\lambda}} \langle \psi_f | M_{op}^{E\lambda}(q) | \psi_i \rangle, \quad (2.19)$$

$$F_\lambda^M(q) = \frac{q^\lambda}{\sqrt{2J_i + 1} \cdot (2\lambda + 1)!!} \sqrt{\frac{\lambda + 1}{\lambda}} \langle \psi_f | M_{op}^{M\lambda}(q) | \psi_i \rangle. \quad (2.20)$$

Die Auswahlregeln für Drehimpuls und Parität legen fest, welche Formfaktoren in welchen Multipolkomponenten zum Wirkungsquerschnitt (2.15) beitragen.

Aus Gleichung (2.15) ergibt sich bei einem Nachweiswinkel von  $\theta \rightarrow 180^\circ$  eine Dominanz transversaler Anregungen, d.h. daß magnetische Anregungen bevorzugt unter Rückwärtswinkel untersucht werden sollten, weil dort die elektrischen Übergänge verschwinden.

Um Aussagen über die Zerfallsbreite eines Zustands in den Grundzustand machen zu können, führt man die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit  $B(X\lambda, J_i \rightarrow J_f)$

$$B(X\lambda, J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle \psi_f | M_{op}^{X\lambda}(q) | \psi_i \rangle|^2 \quad (2.21)$$

ein. Für  $q = k$  wird das reduzierte Matrixelement des Multipoloperators gleich dem der Photoanregung. In der Elektronenstreuung wird diese Größe durch Extrapolation des Formfaktors zum Photonenpunkt ( $q = k, k = E_x/\hbar c$ ) gewonnen. Unter Verwendung der Relationen (2.18 – 2.20) erhält man für die Komponenten des Übergangs

$$B(C\lambda) = \frac{((2\lambda + 1)!!)^2}{q^{2\lambda}} |F_\lambda^C|^2, \quad (2.22)$$

$$B(E\lambda) = \frac{\lambda}{\lambda + 1} \frac{((2\lambda + 1)!!)^2}{q^{2\lambda}} |F_\lambda^E|^2, \quad (2.23)$$

$$B(M\lambda) = \frac{\lambda}{\lambda + 1} \frac{((2\lambda + 1)!!)^2}{q^{2\lambda}} |F_\lambda^M|^2. \quad (2.24)$$

Für kleine Impulsüberträge  $q \simeq k$  gilt das Siegert-Theorem, welches das longitudinale elektrische mit dem transversal elektrischen reduzierten Matrixelement gemäß

$$B(C\lambda) \simeq B(E\lambda) \frac{q^2}{k^2} \quad (2.25)$$

verknüpft.

In schweren Kernen ( $Z\alpha/\beta \approx 1$ ) ist die PWBA keine gute Näherung, da die Deformation der Wellenfronten durch das statische Coulombfeld des Kerns berücksichtigt werden muß. Für die Elektronenwellenfunktionen  $|\psi\rangle$  werden daher Lösungen der Dirac-Gleichung [14] in Anwesenheit des Coulombpotentials  $\Phi(\vec{r})$

$$\left[ c\alpha \left( -i\hbar\vec{\nabla} - \frac{e}{c}\vec{A} \right) + \beta m_e c^2 - e\Phi(\vec{r}) \right] \psi = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi \quad (2.26)$$

verwendet,  $\alpha$  und  $\beta$  sind Dirac-Matrizen. Diese Lösungen lassen sich im allgemeinen nicht analytisch beschreiben und müssen daher numerisch ermittelt werden. Da durch die Lösung der Dirac-Gleichung die Störung der Elektronenwellenfunktion im Coulombfeld des Kerns berücksichtigt wird, bezeichnet man diese Näherung als *Distorted Wave Born Approximation (DWBA)*.

In Analogie zur PWBA wird in der DWBA ein Formfaktor definiert als Verhältnis von inelastischem Wirkungsquerschnitt zu Mott'schem Wirkungsquerschnitt. Diese Größe ist jedoch im Unterschied zur PWBA nicht mehr nur eine Funktion des Impulsübertrags  $q$ , sondern sie hängt explizit von der Einschußenergie  $E_i$  und vom Streuwinkel  $\theta$  ab

$$|F(E_i, \theta)|^2 = \frac{d\sigma/d\Omega}{d\sigma/d\Omega_{Mott}}. \quad (2.27)$$

Obwohl sich Formfaktoren gleicher Übergänge in PWBA und DWBA z.T. deutlich unterscheiden, sind PWBA-Ergebnisse für Abschätzungen und Trends oft sehr hilfreich. Bei hohem Impulsübertrag ist es meistens ausreichend, den Einfluß der Coulombverzerrung der Elektronenwellen durch Verwendung eines „effektiven“ Impulsübertrags

$$q_{eff} = q \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{Ze^2}{\hbar c E_i R_{eq}} \right) \quad (2.28)$$

mit  $R_{eq}^2 = \frac{5}{3} \langle r^2 \rangle$  zu korrigieren. Der Vergleich experimenteller und theoretischer Formfaktoren liefert die Normierung  $a$  der theoretischen Verteilung und ergibt die Übergangsstärke für die Multipolarität  $X\lambda$

$$\frac{|F_{ex}(E_i, \theta)|_{X\lambda}^2}{|F_{th}(E_i, \theta)|_{X\lambda}^2} = \frac{B(X\lambda, q)_{ex}}{B(X\lambda, q)_{th}} = a. \quad (2.29)$$

### 3 Auswertung von $(e,e')$ -Experimenten

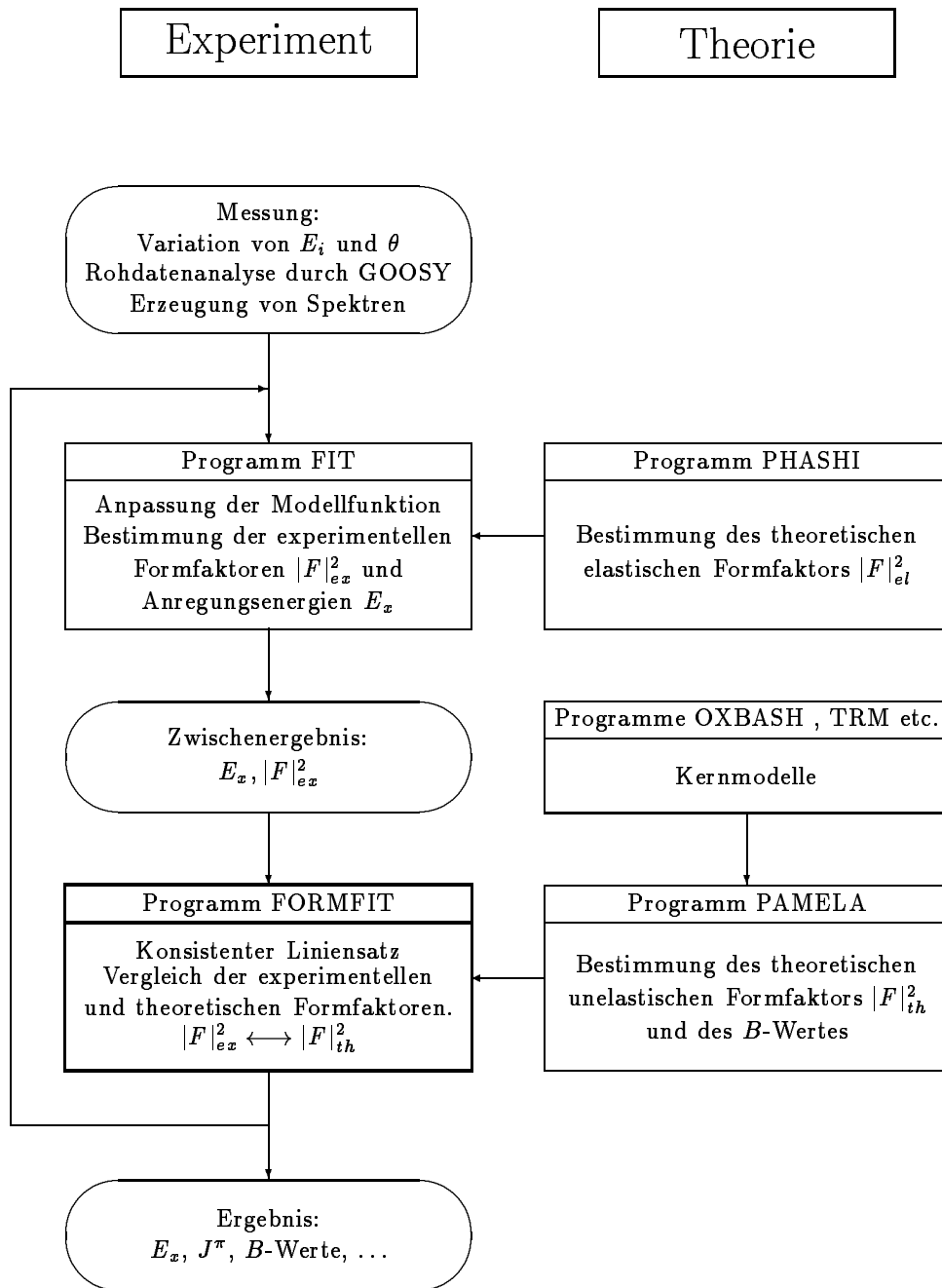
Inelastische Elektronenstreuung als kernspektroskopisches Verfahren erlaubt neben der direkten Bestimmung der Anregungsenergie eines Energieniveaus auch die Bestimmung der Multipolarität und der Stärke der Kernanregung aus der Energie- und Winkelabhängigkeit der gemessenen Formfaktoren.

Elektronen der Energie  $E_i$  werden an Targetkernen gestreut und unter dem Winkel  $\theta$  im Spektrometer nachgewiesen. Der experimentelle Formfaktor  $F_{ex}$  kann durch Variation von  $E_i$  und  $\theta$  vermessen werden. Der charakteristische Verlauf der Formfaktoren in Abhängigkeit von  $E_i$  und  $\theta$  ermöglicht die Identifikation der Struktur des Übergangs durch Vergleich des experimentellen Wertes mit dem theoretisch berechneten. Sofern der theoretische Formfaktorverlauf modellabhängig variiert, ist in einzelnen Fällen zusätzlich noch eine Aussage über das zugrundeliegende Kernmodell möglich.

In Darmstadt werden inelastische Wirkungsquerschnitte durch Relativmessungen bestimmt. Zusätzlich zum Spektrum der inelastisch gestreuten Elektronen wird die Energieverteilung der elastisch gestreuten Elektronen aufgenommen, die zur Normierung dient. Der prinzipielle Gang der Auswertung von  $(e,e')$ -Experimenten am S-DALINAC wird in Abb. 3 als Flußdiagramm dargestellt.

#### 3.1 Form des Spektrums

Abbildung 3.1 zeigt ein typisches  $(e,e')$ -Spektrum für Elektronen, die bei einer Einschubenergie von 64 MeV und einem Nachweiswinkel von  $154^\circ$  an einem  $^{57}\text{Fe}$  Target gestreut wurden. Das Spektrum wurde bei einer konstanten Magnetfeldeinstellung des QCLAM-Spektrometers aufgenommen. Aufgetragen ist die Zählrate über der Anregungsenergie  $E_x$ . Die Energieverteilung der elastisch gestreuten Elektronen bei  $E_x = 0$  dominiert das Spektrum; diese elastische Linie übertrifft um mehr als zwei Größenordnungen die Energieverteilung der inelastisch gestreuten Elektronen. Letztere setzt sich aus einem kontinuierlichen Untergrund, der sich zu höheren Anregungsenergien hin anschließt und hauptsächlich durch Bremsstrahlung der elastisch gestreuten Elektronen verursacht wird und Strahlenschwanz heißt, und den inelastischen Linien, die den Anregungen der diskreten Kernzustände zuzuordnen sind, zusammen. Jede inelastische Linie hat selbst einen Strahlenschwanz und liegt somit auf der Summe aller Strahlenschwänze von Zuständen niedrigerer Anregungsenergie.



**Abb. 3.1:** Darstellung des Auswertungsvorgangs von  $(e, e')$  – Elektronenstreuexperimenten am S-DALINAC in Darmstadt als Flußdiagramm. In der linken Bildhälfte sind die Elemente der Analyse experimenteller Daten dargestellt, die rechte Seite zeigt die benötigten theoretischen Berechnungen.

**Abb. 3.2:** Untergrundbelassenes Elektronenstreuungsspektrum an  $^{57}\text{Fe}$  für eine Einschussenergie von  $E_i = 64$  MeV und einen Nachweiswinkel von  $\theta = 154^\circ$ . Das inelastische Spektrum ist zur Verdeutlichung um den Faktor 20 bzw. 100 vergrößert.

### 3.2 Bestimmung des Formfaktors

Den Formfaktor für die inelastische Elektronenstreuung erhält man nach [2] aus den integrierten Zählraten unter den Anregungen, d.h. den Flächen der Linien, zu

$$\left( \frac{d\sigma/d\Omega}{d\sigma/d\Omega_{Mott}} \right)_{in} = \frac{\kappa}{h} \left( \frac{A_{in}}{A_{el}} \right) \left( \frac{d\sigma/d\Omega}{d\sigma/d\Omega_{Mott}} \right)_{el}. \quad (3.1)$$

Dabei sind  $A_{in}$  und  $A_{el}$  die Flächen der inelastischen und der elastischen Linie,  $\kappa$  ein Korrekturfaktor für Strahlungskorrekturen. Falls das Target aus einem Isotopengemisch besteht und sich die elastischen Linien der einzelnen Isotope nicht trennen lassen, ist zusätzlich die Isotopenhäufigkeit  $h$  des Targetisotops im Target zu berücksichtigen.

Um die zum Wirkungsquerschnitt beitragenden Flächen unter der elastischen und der inelastischen Linie  $A_{el}$  und  $A_{in}$  zu berechnen, ist zuvor der Untergrund zu subtrahieren. Je nach kinematischen Bedingungen trägt der Strahlenschwanz mit 50% bis 99% zur Zählrate unter den inelastischen Anregungen bei [15] und

ist damit Hauptbestandteil des Untergrundes. Der Strahlenschwanz wird durch Strahlung vor, während und nach dem Streuvorgang, Elektron–Elektron Streuung (Möller–Streuung) und den Energieverlust des Elektrons durch Ionisation im Target verursacht [2]. Diesen störenden Effekten wird zum einen durch die Wahl der Linienform und zum andern durch Strahlungskorrekturen Rechnung getragen, die in den Faktor  $\kappa$  eingehen. Ein weiterer Beitrag zum Untergrund ist Streuung der Elektronen an Teilen des Nachweissystems. Dieser Untergrund wird in der Literatur *instrumental scattering* genannt.

Unterhalb der Teilchenschwelle liegt die Zerfallsbreite angeregter Zustände typischerweise in der Größenordnung von 1eV und ist damit klein gegenüber der Energieauflösung. Daher ist die experimentell ermittelte Linienform nur von der Energieunschärfe des Elektronenstrahls, dem Auflösungsvermögen des Nachweissystems und der Form des Strahlenschwanzes abhängig. Zur Beschreibung der Linienform setzt man daher eine asymmetrische Gaußverteilung an, während der Strahlenschwanz durch hyperbolische Funktionen approximiert wird. Diese hyperbolischen Funktionen sind durch den Energieverlust des Elektrons durch Bremsstrahlung ( $\propto \Delta E^{-1}$ ) und Elektron–Elektron Streuung ( $\propto \Delta E^{-2}$ ) gegeben [2]. Am S–DALINAC wird für die Linienfunktion eine Parametrisierung der Form

$$y = y_0 \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{C(x-x_0)^2}{\sigma_1^2}\right) & x < x_0 \\ \exp\left(-\frac{C(x-x_0)^2}{\sigma_2^2}\right) & x_0 > x \geq x_0 + \eta\sigma_2 \\ \frac{A}{x-x_0} + \frac{B}{(x-x_0)^2} \quad \text{oder} \quad \frac{A}{(B+x-x_0)^\gamma} & x > x_0 + \eta\sigma_2 \end{cases} \quad (3.2)$$

verwendet. Dabei sind  $x_0$  die Energie an der Stelle des Maximums,  $y_0$  die Zählrate an der Stelle  $x_0$ ,  $\sigma_{1/2}$  die halben Halbwertsbreiten der Gaußfunktion für  $x < x_0$  bzw.  $x > x_0$ ,  $\eta$  der Ansatzpunkt des Strahlenschwanzes in Einheiten von  $\sigma_2$  und  $\gamma$  der Exponent des hyperbolischen Ansatzes des Strahlenschwanzes. Der Strahlenschwanz ist in beiden Parametrisierungen mit wachsender Anregungsenergie monoton fallend. Die Gültigkeit dieser Parametrisierungen reduziert sich damit auf den Bereich kleiner Energieverluste  $E_i - E_f$ , da der Wirkungsquerschnitt für kleine  $E_f$  wieder ansteigt [16].

Die wichtigsten Strahlungskorrekturen sind die Schwinger- und die Bremsstrahlkorrektur. Diese Korrekturen berücksichtigen den Beitrag von Emission und Reabsorption weiterer virtueller und reeller Photonen zusätzlich zum Ein-Photon–Austausch und den Energieverlust der Elektronen beim Durchlaufen eines Targets endlicher Dicke [17].

Das Quadrat des experimentellen Formfaktors  $|F|_{ex}^2$  wird vom Programm FIT [18] aus den aufgenommenen Spektren in einem Optimierungsverfahren bestimmt. Das Optimierungsverfahren, die Strahlungskorrekturen, die optionalen Linienformen, sowie die daraus resultierenden Fehlerabschätzungen werden in [18] ausführ-

lich beschrieben. Die zur Formfaktorbestimmung erforderliche Berechnung des elastischen Formfaktors wird vom Programm PHASHI [19] durchgeführt, das den Formfaktor durch Lösen der Dirac-Gleichung aus der Grundzustandsdichteverteilung bestimmt.

### 3.3 Konsistente Entfaltung der Spektren

Bei der Entfaltung der Einzelspektren werden alle Anregungen mit der gleichen Linienform angepaßt. Die Parameter  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\eta$  und  $\gamma$ , die die Linienbreite und den Strahlenschwanz beschreiben, werden für alle Linien identisch gesetzt. Man gewinnt diese Parameter aus der Anpassung einer Linie mit kleinem statistischem Fehler. Dies ist in der Regel die elastische Linie, kann aber auch eine besonders prominente inelastische Linie sein, falls die elastische Linie nicht mitgemessen wurde. Bei der Anpassung der inelastischen Linien werden nur die energetischen Lagen und die Höhen der Linien als freie Parameter angepaßt. Dieses Verfahren bezeichnet man als *korrelierten Fit*.

Eine vollständige Beschreibung des Spektrums als reine Superposition der elastischen Linie und der Anregungen ist zwar erstrebenswert, aber in der Praxis kaum durchführbar. Die in Kap. 3.2 eingeführten Parametrisierungen des Strahlenschwanzes enthalten zu dessen Beschreibung nur einen bzw. zwei Parameter. Es ist nicht möglich, mit diesen Parametern den Strahlenschwanz über den gesamten Energiebereich des Spektrums (einige MeV) gut zu beschreiben.

In einigen Fällen ist dieses Verfahren zusätzlich zu modifizieren. Besteht z.B. das Target aus verschiedenen Isotopen bzw. Elementen, sind die elastischen und inelastischen Linien dieser Isotope unterschiedlich rückstoßverbreitert. Hier müssen die Halbwertsbreiten der einzelnen Linien unabhängig voneinander angepaßt werden. Dieser Fall tritt in der Praxis sehr häufig auf. Erstens beträgt die chemische Reinheit des Targets in den seltensten Fällen 100%. Zweitens werden viele Targets auf Trägerfolien aufgebracht, da sie in reiner Form nicht stabil oder robust genug für den experimentellen Einsatz wären. Andere Abweichungen vom hier beschriebenen Verfahren treten für den Fall auf, daß der Abstand zweier Linien kleiner ist als die Energieauflösung. Dieser Effekt kann vor allem bei schweren, deformierten Kernen mit hohen Zustandsdichten beobachtet werden. Hier wird die Parameterschätzung des Fits durch lokale Minima der Minimierungsfunktion beeinträchtigt und somit unzuverlässig. Daher ist die Zahl der freien Parameter durch zusätzliche Korrelation der energetischen Lagen zu reduzieren. Die zur Korrelation benötigten Daten über Anregungsenergien oder Linienabstände können z.B. aus Experimenten zur Kernresonanzfluoreszenz gewonnen werden.

Die Bestimmung der Übergangsstärke einer Anregung durch Extrapolation des experimentellen Formfaktors ist nur möglich, wenn der experimentelle Formfaktor



für mehrere Impulsüberträge ermittelt wird. Aus der Entfaltung der Einzelspektren erhält man für jedes Spektrum einen Satz von Linien. Für jede dieser Linien läßt sich die Anregungsenergie  $E_x$  eines Zustands aus

$$E_{in} - E_{el} = E_x \frac{1 + E_x/2Mc^2}{1 + (E_i/Mc^2)(1 - \cos \Theta)} \quad (3.3)$$

bestimmen [2]. In dieser Gleichung ist der Rückstoß des Targetkerns berücksichtigt. Ob die Linie dabei eine real existierende physikalische Kernanregung oder nur einen Untergrundeffect beschreibt, kann nur durch den systematischen Vergleich aller Spektren entschieden werden. Grundsätzlich sind folgende Fälle zu unterscheiden:

- (i) Die angepaßte Linie ist in allen Einzelspektren im Rahmen der Fehler von  $E_x$  und der dem Spektrum zugrundeliegenden Energieeichung an der gleichen Stelle zu finden — die Stärke der Linie kann dabei durchaus variieren. In diesem Fall kann mit der Multipolanalyse fortgefahren werden.
- (ii) Die angepaßte Linie tritt nicht in allen Spektren auf. Da der Formfaktor bestimmter Übergänge in Abhängigkeit von den kinematischen Bedingungen der Messung stark unterdrückt sein kann und eventuell unterhalb der Nachweisgrenze des Detektorsystems liegt, ist in diesem Fall schwer zu entscheiden, ob es sich um eine Kernanregung oder um Untergrundeffecte handelt. Hier ist zur Verbesserung der Konsistenz die Entfaltung des betreffenden Spektrums unter Erweiterung des Liniensatzes um diese Linie zu wiederholen („blinder“ Fit).
- (iii) Die angepaßte Linie ist nur in einem oder in wenigen Spektren sichtbar, und ein blinder Fit führt zu keinem Ergebnis. In diesem Fall braucht die Linie nicht weiter analysiert zu werden, da es sich eindeutig um einen Untergrundeffect handelt, der aus dem Verlauf des Experiments erklärbar ist.

Entfaltung und Liniensatzbestimmung stellen in der Regel ein iteratives Verfahren dar, da bei der ersten Entfaltung der Spektren meist nur für das Auge sichtbare und aus der Literatur bekannte Anregungen angepaßt werden. Der Vergleich der Liniensätze ist daher Voraussetzung für eine verbesserte Anpassung der Spektren und umgekehrt.

Das Programm FORMFIT gestattet eine einfache und äußerst flexible Bestimmung eines konsistenten Liniensatzes und löst damit das Programm GABI [20] ab, dessen automatisiertes Verfahren sich als unflexibel und z.T. fehlerhaft erwiesen hat, und das zudem nur noch auf einem einzigen Terminal des LINAC-VAX-Clusters aufzurufen ist. Die Hilfsmittel, die dem Experimentator dabei zur Überprüfung der Konsistenz und zur Erzeugung eines Liniensatzes zur Verfügung gestellt werden, sind ausführlich im Kapitel 4 beschrieben.

### 3.4 Multipolanalyse

Die Bestimmung der Multipolarität und der Struktur des Übergangs erfolgt über einen Vergleich von theoretisch berechnetem und experimentell gemessenem Formfaktor. Um die Multipolarität eines Übergangs eindeutig identifizieren zu können, muß der Formfaktor der betreffenden Anregung von denen anderer Multipolaritäten unterschieden werden können. Abbildung 3.4 zeigt exemplarisch vier Formfaktorverläufe als Funktion der Einschußenergie. Deutlich sichtbar ist der unterschiedliche qualitative Verlauf der Formfaktoren in Abhängigkeit der Strahlenergie und des Nachweiswinkels der Elektronen. Unabhängig von der Absolutstärke der Formfaktoren, die aus Normierungsgründen der Kernmatrixelemente und der Übergangsstärke nur bis auf einen Skalenfaktor bestimmt ist, zeigt sich deutlich, daß die Lage der Maxima und Minima sehr variiert. So sind z.B. für den E1-Formfaktor im gezeigten Energiebereich zwei Minima zu beobachten, während die übrigen Übergänge nur ein Minimum aufweisen. Außerdem unterscheiden sich die Formfaktoren in der Stärkedifferenz bezüglich der Streuwinkel. Dies ist sehr deutlich beim Vergleich der gezeigten E1- und M1-Formfaktoren zu beobachten. Die streuwinkelbedingten Stärkeunterschiede gehen auch nach einer Neuskalierung der Formfaktoren nicht verloren, da eine Skalierung im logarithmischen Maßstab nur einer Verschiebung entspricht. Diese Abhängigkeiten des DWBA-Formfaktors von  $E_i$  und  $\theta$  ermöglichen aufgrund der unterschiedlichen Charakteristika einen Vergleich der experimentellen und theoretischen Formfaktoren.

Der theoretische Verlauf des Formfaktors der inelastischen Streuung und der theoretische  $B$ -Wert werden vom Programm PAMELA [22] in einer DWBA-Rechnung aus den Übergangsdichten  $\rho_\lambda$  und  $J_{\lambda,\lambda}$  ermittelt. Zur Vereinfachung der Lösung der Dirac-Gleichung (2.26) wird der Kern als ruhend angenommen. In diesem Fall verschwindet das Dreier-Vektorpotential  $\vec{A}$ ;  $\Phi$  ist das Potential der statischen Kernladungsverteilung. Das Potential wird aus der Ladungsverteilung des Grundzustands  $\rho(r)$  berechnet, für die eine Fermiverteilung angesetzt wird. Die Übergangsdichten ergeben sich aus den Transformationsgleichungen für die Übergangsmatrixelemente (2.9) – (2.11) und sind für PAMELA entweder in analytischer Darstellung oder als Übergangsamplituden im sphärischen Schalenmodell (harmonischer Oszillator Wellenfunktionen) bereitzustellen. Modellabhängigkeit besteht nur im Ansatz für die Matrixelemente, die von den Programmen OXBASH [23], TRM [24, 25], NPBOS [26] etc. berechnet werden. Der von PAMELA angegebene Formfaktor ist nur bis auf den in Gl. (2.29) Skalierungsfaktor  $a$  bestimmt, da für eine Absolutbestimmung normierte Matrixelemente als Eingabedaten vorliegen müssen, die aber nur selten bekannt sind. Die theoretischen Formfaktoren werden daher vom Programm FORMFIT nach der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt. Die normierte Abweichung  $\chi^2$  der Punkte vom Fit dient als Maß für die Güte der Anpassung und damit als Maß für die Qualität des zugrunde-

**Abb. 3.3:** DWBA-Formfaktoren elektrischer und magnetischer Anregungen in  $^{72}\text{Ge}$ . Die durchgezogene Linie repräsentiert einen Streuwinkel von  $\theta = 117^\circ$ , die punktierte Linie  $\theta = 155^\circ$ . Die M1-Anregung wurde mit dem Two-Rotor-Modell [24, 25], die elektrischen Anregungen mit dem Tassie-Modell [21] beschrieben.

liegenden Modells. Liegen mehrere Übergänge so dicht beieinander, daß sie nicht mehr einzeln aufgelöst werden können, besteht auch die Möglichkeit der Anpassung einer Kombination mehrerer Formfaktoren. Die Übergangsstärke ergibt sich dabei aus der Summe der Einzelbeiträge.

### 3.5 Fehlerbetrachtung

In diesem Abschnitt soll auf mögliche Fehlerquellen hingewiesen werden, die die Genauigkeit der Bestimmung des experimentellen Formfaktors und der Anregungsenergie  $E_x$  limitieren.

Aus Gl. (3.1) ist ersichtlich, daß der Hauptbeitrag zum Gesamtfehler des Formfaktors im wesentlichen durch die Fehler in den Flächenberechnungen gegeben ist. Diese Fehler sind z.T. statistischen und z.T. methodischen Ursprungs. Die statistischen Fehler rühren aus dem in [18] beschriebenen Integrationsverfahren her. Die methodischen Fehler haben verschiedene Ursachen. Zum einen sind die Unsicherheiten der Fitparameter und damit auch die berechneten Linienflächen vom statistischen Fehler der Zählrate abhängig. Außerdem gewährleistet nur eine ausreichend gute Zählstatistik (d.h. ein gutes Peak-zu-Untergrund-Verhältnis) überhaupt eine vernünftige Beschreibung der Kurvenform. Zum anderen ergeben sich Fehler bei der Untergrundbeschreibung, da die Linienstruktur (Anzahl und Lage der beitragenden Linien) unaufgelöster Strukturen im Spektrum nur abgeschätzt werden kann und vom Verlauf des Spektrums sowie zusätzlicher Daten aus anderen Quellen abhängt. Dazu kommen die Unsicherheiten in den Strahlungskorrekturen (vgl. Kap. 3.2) und in der Isotopenhäufigkeit des Targetmaterials. Der Fehler des elastischen Formfaktors wird vom Phasenanalyseprogramm PHASHI ermittelt und liegt nach [19] in der Größenordnung von einigen Prozent.

Apparative Fehler entstehen durch die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren, Unsicherheiten in der Stromnormierung und detektorabhängige Korrekturen für das QCLAM-Spektrometer wie z.B. die Rückrechnung der Durchstoßpunkte in den Drahtkammerebenen auf die gekrümmte Fokalebene des Spektrometers [27].

## 4 Programmbeschreibung

Das Programm FORMFIT ist ein Element des Softwarepakets zur Auswertung von  $(e, e')$ - bzw.  $(e, e'x)$ -Messungen in Darmstadt. Es dient zur Bestimmung eines konsistenten Liniensatzes und zur Anpassung theoretisch berechneter Formfaktorverläufe an experimentelle Meßpunkte. Im folgenden Kapitel werden die sich aus dieser Aufgabenstellung ergebenden Anforderungen an das Programm und deren praktische Erfüllung beschrieben. Eine Anleitung zu Aufruf und Bedienung der dazu eingesetzten Programmteile ist im Anhang A gegeben.

### 4.1 Allgemeine Anforderungen

Wie bereits in Kap. 1 erwähnt, sind wesentliche Leistungsmerkmale der neuen Auswertungsprogramme große Bedienerfreundlichkeit bei gleichzeitig maximaler Ausnutzung der vorhandenen Rechner und Terminals. Für die Programme FIT und FORMFIT wurde eine Benutzeroberfläche geschaffen, die sich durch leichte Erlernbarkeit, großen Bedienungskomfort, sowie Übersichtlichkeit und Robustheit auszeichnet, und die sich außerdem in der Praxis bereits ausgezeichnet bewährt hat. Die Oberfläche basiert auf den SMG Run Time Library Bibliotheksroutinen [28], die die Bildschirmverwaltung auf ANSI Terminals ermöglichen.

Zusätzlich wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit die graphische Unterstützung der Programme FIT und FORMFIT auf X-Window-Maschinen geschaffen. Die zugrundeliegende Graphikbibliothek ist am CERN entwickelt worden und weit verbreitet [29]. Diese Tatsachen gewährleisten Zukunftssicherheit und gute Portierbarkeit der Programme.

### 4.2 Bestimmung des konsistenten Liniensatzes

Bislang wurde der Begriff des Liniensatzes als Sammelbegriff für alle durch die Entfaltung der Einzelspektren bestimmten Strukturen verwendet. Dies wird im folgenden dahingehend eingeschränkt, daß sich dieser Begriff nur noch auf alle Linien *einer* bestimmten Anregung bezieht. Der Konsistenztest und die nachfolgende Formfaktoranpassung kann für jeden dieser Liniensätze beliebig oft durchgeführt werden.

Zur Verbesserung der Konsistenz können die Linien eines Einzelspektrums mit FORMFIT um einen Offset  $\Delta E$  linear gegen die Linien der anderen Spektren verschoben werden. Eine Energieeichung von höherer Ordnung wird nicht gestattet, da dies auf Fehler in der Datenanalyse zu einem früheren Zeitpunkt zurückzuführen ist. Die Linearverschiebung erfolgt im **Check Consistence**-Fenster von

FORMFIT und kann benutzerdefiniert für jedes beliebige Spektrum vorgenommen werden. Alternativ dazu kann eine fehlergewichtete Simultanverschiebung aller Spektren auf die Schwerpunkte von bis zu maximal zehn Referenzlinien erfolgen. Die Verschiebung des  $i$ -ten Einzelspektrums ergibt sich dabei aus

$$\Delta E_i = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{\bar{E}_i - E_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}}. \quad (4.1)$$

Wichtigster Gesichtspunkt für die Gestaltung der Hilfsmittel zur Auswahl eines Liniensatzes war aus den in Abschn. 3.3 genannten Gründen maximale Flexibilität. Der Anwender sollte in die Lage versetzt werden, jede beliebige Linie eines beliebigen Einzelspektrums in den Liniensatz aufzunehmen. Liniensätze werden im **Edit Line Set**-Fenster zusammengestellt. Hier werden verschiedene Verfahren zur Linienwahl angeboten:

- (i) Manuelle Bestimmung: Die Linien werden einzeln vom Anwender aus den Spektren über Auswahlfelder mit der Tastatur oder direkt durch Mausclick in der graphischen Ausgabe zusammengestellt.
- (ii) Intervall-Suche: Gesucht werden alle Linien innerhalb eines benutzerdefinierten Energieintervalls. Die Intervallgröße ist standardmäßig mit dem kleinsten Abstand zweier Linien innerhalb eines Spektrums vorbesetzt.
- (iii) Nearest neighbour-Suche: Zu einer Referenzlinie werden die energetisch nächstgelegenen Linien in den anderen Spektren gefunden.

Eine Kombination aller Methoden ist möglich. Eine große Anzahl von Linien in einem kleinen Energiebereich erschwert die Bestimmung eines Liniensatzes. Um zusätzliche Auswahlkriterien zur Verfügung zu stellen, werden ständig die Abweichungen der Linienlagen zum Mittelwert

$$\Delta E = \left| E_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E_i \right| \quad (4.2)$$

und die relative Stärke aller Formfaktoren im Vergleich zum größten (= 100%) angegeben. Linien dürfen mehrfach verschiedenen Liniensätzen zugeteilt werden und einzelne Spektren können im Liniensatz auch unberücksichtigt bleiben. Dies erleichtert das versuchsweise Anpassen von theoretischen Formfaktorverläufen erheblich.

FORMFIT unterstützt z.Z. bis zu 20 Liniensätze aus maximal zehn Experimenten, die gleichzeitig ausgewertet werden können. Einen Überblick über alle vom Anwender definierten Liniensätze wird im Menüpunkt **Show Line Sets** im **Show**

**Parameter**-Menü gegeben. Hier werden alle relevanten Daten wie Mittelwert der Anregungsenergie, Anregungsenergien, Formfaktoren,  $q_{eff}$  der einzelnen Linien etc. tabellarisch zusammengefaßt.

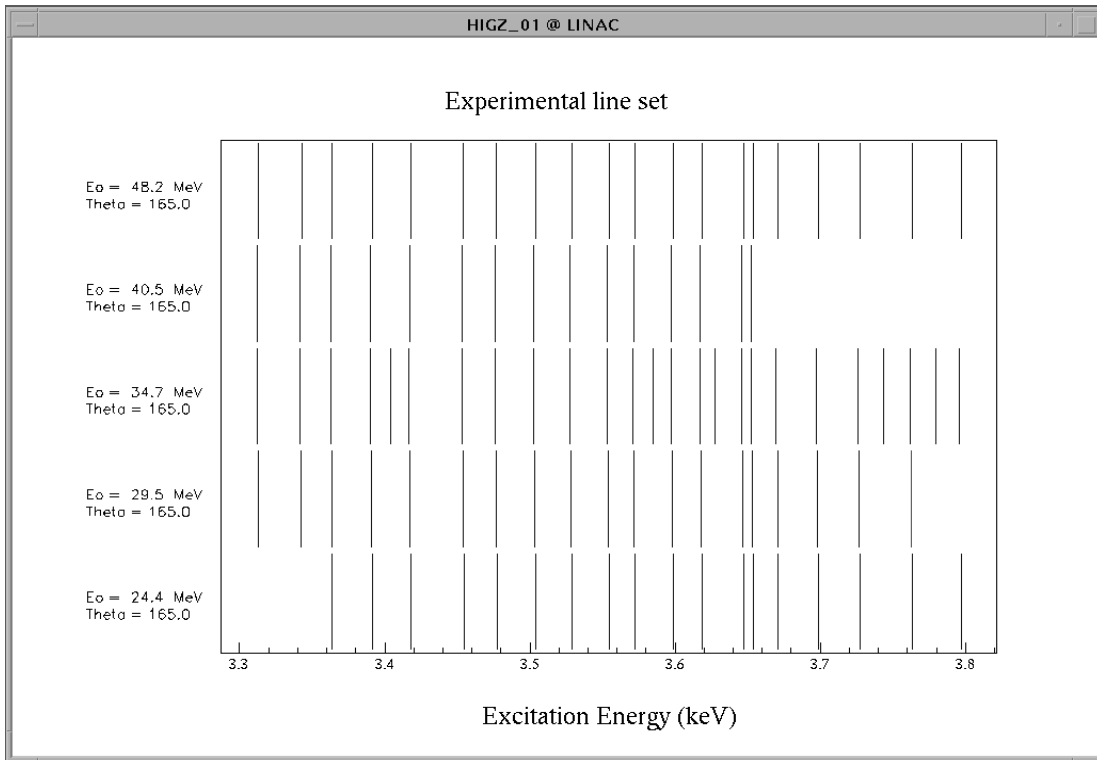
Der Anwender wird bei der Auswahl von der graphischen Ausgabe unterstützt. Aus den Datensicherheitsfiles des Programms FIT (\*.info-Files) werden alle angepaßten Linien eines Experiments automatisch eingelesen und in einem Graphikfenster auf einer Energieskala (Abszisse) markiert. Auf der Ordinate werden alle einzelnen Experimente geordnet nach kinematischen Bedingungen übereinander dargestellt, so daß im Idealfall konsistente Linien direkt übereinander liegen. Die Stärke des Formfaktors wird dabei wahlweise durch die Höhe oder die Farbe der Markierungen bestimmt. Abbildung 4.2 zeigt dieses Graphikfenster mit den Liniensätzen aus einem  $(e, e')$ -Experiment an  $^{172}\text{Yb}$  [31] am DALINAC in einem Anregungsenergiebereich von  $E_x = 3.3 - 3.8$  MeV. Es handelt sich dabei überwiegend um M1-Anregungen, die unter  $165^\circ$  gemessen wurden. Deutlich sichtbar ist, daß die Liniensätze im unteren und oberen Bereich der gezeigten Spektren nicht konsistent sind, da in einzelnen Spektren Linien fehlen. Die Doppelstruktur bei 3.65 MeV verdeutlicht, daß bei hohen Zustandsdichten konsistente Liniensätze nur mit Hilfsmitteln gefunden werden können, wie FORMFIT sie zur Verfügung stellt.

### 4.3 Multipolanalyse

Die Bestimmung von Multipolarität, Parität und Übergangsstärke für eine Kernanregung sind eigentliches Ziel des Experiments. Das Programm FORMFIT ermittelt diese Größen durch Anpassung des theoretischen Formfaktorverlaufs an die experimentell bestimmten Formfaktorpunkte.

Der theoretische Formfaktorverlauf muß für alle in Betracht kommenden  $J^\pi$  eines Übergangs vorab mit dem Programm PAMELA berechnet werden. Die kinematischen Bedingungen des Experiments gehen dabei als Eingabedaten ein. Während für die Formfaktoranpassung der Streuwinkel  $\theta$  mit dem des Experiments übereinstimmen muß, kann die Energie des Elektronenstrahls davon abweichen. Der für die Anpassung benötigte Formfaktorpunkt wird dabei von FORMFIT durch eine Spline-Interpolation der mit PAMELA berechneten Stützstellen ermittelt. Eine zusätzliche Spline Interpolation über den Streuwinkel ist als Erweiterung vorgesehen, aber aufgrund der starken Winkelabhängigkeit des Formfaktors nicht unbedingt sinnvoll. Der Algorithmus für die Spline Interpolation ist in [30] beschrieben.

Die Anpassung des theoretischen an den experimentellen Formfaktorverlauf geschieht nach der Methode der kleinsten Quadrate. Es werden alle Modelle einzeln und auch alle Kombinationen mehrerer Modelle angefitet. Die maximale



**Abb. 4.1:** FORMFIT Graphikfenster für die Darstellung der Liniensätze. Gezeigt sind die Liniensätze, die bei der Auswertung eines  $^{172}\text{Yb}$  (e,e')-Experiments in fünf Einzelspektren im Anregungsenergiebereich von  $E_x = 3.3 - 3.8$  MeV angepaßt wurden. Die Linienstärke ist in Wirklichkeit farbig dargestellt.

Kombinationstiefe beträgt z.Z. aus Speicherplatzgründen zwei, eine Erweiterung auf größere Werte ist jedoch für den Bedarfsfall vorbereitet. Bei der Anpassung werden nur Skalierungsfaktoren berücksichtigt, da eine additive Konstante zum Formfaktor keinen physikalischen Sinn ergibt. Die Größe

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{F_i^{ex} - F^{th}(x_i, a_1 \dots a_M)}{\Delta F_i^{ex}} \right)^2 \quad (4.3)$$

ist ein Maß für die Güte der Anpassung. Dabei sind

- $x_i$  die Strahlenergie  $E_i$  im  $i$ -ten Spektrum,
- $F_i^{ex}$  der experimentell bestimmte Formfaktor,
- $\Delta F_i$  der Fehler von  $F_i^{ex}$ ,
- $F^{th} = a_1 F_1^{th}(x_i) + \dots + a_M F_M^{th}(x_i)$ .

Die Anpassung liefert die Skalierungsfaktoren  $a_j$ . Die Fehler  $\Delta a_j$  ergeben sich bei der Anpassung als Wurzel der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix und werden



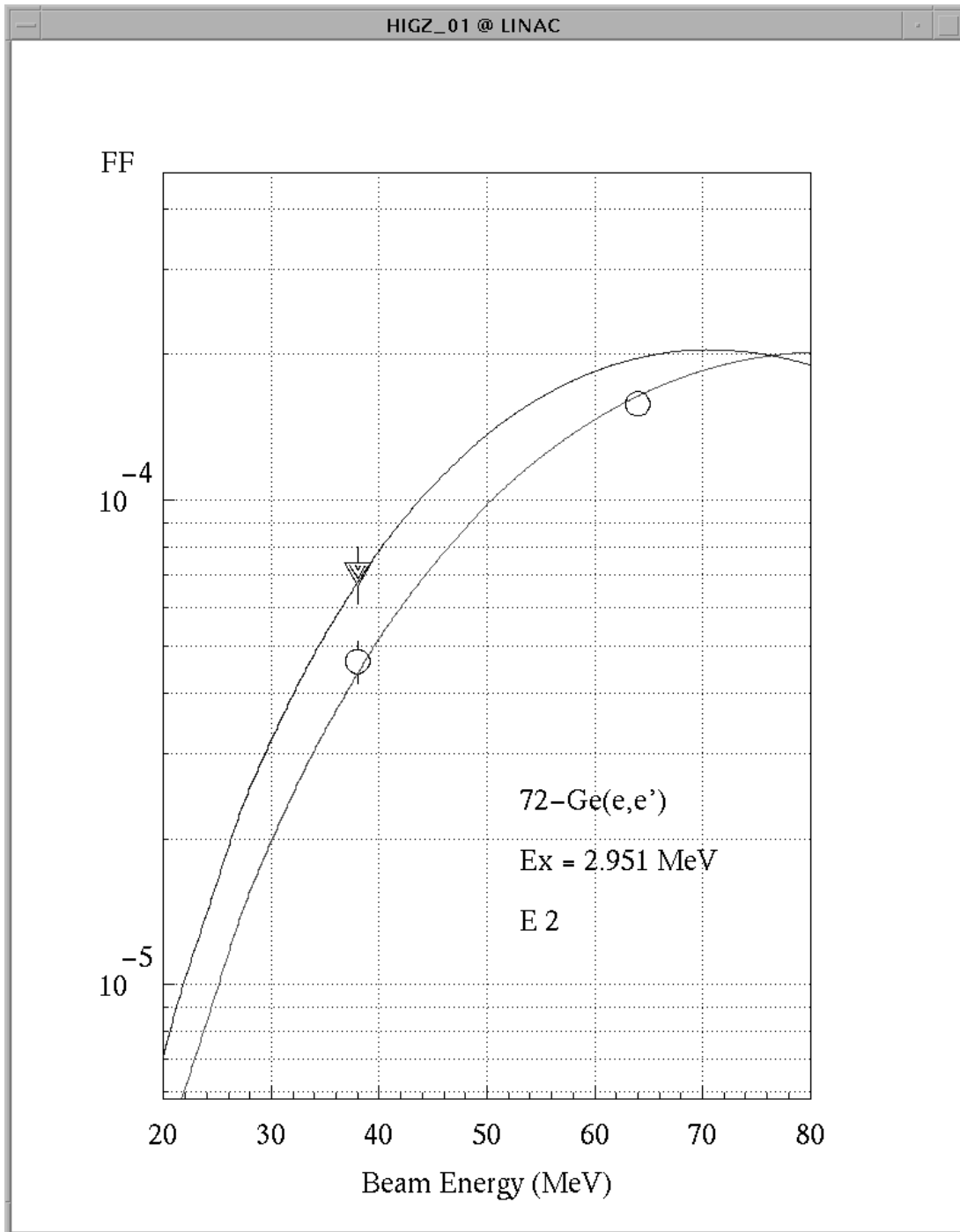
durch die Rosenfeld–Korrektur über die Anzahl der Freiheitsgrade  $N - M$  der Anpassung gewichtet [32]

$$\Delta a_M = \Delta a_M^{Fit} \sqrt{\frac{\chi^2}{N - M}}. \quad (4.4)$$

Mit der Kenntnis von  $a_M$  ergibt sich der Beitrag der Übergangsstärke des  $M$ -ten Übergangsmodells zur Gesamtstärke aus Gleichung (2.29) zu

$$B_M^{ex}(X, \lambda) = a_M B_M^{th}(X, \lambda). \quad (4.5)$$

FORMFIT bestimmt die Werte von  $a_M$ ,  $B_M^{ex}$  und  $\chi^2$  für jede Einzeltheorie und Theoriekombination aller Liniensätze. Stehen für bestimmte kinematische Bedingungen keine Theoriedaten zur Verfügung, wird die entsprechende Linie nicht im Fit berücksichtigt. Die Anzahl der Freiheitsgrade reduziert sich dann um eins. Die Fitergebnisse werden sowohl tabellarisch als auch graphisch dargestellt. Ein Beispiel für die graphische Ausgabe des angepaßten Formfaktorverlaufs gibt Abb. 4.3. Es sind die an experimentelle Datenpunkte angepaßten Formfaktorverläufe einer  $2^+$ -Anregung in  $^{72}\text{Ge}$  über der Strahlenergie für Streuwinkel von  $117^\circ$  und  $155^\circ$  aufgetragen. Das Beispiel wird in Kap. 5 erläutert (vgl. Abb. 5.4).



**Abb. 4.2:** FORMFIT Graphikfenster für die Darstellung des angepassten Formfaktorverlaufs. Symbole stellen die experimentell ermittelten Formfaktorpunkte dar, durchgezogene Linien zeigen den an diese Punkte angepassten theoretischen Formfaktorverlauf. Die graphische Ausgabe ist in Wirklichkeit farbig.

# 5 Anwendungsbeispiel: Das $^{72}\text{Ge}$ Experiment am S-DALINAC

## 5.1 Durchführung der Experimente

Alle Experimente wurden am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC durchgeführt. Der Elektronenstrahl des S-DALINAC hat eine normierte Strahlemittanz von  $2.2 \pi\text{mm mrad}$  und eine relative Energieunschärfe von  $\pm 10^{-4}$ . Für kernphysikalische Anwendungen sind Strahlströme von bis zu  $20 \mu\text{A}$  vorgesehen.

Als Nachweissystem der gestreuten Elektronen dient das QCLAM-Spektrometer. Das Detektorsystem besteht aus drei Vieldraht-Driftkammern, einem Čerenkov- und einem Szintillationszähler. Die relative Energieauflösung des Detektorsystems beträgt  $10^{-4}$ , die Impulsakzeptanz  $\Delta p/p = 20\%$  und der Raumwinkel  $35 \text{msr}$ . Die große Impulsakzeptanz ermöglicht eine Aufnahme des Spektrums in einem großen Anregungsenergiebereich ohne Variation des Magnetfelds. Die von den Detektoren gelieferten Rohdaten werden vom Datenaufnahmesystem GOOSY [34] zu Spektren verarbeitet. Detaillierte Angaben zu Detektorsystem und Beschleuniger sind in [27] und [33] zu finden.

Die Herstellung des  $^{72}\text{Ge}$ -Targets ist ausführlich in [5] beschrieben. In einem aufwendigen Verfahren wurde das Germanium auf eine Mylar-Trägerfolie ( $\text{C}_5\text{H}_4\text{O}_2$ ) beidseitig bis zu einer Flächenbelegungsdichte von  $1.04 \text{mg/cm}^2$  aufgedampft. Das verwendete Germanium hat eine Isotopenreinheit von  $96\%$ .

Es wurden drei Messungen bei zwei verschiedenen Einschußenergien und unter zwei verschiedenen Nachweiswinkeln durchgeführt. Die Parameter der Messung sind in Tab. 5.1 zusammengestellt. Die kinematischen Bedingungen wurden auch unter dem Gesichtspunkt der Sensitivität auf  $1^+$ -Anregungen gewählt. Das Experiment am S-DALINAC sollte hierbei die Kernresonanzfluoreszenzmessung eines  $M1$ -Übergangs in  $^{72}\text{Ge}$  bei einer Anregungsenergie von  $3.667 \text{MeV}$  überprüfen. Diese Anregung wurde von [35] mit einer Übergangsstärke von  $0.34 \mu_N^2$  bei einer Endpunktsenergie von  $4 \text{MeV}$  bzw.  $1.50 \mu_N^2$  bei einer Endpunktsenergie von  $10 \text{MeV}$  vermessen. Die außerordentlich große Übergangswahrscheinlichkeit von  $1.50 \mu_N^2$  ergibt sich dabei nach [35] aus der Bevölkerung aus energetisch höher liegenden, selten angeregten Zuständen.

Die Untersuchung der Dipolstärkeverteilung in Kernen der f-p-Schale ist eine Fortsetzung der Untersuchung einer neuartigen orbitalen magnetischen Dipolmode, die in Darmstadt an deformierten Kernen der seltenen Erden entdeckt wurde [36] und von Zamick auch für f-p-Schalenkerne vorhergesagt wurde [37].

$E_0$ (MeV)	$\theta$ (Grad)	$\Delta E_{1/2}$ (keV)	$E_x$ (MeV)	$ F _{el}^2$
38	117	33.9	0 – 6	0.63391
64	117	38.8	0 – 6	0.12334
38	155	32.1	0 – 6	0.49506

**Tabelle 5.1:** Das  $^{72}\text{Ge}$  – Experiment.  $E_0$  ist die Einschußenergie,  $\theta$  der Nachweiswinkel,  $\Delta E_{1/2}$  die Energieauflösung,  $E_x$  die Anregungsenergie und  $|F|_{el}^2$  der auf den Mott’schen Wirkungsquerschnitt normierte elastische Wirkungsquerschnitt.

## 5.2 Spektren

Abbildung 5.1 zeigt das untergrundbelassene Spektrum für  $E_0 = 64$  MeV und  $\theta = 117^\circ$  im Anregungsenergiebereich bis 5.5 MeV. Deutlich erkennbar sind die rückstoßverschobenen und -verbreiterten elastischen Linien von  $^{16}\text{O}$  bei 0.31 MeV und  $^{12}\text{C}$  bei 0.44 MeV, da diese Isotope in der Mylar-Trägerfolie enthalten sind. Die am  $^1\text{H}$  elastisch gestreuten Elektronen liegen mit einer Rückstoßverschiebung von 5.7 MeV außerhalb des gezeigten Energiebereiches. Bei der Untergrundsubtraktion mußten diese elastischen Linien gesondert berücksichtigt werden. Weiter sind drei sehr prominente, wohlbekannte Anregungen bei 834.14 keV mit  $J^\pi = 2^+$ , 2514.92 keV mit  $J^\pi = 3^-$  und 2950.4 keV mit  $J^\pi = 2^+$  [6, 7] zu erkennen.

Die untergrundsubtrahierten Spektren sind in Abb. 5.2 im Anregungsenergiebereich von 2.3 MeV bis 4 MeV dargestellt. Auch hier sind die Anregungen bei 2514.92 keV und 2950.4 keV deutlich sichtbar. Im gezeigten Bereich ist jetzt nur im Spektrum mit  $E_0 = 38$  MeV und  $\theta = 155^\circ$  die elastische Linie des  $^1\text{H}$  zu erkennen. Im Vergleich zu den Linien der Kernanregungen ist sie stark verbreitert. Die anderen elastischen Linien liegen alle unterhalb von 0.5 MeV und damit außerhalb des gezeigten Bereichs.

Untergrund- und Formfaktorbestimmung erfolgten mit dem in Kap. 3.2 beschriebenen Verfahren. In den Spektren wurden im Anregungsenergiebereich von  $E_x = 2.3 - 4$  MeV alle erkennbaren Strukturen mit der in Gl. (3.2) beschriebenen Linienform angepaßt. Der Untergrund wurde zusätzlich mit einem Polynom beschrieben. Die Anpassung erfolgte mit dem Programm FIT. Der elastische Wirkungsquerschnitt ist mit dem Programm PHASHI aus einer Zwei-Parameter-Fermiverteilung mit  $c = 4.452$  fm und  $t = 2.521$  fm berechnet worden. Die Anregungsenergien der Zustände wurden aus Gl. (3.3) und einer quadratischen Energiegleichung mit vier Linien ermittelt. In diese Energiegleichung gingen die ela-

**Abb. 5.1:** Untergrundbelassenes Elektronenstreuungsspektrum von  $^{72}\text{Ge}$  im Anregungsenergiebereich von  $E_x = 0 - 5.5$  MeV. Oberhalb von 200 keV ist das Spektrum um den Faktor 10, oberhalb von 2 MeV um den Faktor 50 vergrößert dargestellt. Bekannte Übergänge sind markiert.

stische Linie sowie die erwähnten Anregungen bei 834.14 keV, 2514.92 keV und 2950 keV ein, da diese Zustände in allen Spektren deutlich erkennbar sind.

### 5.3 Multipolanalyse für drei bekannte Übergänge

Um die Einsatzfähigkeit des Programms FORMFIT nachzuweisen, erfolgte eine Formfaktoranpassung für die drei erwähnten bekannten Kernanregungen. Die Formfaktoren der ersten beiden  $2^+$ -Anregungen bei 834 keV und 2950 keV sind von [6] für sehr große Impulsüberträge bis  $q = 3 \text{ fm}^{-1}$  zur Bestimmung der Grundzustandsladungsdichte und der Übergangsladungsdichten vermessen worden. Diese Dichten wurden als Grundlage für die theoretische Formfaktorberechnung für  $2^+$ -Anregungen mit dem DWBA-Programm PAMELA verwendet. Zusätzlich wurden für alle drei Anregungen die theoretischen Formfaktoren eines M1 Übergangs innerhalb des Two-Rotor-Modells sowie für E1, E2 und E3 Übergänge mit dem Tassie-Modell bestimmt. Diese theoretischen Formfaktorverläufe sind mit FORMFIT an die gemessenen Formfaktoren angepaßt worden.

**Abb. 5.2:** Untergrundsubtrahierte Elektronenstreuenspektren von  $^{72}\text{Ge}$  im Anregungsenergiebereich von  $E_x = 2.3 - 4$  MeV. Der Untergrund wurde als Polynom angepaßt. Die Linie bei 2.65 MeV zeigt die elastisch an  $^1\text{H}$  gestreuten Elektronen.

Das Ergebnis der Anpassung für diese Anregungen ist in Tab. 5.2 zusammengefasst. Wie diese zeigt, ist für alle drei Übergänge der  $\chi^2$ -Wert der besten Anpassung um mindestens eine Größenordnung kleiner als für die übrigen Modelle. Die Multipolarität des von FORMFIT als bestes Modell beschriebenen Übergangs

$E_x$ (keV)	$J^\pi$	$\chi^2$	$B_{ex}$ (fm <sup>2J</sup> )	$ F _{ex}^2/ F _{th}^2$
834.12	2 <sup>+</sup>	10.2	2714	5.68618
	3 <sup>-</sup>	1637.0	378900	0.00005
	1 <sup>-</sup>	2864.3	17	0.00322
	1 <sup>+</sup>	5895.6	2.3	0.00006
2514.92	3 <sup>-</sup>	35.6	71790	8.67E-6
	2 <sup>+</sup>	797.3	276	0.00003
	1 <sup>-</sup>	1586.3	1.1	0.00010
	1 <sup>+</sup>	1707.2	0.05	6.56E-6
2950.43	2 <sup>+</sup>	0.6	68.4	15.87
	3 <sup>-</sup>	40.7	17140	2.07E-6
	1 <sup>-</sup>	113.2	0.6	0.00006
	1 <sup>+</sup>	206.5	0.02	2.34E-6

**Tabelle 5.2:** Ergebnisse der Formfaktoranpassung für Übergänge verschiedener Multipolaritäten für drei bekannte Anregungen von <sup>72</sup>Ge, geordnet nach der Güte der Anpassung  $\chi^2$ . Tabelliert sind die mittlere Anregungsenergie  $E_x$ , Multipolarität und Parität des Übergangs, die Güte der Anpassung  $\chi^2$ , die skalierte Übergangsstärke  $B(X\lambda)$  und der Skalenfaktor, der sich aus dem Quotient der experimentellen und theoretischen Formfaktoren ergibt.

stimmt in jedem Fall mit den Literaturwerten überein. Die Anregungen bei 834 keV und 2950 keV werden am besten von einem 2<sup>+</sup> Übergang beschrieben. Dies gilt nicht nur für die Berechnung des Formfaktorverlaufs mit den in [6] angegebenen Übergangsdichten, sondern auch für 2<sup>+</sup> Anregungen im Tassie-Modell.

Für die 3<sup>-</sup> Anregung bei 2514 keV wurde eine Übergangsstärke von  $71790 \pm 7000$  fm<sup>6</sup> ermittelt. Ein Vergleich mit dem in [7] angegebenen Wert von  $61000$  fm<sup>6</sup> zeigt im Rahmen des Fehlers eine gute Übereinstimmung mit dem Ergebnis dieser Arbeit. Die Übergangsstärke der ersten 2<sup>+</sup> Anregung bei 834 keV wird in [7] mit  $2380 \pm 180$  fm<sup>4</sup> angegeben. Auch diese Stärke wird im Darmstädter Experiment mit  $2714 \pm 51$  fm<sup>4</sup> zufriedenstellend reproduziert. Die in Darmstadt gemessenen Formfaktorpunkte ergänzen die Daten von [6] für niedrige Impulsüberträge. Sie

müssen für den direkten Vergleich jedoch mit einem Faktor  $Z^2 = 1024$  (aus der Ordnungszahl  $Z = 32$  von Germanium) multipliziert werden (vgl. Kap. 2). Die Formfaktoren dieser drei Anregungen sind in den Abb. 5.3 – 5.5 über der Einschubenergie aufgetragen. Die gute Übereinstimmung der Ergebnisse der Auswertung für diese Übergänge zeigt die Funktionsfähigkeit des Programmes FORMFIT.

## 5.4 Untersuchung weiterer Anregungen

Bei der Entfaltung der Spektren wurden neben den in Kap. 5.3 beschriebenen Anregungen auch noch andere Strukturen ermittelt. Der Vergleich der Einzelspektren ergab, daß nicht jede der angepaßten Linien konsistent unter allen kinematischen Bedingungen erscheint. Daher sind zusätzlich nur diejenigen Anregungen untersucht worden, die in allen Einzelspektren gleichermaßen auftreten. Die Auswertung erfolgte mit in Kap. 5.3 beschriebenen Verfahren. Das Ergebnis ist jeweils für das beste Modell in Tabelle 5.3 aufgeführt. Die Abbildungen 5.6 – 5.9 zeigen den Verlauf des angepaßten Formfaktors und die experimentell gemessenen Datenpunkte. Die Multipolarität des Übergangs bei 3336 keV war vor

$E_x$ (keV)	$J^\pi$	$B_{ex}$ (fm <sup>2J</sup> )
3083	1 <sup>-</sup>	0.19
3335	2 <sup>+</sup>	12.26
3416	2 <sup>+</sup>	15.35
3880	2 <sup>+</sup>	21.54

**Tabelle 5.3:** Ergebnisse der Formfaktoranpassung für weitere Anregungen von <sup>72</sup>Ge. Mittlere Anregungsenergie  $E_x$ , beste angepaßte Multipolarität und Parität  $J^\pi$ , Übergangstärke  $B(X\lambda)$  des Übergangs.

der Darmstädter Messung nicht eindeutig festgelegt [7]. Er konnte jetzt als 2<sup>+</sup> Anregung identifiziert werden. Die Übergänge bei 3416 keV und 3880 keV waren bereits vorher als 2<sup>+</sup> Anregungen bekannt. Diese Daten konnten ebenfalls reproduziert werden. Der von [35] mit einer Übergangsstärke von  $0.343 \mu_N^2$  angegebene 1<sup>+</sup> Übergang bei 3.666 MeV konnte nur im Spektrum für  $E_0 = 38$  MeV und  $\theta = 155^\circ$  aufgelöst werden. Eine Anpassung verschiedener Formfaktorverläufe ist aus diesem Grund nicht möglich. Daher kann nur eine grobe Abschätzung für die Übergangsstärke gegeben werden. Der von FORMFIT angegebene Wert beträgt  $0.2 \pm 0.1 \mu_N^2$  und liegt damit im Rahmen des großen Fehlers an dem in [35] angegebenen Wert. Dieser große Fehler deutet allerdings darauf hin, daß sich



tendenziell eine geringere Übergangsstärke ergibt. Die Übereinstimmung der Anregungsenergie und der ermittelten Übergangsstärke innerhalb der Meßfehler mit den von [35] angegebenen Daten zeigt, daß es sich hier um die Anregung des vorhergesagten  $1^+$  Zustands handelt. Für weitere Aussagen sind aber Messungen bei Primärenergien  $E_0 < 38$  MeV mit verbesserter Statistik unbedingt erforderlich.

**Abb. 5.3:**  $^{72}\text{Ge}$ , Formfaktor der Anregung bei  $E_x = 834$  keV. Durchgezogene Linie:  
 $\theta = 117^\circ$ , unterbrochene Linie:  $\theta = 155^\circ$

**Abb. 5.4:**  $^{72}\text{Ge}$ , Formfaktor der Anregung bei  $E_x = 2514$  keV. Durchgezogene Linie:  
 $\theta = 117^\circ$ , unterbrochene Linie:  $\theta = 155^\circ$

**Abb. 5.5:**  $^{72}\text{Ge}$ , Formfaktor der Anregung bei  $E_x = 2950$  keV. Durchgezogene Linie:  $\theta = 117^\circ$ , unterbrochene Linie:  $\theta = 155^\circ$

**Abb. 5.6:**  $^{72}\text{Ge}$ , Formfaktor der Anregung bei  $E_x = 3083$  keV. Durchgezogene Linie:  
 $\theta = 117^\circ$ , unterbrochene Linie:  $\theta = 155^\circ$

**Abb. 5.7:**  $^{72}\text{Ge}$ , Formfaktor der Anregung bei  $E_x = 3335$  keV. Durchgezogene Linie:  
 $\theta = 117^\circ$ , unterbrochene Linie:  $\theta = 155^\circ$

**Abb. 5.8:**  $^{72}\text{Ge}$ , Formfaktor der Anregung bei  $E_x = 3416$  keV. Durchgezogene Linie:  
 $\theta = 117^\circ$ , unterbrochene Linie:  $\theta = 155^\circ$

**Abb. 5.9:**  $^{72}\text{Ge}$ , Formfaktor der Anregung bei  $E_x = 3880$  keV. Durchgezogene Linie:  $\theta = 117^\circ$ , unterbrochene Linie:  $\theta = 155^\circ$



## 6 Ausblick

Das im Rahmen dieser Diplomarbeit geschaffene Programm FORMFIT hat sich im Verlauf der Auswertung des  $^{72}\text{Ge}$ -Experiments am S-DALINAC sehr gut bei der Auswahl eines konsistenten Liniensatzes sowie bei der Bestimmung der Multipolarität und der Übergangsstärke von Kernanregungen bewährt. Es hat die gestellten Aufgaben im praktischen Einsatz vollständig und mit großer Flexibilität erfüllt. So konnten nicht nur mit großer Genauigkeit Daten bekannter Kernanregungen in  $^{72}\text{Ge}$  reproduziert werden, sondern auch z.T. unbekannte oder bisher nicht vollständig bestimmte Zustände identifiziert werden. Dabei sind alle wesentlichen Programmelemente erfolgreich getestet worden.

Die Entwicklung eines Computerprogramms kann allerdings niemals abgeschlossen sein. Obwohl das Programm FORMFIT wesentliche Verbesserungen im Vergleich zu seinen Vorgängerprogrammen aufweist und in der Praxis voll einsetztauglich ist, bleiben weitere sinnvolle Ergänzungen wünschenswert. Daher sind einige Programmkomponenten als Erweiterung vorgesehen, die die Qualität der Auswertung zusätzlich verbessern.

So sind für die Zukunft eine weitere Verbesserung des statistischen Verfahrens, weitreichendere Auswahlmöglichkeiten für die Anpassung von Formfaktorkombinationen und eine Verbesserung der Programmoberfläche durch Mausunterstützung unter X-Window vorgesehen.

# A Bedienung des Programms FORMFIT

## A.1 Eingabevoraussetzungen

Für einen vollständigen und erfolgreichen Lauf des Programms FORMFIT müssen die Daten der experimentellen und theoretischen Wirkungsquerschnitte bzw. Formfaktoren bereitgestellt werden.

Die experimentellen Wirkungsquerschnitte werden sowohl aus den ROEFIT – \*.gab – Dateien als auch aus den FIT – \*.info – Files ausgelesen. In beiden Programmen muß bei der entsprechenden Sitzung die Berechnung der Formfaktoren explizit ausgeführt werden [18]. Die experimentellen Datenfiles können zu beliebigen Einschußenergie- und Streuwinkelkombinationen eines Experiments gehören. Gleiche kinematische Kombinationen dürfen dabei mehrfach auftauchen. In einer Programmsitzung können bis zu zehn \*.info – bzw. \*.gab – Files gleichzeitig geladen werden.

Die theoretischen Wirkungsquerschnitte werden vom Programm PAMELA zur Verfügung gestellt. PAMELA ermittelt für ein Kernmodell bei gegebenen Übergangsladungs- und Stromdichten bzw. Übergangsamplituden im sphärischen Schalenmodell, sowie gegebener Elektronenenergie und Streuwinkel den theoretischen Formfaktorverlauf in DWBA-Näherung. Bis zu zehn Kernmodelle können von FORMFIT gleichzeitig verglichen werden. Ein Kernmodell umfaßt dabei die Daten zu allen beliebigen kinematischen Kombinationen, die mit PAMELA für eine bestimmte Übergangsstruktur berechnet wurden. Jedes Kernmodell kann durch maximal 15 \*.wq – Files (entsprechend verschiedener Streuwinkelkonfigurationen) beschrieben werden und wird in FORMFIT durch einen vom Anwender gewählten Namen charakterisiert.





Neben dem Neustart einer Programmsitzung wird dem Anwender das Wiederaufnehmen einer alten Sitzung gestattet. Dazu ist das entsprechende Datensicherheitsfile von FORMFIT bereitzustellen, das vom Programm automatisch erzeugt wird (vgl. Kapitel A.3.5). Die Existenz der in dieser Datei mit vollem Dateinamen abgespeicherten Experiment- und Theoriefiles wird vom Programm selbstständig überprüft.

## A.2 Benutzerführung



Das Programm FORMFIT wird interaktiv bedient. Der Benutzerführung dienen Masken und Menüs. Diese werden über die Tastatur bedient.

## A.2.1 Masken

Masken setzen sich aus Eingabefeldern zusammen. Der Benutzer kann durch Tastensteuerung zwischen den Eingabefeldern wechseln. Dazu dienen folgende Tasten:

 , 	Verlassen des Eingabefeldes nach unten bzw. oben.
 , 	Verlassen des Eingabefeldes nach links bzw. rechts. In Text- und Zahlenfeldern wird der Cursor über die zu editierende Zeichenkette bewegt.
<b>Enter</b>	Ausführung der Aktion [AKTION]. In Tabellenmasken Verlassen des Eingabefeldes nach unten oder rechts.
<b>Tab</b>	Verlassen des Eingabefeldes nach links. Bei zweispaltigen Masken Wechseln der Spalten.
<b>Ctrl-W</b>	Löschen und Neuaufbau des Bildschirms.

Die Eingabefelder sind im einzelnen:

Textfeld	In diesem Feld können Zeichenketten editiert werden. Dabei wechselt <b>Ctrl-A</b> zwischen Einfüge- und Überschreibemodus. <b>Ctrl-R</b> setzt die Eingabe auf den alten Wert. <b>Ctrl-U</b> löscht die Eingabe bis zum Zeilenanfang.
Zahlenfeld	Eingabe reeller oder ganzer Zahlen. Es gelten die gleichen Tastaturbelegungen wie im Textfeld.
Auswahlfeld	Durch die  und  - Tasten kann unter Vorgegebenem ausgewählt werden. Ist der Cursor auf dem Auswahlfeld, erscheint die aktuelle Wahl unterlegt. Mit der <b>Help</b> - Taste erfolgt die Auswahl über ein Menü.
Aktionsfeld	Die Aktionsfelder sind durch eckige Klammern gekennzeichnet: [AKTION]. Ist der Cursor auf dem Aktionsfeld, erscheint es unterlegt. Durch Drücken von <b>Enter</b> oder <b>Return</b> wird die Aktion ausgeführt.

Für das Verlassen der Eingabemasken stehen zwei spezielle Aktionsfelder zur Verfügung: [EXIT] und [QUIT]. Bei der Wahl von [EXIT] werden Änderungen in der Maske gesichert, bei der Wahl von [QUIT] werden alle Änderungen ignoriert und die vorher vorhandenen Einstellungen wieder eingesetzt.

## A.2.2 Menüs

Ein Menü bietet dem Anwender eine Liste optionaler Aktionen. Die Auswahl erfolgt entweder durch Drücken der dem Menüpunkt vorangestellten Taste, (ohne Beachtung von Groß- oder Kleinbuchstaben) oder durch Anwählen mit Hilfe der Tasten  $\uparrow$  und  $\downarrow$  und nachfolgendes Drücken der `Enter` Taste. Zu jedem Zeitpunkt der Programmsitzung sind alle Menüpunkte sichtbar; Menüpunkte, die zu einem bestimmten Sitzungszeitpunkt zu Fehlern im Programmablauf führen können und erst andere vorbereitende Aktionen erfordern, sind nicht ausführbar. Dies wird durch entsprechende Meldungen auf dem Bildschirm dokumentiert. Sinnvolle Optionen werden dem Anwender als Default präsentiert. In diesem Fall entfällt das Anwählen des Menüpunktes.

## A.3 Beschreibung der Programmteile

### A.3.1 Programmstart

Wird das Programm aus einer X-window-fähigen Hardwareumgebung aufgerufen, kann der Benutzer in einer Maske wählen, ob er ein Graphikfenster öffnen möchte oder nicht. Das Öffnen des Graphikfensters ist Voraussetzung einer graphischen Ausgabe auf dem Bildschirm und Eingaben über die Maus, nicht jedoch Voraussetzung einer Ausgabe auf einem Postscript-fähigem Drucker. Existiert eine X-Window - Umgebung nicht, entfällt diese Maske. Anschließend gelangt der Anwender in das Session Manager - Fenster. Dies ist detailliert unter A.3.5 beschrieben. Abweichend davon entfällt bei Programmstart das Kommando `[SAVE]`. Werden die den Kommandos `[LOAD]` bzw. `[NEW]` entsprechenden (Folge-)aktionen ordnungsgemäß ausgeführt, findet sich der Benutzer jetzt im Program Manager — dem Hauptmenü von FORMFIT, von dem aus alle weiteren Aktionen ausgeführt werden. `[QUIT]` beendet das Programm.

### A.3.2 Der Programm-Manager

Der Program Manager von FORMFIT besteht aus zwei Teilen: dem Menüfenster auf der linken Bildschirmseite und dem Statusfenster auf der rechten Bildschirmseite. Vom Menüfenster aus wird der Aufruf der verschiedenen Programmteile gesteuert. Das Statusfenster stellt eine Übersicht der wichtigsten aktuellen Programminformationen zusammen und wird stets bei Rückkehr in den Program Manager aktualisiert. Folgende Menüpunkte stehen dem Anwender zur Verfügung:

<b>C Consistence Check</b>	gibt dem Anwender die Möglichkeit, einzelne Spektren aus Konsistenzgründen um einen bestimmten Energiewert zu verschieben.
<b>L Line Sets</b>	ermöglicht das Erzeugen, Manipulieren und Löschen von Liniensätzen.
<b>R Run Theory Fit</b>	startet die Anpassung der theoretischen Formfaktorverläufe aller Kernmodelle an alle erzeugten Liniensätze.
<b>S Show Parameter</b>	ermöglicht das Betrachten von Eingabedaten und Fit-ergebnissen. Zur Auswahl der anzuzeigenden Daten wird ein Untermenü erzeugt.
<b>F File Manager</b>	verwaltet die Handhabung aller für eine Programmsitzung relevanten Files, also der experimentellen und theoretischen Datenfiles sowie das Datensicherheitsfile von FORMFIT für das Wiederaufnehmen der Sitzungen zu einem späteren Zeitpunkt. Zur Auswahl des zu bearbeitenden Dateityps wird ein Untermenü erzeugt.
<b>D DCL Shell</b>	unterbricht die Ausführung des Programmes und führt den Anwender auf die Kommandoebene des Betriebssystems. Der gestartete Unterprozeß wird durch <code>\$ !o</code> beendet und die Kontrolle an den Program Manager zurückgegeben.
<b>Q Quit</b>	beendet den Programmablauf nach Bestätigung durch den Anwender.

Eine detaillierte Beschreibung der Menüpunkte mit Untermenüs wird in den folgenden Abschnitten gegeben.

### A.3.3 Editieren von Liniensätzen

Im **Edit Line Sets** Menüpunkt werden die Liniensätze für die spätere Anpassung zusammengestellt. Das Editierfenster ist tabellarisch aufgebaut und am unteren Rand durch eine Menüleiste ergänzt. Liniensätze werden mit **[CREATE]** bzw. **[DELETE]** erzeugt bzw. gelöscht. Erst nach Erzeugen eines Liniensatzes kann der Benutzer den Liniensatz zusammenstellen. Das Editierfenster enthält eine nach kinematischen Parametern geordnete Liste der Experimente (gekennzeichnet durch den Filenamen des entsprechenden `*.info-Files`). Jedes Experiment

besitzt ein Auswahlfeld zur Auswahl einer beliebigen Linie aus dem Linienvorrat des Experiments. Soll im Liniensatz ein Experiment nicht berücksichtigt werden, besteht die Möglichkeit der Angabe **No Line**. Durch zyklisches Durchlaufen dieser Liste mit gleichzeitiger Auswahl der Linien wird der Liniensatz zusammengestellt. Der Anwender hat hierbei sicherzustellen, daß eine Linie, die in mehreren Files zu einer einzigen Kinematik enthalten ist, dabei nur einmal ausgewählt wird. Oberhalb der Liste finden sich der aktuelle Mittelwert der Anregungsenergie und zwei Zahlenfelder für die Eingabe ihrer unteren und oberen Grenzen. Werden diese Grenzen kleiner als die voreingestellten Maximalwerte gesetzt, werden nur Linien mit Anregungsenergien innerhalb dieser Grenzen zugelassen. Zusätzliche Hilfsmittel zur Auswahl des Liniensatzes werden im Tool-Fenster zur Verfügung gestellt, das über das Aktionsfeld **[TOOLS]** der Menüleiste zu erreichen ist. Die wichtigsten Elemente hieraus sind die Möglichkeiten des automatisierten Vorschlags **[SET DEFAULT]**, der mausgesteuerten Auswahl **[EDIT WITH MOUSE]** und des Zurücksetzens des Liniensatzes auf leeren Inhalt **[CLEAR LINE SET]**.

#### **A.3.4 Das Show-Parameter – Menü**

Dieses Menü gestattet dem Anwender, eine Vielzahl von Daten und Ergebnissen zu betrachten und auszudrucken. Daten werden in Anzeigefenstern ausgegeben. Ist der zur Ausgabe der Daten benötigte Platz grösser als die Größe des Anzeigefensters, können die Daten mit den Tasten **↑** bzw. **↓** durch den sichtbaren Bereich des Anzeigefensters durchscrollt werden. Mit der Taste **Space** kann das Feld nach rechts bzw. links im Anzeigefenster verschoben werden. In allen Anzeigefenstern stehen zwei Aktionsfelder zur Verfügung: das Aktionsfeld **[EXIT]** beendet die Anzeige der Daten, das Aktionsfeld **[PRINT]** ermöglicht das Ausdrucken von Daten auf einer frei wählbaren Printerqueue.

Der Menüpunkt **L Show Line Sets** zeigt detaillierte Informationen über die Liniensätze. **F Show Detailed Fit Results** zeigt für einen frei wählbaren Liniensatz die Fitergebnisse aller Modelle (also nicht nur der besten). **T Show Theory** und **E Show Experiments** zeigen alle relevanten Daten der Theorie- und Experimentdatenfiles.

#### **A.3.5 Der Session-Manager**

Der Session Manager verwaltet das Neustarten, Laden und Abspeichern eines Programmlaufs von FORMFIT. Dafür stehen in der Menüleiste am Boden des Fensters drei Aktionsfelder zur Verfügung: **[NEW]** initialisiert einen Neustart der Sitzung. Alle bisher eingegebenen Informationen gehen verloren. **[LOAD]** lädt eine früher abgespeicherte Sitzung. Dafür muß zuvor im Textfenster **Session Data**

**File** der Name des entsprechenden Datensicherheitsfiles eingegeben werden. Die Fileextension **\*.save** ist Default und kann weggelassen werden. Erkennt FORMFIT das Datensicherheitsfile als vorhanden, wird im Textfenster der Dateiname in Großbuchstaben mit vollem Pfadnamen eingesetzt. Beim Laden einer früheren Sitzung wird die Existenz der vormals verwendeten Datenfiles vom Programm überprüft. Im Falle des Dateiverlusts oder der Dateibesädigung eines Datenfiles kann die entsprechende Sitzung nicht mehr wiederaufgenommen werden. **[SAVE]** erstellt für die aktuelle Sitzung ein Datensicherheitsfile mit dem im Textfenster **Session Data File** enthaltenen Namen. Die Extension des Filenamens wird immer auf **\*.save** gesetzt. Ist das Textfenster leer, wird das File **formfit.save** benannt.

## A.4 Hardwarevoraussetzungen

Der Quelltext des Programms und der Module ist in der Programmiersprache VAX-11-FORTRAN geschrieben. Dieser Dialekt ist eine Erweiterung des FORTRAN 77 Standards (ANSI X3.9-1978) der Firma Digital Equipment Corporation und bietet erhebliche Verbesserungen in Bezug auf Wortschatz, Syntax und Datenstrukturen. Auf Portierbarkeit von FORMFIT auf andere Rechnersysteme ohne VAX-11-FORTRAN wurde daher zugunsten der Lesbarkeit, Geschwindigkeit und Speicherverwaltung verzichtet.

Das Programm FORMFIT kann von jedem Terminal, das an dem LINAC-VAX-Cluster des Instituts für Kernphysik der TH Darmstadt angebunden ist, aufgerufen werden. Für graphische Darstellungen muß eine X-Window fähige Umgebung vorhanden sein (z. B. eine VAX Station 3100 M38 [LinW05] oder eine VAX Station 4000 60 [LinW06]). Die graphische Ausgabe auf GKS-fähigen Workstations ist vom Programmcode prinzipiell gewährleistet, erfordert jedoch das Linken der den HIGZ-Graphikroutinen unterliegenden Programmbibliotheken [29].

# Literatur

- [1] A. Richter, *Inelastic Electron Scattering at Low Momentum Transfer and Nuclear Structure* in: Nuclear Structure, edited by K. Abrahams, K. Allart and A. E. L. Diepernik (Plenum, New York and London, 1981) 241–287  
A. Richter, *Physica Scripta* **T5**, (1983) 63  
A. Richter, *Low Energy Electron Scattering and Nuclear Structure: A Few Selected Examples of Elementary Electric and Magnetic Excitations*, Progress in Particle and Nuclear Physics (Pergamon, Oxford, 1985), Vol. 13, 1–62  
A. Richter, *Nucl. Phys.* **A507** (1990)  
A. Richter, *How Nuclei Respond to Dipole Fields: Some Recent Examples of Nuclear and Subnuclear Effects*, in: The Building Blocks of Nuclear Structure, edited by A. Covello (World Scientific, Singapore, 1993) 335–366
- [2] Horst Theissen, *Springer Tracts in Mod. Phys.* **65** (1972)
- [3] P. von Neumann-Cosel, H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, A. Richter, G. Schrieder, A. Staschek, A. Stiller, J. Carter, A. A. Cowley, R. W. Fearick, J. J. Lawrie, S. J. Mills, R. T. Newman, J. V. Pilcher, F. D. Smit, Z. Z. Vilakazi and D. M. Whittal, *Excitation and Decay of Electric Giant Resonances in the  $^{40}\text{Ca}(e, e'x)$  and  $^{40}\text{Ca}(p, p'x)$  Reactions*, *Nucl. Phys. A*, in press.
- [4] C. Lüttge, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [5] Jürgen Gotthardt, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1993), in Vorbereitung
- [6] J.-P. Bazantay, J.-M. Cavedon, J.-C. Clemens, B. Frois, D. Goutte, M. Huet, P. Leconte, Y. Mizuno, X.-P. Phan, S. K. Platchkov, W. Boeglin and I. Sick, *Phys. Rev. Lett.* **54** 643 (1985)
- [7] *Nuclear Data Sheets* **56**, (1989) 34
- [8] Herbert Überall, *Electron Scattering From Complex Nuclei – Part A*, Academic Press, New York – London (1971)
- [9] T. de Forest and J. D. Walecka, *Adv. Phys.* **15**, (1973) 1
- [10] J. M. Eisenberg and W. Greiner, *Excitation Mechanisms of the Nucleus*, North – Holland, Amsterdam – London (1970)
- [11] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure – Vol. I*, W. A. Benjamin, New York – Amsterdam (1962)



- [12] K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson and A. Winther, *Rev. Mod. Phys.* **28**, (1956) 428
- [13] A. R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, Princeton, New Jersey, Princeton University Press (1957)
- [14] P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. Ser. A* **117**, (1928) 610
- [15] Gerald Kilgus, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1987)
- [16] G. Bishop, *Electron Scattering*, in: N. Mac Donald (Editor), *Nuclear Structure and Electromagnetic Interactions*, Scottish Universities' Summer School 1964, Edinburgh – London (1965)
- [17] H. L. Crannell, *Phys. Rev.* **148**, (1966) 1107
- [18] Steffen Strauch, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1993), in Vorbereitung
- [19] Claudius Bähr, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1993), in Vorbereitung
- [20] T. Guhr and G. Kilgus, *Rechenprogramm GABI*, private Mitteilung
- [21] L. J. Tassie, *Austr. J. Phys.* **9**, (1956) 407
- [22] N. I. Kassis and W. Knüpfer, *Rechenprogramm PAMELA*, private Mitteilung
- [23] A. Brown, A. Etchegoyen and W. D. M. Rae, *The Oxford–Buenos–Aires–MSU–Shell–Model–Code (OXBASH)*
- [24] G. de Franceschi, N. Lo Iudice and F. Palumbo, *Lett. Nuovo Cim.* **37** (1983) and *Phys. Rev.* **C29**, (1984) 1496
- [25] N. Lo Iudice, F. Palumbo, A. Richter and H. Wörtche, *Phys. Rev.* **C42**, (1990) 140
- [26] T. Otsuka, *Rechenprogramm NPBOS*, Tokyo (1988)
- [27] K. D. Hummel, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1992)
- [28] Digital Equipment Company, *VAX/VMS Run Time Library Routines Reference Manual Vol. 5E*, Maynard (1985)
- [29] R. Bock, R. Brun, O. Couet, R. Nierhaus, N. Cremel - Somon, C. Vandoni and P. Zanarini, *HIGZ — High Level Interface to Graphics and Zebra*, CERN Computer Centre, Program Library Q120 (1988)
- [30] W. Törnig and P. Spellucci, *Numerische Mathematik für Ingenieure und Physiker Bd. 2*, Springer Verlag, Berlin – Heidelberg (1979)

- [31] H. J. Wörtche, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1989)
- [32] Siegmund Brandt, *Datenanalyse mit statistischen Methoden und Computerprogrammen*, BI Wissenschaftsverlag, Siegen (1992)
- [33] J. Auerhammer, H. Genz, H.-D. Gräf, V. Huck, C. Lüttge, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, K. Rühl, A. Stascheck, F. Thomas, O. Titze, J. Töpfer and H. Weise, Proceedings of the 5th Workshop of RF Superconductivity, 110, DESY-M-92-01, Editor D. Proch (1991)  
 H.-D. Gräf, J. Horn, K.-D. Hummel, C. Lüttge, A. Richter, T. Rietdorf, K. Rühl, P. Schardt, E. Spamer, A. Stiller, F. Thomas, O. Titze, J. Töpfer, H. Weise and T. Winkler, Proc. of the 1992 Linear Acc. Conf., Ottawa, Canada, in press.
- [34] GSI Online Offline System (GOOSY), Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), private Mitteilung
- [35] A. Jung, Dissertation, Universität Gießen (1992)
- [36] T. Guhr, H. Diesener, A. Richter, C. W. de Jager, H. de Vries and P. K. A. de Witt Huberts, *Z. für Phys.* **A336**, (1990) 159
- [37] L. Zamick, *Phys. Rev.* **C31**, (1985) 1955

# Danksagung

Mein besonderer Dank gilt vor allem Herrn Professor Dr. Achim Richter. Er hat mir durch seine Gabe, die faszinierende Welt der Physik zu vermitteln, stetigen Ansporn gegeben. Ich danke ihm für die Aufnahme in sein Institut und für seine Unterstützung bei der Fertigstellung dieser Arbeit.

Herr Dipl.-Phys. Heinrich Johannes Wörtche hat mich bei meiner Arbeit mit unermüdlichem Einsatz und großem Engagement unterstützt.

Herr Dr. Gerhard Schrieder trug sehr dazu bei, daß diese Arbeit rechtzeitig abgeschlossen werden konnte. Dafür danke ich ihm sehr.

Herrn Dr. Ernst Spamer danke ich für seinen sachkundigen und konstruktiven Rat beim Verfassen dieser Arbeit.

Den Herren Claudius Bähr und Dipl.-Phys. Andreas Stiller danke ich für ihre Hilfe und ihren Rat in allen Fragen der Datenverarbeitung. Sie haben scheinbar Unlösbares lösbar gemacht. Herr Dipl.-Phys. Hans Diesener hat mich in die Grundlagen der Auswertung von  $(e,e')$ -Experimenten eingeführt. Herr Jürgen Gotthardt hat nicht nur durch seine Arbeit am Target wesentlich zum Gelingen des Germaniumexperiments beigetragen. Sein Rat war immer sehr wertvoll. Ich danke auch allen anderen Mitgliedern der Spektrometer-Gruppe für ihre Unterstützung.

Ich möchte auch all den bisher ungenannten Personen meinen Dank aussprechen, die durch ihren Einsatz für Beschleuniger und Spektrometer die Experimente ermöglicht haben und dies auch in Zukunft tun werden.

Schließlich möchte ich noch Herrn Steffen Strauch danken, der mich in meinem Studium vom ersten Tag an bis heute begleitet hat und mir dabei ein Freund geworden ist.



Hiermit erkläre ich an Eides statt, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und nur die angegebenen Hilfsmittel eingesetzt habe.

Darmstadt, im September 1993

(Friedrich Neumeyer)