



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO

ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE ELÉTRONS NO ^{12}C

MARIA CRISTINA AGUIAR CAMPOS

Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear - Aplicações.

Orientador:
Prof. Dr. Paulo R. Pascholati

São Paulo
2001

ESPALHAMENTO INELÁSTICO
DE ELÉTRONS NO ^{12}C

Maria Cristina Aguiar Campos



Tese apresentada como parte dos
requisitos para a obtenção do Grau de
“Doutor em Ciências” na Área de
Tecnologia Nuclear - Aplicações

Orientador:
Prof. Dr. Paulo R. Pascholati

São Paulo
2001

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, gostaria de expressar minha gratidão ao Prof. Dr. Paulo Reginaldo Pascholati, não apenas pela eficiente orientação deste trabalho, como também pela amizade, já de longos anos, apoio e solidariedade demonstrados.

Ao Prof. Dr. Dr. multi h.c. Achim Richter, agradeço muito a oportunidade de realizar este trabalho no Laboratório do S-DALINAC (Darmstadt), bem como o apoio e amizade demonstrados. Além disso, agradeço aos vários membros do grupo, que ajudaram na aquisição de dados e operação do acelerador.

Agradeço também, ao Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins, pela amizade e apoio durante parte do trabalho.

Ao Prof. Dr. Philippe Gouffon, pela implementação dos programas de ajuste.

Finalmente, ao CNPq pela Bolsa de Especialização no Exterior, sem a qual teria sido impossível a realização deste trabalho.

ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE ELÉTRONS NO ^{12}C

Maria Cristina Aguiar Campos

RESUMO

A região de excitação $E_x < 12$ MeV do núcleo ^{12}C , foi estudada através de medidas de espalhamento inelástico de elétrons utilizando baixos valores de momento transferido ($q < 0,6$ fm $^{-1}$). O objetivo principal deste estudo foi a investigação do estado $|J^\pi, T = 1^-, 0\rangle$, $E_x = 10,84$ MeV, excitado por uma transição (E1, $\Delta T=0$) proibida pela regra de seleção de isospin para núcleos auto-conjugados. Pela primeira vez foram determinados os valores da probabilidade reduzida de transição, $B(E1)$, vida-média (τ) e largura radiativa ($\Gamma_{\gamma 0}$) para este estado. A ocorrência de uma mistura de isospin foi evidenciada pela presença de uma componente isovetorial ($T=1$), cuja contribuição é indispensável para reproduzir o comportamento do fator de forma na região de baixos momentos transferidos. Informações quantitativas sobre a mistura de isospin foram obtidas, através da determinação do Elemento de Matriz Coulombiano ($\langle H_C \rangle$) de quebra de simetria de isospin. Além disso, foram determinados os fatores de forma dos estados $|J^\pi, T = 2^+, 0\rangle$, $|J^\pi, T = 0^+, 0\rangle$ e $|J^\pi, T = 3^-, 0\rangle$, também situados na região de excitação investigada, complementando a literatura com valores na região de baixos momentos transferidos, para a qual os dados existentes são mais raros.

ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE ELÉTRONS NO ^{12}C

Maria Cristina Aguiar Campos

RESUMO

A região de excitação $E_x < 12$ MeV do núcleo ^{12}C , foi estudada através de medidas de espalhamento inelástico de elétrons utilizando baixos valores de momento transferido ($q < 0,6 \text{ fm}^{-1}$). O objetivo principal deste estudo foi a investigação do estado $|J^\pi, T = 1^-, 0\rangle$, $E_x = 10,84$ MeV, excitado por uma transição ($E1, \Delta T=0$) proibida pela regra de seleção de isospin para núcleos auto-conjugados. Pela primeira vez foram determinados os valores da probabilidade reduzida de transição, $B(E1)$, vida-média (τ) e largura radiativa ($\Gamma_{\gamma 0}$) para este estado. A ocorrência de uma mistura de isospin foi evidenciada pela presença de uma componente isovetorial ($T=1$), cuja contribuição é indispensável para reproduzir o comportamento do fator de forma na região de baixos momentos transferidos. Informações quantitativas sobre a mistura de isospin foram obtidas, através da determinação do Elemento de Matriz Coulombiano ($\langle H_C \rangle$) de quebra de simetria de isospin. Além disso, foram determinados os fatores de forma dos estados $|J^\pi, T = 2^+, 0\rangle$, $|J^\pi, T = 0^+, 0\rangle$ e $|J^\pi, T = 3^-, 0\rangle$, também situados na região de excitação investigada, complementando a literatura com valores na região de baixos momentos transferidos, para a qual os dados existentes são mais raros.

INELASTIC ELECTRON SCATTERING

IN ^{12}C

Maria Cristina Aguiar Campos

ABSTRACT

The electroexcitation of ^{12}C was studied through inelastic electron scattering measurements at low values of momentum transfer ($q < 0.6 \text{ fm}^{-1}$), for excitation energies up to 12 MeV. The main purpose of this experiment was to investigate the $|J^\pi, T=1, 0\rangle$ state, at $E_x = 10.84 \text{ MeV}$, excited by an isospin-forbidden transition ($E1, \Delta T = 0$) from the ground-state. For the first time, the reduced transition probability $B(E1)$, the lifetime (τ) and the ground-state radiative width ($\Gamma_{\gamma,0}$) were determined for the $|J^\pi, T=1, 0\rangle$ state in ^{12}C . Isospin mixing was shown to occur through the presence of an isovector component ($T = 1$), which is necessary to account for the form factor behaviour at low momentum transfers. Besides, quantitative results for the isospin mixing were obtained by determining the isospin breaking Coulomb Matrix Element ($\langle H_C \rangle$). In addition, form factors for the $|2^+, 0\rangle$, $|0^+, 0\rangle$ and $|3^-, 0\rangle$ states were obtained, complementing the data set from literature with low- q values.

SUMÁRIO

	PÁGINA
INTRODUÇÃO	1
1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	
1. Introdução	5
1.1 Espalhamento Inelástico de Elétrons	5
1.1.1 Características Gerais	6
1.1.2 Formalismo	8
1.1.2 (a) Aproximação de Born de Onda Plana (PWBA)	8
1.1.2 (b) Seção de Choque e Fatores de Forma	10
1.2 Limite de Baixo Momento Transferido	15
2. PARTE EXPERIMENTAL	
2. Introdução	21
2.1 Descrição do Laboratório	21
2.1.1 Programa Experimental do Laboratório	22
2.1.2 O Acelerador <i>S-DALINAC</i>	24
2.1.3 O Espectrômetro <i>QCLAM</i>	26
2.2 Procedimento Experimental	32
2.2.1 Condições Experimentais	32
2.2.2 Sistema de Aquisição de Dados	35

3. REDUÇÃO E ANÁLISE DE DADOS EXPERIMENTAIS

3. Introdução	42
3.1 Procedimento de Redução e Análise de Dados Brutos	43
3.1.1 Ajuste dos Espectros	43
(a) Correções Radiativas	43
(b) Procedimento de Ajuste dos Espectros	46
3.2 Obtenção do Fator de Forma Experimental	50
3.3 Determinação do Fator de Forma Longitudinal	51

4. ANÁLISE E RESULTADOS: ESTADO $|1^-,0\rangle$

4. Introdução	54
4.1 Resultados para os Fatores de Forma Experimentais	55
4.1.1 Fator de Forma Experimental	55
(a) Cálculo do Fator de Forma Elástico	55
(b) Resultados para o Fator de Forma Experimental	56
4.1.2 Fator de Forma Longitudinal	57
4.2 Determinação de $B(E1)$, τ e $\Gamma_{\gamma,0}$	60
4.2.1 Considerações Gerais	60
4.2.2 Ajuste do Fator de Forma	62
4.2.3 Resultados Obtidos para $B(E1)$, τ e $\Gamma_{\gamma,0}$	65
4.2.4 Comparação com Resultados de outros Núcleos	66
4.3 Análise e Resultados para a Mistura de Isospin	68
4.3.1 Estudos Quantitativos sobre Misturas de Isospin	68
4.3.2 Determinação do Elemento de Matriz Coulombiano $\langle H_C \rangle$	69

5. ANÁLISE E RESULTADOS: ESTADOS $|2^+,0\rangle$, $|0^+,0\rangle$ E $|3^-,0\rangle$

5. Introdução	73
5.1 Estado $ 2^+,0\rangle$	74
5.1.1 Resultados para o Fator de Forma	74
(a) Fator de Forma Experimental	74
(b) Fator de Forma Longitudinal	75
5.1.2 Determinação de B(E2)	76
5.2 Estado $ 0^+,0\rangle$	79
5.2.1 Resultados para o Fator de Forma	79
5.3 Estado $ 3^-,0\rangle$	80
5.3.1 Resultados para o Fator de Forma	80
(a) Fator de Forma Experimental	80
(b) Fator de Forma Longitudinal	81
CONCLUSÕES	82
REFERÊNCIAS	85

INTRODUÇÃO

Estudou-se neste trabalho a região de excitação $E_x < 12$ MeV do núcleo ^{12}C , através de medidas de espalhamento inelástico de elétrons para baixos valores de momento transferido ($q < 0,6 \text{ fm}^{-1}$). Será visto ao longo desta apresentação que a ênfase do presente estudo está voltada para o estado $|1^-,0\rangle$, $E_x = 10,84$ MeV, cuja investigação não apenas motivou, como também determinou condições experimentais específicas para a realização destas medidas. A motivação e os objetivos desta investigação são expostos nestas considerações introdutórias, com as quais se pretende dar uma visão geral do contexto no qual está inserido o problema. Cabe ressaltar que na região de excitação estudada encontram-se ainda os estados $|2^+,0\rangle$, $|0^+,0\rangle$ e $|3^-,0\rangle$, aqui também analisados.

A eletroexcitação do estado $|1^-,0\rangle$ envolve uma transição isoescalar de dipolo elétrico, $(E1, \Delta T=0)$, a partir do estado fundamental do ^{12}C . Em núcleos auto-conjugados ($N=Z$), as transições $(E1, \Delta T=0)$ são proibidas em primeira ordem pela regra de seleção de isospin. No entanto, será visto no decorrer do trabalho que a regra de seleção de isospin tem validade restrita, sendo violada em algumas situações. De fato, observa-se a ocorrência destas transições que, ao invés de totalmente proibidas, sofrem forte inibição. Ao longo dos últimos 20 anos, as transições $(E1, \Delta T=0)$ vêm despertando constante interesse uma vez que, sob o ponto de vista teórico, constituem excelente teste para cálculos de modelos nucleares, e experimentalmente, representam um grande desafio pois, por serem fortemente inibidas, levam a estados fracamente excitados e, portanto, muito difíceis de serem investigados.

Dentre os núcleos auto-conjugados, o ^{16}O ^(1,2,3) tem sido o mais investigado através de medidas de espalhamento de elétrons. Os trabalhos realizados por *Miska et al.* ⁽¹⁾ no ^{16}O , bem como por *Graef et al.* ⁽⁴⁾ no ^{40}Ca , mostraram que a ocorrência dessas transições envolve a mistura de uma componente isovetorial ($T=1$), que interfere destrutivamente com a componente isoescalar, resultando num mínimo do fator de forma na região de baixos momentos transferidos. Portanto, a sensibilidade do fator de forma a uma contribuição de caráter isovetorial pode ser explorada através de medidas (e, e'), para baixos momentos transferidos, trazendo informações importantes sobre a presença de mistura de isospin.

Contrariando as evidências anteriormente estabelecidas, resultados de medidas de espalhamento de píons ⁽⁵⁾ para o núcleo ^{12}C , publicados em 1993, indicavam caráter puramente isoescalar para o estado $|1^-, 0\rangle$. Este resultado contraditório despertou interesse para uma nova investigação deste estado através de medidas de espalhamento inelástico de elétrons. A utilização do espalhamento de elétrons, cuja potencialidade para a investigação deste tipo de transição já havia sido demonstrada ^(1,2,4), tornava-se mais indicada ainda para o presente caso, pela vantagem adicional oferecida por este processo de medida: a interação elétron-núcleo é eletromagnética, portanto fraca o suficiente para não causar grande perturbação, evitando a interferência de mecanismos de reação pouco conhecidos, como observado no caso do espalhamento de píons e de outros projéteis que interagem fortemente com o núcleo ⁽⁸⁻¹⁰⁾.

A motivação para a realização desse trabalho tornou-se ainda maior após a constatação da grande escassez, ou quase inexistência, de informações sobre o estado $|1^-, 0\rangle$ do ^{12}C na literatura ⁽⁶⁾. Antes da realização deste trabalho, além de spin, paridade e largura, nada mais se conhecia sobre este estado, ao contrário do que ocorre com os núcleos ^{16}O e ^{40}Ca . Isto certamente decorre de uma peculiaridade do ^{12}C : a largura natural do estado $|1^-, 0\rangle$ é muito grande, o que, aliado à baixíssima seção de choque de excitação, torna a realização de medidas ainda mais difícil. Após cuidadosa busca na literatura, encontrou-se apenas um

trabalho de espalhamento de elétrons realizado por *Torizuka et al.*⁽⁷⁾ no Laboratório *Sendai* (Japão). Neste trabalho, realizado há muitos anos, foram medidos os fatores de forma para os estados $|1^-,0\rangle$ dos núcleos ^{12}C e ^{16}O abrangendo um grande intervalo de momentos transferidos. No entanto, justamente a região de baixos momentos, fundamental para o presente tipo de análise, não é explorada por estas medidas. Aliás, o referido trabalho traz apenas os resultados obtidos para o fator de forma, sem extrair qualquer outro tipo de informação.

Será visto no Capítulo 1 que, no espalhamento de elétrons a determinação de propriedades nucleares relevantes; como probabilidade reduzida de transição, vida-média e largura radiativa; é possível através da extrapolação do fator de forma para o ponto de fóton. Portanto, é sempre desejável que as medidas se estendam para baixos valores de momento transferido, tão próximos quanto possível deste ponto. Esta observação é particularmente verdadeira no caso da eletroexcitação da transição $(E1, \Delta T=0)$, uma vez que sua ocorrência na região de baixos momentos transferidos envolve a mistura de isospin que se quer investigar.

Cabe neste ponto uma observação importante: de modo geral, a realização de medidas (e,e') para baixos momentos transferidos é muito difícil, principalmente devido ao elevado fundo proveniente do espalhamento elástico. Isto se reflete na conhecida escassez de dados para baixos momentos observada na literatura em geral. Em casos particulares como este, no qual uma regra de seleção para o ponto de fóton inibe a ocorrência do processo para baixos momentos, o problema é agravado. Será visto no Capítulo 5, que até mesmo para os estados do ^{12}C considerados bem conhecidos; $|2^+,0\rangle$, $|0^+,0\rangle$ e $|3^-,0\rangle$; também analisados aqui, os dados se tornam mais raros na região $q < 0,6 \text{ fm}^{-1}$, sendo portanto importante a contribuição trazida pelo presente trabalho.

Portanto, para viabilizar a análise com o objetivo de determinar, os valores da probabilidade reduzida de transição, vida média e largura radiativa do estado $|1^-,0\rangle$, bem como investigar a mistura de isospin, foram realizadas novas medidas (e,e') no ^{12}C estendendo o conjunto de dados da literatura (*Sendai*⁽⁷⁾) para valores

menores de momentos transferidos. A experiência foi realizada no Laboratório *S-DALINAC* do *Institut für Kernphysik* de Darmstadt (Alemanha), laboratório com longa tradição no campo de espalhamento de elétrons, utilizando o acelerador supercondutor de onda-contínua *S-DALINAC* e o espectrômetro magnético *QCLAM*, a serem descritos no Capítulo 2.

Finalmente, a organização desta apresentação: no Capítulo 1, apresentam-se os fundamentos teóricos básicos do espalhamento inelástico de elétrons e suas implicações no limite de baixos momentos transferidos. No Capítulo 2, descrevem-se em linhas gerais as atividades desenvolvidas no Laboratório, e mais detalhadamente, o acelerador *S-DALINAC* e o espectrômetro *QCLAM*, com o respectivo sistema de aquisição de dados. No Capítulo 3, descreve-se em detalhe o processo de redução de dados, comum a todos os estados investigados, envolvendo desde o ajuste dos espectros até a determinação do fator de forma experimental longitudinal. No Capítulo 4, dedicado inteiramente ao estado $|1^-,0\rangle$, discute-se minuciosamente a análise de dados e apresentam-se os resultados obtidos. Estes resultados são comparados a resultados similares para outros núcleos. Finalmente, no Capítulo 5, apresentam-se os resultados obtidos para os estados $|2^+,0\rangle$, $|0^+,0\rangle$ e $|3^-,0\rangle$, e as Conclusões do trabalho.

CAPÍTULO 1

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

1. INTRODUÇÃO

Os fundamentos teóricos necessários ao desenvolvimento desse trabalho estão relacionados à física do *espalhamento inelástico de elétrons* e, principalmente, a sua formulação no *limite de baixo momento transferido* ao núcleo. Na seção 1.1 deste capítulo, apresentam-se algumas características importantes, bem como o formalismo geral do espalhamento inelástico de elétrons. Na seção 1.2, aplica-se o limite de baixo momento transferido aos elementos de matriz dos operadores e derivam-se as relações dele decorrentes.

1.1 Espalhamento Inelástico de Elétrons

O espalhamento inelástico de elétrons é uma técnica de medidas muito utilizada em investigações da estrutura nuclear. Por ser extremamente versátil, permite estudar o perfil da excitação nuclear (característico em função da região de energia de excitação) em qualquer intervalo de energia. Para restringir esta apresentação, serão focalizados principalmente os aspectos relativos às transições de caráter elétrico envolvidas na excitação de estados ligados, portanto situados na região de baixa energia de excitação do núcleo.

1.1.1 Características Gerais

O espalhamento de elétrons tem se mostrado, ao longo dos anos, uma técnica muito poderosa para o estudo da estrutura nuclear, apresentando características particulares que o colocam em posição de destaque com relação a outros métodos experimentais. Em primeiro lugar, a interação do elétron com as densidades de carga e corrente do núcleo é de natureza eletromagnética. Além de bem conhecida, a interação eletromagnética é suficientemente fraca para permitir que o processo de medida não introduza grandes perturbações na estrutura do núcleo. Isto não ocorre por exemplo, com o espalhamento de hádrons, no qual as partículas incidentes apresentam interação do tipo forte com o núcleo, tornando muito difícil a separação entre os efeitos dos mecanismos de reação (pouco conhecidos) e os da estrutura nuclear.

Além disso, no espalhamento de elétrons para uma energia de excitação fixa, $E_x = \hbar \omega$, é possível variar-se o momento transferido ao núcleo pelo elétron espalhado, através de diferentes combinações para a energia incidente e/ou o ângulo de espalhamento. Esta é uma das características mais importantes desta técnica de medidas, e representa uma grande vantagem com relação aos processos fotonucleares, nos quais o momento transferido é fixo, e determinado pela energia de excitação como: $|\mathbf{k}| = \hbar \omega / \hbar c$.

Como será visto, o fator de forma medido para um determinado valor de momento transferido, corresponde à transformada de Fourier das densidades de carga e corrente de transição do estado excitado. Portanto, através de medidas de seção de choque (fator de forma) para um grande intervalo de valores de momento transferido, é possível reconstituir-se estas densidades, através da inversão da transformada de Fourier.

Ao contrário do que se observa nos processos de fotoabsorção, dominados pelas excitações de dipolo elétrico, no espalhamento inelástico de elétrons, é possível estudar-se estados de spin elevado. Para altos valores de momento transferido, transições elétricas e magnéticas, que requerem momento angular

elevado, podem ocorrer. Aliás, como a interação do elétron com a corrente nuclear de magnetização de spin é muito realçada para valores elevados de momento transferido e geometria de ângulos traseiros, a técnica mais indicada para o estudo de estados de caráter magnético, envolvendo transições de multipolaridade elevada, é o espalhamento inelástico de elétrons.

A potencialidade do espalhamento de elétrons, seja ele *elástico* ou *inelástico*, é evidenciada pela riqueza de informações sobre estrutura nuclear, obtida através de sua utilização ao longo dos anos. É importante lembrar que, o espalhamento *elástico* traz informações sobre distribuição de cargas e correntes *no estado fundamental* do núcleo. Enquanto que o espalhamento *inelástico*, no qual a interação se dá com cargas e correntes de *transição*, fornece informações sobre os estados excitados do núcleo.

Para concluir estas considerações gerais, é importante observar que, a diversidade de informações sobre a estrutura nuclear obtidas no espalhamento inelástico de elétrons é muito grande. Dependendo do tipo de informação que se busca, é necessário recorrer-se a condições experimentais específicas. Por exemplo, medidas de seção de choque (e, e') para momentos transferidos elevados, trazem informações sobre densidades de carga e corrente de transição, excitação de estados de caráter elétrico ou magnético de alto spin, etc.

Por outro lado, medidas efetuadas na região de baixos momentos transferidos, caso do presente trabalho, trazem outro tipo de informação relevantes para a estrutura nuclear: além de spin e paridade, permitem a determinação da probabilidade reduzida de transição, $B(\lambda)$, vida-média e largura radiativa do estado excitado, etc. O conhecimento da probabilidade reduzida de transição e das grandezas derivadas é de fundamental importância também sob o ponto de vista teórico, pois permite testar a validade das previsões de modelos nucleares.

1.1.2 Formalismo

(a) Aproximação de Born de Onda Plana (PWBA)

O formalismo do espalhamento inelástico de elétrons é descrito na *Aproximação de Born de Onda-Plana* (PWBA), considerando-se a troca de um único fóton virtual. Como a interação eletromagnética é fraca, processos envolvendo a troca de dois fótons podem ser desprezados^(8,9). Nesta aproximação, os elétrons, incidente e espalhado, são tratados como ondas planas.

Para núcleos intermediários e pesados, o campo Coulombiano provoca distorção apreciável das ondas incidentes e espalhadas, portanto a aproximação de ondas planas não pode ser utilizada, e os cálculos de seção de choque para estes núcleos devem ser feitos na *Aproximação de Born de Onda Distorcida* (DWBA). No entanto, em núcleos leves como o ^{12}C , para os quais $Z\alpha \ll 1$, os efeitos da distorção coulombiana podem ser desprezados, e a aproximação de ondas planas (PWBA) pode ser utilizada sem introduzir grandes erros. A aproximação PWBA mostra com clareza a relação entre a seção de choque medida e a estrutura nuclear.

A derivação da seção de choque de espalhamento inelástico de elétrons é bastante trabalhosa, e não se pretende fazê-lo nesta apresentação. No entanto, indica-se o procedimento a ser seguido. Para maiores detalhes sobre esta derivação recomendam-se os artigos de *Donnelly et.al.*⁽⁹⁾ e *Willey et.al.*⁽¹⁰⁾, lembrando no entanto, que é possível encontrá-la em outros trabalhos na literatura^(11,18). A primeira etapa do procedimento é o cálculo do elemento de matriz do operador Hamiltoniano da interação, $\langle f | \mathbf{H} | i \rangle$, que, neste caso, é a energia de interação.

No espalhamento inelástico de elétrons, a carga e a corrente de transição do elétron interagem com as densidades de carga e corrente de transição do núcleo, como já mencionado. A notação aqui utilizada para densidades de carga e corrente nucleares é: $\rho_N(\mathbf{r})_{fi}$, $\mathbf{j}_N(\mathbf{r})_{fi}$ e $\mu_N(\mathbf{r})_{fi}$, respectivamente. Estas densidades de carga e de corrente transição são os elementos de matriz dos operadores de densidade de carga (ρ_N^{op}) e de corrente (\mathbf{j}_N^{op} e μ_N^{op}) nucleares, entre os estados final, 'f', e inicial,

'i', ou seja: $\rho_N(\mathbf{r})_{fi} = \langle f | \rho^{op}(\mathbf{r}) | i \rangle$; $\mathbf{j}_N(\mathbf{r})_{fi} = \langle f | \mathbf{j}_N^{op}(\mathbf{r}) | i \rangle$ e finalmente, $\mu_N(\mathbf{r})_{fi} = \langle f | \mu_N^{op}(\mathbf{r}) | i \rangle$. Além disso, estão relacionadas aos respectivos operadores de transição multipolares, $M^{op}(C/E/M)\lambda, q$, onde $C\lambda$ =multipolos de carga; $E\lambda$ = multipolos elétricos transversais, $M\lambda$ = multipolos magnéticos transversais. Estes operadores de transição serão definidos na subseção 1.1.2.b.

Portanto, o elemento de matriz do operador Hamiltoniano de interação é escrito como ^(10.11) :

$$\langle f | \mathbf{H} | i \rangle = \int \mathbf{A}_\mu^e(\mathbf{x}) \mathbf{J}_N^\mu(\mathbf{x}) d^4x . \quad (1)$$

Na expressão (1), $\mathbf{A}_\mu^e(\mathbf{x})$ é o potencial vetor eletromagnético; e $\mathbf{J}_N^\mu(\mathbf{x})$ o operador de corrente nuclear, dado por $\mathbf{J}_N^\mu(\mathbf{x}) = (\rho_N^{op}(\mathbf{x}), \mathbf{j}_N^{op}(\mathbf{x}) + \nabla \times \mu_N^{op}(\mathbf{x}))$. É importante lembrar que, a corrente nuclear é composta por um termo de convecção, \mathbf{j}_N , proveniente do movimento orbital dos nucleons, e um termo de magnetização, μ_N , devido ao momento magnético intrínseco dos nucleons. Substituindo-se estes operadores nucleares na expressão (1), calcula-se o elemento de matriz $\langle f | \mathbf{H} | i \rangle$ do operador de interação.

O quadrado deste elemento de matriz, $|\langle f | \mathbf{H} | i \rangle|^2$, somado sobre os estados finais e dividido pelos estados iniciais de spin, do núcleo e do elétron, quando substituído na expressão da 'regra de ouro' (Fermi), permite a determinação da taxa de transição ' ω ' do processo de espalhamento:

$$\omega = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{1}{2 J_i + 1} \sum_{M_i, M_f} \frac{1}{2} \sum_{S_i, S_f} |\langle f | \mathbf{H} | i \rangle|^2 \right) \rho(E_f) . \quad (2)$$

Nesta expressão, $\rho(E_f)$ é a densidade de estados finais do elétron com energia E_f . A taxa de transição (2), dividida pelo fluxo de elétrons incidentes, resulta na seção de choque do processo de espalhamento. Através de alguma

manipulação algébrica, chega-se à expressão geral, mostrada na subseção 1.1.2.b, para a seção de choque de espalhamento inelástico.

(b) Seção de Choque e Fatores de Forma

Na Aproximação de Born de Onda Plana (*PWBA*), a seção de choque de espalhamento inelástico de elétrons por um núcleo de carga Ze , através de um ângulo θ , é escrita como ^(8,9):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M \cdot \eta \left[\sum_{\lambda=0}^{\infty} \frac{q_\mu^4}{q^4} |F_\lambda^C(q)|^2 + \left(\frac{q_\mu^2}{2q^2} + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) \sum_{\lambda=1}^{\infty} \left\{ |F_\lambda^E(q)|^2 + |F_\lambda^M(q)|^2 \right\} \right]. \quad (3)$$

A expressão geral da seção de choque pode ser simplificada ⁽⁸⁾ desde que se façam algumas aproximações. Em primeiro lugar, desprezando-se a energia de recuo do núcleo, a energia de excitação pode ser escrita como: $E_x = E_i - E_f = \hbar\omega$, onde E_i e E_f são as energias, inicial e final, do elétron. Além disso, geralmente é válida a relação $E_i, E_f \gg E_x$ (a energia de excitação dos estados de interesse é baixa), o que permite escrever para o momento transferido: $q \gg \hbar\omega / \hbar c$. Assim o quadri-momento do fóton virtual $q_\mu = (\mathbf{q}, i\omega)$, dado por: $q_\mu^2 = q^2 - \omega^2$, pode ser aproximado para $q_\mu^2 \cong q^2$, permitindo a substituição: $q_\mu^2 / q^2 \cong 1$ em (3).

A partir destas aproximações, a seção de choque de espalhamento inelástico pode ser reescrita como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M \cdot \eta \cdot \left[\sum_{\lambda=0}^{\infty} |F_\lambda^C(q)|^2 + \left(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) \sum_{\lambda=1}^{\infty} \left\{ |F_\lambda^E(q)|^2 + |F_\lambda^M(q)|^2 \right\} \right]. \quad (4)$$

Nesta expressão, σ_M é a seção de choque de Mott para espalhamento de um elétron relativístico, com energia incidente E_i , por um núcleo de carga Ze . A seção de choque de Mott é escrita como:

$$\sigma_M = \left(\frac{Z \alpha \hbar c}{2 E_i} \right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2}, \quad (5)$$

onde α é a constante de estrutura fina.

O termo η é o fator de recuo do núcleo. Como mostra, a seguir, a expressão (6), η é em geral muito pequeno, sendo incluído apenas no cálculo da densidade de estados finais ($\rho(E_f)$) na expressão (2), mas não no cálculo dos elementos de matriz dos operadores de transição.

$$\eta = \left(1 + \frac{2 E_i \sin^2 \theta/2}{M c^2} \right)^{-1}, \quad (6)$$

onde M é a massa do núcleo.

Os termos relevantes da seção de choque são os fatores de forma: $F_\lambda^C(q)$ longitudinal elétrico, e, $F_\lambda^E(q)$ e $F_\lambda^M(q)$, transversais elétrico e magnético, respectivamente. Os fatores de forma contêm toda a informação sobre a estrutura nuclear, pois correspondem basicamente à transformada de Fourier das densidades de carga e corrente de transição, e na aproximação PWBA, dependem apenas do momento transferido (q). Cabe observar que, na Aproximação de Born de Onda Distorcida (DWBA), os fatores de forma dependem explicitamente da energia (E_i) e do ângulo de espalhamento (θ).

A denominação longitudinal e transversal para os fatores de forma está relacionada à decomposição da corrente nuclear na direção do momento transferido ao núcleo. Desta decomposição resulta uma componente paralela, que está relacionada à densidade de carga através da equação da continuidade, dando origem portanto ao fator de forma longitudinal elétrico ou Coulombiano. Além disso, resultam duas componentes transversais, que dão origem aos fatores de forma transversais elétrico e magnético, ambos contendo contribuição das correntes de convecção e magnetização, como será visto.

Analogamente a processos de emissão e absorção de fótons reais, a interação do elétron com as componentes transversais da corrente nuclear resulta em dois tipos de transições de multipolaridade $\lambda \geq 1$: as elétricas ($E\lambda$) de paridade $(-1)^\lambda$, e as magnéticas ($M\lambda$) de paridade $(-1)^{\lambda+1}$. Por outro lado, a interação com a componente longitudinal origina chamadas transições de carga, ou longitudinais elétricas ($C\lambda$), também com paridade $(-1)^\lambda$. É importante observar que, como indicado na expressão (4) para a seção de choque, as transições longitudinais elétricas podem ter multipolaridade $\lambda = 0$ (transições de monopolo elétrico), pois a condição de transversalidade não precisa ser obedecida por fótons virtuais^(9,11).

O fator de forma Coulombiano, ou longitudinal elétrico $F_\lambda^C(q)$, está relacionado ao elemento de matriz reduzido do operador de transição de carga (mencionado na subseção 1.1.2.a) $M^{op}(C\lambda, q)$, entre os estados inicial e final, $|J_i\rangle$ e $|J_f\rangle$, através de⁽¹²⁾:

$$[F_\lambda^C(q)]^2 = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{4\pi}{Z^2} \frac{q^{2\lambda}}{[(2\lambda+1)!!]^2} (2J_i+1)^{-1} \left| \langle J_f || M^{op}(C\lambda, q) || J_i \rangle \right|^2. \quad (7)$$

É importante observar que, existem na literatura duas definições diferentes para os operadores de transição: a de *Walecka et al.*⁽⁹⁾ e de Alder e colaboradores, adotada por *Theissen et al.*⁽¹²⁾. Esta última está sendo adotada no presente trabalho. Além disso, adota-se aqui o fator de normalização $(4\pi/Z^2)$, que quando utilizado para o termo de carga do fator de forma elástico⁽⁹⁾, resulta no valor $[F_\lambda^C(0)]^2 = 1$ quando $q = 0$.

Assim, seguindo a definição de *Theissen et al.*⁽¹²⁾, o elemento de matriz do operador de transição de carga $M^{op}(C\lambda, \mu, q)$ é dado por:

$$\langle f | M^{op}(C\lambda, \mu, q) | i \rangle = (2\lambda+1)!! q^{-\lambda} \int j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu}(\Omega) \langle f | \rho^{op}(\mathbf{r}) | i \rangle d^3r. \quad (8)$$

Na expressão (8), $j_\lambda(qr)$ é a função de Bessel esférica de ordem λ , $Y_{\lambda\mu}(\Omega)$ são harmônicos esféricos, $\rho^{op}(\mathbf{r})$ é o operador de densidade de carga.

O elemento de matriz reduzido do operador de transição de carga está relacionado à respectiva probabilidade de transição nuclear, entre os estados inicial, J_i , e final, J_f , através de:

$$B(C\lambda, q, J_i \rightarrow J_f) = (2J_i + 1)^{-1} \left| \langle J_f \parallel M^{op}(C\lambda, q) \parallel J_i \rangle \right|^2. \quad (9)$$

Aplicando-se o teorema de Wigner-Eckart, a dependência do operador com o número quântico μ (projeção do momento angular) é eliminada. A dependência em μ passa a estar inteiramente contida nos símbolos 3-j (relacionados aos coeficientes de Clebsch-Gordan de mesmo momento angular), que multiplicam os elementos de matriz reduzidos do operador, como mostrado abaixo:

$$\langle J_f M_f \parallel M^{op}(C\lambda, \mu, q) \parallel J_i M_i \rangle = (-1)^{J_i - M_i} \begin{pmatrix} J_f & \lambda & J_i \\ -M_f & \mu & M_i \end{pmatrix} \langle J_f \parallel M^{op}(C\lambda, q) \parallel J_i \rangle$$

Portanto, o fator de forma longitudinal elétrico (7) pode ser expresso em termos da probabilidade de transição como:

$$\left[F_\lambda^C(q) \right]^2 = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \frac{4\pi}{Z^2} \frac{q^{2\lambda}}{[(2\lambda + 1)!!]^2} B(C\lambda, q, J_i \rightarrow J_f) \quad (10)$$

A seção de choque de espalhamento inelástico contém ainda os fatores de forma transversais elétrico e magnético, que também podem ser expressos em termos dos elementos de matriz reduzidos dos respectivos operadores de transição. As relações para o fator de forma transversal elétrico, $F_\lambda^E(q)$, e para o transversal magnético, $F_\lambda^M(q)$, são dados pelas expressões (11) e (12) respectivamente:

$$\left[F_\lambda^E(q) \right]^2 = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{4\pi}{Z^2} \left(\frac{\lambda+1}{\lambda} \right)^2 \frac{q^{2\lambda}}{[(2\lambda + 1)!!]^2} (2J_i + 1)^{-1} \left| \langle J_f \parallel M^{op}(E\lambda, q) \parallel J_i \rangle \right|^2. \quad (11)$$

$$\left[F_{\lambda}^M(q) \right]^2 = \sum_{\lambda} \frac{4\pi}{Z^2} \left(\frac{\lambda+1}{\lambda} \right) \frac{q^{2\lambda}}{[(2\lambda+1)!!]^2} (2J_i + 1)^{-1} \left| \left\langle J_f \left\| M^{op}(M\lambda, q) \right\| J_i \right\rangle \right|^2. \quad (12)$$

Ao contrário do que se observa com o operador de transição de carga (8), a definição dos operadores de transição transversais elétrico, $M^{op}(E\lambda, \mu, q)$, e magnético, $M^{op}(M\lambda, \mu, q)$, envolve relações bastante complexas, contendo os operadores de corrente nuclear. Lembrando-se que a corrente nuclear é composta pelos termos de convecção e de magnetização, como visto na subsecção 1.1.2.a, os operadores de transição transversais elétrico, $M^{op}(E\lambda, \mu, q)$, e magnético, $M^{op}(M\lambda, \mu, q)$, são dados pelas expressões (13) e (14), respectivamente:

$$M^{op}(E\lambda, \mu, q) = \frac{(2\lambda+1)!!}{q^{\lambda+1}} \int \left[\nabla \times j_{\lambda}(qr) Y_{\lambda\lambda\mu}(\Omega) \mathbf{j}_N^{op}(\mathbf{r}) + q^2 j_{\lambda}(qr) Y_{\lambda\lambda\mu}(\Omega) \boldsymbol{\mu}^{op}(\mathbf{r}) \right] d\mathbf{r}, \quad (13)$$

$$M^{op}(M\lambda, \mu, q) = \frac{(2\lambda+1)!!}{q^{\lambda}} \int \left[j_{\lambda}(qr) Y_{\lambda\lambda\mu}(\Omega) \mathbf{j}_N^{op}(\mathbf{r}) + (\nabla \times j_{\lambda}(qr) Y_{\lambda\lambda\mu}(\Omega)) \boldsymbol{\mu}^{op}(\mathbf{r}) \right] d\mathbf{r}. \quad (14)$$

Nas expressões (13) e (14), $\mathbf{j}_N^{op}(\mathbf{r})$ e $\boldsymbol{\mu}^{op}(\mathbf{r})$, são os operadores dos dois termos que compõem a corrente nuclear (já definidos); $Y_{\lambda\lambda\mu}(\Omega)$ são harmônicos esféricos vetoriais; $\nabla \times$, é o operador rotacional.

Os elementos de matriz reduzidos dos operadores de transição transversais $M^{op}(E\lambda, \mu, q)$, $M^{op}(M\lambda, \mu, q)$, também estão relacionados às respectivas probabilidades de transição nuclear entre os estados J_i (inicial) e J_f (final) como mostrado nas expressões (15) e (16), respectivamente:

$$B(E\lambda, q, J_i \rightarrow J_f) = (2J_i + 1)^{-1} \left| \left\langle J_f \left\| M^{op}(E\lambda, q) \right\| J_i \right\rangle \right|^2, \quad (15)$$

$$B(M\lambda, q, J_i \rightarrow J_f) = (2J_i + 1)^{-1} \left| \left\langle J_f \left\| M^{op}(M\lambda, q) \right\| J_i \right\rangle \right|^2. \quad (16)$$

Portanto, substituindo-se (15) e (16) nas expressões (11) e (12), obtêm-se as relações para os fatores de forma transversais elétrico (F_{λ}^E) e magnético (F_{λ}^M) em termos das respectivas probabilidades de transição, como mostrado em (17) e (18), respectivamente:

$$[F_{\lambda}^E(q)]^2 = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{4\pi}{Z^2} \left(\frac{\lambda+1}{\lambda} \right) \frac{q^{2\lambda}}{[(2\lambda+1)!!]} [B(E\lambda, q, J_i \rightarrow J_f)], \quad (17)$$

$$[F_{\lambda}^M(q)]^2 = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{4\pi}{Z^2} \left(\frac{\lambda+1}{\lambda} \right) \frac{q^{2\lambda}}{[(2\lambda+1)!!]} [B(M\lambda, q, J_i \rightarrow J_f)], \quad (18)$$

Os elementos de matriz de ordem λ dos três operadores, entre os estados $|J_i, \pi_i\rangle$ e $|J_f, \pi_f\rangle$, obedecem às regras de seleção de momento angular e de paridade, dadas por (a) e (b), respectivamente:

$$a) |J_i - J_f| \leq \lambda \leq |J_i + J_f|,$$

b) $(-1)^{\lambda} = \pi_i \pi_f$ para multipolos elétricos; e $(-1)^{\lambda+1} = \pi_i \pi_f$ para os multipolos magnéticos.

1.2 Limite de Baixo Momento Transferido

Concluída a descrição do formalismo básico do espalhamento de elétrons, examinam-se os aspectos relevantes dele decorrentes, no limite de baixo momento transferido. Como será visto, o espalhamento inelástico de elétrons no limite de baixo momento transferido, $qr \ll 1$ (r é o raio nuclear), pode ser relacionado diretamente à física de processos fotonucleares (absorção/decaimento γ). Isto ficará evidente quando se escreverem os elementos de matriz dos operadores de transição $M^{op}(C\lambda, q)$ e $M^{op}(E\lambda, q)$ no limite $q \rightarrow k$, onde 'k' é o ponto de fóton. O ponto de fóton 'k' corresponde ao momento do fóton que produziria uma excitação de

energia $E_x = E_i - E_f$ (E_i e E_f são as energias inicial e final do elétron), sendo portanto definido como: $k = E_x / \hbar c$, onde $\hbar c = 197,3 \text{ MeV fm}$.

Consideram-se aqui, apenas as transições de caráter puramente elétrico, pertinentes ao desenvolvimento do presente trabalho, portanto o elemento de matriz do operador de transição magnético não será tratado. Para aplicar o limite de baixo momento transferido, utiliza-se a expansão em série da função de Bessel esférica $j_\lambda(qr)$:

$$j_\lambda(qr) = \sum_{v=0}^{\infty} \frac{(-1)^v (\lambda + v)!}{v! [2(\lambda + v) + 1]!} (2)^{\lambda} (qr)^{2v + \lambda} \quad (19)$$

No limite de pequenos argumentos, o termo dominante desta expansão é:

$$j_\lambda(qr) \xrightarrow{qr \ll 1} \frac{(qr)^\lambda}{(2\lambda + 1)!!} \quad (20)$$

Substituindo-se a função $j_\lambda(qr)$ contida na expressão (8), que define o elemento de matriz do operador de transição de carga $M^{\text{op}}(C\lambda, q)$,

$$\langle f | M^{\text{op}}(C\lambda, \mu, q) | i \rangle = (2\lambda + 1)!! q^{-\lambda} \int j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu}(\Omega) \langle f | \rho^{\text{op}}(\mathbf{r}) | i \rangle d^3r,$$

pelo limite para baixo momento transferido, dado por (20), obtém-se:

$$\langle f | M^{\text{op}}(C\lambda, \mu, q) | i \rangle \xrightarrow{qr \ll 1} \int r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\Omega) \langle f | \rho^{\text{op}}(\mathbf{r}) | i \rangle d^3r \quad (21)$$

A redução do operador de transição de multipolo elétrico transversal, $M^{\text{op}}(E\lambda, q)$, ao contrário, é bastante trabalhosa. Portanto, será dada aqui uma indicação geral do procedimento, sugerindo para maiores detalhes os trabalhos de *Willey et al* ⁽¹⁰⁾ e *Brown et al* ⁽¹³⁾. Além disso, a intenção aqui é de apenas derivar o resultado do teorema de Siegert e suas conseqüências. Então, duas aproximações

serão feitas: (1) o segundo termo da integral que define $M^{\text{op}}(E\lambda, q)$, expressão (13), envolve o operador de densidade de corrente de magnetização $\mu^{\text{op}}(\mathbf{r})$. Sabe-se que, a contribuição da densidade de corrente de magnetização para o fator de forma é desprezível ^(8,9) para baixos momentos transferidos, portanto este termo será desprezado; (2) no limite $qr \ll 1$, termos de ordem mais alta da função de Bessel esférica, $j_\lambda(qr)$, podem ser desprezados em favor dos termos de ordem mais baixa. A aproximação (1), feita acima, permite que se escreva:

$$M^{\text{op}}(E\lambda, \mu, q) \xrightarrow{qr \ll 1} \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^{\lambda+1}} \int [\nabla \times j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu}(\Omega)] \mathbf{j}_N^{\text{op}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (22)$$

Para a redução do termo entre colchetes do integrando de (22), utiliza-se a relação que define os harmônicos esféricos vetoriais $Y_{\lambda\mu}(\Omega)$, em função dos harmônicos esféricos $Y_{\lambda\mu}(\Omega)$ simples, ou seja:

$$Y_{\lambda\mu}(\Omega) = [\lambda(\lambda - 1)]^{-1/2} \mathbf{L} Y_{\lambda\mu}(\Omega), \quad (23)$$

onde $\mathbf{L} = -i\hbar \mathbf{r} \times \nabla$ é o operador de momento angular. Além disso, para operador $\nabla \times \mathbf{L}$, utiliza-se a relação de identidade de operadores ⁽¹⁴⁾:

$$\nabla \times \mathbf{L} = \frac{\hbar}{i} \left[\mathbf{r} \nabla^2 - \nabla \left(1 + r \frac{\delta}{\delta r} \right) \right]. \quad (24)$$

A aplicação da identidade (24) ao produto $j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu}$, resulta em:

$$\nabla \times \mathbf{L} j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu} = \frac{\hbar}{i} \left[-q^2 \mathbf{r} - (\lambda + 1) \nabla \right] j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu} + \frac{\hbar}{i} \nabla \left[q r j_{\lambda+1}(qr) Y_{\lambda,\lambda} \right] \quad (25)$$

Utilizando-se a aproximação (2) em (25), resulta para o termo entre colchetes na integral da expressão (22):

$$\nabla \times \mathbf{L} j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu} = \frac{\hbar}{i} \left[-q^2 j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu} \mathbf{r} - (\lambda + 1) j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu} \nabla \right]. \quad (26)$$

A partir de (23) e (26), o resultado para a integral da expressão (22) é:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda(\lambda+1)}} \frac{\hbar}{i} \int \left[-q^2 j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu}(\Omega) \mathbf{r} - (\lambda+1) j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu}(\Omega) \nabla \right] \mathbf{j}_N^{\text{op}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} . \quad (27)$$

O primeiro termo da integral em (27) é nulo, pois envolve o produto escalar $\mathbf{r} \cdot \mathbf{j}_N$ (a projeção da corrente nuclear é transversal à direção do momento transferido). Portanto, utilizando-se o novo resultado de (27), obtém-se para o elemento de matriz do operador de transição $M(E\lambda, \mu, q)$:

$$\langle f | M^{\text{op}}(E\lambda, \mu, q) | i \rangle \cong -\frac{\hbar}{i} \frac{(2\lambda+1)!!}{q^{\lambda+1}} \sqrt{\frac{\lambda+1}{\lambda}} \int j_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu}(\Omega) \langle f | \nabla \mathbf{j}_N^{\text{op}} | i \rangle d\mathbf{r} . \quad (28)$$

Aplicando-se em (28) o limite da função de Bessel para pequenos argumentos, $qr \ll 1$, (20), resulta:

$$\langle f | M^{\text{op}}(E\lambda, \mu, q) | i \rangle \xrightarrow{qr \ll 1} -\frac{1}{q} \sqrt{\frac{\lambda+1}{\lambda}} \frac{\hbar}{i} \int r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\Omega) \langle f | \nabla \mathbf{j}_N^{\text{op}} | i \rangle d\mathbf{r} \quad (29)$$

Neste ponto, recorrendo-se à equação da continuidade, é possível eliminar o elemento de matriz envolvendo o operador de corrente na expressão (29). A equação de continuidade, escrita em termos dos elementos de matriz dos operadores de densidade de carga e corrente, e incluindo dependência temporal para ambos, pode ser escrita como:

$$\langle f | \nabla \mathbf{j}^{\text{op}}(\mathbf{r}, t) | i \rangle = -\frac{d}{dt} \langle f | \rho^{\text{op}}(\mathbf{r}, t) | i \rangle . \quad (30)$$

Supondo-se a dependência temporal (caráter oscilatório) usual da mecânica quântica ⁽¹¹⁾, o elemento de matriz do operador de densidade de carga se torna:

$$\langle f | \rho^{\text{op}}(\mathbf{r}, t) | i \rangle = \langle f | \rho^{\text{op}}(\mathbf{r}) | i \rangle e^{i(\mathbf{E}_f - \mathbf{E}_i)t/\hbar}, \text{ onde } (\mathbf{E}_f - \mathbf{E}_i) = E_x = \hbar\omega \text{ (energia de}$$

excitação). Procedendo-se de modo análogo para o operador de corrente nuclear, a substituição em (30) resulta em:

$$\langle f | \nabla \mathbf{J}^{\text{op}}(\mathbf{r}) | i \rangle = -\frac{i}{\hbar} (E_F - E_i) \langle f | \rho^{\text{op}}(\mathbf{r}) | i \rangle . \quad (31)$$

Portanto, com este resultado, (31), é possível efetuar-se a substituição do termo envolvendo o operador de corrente, $\langle f | \nabla \mathbf{J}^{\text{op}}(\mathbf{r}) | i \rangle$, na expressão (29). Feita esta substituição (muito importante, já que a corrente nuclear não é bem conhecida), o elemento de matriz do operador de transição $M(E\lambda, \mu, q)$ pode ser reescrito, no limite $qr \ll 1$, como:

$$\langle f | M^{\text{op}}(E\lambda, \mu, q) | i \rangle \xrightarrow{qr \ll 1} \frac{(E_F - E_i)}{q} \sqrt{\frac{(\lambda + 1)}{\lambda}} \int r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\Omega) \langle f | \rho_N^{\text{op}}(\mathbf{r}) | i \rangle dr . \quad (32)$$

A substituição do operador de corrente pelo operador de densidade de cargas feita na passagem anterior, constitui o teorema de *Siebert* ⁽¹¹⁾ e é um resultado muito importante do limite de baixo momento transferido. Observando-se que a integral de (32) é idêntica à integral da expressão (21), que define o operador de transição de carga no limite $qr \ll 1$, é possível escrever:

$$\langle f | M^{\text{op}}(E\lambda, \mu, q) | i \rangle \xrightarrow{qr \ll 1} \left(\frac{E_F - E_i}{q} \right) \left(\frac{\lambda + 1}{\lambda} \right)^{1/2} \langle f | M^{\text{op}}(C\lambda, \mu, q) | i \rangle . \quad (33)$$

É importante observar que, no limite de baixo momento transferido, o elemento de matriz do operador de transição (nuclear) transversal elétrico é proporcional, ao elemento de matriz de transição de absorção ou emissão γ (trocando-se o sinal). Além disso, está relacionado ao elemento de matriz do operador de transição de carga (longitudinal). Portanto, num sentido mais amplo, isto permite relacionar o espalhamento inelástico de elétrons à física de processos fotonucleares.

Os fatores de forma longitudinal elétrico e transversal elétrico, definidos pelas expressões (10) e (17), estão relacionados às respectivas probabilidades de transição, que por sua vez estão relacionadas ao elemento de matriz reduzido dos respectivos operadores de transição, (9) e (15). Portanto, utilizando o resultado

obtido para o operador de transição transversal elétrico $M^{op}(E\lambda, \mu, q)$, para $qr \ll 1$, (33), obtém-se a relação entre os fatores de forma longitudinal e transversal elétricos:

$$\left[F_{\lambda}^E(q) \right]^2 = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \left(\frac{\lambda+1}{\lambda} \right) \left(\frac{\hbar\omega}{\hbar c q} \right)^2 \left[F_{\lambda}^C(q) \right]^2. \quad (34)$$

Além disso, outra consequência do limite de baixo momento transferido e do teorema de Siegert, é a possibilidade de derivação de grandezas importantes para o conhecimento da estrutura nuclear, pois: a probabilidade reduzida de transição no ponto de fóton ($q = k$), pode ser relacionada à largura radiativa, Γ_{γ_0} , e portanto à vida-média, τ , do estado excitado, pois $\tau = \hbar/\Gamma_{\gamma_0}$.

Feitas estas considerações, a vida-média do estado, que corresponde ao inverso da taxa de transição, é determinada através de:

$$\tau = \frac{\lambda \left[(2\lambda+1)!! \right]^2}{8\pi (\lambda+1)} \left(\frac{\hbar c}{\hbar\omega} \right)^{(2\lambda+1)} \left(\frac{1}{\alpha c} \right) \left(\frac{2 J_f + 1}{2 J_i + 1} \right) \left(\frac{1}{B(E\lambda, k, J_i \rightarrow J_f)} \right). \quad (35)$$

Os resultados aqui (parcialmente) derivados serão muito utilizados na redução e análise de dados do presente trabalho (Capítulos 3 e 4).

CAPÍTULO 2

PARTE EXPERIMENTAL

2. INTRODUÇÃO

Neste capítulo abordam-se os aspectos relativos à parte experimental do trabalho. Inicialmente, apresenta-se na seção 2.1, uma descrição geral do Laboratório *S-DALINAC*. Para uma visão mais abrangente, descrevem-se resumidamente as diversas atividades experimentais nele desenvolvidas (subseção 2.1.1). O aparato experimental utilizado nas medidas de espalhamento inelástico de elétrons, constituído pelo acelerador *S-DALINAC* e o espectrômetro *QCLAM*, é apresentado em detalhes (subseções 2.1.2 e 2.1.3). Na seção 2.2 descreve-se o procedimento experimental, iniciando-se com uma discussão sobre os fatores considerados durante a escolha das condições experimentais (subseção 2.2.1), e também são apresentadas as condições durante a aquisição de dados. Finalmente, na subseção 2.2.2, descreve-se detalhadamente o processo de aquisição de dados, bem como o sistema eletrônico utilizado.

2.1 Descrição do Laboratório

O Laboratório do *Institut für Kernphysik* da *Technische Universität Darmstadt* (Alemanha)⁽¹⁵⁾, conhecido pela longa tradição no campo do espalhamento de elétrons, dispõe, desde 1992, de conjunto experimental composto

pelo acelerador supercondutor de elétrons *S-DALINAC* e o espectrômetro magnético *QCLAM*. Será visto neste capítulo que ambos apresentam características especiais para viabilizar medidas de espalhamento de elétrons envolvendo seções de choque muito pequenas, através de experimentos inclusivos, (e,e') , e/ou exclusivos, $(e,e'x)$. O acelerador *S-DALINAC* apresenta considerável flexibilidade quanto à energia de feixe e corrente disponíveis, permitindo o desenvolvimento de extenso programa experimental.

2.1.1 Programa Experimental do Laboratório

Na Figura 2.1, mostra-se um esquema geral da disposição física do Laboratório *S-DALINAC* ⁽¹⁵⁾. Nesta figura estão indicadas as diversas áreas experimentais dedicadas ao desenvolvimento do amplo programa de pesquisa, apresentado aqui em linhas gerais. A descrição detalhada da instrumentação utilizada nas medidas de espalhamento de elétrons será apresentada nas subseções 2.1.2 e 2.1.3.

Para o desenvolvimento do programa de pesquisa em Física Nuclear utilizam-se as áreas experimentais (4) e (5), indicadas na Figura 2.1. Este programa compreende basicamente: (1) a investigação dos modos de excitação de estados ligados pouco conhecidos em núcleos leves e pesados, caso do presente trabalho, através de reações inclusivas do tipo (e,e') ; (2) o estudo das *Ressonâncias Gigantes Multipolares* através de medidas $(e,e'x)$, nas quais a partícula carregada emitida, $(x = \alpha, p)$, é detetada em coincidência com o elétron espalhado, permitindo a investigação simultânea da excitação e do decaimento destas ressonâncias; e finalmente, (3) o estudo das transições magnéticas e componente transversal de transições elétricas, através de medidas de espalhamento de elétrons a 180° . Alguns destes experimentos envolvem medidas de processos nucleares com seções de choque muito pequenas (< 10 nb/sr), sendo viabilizados pela disponibilidade de corrente contínua proveniente do *S-DALINAC*, além de favorecidos pelo grande ângulo sólido do espectrômetro *QCLAM*. A área (5) foi implementada para a realização de medidas (e,e') utilizando o antigo

espectrômetro (169°) de alta resolução, com ângulo sólido $\Omega = 5 \text{ msr}$, e aceitação em momento $\Delta p/p = 5\%$.

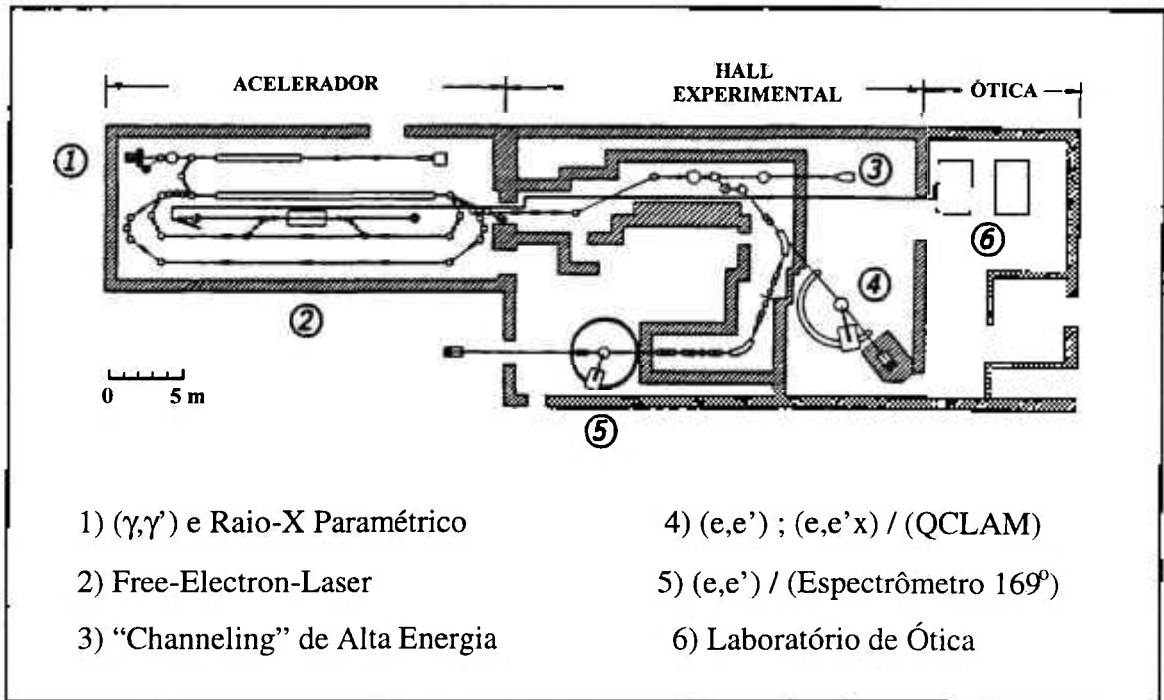


FIGURA 2.1 - Diagrama do Laboratório do Institut für Kernphysik da Technische Universität Darmstadt ⁽¹⁵⁾. O acelerador *S-DALINAC* encontra-se à esquerda do diagrama. Todas as áreas experimentais, destinadas ao desenvolvimento das diversas atividades de pesquisa, são indicadas nesta figura.

A presente medida (e,e') no ^{12}C foi realizada na área experimental (4), mostrada na Figura 2.1, onde se encontra a câmara de espalhamento (no centro da qual é posicionado o alvo) acoplada ao espectrômetro magnético *QCLAM*. O feixe acelerado é extraído e analisado em energia (por um sistema de ímãs analisadores) durante o transporte até a área (4). As medidas em coincidência $(e,e'x)$ são também realizadas nesta área, atendendo à exigência adicional de colocação de telescópios semicondutores $\Delta E-E$ para a detecção das partículas carregadas dentro da câmara de espalhamento. O feixe primário (não espalhado) é refocalizado por um par de lentes de quadrupolo, antes da entrada do copo de Faraday, que é utilizado com duas finalidades: dissipar o feixe e ao mesmo tempo coletá-lo e integrá-lo para a

monitoração da carga irradiada. Como se sabe, o copo de Faraday costuma dar origem a fundo apreciável, portanto foi posicionado atrás de uma parede de concreto que serve como blindagem, separando-o fisicamente da sala na qual se encontra o espectrômetro.

2.1.2 O Acelerador S-DALINAC

O *S-DALINAC* ⁽¹⁵⁾ mostrado esquematicamente na Figura 2.2, é um acelerador supercondutor de elétrons de onda contínua (*cw*), baseado no conceito de recirculação de feixe, com energia de feixe e corrente variáveis para flexibilizar sua utilização.

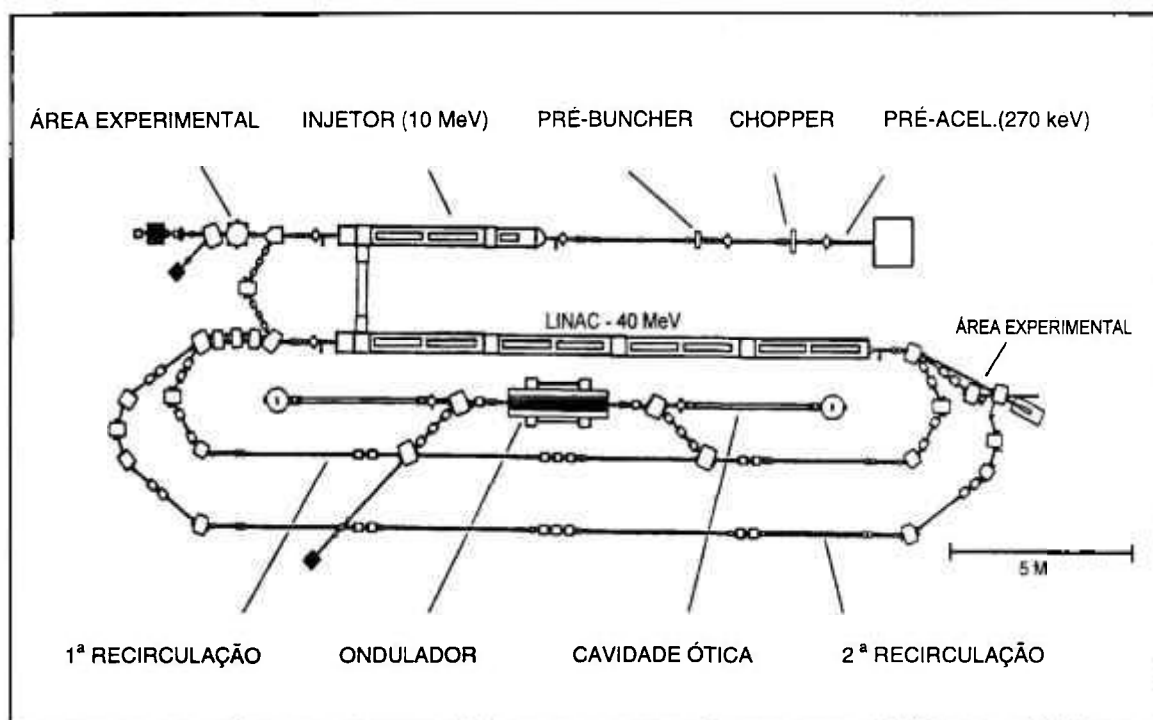


FIGURA 2.2 - Diagrama do Acelerador *S-DALINAC*. Neste diagrama o acelerador *S-DALINAC*, esquematizado na Figura 2.1, é mostrado detalhadamente.

Como mostrado na Figura 2.2, existem duas órbitas para recirculação do feixe através do acelerador linear de 40 MeV. Portanto, considerando-se o injetor de 10 MeV, após 2 recirculações (3 passagens através do acelerador de 40 MeV), o

feixe atinge a energia máxima $E_0 = 130 \text{ MeV}$. A corrente disponível pode ser variada no intervalo $nA < i < 40 \mu A$, atendendo aos requisitos específicos de cada experimento.

O princípio básico de funcionamento do *S-DALINAC* pode ser acompanhado com auxílio da Figura 2.2: inicialmente, o canhão de elétrons (parte superior direita) produz um feixe (*dc*), que é pré-acelerado eletrostaticamente a 270 keV. Segue-se uma seção constituída por ‘*chopper*’ e ‘*pré-buncher*’, operando a temperatura ambiente, na qual o feixe é selecionado em fase e agrupado com a estrutura temporal necessária para aceleração subsequente no injetor (supercondutor).

O injetor é formado por um módulo criostático contendo uma seção de captura seguida de duas seções aceleradoras, cada uma contendo 20 cavidades supercondutoras de nióbio, operando à frequência de 3 GHz e temperatura 2K. Depois de acelerado no injetor, no qual atinge energia máxima de 10 MeV, o feixe é defletido por um sistema isócrono de 180° e injetado no acelerador principal.

O acelerador principal (Linac-40 MeV) é formado por quatro módulos idênticos, com duas seções aceleradoras contendo 20 cavidades supercondutoras, instalados num único criostato. As duas recirculações do feixe pelo acelerador principal são realizadas através de um sistema de transporte composto por eletroímãs de dipolo (17) e de quadrupolo (30). A cada uma das 10 seções aceleradoras, 2 do injetor e 8 do acelerador principal, está acoplada uma válvula *Klystron*, geradora da rádio-frequência (*rf*).

Como indicado na Figura 2.2, o feixe pode ser extraído em dois pontos: após o injetor ($E_0 < 10 \text{ MeV}$) ou após o acelerador principal ($50 < E_0 < 130 \text{ MeV}$). A possibilidade de extração em diferentes estágios de aceleração flexibiliza a energia disponível, permitindo o desenvolvimento de um programa experimental mais abrangente, como visto anteriormente. O arranjo experimental do *free-electron laser*, composto por um ondulador acoplado a uma cavidade ótica, está

parcialmente indicado nesta figura, entre o acelerador principal e a primeira órbita de recirculação.

A linha de feixe dedicada às medidas de espalhamento de elétrons possui um sistema definidor de energia. Este sistema, constituído por três ímãs analisadores idênticos que produzem alternadamente deflexões de 40° , é duplamente acromático e apresenta simetria especular. No plano de simetria, onde a dispersão do sistema é máxima ($0,65 \text{ cm}/\%$), existe uma fenda analisadora que define o intervalo de momento transmitido (Δp) com resolução de $\Delta p/p \cong 7 \times 10^{-4}$. Finalmente, o *S-DALINAC* é operado e controlado remotamente, através de uma rede de computadores e “placas de botões” (*knob boards*), localizados na sala de controle. A comunicação com o sistema de controle local do acelerador é feita através de protocolo *Ethernet*.

2.1.3 O Espectrômetro *QClam*

Concebido originalmente por Enge e Kowalski (Universidade de Illinois), o espectrômetro magnético *QCLAM* foi construído e utilizado, pela primeira vez, no Laboratório *S-DALINAC*. A denominação *QCLAM* é devida ao formato especial (como uma concha) do eletroímã de dipolo, com as bordas arredondadas para minimizar as conhecidas aberrações óticas, e à presença de um eletroímã de quadrupolo, cuja ação focalizadora resulta em grande ângulo sólido. Nesta apresentação destaca-se o sistema de detecção do plano focal, responsável pela análise em energia do elétron espalhado e portanto, o componente mais importante do espectrômetro. O desenvolvimento, bem como os testes de funcionamento deste sistema, constituíram o tema de tese de doutorado de *K.D.Hummel*⁽¹⁶⁾, estudante do laboratório, sendo descritos detalhadamente no referido trabalho.

O espectrômetro *QCLAM*, ilustrado na Figura 2.3, foi projetado para a realização de medidas de eletroexcitação envolvendo seções de choque muito pequenas, portanto apresenta duas características principais: grande ângulo sólido, $\Omega = 35 \text{ msr}$, para redução do tempo de contagem, e grande aceitação em momento,

$\Delta p/p = 20\%$, permitindo o estudo de extensa região de energia de excitação, para uma mesma intensidade do campo magnético.

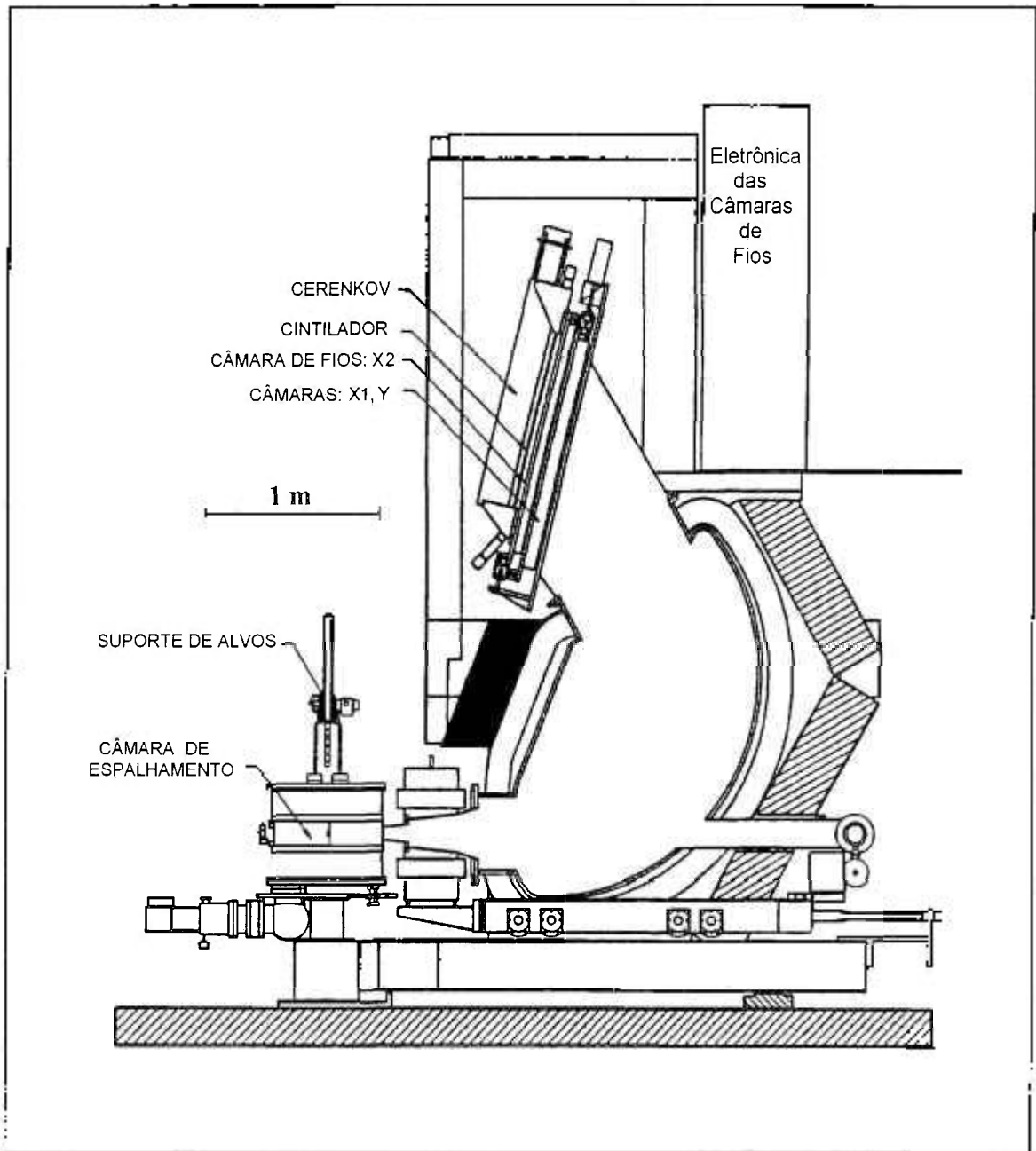


FIGURA 2.3 - Diagrama do Espectrômetro *QCLAM*, mostrado através de um corte na direção paralela ao plano da órbita central. Na parte inferior esquerda, encontra-se a câmara de espalhamento. O sistema de detecção, constituído pelas câmaras de multifios, cintilador plástico (NE102A) e detetor Cerenkov, é mostrado na parte superior esquerda da figura.

Outra característica importante é a alta resolução em energia: $\Delta E/E \cong 10^{-4}$, indispensável nas medidas de espalhamento de elétrons para a investigação tanto de estados discretos (principalmente para núcleos médios e pesados), quanto das Ressonâncias Gigantes. Como será visto, a necessidade de conciliar o grande ângulo sólido com o requisito de alta resolução em energia, resultou num sistema de detecção bastante complexo.

Este sistema utiliza o princípio de funcionamento das ‘câmaras proporcionais de multifios’ (*MWPC*), dispositivos sensíveis à posição, amplamente empregados na determinação da trajetória de partículas carregadas. No entanto, as câmaras utilizadas no *QCLAM* apresentam uma modificação com relação às convencionais: os elétrons secundários, produzidos pela passagem do elétron espalhado, se movem na direção normal ao plano de fios sensores (ânodo), enquanto que nas convencionais este movimento é paralelo ao plano de fios. Este tipo de dispositivo é chamado de ‘câmara vertical de arrasto’ (*vertical drift chamber*), e foi desenvolvido pela primeira vez, para utilização no plano focal do espectrômetro magnético do *Laboratório Bates* (MIT, EUA).

Neste ponto é importante lembrar alguns aspectos do mecanismo de funcionamento da câmara vertical de arrasto. Ao longo de sua trajetória inclinada através da câmara, o elétron espalhado intercepta vários fios sensores e cria muitos pares elétron-íon. Os elétrons secundários, provenientes da ionização da mistura gasosa, são acelerados pelas linhas de campo na direção normal ao plano de fios. Numa pequena região ao redor dos fios formam-se campos radiais muito intensos. A ionização do meio produzida pelos elétrons secundários, fortemente acelerados nesta região, resulta numa amplificação (‘avalanche’) da quantidade de carga que atinge o fio (ânodo). Com exceção desta pequena região, estabelece-se no restante da câmara um campo elétrico homogêneo. Como a velocidade média de arrasto é aproximadamente constante, o tempo de arrasto dos elétrons secundários é diretamente proporcional à distância até o respectivo fio. Conhecidas as posições de cada fio, a medida dos respectivos tempos de arrasto, permite a determinação do ponto de interseção do elétron espalhado com o plano de fios. Apresentado o

princípio básico de funcionamento, passa-se à descrição específica do sistema do plano focal do *QCLAM*.

O sistema de deteção do *QCLAM* foi projetado de modo a atender ao requisito principal de alta resolução em energia ($\Delta E/E \cong 10^{-4}$), considerando-se as características do espectrômetro: campo magnético, grande ângulo sólido e aceitação em momento. Além disso, mais um fator influenciou o projeto do sistema de deteção: optou-se pela correção numérica das aberrações magnéticas, feita a partir da reconstituição da trajetória do elétron espalhado. Todos estes fatores impõem requisitos e determinam as características do sistema de deteção, como discutido a seguir.

A dispersão do espectrômetro, que depende essencialmente da forma do campo magnético, é um dos fatores determinantes da resolução em energia. Para garantir a resolução em energia $\Delta E/E \cong 10^{-4}$, a dispersão foi fixada em 2,33 cm/ %. Lembrando que a aceitação em momento é $\Delta p = \pm 10\%$, este valor para a dispersão resulta numa imagem com cerca de 50 cm de comprimento (na direção dispersiva). Portanto, para que se atinja a resolução em energia desejada, é necessário que o sistema de deteção apresente uma resolução espacial da ordem de $\Delta x/x \cong 0,2$ mm.

A reconstituição da trajetória do elétron espalhado através do espectrômetro, requer o conhecimento (com grande precisão) de duas coordenadas independentes e do ângulo de incidência na direção dispersiva. A determinação destas grandezas requer a utilização de 2 câmaras. Devido ao grande ângulo sólido, é necessária a presença de uma terceira câmara, para se determinar a coordenada na direção não dispersiva, paralela ao ângulo de espalhamento, garantindo assim uma boa definição do mesmo.

Estas considerações resultaram num sistema de deteção constituído por três câmaras verticais de arrasto (X1, Y e X2). Fisicamente este arranjo apresenta dois módulos separados, pois as câmaras X1 e Y formam uma estrutura dupla. Os fios da câmara Y são inclinados relativamente aos da câmara X1, como ilustrado na Figura 2.4. Além disso, como mostrado na Figura 2.3, posicionados atrás das

câmaras encontram-se um cintilador plástico (*NE102A*) e um detector *Cerenkov*, (nesta ordem). A coincidência entre ambos é utilizada para a redução das contagens de fundo.

As câmaras X1 e X2 trazem informações sobre a trajetória do elétron espalhado na direção dispersiva (X), permitindo a determinação dos pontos de interseção com os plano de fios e do ângulo de incidência do elétron. Por outro lado, a câmara Y traz informação sobre a posição do elétron espalhado na direção não dispersiva. Através da utilização de um sistema eletrônico apropriado (subseção 2.2.2), obtém-se para a direção dispersiva: resolução espacial de $\Delta x/x \cong 0,15$ mm, e, resolução angular $\Delta\theta/\theta \cong 0,15^\circ$. Além disso, na direção não dispersiva, o sistema apresenta uma resolução angular de $\Delta\theta/\theta \cong 0,5^\circ$.

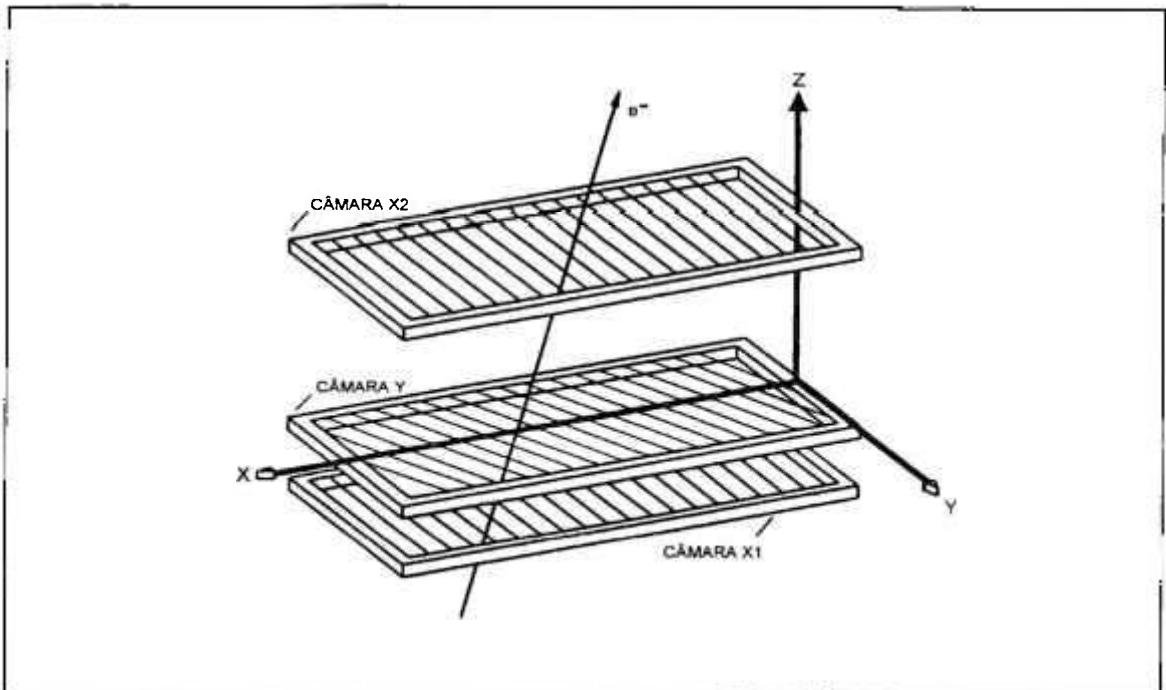


FIGURA 2.4 - Arranjo geométrico das câmaras verticais de arrasto. Através da medida dos tempos de arrasto nas câmaras X1 e X2 são calculados os 2 pontos de interseção, e ângulo de incidência do elétron espalhado na direção dispersiva X. A câmara Y traz informação sobre a posição na direção não dispersiva. Estas grandezas permitem a reconstituição da órbita e determinação do momento do elétron espalhado.

Devido às características do campo magnético, e também com o objetivo de permitir uma determinação precisa do ponto de interseção com o plano de fios, o arranjo das câmaras é montado com uma inclinação de 44° , relativamente à órbita central do espectrômetro. Deste modo garante-se que, no mínimo, dois fios (sensores) sejam atingidos pelo elétron espalhado. Além disso, em função do grande ângulo sólido do espectrômetro, o sistema de detecção apresenta aceitação angular de $\Delta\theta \cong 40^\circ$, permitindo a entrada de elétrons com ângulo de incidência (direção dispersiva) entre 24° e 64° .

A disposição geométrica, bem como os parâmetros relevantes das câmaras são mostrados na Figura 2.5.

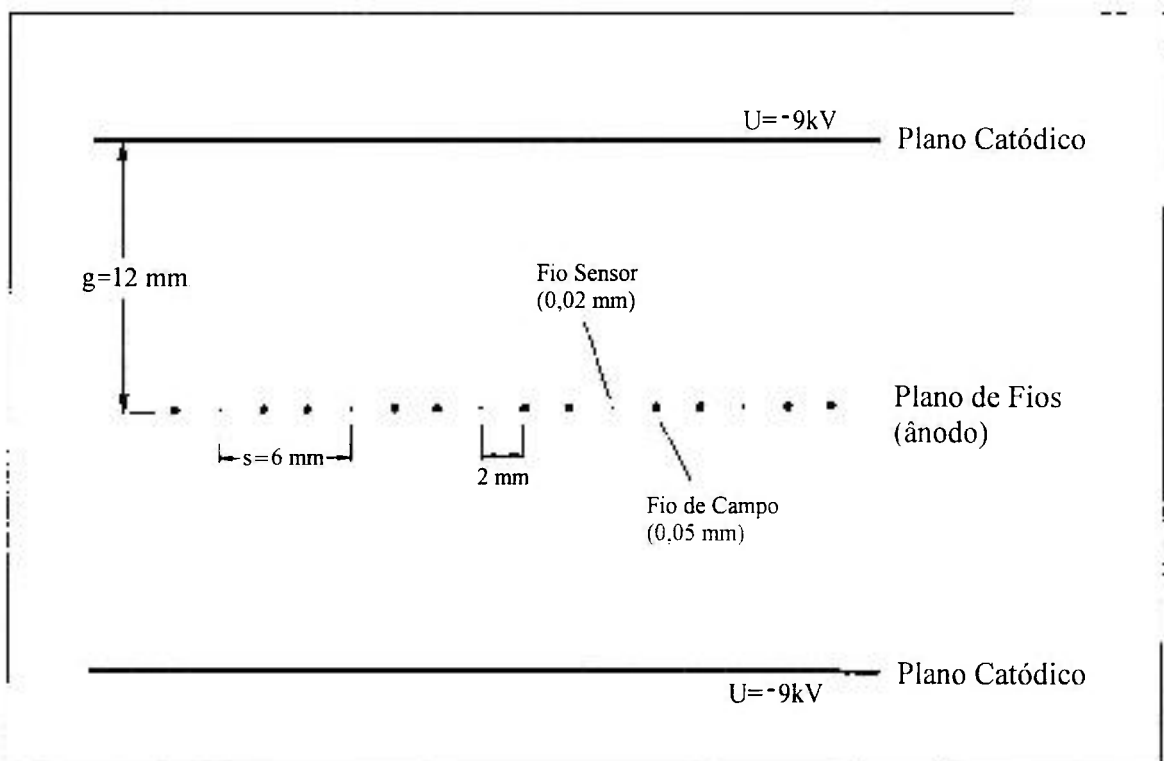


FIGURA 2.5 - Diagrama mostrando a disposição geométrica e parâmetros internos das câmaras de fios (seção transversal).

Como ilustrado na Figura 2.5, depois de cada 'fio sensor' são colocados dois 'fios de campo' (com diâmetro maior). Estes fios têm apenas a finalidade de

tornar o campo homogêneo, e delimitar as células de arrasto (cada célula é formada por um fio sensor e dois de campo).

Preenchidas com mistura gasosa de argônio e isobutano (na proporção 1:1, e pressão de 1 atm), as câmaras são fechadas com janelas muito finas (*mylar*) para minimizar o espalhamento a baixo ângulo. Nestas condições, o número médio de pares (elétron-íon) formados ao longo da trajetória é da ordem de 38 pares/cm. A velocidade média de arrasto dos elétrons secundários, aproximadamente independente da intensidade do campo elétrico, é $v_d \cong 50 \mu\text{m/ns}$ ⁽¹⁶⁾ para a presente mistura gasosa. Considerando-se as dimensões internas das câmaras, este valor para v_D resulta num tempo máximo de arrasto, t_m , da ordem de $t_m \cong 260 \text{ ns}$.

Finalizando, a câmara de espalhamento (mostrada na parte inferior esquerda da Figura 2.3) está acoplada à janela de entrada do espectrômetro. No centro da parte superior, encontra-se um servo-mecanismo que permite a movimentação (vertical e de rotação) da 'escada' de alvos a ele acoplada. Além disso, no interior da câmara encontra-se um goniômetro para utilização nas medidas do tipo $(e, e'x)$.

2.2 Procedimento Experimental

Apresentam-se aqui os fatores que influenciaram a escolha das condições experimentais, e além disso, o procedimento durante a tomada de dados. O sistema de detecção do espectrômetro *QCLAM*, bem como o princípio de funcionamento, foram descritos na subseção 2.1.3. A eletrônica associada ao sistema de detecção, responsável pela aquisição de dados com o *QCLAM*, é apresentada detalhadamente na subseção 2.2.2.

2.2.1 Condições Experimentais

A escolha das condições experimentais foi feita de forma a atender a dois critérios: (1) permitir a melhor condição de observação do estado $|1^-, 0\rangle$, que além de fracamente excitado, tem largura natural muito grande ($\Gamma = 315 \pm 25 \text{ keV}$) ⁽⁶⁾; (2) resultar em momentos transferidos na região $q < 0,6 \text{ fm}^{-1}$, de modo a se ter uma

superposição com o valor mais baixo do conjunto de dados de *Sendai* ⁽⁷⁾. Para minimizar os problemas decorrentes da grande largura, deu-se preferência a ângulos de espalhamento traseiros, geometria na qual se observa uma sensível diminuição do fundo, constituído predominantemente pela cauda radiativa do espalhamento elástico (a ser visto no Capítulo 3), favorecendo a observação do estado.

É importante lembrar que, para um mesmo valor de momento transferido, portanto mesmo valor dos fatores de forma elástico e inelástico, ambas as seções de choque (elástica e inelástica) são menores para a combinação ângulos traseiros/energia mais baixa, do que para ângulos dianteiros/energia mais alta, devido à dependência angular da seção de choque de Mott (Capítulo 1, subseção 1.1.2 (b)). Apesar disso, a sensível diminuição do fundo, devido à diminuição da seção de choque elástica, representa um fator que favorece a observação do estado $|1^-,0\rangle$.

Na Figura 2.6, mostra-se o espectro de excitação obtido para o ângulo de espalhamento $\theta = 154^\circ$. Esta é a condição de observação mais favorável, e portanto, ilustra bem o grau de dificuldade envolvido na observação do estado $|1^-,0\rangle$. Neste espectro, abrangendo toda a região de excitação $4 < E_x < 12$ MeV, podem ser vistos os 4 primeiros estados excitados do ^{12}C aqui analisados. O pico marcado por ^1H , proveniente de contaminação do alvo, corresponde à linha elástica do hidrogênio.

A energia do feixe foi mantida fixa em $E_i = 60$ MeV, e os ângulos de espalhamento utilizados foram: $\theta = 117^\circ, 135^\circ$ e 154° . Desprezando-se a energia de recuo do núcleo, o momento transferido no espalhamento inelástico é dado por ⁽¹³⁾,

$$|\mathbf{q}| = q = \left[\frac{1}{\hbar c} \left(\sqrt{4 E_i E_f \sin^2 \theta / 2 + E_x^2} \right) \right], \quad (36)$$

onde, E_i / E_f são as energias inicial/final do elétron incidente/espalhado e E_x é a energia de excitação $E_x = E_i - E_f$. Portanto, observando-se as condições acima

descritas, os valores para o momento transferido foram: $q \cong 0,47; 0,51; 0,54 \text{ fm}^{-1}$, respectivamente.

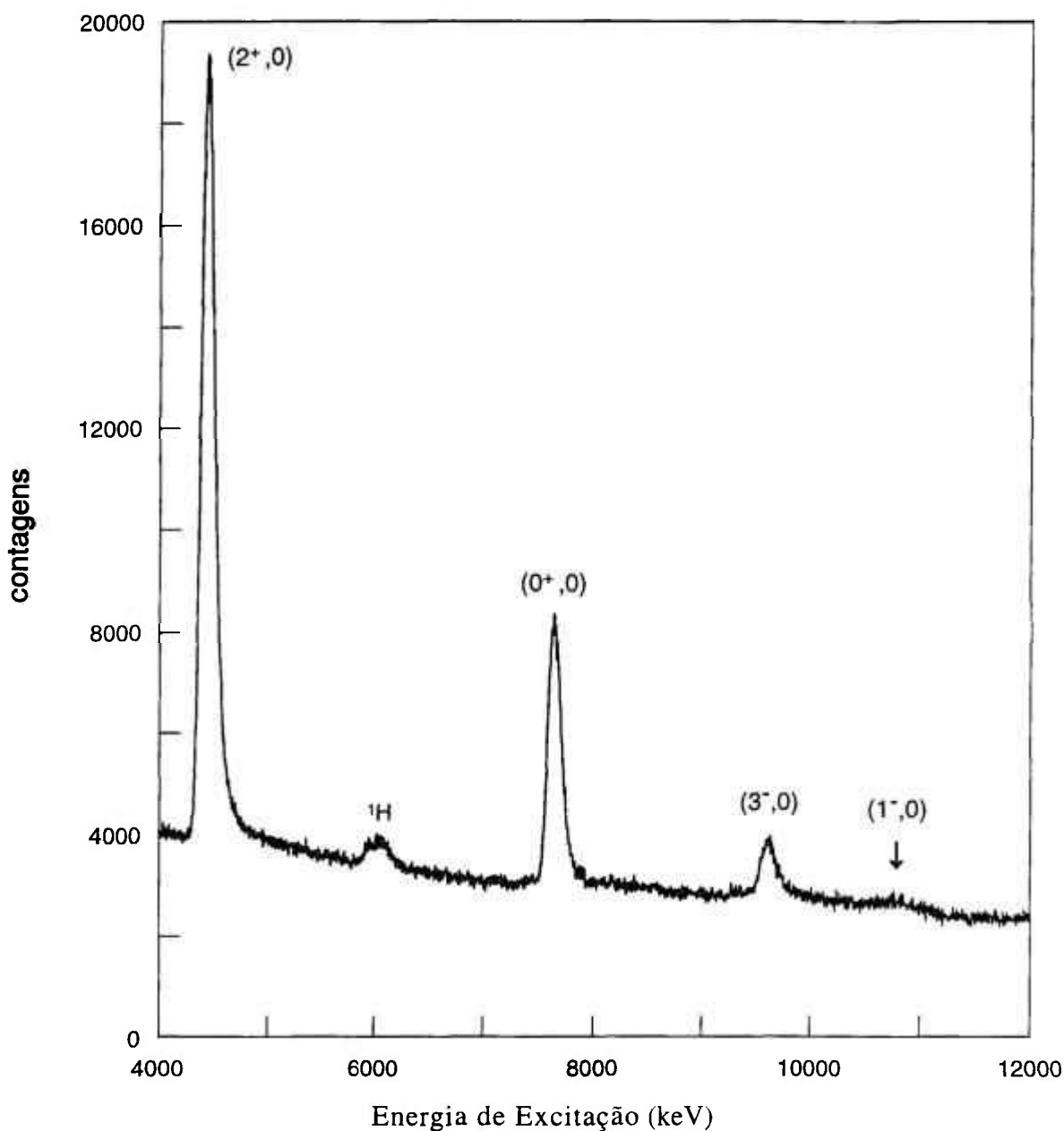


FIGURA 2.6 - Espectro de excitação para ângulo de espalhamento $\theta = 154^\circ$ (condição mais favorável de observação). Mostra-se aqui, a região de excitação compreendida entre 4 e 12MeV, na qual se encontram os 4 primeiros estados excitados do ^{12}C , como indicado na figura.

O alvo fino de carbono natural, $\rho_x \cong 40 \text{ mg/cm}^2$ de espessura (cerca de 10^{-3} comprimentos de radiação) foi posicionado na chamada geometria de ‘transmissão’ para o ângulo de espalhamento $\theta = 117^\circ$. Nesta geometria, a normal ao alvo bissecta o ângulo de espalhamento. Por outro lado, para os ângulos $\theta = 135^\circ$ e 154° , foi utilizada a chamada geometria de ‘reflexão’, na qual o próprio alvo bissecta o ângulo de espalhamento. Será visto no Capítulo 3, que a geometria de reflexão resulta num alargamento da linha detetada. Mesmo na geometria de reflexão a resolução em energia, dada pela ‘largura a meia-altura da linha elástica’ (FWHM), foi $\Delta E \leq 130 \text{ keV}$.

Durante as medidas a corrente disponível foi $1 \leq i \leq 2 \mu\text{A}$. No total, a tomada de dados teve duração de cerca de 3 semanas contínuas. As interrupções havidas foram necessárias para efetuar as mudanças de ângulo, o carregamento de He líquido, bem como para alterar a intensidade do campo magnético do espectrômetro. Os espectros parciais, armazenados em fitas magnéticas de alta densidade, foram somados para se obter o espectro final com boa estatística.

Cabe observar que, as mudanças de intensidade do campo magnético foram necessárias para viabilizar a medida de espectros contendo a linha elástica, para cada ângulo de espalhamento. Será visto no Capítulo 3 que, por se tratar de uma medida relativa de seção de choque, a medida da seção de choque elástica é indispensável para a determinação da seção de choque inelástica.

2.2.2 Sistema de Aquisição de Dados

A aquisição de dados com o espectrômetro *QCLAM* se processa através de um computador $\mu\text{VAX3600}$, com módulo de interface *Starburst CAMAC*, no qual é executado o programa de aquisição e gerenciamento dos dados *GOOSY* (*GSI OnLine-OffLine System*). Este programa constroi os espectros de excitação e os armazena em fitas magnéticas para posterior análise (*offline*). Além disso, permite a monitoração do experimento, disponibilizando ferramentas para análise durante o decorrer da medida (*online*). O programa *GOOSY*, desenvolvido e distribuído pelo

GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt), é adotado em diversos laboratórios internacionais.

Os dados de entrada para o *GOOSY* já são ‘pré-analisados’, pois são gerados numa etapa anterior que envolve a redução e processamento dos dados brutos coletados pelas câmaras. Como visto na subseção 2.1.3, as medidas do tempo de arrasto dos elétrons secundários permitem a determinação dos pontos de interseção e do ângulo de incidência do elétron espalhado. O processamento numérico destas informações, permite a reconstituição da trajetória do elétron através do espectrômetro e a determinação do momento. Todo o processamento numérico é realizado na sala de medidas, durante o decorrer do experimento (*online*), por um sistema de microprocessadores ⁽¹⁶⁾ acoplados através de *VMEbus*. Este sistema tem capacidade para processar taxas elevadas de contagens ($\cong 5000$ Hz). Para melhor visualização das diversas etapas envolvidas na aquisição de dados, apresenta-se na Figura 2.7, o fluxograma do sistema de aquisição e pré-análise de dados brutos.

Como esquematizado na Figura 2.7, junto ao espectrômetro encontram-se três subsistemas idênticos associados às câmaras, contendo a eletrônica envolvida no processamento dos sinais e um módulo de leitura. O módulo de leitura é responsável pelo controle da eletrônica associada à câmara, bem como pela leitura e transmissão (para o sistema de pré-análise) dos dados brutos coletados.

A primeira unidade (*event-builder*) do sistema de pré-análise recebe os dados enviados pelos módulos de leitura das 3 câmaras através da interface de fibra ótica, verifica sua consistência e os reúne num pacote único. Este teste de consistência rejeita os eventos para os quais menos de 2 fios foram atingidos. Na etapa seguinte, são calculados os pontos de interseção (dos ‘bons’ eventos) com os 3 planos de fios, o ângulo e momento do elétron espalhado. A última unidade (*dumper*) transmite, através de fibra ótica, o evento ‘pré-analisado’ para o módulo *CAMAC*. Durante a pré-análise são aplicadas todas as correções (subseção 2.1.3) para os efeitos da curvatura do plano focal e outras aberrações magnéticas do *QCLAM*.

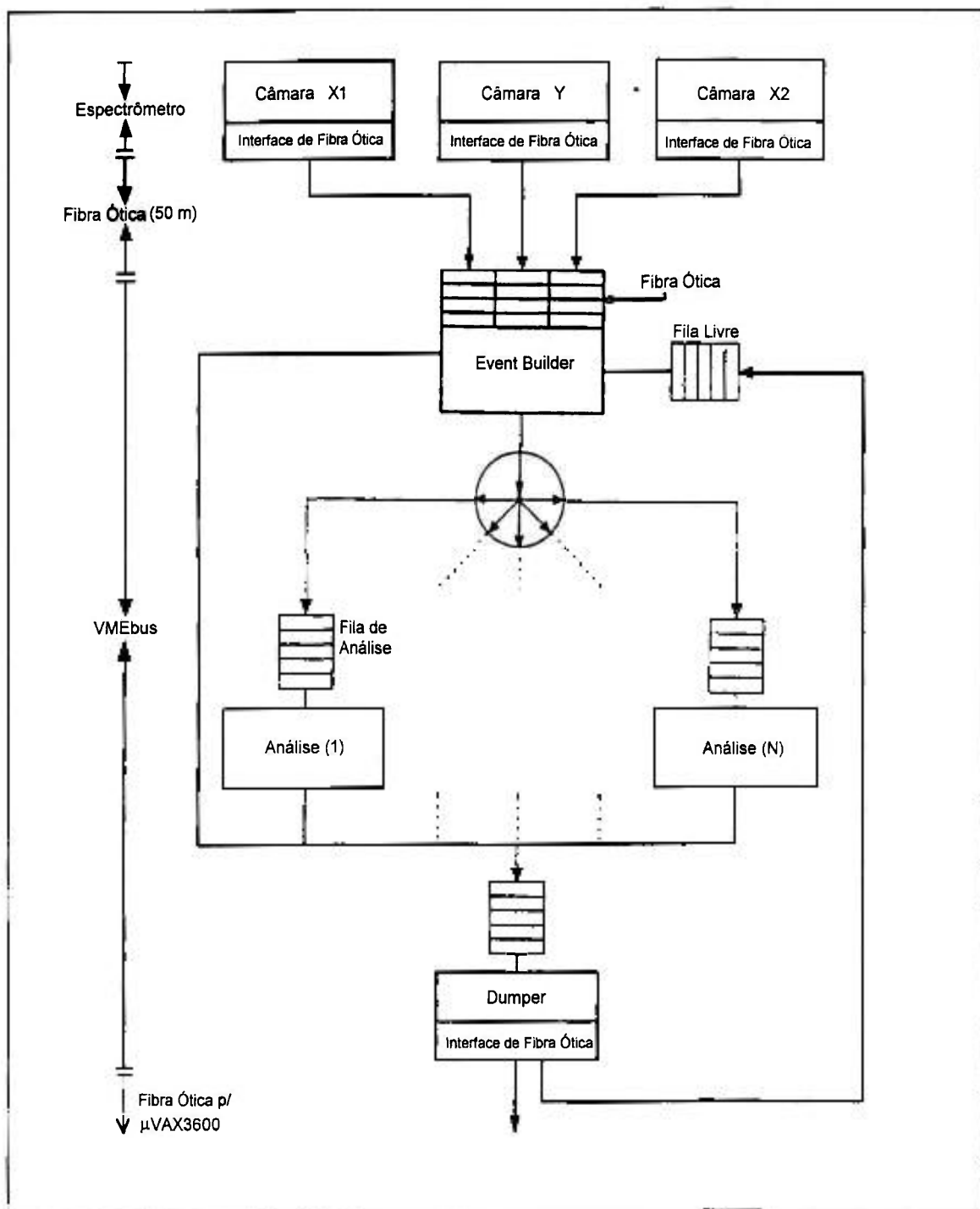


FIGURA 2.7 - Esquema do sistema de aquisição e pré-análise de dados brutos. Esta figura mostra as diversas etapas envolvidas na aquisição de dados com o espectrômetro *QCLAM*.

A etapa de aquisição de dados descrita acima, corresponde ao estágio final do processo. O estágio inicial, envolve a aquisição de dados brutos pela eletrônica das câmaras. Para maior clareza, é importante observar que o sistema eletrônico completo de aquisição de dados está distribuído em três conjuntos: (1) o sistema de pré-análise, descrito acima; (2) os subsistemas associados às câmaras, e (3) o sistema eletrônico de coincidência e disparo. A sincronização destes três sistemas é feita pelo sistema de coincidência e disparo. Descreve-se a seguir o arranjo eletrônico dos sistemas (2) e (3), e depois o funcionamento dos mesmos.

Os subsistemas das três câmaras são idênticos: cada fio está conectado a um pré-amplificador e um discriminador de altura de pulso (*leading edge discriminator*), além de um módulo digitalizador de tempo (TDC). O tempo de subida dos pulsos produzidos pelos elétrons secundários é da ordem de $1 < \tau_s < 3$ ns, portanto a eletrônica associada para o processamento destes sinais apresenta tempo de subida compatível com este valor.

Os discriminadores possuem duas saídas: uma delas acoplada ao TDC (8 canais). A conexão das saídas dos discriminadores aos 8 canais de entrada do TDC é feita de modo que: a cada um dos 8 canais do TDC estejam conectadas, sequencialmente, as saídas dos 8 primeiros discriminadores. Portanto, ao canal #1 do TDC estão conectados os fios #1, #9, #17, #25....., ao canal #2, os fios #2, #10, #18....., e finalmente, o canal #8 do TDC recebe os sinais provenientes dos fios #8, #16, #24....#128 (#160). Estes TDC's (de tempo real), são acoplados a um pulsador de 750 MHz, e portanto apresentam uma resolução temporal de $\cong 1,3$ ns.

A segunda saída (invertida) dos discriminadores está associada a um sistema lógico de padrão de disparo. Cada canal está associado a um registro intermediário (*hit-flipflop*) acionado sempre que um fio é atingido. Ao ser detetado um 'bom' evento, o conteúdo de todos os '*hit-flipflop*' é armazenado num 'registrador de padrão de disparo' (*hit pattern register*), após decorridos 260 ns, que corresponde ao tempo máximo de arrasto nas câmaras. Para otimizar o processo de leitura, as saídas dos '*hit-flipflop*' estão conectadas a um 'codificador

de prioridade' (*priority encoder*), que determina o número do primeiro fio atingido, eliminando a necessidade de leitura dos padrões completos de disparo.

O sistema eletrônico de coincidência e disparo, esquematizado na Figura 2.8, é responsável pela sincronização dos 3 subsistemas das câmaras, bem como pelo envio dos dados brutos ao sistema de pré-análise. Este sistema compreende os detetores de disparo posicionados atrás das câmaras (subseção 2.1.3): um cintilador NE102A (10 mm de espessura), seguido de um detetor Cerenkov. Um misturador de sinais (*Meantimer*) elimina a diferença de tempo entre os sinais de luz que atingem as fotomultiplicadoras acopladas às extremidades do cintilador. Como da maneira usual, os dois detetores são utilizados em coincidência para reduzir a taxa de contagens de fundo, e aumentar a seletividade do sistema total de disparo. A informação de tempo dos detetores de disparo é determinada apenas pelo cintilador.

É importante observar uma particularidade da eletrônica do *QCLAM* : neste sistema, ao contrário do que se observa usualmente, é o sinal lógico (*Hit*) do 'codificador de prioridade' (indicando que o primeiro fio foi atingido), que determina o 'INÍCIO' (*START*) das contagens. O sinal lógico (*STOP*) que encerra as contagens (nos 3 TDCs) é dado pelo sistema de disparo e coincidência, depois de decorridos 260 ns, que é o tempo máximo de arrasto nas câmaras.

Assim, quando o primeiro fio é atingido, o codificador de prioridade envia sinal lógico (*Hit-One*) para o sistema de coincidência e disparo. Caso sejam atingidas as 3 câmaras, o sistema de coincidência identifica (*Hit-All*) como um 'bom' evento. Então, abre uma 'rampa de tempo', e após 260 ns, envia um sinal lógico (*STOP*) que encerra as contagens nos três TDCs. Outro sinal lógico (*Store*) determina o armazenamento dos dados no registro de padrão de disparo (portanto apenas para os bons eventos). Segue-se o sinal (*Start Read Out*), para que o módulo de leitura inicie o processo de leitura, sinalizando com 'ocupado' (*busy*) até que o mesmo termine. Ao final da leitura, todos os registros são zerados (*Clear*) e estão prontos para um novo evento. Caso não tenham sido atingidas as

três câmaras, o sistema de coincidência e disparo rejeita o evento, e zera todos os registros (*Clear*).

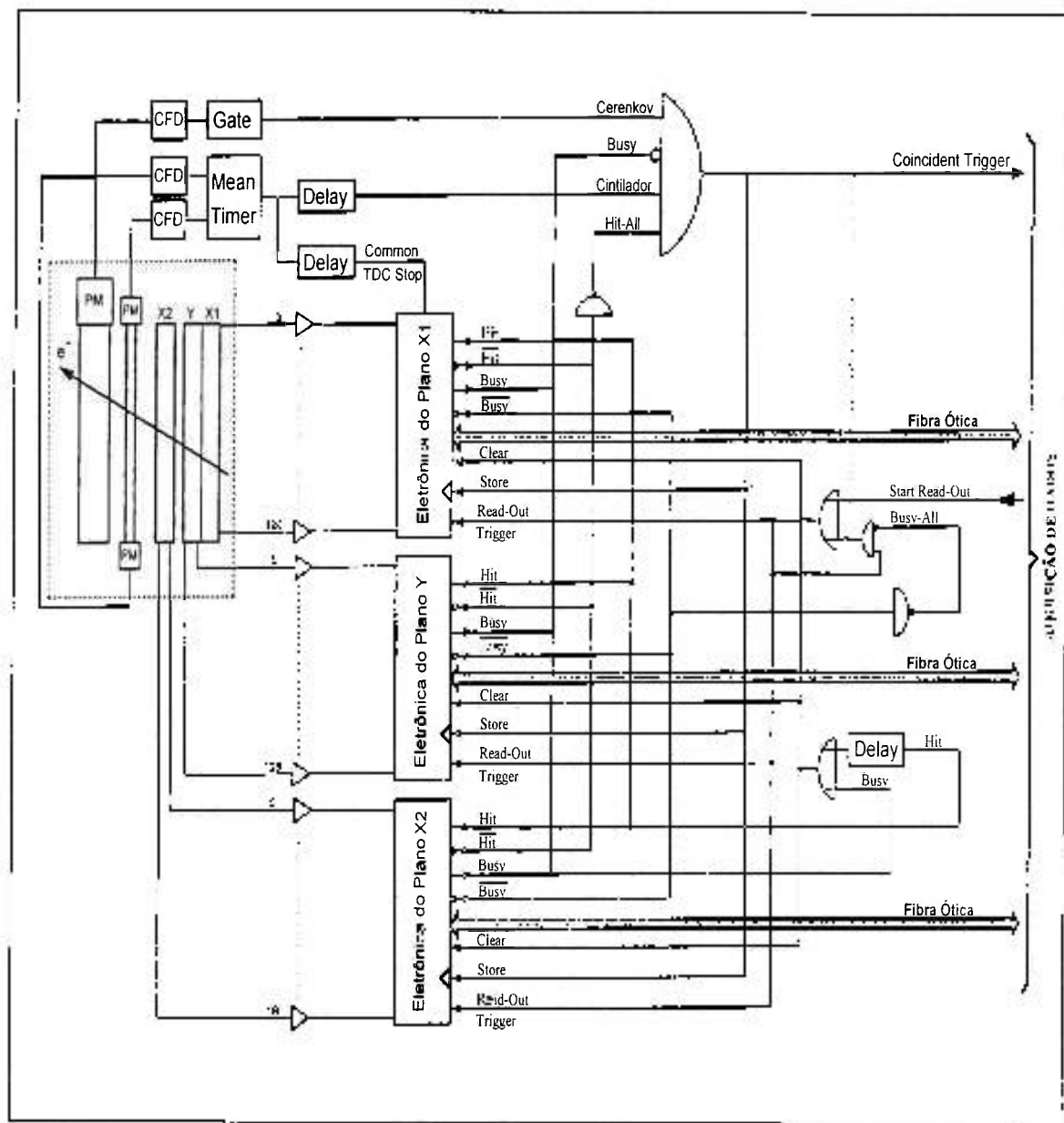


FIGURA 2.8 - Diagrama do sistema eletrônico de coincidência e disparo. Este diagrama ilustra o funcionamento da eletrônica de disparo quando um elétron espalhado atinge o sistema de detecção (à esquerda da figura) do espectrômetro QCLAM.

O módulo de leitura inicia o processo de leitura pelo número do primeiro fio atingido, depois o padrão de disparo associado ao endereço inicial, e finalmente, os 8 canais dos TDCs (iniciando pelo TDC da primeira câmara atingida). Então, reúne estas informações num 'pacote' e o envia para o sistema de pré-análise. É importante observar que, o módulo de leitura rejeita os eventos envolvendo mais de 8 de fios, marcando-os como 'maus eventos', então o padrão de disparo completo não precisa ser lido, contribuindo para a redução do tempo morto. O processo completo de leitura e transmissão de um 'bom' evento tem a duração aproximada de $16\mu\text{s}$.

Como já mencionado, o sistema de pré-análise realiza um último teste, quanto à consistência dos 'pacotes' de dados recebidos, rejeitando aqueles em que menos do que 2 fios foram atingidos. Reunindo então os dados provenientes das 3 câmaras num único pacote, para que se realize o processamento numérico. Finalmente, as informações sobre o momento e ângulo do elétron espalhado são recebidas pelo programa *GOOSY*, através da interface *CAMAC*, para a construção dos espectros.

CAPÍTULO 3

REDUÇÃO E ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS

3. INTRODUÇÃO

Neste capítulo descrevem-se as diversas etapas do procedimento utilizado na redução e análise dos dados experimentais. Na seção 3.1, apresentam-se alguns aspectos característicos dos espectros de excitação obtidos em medidas de espalhamento de elétrons, e suas implicações para o processo de ajuste dos mesmos, visando a obtenção dos fatores de forma experimentais. Além disso, são mostrados os diversos espectros ajustados, principalmente na região de excitação do estado $|1^-,0\rangle$. Esta etapa do processo de redução de dados é idêntica para todos os estados aqui estudados. A etapa seguinte, apresentada na seção 3.2, consiste na determinação dos fatores de forma longitudinais, através da subtração da componente transversal, procedimento necessário apenas para os estados $|2^+,0\rangle$, $|3^-,0\rangle$ e $|1^-,0\rangle$, uma vez que o estado $|0^+,0\rangle$ tem caráter puramente longitudinal.

3.1 Procedimento de Redução e Análise de Dados

Como apresentado no Capítulo 2, os sinais produzidos nos planos de fios pelos elétrons secundários são analisados pela eletrônica associada, gerando dados brutos (tempos de arrasto, enderêços, padrão de disparo), que após várias etapas de processamento numérico (pré-análise) permitem a determinação do ângulo da trajetória e do momento (energia) do elétron espalhado. Estas informações constituem os dados de entrada para o programa GOOSY, que monta e gerencia a base de dados necessária para a construção dos espectros em função da energia de excitação. O procedimento de ajuste destes espectros é descrito a seguir. Além disso, apresentam-se os espectros ajustados, para os 3 ângulos de espalhamento, na região de excitação na qual se encontra o estado $|1^-,0\rangle$.

3.1.1 Ajuste dos Espectros de Energia

Os espectros de energia (de excitação) obtidos em medidas de espalhamento inelástico de elétrons apresentam aspectos característicos que exigem alguns cuidados especiais. A ordenada dos espectros, em função da energia de excitação, é proporcional à seção de choque dupla diferencial, $(d^2\sigma/d\Omega dE)$, do estado excitado. Portanto, a área sob a curva que descreve a excitação observada corresponde, em princípio, à seção de choque do estado. No entanto, devido à ocorrência de processos radiativos secundários antes, durante e depois do espalhamento, é necessário aplicar-se algumas correções à seção de choque medida. As correções para os processos radiativos secundários mais importantes são apresentadas a seguir.

(a) Correções Radiativas

A forma das linhas nos espectros de espalhamento de elétrons depende, não apenas da distribuição de energia do feixe incidente e da largura natural do estado estudado, mas também destes processos radiativos de segunda ordem, que apesar de indesejáveis são inevitáveis, pois resultam de características inerentes do elétron: massa pequena, grande facilidade em irradiar ao interagir com a matéria.

Em decorrência destes processos, as linhas sofrem um alargamento e apresentam uma distribuição contínua chamada de ‘cauda radiativa’ (radiative tail), que se estende ao longo de toda a região de maior energia de excitação (ou seja, de menor energia do elétron espalhado). A cauda radiativa da linha elástica é responsável pela parte dominante do fundo sob as linhas inelásticas dos espectros. Por ter origem em processos radiativos, a seção de choque da cauda radiativa é em princípio calculável ⁽³¹⁾. Os picos inelásticos também apresentam uma cauda radiativa associada.

Ao se integrar a curva que descreve a excitação, para a obtenção da seção de choque, elétrons que, devido aos processos radiativos secundários, perderam energia maior do que o limite de integração ΔE (*cutoff energy*) não serão computados. Em decorrência disso, é necessário aplicar fatores corretivos à seção de choque medida. A seção de choque corrigida, considerando-se os processos radiativos mais importantes é dada por ⁽¹⁷⁾:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{corr}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{exp}} \left(\frac{1}{1-\delta_I}\right) \exp(\delta_S + \delta_B), \quad (38)$$

onde: δ_S é a correção de Schwinger, δ_I correção de ionização, e δ_B a correção de ‘radiação de freamento’ (*bremsstrahlung*).

A correção de Schwinger, δ_S , é a mais significativa, e tem origem em processos que ocorrem durante o espalhamento, resultando na emissão e reabsorção de fótons virtuais pelo elétron, e na emissão de fótons reais que não são observados, quando a perda de energia ΔE é menor do que a resolução experimental. A expressão de δ_S formulada por Tsai ^(17,18), é:

$$\delta_S = \frac{2\alpha}{\pi} \left\{ \left[\frac{1}{2} \ln\left(\frac{E_i}{\eta^2 \Delta E}\right) + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E_f}{\Delta E}\right) - \frac{13}{12} \right] \times \left[2 \ln\left(\frac{q}{m_e c^2}\right) - 1 \right] + \frac{17}{36} \right\} \quad (39)$$

Nesta expressão, ‘ E_i ’ é a energia do elétron incidente, ‘ E_f ’ é a energia final do elétron, ‘ q ’ o momento transferido (dado por (36), subseção 2.2.1), ‘ m_e ’ a

massa de repouso do elétron, e 'η', o fator de recuo do núcleo (dado por (6), subseção 1.1.2(b)).

O fator de correção de bremsstrahlung, $\exp(\delta_B)$, expressa a probabilidade de um elétron de energia E_i , perder qualquer valor de energia até ΔE , ao atravessar um alvo de espessura efetiva ' t_{ef} ', e pode ser escrito como ⁽¹⁷⁾:

$$\delta_B = \frac{t_{ef}}{\ln 2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_i}{\eta^2 \Delta E} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_f}{\Delta E} \right) \right], \quad (40)$$

onde a espessura efetiva ' t_{ef} ' deve ser expressa em unidades de comprimento de radiação 'RL', (gm/cm^2), que para o ^{12}C é ⁽¹⁹⁾; $\text{RL} = 43,3 \text{ gm}/\text{cm}^2$.

Como apresentado na subseção 2.2.1, utilizou-se neste trabalho, um alvo de carbono natural de espessura $t = 40 \text{ mg}/\text{cm}^2$, em duas geometrias diferentes: transmissão e reflexão. Para a geometria de transmissão (normal do alvo bissecta o ângulo de espalhamento) a espessura efetiva é dada por:

$$t_{ef} = \frac{t}{\cos \theta/2} \quad (41)$$

portanto para o ângulo de espalhamento $\theta = 117^\circ$, a espessura efetiva, para o alvo na geometria de transmissão, é $t_{ef} \cong 76 \text{ mg}/\text{cm}^2 \cong 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ RL}$.

Por outro lado, para o alvo na geometria de reflexão (alvo bissecta o ângulo de espalhamento) a espessura efetiva é dada por:

$$t_{ef} = \frac{t}{\sin \theta/2} \quad (42)$$

portanto, para o ângulo de espalhamento $\theta = 135^\circ$, $t_{ef} \cong 43 \text{ mg}/\text{cm}^2 \cong 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ RL}$.
Para $\theta = 154^\circ$, obtém-se: $t_{ef} \cong 41 \text{ mg}/\text{cm}^2 \cong 9 \cdot 10^{-4} \text{ RL}$.

A correção de ionização, δ_I , é devida a elétrons que perderam energia por ionização maior do que ΔE ao atravessarem o alvo. Este fator de correção depende, dentre outros parâmetros, da espessura efetiva do alvo ^(17,30,31), e **tem** magnitude desprezível para alvos finos.

Como visto acima, dentre as correções radiativas, a correção de Schwinger é a mais significativa. Na presente medida, a magnitude de δ_S foi de $\cong 20\%$. Por outro lado, o fator de correção para a perda de energia por bremsstrahlung é muito pequeno para alvos ‘finos’. Nas condições experimentais da presente medida a magnitude de δ_B foi sempre da ordem de $\cong 1\%$.

Finalizando, cabe mencionar que a magnitude das correções radiativas são muito semelhantes tanto para o espalhamento elástico, quanto para o inelástico. Portanto, ao se fazer a razão entre as áreas do pico elástico e inelástico, para a determinação da seção de choque inelástica, as correções radiativas praticamente se cancelam.

(b) Procedimento de Ajuste dos Espectros

Para o ajuste dos espectros utilizou-se o programa ‘FIT’, desenvolvido no *Institut für Kernphysik*, por Strauch ⁽¹⁷⁾, especialmente para a análise de medidas de espalhamento de elétrons. No entanto, por se tratar de um programa com muitos recursos, pode ser igualmente utilizado para espectros obtidos em medidas (p,p’), bem como (γ,γ').

O programa ‘FIT’ utiliza o método dos mínimos quadrados para ajustar os espectros, calcula e aplica as correções radiativas discutidas na seção anterior. Para melhor ajustar as linhas dos espectros de espalhamento de elétrons, considerando as características apresentadas na seção anterior, o ‘FIT’ disponibiliza gaussianas assimétricas, pois geralmente, depois do pico observa-se um alargamento da linha (região de maior energia de excitação). Além disso, utiliza uma parametrização especial para a gaussiana (hipérbole quadrática), para melhor ajustar a região final da linha (correspondente à energia de excitação mais alta).

Usualmente ^(12,13) inicia-se o processo de ajuste de espectros de espalhamento de elétrons pela linha elástica. Caso a linha elástica tenha sido obtida em espectro separado, como no presente trabalho, ajusta-se a linha mais intensa do espectro, correspondente neste caso, ao estado $|2^+,0\rangle$. Os valores obtidos para as larguras da gaussiana (à esquerda e à direita do pico) podem ser mantidos fixos durante o ajuste dos outros picos do espectro. É claro que, isto é válido apenas para as linhas cuja largura natural é menor do que a resolução em energia. Este não é o caso do estado $|1^-,0\rangle$, cuja largura natural ⁽⁶⁾ ($\Gamma=315\pm 25$ keV) é bem maior do que a resolução da presente medida ($\Delta E \leq 130$ keV).

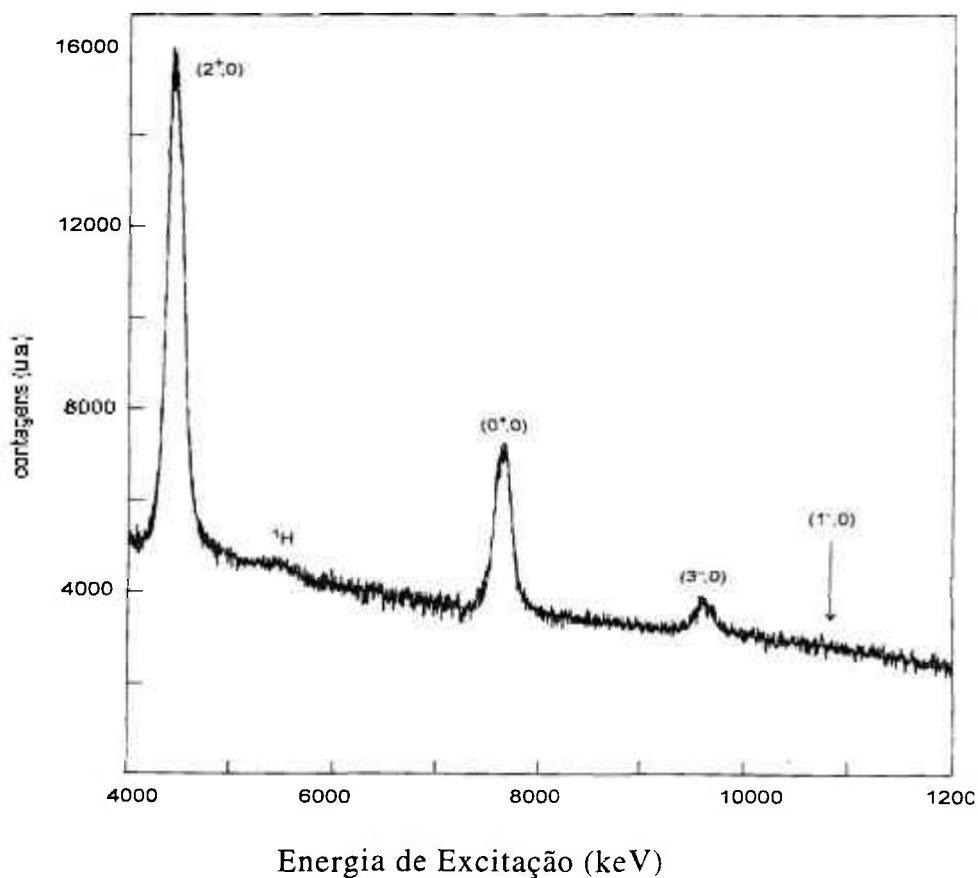


FIGURA 3.1 - Espectro de excitação medido sob ângulo de espalhamento $\theta = 135^\circ$. A curva tracejada representa o ajuste no intervalo de 4 a 12 MeV.

O espectro da Figura 3.1, obtido para $\theta=135^\circ$, mostra toda a região de excitação. Este espectro mostra claramente que as linhas correspondentes aos estados $|2^+,0\rangle$, $|0^+,0\rangle$ e $|3^-,0\rangle$ são bastante intensas.

Devido às características do estado $|1^-,0\rangle$, o procedimento de ajuste requereu tratamento um pouco diverso dos outros. Para o ângulo de espalhamento $\theta=154^\circ$ (maior momento transferido), ajustou-se separadamente a região de

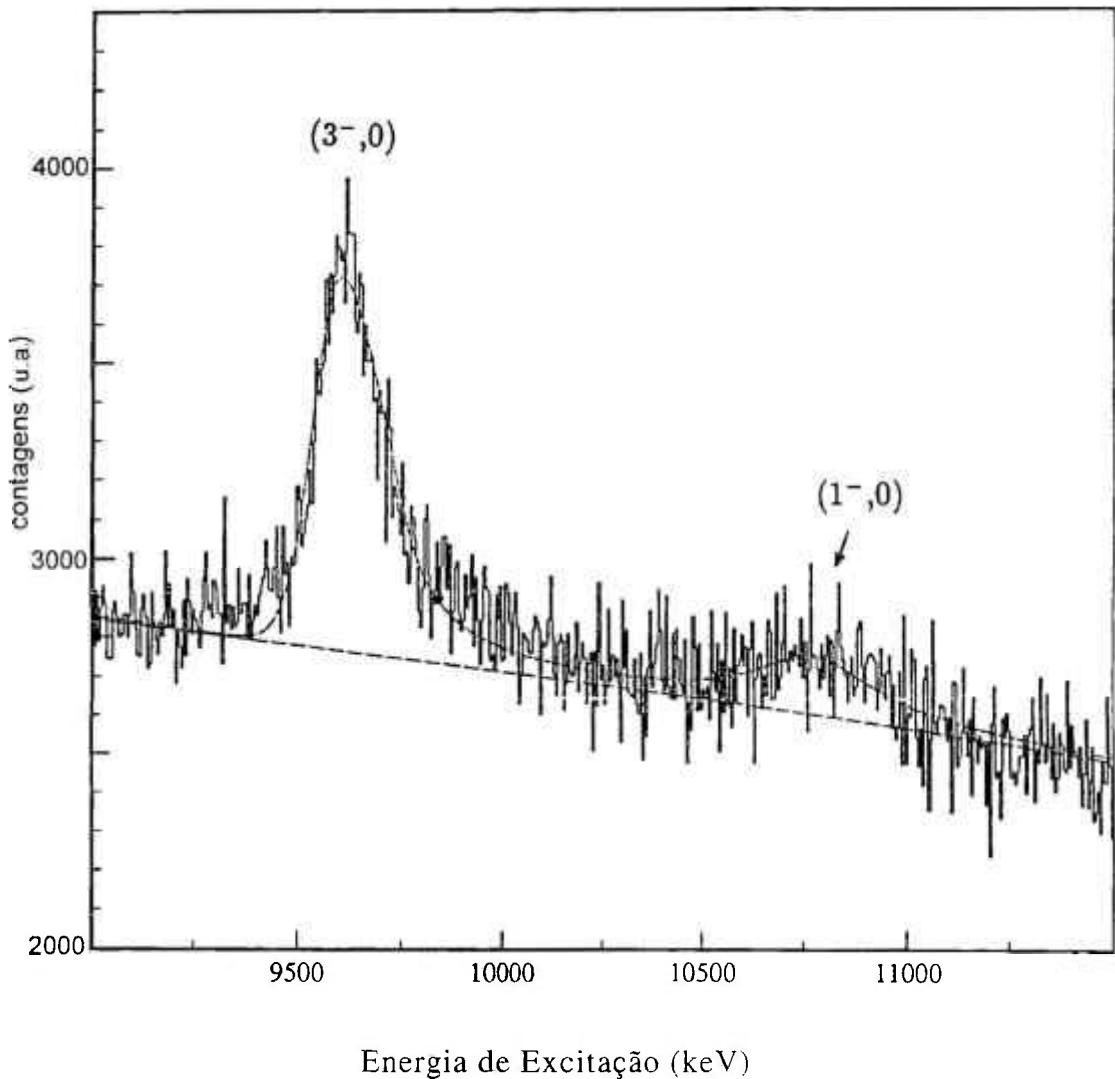


FIGURA 3.2 - Espectro de excitação medido sob ângulo $\theta=154^\circ$. O ajuste dos picos é indicado pela linha tracejada. Para descrever o fundo utilizou-se uma reta.

excitação entre 9 e 12 MeV. Como mostrado na Figura 3.2, esta região de excitação contém os estados $|3^-,0\rangle$ e $|1^-,0\rangle$. Neste caso, que representa a condição mais favorável de observação, tanto a largura, quanto a posição do pico correspondente ao estado $|1^-,0\rangle$ foram mantidos livres, e portanto, determinados pelo ajuste. Para descrever o fundo, ajustou-se uma reta, como indicado na figura.

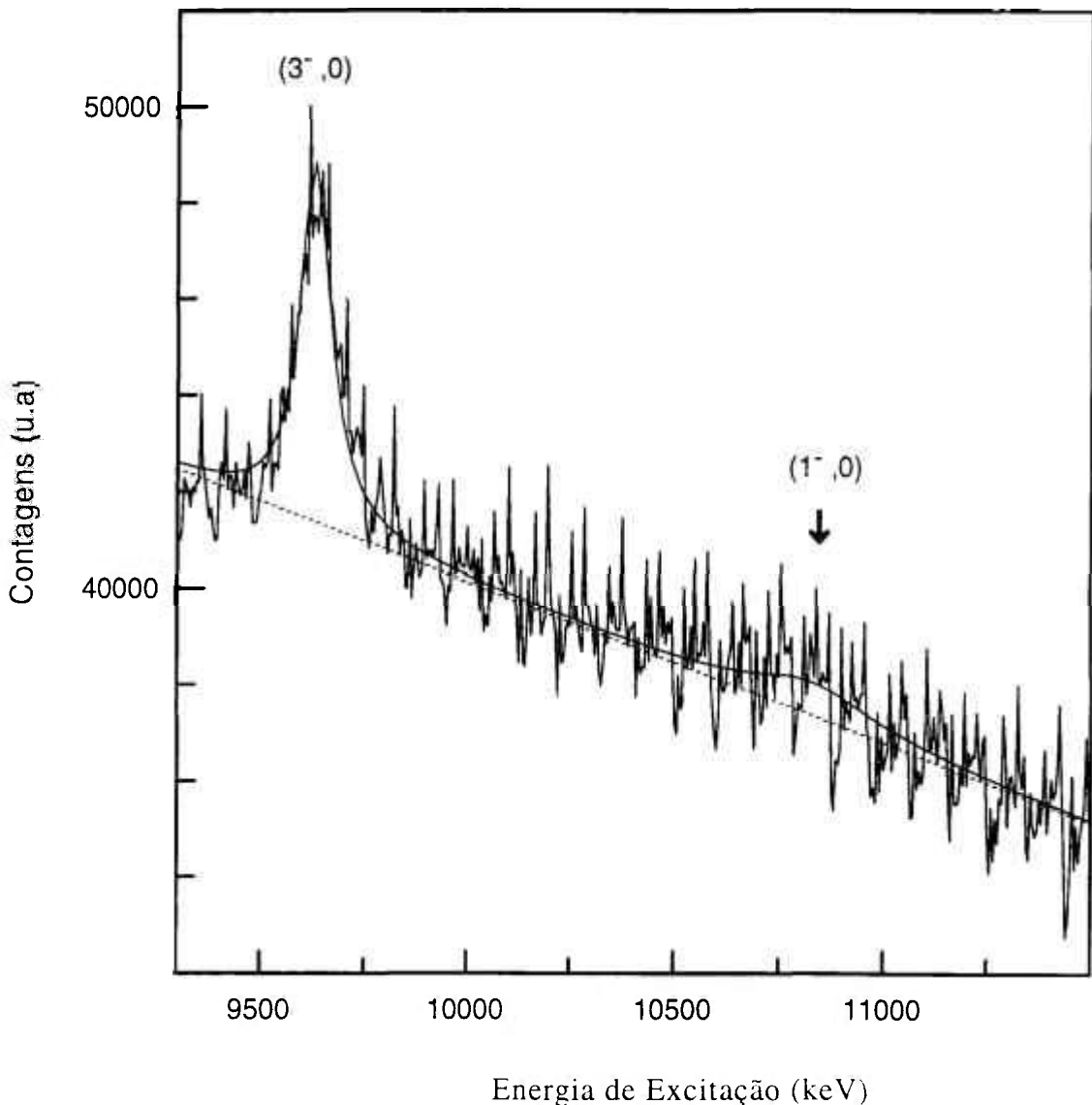


FIGURA 3.3 - Espectro de excitação medido sob ângulo $\theta = 117^\circ$. As linhas tracejadas correspondem ao resultado do ajuste.

Por outro lado, para o espectro medido a $\theta=117^\circ$, foi necessário fixar a posição e a largura do pico. Para determinar a largura, somou-se quadraticamente a resolução em energia (dada pela largura a meia-altura do pico correspondente ao estado $|2^+,0\rangle$) e a largura natural do estado. Pode-se dizer neste caso, que o limite de detectabilidade, para as presentes condições experimentais, foi atingido. O espectro parcial ajustado é mostrado na Figura 3.3.

3.2 Obtenção do Fator de Forma Experimental

A partir deste ponto é conveniente observar que, frequentemente na literatura, o termo ‘fator de forma’ é empregado para designar:

$$[F(q)]^2 = \left(\frac{d\sigma/d\Omega}{\sigma_{\text{Mott}}} \right), \text{ definidos na subseção 1.1.2 (Capítulo 1).}$$

No entanto, a validade desta relação se restringe ao contexto da aproximação PWBA, e para excitações puramente elétricas. Nesta apresentação, algumas vezes, também é utilizada esta ‘nomenclatura’, e além disso, nem sempre se faz distinção entre $F(q)$ e $F^2(q)$. Feita esta advertência, retorna-se ao problema da obtenção do ‘fator de forma experimental’ que, na realidade corresponde à grandeza $[F_{\text{exp}}(\psi)]^2$.

As medidas de seção de choque realizadas com o espectrômetro QCLAM não são absolutas. Portanto, a seção de choque inelástica, para um estado excitado, é determinada relativamente à seção de choque elástica, ou seja:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{IN}} = \left(\frac{k_{\text{in}}}{k_{\text{e}}} \right) \left(\frac{1}{h} \right) \left(\frac{A_{\text{IN}}}{A_{\text{EL}}} \right) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{EL}}. \quad (43)$$

Nesta expressão ‘ k_{in} ’ e ‘ k_{el} ’ são os fatores de correção para os processos radiativos secundários (subseção 3.1.1), para as linhas inelástica e elástica, respectivamente. Estes fatores têm valores muito próximos para processos elásticos e inelásticos, portanto ao se fazer a razão, praticamente se cancelam.

As áreas dos picos inelástico e elástico, obtidas a partir do ajuste dos espectros, correspondem a 'A_{IN}' e 'A_{EL}', respectivamente. Além disso, $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{EL}$ é o valor calculado da seção de choque elástica, a ser comentado no Capítulo 4.

Finalmente, o fator 'h' está relacionado à composição isotópica. Para misturas isotópicas, quando é impossível separar a contribuição dos diferentes isótopos para o pico elástico, é necessário corrigir a área elástica. O fator multiplicativo 'h' é a abundância do isótopo de interesse. Este é o caso da presente medida, pois a composição isotópica do carbono natural (utilizado no alvo) é dada por: 98,9% de ¹²C e 1,10% de ¹³C.

A relação (43) para a seções de choque, evidentemente, também é válida para os fatores de forma. Portanto, permite a obtenção do fator de forma experimental, $[F^{EXP}(q)]^2$, uma vez que as áreas das linhas, inelásticas e elástica, são obtidas a partir do ajuste do espectro. Cabe lembrar que, neste trabalho a linha elástica foi medida separadamente. Portanto, inicialmente obteve-se o fator de forma para a linha correspondente ao estado $|2^+, 0\rangle$ a partir do espectro contendo o pico elástico. Então, utilizou-se este valor como fator de normalização para o espectro contendo somente os picos inelásticos.

3.3 Determinação do Fator de Forma Longitudinal

A seção de choque de espalhamento inelástico de elétrons, expressão (4), para a excitação de um estado de caráter puramente elétrico, como no presente caso, desprezando-se o recuo do núcleo, pode ser reescrita como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M \left\{ [F_{\lambda}^E(q)]^2 + \left(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) [F_{\lambda}^L(q)]^2 \right\}. \quad (44)$$

Portanto, o fator de forma experimental, $[F^{\text{EXP}}(q)]^2$, obtido através de medida da seção de choque, para um estado puramente elétrico $(\frac{d\sigma}{d\Omega}) = \sigma_M \cdot [F^{\text{EXP}}(q)]^2$, é dado por:

$$[F^{\text{EXP}}(q)]^2 = \left\{ [F_{\lambda}^{\text{C}}(q)]^2 + \left(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) [F_{\lambda}^{\text{E}}(q)]^2 \right\}. \quad (45)$$

A relação (45) mostra claramente, a contribuição dos termos longitudinal e transversal, $[F_{\lambda}^{\text{C}}(q)]^2$ e $[F_{\lambda}^{\text{E}}(q)]^2$, para o fator de forma experimental.

A magnitude da componente transversal, $[F_{\lambda}^{\text{E}}(q)]^2$, geralmente é muito pequena. No entanto, uma análise da expressão (45), mostra que, devido à dependência angular, a componente transversal pode trazer uma contribuição não desprezível, ao fator de forma experimental. Isto é particularmente verdadeiro, para condições experimentais que utilizam geometria de ângulos traseiros, caso do presente trabalho.

Portanto, a determinação da componente longitudinal $[F_{\lambda}^{\text{C}}(q)]^2$, do fator de forma experimental $[F^{\text{EXP}}(q)]^2$, só é possível após a subtração da contribuição do termo transversal. No entanto, esta subtração requer o conhecimento do fator de forma transversal $[F_{\lambda}^{\text{E}}(q)]^2$. Existem dois procedimentos distintos, utilizados frequentemente na solução deste problema. Ambos são apresentados aqui, iniciando-se por aquele adotado no presente trabalho.

No limite de baixo momento transferido, os fatores de forma, longitudinal e transversal elétricos, estão relacionados pelo teorema de Siegert através de:

$$[F_{\lambda}^{\text{C}}(q)]^2 = \left(\frac{\lambda}{\lambda + 1} \right) \left(\frac{\hbar c q}{\hbar \omega} \right)^2 [F_{\lambda}^{\text{E}}(q)]^2, \quad (46)$$

como discutido, detalhadamente, na seção 1.2 do Capítulo 1. Portanto, utilizando-se esta relação na expressão (44), obtém-se o valor da componente longitudinal $[F_{\lambda}^C(q)]^2$ do fator de forma experimental.

O segundo procedimento constitui uma técnica experimental, conhecida como separação de *Rosenbluth*, e baseia-se na diferença de dependência angular apresentada pelos termos longitudinal e transversal. A separação de Rosenbluth envolve a realização de diferentes medidas de seção de choque, para o mesmo valor de momento transferido, ou seja: o momento transferido é mantido constante, variando-se apenas o ângulo de espalhamento e a energia do feixe incidente.

Como já discutido (subseção 1.1.2 (a)), na aproximação *PWBA* os fatores de forma dependem apenas do momento transferido. Portanto, através de uma combinação de medidas, realizadas para ângulos dianteiros e traseiros, mantendo fixo o momento transferido, é possível explorar a dependência angular e determinar diretamente os valores de $[F_{\lambda}^C(q)]^2$ e $[F_{\lambda}^E(q)]^2$. Isto se torna evidente, através de uma análise da expressão (45): para um mesmo valor de momento transferido, $[F_{\lambda}^C(q)]^2$ e $[F_{\lambda}^E(q)]^2$ são constantes. Portanto, graficando-se o fator de forma experimental $[F^{\text{EXP}}(q)]^2$ em função de $(\frac{1}{2} + \text{tg}^2 \frac{\theta}{2})$, para diferentes valores do ângulo de espalhamento θ , obtém-se uma reta. A interseção desta reta com o eixo das ordenadas é o fator de forma longitudinal, $[F_{\lambda}^C(q)]^2$, e a inclinação, é o fator de forma transversal, $[F_{\lambda}^E(q)]^2$.

CAPÍTULO 4

ANÁLISE E RESULTADOS: ESTADO $|1^-,0\rangle$

4. INTRODUÇÃO

Este capítulo é inteiramente dedicado ao estudo do estado $|1^-,0\rangle$, objetivo principal deste trabalho. Apresenta-se aqui, uma discussão detalhada do procedimento de análise, que é de fundamental importância para a derivação de resultados para as grandezas $B(E1)$, τ e Γ_{γ_0} . Por ter sido esta, a primeira e, até então, a única determinação experimental destas grandezas, apresenta-se uma comparação destes resultados com a sistemática para outros núcleos. Além disso, obtêm-se informações quantitativas sobre a mistura de isospin, presente na eletroexcitação do estado $|1^-,0\rangle$. Para isto, determina-se o Elemento de Matriz Coulombiano de quebra de isospin, a partir de um modelo simples de mistura de dois níveis e dos resultados para a componente isovetorial, obtidos a partir do ajuste do fator de forma.

Inicialmente, apresentam-se na seção 4.1 os resultados obtidos neste trabalho para os fatores de forma do estado $|1^-,0\rangle$. Na seção 4.2, procede-se ao ajuste do fator de forma longitudinal, e então, à determinação de $B(E1)$ e grandezas derivadas. Finalmente, na seção 4.3, examina-se a mistura de isospin.

4.1 Resultados para os Fatores de Forma

Antes de se proceder ao ajuste e extrapolação do fator de forma, apresentam-se os resultados obtidos para o fator de forma experimental (total), bem como para o fator de forma longitudinal, determinado através da subtração da componente transversal. O procedimento para a determinação de ambos foi descrito detalhadamente no Capítulo 3.

4.1.1 Fator de Forma Experimental

Como discutido na seção 3.2, por se tratar de uma medida relativa, o fator de forma do estado excitado é obtido relativamente ao fator de forma elástico, utilizando-se o valor calculado do fator de forma elástico como fator de normalização. É conveniente reescrever a expressão (43) como:

$$\left[F^{\text{Exp}}_{\text{IN}}(q) \right]^2 = \left(\frac{k_{\text{IN}}}{k_{\text{EL}}} \right) \left(\frac{A_{\text{IN}}}{A_{\text{EL}}} \right) \left[F^{\text{Cal}}_{\text{EL}}(E, \theta) \right]^2. \quad (47)$$

Nesta expressão, $\left[F^{\text{Exp}}_{\text{IN}}(q) \right]^2$ é o fator de forma experimental do estado excitado, e $\left[F^{\text{Cal}}_{\text{EL}}(E, \theta) \right]^2$, o fator de forma elástico calculado, discutido a seguir. Os outros termos já são conhecidos. Portanto, utilizando-se o resultado do ajuste dos espectros, subseção 3.1.1(b), para as áreas dos picos inelástico (estado $|1^-, 0\rangle$) e elástico, bem como o valor calculado para o fator de forma elástico, obtém-se o fator de forma experimental, $\left[F^{\text{Exp}}_{\text{IN}}(q) \right]^2$, através da relação (47).

(a) Cálculo do Fator de Forma Elástico

O fator de forma elástico foi calculado com o programa *PHASHI* ⁽²⁰⁾, na Aproximação de Born de Onda Distorcida (DWBA), através de uma análise pelo método de 'phase-shift'. Neste caso, a equação de Dirac para o elétron é resolvida numericamente, expandindo-se as funções de onda do elétron em uma soma de

ondas parciais. O 'phase-shift' de cada onda parcial pode então, ser calculado e somado para se obter a amplitude de espalhamento.

Para descrever a distribuição de cargas do estado fundamental, o programa *PHASHI* utiliza a 'distribuição de Fermi de dois parâmetros' ($2pF$, ou, *two-parameter Fermi distribution*). Neste modelo a dependência radial da distribuição de carga, $\rho(r)$, é escrita como ^(11,14):

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{(r-c)}{a}\right)\right]} \quad (48)$$

Em (48), o parâmetro 'a' está relacionado à espessura da camada superficial que envolve o núcleo, 't', através de: $t = 4 \ln 3 \cong 4,40 a$. O parâmetro 't' é a distância que separa os pontos para os quais as densidades de carga correspondem a 90% e 10% do valor central (ρ_0), respectivamente. Por outro lado, o parâmetro 'c' é o raio (*half radius*), para o qual a densidade de carga sofre uma redução correspondente a 50% do valor central ρ_0 .

Ainda em (48), ρ_0 é dado pela normalização: $\int_0^{\infty} \rho(r) r^2 dr = 1$.

No cálculo do fator de forma elástico, os valores utilizados para os parâmetros acima foram ⁽²¹⁾: $a = (0,5224 \pm 0,0020)$ fm; $c = (2,355 \pm 0,004)$ fm. Os valores calculados para $[F_{EL}^{Cal}(q)]^2$ são mostrados na Tabela 4.1.

(b) Resultados para o Fator de Forma Experimental

Os resultados obtidos para o fator de forma experimental $[F_{IN}^{Exp}(q)]^2$, através do procedimento descrito na subseção 4.1.1. são mostrados na Tabela 4.1. Os valores do ângulo de espalhamento, θ , e momento transferido, q , são mostrados nas duas primeiras colunas. Na última coluna, apresentam-se os valores calculados

pelo programa *PHASHI* para os fatores de forma elásticos, $[F^{\text{Cal}}_{\text{EL}}(q)]^2$, como descrito na subseção 4.1.1 (a).

Ângulo	q (fm ⁻¹)	$[F^{\text{exp}}(q)]^2$	$[F^{\text{calc.}}_{\text{EL}}(E,\theta)]$
117°	0,47	$(3,38 \pm 1,70) 10^{-5}$	$5,42 10^{-1}$
135°	0,51	$(5,40 \pm 1,30) 10^{-5}$	$4,82 10^{-1}$
154°	0,54	$(12,4 \pm 1,9) 10^{-5}$	$4,42 10^{-1}$

TABELA 4.1 – Resultados obtidos para o fator de forma experimental, $[F^{\text{exp}}(q)]^2$. Valores incluem a contribuição da componente transversal (ainda não subtraída). Na última coluna são mostrados os fatores de forma elásticos, $[F^{\text{calc.}}_{\text{EL}}(E,\theta)]$, calculados pelo método de ‘phase-shift’, utilizando a distribuição de carga ‘2PF’ (Two-Parameter Fermi Distribution).

É importante observar que os erros associados aos valores do fator de forma experimental, $[F^{\text{Exp}}_{\text{IN}}(q)]^2$, são compostos por: (1) erros de natureza estatística provenientes do ajuste dos espectros (ajuste das linhas, ajuste e subtração do fundo); (2) 5% de incerteza, atribuídos ao cálculo do fator de forma elástico. Este valor afeta todos os pontos e foi somado linearmente.

4.1.2 Fator de Forma Longitudinal

Como discutido na seção 3.3, o fator de forma obtido experimentalmente, $[F^{\text{exp}}_{\text{IN}}(q)]^2$, é composto por uma componente longitudinal, $[F^{\text{C}}_{\lambda}(q)]^2$, e por uma componente transversal, $[F^{\text{E}}_{\lambda}(q)]^2$, de acordo com:

$$[F^{\text{EXP}}(q)]^2 = \left\{ [F_{\lambda}^{\text{C}}(q)]^2 + \left(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) [F_{\lambda}^{\text{E}}(q)]^2 \right\}.$$

Portanto, para se obter o fator de forma longitudinal, $[F_{\lambda}^{\text{C}}(q)]^2$, é necessário subtrair a contribuição do termo transversal, dada por:

$$\left(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) [F_{\lambda}^{\text{E}}(q)]^2, \text{ onde } [F_{\lambda}^{\text{E}}(q)]^2 \text{ é o fator de forma transversal.}$$

Esta subtração pode ser feita com o auxílio do teorema de Siegert, como discutido nas seções 1.2 e 3.3, que relaciona o fator de forma longitudinal, $[F_{\text{C}\lambda}^{\text{L}}(q)]^2$, ao fator de forma transversal, $[F_{\text{E}\lambda}^{\text{T}}(q)]^2$, através da relação (46):

$$[F_{\text{C}\lambda}^{\text{L}}(q)]^2 = \left(\frac{\lambda}{\lambda + 1} \right) \left(\frac{\hbar c q}{\hbar \omega} \right)^2 [F_{\text{E}\lambda}^{\text{T}}(q)]^2. \quad (46)$$

Lembrando que, $\lambda=1$ (transição E1); energia de excitação $E_x=10,84$ MeV, obtém-se o fator de forma transversal, $[F_{\text{E}\lambda}^{\text{T}}(q)]^2$ em função do fator de forma longitudinal, $[F_{\text{C}\lambda}^{\text{L}}(q)]^2$. Substituindo os resultados obtidos em (46) na expressão (45), obtém-se o fator de forma longitudinal, $[F_{\text{C}\lambda}^{\text{L}}(q)]^2$. Na Tabela 4.2, são mostrados os resultados para o fator de forma longitudinal, juntamente com os parâmetros relevantes da medida.

Cabe ressaltar que, a segunda coluna da Tabela 4.2 traz os valores de 'q_{eff}', ou seja, do momento transferido efetivo, que está relacionado ao momento transferido, 'q', através de ^(8.13):

$$q_{\text{eff}} = q \left[1 + \left(\frac{3 Z \alpha \hbar c}{2 E_i R_{\text{EQ}}} \right) \right], \quad (49)$$

onde: ' α ' é a constante de estrutura fina; ' E_i ' é a energia do elétron incidente; ' R_{EQ} ' é o raio equivalente de uma 'esfera dura'. ' R_{EQ} ' está relacionado ao raio quadrático médio, $\langle r^2 \rangle^{1/2}$, através de: $R_{EQ} = \left(\frac{5}{3}\right)^{1/2} \langle r^2 \rangle^{1/2}$.

A necessidade de utilização de um valor efetivo de momento transferido efetivo, q_{eff} , é decorrente de efeitos Coulombianos. Ao se aproximarem do núcleo, os elétrons são acelerados pelo campo Coulombiano. Portanto, em algumas situações, o valor do momento transferido, determinado apenas a partir de considerações cinemáticas, deve ser 'corrigido' para compensar a ocorrência deste efeito. Como será visto, na análise de dados utilizam-se os fatores de forma obtidos no presente trabalho, juntamente com aqueles medidos pelo laboratório de *Sendai* ⁽⁷⁾. No entanto, os dados de *Sendai* foram obtidos para ângulos frontais e energia mais alta, enquanto que os da presente medida, foram obtidos para ângulos traseiros e energia mais baixa. Portanto, é conveniente utilizar os valores do momento transferido efetivo, q_{eff} , (mostrados na Tabela 4.2) para compatibilizar ambos os conjuntos de dados. Por envolverem energias mais altas, os dados de *Sendai* apresentam pequena correção ao se calcular o momento transferido efetivo.

Ângulo	q_{eff} (fm ⁻¹)	$[F_{Cl}^L]^2$	F_{Cl}^L (q)
117°	0,50	$(2,8 \pm 2,1) \cdot 10^{-5}$	$(5,3 \pm 1,9) \cdot 10^{-3}$
135°	0,54	$(4,7 \pm 1,5) \cdot 10^{-5}$	$(6,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$
154°	0,57	$(7,7 \pm 2,1) \cdot 10^{-5}$	$(8,8 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}$

TABELA 4.2- Fatores de forma longitudinais, $[F_{Cl}^L]^2$ e F_{Cl}^L , obtidos após a subtração da componente transversal, através do teorema de Siegert. Na segunda coluna são mostrados os valores do momento transferido efetivo, q_{eff} , que corrigem o momento transferido para efeitos Coulombianos.

Na Tabela 4.2, os erros associados aos fatores de forma longitudinais, $[F_{Cl}^L(q)]^2$, são provenientes de: (1) estatística de ajuste dos espectros; (2) 5% (somados linearmente) atribuídos ao cálculo do fator de forma elástico; (3) 10% (somados linearmente) atribuídos à subtração da componente transversal.

4.2 Determinação de $B(E1)$, $\Gamma_{\gamma 0}$, τ

Como discutido na seção 1.2 (Capítulo 1), no limite de baixo momento transferido, $q \rightarrow 0$, o espalhamento inelástico de elétrons pode ser diretamente relacionado à física de processos radiativos (emissão e/ou absorção de fótons reais), pois: no ponto de fóton ($q=k$), o elemento de matriz do operador de transição transversal elétrico é proporcional ao elemento de matriz do operador de transição eletromagnética. Portanto, a partir da probabilidade reduzida de transição, obtida no processo de eletroexcitação, é possível determinar os valores da vida-média e da largura radiativa do estado excitado.

No entanto, para se determinar a probabilidade reduzida de transição, é necessário extrapolar o fator de forma medido para o ponto de fóton. Esta extrapolação requer uma expressão analítica (semi-empírica), que descreva bem o comportamento do fator de forma. Porém, antes da 'derivação' desta expressão, são oportunas algumas considerações relacionadas à ocorrência das transições isoescalares de dipolo elétrico, $(E1, \Delta T=0)$.

4.2.1 Considerações Gerais

O estado fundamental de núcleos auto-conjugados, ($N=Z$), é caracterizado por $|J^\pi = 0^+; T=0\rangle$. Portanto, a eletroexcitação do estado $|J^\pi = 1^-; T=0\rangle$ no ^{12}C envolve uma transição $|J^\pi, T: 0^+ \rightarrow 1^-, 0 \rightarrow 0\rangle$, ou seja, uma transição de dipolo elétrico isoescalar, $(E1, \Delta T=0)$. A regra de seleção de isospin ^(8.11.18) para as transições elétricas, em núcleos auto-conjugados, é $\Delta T = \pm 1$. Portanto, nestes

núcleos, as transições ($E1, \Delta T=0$) são proibidas pela regra de seleção. No entanto, a regra de seleção de isospin é válida apenas em 'primeira ordem', como mostram as considerações abaixo, e as transições ($E1, \Delta T=0$) ocorrem, apesar de fortemente inibidas.

Em primeiro lugar, a regra de seleção de isospin foi deduzida para transições radiativas no limite de comprimento de onda longo ($kr \ll 1$), e não é de se esperar que seja válida fora deste limite. Portanto, no caso de elétrons sua validade se restringe à região de baixo momento transferido ($qr \ll 1$). Fora deste limite, termos de segunda ordem ($'q^3 r^3'$...) passam a ser importantes.

Isto pode ser demonstrado qualitativamente, lembrando que a dependência do fator de forma com o momento transferido é dada basicamente, pela função de Bessel esférica ($j_\lambda(qr)$). Na expansão de $j_\lambda(qr)$ para uma transição $E1$, o termo dominante é proporcional a $\langle f \| r \| i \rangle$, que representa o movimento do centro de massa do núcleo, devendo ser anulado. Portanto, o comportamento do fator de forma passa a ser determinado pelo segundo termo da expansão, proporcional a $'q^3 r^3'$.

Outro fator que restringe a validade da regra de seleção é a ocorrência de mistura de isospin, caso do presente trabalho. Neste caso é importante observar que o potencial Coulombiano (atuando apenas sobre os prótons), e a pequena diferença de massa próton-neutron, resultam numa mistura de configuração entre estados de isospin diferentes.

Estas considerações mostram que, medidas de espalhamento inelástico de elétrons, na região de baixos momentos transferidos, devem ser sensíveis à mistura de isospin. A potencialidade do espalhamento inelástico de elétrons, para a investigação de misturas de isospin, já havia sido demonstrada em trabalhos anteriores, com os núcleos $^{16}\text{O}^{(1,2,3)}$ e $^{40}\text{Ca}^{(4)}$. Para baixos valores de momento transferido, a mistura de isospin é evidenciada, através da contribuição de uma componente de caráter isovetorial ($T=1$) ao fator de forma. A interferência

destrutiva, entre esta componente isovetorial e a componente isoescalar, resulta num mínimo do fator de forma, na região de baixo momento transferido.

4.2.2 Ajuste do Fator de Forma

Como já mencionado, para se obter a probabilidade reduzida de transição, é necessário extrapolar o fator de forma para o ponto de fóton. Tendo em vista as considerações acima, isto requer uma parametrização que inclua a mistura de isospin, através de uma componente de caráter isovetorial, $T=1$. Desta forma, o comportamento esperado para o fator de forma, para baixo momento transferido, será reproduzido, e a extrapolação para o ponto de fóton pode ser feita corretamente.

A forma mais simples, usualmente empregada para descrever o fator de forma, é a forma polinomial ^(9,22) baseada no modelo do oscilador harmônico. Incluindo-se a contribuição de uma componente isovetorial, para descrever a mistura de isospin, obtém-se a seguinte expressão:

$$[F_L^{\text{exp}}(q)] = \left| (A_0 q b + A_1 q^3 b^3 + A_2 q^5 b^5) * \exp\left[-\frac{b^2 q^2}{4}\right] \right|. \quad (50)$$

Em (50), $[F_L^{\text{exp}}(q)]$ é o fator de forma longitudinal; 'q' o momento transferido; 'b' o parâmetro de comprimento do oscilador harmônico ($b = \sqrt{M\omega/\hbar}$). O coeficiente 'A₀' representa a componente isovetorial; 'A₁' e 'A₂' estão associados à componente isoescalar.

Como já mencionado na introdução deste trabalho, para o ajuste da expressão (50), utilizou-se o conjunto de dados aqui obtidos (Tabela 4.2), juntamente com os do laboratório de *Sendai*, medidos por Torizuka et. al.⁽⁷⁾.

Utilizando-se o método dos mínimos quadrados, com todos os parâmetros livres, os valores ajustados foram: $A_0 = (-0.0022 \pm 0,0020)$; $A_1 = (0.014 \pm 0,002)$ e

$A_2 = (-0,0076 \pm 0,0012) \cdot 10^{-1}$; e finalmente, $b = (1,7 \pm 0,13)$ fm. Além disso, obteve-se $\chi^2/\nu \cong 0,73$, sendo $\nu=15$ graus de liberdade, o que corresponde a um nível de confiança $CL \cong 76\%$.

Na Figura 4.1, mostra-se o fator de forma ajustado utilizando os valores acima (representado pela linha sólida), juntamente com os fatores de forma longitudinais, $[F_L^{\text{exp}}(q)]$, obtidos no presente trabalho (Tabela 4.2), e o conjunto de *Sendai*⁽⁵⁾. Como observado na subseção 4.1.2, utiliza-se o momento transferido efetivo 'q_{eff}' para graficar os dados. Além disso, a expressão (50) ajustada com os resultados acima (representada pela linha sólida).

É importante destacar três aspectos importantes do ajuste do fator de forma: (1) os dados admitem a presença de um termo isovetorial, que representa a ocorrência de mistura de isospin; (2) o coeficiente A_0 , associado à componente isovetorial, é negativo. Portanto, reproduz corretamente, a interferência destrutiva com a componente isoescalar; (3) o valor ajustado para o parâmetro 'b' do oscilador está em bom acordo com os valores da literatura.

Como se sabe, o parâmetro 'b' está relacionado à distribuição de carga no estado fundamental, e é determinado a partir de medidas de espalhamento elástico de elétrons. Cabe aqui uma observação: além destas determinações serem muito dependentes de modelo, 'b' pode assumir valores diferentes, dependendo do estado excitado. Um dos valores citados na literatura⁽²¹⁾ é: $b=(1,687 \pm 0,005)$ fm.

Portanto, a compatibilidade (dentro dos erros) entre o valor da literatura e o valor ajustado, $b=(1,76 \pm 0,13)$ fm, demonstra a consistência, não apenas dos resultados experimentais aqui obtidos, como também do procedimento de análise aqui desenvolvido.

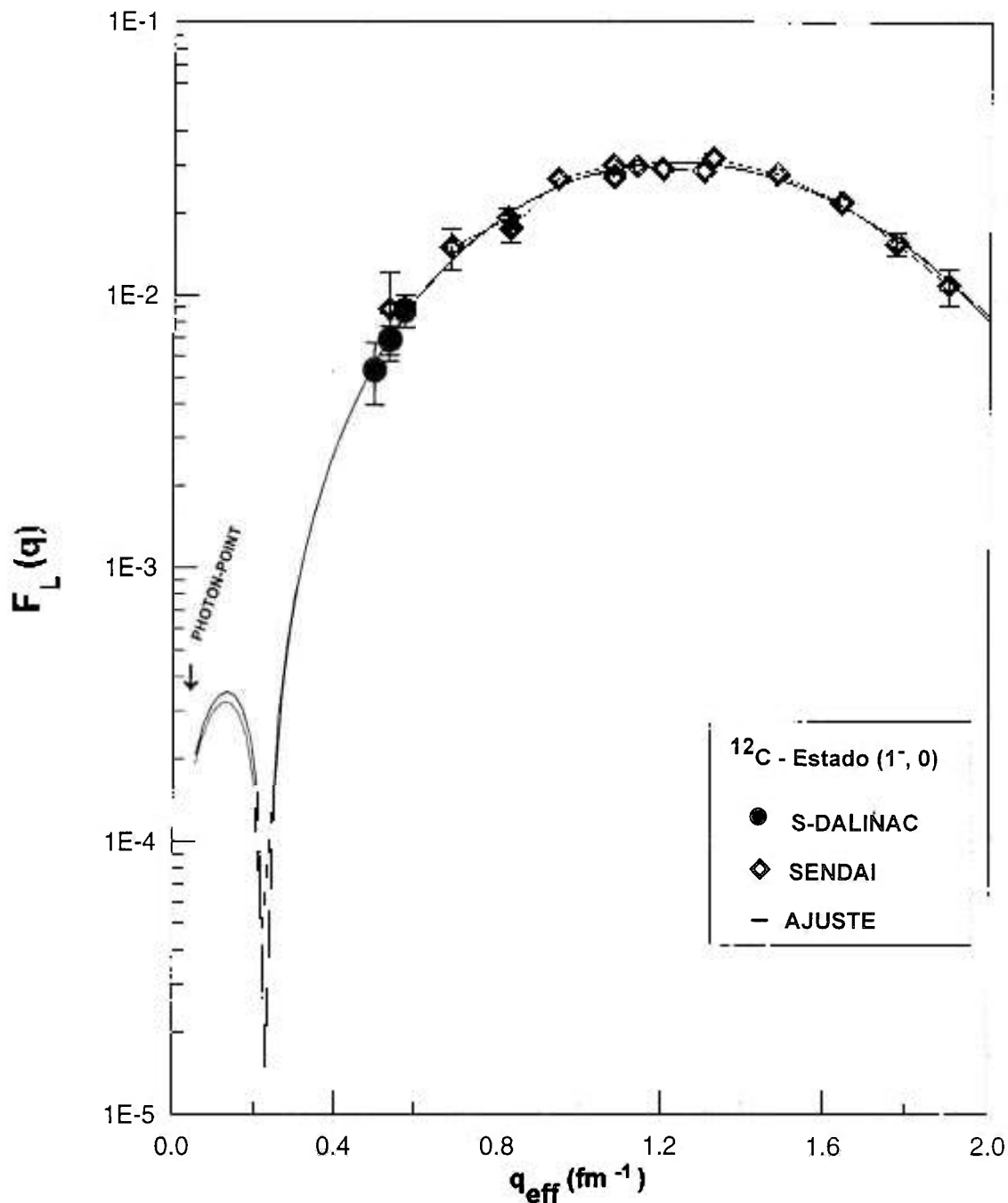


FIGURA 4.1 - Fator de forma longitudinal do estado $|1^-, 0\rangle$, $F_L(q)$, em função do momento transferido efetivo, q_{eff} . Os resultados obtidos no presente trabalho (*S-DALINAC*) são representados por ●. O conjunto de dados de *Sendai*⁽⁷⁾ é representado por ◇. A linha sólida corresponde ao fator de forma ajustado, utilizando-se a expressão analítica (51). Está indicada na figura a extrapolação até o ponto de fóton.

Além deste, foram realizados vários ajustes, dentre eles: (1) fixando-se o valor de 'b' em $b=1,687 \text{ fm}^{(21)}$, e mantendo os coeficientes livres; (2) fixando-se o valor de 'b' para outro valor da literatura, $b=1,747 \text{ fm}^{(23)}$. Ambos admitem a presença de numa componente isovetorial e reproduzem corretamente a interferência destrutiva de fase ($A_0 < 0$). Nestes ajustes, observa-se claramente o aumento da probabilidade do χ^2 para valores mais elevados de 'b'.

Finalmente, cabe mais uma observação importante: utilizando-se apenas o conjunto de dados de Sendai, foram tentados vários ajustes. No entanto, nenhum deles resultou na presença de um termo isovetorial. Os valores obtidos para o coeficiente A_0 foram sempre positivos, e em geral compatíveis com zero. Na verdade isto já era esperado, pois os dados de Sendai foram obtidos para valores mais elevados de momento transferido. Além disso, o fator de forma de Sendai para o momento transferido mais baixo, apresenta barra de erro muito grande, inviabilizando a análise.

4.2.3 Resultados para $B(E1)$, τ e Γ_{γ_0}

Como já discutido, para a determinação da probabilidade reduzida de transição $B(E1)$, é necessário extrapolar o fator de forma para o ponto de fóton. Portanto, reescrevendo-se a expressão (50) com os valores obtidos no ajuste, obtém-se:

$$\left| F_L^{\text{exp}}(q) \right| = \left| (-0,004 q + 0,075 q^3 - 0,013 q^5) * \exp\left(-\frac{1,76^2 q^2}{4}\right) \right| \quad (51)$$

Extrapolando (51) para o ponto de fóton ($k = E_x / \hbar c$), obtém-se para a probabilidade reduzida de transição: $B(E1) = (3,7 \pm 2,0) 10^{-4} e^2 \text{fm}^2$.

Como visto na seção 1.2 (capítulo 1), a vida-média do estado pode ser obtida através da expressão (35). Reescrevendo-se (35), no ponto de fóton, para uma transição ($0^+ \rightarrow 1^-$):

$$\tau = \frac{27}{16\pi} \left(\frac{\hbar c}{\hbar \omega} \right)^3 \left(\frac{1}{\alpha c} \right) \left(\frac{1}{B(E1, q_0, 0^+ \rightarrow 1^-)} \right) \quad (52)$$

Através de (52), obtém-se para a vida-média: $\tau = (4,0 \pm 2,1) \cdot 10^{-15}$ s, e para a largura radiativa, $\Gamma_{\gamma_0} = \hbar/\tau$, $\Gamma_{\gamma_0} = (0,16 \pm 0,08)$ eV.

4.2.4 Comparação com Outros Núcleos

Como já mencionado, o presente trabalho de espalhamento inelástico de elétrons trouxe, pela primeira vez, resultados para a probabilidade de transição $B(E1)$, bem como para as grandezas derivadas, vida-média (τ) e largura radiativa (Γ_{γ_0}), do estado $|1^-, 0\rangle$ do ^{12}C . Isto não ocorreu com os núcleos ^{16}O e ^{40}Ca . Para estes núcleos, antes da realização de medidas de espalhamento inelástico de elétrons, por *Miska et al.*⁽¹⁾ e *Graef et al.*⁽⁴⁾, a vida-média (τ) e a largura radiativa, dos respectivos estados $|1^-, 0\rangle$, já haviam sido determinadas, através de outras técnicas.

Na Tabela 4.3, apresentam-se os resultados obtidos para os três núcleos (as grandezas citadas sem barras de erro, não foram fornecidas explicitamente pelos autores no trabalho original).

Núcleo	$B(E1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	τ (10^{-15} s)	Γ_{γ_0} (eV)	# Ref
^{12}C	$(3,7 \pm 2,0) \cdot 10^{-4}$	$(4,0 \pm 2,1)$	$(0,16 \pm 0,08)$	presente trabalho
^{16}O	$3,1 \cdot 10^{-4}$	(17 ± 6)	0,04	#(1)
^{40}Ca	$4,4 \cdot 10^{-3}$	1,3	$(0,51 \pm 0,05)$	#(4)

TABELA 4.3 - Resultados obtidos através de medidas de espalhamento de elétrons para estados $|1^-, 0\rangle$ dos núcleos ^{12}C (presente trabalho), ^{16}O ⁽¹⁾ e ^{40}Ca ⁽⁴⁾.

Os resultados da Tabela 4.3, mostram uma certa compatibilidade, principalmente entre os núcleos ^{12}C e ^{16}O . O estado $|1^-,0\rangle$ do ^{16}O tem energia de excitação $E_x=7,12$ MeV, então apesar do valor de $B(E1)$ ser muito próximo ao do ^{12}C , observam-se grandes diferenças nos valores de Γ_{γ_0} e τ . Na Figura 4.2, são mostrados os fatores de forma ajustados do ^{12}C e do ^{16}O , utilizando para este último os resultados de *Buti et. al* ⁽²⁾.

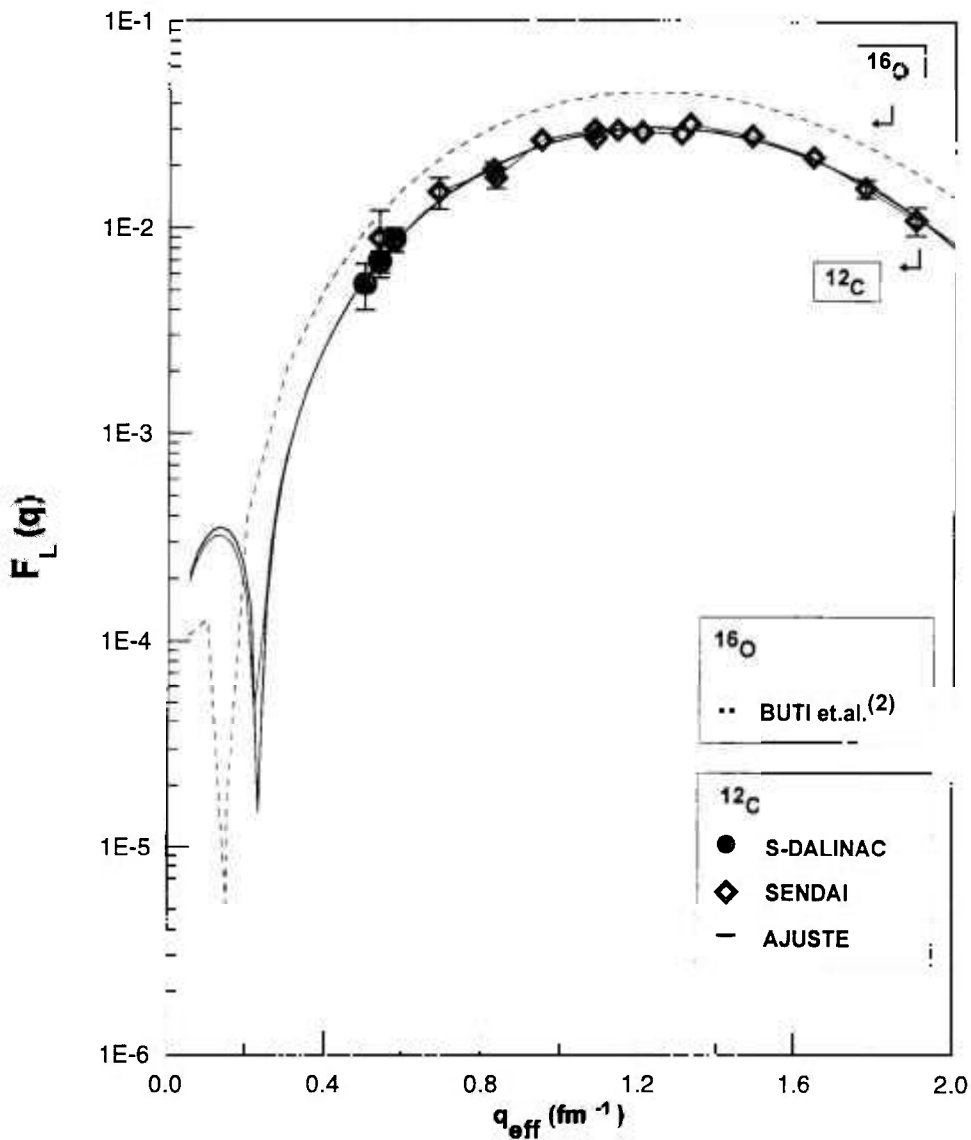


FIGURA 4.2 - Fatores de forma para os estados $|1^-,0\rangle$ dos núcleos: ^{12}C (presente trabalho, vide Figura 4.1) e ^{16}O (*Buti et. al.* ⁽²⁾). A curva tracejada mostra o fator de forma ajustado do ^{16}O , extrapolada até o ponto de fóton.

4.3 Análise e Resultados para a Mistura de Isospin

O procedimento mais indicado para a derivação de resultados quantitativos, que sejam representativos da intensidade de misturas de isospin, é através da determinação do Elemento de Matriz Coulombiano ($\langle H_C \rangle$). Deste elemento de matriz resulta a magnitude do potencial de quebra de isospin. É importante observar que, os coeficientes obtidos no ajuste do fator de forma, para as componentes de caráter isovetorial e isoescalar, fornecem apenas uma indicação qualitativa sobre a mistura presente.

No caso da magnitude de $\langle H_C \rangle$ ser muito superior ao valor esperado, em decorrência dos efeitos Coulombianos (subseção 4.2.1), estaria implícita a existência de uma componente da força nuclear dependente de carga, o que se sabe, não acontece. Antes de proceder à determinação do elemento de matriz Coulombiano, a partir dos resultados do presente trabalho, faz-se alguns comentários sobre estudos de mistura de isospin.

4.3.1 Estudos Quantitativos sobre Misturas de Isospin

Os estados $|1^-,0\rangle$ em núcleos auto-conjugados, (como p. ex.: no ^{12}C , ^{16}O , ^{40}Ca , ^{32}S) constituem um, dentre muitos exemplos de mistura de isospin. O próprio ^{12}C , apresenta um exemplo clássico de mistura de isospin, que é o dublete $|J^\pi, T= 1^+,0\rangle$, com energia de excitação $E_x=12,7$ MeV, e $|J^\pi, T= 1^+,1\rangle$, com $E_x=15,11$ MeV. Inúmeros estudos, utilizando diversas técnicas experimentais ^(24,25,26) investigaram a mistura de isospin entre os estados $E_x=12,7$ MeV e $E_x=15,11$ MeV.

Devido à diversidade das técnicas experimentais (como p. ex.: reações com partículas carregadas, espalhamento de fótons, espalhamento de elétrons) empregadas, bem como à grande dependência de modelo teórico, os resultados obtidos para $\langle H_C \rangle$ também variam muito. Encontram-se na literatura tanto resultados experimentais incompatíveis, para técnicas diferentes, quanto

estimativas teóricas discrepantes, dependendo do modelo utilizado, como muito bem discutido por *Adelberger et al.*⁽²⁴⁾. No entanto, toda esta atividade de investigação acabou gerando uma certa sistemática para a magnitude de $\langle H_c \rangle$, podendo-se dizer que varia aproximadamente entre 100 keV e 350 keV.

4.3.2 Determinação do Elemento de Matriz $\langle H_c \rangle$

Para calcular o elemento de matriz Coulombiano, $\langle H_c \rangle$, utilizou-se um modelo simples de mistura de dois níveis^(24,25,27). Para facilitar a visualização, uma ilustração do diagrama de níveis do ^{12}C é apresentada na Figura 4.3.

A primeira hipótese é de que a mistura ocorra com o nível $T=1$ mais próximo, neste caso, o nível com energia de excitação $E_x = 17,23$ MeV, como pode ser visto na Figura 4.3. Então, as funções de onda $| J_f ; E_x \rangle$ para os dois estados, $E_x = 10,84$ MeV e $E_x = 17,23$ MeV, podem ser escritas como:

$$| 1^- ; 10,84 \text{ MeV} \rangle = \alpha | T=0 \rangle + \beta | T=1 \rangle \quad (53)$$

e.

$$| 1^- ; 17,23 \text{ MeV} \rangle = \alpha | T=1 \rangle - \beta | T=0 \rangle . \quad (54)$$

Por outro lado, como já discutido, devido à presença de mistura de isospin, o fator de forma é composto por uma componente isoescalar ($T=0$) e uma isovetorial ($T=1$). Neste ponto, é necessário analisar a expressão (50) (reescrita abaixo) para se fazer uma aproximação.

$$[F_L^{\text{exp}}(q)] = (A_0 q b + A_1 q^3 b^3 + A_2 q^5 b^5) * \exp\left(-\frac{b^2 q^2}{4}\right) . \quad (50)$$

Para baixos valores de momento transferido, o termo com a dependência ‘ $q^5 b^5$ ’, é muito pequeno, podendo ser desprezado. Portanto, a componente isoescalar do fator de forma passa a ser representada apenas por ‘ $A_1 q^3 b^3$ ’. Feita esta aproximação, os fatores de forma dos dois estados podem ser escritos como:

$$|F_L(10,84)| = |\alpha \cdot M_{T=0} \cdot q^3 + \beta \cdot M_{T=1} \cdot q| \quad (55)$$

e,

$$|F_L(17,23)| = |\alpha \cdot M_{T=1} \cdot q - \beta \cdot M_{T=0} \cdot q^3| \quad (56)$$

Nestas expressões, $M_{T=0}$ e $M_{T=1}$ são os elementos de matriz reduzidos dos operadores de transição, para as componentes isoescalar e isovetorial, respectivamente. Talvez seja oportuno lembrar que, o elemento de matriz reduzido do operador de transição está relacionado à probabilidade reduzida de transição e ao fator de forma pelas expressões (7) e (9) do Capítulo 1. As constantes α e β , são as amplitudes de mistura, obedecendo à relação: $\alpha^2 + \beta^2 = 1$, ($\beta \ll 1$).

O elemento de matriz Coulombiano $\langle H_C \rangle$, que representa o potencial de quebra de simetria de isospin, é determinado através de ^(24,25,27):

$$\langle H_C \rangle = \alpha \beta |E_x^{T=1} - E_x^{T=0}| \quad (57)$$

Para o estado $E_X = 17,23$ MeV, a largura radiativa é ⁽⁶⁾: $\Gamma_{\gamma 0} = (44 \pm 4)$ eV. Portanto, utilizando-se a expressão a expressão (52) para a vida-média, e lembrando que $\Gamma_{\gamma 0} = \hbar / \tau$, obtém-se:

$$\Gamma_{\gamma^0} = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \left(\frac{\hbar\omega}{\hbar c}\right)^{(2\lambda+1)} (\hbar\alpha c) \left(\frac{2J_i+1}{2J_f+1}\right) B(E\lambda, k) . \quad (58)$$

De (58), resulta para o estado (T=1) o valor: $B(E1)_{T=1} = 0,25 \cdot 10^{-1} e^2 fm^2$.

Portanto, utilizando os resultados acima, bem como o resultado obtido para $B(E1)$ do estado $E_x = 10,84$ MeV (subseção 4.2.3), nas expressões (55), (56) e (57), obtém-se para o elemento de matriz Coulombiano: $\langle H_c \rangle \cong (80 \pm 42) \cdot 10$ keV.

Este valor para $\langle H_c \rangle$ não é compatível com a sistemática apresentada na subseção 4.3.1. No entanto, ao invés de ocorrer com o nível (T=1) mais próximo, a mistura de isospin pode ocorrer com outros níveis (T=1). No ^{12}C , a Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico (RGE1) é bastante fragmentada, como mostrado no diagrama de níveis da Figura 4.3.

Portanto, o 'modelo de mistura de dois níveis' pode ser utilizado, supondo que a mistura ocorra com o maior fragmento da RGE1, ou seja: o nível (T=1) com energia de excitação $E_x = 22,6$ MeV. Este nível, bem conhecido, tem largura ⁽⁶⁾ radiativa $\Gamma_{\gamma^0} = (250 \pm 25) \cdot 10$ eV.

Repetindo-se o mesmo procedimento para a determinação do elemento de matriz Coulombiano, obtém-se neste caso: $\langle H_c \rangle \cong (30 \pm 15) \cdot 10$ keV. Portanto, para haver compatibilidade com a sistemática observada para valores de $\langle H_c \rangle$, é necessário supor que a mistura de isospin ocorra com o segundo nível (T=1).

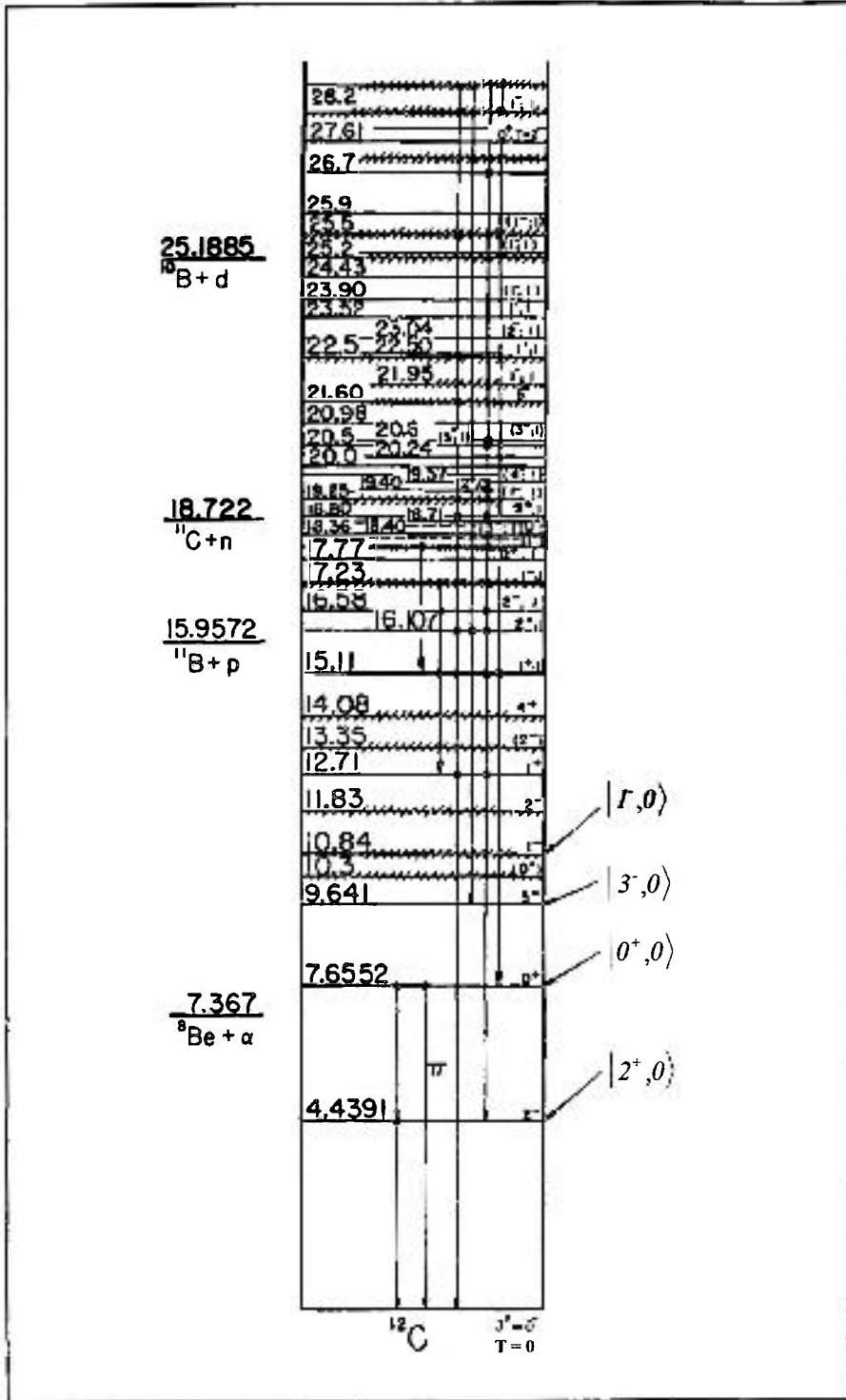


FIGURA 4.3 - Diagrama de Níveis do ^{12}C

CAPÍTULO 5

RESULTADOS PARA OS ESTADOS $|2^+,0\rangle$,

$|0^+,0\rangle$ E $|3^-,0\rangle$

5. INTRODUÇÃO

Neste capítulo são mostrados os resultados obtidos para os estados (J^π ; E_x): (2^+ ; 4,44 MeV), (0^+ ; 7,65 MeV), e (3^- ; 9,63 MeV), excitados a partir do estado fundamental do ^{12}C , por transições elétricas de multipolaridade E2, E0 e E3, respectivamente. O processo de obtenção dos fatores de forma experimentais totais, bem como dos fatores de forma longitudinais, seguiu a metodologia descrita detalhadamente no Capítulo 3. Na seção 5.1 são mostrados os resultados obtidos para os fatores de forma do estado $|2^+,0\rangle$. Para este estado determinou-se também o valor de $B(E2)$. Além disso, nas seções 5.2 e 5.3, apresentam-se os resultados para os fatores de forma dos estados $|0^+,0\rangle$ e $|3^-,0\rangle$, respectivamente.

5.1 Estado $|2^+,0\rangle$

Como mostrado no diagrama de níveis, Figura 4.3, o estado $|2^+,0\rangle$ tem energia de excitação $E_x = (4,44 \pm 0,31)$ MeV ⁽⁶⁾, sendo excitado por uma transição de quadrupolo elétrico (E2) a partir do estado fundamental do ^{12}C . O estado $|2^+,0\rangle$ apresenta caráter bastante coletivo, sendo fortemente excitado. Além disso sua largura natural é $\Gamma = (10,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-6}$ keV, portanto apresenta-se como uma linha muito intensa e bem definida, em todos os espectros obtidos, como mostrado nas Figuras 3.1, 3.2 e 3.3.

5.1.1 Resultados para o Fator de Forma

(a) Fator de Forma Experimental

O fator de forma experimental, $[F^{\text{exp}}(q)]^2$, foi determinado através do procedimento descrito na seção 3.2 (Capítulo 3): razão entre as áreas inelástica e elástica, e normalização pelo fator de forma elástico calculado. Os valores calculados para o fator de forma elástico, $[F^{\text{cal}}_{\text{EL}}(E, \theta)]^2$, pelo método de 'phase-shift', são mostrados na Tabela 4.1 (capítulo 4). Na Tabela 5.1, apresentam-se os resultados assim obtidos para $[F^{\text{exp}}(q)]^2$.

Ângulo	q (fm^{-1})	$[F^{\text{exp}}(q)]^2$
117°	0,50	$(3,11 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$
135°	0,53	$(3,72 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$
154°	0,56	$(4,48 \pm 0,26) \cdot 10^{-3}$

TABELA 5.1 - Resultados para o fator de forma experimental $[F^{\text{exp}}(q)]^2$, obtidos através da razão $A_{\text{in}}/A_{\text{el}}$, e normalização pelo fator de forma elástico calculado $[F^{\text{cal}}_{\text{EL}}(E, \theta)]^2$ (Tabela 4.1).

(b) Fator de Forma Longitudinal

Antes de se determinar o fator de forma longitudinal, é conveniente reescrever o fator de forma experimental, dado pela expressão (45):

$$[F^{\text{EXP}}(q)]^2 = \{ [F_{\lambda}^{\text{C}}(q)]^2 + \left(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) [F_{\lambda}^{\text{E}}(q)]^2 \}. \quad (45)$$

Como já discutido no Capítulo 3, devido à geometria de ângulos traseiros utilizada na presente medida, a contribuição do termo transversal ao fator de forma experimental não pode ser desprezada. Portanto, para determinar o fator de forma longitudinal, $F^{\text{C}^2}(q)$, é necessário subtrair a contribuição do termo transversal. A exemplo do procedimento adotado para o estado $|1^-, 0\rangle$, isto foi feito utilizando-se a relação de Siegert. Reescrevendo-se a expressão (46), para uma transição E2:

$$[F^{\text{C}^2}(q)]^2 = \left(\frac{2}{3} \right) \left(\frac{\hbar c q}{\hbar \omega} \right)^2 [F^{\text{E}^2}(q)]^2. \quad (58)$$

A partir de (58) determina-se $[F^{\text{E}^2}(q)]^2$ em função de $[F^{\text{C}^2}(q)]^2$, para então substituir na expressão (45). Desta forma foram obtidos os valores do fator de forma longitudinal, $F^{\text{C}^2}(q)$, mostrados na Tabela 5.2.

Ângulo	q (fm ⁻¹)	$F^{\text{C}^2}(q)$	$[F^{\text{C}^2}(q)]^2$
117°	0,50	$(5,55 \pm 0,21) \cdot 10^{-2}$	$(3,08 \pm 0,23) \cdot 10^{-3}$
135°	0,53	$(6,04 \pm 0,24) \cdot 10^{-2}$	$(3,65 \pm 0,30) \cdot 10^{-3}$
154°	0,56	$(6,54 \pm 0,26) \cdot 10^{-2}$	$(4,28 \pm 0,34) \cdot 10^{-3}$

TABELA 5.2 - Resultados para os fatores de forma longitudinais $F^{\text{C}^2}(q)$ e $[F^{\text{C}^2}(q)]^2$, após subtração da componente transversal pelo Teorema de Siegert.

As barras de erro associadas aos fatores de forma, da Tabela 5.2, são compostas por: (1) erros estatísticos provenientes do ajuste dos espectros, (2) 5% (somados linearmente) de incerteza atribuídos ao cálculo do fator de forma elástico.

5.1.2 Determinação de B(E2)

Antes de se proceder à extrapolação do fator de forma para o ponto de fóton, para então determinar a probabilidade reduzida de transição, são necessárias algumas considerações. Inicialmente, a expansão completa da função de Bessel esférica para pequenos argumentos é dada pela expressão (19)

$$j_{\lambda}(qr) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{(-1)^{\nu} (\lambda + \nu)!}{\nu! [2(\lambda + \nu) + 1]!} (2)^{\lambda} (qr)^{2\nu + \lambda} \quad (19)$$

Expandindo-se a função de Bessel esférica no limite $qr \ll 1$, o fator de fator longitudinal $F^{C\lambda}(q)$ pode ser escrito como (3.12):

$$F^{C\lambda}(q) \equiv \left(\frac{\sqrt{4\pi}}{Z} \right) \frac{q^{\lambda}}{(2\lambda + 1)!!} \sqrt{B(E\lambda)} \left[1 - \frac{q^2}{2(2\lambda + 3)} (R_{TR}^2) + \dots \right] \quad (59)$$

Nesta expressão, ' (R_{TR}^2) ' é o raio de transição definido como:

$$R_{TR}^2 = \frac{\langle r^{\lambda+2} \rangle_{TR}}{\langle r^{\lambda} \rangle_{TR}}, \text{ para } \lambda \geq 1; \text{ e, } R_{TR}^2 = \frac{\langle r^4 \rangle_{TR}}{\langle r^2 \rangle_{TR}}, \text{ para } \lambda = 0 \quad (60)$$

Para baixos valores de momento transferido, a expansão em série pode ser truncada no segundo termo (proporcional a ' q^2 '), que constitui o termo dominante. A dependência linear da grandeza ' $q^{-\lambda} F^{C\lambda}(q)$ ' com ' q^2 ', mostrada na Figura 5.1, permite fazer a extrapolação para o ponto de fóton e determinar o valor de $\sqrt{B(E)}$.

Cabe observar que, este tipo de análise é praticamente independente de modelo, e sempre foi muito utilizado na física de espalhamento de elétrons, para

baixos valores de momento transferido. É importante observar que, para momentos transferidos mais elevados é necessário considerar um número maior de termos da expansão.

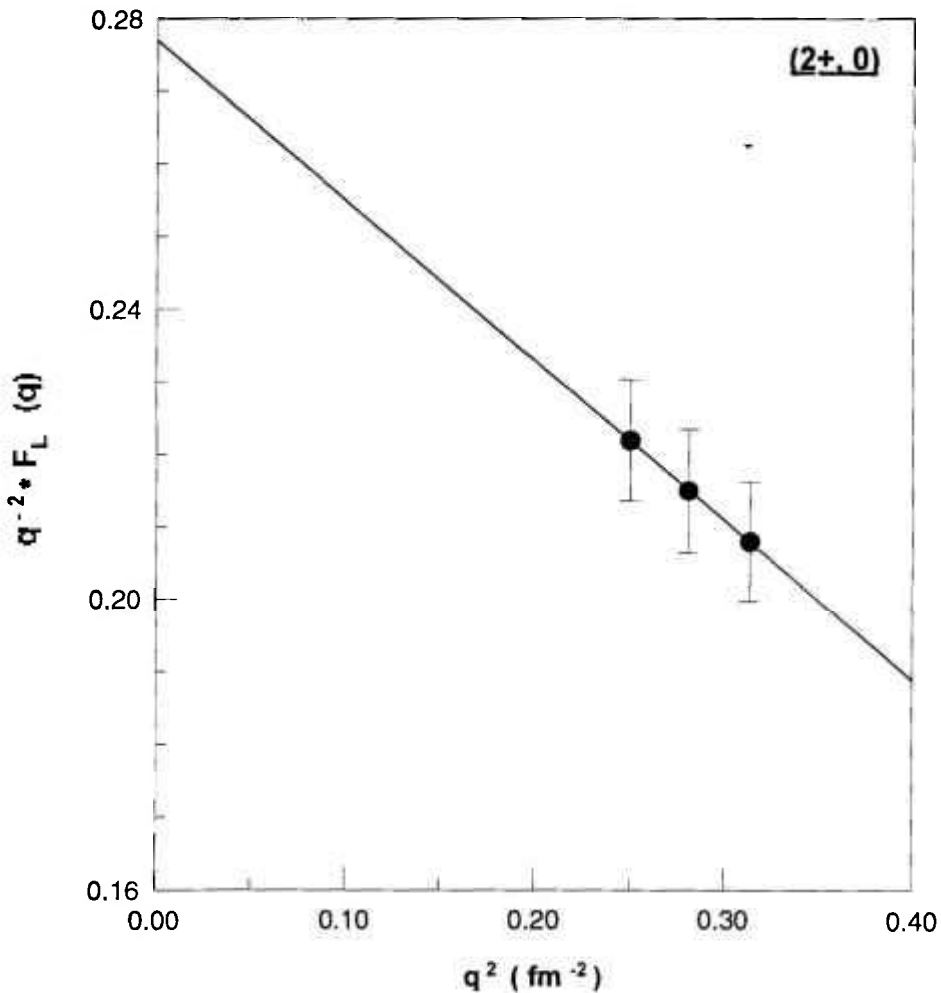


FIGURA 5.1 - Extrapolação do fator de forma do estado $|2^+, 0\rangle$ para o ponto de fóton.

Deste modo, a extrapolação para $q \rightarrow 0$ permite determinar o valor da probabilidade reduzida de transição: $B(E2) = (45 \pm 10) e^2 \text{fm}^4$. É importante observar que, este resultado para $B(E2)$ está em bom acordo com o valor adotado na literatura ⁽²⁸⁾, obtido por *Crannell et.al* ⁽²⁸⁾: $B(E2) = (39,3 \pm 4,0) e^2 \text{fm}^4$.

Na Figura 5.2, apresentam-se ambos os conjuntos de dados: aqueles obtidos no presente trabalho e os dados medidos por *Crannell et.al.* ⁽²⁸⁾. Nesta

figura, a curva sólida foi determinada através do ajuste de uma expressão analítica nos moldes do modelo do oscilador harmônico, como discutido na subseção 4.2.2.

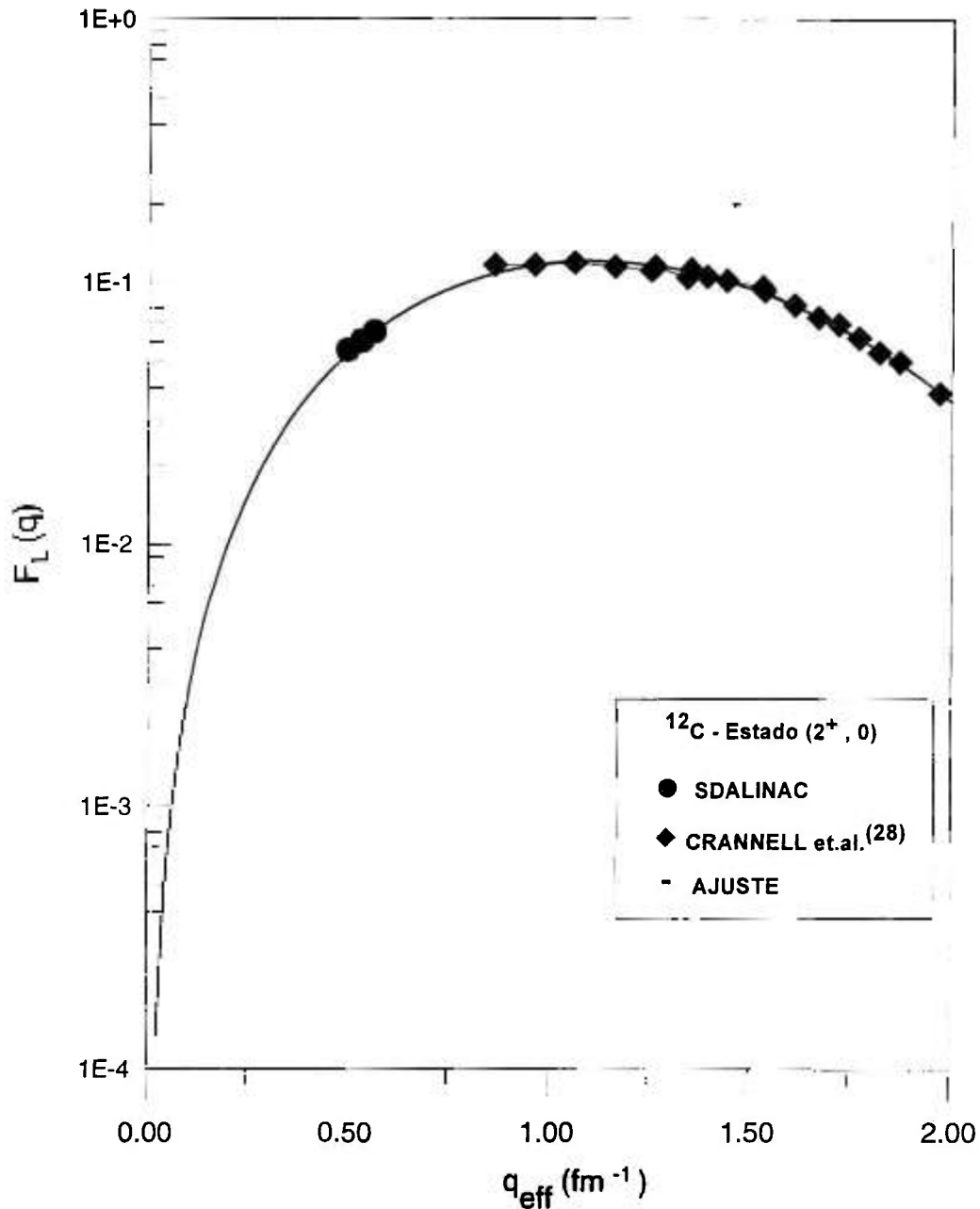


FIGURA 5.2 - Fator de forma para o estado $|2^+, 0\rangle$. Mostram-se os dados obtidos no presente trabalho (*S-DALINAC*), juntamente com o conjunto de dados medido por *Crannell et.al.* (28). A curva sólida, extrapolada até o ponto de fóton, representa o fator de forma ajustado.

5.2 Estado $|0^+,0\rangle$

O estado $|0^+,0\rangle$ tem energia de excitação $E=(7,65\pm 0,15)$ MeV, e largura natural ⁽⁶⁾ de $\Gamma_{\gamma,0}=(88,5\pm 1,0)\cdot 10^{-3}$ keV. Excitado por uma transição E0 (monopolo elétrico) a partir do estado fundamental, apresenta caráter puramente longitudinal.

5.2.1 Resultados para o Fator de Forma

Como já mencionado, o estado $|0^+,0\rangle$ tem caráter puramente longitudinal, não havendo necessidade de subtração do termo transversal, como no caso dos outros estados. Utilizando o procedimento descrito anteriormente, obtiveram-se os resultados para o fator de forma experimental. Na Tabela 5.3, apresentam-se os resultados obtidos para o fator de forma do estado $|0^+,0\rangle$.

Ângulo	q (fm ⁻¹)	$[F^{\text{exp}}(q)]^2$
117°	0,48	$(1,10\pm 0,13)\cdot 10^{-3}$
135°	0,52	$(1,13\pm 0,10)\cdot 10^{-3}$
154°	0,55	$(1,49\pm 0,16)\cdot 10^{-3}$

TABELA 5.3 - Resultados para o fator de forma experimental, $[F^{\text{exp}}(q)]^2$, obtidos através da razão $A_{\text{in}}/A_{\text{el}}$, e normalização pelo fator de forma elástico calculado $[F^{\text{Cal}}_{\text{EL}}(E, \theta)]^2$ (Tabela 4.1). O estado $|0^+,0\rangle$ tem caráter puramente longitudinal.

5.3 Estado $|3^-,0\rangle$

O estado $|3^-,0\rangle$ tem energia de excitação $E_x = (9,64 \pm 0,5)$ MeV e largura natural ⁽⁶⁾ $\Gamma_{\gamma_0} = (34 \pm 5)$ keV. A excitação deste estado, a partir do estado fundamental do ^{12}C , envolve uma transição E3 (octupolo elétrico).

5.3.1 Resultados para os Fatores de Forma

(a) Fator de Forma Experimental

Utilizou-se o mesmo procedimento para a obtenção dos fatores de forma experimentais (totais) do estado $|3^-,0\rangle$. Os resultados obtidos são mostrados na Tabela 5.4.

Ângulo	q (fm ⁻¹)	$[F^{\text{exp}}(q)]^2$
117°	0,47	$(1,51 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}$
135°	0,51	$(2,32 \pm 0,19) \cdot 10^{-4}$
154°	0,54	$(3,39 \pm 0,25) \cdot 10^{-4}$

TABELA 5.4 - Resultados para o fator de forma experimental, $[F^{\text{exp}}(q)]^2$, (antes da subtração da componente longitudinal)

(b) Fator de Forma Longitudinal

O fator de forma longitudinal foi obtido através do procedimento descrito anteriormente. Na Tabela 5.5, mostram-se os resultados obtidos através da subtração da componente transversal.

Ângulo	q (fm ⁻¹)	$F^{C3}(q)$	$[F^{C3}(q)]^2$
117°	0,47	$(1,20 \pm 0,09) 10^{-2}$	$(1,45 \pm 0,14) \cdot 10^{-4}$
135°	0,51	$(1,47 \pm 0,10) 10^{-2}$	$(2,15 \pm 0,29) \cdot 10^{-4}$
154°	0,54	$(1,67 \pm 0,11) 10^{-2}$	$(2,80 \pm 0,36) \cdot 10^{-4}$

TABELA 5.5- Resultados para fatores de forma longitudinais, $F^{C3}(q)$ e $[F^{C3}(q)]^2$, após a subtração da componente longitudinal pelo Teorema de Siegert.

Terminada a apresentação dos resultados experimentais relativos aos estados $|2^+, 0\rangle$, $|0^+, 0\rangle$ e $|3^-, 0\rangle$, apresentam-se a seguir as conclusões do trabalho.

CONCLUSÕES

Apresentam-se aqui as conclusões e algumas observações, sobre a investigação do estado $|1,0\rangle$ do núcleo ^{12}C , objetivo principal deste trabalho. A excitação deste estado envolve uma transição *isoescalar de dipolo elétrico* ($E1, \Delta T=0$), proibida em primeira ordem, pela regra de seleção de isospin em núcleos auto-conjugados ($N=Z$). No entanto, como discutido no Capítulo 4, esta regra de seleção deixa de ser válida em duas situações: (i) longe do limite de comprimento de onda longo, ou seja, para momentos transferidos elevados (em se tratando de elétrons), e/ou, (ii) na presença de mistura de isospin, caso do presente trabalho. Portanto, para baixos valores de momento transferido, é de se esperar que a eletroexcitação do estado $|1,0\rangle$ ocorra através do mecanismo de mistura de isospin.

A potencialidade da técnica de espalhamento inelástico de elétrons na investigação de mistura de isospin, já havia sido demonstrada em estudos similares nos núcleos ^{16}O ^(1,2,3) e ^{40}Ca ⁽⁴⁾. Na região de momentos $q \leq 0,7 \text{ fm}^{-1}$, o fator de forma é muito sensível à contribuição de uma componente de caráter isovetorial ($T=1$), cuja presença reflete a ocorrência da mistura de isospin. É oportuno lembrar que, o termo isovetorial ($T=1$) depende linearmente do momento transferido 'q'. Por outro lado, o termo isoescalar ($T=0$) depende de potências de ordem mais alta (' $q^3 r^3$ ', ...), sendo portanto o termo dominante para valores de momento mais elevados, como discutido nas subseções 4.2.1 e 4.2.2. Os estudos nos núcleos ^{16}O e ^{40}Ca revelaram também a ocorrência de uma interferência destrutiva entre os termos $T=1$ e $T=0$, responsável por um 'mínimo' do fator de forma, na região de baixos momentos.

A análise desenvolvida no presente trabalho, fundamenta-se no ajuste de uma expressão analítica (semi-empírica), baseada no modelo do oscilador harmônico, para descrever o fator de forma experimental. É importante observar

que, na parametrização desta expressão incluiu-se a contribuição de um termo isovetorial ($T=1$) para representar a mistura de isospin. A partir da extrapolação do fator de forma ajustado são derivados todos os resultados deste trabalho.

Dois resultados do procedimento de ajuste têm um significado físico muito importante: (1) reproduziu-se a interferência destrutiva entre os termos isovetorial e isoescalar, uma vez que o ajuste resultou no valor $A_0 = (-0,0022 \pm 0,0020)$ para o coeficiente associado ao termo isovetorial ($T=1$); e, (2) o valor ajustado para o parâmetro de comprimento do oscilador, $b = (1,76 \pm 0,13)$ fm, está em excelente acordo com os valores encontrados na literatura. O resultado obtido para o parâmetro 'b' do oscilador demonstra a consistência dos dados e do procedimento de análise.

Portanto, os resultados da presente análise, juntamente com as evidências dos núcleos ^{16}O e ^{40}Ca , demonstram a ocorrência de uma mistura de isospin, através da contribuição de um termo isovetorial ao fator de forma. A magnitude da barra de erro associada ao coeficiente do termo isovetorial reflete, além das incertezas dos valores experimentais do fator de forma, a pequena intensidade da mistura de isospin.

Informações quantitativas sobre a mistura de isospin foram obtidas através do cálculo do Elemento de Matriz Coulombiano ($\langle H_C \rangle$), apresentado na subseção 4.3.2. A partir do 'modelo de mistura de dois níveis', os valores obtidos para $\langle H_C \rangle$ indicam que a mistura não ocorre com o nível $T=1$ ($E_x=17,23$ MeV) mais próximo, e sim com o centróide do maior fragmento da Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico (RGE1), $E_x=22,65$ MeV. Neste caso obteve-se $\langle H_C \rangle \cong (30 \pm 15) \cdot 10$ keV, que representa o potencial de quebra de simetria de isospin. Cabe observar que, o 'modelo de dois níveis', apesar de muito útil, representa uma visão muito simplificada do mecanismo de mistura de isospin. Portanto, não se pode excluir completamente, a possibilidade de que o primeiro nível $T=1$ ($E_x=17,23$ MeV) esteja envolvido na mistura.

Neste ponto é oportuno discutir um aspecto importante: a magnitude da incerteza associada ao coeficiente do termo isovetorial, e o fato de não ter sido possível medir o fator de forma para valores ainda mais baixos de momento transferido (o limite de detetabilidade foi atingido rapidamente), poderiam levar a um questionamento quanto à ocorrência da mistura de isospin. No entanto, medidas de espalhamento (α, α') ^(6,29) no ^{12}C mostram a excitação de níveis com isospin $T=1$. Como as partículas ' α ' têm isospin=0, a excitação de níveis ($T=1$), a partir do estado fundamental do ^{12}C ($0^+, 0$), revela a presença de impurezas de isospin ($T=0$) nos mesmos. Tendo em vista que o estado $|1^-, 0\rangle$ aqui investigado, $E_x=10,84$ MeV, é o único na região de menor energia de excitação com isospin ($T=0$), fica estabelecida mais uma evidência da ocorrência de mistura.

Cabe ainda mencionar, que os resultados aqui obtidos (pela primeira vez), para as grandezas nucleares $B(E1)$, Γ_{γ_0} e τ do estado $|1^-, 0\rangle$ do ^{12}C , são compatíveis com similares de outros núcleos, como mostrado na subseção 4.2.4.

Finalmente, espera-se que este trabalho estimule a realização tanto de novas medidas, quanto de investigações teóricas. A primeira sugestão para um trabalho experimental seria a realização de uma 'separação de Rosenbluth' (discutida na seção 3.3), através de medidas (e, e') . Desta forma determinam-se as componentes longitudinal e transversal do fator de forma, evitando as incertezas da subtração através do Teorema de Siegert. Por outro lado, a determinação da probabilidade reduzida de transição $B(E1)$, através de outras técnicas de medida (como p. ex.: (γ, γ')), seria de fundamental importância para testar os resultados aqui obtidos. Para concluir, seria desejável a realização de novas medidas (α, α') no ^{12}C , pois os resultados encontrados na literatura são bastante conflitantes.

Referências

- (1) MISKA, H.; GRÄF, H.D.; RICHTER, A.; SCHÜLL, D.; SPAMER, E.; TITZE, O.
Isospin-Forbidden Electroexcitation of the 1^- , $T=0$ State at 7.12 MeV in ^{16}O at Low Momentum Transfers. *Phys. Lett.*, v. B59, n. 5, p. 441-443, (1975).
- (2) BUTI, T.N.; KELLY, J.; BERTOZZI, W.; FINN, J.M.; HERSMAN, F.W.; HYDE WRIGHT, C.; HYNES, M.V.; KOVASH, M.A.; KOWALSKI, S.; LOURIE, R.W.; MURDOCK, B.; NORUM, B.E.; PUGH, B.; SARGENT, C.P.; TURCHINETZ, W.; BERMAN, B.L.
Electroexcitation of Isoscalar States in ^{16}O . *Phys. Rev. C*, v. 33, n. 3, p. 755-775, (1986).
- (3) FRIEDRICH, J.; VOEGLER, N.
Violation of Siegert's Theorem in the Electroexcitation of the $(1^-, T=0)$ Level at 7.117 MeV in ^{16}O . *Phys. Lett.B*, v. 217, n. 3, p. 220-224, (1989).
- (4) GRÄF, H.D.; HEIL, V.; RICHTER, A.; SPAMER, E.; STOCK, W.; TITZE, O.
Isospin Forbidden Electroexcitation of the 1^- , $T=0$ State at 6.95 MeV in ^{40}Ca , Continuum Shell-Model and Effective Charge of the Convection Current. *Phys. Lett.*, v. B72, n. 2, p. 179-182, (1977).
- (5) KORMANYOS, C.M.; PETERSON, R.J.; APPLGATE, J.; BECK, J.; AVERETT, T.D.; RITCHIE, B.G.; MORRIS, C.L.; MCGILL, J.; OAKLEY, D.S.
Low-energy pion scattering to 1^- States in ^{12}C . *Phys. Rev. C*, v. 48, n. 1, p. 250-255, (1993).
- (6) AJZENBERG-ŠELOVE, F.
Energy Levels of Light Nuclei $A=11-12$. *Nucl. Phys.A* 506, n. 1, p. 58-99, (1990)

- (7) TORIZUKA, Y.; OYAMADA, M.; NAKAHARA, K.; SUGIYAMA, K.; KOJIMA, Y.; TERASAWA, T.; ITOH, K.; YAMAGUCHI, A.; KIMURA, M.

Electroexcitation of the 10.8 MeV (1^- ; T=0) Level of ^{12}C and the 7.12 MeV (1^- , T=0) Level of ^{16}O . *Phys. Rev. Lett.*, v. 22, n. 11, p. 544-546, (1969).

- (8) HEISENBERG, J.

Inelastic Electron Scattering from Nuclei. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, v. 33, p. 569-609, (1983).

- (9) DONNELLY, T.W.; WALECKA, J.D.

Electron Scattering and Nuclear Structure
Ann.Rev.Nucl.Sci. 25, p.329-, (1975)

- (10) WILLEY, R.S.

Excitation of Individual-Particle States of Nuclei by Inelastic Electron Scattering. *Nucl.Phys.*, v. 40, p. 529-565, (1963).

- (11) EISENBERG, J.M.; GREINER, W.

"*Excitation Mechanisms of the Nucleus*", *North-Holland* (1976).

- (12) THEISSEN, H.

Spectroscopy of Light Nuclei by Low Energy ($E < 70$ MeV) Inelastic Electron Scattering. *Springer Tracts in Modern Physics*, v. 65, p. 1-58, (1972).

- (13) BROWN, B.A.; WILDENTHAL, B.; RAD, F.N.; KOWALSKI, S.; CRANNEL, H.

Shell-Model Analysis of High-Resolution Data for Elastic and Inelastic Electron Scattering on ^{19}F . *Phys.Rev.C*, v.32, n.4, p.1127-1156, (1985).

- (14) VON BUTLAR, H.

Nuclear Physics (An Introduction). *Academic Press*, p.466, (1968).

- (15) AUERHAMMER, J.; GENZ, H.; GRÄF, H.D.; HAHN, R.; STASCHECK, P.-H.; LÜTTGE, C.; NETHING, U.; RÜHL, K.; RICHTER, A.; RIETDORF, T.; SCHARDT, P.; SPAMER, E.; THOMAS, F.; TITZE, O.; TÖPPER, J.; WEISE, H.
The S-DALINAC Facility: Experimental Experience from the Accelerator and the Experimental Installations. In: *Proc. International Nuclear Physics Conference, Wiesbaden (26/06-01/08)*, (1992).
- (16) HUMMEL, K.D.
Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme eines Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems für das QCLAM-Spektrometer am supraleitenden Elektronenbeschleuniger *SDALINAC*. *Dissertation, Institut für Kernphysik, Technische Hochschule Darmstadt*, (1992).
- (17) STRAUCH, S.
Entwicklung eines interaktiven Auswerteprogramms für Elektronenstreuungsmessungen. *Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Technische Hochschule Darmstadt*, (1993).
- (18) ÜBERALL, H.
“*Electron Scattering from Complex Nuclei*”, *Academic Press* (1971).
- (19) Review of Particle Properties, Particle Data Group
Rev.Mod.Phys., v.45, n.2, parte II, p. S35, (1975).
- (20) BAEHR, C.. **MSc. Dissertation**, Technische Hochschule Darmstadt (1996).
- (21) VRIES, H.; JAGER, C.W.; VRIES, C.
At. Data Nucl. Data Tables, v. 36, (1987)
- (22) MILLENER, D.J.; SOBER, D.I.; CRANELL, H.; O'BRIEN, J.T.; FAGG, L.W.; KOWALSKI, S.; WILLIAMSON, C.F.; LAPIKÁS, L.
Inelastic Electron Scattering from ^{13}C . *Phys.Rev.C*, v.39, n.1, p. 14-46, (1989).

- (23) ENDT, P.M:
At. Data Nucl. Data Tables, v.55, p.171, (1993).
- (24) ADELBERGER, E.G.; MARRS, R.E.; SNOVER, K.A.; BUSSOLETTI, J.E.
Radiative Transitions and Isospin Mixing in ^{12}C . *Phys.Rev.C*, v.15-2, p.484-497, (1977).
- (25) FLANZ, J.B.; HICKS, R.S.; LINDGREN, R.A.; PETERSON, G.A.; DUBACH, J.
Electron Scattering, Isospin Mixing, and the Structure of the 12.71- and 15.11 MeV Levels in ^{12}C . *Phys.Rev.Lett.*, v.43, n.26, p.1922-1925, (1979).
- (26) CECIL, F.E.; FAGG, L.W.; BENDEL, W.L; JONES, E.C.
Measurement of the Radiative Width of the 12.71 MeV level in ^{12}C .
Phys.Rev.C, v.9, n.2, p.798-799, (1974).
- (27) HARNEY, H.L.
Proc. XVth Winter School, 341, Poland, (Feb. 1977)
- (28) CRANNELL, H.
Elastic and Inelastic Electron Scattering from ^{12}C and ^{16}O . *Phys.Rev.C*, v. 148, n. 3, p. 1107-1118, (1966).
- (29) JACQUOT, C.; SAKAMOTO, Y.; JUNG, M.; GIRARDIN, L.
Spin-Parity Assignments of Excited States in ^{12}C . *Nuc.Phys.A201*, p. 247-263, (1973)
- (30) O'BRIEN, J.T.; CANNELL, H.; KLINE, F.J.; PENNER, S.
Ionization Loss for High-Energy Electrons. *Phys.Rev.C*, v.9, n.4, p.1418-1428, (1974)
- (31) BERGSTROM, J.C.; CRANNELL, H.; KLINE, J.T.; LIGHTBODY, J.W.
Electroexcitation of the Giant Resonance of ^{13}C . *Phys.Rev.C*, v.4, n.5, p.1514-1531, (1971)