

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP



305M810T3684

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3684
ex. 1

**ELETRO E FOTODESINTEGRAÇÃO DO ^{64}Zn ENTRE 12 E
60 MEV: DELINEAÇÃO DOS PROCESSOS ESTATÍSTICO
E DIRETO.**

TULIO EDUARDO RODRIGUES

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do Título de Mestre em Ciências.

Orientador: *João Dias de Toledo Arruda Neto*
Prof. Dr. João Dias de Toledo Arruda Neto.

Banca Examinadora:
Prof. Dra. Cibele Bugno Zamboni (IPEN);
Prof. Dr. Manoel Tiago Cruz (IFUSP).

SÃO PAULO

2002

Armando Corbani Ferraz
Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

539.756

R696e

M

ex.1

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Rodrigues, Túlio Eduardo

Eletro e fotodesintegração do 'ANTPOT.64 Zn' entre 12 e 60 MeV :
delineação dos processos estatístico e direto. São Paulo 2002.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo
Instituto de Física – Departamento de Física Experimental

Orientador: Prof. Dr. João Dias de Toledo Arruda Neto
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Eletro-desintegração nuclear; 2. Reações fotonucleares;
3. Ressonância gigante de dipolo elétrico; 4. Modelo do quase-dêuteron;
5. Modelo óptico.

USP/IF/SBI-036/2002

... With the success of scientific theories in describing events, most people have come to believe that God allows the universe to evolve according to a set of laws and does not intervene in the universe to break these laws. However, the laws do not tell us what the universe should have looked like when it started – it would still be up to God to wind up the clockwork and choose how to start it off. So long as the universe had a beginning, we could suppose it had a creator. But if the universe is really completely self-contained, having no boundary or edge, it would have neither beginning nor end: it would simply be. What place, then, for a creator? ...

Stephen Hawking.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. João Dias de Toledo Arruda Neto, por sua inestimável orientação, repleta de compreensão e tolerância, tendo como nobre objetivo o desenvolvimento da capacidade de pesquisa e do espírito científico.

A minha esposa Cíntia, por seu amor e paciência, sempre mostrando sua maravilhosa personalidade; sendo minha companheira em todos os momentos e possibilitando a conclusão deste trabalho.

A meus pais, irmãos e a toda minha família, pelo estímulo e carinho recebidos em todas as atividades que me propus a realizar.

Ao amigo José Wilson Pereira Filho, por seu companheirismo e amizade, participando, de forma ativa, de todos os tropeços e avanços por que passei.

Ao Dr. Joel Mesa Hormaza, por sua significativa contribuição, sempre engajado em participar dos problemas encontrados, sugerindo soluções nos momentos cruciais e relevantes.

Ao Dr. Airton Deppman, por sua competência e profissionalismo, mostrando-se sempre receptivo e interessado nas vezes que pudemos interagir.

À Zulmira Carvalheiro por sua preciosa contribuição na aquisição dos dados, fornecendo a matéria prima do referido trabalho.

À FAPESP pelo apoio financeiro.

Aos professores, bolsistas e funcionários do LAL e a todos que, de certa forma, tornaram possível a realização deste trabalho.

RESUMO

As seções de choque de eletrodesintegração $\sigma(e, n)$, $\sigma(e, np)$ e $\sigma(e, 2n)$ do ^{64}Zn foram medidas entre os limiares e 60 MeV a partir da análise da atividade residual. As seções de choque de fotodesintegração $\sigma(\gamma, n)$ e $\sigma(\gamma, np)$ foram determinadas, via formalismo de fótons virtuais, através da deconvolução dos yields de eletrodesintegração com o método de “mínima estrutura”, sendo que os espectros de fótons virtuais foram calculados na aproximação de Born para onda distorcida (DWBA), levando-se em conta as dimensões nucleares. A seção de choque $\sigma(\gamma, n)$ foi analisada na região da Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico (GDR), onde utilizamos um modelo híbrido de excitação nuclear (código ALICE/LIVERMORE-82) para reproduzir os resultados experimentais, tanto na aproximação de função degrau (SCO) para os coeficientes de transmissão, quanto no modelo óptico (OM). Verificamos que o nosso resultado de $\sigma(\gamma, n)$ foi razoavelmente bem reproduzido pelo OM, enquanto que o resultado obtido pelo grupo de SACLAY, embora apresentando comportamento similar, estava aproximadamente 35% acima deste. Constatamos, portanto, a hipótese de núcleo composto na região da GDR, de maneira que a reação (γ, n) foi interpretada como um processo em duas etapas: (1) a absorção do fóton, excitando os modos coletivos de vibração nuclear e (2) decaimento puramente estatístico do núcleo composto (CN). A seção de choque $\sigma(\gamma, np)$ foi medida pela primeira vez em escala absoluta do limiar até 60 MeV, sendo bem reproduzida pelo modelo do quase-déuteron (QD) para energias entre 45 e 60 MeV, o que indicou um mecanismo direto de reação nessa faixa de energia. Para energias menores, entretanto, constatamos que contribuições estatísticas provenientes do decaimento do CN devem ser consideradas. A partir do comportamento de $\sigma(\gamma, np)$ para energias entre 45 e 60 MeV, estimamos a seção de choque $\sigma(\gamma, 2np)$, bem como das interações do estado final (FSI) decorrentes do processo de emissão do par n-p, que foi separado, de acordo com o modelo do QD, pelo fóton incidente. Finalmente, verificamos a compatibilidade dos nossos resultados de $\sigma(\gamma, np)$ na região da GDR com medidas relativas disponíveis na literatura, assim como com resultados inferidos a partir das medidas de SACLAY.

ABSTRACT

The electrodisintegration cross sections $\sigma(e, n)$, $\sigma(e, np)$ and $\sigma(e, 2n)$ of ^{64}Zn were measured from their thresholds to 60 MeV through the analysis of the residual activity. The photodisintegration cross sections $\sigma(\gamma, n)$ and $\sigma(\gamma, np)$ were determined by unfolding of the electrodisintegration yields with the "least structure" method via virtual photon formalism, the virtual photon spectra being calculated in the Distorted Wave Born Approximation (DWBA) taking into account the nuclear finite size. The $\sigma(\gamma, n)$ cross sections were evaluated in the Giant Dipole Resonance region (GDR) where we have used a nuclear hybrid exciton model (ALICE/LIVERMORE-82) to reproduce our experimental results either using a sharp cutoff approximation (SCO) to calculate the transmission coefficients or the optical model (OM). We have found that our results are in reasonable agreement with the optical model while another experimental data from SACLAY, despite being similar in shape, overestimate the calculations by approximately 35%. The compound nucleus hypothesis was then verified in the GDR energy region which leads to the interpretation of the (γ, n) reaction as a two-step process: (1) photoabsorption exciting collective vibration nuclear states, and (2) purely statistical decay of the equilibrated compound nucleus (CN). The cross section $\sigma(\gamma, np)$ was measured for the first time in absolute scale from its threshold to 60 MeV, being well reproduced by the quasi-deuteron model (QD) in the energy range from 45 to 60 MeV, indicating a direct reaction mechanism in these energies. On the other hand, we have verified that statistical contributions from the decaying of the CN must be considered in the lower energy range. From the analysis of the behavior of $\sigma(\gamma, np)$ in the energy range from 45 to 60 MeV, we have worked out an estimate for the $\sigma(\gamma, 2np)$ cross section, as well as evaluated final state interactions (FSI) resulting from the emissions of the n-p pair split by the incident photon, according to the QD model. Finally, we have shown the compatibility between our results of $\sigma(\gamma, np)$ in the GDR energy region and some measurements either available in the literature (relative scale) or inferred from the SACLAY data.

ÍNDICE

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 2 – OBJETIVOS.....	5
CAPÍTULO 3 - TEORIA RELEVANTE.....	8
3.1. A INTERAÇÃO FÓTON-NÚCLEO.	8
3.2. MECANISMOS DE FOTOABSORÇÃO NUCLEAR.....	12
3.3. A SEÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE FOTOABSORÇÃO NUCLEAR PARA O ^{64}Zn	15
3.3.1. A contribuição da Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico (GDR) na seção de choque total de fotoabsorção nuclear.....	15
3.3.2. A contribuição do Quase-Dêuteron (QD) na seção de choque total de fotoabsorção nuclear.....	18
3.4. REGRAS DE SOMA.....	22
3.5. O FORMALISMO DE FÓTONS VIRTUAIS E O MÉTODO DA DECONVOLUÇÃO.....	30
3.5.1. O método de Weizsäcker-Williams.....	30
3.5.2. O espectro de fótons virtuais na aproximação de Born para onda distorcida (DWBA).....	34
3.5.3. O método da deconvolução.....	36
3.6. TEORIA DE NÚCLEO COMPOSTO.....	40
3.7. O MODELO ÓPTICO.....	44

CAPÍTULO 4 - DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL E RESULTADOS.....	55
4.1. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.....	55
4.2. DETERMINAÇÃO DOS YIELDS DE ELETRODESINTEGRAÇÃO.....	57
4.2.1. Introdução.....	57
4.2.2. Análise dos dados.....	59
4.2.2.1. Separação das contribuições dos diferentes decaimentos.....	59
4.2.2.2. Ajuste de exponenciais no método dos mínimos quadrados.....	62
4.2.2.3. Cálculo dos yields de eletrodesintegração em unidades de seção de choque.....	69
4.3. RESULTADOS.....	71
4.4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS.....	73
 CAPÍTULO 5 - TRATAMENTO E ANÁLISE DOS RESULTADOS.....	 78
5.1. CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE DA REAÇÃO $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$	78
5.1.1. Introdução.....	78
5.1.2. Resultados.....	79
5.1.3. Verificação da solução obtida para $\sigma(\gamma, n)$	82
5.1.4. Normalizando a solução obtida na seção anterior para $\sigma(\gamma, n)$	84
5.2. CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE DA REAÇÃO $^{64}\text{Zn}(\gamma, np)^{62}\text{Cu}$	86
5.2.1. Introdução.....	86
5.2.2. Resultados.....	87
5.2.3. Verificação da solução obtida para $\sigma(\gamma, np)$	89
5.3. ANÁLISE DOS RESULTADOS.....	91
5.3.1. Analisando o resultado obtido para $\sigma(\gamma, n)$	91
5.3.2. Analisando o resultado obtido para $\sigma(\gamma, np)$	94

CAPÍTULO 6 - DISCUSSÃO E CONCLUSÕES.....	96
6.1. CÁLCULO TEÓRICO DE $\sigma(\gamma, n)$ BASEADO EM TEORIA DE NÚCLEO COMPOSTO E MODELO ESTATÍSTICO.....	96
6.2. REPRODUÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS DE $\sigma(\gamma, np)$ NA FAIXA DE 40-60 MEV À LUZ DO MODELO DO QD.....	105
6.3. ANÁLISE QUALITATIVA DO COMPORTAMENTO DE $\sigma(\gamma, np)$ NA FAIXA DE 20-30 MEV.....	109
6.4. CONCLUSÕES.....	112
APÊNDICE A: <i>Análise isotópica do Zn natural e de possíveis contribuições de decaimentos espúrios nas áreas dos fotopico.....</i>	116
APÊNDICE B: <i>Determinação das massas dos alvos.....</i>	123
APÊNDICE C: <i>Determinação das eficiências dos detectores.....</i>	126
APÊNDICE D: <i>Cálculo das cargas equivalentes.....</i>	128
BIBLIOGRAFIA.....	130

ÍNDICE DOS GRÁFICOS:

Gráfico 1.....	13	Gráfico 2.....	17
Gráfico 3.....	19	Gráfico 4.....	20
Gráfico 5.....	20	Gráfico 6.....	21
Gráfico 7.....	21	Gráfico 8.....	29
Gráfico 9.....	35	Gráfico 10.....	68
Gráfico 11.....	68	Gráfico 12.....	71
Gráfico 13.....	71	Gráfico 14.....	72
Gráfico 15.....	78	Gráfico 16.....	80
Gráfico 17.....	81	Gráfico 18.....	82
Gráfico 19.....	83	Gráfico 20.....	85
Gráfico 21.....	85	Gráfico 22.....	86
Gráfico 23.....	88	Gráfico 24.....	88
Gráfico 25.....	89	Gráfico 26.....	90
Gráfico 27.....	92	Gráfico 28.....	94
Gráfico 29.....	100	Gráfico 30.....	102
Gráfico 31.....	103	Gráfico 32.....	106
Gráfico 33.....	107	Gráfico 34.....	108
Gráfico 35.....	110	Gráfico 36.....	129

ÍNDICE DAS FIGURAS:

Figura 1.....	11	Figura 2.....	43
Figura 3.....	53	Figura 4.....	53

ÍNDICE DAS TABELAS:

Tabela 1.....	17	Tabela 2.....	58
Tabela 3.....	65	Tabela 4.....	70
Tabela 5.....	80	Tabela 6.....	87
Tabela 7.....	99	Tabela 8.....	117
Tabela 9.....	125		

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

As reações nucleares induzidas pela radiação eletromagnética (real ou virtual) foram e continuam sendo largamente estudadas, visto constituírem importante ingrediente para o estudo da interação nuclear propriamente dita. O fóton, ao interagir com o núcleo, tem uma probabilidade de ser ou não absorvido, dependendo da sua energia e de fatores de estrutura nuclear. A grandeza física relevante nesses processos de absorção nuclear é a seção de choque de fotoabsorção nuclear. Esta pode ser medida experimentalmente, agregando-se ao banco de dados já existente e fornecendo importantes parâmetros na construção de modelos nucleares capazes de reproduzir a física envolvida nesses processos.

A partir da absorção do fóton, o núcleo excitado pode retornar ao seu estado fundamental emitindo um outro fóton, ou mesmo uma ou mais partículas. As probabilidades de emissão de uma ou mais partículas dão informação a respeito das energias de ligação das respectivas partículas. Logo, as seções de choque de determinadas reações podem ser medidas a fim de verificar, por exemplo, se o mecanismo de determinada reação é um processo direto de emissão nuclear ou um processo puramente estatístico onde o núcleo excitado evapora um nucleon para se resfriar. Essas seções de choque podem também fornecer alguma informação a respeito da transparência nuclear, uma vez que, quanto maior for a transparência, maior será a probabilidade de uma emissão direta, pois neste caso o livre caminho médio do nucleon é grande e o mesmo quase não interagiria ao sair do núcleo.

No presente trabalho serão estudados os mecanismos de fotoexcitação nuclear no espectro de energia de interesse, ou seja, nas regiões da Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico (GDR) e do quase-déuteron (QD). Mais especificamente, o interesse do presente trabalho será o estudo das reações fotonucleares $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$ e $^{64}\text{Zn}(\gamma, np)^{62}\text{Cu}$ através da análise das respectivas seções de choque.

O alvo de ^{64}Zn foi escolhido por tratar-se de um núcleo par-par com baixa barreira Coulombiana, da ordem de 4 MeV, o que diminui a supressão de emissão de

partículas carregadas, já que estamos interessados em medir a seção de choque $\sigma(\gamma, np)$. Adicionalmente, vale ressaltar que reações na região do quase-dêuteron envolvendo elementos intermediários, tal como o ^{64}Zn , não foram muito exploradas no passado, onde uma ênfase maior foi dada aos elementos leves e pesados. Outro fato importante em relação ao alvo escolhido é que o núcleo composto $^{64}\text{Zn}^*$ possui pequena probabilidade de fissão, de tal forma que a emissão de partículas é dominante, favorecendo a medida das seções de choque de interesse.

Somando-se ao que foi exposto acima, também ressaltamos que o ^{64}Zn possui relevância no que se refere a Astrofísica, por estar próximo do Fe que é a semente dos processos envolvendo captura de nêutrons dentro das estrelas. A seção de choque de captura de nêutrons $\sigma(n, \gamma)$ poderá ser calculada a partir da seção de choque $\sigma(\gamma, n)$ via teorema do balanço detalhado. Logo, os resultados obtidos a partir deste trabalho poderão ser utilizados como ingrediente para o estudo dos processos de nucleossíntese que caracterizam a evolução estelar.

Os processos de nucleossíntese dividem-se em processo lento (s-process) e processo rápido (r-process), entre outros ^[1, 2, 3]. No caso do processo lento de captura de nêutrons, o núcleo pai é exposto a um fluxo de nêutrons de baixa intensidade, de maneira que o núcleo filho, uma vez instável ao decaimento β , decai imediatamente ^[2, 3]. Dessa forma, o produto final após o decaimento já se encontra em outra cadeia de isótopos, fazendo com que elementos cada vez mais pesados sejam formados. A taxa de captura de nêutrons λ_n , que reflete um importante parâmetro de evolução estelar, pode ser calculada a partir da seção de choque da reação de captura. Num regime de fluxo constante de nêutrons, que é uma boa aproximação ao menos localmente para um número de massa A, a abundância relativa dos elementos sintetizados é inversamente proporcional as suas taxas de captura de nêutrons. Logo, a competição entre o processo de captura de nêutrons (cuja taxa depende da temperatura e densidade dos nêutrons) e o decaimento β (que depende basicamente da temperatura) é incorporada a análises semi-empíricas da abundância dos elementos a fim de se determinar algumas constantes importantes, tais como a densidade de nêutrons e a temperatura dos processos ^[4, 5].

Portanto, ressaltamos a importância da medida de $\sigma(\gamma, n)$, com a finalidade de possíveis aplicações futuras para cálculos de Astrofísica.

A seção de choque $\sigma(\gamma, 1n)^*$ para o ^{64}Zn na região da GDR foi medida no passado por Carlos *et al* ^[6], sendo que representa a maior contribuição na seção de choque total de fotoabsorção. No presente trabalho, novas medidas dessa seção de choque serão realizadas a fim de verificarmos a compatibilidade dos dados e possíveis problemas de normalização, visto que os dados obtidos pelo grupo de SACLAY notoriamente apresentavam valores substancialmente maiores quando comparados aos resultados obtidos por outros grupos ^[7].

Será proposto um cálculo estatístico a partir da teoria de núcleo composto e potencial óptico (código ALICE/LIVERMORE 82 ^[8]), com a finalidade de reproduzir os dados experimentais da referida seção de choque.

No que se refere à Física Nuclear Fundamental, especial atenção será dada a reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, np)^{62}\text{Cu}$ na região do quase-déuteron, ou seja, para energias $E_\gamma \geq 40$ MeV. Nessa faixa de energia, a interação do fóton com o núcleo ocorre majoritariamente com um par n-p correlacionado, uma vez que o comprimento de onda associado ao fóton (λ) começa a ficar pequeno quando comparado com as dimensões do núcleo ^[9]. Uma comparação entre o comprimento de onda do fóton como função de sua energia e o raio nuclear será apresentada na seção 3.2. Adicionalmente, devemos esperar também um efeito acentuado de “Pauli-Blocking” para energias da ordem de 20 MeV. Dessa forma, nessa faixa de energia, os modos coletivos de excitação, tais como ressonância gigante de dipolo (GDR), deverão dar lugar à excitação de pares n-p correlacionados.

Portanto, a seção de choque para a reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, np)^{62}\text{Cu}$, fornecerá importante informação sobre aspectos de estrutura nuclear, tais como: potencial nucleon-nucleon, correlações de curto alcance, etc.

* A seção de choque $\sigma(\gamma, 1n)$ é a soma de $\sigma(\gamma, n)$ e $\sigma(\gamma, np)$.

Finalmente, a importância da medida de $\sigma(\gamma, np)$ reside no fato de que inexistem dados experimentais dessa seção de choque para energias maiores do que 40 MeV, sendo que os dados disponíveis na literatura ^[10] para essa seção de choque não estão em escala absoluta, diferentemente daqueles obtidos no presente experimento. Outro fato importante nessa medida diz respeito à dificuldade de se medir as duas partículas em coincidência de detecção, tornando a medida direta da seção de choque excessivamente complexa. Assim, utilizaremos o procedimento de análise do núcleo residual para determinar a referida seção de choque.

As seções de choque $\sigma(\gamma, n)$ e $\sigma(\gamma, np)$ serão obtidas por intermédio das seções de choque de eletrodesintegração via formalismo de fótons virtuais. Esse método foi desenvolvido no laboratório ^[11] e consiste na decomposição em ondas parciais da função de onda do elétron incidente. Dessa forma, a interação do elétron com o núcleo será interpretada como uma soma de diversas interações de fótons virtuais ^[12]. A deconvolução das seções de choque integradas será realizada utilizando-se o método proposto por Cook ^[13]. Esse procedimento será descrito de forma detalhada na seção 3.5.3. As seções de choque de eletrodesintegração, por sua vez, serão determinadas através da análise do núcleo residual, sendo que os detalhes do procedimento experimental serão discutidos no capítulo 4.

CAPÍTULO 2 - OBJETIVOS

2.1. OBJETIVOS GERAIS:

O presente trabalho tem por objetivo estudar processos de desintegração nuclear no ^{64}Zn induzidos por fótons virtuais em energias que englobam a Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico (GDR) e o Quase-Dêuteron (QD). Para tal, mediremos as seções de choque das reações (γ, n) e (γ, np) , analisando-as conforme o tipo de processo de fotoabsorção relevante: processo estatístico (região da GDR) e processo direto (região do QD). As seções de choque de fotodesintegração serão obtidas a partir das respectivas seções de choque de eletrodesintegração via formalismo de fótons virtuais ^[12], ao passo que estas serão medidas experimentalmente através da análise do núcleo residual.

2.2. OBJETIVOS ESPECÍFICOS:

Portanto, as etapas a serem efetuadas para a descrição dos processos de interesse são:

- **Determinação das seções de choque de eletrodesintegração (e, n) , (e, np) e $(e, 2n)$ através da análise da atividade residual do alvo:** A grandeza relevante para a determinação das seções de choque é a quantidade de núcleos residuais no alvo, sendo esta obtida por ajuste de exponenciais às curvas de atividade, via Método dos Mínimos Quadrados em formalismo matricial;
- **Decomposição da seção de choque total de fotoabsorção para o ^{64}Zn em termos da componente da GDR e do QD:** A seção de choque total de fotoabsorção para o ^{64}Zn foi calculada pelo grupo JENDL ^[14] usando dados experimentais e modelos teóricos. Assim, iremos separar esta seção de choque em duas componentes: a componente do QD, calculada a partir do modelo de

Levinger^[9, 15, 16] e a componente da GDR, sendo esta a diferença entre a seção de choque total de fotoabsorção e a contribuição do QD. No intuito de verificarmos qualitativamente o resultado da contribuição da GDR, iremos calcular numericamente o valor da Regra de Soma, comparando-o com previsões teóricas^[15], assim como com outros resultados experimentais^[17];

Deconvolução das seções de choque de fotodesintegração: A partir das seções de choque (e, n) e (e, np) iremos obter as respectivas seções de choque (γ , n) e (γ , np) via formalismo de fótons virtuais^[12], usando o método de “mínima estrutura” proposto por Cook *et al*^[13], onde o espectro de fótons virtuais será calculado na aproximação de Born para onda distorcida (DWBA)^[18];

Interpretação de $\sigma(\gamma, n)$ à luz de teoria de núcleo composto e modelo híbrido de excitação nuclear: A partir do modelo híbrido de excitação nuclear (código ALICE/LIVERMORE-82), pretendemos reproduzir os resultados experimentais de $\sigma(\gamma, n)$ na região da GDR, calculando as razões de ramificação Γ_n/Γ_T e verificando, portanto, a hipótese de núcleo composto nessa faixa de energia. O cálculo teórico será realizado tanto na aproximação de função degrau para os coeficientes de transmissão T_l ^[19] quanto no modelo óptico^[8], onde ressaltaremos as vantagens e desvantagens de cada caso. Finalmente, realizaremos uma comparação entre nossos dados experimentais, os cálculos teóricos e dados experimentais obtidos pelo grupo de SACLAY;

Interpretação de $\sigma(\gamma, np)$ a partir do modelo do QD: Na região de energia de 40 a 60 MeV, esperamos que os efeitos de excitações coletivas sejam desprezíveis. Logo, iremos propor uma interpretação da seção de choque $\sigma(\gamma, np)$, nessa faixa de energia, baseada em mecanismo direto de reação. Considerações a respeito de Interação do Estado Final (FSI), assim como uma estimativa para a seção de choque $\sigma(\gamma, 2np)$ serão apresentadas combinando-se dados experimentais e o modelo do QD;

Análise qualitativa do comportamento de $\sigma(\gamma, np)$ do limiar de reação até cerca de 30 MeV: A partir do cálculo teórico de $\sigma(\gamma, n)$ (modelo óptico), juntamente com os dados de SACLAY de $\sigma(\gamma, 1n)$ ($\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np)$), podemos inferir a seção de choque $\sigma(\gamma, np)$ e compará-la, ao menos qualitativamente, com os resultados do presente trabalho, assim como com aquele obtido por Cook *et al* ^[10] em escala relativa.

CAPÍTULO 3 - TEORIA RELEVANTE

3.1. A INTERAÇÃO FÓTON-NÚCLEO:

A interação eletromagnética entre um fóton e um núcleo atômico pode ser descrita por teoria de perturbação dependente do tempo. Ou seja, podemos supor que por se tratar de uma interação de baixa intensidade, a Hamiltoniana resultante da interação do núcleo com o fóton é muito pequena se comparada com a hamiltoniana nuclear não perturbada (H_0). Denotando-se a interação por $\lambda H'$, onde $\lambda \ll 1$, podemos escrever:

$$H = H_0 + \lambda H'. \quad (3.1)$$

Supondo, por simplicidade, que o potencial nuclear pode ser descrito por um Oscilador Harmônico, a Hamiltoniana não perturbada fica:

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} m \omega^2 r^2, \quad (3.2)$$

onde $p^2/2m$ representa a soma das energias cinéticas de todos os nucleons.

Obviamente que o potencial escolhido não reproduz as propriedades nucleares, entretanto possui um caráter ilustrativo muito apropriado no que tange à factibilidade da conta.

A partir da equação de Schrödinger dependente do tempo para H_0 , temos:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_n(\vec{r}, t) = H_0 \Psi_n(\vec{r}, t), \quad (3.3)$$

sendo que as autofunções do sistema não perturbado podem ser expandidas na forma:

$$\Psi_n(\vec{r}, t) = \varphi_n(\vec{r})e^{-i\omega_n t}, \quad (3.4)$$

e as auto-energias ficam:

$$H_0 \varphi_n(\vec{r}) = E_n \varphi_n(\vec{r}) = \hbar \omega_n \varphi_n(\vec{r}). \quad (3.5)$$

Introduzindo a perturbação, teremos:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = (H_0 + \lambda H') \Psi(\vec{r}, t). \quad (3.6)$$

Expandindo as autofunções do sistema perturbado nas autofunções estacionárias de H_0 , escrevemos:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_n c_n(t) \Psi_n(\vec{r}, t). \quad (3.7)$$

Assim, a partir dos coeficientes $c_n(t)$, podemos calcular as autofunções e auto-energias do sistema perturbado.

Entretanto, a grandeza física relevante na interação fóton-núcleo é a seção de choque de fotoabsorção nuclear, que é diretamente proporcional à probabilidade que tem o núcleo de absorver um fóton. Dessa forma, suponhamos que o sistema esteja num estado inicial $|i\rangle$. Logo, queremos calcular a probabilidade do sistema sofrer uma transição eletromagnética para um estado final $|f\rangle$ devido à absorção de um fóton. Ou seja, estamos interessados em calcular a perturbação no estado inicial devido à ação do operador H' . Os elementos de matriz serão:

$$h_{i,f} = \langle i | H' | f \rangle. \quad (3.8)$$

A probabilidade da referida transição vale:

$$P_{i,f} = \langle i|H'|f \rangle^* \langle i|H'|f \rangle = \left| \langle f|H'|i \rangle \right|^2. \quad (3.9)$$

Portanto, devemos obter uma forma explícita para a perturbação H' a fim de calcularmos o acoplamento realizado por tal operador entre os estados inicial e final do sistema.

Seja $\vec{j}(\vec{r}, t)$ o operador de corrente nuclear e seja $\vec{A}(\vec{r}, t)$ o operador potencial eletromagnético do fóton.

Definimos uma densidade de energia eletromagnética de interação da forma [20].

$$d(\vec{r}, t) \equiv \vec{j}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}(\vec{r}, t). \quad (3.10)$$

Logo, em primeira ordem de teoria de perturbação, teremos:

$$H' \cong \frac{1}{c} \int \vec{j}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) d\vec{r}. \quad (3.11)$$

A taxa de transição w pode ser calculada através da Regra de Ouro de Fermi:

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f|H'|i \rangle \right|^2 \rho, \quad (3.12)$$

onde ρ representa a densidade de estados finais do sistema.

Portanto, substituindo-se (3.11) em (3.12) e tomando-se, por exemplo, as autofunções de um oscilador harmônico, somos capazes de calcular w .

A seção de choque de fotoabsorção é diretamente proporcional à taxa de transição e inversamente proporcional ao fluxo de fótons (Φ) incidentes no núcleo, ou seja:

$$\sigma_{abs} = \frac{w}{\Phi} \tag{3.13}$$

Um desenvolvimento detalhado do cálculo encontra-se na ref. 21.

A título ilustrativo, apresentamos na figura 1 um espectro típico de fotoabsorção nuclear como função da energia do fóton.

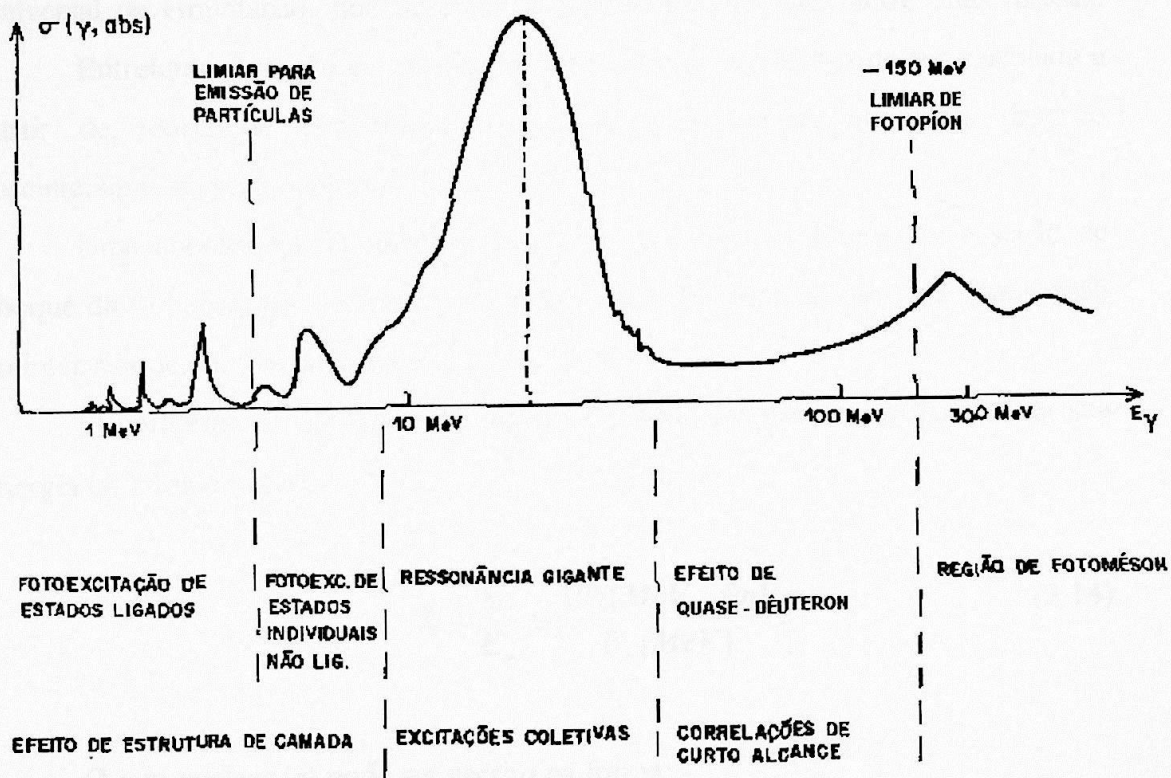


Figura 1: Espectro de fotoabsorção nuclear [20].

3.2. MECANISMOS DE FOTOABSORÇÃO NUCLEAR:

De acordo com a Mecânica Quântica, a interação entre dois estados quânticos pode ser descrita em termos dos elementos de matriz que representam o acoplamento entre esses estados realizado pelo operador que descreve a interação.

Porém, em Física Nuclear nos deparamos com uma enorme dificuldade: a interação nuclear não é conhecida por primeiros princípios. Ou seja, não há uma lei fundamental que descreve a interação nucleon-nucleon, como é o caso da Lei de Coulomb, que descreve a interação entre duas partículas carregadas, ou da Lei Universal da Gravitação, que descreve a atração gravitacional entre duas massas.

Entretanto, a seção de choque de fotoabsorção nuclear pode ser calculada a partir de teoria de perturbação dependente do tempo, conforme descrito sucintamente na seção anterior.

Uma abordagem fenomenológica alternativa para se determinar a seção de choque de fotoabsorção nuclear consiste na análise dos mecanismos de fotoabsorção no intervalo de energia de interesse.

O comprimento de onda do fóton (λ) pode ser escrito em função da sua energia (E_γ) como segue:

$$\lambda = \frac{\hbar c}{E_\gamma} \cong \frac{197[\text{MeV} \cdot \text{fm}]}{E_\gamma[\text{MeV}]} \quad (3.14)$$

O raio nuclear (r) pode ser escrito na forma:

$$r = R_0 A^{1/3}, \quad (3.15)$$

onde R_0 depende diretamente do método utilizado para sua determinação, sendo que tomamos o valor $R_0 = 1,4 \text{ fm}$ apenas a título ilustrativo, visto que tal consideração não afeta qualitativamente nossa discussão.

Para realizar uma análise qualitativa da interação do fóton com o núcleo, devemos comparar o comprimento de onda do fóton (λ) com o raio nuclear (r). Abaixo apresentamos a dependência do comprimento de onda do fóton (λ) como função de sua energia (E_γ) em comparação com o raio nuclear (r).

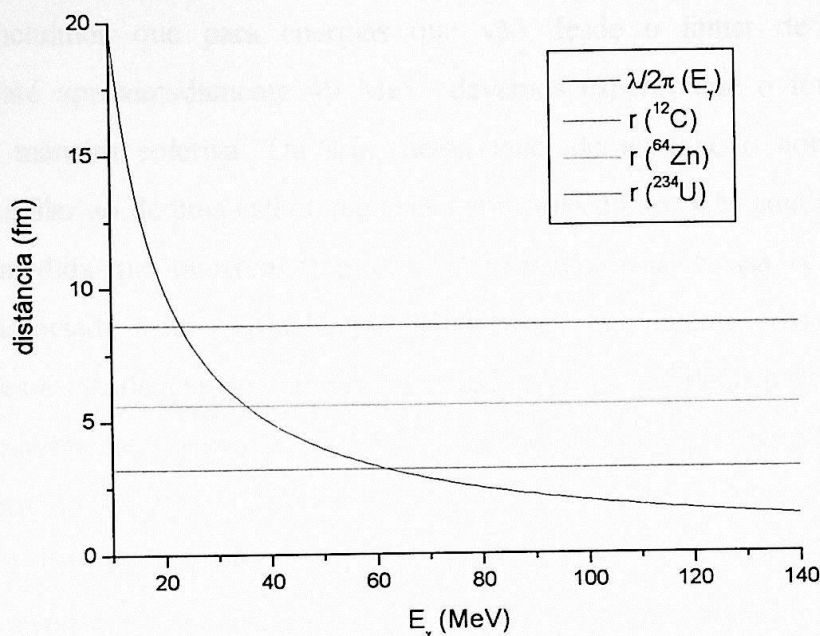


Gráfico 1: Dependência do comprimento de onda do fóton λ com sua energia E_γ . As linhas em vermelho, verde e azul representam o raio médio nuclear calculado para o ^{12}C , ^{64}Zn e ^{234}U , respectivamente, onde tomamos $R_0 = 1,4$ fm.

A partir da análise do gráfico 1, verificamos que o comprimento de onda do fóton para energias da ordem de 18 MeV vale cerca de duas vezes o raio médio para o caso do ^{64}Zn , sendo que para o ^{12}C e o ^{234}U esta razão é da ordem de 3,4 e 1,3, respectivamente. Logo, seria de se esperar que o fóton "enxergasse" o núcleo como um todo, visto que seu comprimento de onda é maior do que as dimensões do núcleo. Para a energia de 140 MeV, constatamos que as razões entre o comprimento de onda do fóton e os raios nucleares do ^{64}Zn , ^{12}C e ^{234}U valem, respectivamente, 0,25, 0,44 e 0,16. Ou seja, nessa faixa de energia, devemos esperar uma interação do fóton com os constituintes do núcleo, ou seja, com os prótons e núcleos. Para energias compreendidas entre 40 MeV e 140 MeV, verificamos que o comprimento

de onda do fóton torna-se menor do que as dimensões nucleares, favorecendo a interação desse fóton com um par n-p correlacionado dentro do núcleo. Outro fato importante é que para energias da ordem de 45 MeV, o comprimento de onda do fóton fica da ordem do raio médio do dêuteron que vale 4,31 fm^[22], justificando o que foi exposto acima.

Concluimos que para energias que vão desde o limiar de emissão de partículas até aproximadamente 40 MeV, devemos esperar que o fóton excite o núcleo de maneira coletiva. Ou seja, nessa faixa de energia, o comportamento nuclear é similar ao de uma esfera que oscila em torno do seu CM emitindo radiação dipolar à medida que ocorrem transições eletromagnéticas. Nessa visão o núcleo pode ser associado a uma gota líquida, sendo que o movimento coletivo dos seus constituintes é estatisticamente similar ao movimento hidrodinâmico dentro da gota^[20]. Esse movimento coletivo de excitação é denominado “Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico” (GDR).

Para energias de aproximadamente 40 a 140 MeV, verificamos que a interação deve ocorrer com um par n-p correlacionado, de maneira que a absorção do gama seja descrita por um modelo de interação direta do fóton com o par. Esse modelo, que é chamado de “Modelo do quase-dêuteron”, foi proposto por Levinger^[9] e sofreu diversas modificações^[15, 16] com a finalidade de reproduzir os dados experimentais disponíveis.

Portanto, descreveremos abaixo as contribuições relativas aos dois mecanismos mencionados acima na composição da seção de choque total de fotoabsorção.

3.3. A SEÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE FOTOABSORÇÃO NUCLEAR PARA O ^{64}Zn :

A partir do que foi exposto na seção anterior, estamos interessados em obter de maneira fenomenológica a seção de choque total de fotoabsorção para o ^{64}Zn . Para tal, sabemos que a referida seção de choque deve ser a soma de duas contribuições, que estão relacionadas com o mecanismo de absorção no intervalo de energia considerado.

O modelo coletivo da Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico (GDR) representa a maior contribuição na seção de choque para energias que vão desde o limiar de emissão de partículas até cerca de 40 MeV .

O modelo do quase-déuteron (QD) reproduz satisfatoriamente o mecanismo dominante de fotoabsorção nuclear em energias de 40-140 MeV ^[9, 15, 16].

Dessa forma, a seção de choque total de fotoabsorção nuclear pode ser escrita como uma soma de duas componentes:

$$\sigma_{abs}(\omega) = \sigma_{abs}^{GDR}(\omega) + \sigma_{abs}^{QD}(\omega). \quad (3.16)$$

3.3.1. A contribuição da Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico (GDR) na seção de choque total de fotoabsorção nuclear:

Estamos interessados em propor uma descrição qualitativa da seção de choque de fotoabsorção na região da GDR. Os processos de interesse são aqueles em que raios gama com polaridade E1 e energias maiores do que as energias de separação das partículas constituintes do núcleo excitam-no, e este a seguir decai por emissão de partículas ou radiação.

Uma descrição teórica exata desses processos é impossível, visto que as probabilidades de transição somente podem ser calculadas caso as funções de onda nucleares sejam conhecidas.

A contribuição da GDR pode ser escrita a partir da seguinte parametrização [23, 24].

$$\sigma_{abs}^{GDR}(\omega) = \sum_{i=0}^1 \frac{\sigma_{mi}}{1 + \left[\frac{(\omega^2 - E_{mi}^2)^2}{\omega^2 \Gamma_i^2} \right]}, \quad (3.17)$$

onde σ_{mi} , E_{mi} e Γ_i representam, respectivamente, os máximos das Lorentzianas, as energias correspondentes a esses máximos e as larguras a meia altura.

A seção de choque para emissão de nêutrons do ^{64}Zn na região da GDR foi medida por Carlos *et al* [6], sendo que os parâmetros da ressonância foram obtidos por ajuste aos dados experimentais até a energia de 21 MeV por Berman *et al* [25]. Essa energia é aproximadamente o limiar para emissão de dois nêutrons ($B_{2n} = 20,97$ MeV). Obviamente a seção de choque total de fotoabsorção decorrente do mecanismo de excitação ressonante deve ser maior do que a seção de emissão de nêutrons, visto que a primeira inclui também emissão de partículas carregadas, além da emissão gama. Essas contribuições podem ser calculadas por um modelo de cascata intranuclear [26].

A seção de choque para a emissão de um nêutron medida por Carlos *et al* [6] na verdade corresponde à soma de duas contribuições, visto que o sistema de detecção utilizado no referido experimento não era sensível aos prótons, logo, a contagem de um nêutron não excluía a contagem de um par np. Portanto, acima do limiar de emissão de um par np ($B_{np} = 18,57$ MeV), a seção de choque fica:

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np). \quad (3.18)$$

Os parâmetros da ressonância (Tabela 1) e a seção de choque para emissão de um nêutron (Gráfico 2) são apresentados a seguir. As incertezas relativas aos parâmetros obtidos no ajuste não foram reportadas na ref. 25.

Parâmetros da Ressonância	Pico da Ressonância (σ_m) (mb)	Energia do Máximo (E_m) (MeV)	Larguras a Meia-altura (Γ) (MeV)
Primeira Ressonância	41,4	16,23	3,27
Segunda Ressonância	56,1	19,19	5,98

Tabela 1: Parâmetros da Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico para o ^{64}Zn obtidos por Berman *et al* [25]. Os parâmetros foram obtidos a partir de ajuste de duas lorentzianas aos pontos experimentais, no método dos mínimos quadrados.

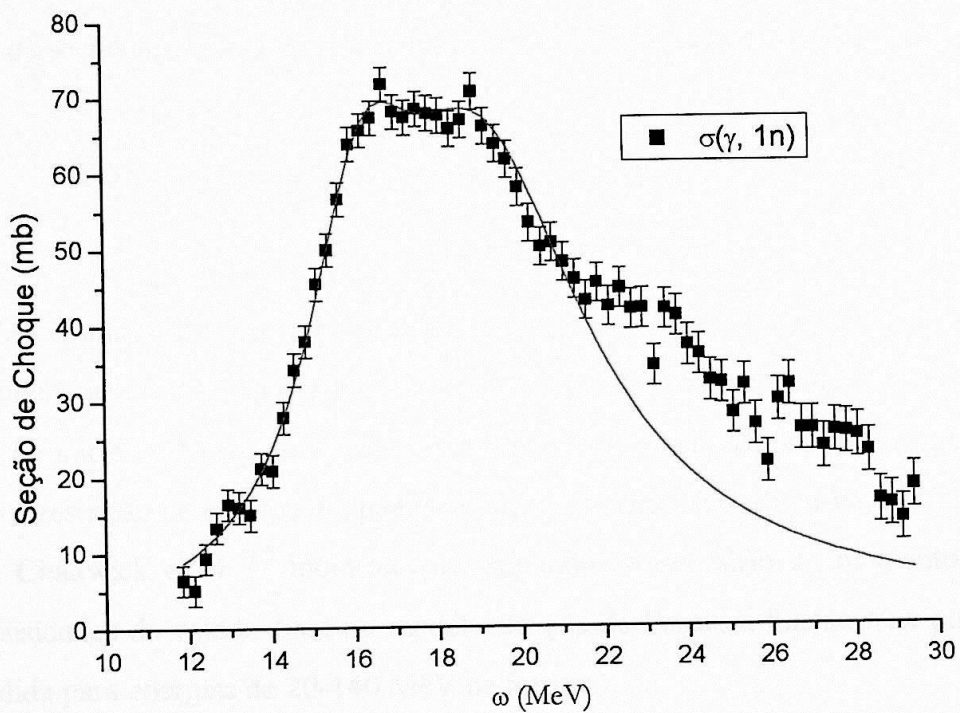


Gráfico 2: Seção de choque $\sigma(\gamma, 1n)$ para o ^{64}Zn obtido por Carlos *et al* [6].

A linha vermelha representa o ajuste aos dados experimentais até 21 MeV catalogados por Berman *et al* [25].

3.3.2. A contribuição do Quase-Dêuteron (QD) na seção de choque total de fotoabsorção nuclear:

Uma vez considerada a parte coletiva da seção de choque de fotoabsorção nuclear, devemos agora incluir outro mecanismo de absorção que leva em conta a interação do gama com um par n-p correlacionado no núcleo. Nesse mecanismo de interação o gama separa o referido par que pode realizar uma emissão direta do núcleo. Levinger *et al* ^[9, 15, 16] verificou que o modelo do quase-dêuteron (QD) reproduz satisfatoriamente os mecanismos de excitação nuclear para energias de 40 a 140 MeV. Nesse modelo, a seção de choque de fotoabsorção pode ser escrita como função da seção de choque de fotodesintegração do Dêuteron livre $\sigma_D(\omega)$, ou seja:

$$\sigma_{abs}^{QD}(\omega) = \frac{L}{A} NZ \sigma_D(\omega) f(\omega), \quad (3.19)$$

onde L/A é um parâmetro que reproduz a fração dos pares (n-p) dentro do núcleo que podem estar correlacionados, NZ representa o número total de pares (n-p) dentro do núcleo e $f(\omega)$ é uma função que reproduz a diminuição na seção de choque devido à restrição de estados ocupados do sistema fermiônico (Pauli-Blocking).

Chadwick *et al* ^[27] mostrou que, supondo conservação do momento linear nas densidades do estado final no modelo do gás de Fermi, a função $f(\omega)$ pode ser expandida para energias de 20-140 MeV na forma:

$$f(\omega) = 8,3714 \cdot 10^{-2} - 9,8343 \cdot 10^{-3} \cdot \omega + 4,1222 \cdot 10^{-4} \cdot \omega^2 - 3,4762 \cdot 10^{-6} \cdot \omega^3 + 9,3537 \cdot 10^{-9} \cdot \omega^4, \quad (3.20)$$

sendo que o parâmetro $L = 6,5$ é obtido diretamente do modelo e já não pode ser tratado como um parâmetro livre.

A função $f(\omega)$ é representada no gráfico abaixo:

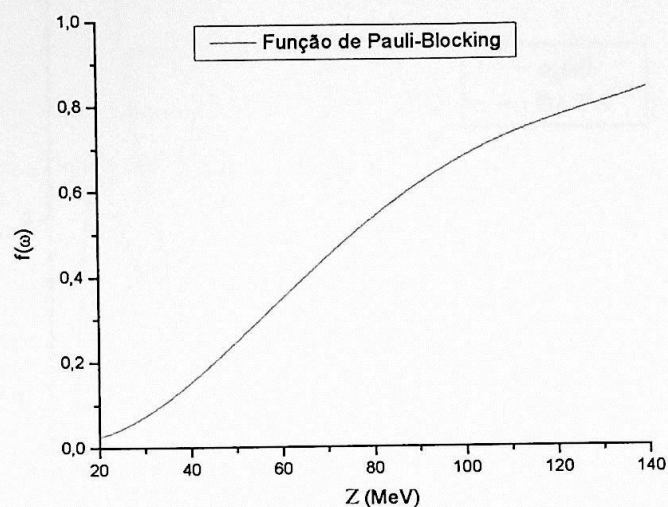


Gráfico 3: A linha vermelha representa a função $f(\omega)$ que reproduz o “Pauli-Blocking” devido à restrição de ocupação dos estados finais do sistema.

Como seção de choque de fotodesintegração do Dêuteron livre tomamos ^[26]:

$$\sigma_D(\omega) = \frac{61,2 \cdot (\omega - B)^{3/2}}{\omega^3}, \quad (3.21)$$

onde $B = 2,224$ MeV é a energia de ligação do Dêuteron. Verificamos que para $\omega \gg 2,224$ a referida seção de choque é proporcional a $\omega^{-3/2}$, conforme mostrado no gráfico abaixo:

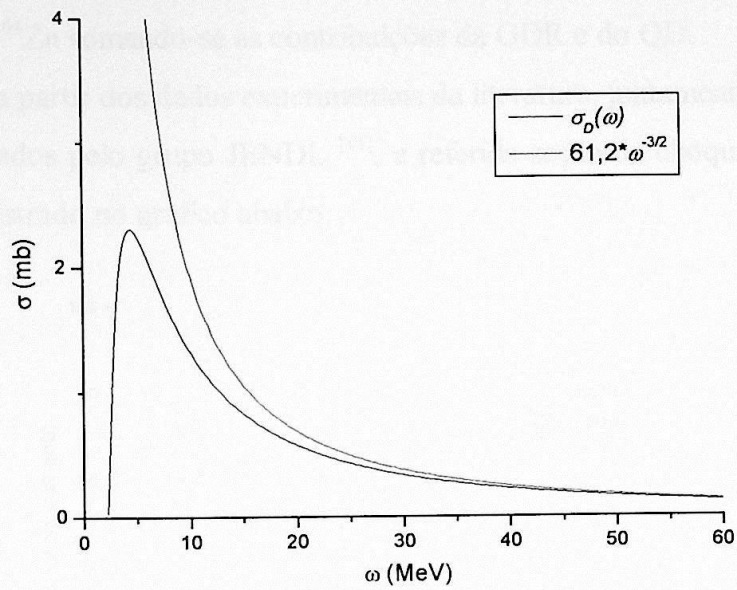


Gráfico 4: Seção de choque de fotodesintegração do Dêuteron (preto) versus $61,2 \cdot \omega^{-3/2}$ (vermelho).

Logo, substituindo-se (3.20), (3.21) em (3.19) e tomando-se $A = 64$, $N = 34$ e $Z = 30$, podemos determinar $\sigma_{abs}^{QD}(\omega)$. O resultado no intervalo de 20 à 60 MeV é representado no gráfico abaixo:

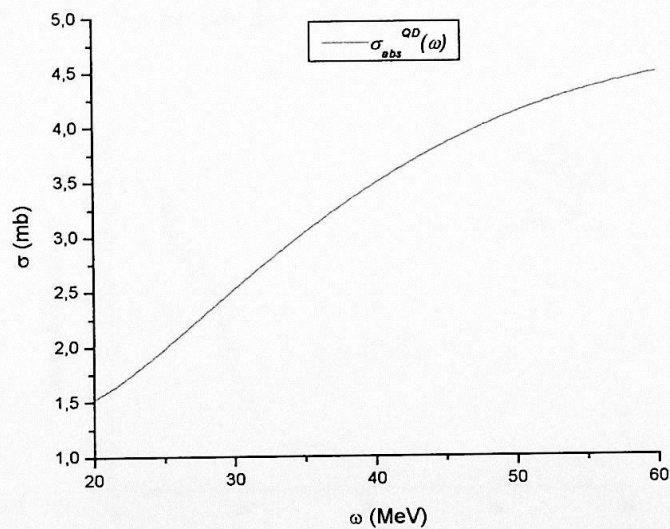


Gráfico 5: Seção de Choque de fotoabsorção nuclear para o ^{64}Zn no modelo do QD.

Finalmente, podemos determinar a seção de choque total de fotoabsorção nuclear para o ^{64}Zn somando-se as contribuições da GDR e do QD.

Logo, a partir dos dados experimentais da literatura, juntamente com cálculos teóricos realizados pelo grupo JENDL ^[14], a referida seção de choque foi obtida. O resultado é mostrado no gráfico abaixo:

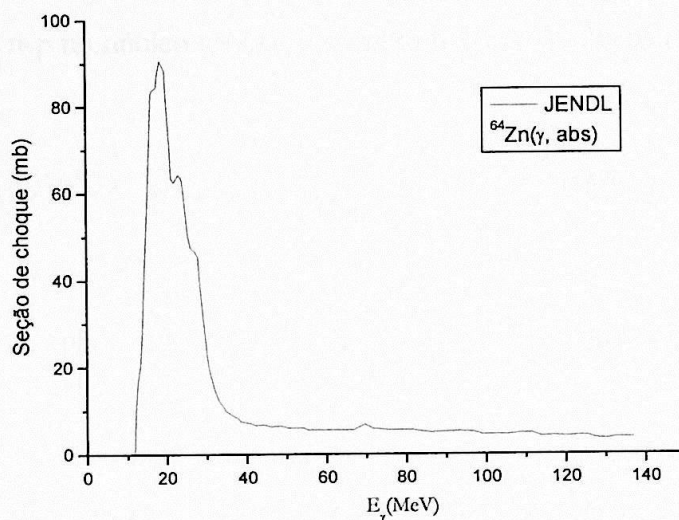


Gráfico 6: Seção de choque total de fotoabsorção nuclear para o ^{64}Zn .

Apresentamos separadamente no gráfico abaixo as contribuições da GDR e do QD para energias de 20 à 60 MeV .

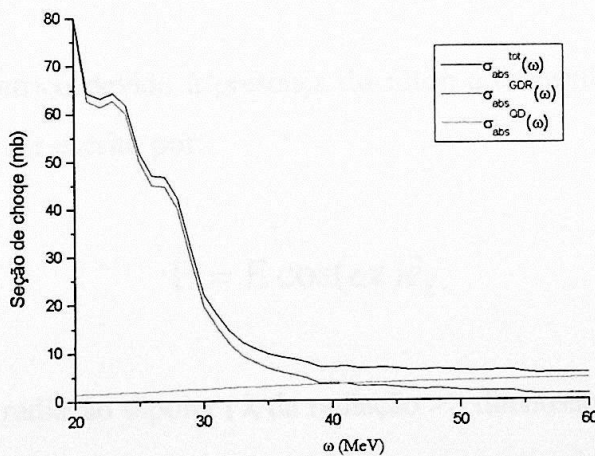


Gráfico 7: Seção de choque de fotoabsorção total para o ^{64}Zn (preto), juntamente com as contribuições da GDR (Vermelho) e do QD (Verde).

3.4. REGRAS DE SOMA:

Um forma de verificarmos a confiabilidade do resultado obtido para a seção de choque de fotoabsorção nuclear devido à GDR, consiste no uso do teorema da Regra de Soma. Esse teorema é válido na ausência de forças de troca e relaciona a integral da seção de choque de fotoabsorção de dipolo elétrico com a razão entre o número de pares n-p no núcleo (NZ) e o número total de nucleons (A) ^[15], ou seja:

$$\int_0^{\infty} \sigma_{abs}^{GDR}(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = 2\pi^2 e^2 \frac{\hbar}{mc} \frac{NZ}{A} = 58 \frac{NZ}{A} \text{ MeV} \cdot \text{mb}. \quad (3.22)$$

Logo, nas linhas que seguem iremos obter a relação (3.22) através de princípios gerais.

Seja um sistema nuclear composto por (Z) prótons e (N) nêutrons no seu estado fundamental. Agora incidimos nesse núcleo um fóton com energia E_{γ} e polaridade E1. Ora, sabemos que apenas as partículas carregadas desse núcleo são susceptíveis à interação eletromagnética; logo, os prótons irão interagir com esse fóton e sofrerão um deslocamento em relação às suas posições originais de equilíbrio. Dessa forma, por conservação de momento, os nêutrons constituintes desse núcleo irão mover-se em sentido contrário ao dos prótons iniciando o fenômeno da GDR.

O campo elétrico devido à presença do fóton é convenientemente orientado na direção z e pode ser escrito por:

$$\vec{E} = E \cos(\omega t) \hat{e}_z. \quad (3.23)$$

No caso de radiação dipolar (λ da radiação \gg dimensão nuclear do sistema), a probabilidade de transição eletromagnética $w_i \rightarrow f$ entre dois estados pode ser calculada por teoria de perturbação dependente do tempo ^[22]:

$$w_{i \rightarrow f} = E^2 e^2 \frac{\pi}{2\hbar^2} |z_{if}|^2 t, \quad (3.24)$$

onde z_{if} é o elemento de matriz da coordenada z .

A seção de choque de fotoabsorção é a probabilidade de transição por unidade de tempo dividida pelo fluxo de fótons por unidade de área. O fluxo de fótons por unidade de área pode ser escrito por:

$$\Phi = \frac{E^2 c}{8\pi\hbar\omega}. \quad (3.25)$$

Seja um pequeno intervalo de frequência $\Delta\omega$, onde:

$$E_f - E_i = \hbar\omega_{fi}. \quad (3.26)$$

Logo, a seção de choque nesse intervalo fica:

$$\sigma\Delta\omega = \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c} \omega_{fi} |z_{if}|^2 \Delta\omega. \quad (3.27)$$

Introduzimos uma grandeza adimensional denominada amplitude de oscilação:

$$f_{if} = \frac{2m}{\hbar} \omega_{fi} |z_{if}|^2. \quad (3.28)$$

Reescrevendo a equação (3.27) teremos:

$$\sigma\Delta\omega = \frac{2\pi^2 e^2}{mc} f_{if}. \quad (3.29)$$

Como estamos interessados em calcular a seção de choque total de absorção do sistema, devemos integrar a equação (3.29) no lado esquerdo e somar sobre todos os estados finais no lado direito:

$$\int \sigma d\omega = \frac{2\pi^2 e^2}{mc} \sum_f f_{if} \quad (3.30)$$

Para realizar a somatória em (3.30) iniciamos com a seguinte relação de comutação:

$$[p_i, q_j] = -i\hbar \delta_{i,j}. \quad (3.31)$$

Escrevendo matricialmente a equação acima para todos os estados k que compõem o sistema oscilante e, tomando-se apenas a componente z e seu respectivo momento conjugado, fica:

$$m \sum_k (\dot{z}_{jk} z_{kj} - z_{jk} \dot{z}_{kj}) = -i\hbar. \quad (3.32)$$

Seja um sistema composto por estados quânticos $|z_{jk}\rangle$ que representam uma oscilação na direção z , sendo que esta oscilação gera a emissão de um quantum de radiação entre estados j e k . Logo, tomamos uma base desses estados que diagonaliza a Hamiltoneana do sistema, ou seja:

$$H|z_{jk}\rangle = E_{jk}|z_{jk}\rangle = (E_j - E_k)|z_{jk}\rangle. \quad (3.33)$$

Dessa forma, os estados $|z_{jk}\rangle$ são auto-estados estacionários de H com auto-energias E_{jk} .

Estamos interessados em verificar como fica a evolução temporal dos estados $|z_{jk}\rangle$. Assim, definimos o operador de evolução temporal ^[28]:

$$U(t, t_0) = e^{-\frac{iH}{\hbar}(t-t_0)} \quad (3.34)$$

Fazendo $t_0 = 0$ e aplicando o operador $U(t, 0)$ no estado $|z_{jk}\rangle$,

$$|z_{jk}, t\rangle = U(t, 0)|z_{jk}, 0\rangle = e^{-\frac{iH}{\hbar}t}|z_{jk}\rangle. \quad (3.35)$$

Entretanto, sabemos como é a ação do operador H nos estados $|z_{jk}\rangle$ (Equação 3.33). Usando o fato de que nessa base H é diagonal, escrevemos:

$$|z_{jk}, t\rangle = e^{-\frac{i(E_j - E_k)}{\hbar}t}|z_{jk}\rangle. \quad (3.36)$$

Calculando a derivada em relação ao tempo do estado $|z_{jk}, t\rangle$, teremos:

$$\frac{d}{dt}|z_{jk}, t\rangle = \frac{-i}{\hbar}(E_j - E_k)|z_{jk}, t\rangle = i\omega_{kj}|z_{jk}, t\rangle, \quad (3.37)$$

onde usamos $\omega_{kj} = E_k - E_j$. Então, omitindo a notação de Dirac, podemos escrever de forma simplificada:

$$\dot{z}_{jk} = \frac{-i}{\hbar}(E_j - E_k)z_{jk} = i\omega_{kj}z_{jk}. \quad (3.38)$$

Substituindo (3.38) em (3.32),

$$m \sum_k (i\omega_{kj} z_{jk} z_{kj} - iz_{jk} \omega_{jk} z_{kj}) = -i\hbar. \quad (3.39)$$

Entretanto, $\omega_{kj} = -\omega_{jk}$ e $z_{jk} = z_{kj}^*$. Portanto, finalmente teremos:

$$-im \sum_k (\omega_{jk} |z_{jk}|^2 + \omega_{jk} |z_{jk}|^2) = -i\hbar \rightarrow$$

$$\therefore \sum_k \omega_{jk} |z_{jk}|^2 = \frac{\hbar}{2m}. \quad (3.40)$$

Usando (3.28) e (3.40), escrevemos:

$$\sum_f f_{if} = \sum_f \frac{2m}{\hbar} \omega_{fi} |z_{if}|^2 = 1. \quad (3.41)$$

A equação (3.41) é a famosa regra de soma obtida por Thomas e Kuhn em 1924.

Substituindo (3.41) em (3.30), obtemos a seguinte igualdade:

$$\int \sigma d\omega = \frac{2\pi^2 e^2}{mc}. \quad (3.42)$$

Para que possamos aplicar tal resultado a um sistema nuclear com Z prótons e N nêutrons, devemos calcular a carga efetiva de todo o núcleo, ou seja, devemos calcular a seguinte grandeza:

$$\sum_{i=1}^A e_i z_i,$$

onde e_i vale a carga do próton para os prótons, com i variando de 1 até Z e vale zero para os nêutrons, com i variando de $Z+1$ até A . Calculando a soma acima teremos:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^A e_i z_i &= e \sum_{i=1}^Z z_i = e \left[\sum_{i=1}^Z z_i + \frac{Z}{A} \sum_{i=Z+1}^A z_i - \frac{Z}{A} \sum_{i=Z+1}^A z_i \right] = \\ &= e \left[\frac{Z}{A} \sum_{i=1}^Z z_i + \frac{N}{A} \sum_{i=1}^Z z_i + \frac{Z}{A} \sum_{i=Z+1}^A z_i - \frac{Z}{A} \sum_{i=Z+1}^A z_i \right] = \\ &= e \frac{N}{A} \sum_{i=1}^Z z_i - e \frac{Z}{A} \sum_{i=Z+1}^A z_i + e \frac{Z}{A} \sum_{i=1}^A z_i. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Entretanto, o último termo de (3.43) pode ser escrito como:

$$eZ \frac{\sum_{i=1}^A z_i}{A} = eZ \langle z \rangle. \quad (3.44)$$

Mais compactamente teremos:

$$\sum_{i=1}^A e_i z_i = e_p \sum_{i=1}^Z z_i + e_n \sum_{i=Z+1}^A z_i + eZ \langle z \rangle, \quad (3.45)$$

onde $e_p = eN/A$ e $e_n = -eZ/A$ representam as cargas efetivas dos prótons e dos nêutrons, respectivamente.

A partir da equação (3.45), verificamos claramente a presença de um dipolo elétrico formado entre os prótons e os nêutrons, visto que esses últimos possuem carga efetiva negativa. Outra observação importante é a respeito do terceiro termo da equação acima, que representa a resposta do C.M. sob a ação de um campo externo. Esse termo é responsável pelo espalhamento Thomsom^[22] do núcleo como um todo e não deve ser levado em conta, visto que os observáveis da GDR são fruto do movimento relativo entre os nucleons.

Substituindo-se $e^2 \rightarrow Ze_p^2 + Ne_n^2$ na equação (3.42) teremos finalmente

$$\int \sigma d\omega = \frac{2\pi^2 (Ze_p^2 + Ne_n^2)}{mc} = \frac{2\pi^2 e^2}{mc} \frac{NZ}{A} = 58 \frac{NZ}{A} \text{ MeV} \cdot \text{mb}, \quad (3.46)$$

que é a Regra de Soma de Thomas-Reiche-Kuhn (TRK)^[15].

A partir da Regra de Soma descrita acima, podemos avaliar a compatibilidade entre a teoria e os dados experimentais da literatura para a seção de choque total de fotoabsorção dipolar. Neste trabalho, a seção de choque de fotoabsorção dipolar foi determinada como sendo a diferença entre a seção de choque total de fotoabsorção (calculada combinando-se dados experimentais^[6] e cálculos teóricos realizados pelo grupo JENDL^[14]) e a seção de choque de fotoabsorção no modelo do quase-déuteron (calculada no presente trabalho).

Calcularemos a integral da componente da GDR na seção de choque a fim de verificarmos a Regra de Soma. Entretanto, devemos determinar um limite superior para a referida integração, visto que formalmente esta deve ser realizada até energias infinitas. Como na referida regra de soma não estão inclusas excitações de isóbaras, é razoável que tal integração seja limitada pela massa do pion $m_\pi = 140 \text{ MeV}$ ^[17].

A seção de choque a ser integrada é apresentada no gráfico abaixo:

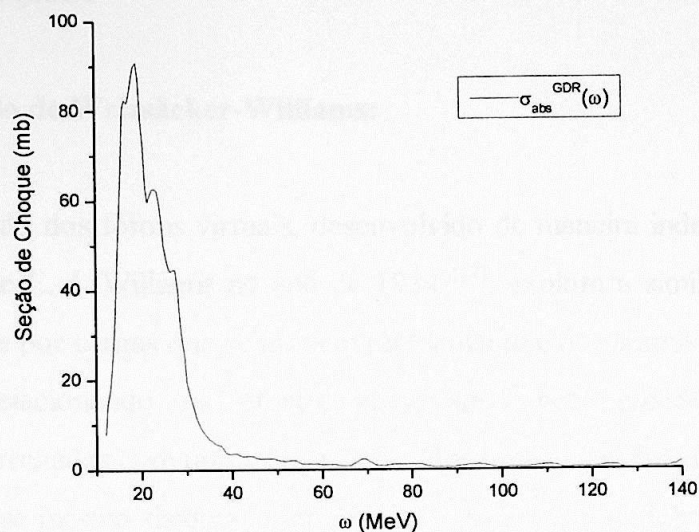


Gráfico 8: Seção de choque de fotoabsorção dipolar para o ^{64}Zn .

O resultado da integração, calculado numericamente, ficou:

$$S_{\text{exp}} = 1182 \text{ MeV} \cdot \text{mb} .$$

A razão entre o valor calculado experimentalmente (S_{exp}) e o valor esperado pela teoria (S_T - eq. 3.46), vale:

$$\frac{S_{\text{exp}}}{S_T} = 1,236 .$$

Porém, sabemos que a Regra de Soma conforme foi proposta não inclui forças de troca, de maneira que o valor $S_T = 956,25 \text{ MeV} \cdot \text{mb}$ deve ser encarado como um limite inferior para a integral da seção de choque de absorção dipolar. Esse fato é verificado no presente trabalho e está de acordo com outras medidas realizadas para elementos mais pesados, como o Sn ($S_{\text{exp}}/S_T = 1,28$), Ce ($S_{\text{exp}}/S_T = 1,24$), Ta ($S_{\text{exp}}/S_T = 1,30$), Pb ($S_{\text{exp}}/S_T = 1,35$) e U ($S_{\text{exp}}/S_T = 1,43$)^[17].

3.5. O FORMALISMO DE FÓTONS VIRTUAIS E O MÉTODO DA DECONVOLUÇÃO:

3.5.1. O método de Weizsäcker-Williams:

O método dos fótons virtuais, desenvolvido de maneira independente por C. F. Weizsäcker e E. J. Williams no ano de 1934 ^[12], explora a similaridade entre os campos gerados por cargas que se movem rapidamente e os campos de uma radiação pulsante, correlacionando os efeitos provocados pela colisão de partículas relativísticas carregadas com um dado sistema com aqueles produzidos pela interação da radiação nesse mesmo sistema. Num processo de colisão, definimos uma partícula incidente e um alvo espalhador. Os campos gerados pela partícula incidente são substituídos por um pulso equivalente de radiação que é analisado num espectro de frequência de fótons virtuais. Logo, os efeitos desses quanta (espalhado ou absorvido) no alvo são calculados. Nesse sentido, a interação eletromagnética entre, por exemplo, um elétron e um núcleo, pode ser interpretada como uma interação via troca de fótons virtuais. Nas linhas que seguem iremos descrever sucintamente o procedimento adotado por Weizsäcker e Williams.

Numa dada colisão, podemos correlacionar o parâmetro de impacto b com o momento transferido Q através do princípio de incerteza, na forma:

$$b \approx \frac{\hbar}{Q}. \quad (3.47)$$

O espectro de radiação equivalente para uma partícula independente de carga q , velocidade $V \cong c$ e parâmetro de impacto b em relação a um centro espalhador S , pode ser calculado a partir dos seguintes campos ^[22]:

$$\vec{E}(t) = q \frac{\gamma(\vec{b} + \vec{V}t)}{(b^2 + \gamma^2 V^2 t^2)^{3/2}} \text{ e} \quad (3.48)$$

$$\vec{H}(t) = \frac{q}{c} \frac{\gamma \vec{b} \times \vec{V}}{(b^2 + \gamma^2 V^2 t^2)^{3/2}} .$$

Separando o campo elétrico em duas componentes, uma na direção de \vec{b} (E_2) e outra na direção de \vec{V} (E_1), podemos escrever:

$$\vec{E}_2(t) = q \frac{\gamma \vec{b}}{(b^2 + \gamma^2 V^2 t^2)^{3/2}} \text{ e} \quad (3.49)$$

$$\vec{E}_1(t) = q \frac{\gamma \vec{V}t}{(b^2 + \gamma^2 V^2 t^2)^{3/2}} .$$

O campo \vec{H} é ortogonal a \vec{E}_1 e \vec{E}_2 , sendo que para $\beta \cong 1$ os campos $\vec{E}_2(t)$ e $\vec{H}(t)$ são completamente equivalentes a um pulso plano de radiação $\vec{P}_1(t)$, incidente em S na direção de \vec{V} . Não há nenhum campo magnético associado a $E_1(t)$, de maneira que o mesmo forma um pulso próprio de radiação incidente $\vec{P}_2(t)$ na direção de \vec{b} .

A energia por unidade de área por intervalo de freqüência pode ser calculada por:

$$\frac{dI_1}{d\omega}(\omega, b) = \frac{c}{2\pi} |E_2(\omega)|^2 \text{ e} \quad (3.50)$$

$$\frac{dI_2}{d\omega}(\omega, b) = \frac{c}{2\pi} |E_1(\omega)|^2 ,$$

onde $E_1(\omega)$ e $E_2(\omega)$ são as transformadas de Fourier de $E_1(t)$ e $E_2(t)$, respectivamente [29].

Então, os dois espectros de frequência, ficam:

$$\frac{dI_1}{d\omega}(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2} \frac{q^2}{c} \left(\frac{c}{V}\right)^2 \frac{1}{b^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma V}\right)^2 K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma V}\right) e \quad (3.51)$$

$$\frac{dI_2}{d\omega}(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2} \frac{q^2}{c} \left(\frac{c}{V}\right)^2 \frac{1}{b^2} \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma V}\right)^2 K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma V}\right),$$

onde K_0 e K_1 são as funções de Bessel modificadas do segundo tipo [30].

Somando as duas contribuições e integrando sobre todos os possíveis parâmetros de impacto, teremos:

$$\frac{dI}{d\omega}(\omega) = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} \left[\frac{dI_1}{d\omega}(\omega, b) + \frac{dI_2}{d\omega}(\omega, b) \right] b db, \quad (3.52)$$

onde

$$b_{min} \approx \frac{\hbar}{Q_{max}}.$$

O resultado da integral fica:

$$\frac{dI}{d\omega}(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{q^2}{c} \left(\frac{c}{V}\right)^2 \left\{ \xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{V^2}{2c^2} \xi^2 [K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)] \right\}, \quad (3.53)$$

sendo

$$\xi = \frac{\omega b_{min}}{\gamma V}.$$

Finalmente, para obtermos o espectro de fótons virtuais $N(\hbar\omega)$, basta usar a seguinte relação:

$$\frac{dI}{d\omega}(\omega)d\omega = \hbar\omega N(\hbar\omega)d(\hbar\omega). \quad (3.54)$$

Assim, $N(\hbar\omega)d(\hbar\omega)$ representa o número de fótons virtuais com energias entre $\hbar\omega$ e $\hbar\omega + d(\hbar\omega)$.

3.5.2. O espectro de fótons virtuais na aproximação de Born para onda distorcida (DWBA):

Conforme exposto na seção anterior, a interação eletromagnética de um elétron com um núcleo pode ser interpretada como uma interação via troca de fótons virtuais. Logo, podemos escrever a seção de choque de eletroexcitação em termos da seção de choque de fotoexcitação, através do espectro de fótons virtuais $N^{\lambda L}(E_1, \omega)$ na forma:

$$\sigma_{e,x}^{\lambda L}(E_1) = \int_{E_{th}}^{E_1 - m_e} N^{\lambda L}(E_1, \omega) \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(\omega) \frac{d\omega}{\omega}, \quad (3.55)$$

onde E_1 e m_e são, respectivamente, a energia do elétron incidente e sua massa de repouso, E_{th} é o limiar de energia da reação (γ, x) , ω é a energia transferida, λ representa o tipo de transição (E, M) e L é o momento angular transferido. Adotamos $\hbar = c = 1$.

O espectro de fótons virtuais $N^{\lambda L}(E_1, \omega)$ pode ser calculado para um núcleo puntiforme conforme discutido na seção anterior. Entretanto, Zamani-Noor e Onley calcularam o espectro de fótons virtuais com multipolaridades E1, E2, E3 e M1 associado ao espalhamento de elétrons por um núcleo extenso com número de massa A e carga Z , usando a aproximação de Born para onda distorcida (DWBA) [18]. Logo, teremos $N^{\lambda L} = N^{\lambda L}(E_1, \omega, A, Z)$, onde iremos omitir as variáveis A e Z por simplicidade de notação. Nessa aproximação são levadas em conta distorções nas funções de onda do elétron incidente e do elétron espalhado devido à interação coulombiana com os prótons no núcleo. Na aproximação de onda plana essas distorções são desprezadas.

O método de solução, descrito de forma sucinta, divide a integral radial da função de Hankel [30] com as funções de onda do elétron antes e depois do espalhamento, em duas partes: as integrais interna e externa ao núcleo. A integração dentro do núcleo é realizada numericamente levando-se em conta a carga nuclear e a

densidade de corrente. As integrais radiais externas são calculadas analiticamente quando escritas em termos de uma série incompleta de funções Gamma. A soma sobre as ondas parciais é feita usando o fato de que os elementos de matriz relativos a ondas parciais de ordem maior possuem pequena distorção coulombiana, e podem ser aproximados por elementos de matriz de ondas planas, os quais podem ser somados analiticamente.

Apresentamos no gráfico abaixo o espectro de fótons virtuais na aproximação de onda plana (PWBA) e onda distorcida (DWBA) com multipolaridade E1 calculado pelo código DWBA para o núcleo ^{64}Zn :

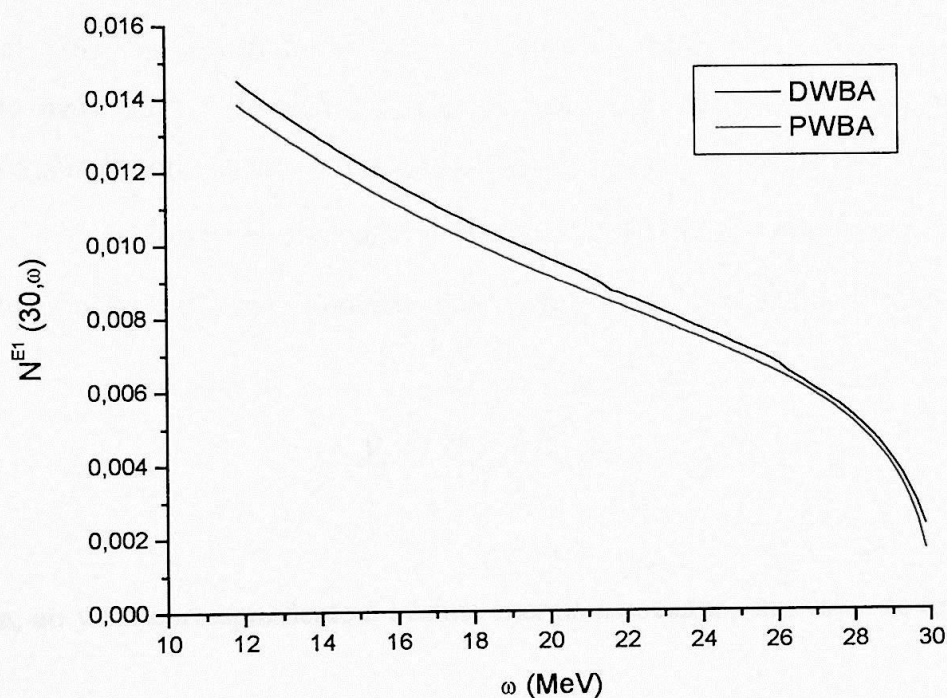


Gráfico 9: Espectro de fótons virtuais com multipolaridade E1, sendo: $E_1 = 30$ MeV, $E_{th} = B_n = 11,86$ MeV, $Z = 30$ e $A = 64$. Aproximação de onda plana (vermelho) e aproximação de onda distorcida (preto).

A pequena diferença entre os dois cálculos é típica para núcleos com Z pequeno.

3.5.3. O método da deconvolução:

De posse do espectro de fótons virtuais, estamos interessados em propor uma solução para a equação (3.55). Isto é, dada a seção de choque de eletrodesintegração $\sigma_{e,x}(\omega)$, queremos obter a respectiva seção de choque de foto-desintegração $\sigma_{\gamma,x}(\omega)$.

A equação integral (3.55) é uma equação integral de Volterra do primeiro tipo com Kernel $N^{\mathcal{L}}(E_1, \omega) / \omega$, de maneira que sua solução pode ser obtida a partir de um ferramentário matemático apropriado ^[30]. Entretanto, essa seria uma análise essencialmente formal que muito dificilmente forneceria resultados práticos satisfatórios.

Um método alternativo para a solução dessa equação foi proposto por Cook *et al* em 1963 ^[13]. O método de “Menor Estrutura”, como foi chamado, fornece o conjunto mais “suave” de seções de choque que reproduz os dados experimentais, inclusive para energias acima da ressonância gigante, que é o caso em questão.

Os dados disponíveis para a análise são os yields para as reações e respectivas incertezas. Logo, podemos introduzir a seguinte mudança de variável:

$$y_i = \sigma_{e,x}(E_i). \quad (3.56)$$

Ou seja, ao yield correspondente à *i*-ésima energia associamos um valor de ordenada y_i .

Neste caso,

$$E_i = E_{th} + i \cdot \Delta E, \quad (3.57)$$

onde ΔE representa um intervalo de energia.

Fazendo uma substituição de variáveis e omitindo alguns índices teremos:

$$K(E_i, \omega) = N(E_i, \omega) / \omega. \quad (3.58)$$

Dessa forma

$$y_i = \int_{B_x}^{E_i} \sigma_{\gamma,x}(\omega) K(E_i, \omega) d\omega. \quad (3.59)$$

Por simplicidade denotamos:

$$\sigma(\omega) = \sigma_{\gamma,x}(\omega). \quad (3.60)$$

De forma sucinta, podemos dizer que o processo de análise divide o espectro de fótons virtuais em pequenos intervalos de energia, nos quais este é aproximado por uma constante $K'(E_i, \omega_j) = K'_{ij}$, onde i corresponde à i -ésima medida de y_i e j ao j -ésimo intervalo de energia ΔE , onde tomamos a referida aproximação do espectro.

Assim,

$$K'_{ij} \Delta E = \int_{\omega_j - \Delta E}^{\omega_j} d\omega K(E_i, \omega) = N_{ij}, \quad (3.61)$$

onde usamos (3.58).

Portanto, substituindo (3.61) em (3.59), fica:

$$y_i = \sum_{j=1}^i \int_{\omega_j - \Delta E}^{\omega_j} d\omega K'_{ij} \sigma(\omega) = \sum_{j=1}^i (K'_{ij} \Delta E) \left[\frac{1}{\Delta E} \int_{\omega_j - \Delta E}^{\omega_j} d\omega \sigma(\omega) \right] = \sum_{j=1}^i (N_{ij} \sigma_j), \quad (3.62)$$

onde:

$$\sigma_j = \frac{1}{\Delta E} \int_{\omega_j - \Delta E}^{\omega_j} d\omega \sigma(\omega) \quad (3.63)$$

é o valor médio de $\sigma(\omega)$ no intervalo de energia do fóton entre $\omega_j - \Delta E$ e ω_j , e $N_{ij} = K'_{ij} \Delta E$ é o número de fótons nesse mesmo intervalo de energia para a energia do elétron E_i . ($i = 1, 2, \dots, n$, e $n =$ número de pontos experimentais).

Assim, o yield de eletrodesintegração fica proporcional a uma soma de equações lineares com coeficientes N_{ij} e abscissas σ_j . Ou seja, a equação integral (3.55) se reduz a um conjunto de equações lineares. Em notação matricial podemos escrever:

$$\vec{y} = N \cdot \vec{\sigma}. \quad (3.64)$$

A solução imediata fica:

$$\vec{\sigma} = N^{-1} \cdot \vec{y}. \quad (3.65)$$

Entretanto, devido às imprecisões no conhecimento dos valores de y_i , visto que se tratam de medidas experimentais, a solução proposta acima oscila muito, principalmente para energias acima da ressonância gigante, gerando um indesejável artefato matemático. Essa inconsistência física pode ser contornada a partir da introdução de um parâmetro de "alisamento", que irá minimizar as estruturas nas seções de choque deconvolucionadas. Esse método é descrito em detalhe na referência 13 e, na verdade, consiste na obtenção de um conjunto de soluções com a

menor estrutura possível que melhor reproduz os dados experimentais originais. Portanto, o método proposto por Cook ^[13] deve ser devidamente testado a partir de uma re-convolução (folding back), com a finalidade de recuperar a seção de choque integrada.

3.6. TEORIA DE NÚCLEO COMPOSTO:

Como ponto de partida, tomamos um núcleo alvo A e uma partícula incidente a . Esse núcleo, quando visto pela partícula, é responsável por um potencial e um coeficiente de absorção, sendo que tal potencial é devido exclusivamente aos nucleons constituintes do núcleo.

Quando a referida partícula atinge o alvo, esta pode: ser espalhada sem perder energia (espalhamento elástico); colidir com um nucleon e levá-lo a um estado quântico excitado que pode ser um estado ligado ou não, e ainda assim possuir energia suficiente para sair do núcleo (processo direto), ou ainda pode também perder grande quantidade de energia na colisão, de maneira que não consiga escapar do núcleo, excitando-o por inteiro e formando um núcleo composto (processo estatístico).

Uma clara indicação a respeito do tipo de processo de uma determinada reação (direto x estatístico) consiste na análise do espectro das partículas emitidas. As partículas emitidas por um núcleo composto possuem uma distribuição aproximadamente Maxwelliana de velocidades e uma distribuição angular praticamente isotrópica. No caso de um mecanismo direto de emissão, a distribuição angular das partículas possui forte dependência, visto que está correlacionada com a quantidade de energia transferida pela partícula incidente.

Outra diferença básica entre processos diretos e estatísticos, embora não possa ser verificada diretamente, consiste no fato de que o espalhamento elástico ou a interação direta, devem ocorrer num intervalo de tempo da ordem de 10^{-20} segundos, enquanto que o núcleo composto deve decair em intervalos da ordem de 10^{-16} a 10^{-17} segundos. A título comparativo, o "tempo nuclear característico", que é o tempo que leva uma partícula para atravessar o núcleo, é da ordem de 10^{-22} segundos, que é dada pela razão entre o raio nuclear e a velocidade da partícula (aproximadamente $0,1c \cong 10^9$ cm/seg ^[22]).

Esses núcleos compostos podem ser associados a estados quânticos não estacionários. Ou seja, num intervalo de energia ΔE a seção de choque de uma dada reação é substancialmente elevada. Logo, pelo princípio da incerteza, podemos estimar a vida média desses estados usando:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{\Gamma}. \quad (3.66)$$

Estes estados instáveis são denominados estados virtuais do sistema, e as energias onde ocorrem são chamadas de energias de ressonância.

A descoberta de tais ressonâncias levou ao modelo do núcleo composto (Bohr, 1936). Nesse modelo, Bohr supôs que a reação nuclear ocorre em dois passos:

- 1) Formação do núcleo composto $A + a \rightarrow C$, o qual sobrevive um tempo relativamente longo;
- 2) decaimento do núcleo composto $C \rightarrow B + b$.

Nesse modelo, considera-se que a dinâmica do estado intermediário C é suficientemente complicada, de maneira tal que o núcleo composto independa do canal de entrada, exceto no que se refere à conservação da energia, paridade e momento angular do sistema. A razão principal para a longa duração do núcleo composto baseia-se no fato de que a energia, que estava inicialmente concentrada em uma partícula, é rapidamente dividida entre os demais constituintes do núcleo, visto que estes interagem mutuamente. Somente quando, por uma flutuação, a energia se concentrar novamente numa partícula, esta pode ser emitida. Nesse intervalo de tempo, parte da energia também pode ser emitida pelo núcleo na forma de decaimento gama, visto que este compete com os demais processos.

Nesta visão simplificada, podemos dividir a reação numa fase inicial de formação do núcleo composto, na qual há uma certa seção de choque $\sigma_C(\omega)$,

seguida pelo decaimento desse núcleo excitado por emissão de partículas n , p , γ , α , etc. Denominando por Γ_i a probabilidade de emissão de um determinado canal i , podemos escrever a seção de choque da reação na forma:

$$\sigma_i(\omega) = \sigma_c(\omega) \cdot \frac{\Gamma_i(E^*)}{\sum_i \Gamma_i(E^*)}, \quad (3.67)$$

onde E^* é a energia de excitação do núcleo composto.

Em analogia ao que foi feito para o caso de fotoabsorção, a seção de choque $\sigma_c(\omega)$ pode ser parametrizada na seguinte forma [22]:

$$\sigma_c(\omega) = \frac{\frac{A}{V}}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (3.68)$$

onde V é a velocidade da partícula incidente, E é sua energia, E_0 é a energia de ressonância, Γ é a largura da ressonância e A é uma constante que depende da reação específica. A equação (3.68) foi obtida por Breit e Wigner em 1936 e é válida, se os estados virtuais de núcleo composto possuírem uma diferença em energia suficientemente grande se comparada com suas larguras. Obviamente que, no caso da GDR, a equação acima não é válida, visto que temos um estado coletivo de ressonância e não um estado individual do tipo partícula-buraco. A seção de choque de formação do núcleo composto na GDR pode ser calculada usando modelo óptico com potencial complexo, conforme será discutido na próxima seção.

Uma confirmação direta a respeito da hipótese de formação de núcleo composto para o ^{64}Zn para energias próximas a GDR foi obtida por Ghoshal em 1950 [31]. Nesse trabalho, Ghoshal formou o mesmo núcleo composto $^{64}\text{Zn}^*$ por intermédio das reações $p + ^{63}\text{Cu}$ e $\alpha + ^{60}\text{Ni}$. Adicionalmente, as energias dos prótons

e das alfas foram tomadas de forma a produzir a mesma energia de excitação do núcleo composto.

As seções de choque estudadas foram: $^{60}\text{Ni}(\alpha, n)^{63}\text{Zn}$, $^{60}\text{Ni}(\alpha, 2n)^{62}\text{Zn}$, $^{60}\text{Ni}(\alpha, pn)^{62}\text{Cu}$, $^{63}\text{Cu}(p, n)^{63}\text{Zn}$, $^{63}\text{Cu}(p, 2n)^{62}\text{Zn}$ e $^{63}\text{Cu}(p, pn)^{62}\text{Cu}$.

A hipótese de que o núcleo composto $^{64}\text{Zn}^*$ não distingue qual foi o processo responsável por sua formação, devemos esperar que as razões de ramificação (Branching Ratios) entre as emissões das partículas devem ser independentes do canal de entrada, e, conseqüentemente, devem se iguais para as duas reações. Assim, as razões $\sigma(p, n) / \sigma(\alpha, n)$, $\sigma(p, pn) / \sigma(\alpha, pn)$ e $\sigma(p, 2n) / \sigma(\alpha, 2n)$ devem ser constantes, fato este que pode ser observado na figura abaixo.

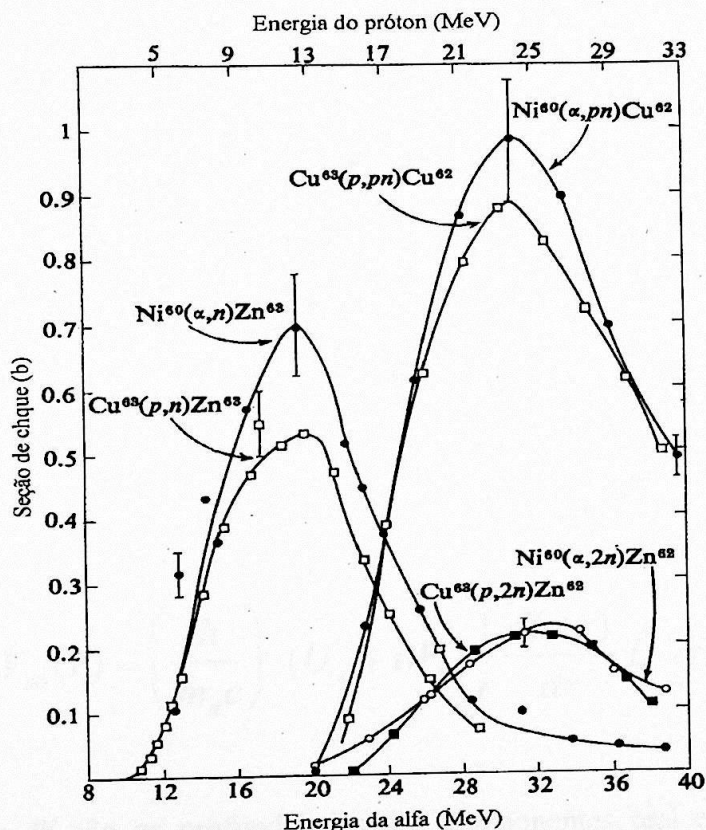


Figura 2: Seções de choque dos produtos de decaimento do núcleo composto $^{64}\text{Zn}^*$ [31].

Portanto, verificamos que a hipótese de núcleo composto deve ser válida para o ^{64}Zn no intervalo de energia que engloba a GDR.

3.7. O MODELO ÓPTICO:

O próximo passo para o desenvolvimento de um modelo nuclear baseado em hipóteses simplificadas consiste na incorporação de efeitos de camada na descrição das reações nucleares. Ou seja, a partícula incidente será submetida a um potencial similar aquele utilizado no modelo de camadas. Caso o projétil dissipe sua energia, devemos incluir uma parte imaginária no potencial, que representa a diminuição do fluxo de partículas incidentes. Ou seja, a parte imaginária do potencial está relacionada com a absorção do fluxo de reação elástica incidente pelos canais de reação inelástica.

Logo, o potencial nuclear pode ser escrito na forma:

$$V(r) = (U_0 + iW_0)f(r) + V_{so}(r), \quad (3.69)$$

onde:

$$f(r) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{r-R}{a}\right)}}. \quad (3.70)$$

Assim como

$$V_{so}(r) = \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 (U_s + iW_s) \frac{1}{r} \frac{df_s(r)}{dr} \vec{L} \cdot \vec{\sigma}, \quad (3.71)$$

sendo que U e W são as profundidades das componentes real e imaginária dos potenciais, R é o raio nuclear, a é a difusividade, $f(r)$ é o fator de forma radial e $V_{so}(r)$ é o potencial spin-órbita.

O potencial spin-órbita é relevante para o cálculo da polarização da partícula espalhada^[32]; portanto, iremos desprezá-lo no que segue.

A hamiltoniana nuclear pode ser escrita na forma:

$$H = \frac{-\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U(r) + iW(r), \quad (3.72)$$

onde

$$U(r) = U_0 f(r) \text{ e} \quad (3.73)$$

$$W(r) = W_0 f(r).$$

Escrevendo a equação de Schrödinger teremos:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U(r) + iW(r) \right] \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}). \quad (3.74)$$

Calculando o complexo conjugado de (3.74) fica:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U(r) - iW(r) \right] \psi^*(\vec{r}) = E \psi^*(\vec{r}). \quad (3.75)$$

Calculando $\psi(\vec{r}) \times (3.75) - \psi^*(\vec{r}) \times (3.74)$ temos:

$$\frac{-\hbar}{2\mu i} \left[\psi^*(\vec{r}) \nabla^2 \psi(\vec{r}) - \psi(\vec{r}) \nabla^2 \psi^*(\vec{r}) \right] = -\frac{2}{\hbar} W(r) |\psi(r)|^2. \quad (3.76)$$

A corrente total nuclear pode ser escrita na forma:

$$\vec{j} = \frac{-\hbar}{2\mu i} [\psi^*(\vec{r})\nabla\psi(\vec{r}) - \psi(\vec{r})\nabla\psi^*(\vec{r})]. \quad (3.77)$$

Assim, o divergente da corrente total, usando (3.76), fica:

$$\nabla \cdot \vec{j} = \frac{-\hbar}{2\mu i} [\psi^*(\vec{r})\nabla^2\psi(\vec{r}) - \psi(\vec{r})\nabla^2\psi^*(\vec{r})] = \frac{-2}{\hbar} W(r) |\psi(\vec{r})|^2. \quad (3.78)$$

A equação (3.78) pode ser escrita na forma integral. Integrando no volume de uma esfera que engloba a região onde a absorção não é nula teremos:

$$\int d\vec{s} \cdot \vec{j} = \int d^3\vec{r} \nabla \cdot \vec{j} = \frac{-2}{\hbar} \int d^3\vec{r} W(r) |\psi^{(+)}(\vec{r})|^2, \quad (3.79)$$

sendo que a função de onda $\psi^{(+)}(\vec{r})$ contém todo o efeito do potencial W .

A equação (3.79) é útil para o cálculo de seções de choque de absorção, visto que $N_a = -\int d\vec{s} \cdot \vec{j}$ é o número de partículas absorvidas por unidade de tempo.

Dessa forma, a seção de choque de absorção pode ser obtida dividindo-se N_a pelo fluxo incidente $J = |A|^2 V$, onde A é uma constante de normalização e V é a velocidade das partículas:

$$\sigma_a = \left(\frac{1}{|A|^2} \right) \frac{2}{\hbar V} \int d^3\vec{r} W(r) |\psi^{(+)}(\vec{r})|^2. \quad (3.80)$$

Numa aproximação não-relativística, temos as seguintes relações:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} = \frac{1}{2} \mu V^2 \rightarrow V = \frac{\hbar k}{\mu} \quad (3.81)$$

$$\therefore E = \frac{\hbar k}{2} V \rightarrow 2E = \hbar k V \rightarrow \frac{2}{\hbar V} = \frac{k}{E} \quad (3.82)$$

Usando (3.82), e escrevendo (3.80) em uma forma mais compacta, teremos:

$$\sigma_a = \left(\frac{1}{|A|^2} \right) \frac{k}{E} \langle \psi^{(+)}(\vec{r}) | W(r) | \psi^{(+)}(\vec{r}) \rangle. \quad (3.83)$$

A seção de choque de absorção σ_a fornece informação sobre o fluxo total removido do canal elástico de espalhamento, não especificando, portanto, como este fluxo se distribui entre os possíveis canais de reação. Logo, a equação (3.83) torna-se particularmente útil quando substituimos o potencial de absorção por uma soma de termos $W = W_1 + W_2 + \dots$, os quais podem estar associados ao acoplamento com canais específicos. Nesse caso, a seção de choque para um específico canal i pode ser estimada pela equação (3.83), com a mesma função de onda e substituindo $W \rightarrow W_i$.

Expandindo a função de onda em termos da sua componente radial temos:

$$\psi^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}) = A \sum_{lm} C_{lm} Y_{lm}(\hat{r}) \frac{u_l(kr)}{kr}, \quad (3.84)$$

onde Y_{lm} são os harmônicos esféricos.

Assintoticamente, para $r \rightarrow \infty$, $\psi^{(+)}(\vec{k}, \vec{r})$ deve ter a forma:

$$\psi^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}) \rightarrow A \left(e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} + f(\Omega) \frac{e^{ik \cdot r}}{r} \right), \quad (3.85)$$

onde $f(\Omega)$ é a amplitude de espalhamento.

Assim, podemos escrever $\psi^{(+)}(\vec{r})$ como a seguinte soma:

$$\psi^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}) = \Phi(\vec{k}, \vec{r}) + \Psi^{sc}(\vec{k}, \vec{r}), \quad (3.86)$$

sendo $\Phi(\vec{k}, \vec{r})$ a função de onda de partícula livre e $\Psi^{sc}(\vec{k}, \vec{r})$ a função de onda espalhada.

A expansão de onda do estado de partícula livre pode ser escrita a partir da famosa expansão de Bauer ^[33]:

$$e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \sum_{lm} 4\pi Y_{lm}^*(\hat{k}) Y_{lm}(\hat{r}) i^l \frac{j_l(kr)}{kr}. \quad (3.87)$$

Portanto, $\Phi(\vec{k}, \vec{r})$ fica:

$$\Phi(\vec{k}, \vec{r}) = A \sum_{lm} 4\pi Y_{lm}^*(\hat{k}) Y_{lm}(\hat{r}) i^l \frac{j_l(kr)}{kr} \quad (3.88)$$

$$= A \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) i^l \frac{j_l(kr)}{kr}, \quad (3.89)$$

onde usamos o fato de que

$$(2l+1) P_l(\cos\theta) = 4\pi \sum_m Y_{lm}^*(\hat{k}) Y_{lm}(\hat{r}), \quad (3.90)$$

que é o teorema da adição.

$\Phi(\vec{k}, \vec{r})$ pode ser expandida de forma semelhante ao que foi feito para $\psi^{(+)}(\vec{k}, \vec{r})$ (equação 3.84):

$$\Phi(\vec{k}, \vec{r}) = A \sum_{lm} C_{lm} Y_{lm}(\hat{r}) \frac{j_l(kr)}{kr}. \quad (3.91)$$

Comparando-se (3.91) e (3.88), verificamos imediatamente que:

$$C_{lm} = 4\pi Y_{lm}^*(\hat{k}) i^l. \quad (3.92)$$

Assim, reescrevendo a equação (3.84), usando (3.92), e tomando por simplicidade $A=1$, obtemos:

$$\psi^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}) = \sum_{lm} 4\pi Y_{lm}^*(\hat{k}) Y_{lm}(\hat{r}) i^l \frac{u_l(kr)}{kr} e \quad (3.93)$$

$$\psi^{*(+)}(\vec{k}, \vec{r}) = \sum_{lm} 4\pi Y_{lm}(\hat{k}) Y_{lm}^*(\hat{r}) (-i)^l \frac{\bar{u}_l(kr)}{kr}. \quad (3.94)$$

Substituindo (3.94) e (3.95) em (3.83), com $A=1$, teremos:

$$\begin{aligned} \sigma_a = & \frac{1}{k^2} \int d\Omega \sum_{lm} 4\pi Y_{lm}(\hat{k}) Y_{lm}^*(\hat{r}) (-i)^l \times \\ & \times \sum_{l'm'} 4\pi Y_{l'm'}(\hat{k}) Y_{l'm'}^*(\hat{r}) (i)^{l'} \int r^2 dr \frac{\bar{u}_l(kr)}{r} W(r) \frac{u_{l'}(kr)}{r}. \end{aligned} \quad (3.95)$$

O elemento infinitesimal $d\Omega$ pode ser escrito por:

$$|d\Omega| = |d(\cos\theta)|d\varphi. \quad (3.96)$$

Substituindo (3.96) em (3.95) e integrando em φ teremos:

$$\begin{aligned} \sigma_a = & \frac{2\pi}{k^2} \int d\cos\theta \sum_{lm} 4\pi Y_{lm}(\hat{k}) Y_{lm}^*(\hat{r}) (-i)^l \times \\ & \times \sum_{l'm'} 4\pi Y_{l'm'}(\hat{k}) Y_{l'm'}^*(\hat{r}) (i)^{l'} \int r^2 dr \frac{\bar{u}_l(kr)}{r} W(r) \frac{u_{l'}(kr)}{r}. \end{aligned} \quad (3.97)$$

Usando a relação (3.90):

$$\begin{aligned} \sigma_a = & \frac{2\pi}{k^2} \int d\cos\theta \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) (-i)^l \sum_{l'} (2l'+1) P_{l'}(\cos\theta) (-i)^{l'} \times \\ & \times \int r^2 dr \frac{\bar{u}_l(kr)}{r} W(r) \frac{u_{l'}(kr)}{r}. \end{aligned} \quad (3.98)$$

Para integrar em $d\cos\theta$ basta notar que:

$$\int d\cos\theta P_l(\cos\theta) P_{l'}(\cos\theta) = \frac{2}{2l+1} \delta_{l,l'}. \quad (3.99)$$

Finalmente

$$\sigma_a = \frac{4\pi}{Ek} \sum_l (2l+1) \int_0^\infty dr |u_l(r)|^2 W(r). \quad (3.100)$$

A equação (3.100) pode ser escrita na forma:

$$\sigma_a = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) T_l, \quad (3.101)$$

onde T_l é o coeficiente de transmissão e é dado por:

$$T_i = \frac{4k}{E} \int_0^{\infty} dr |u_l(r)|^2 W(r). \quad (3.102)$$

Portanto, a partir do componente complexo do potencial nuclear (W), e da função de onda dos estados $u_l(r)$, podemos calcular a seção de choque de absorção. A seção de choque para uma dada reação i , também pode ser calculada desde que possamos associar a esse canal de reação um potencial W_i que represente o acoplamento entre os estados envolvidos.

Um limite interessante para o cálculo das seções de choque de absorção é a aproximação de Born, onde a função de onda é substituída por ondas planas. Nesse limite, a seção de choque é escrita por:

$$\sigma_a = \frac{k}{E} \int d^3\vec{r} W(r). \quad (3.103)$$

No presente trabalho utilizamos o código ALICE/LIVERMORE - 82^[8], no intuito de calcular as razões de ramificação (Branching Ratios) dos canais de interesse. O cálculo pode levar em conta o modelo óptico descrito acima, como também uma aproximação de função degrau (sharp cutoff) para os coeficientes de transmissão T_l com a finalidade de diminuir o tempo de máquina.

Os parâmetros da aproximação de função degrau (SCO) foram definidos por Blann^[19] com a finalidade de reproduzir, na medida do possível, os resultados obtidos pelo modelo óptico.

Os valores dos coeficientes de transmissão T_l (em função do momento angular l da partícula emitida ou capturada) na aproximação SCO foram definidos como:

$$\begin{aligned} T_l &= 1 \text{ se } l \leq l_{max} \text{ e} \\ T_l &= 0 \text{ se } l > l_{max}, \end{aligned} \quad (3.104)$$

sendo que:

$$l_{max} = 0,187(2\mu E)^{1/2} (R_{v,i} + 3,4 / E^{1/2}) \quad (3.105)$$

para nêutrons, e

$$l_{max} = 0,187(2\mu E)^{1/2} (1 - V_{v,i} / E^{1/2}) R_{v,i} \quad (3.106)$$

para prótons e alfas, onde μ é a massa reduzida, E é a energia de excitação, v é o índice da partícula incidente e i o índice do núcleo alvo.

$R_{v,i}$ e $V_{v,i}$ são definidos por:

$$R_{v,i} = 1,21 \left[(A_i - A_v)^{1/3} + A_v^{1/3} \right] e \quad (3.107)$$

$$V_{v,i} = \frac{(Z_i - Z_v) Z_v K_v}{R_{v,i} + 1,6} \text{ MeV}, \quad (3.108)$$

sendo que K_v vale 3,32 para partículas alfa e 1,15 para prótons.

Uma comparação entre os coeficientes de transmissão calculados pela aproximação SCO e aqueles calculados pelo modelo óptico é apresentada na figura 3 para uma partícula α com energia de 30 MeV incidente num núcleo de ^{52}Fe .

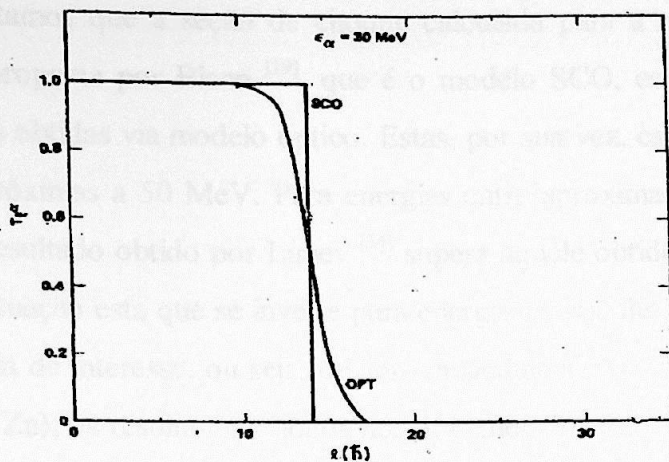


Figura 3: Comparação entre os coeficientes de transmissão T_l calculados para partículas α com energia de 30 MeV incidente num núcleo de ^{52}Fe no modelo SCO e no modelo óptico (adaptado da ref. [19]).

Com a finalidade de estimar-se a influência da aproximação SCO na análise das seções de choque relevantes no nosso trabalho, apresentamos na figura 4 o resultado de alguns cálculos da seção de choque da reação de captura $^{64}\text{Zn} + n$ [34].

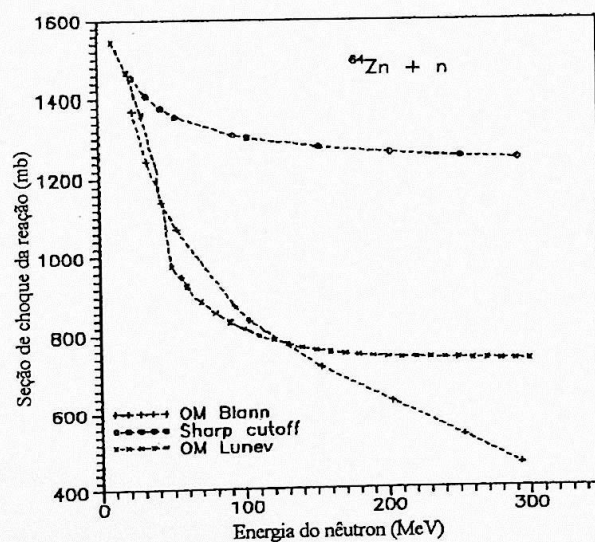


Figura 4: Seção de choque inelástica para a reação $^{64}\text{Zn} + n$ calculada a partir do modelo óptico (Blann [8] e Lunev [34]) e no modelo SCO Blann [19]).

Constatamos que a seção de choque calculada para a reação $^{64}\text{Zn} + n$ na aproximação proposta por Blann ^[19], que é o modelo SCO, está sistematicamente acima daquelas obtidas via modelo óptico. Estas, por sua vez, estão em bom acordo até energias próximas a 50 MeV. Para energias entre aproximadamente 50 MeV e 120 MeV, o resultado obtido por Lunev ^[34] supera aquele obtido no modelo óptico de Blann ^[8], situação esta que se inverte para energias acima de 120 MeV. Logo, na faixa de energia de interesse, ou seja, de aproximadamente 12 à 30 MeV (região da GDR para o ^{64}Zn), os resultados obtidos nos dois modelos ópticos concordam entre si, ficando ambos abaixo do resultado no modelo SCO. Vale ressaltar que a finalidade da aproximação SCO é simplesmente reduzir o tempo de máquina, enquanto que no modelo óptico os parâmetros dos coeficientes de transmissão são mais realistas, acarretando um refinamento do cálculo. Na seção 6.1 é apresentado um cálculo, via código ALICE/ LIVERMORE - 82, da seção de choque (γ, n) para o ^{64}Zn , tanto para a aproximação SCO quanto para o modelo óptico. Os resultados são comparados com os valores experimentais obtidos no presente trabalho, bem como com aqueles disponíveis na literatura.

CAPÍTULO 4 - DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL E RESULTADOS

4.1. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL:

Duas amostras de Zn natural com espessuras de $4,06(0,26) \times 10^{-8}$ átomos/mb (alvo 1) e $3,36(0,21) \times 10^{-8}$ átomos/mb (alvo 2) foram irradiadas na década de 90 por feixes de elétrons produzidos no acelerador SLAC - MARK 2 (Stanford Mark Two Linear Accelerator, usualmente denominado LINAC). Os feixes de elétrons possuíam energias compreendidas entre 12,5 e 60 MeV, em passos de 2,5 MeV. Após a irradiação, a atividade residual das amostras foi medida utilizando-se dois detectores, sendo um de GeLi com eficiência $\varepsilon_1 = 1,813(0,013)10^{-2}$ (Detetor 1) e outro de HPGe com eficiência $\varepsilon_2 = 2,495(0,017)10^{-2}$ (Detetor 2). A medida da atividade foi realizada calculando-se a área do fotopico centrado em 511 KeV, visto que o objetivo era medir o número de núcleos residuais responsáveis pelos decaimentos β^+ , e, conseqüentemente, as seções de choque associadas ao processo de formação desses núcleos.

A composição isotópica dos alvos, assim como possíveis contaminações por outros elementos foram analisadas antes das irradiações pelo Departamento de Físico-Química do Instituto de Química da USP (ver Apêndice A).

As massas dos alvos foram medidas no presente trabalho por intermédio de um feixe de raio X (IPEN), sendo que utilizamos um padrão de referência de massa medido em balança analítica. Esse procedimento é descrito no Apêndice B.

As eficiências dos detectores foram determinadas na época das irradiações usando fonte calibrada de ^{22}Na . Os resultados dessa conta, assim como uma estimativa realizada no presente trabalho, que considera correção para ângulo sólido, visto que a fonte calibrada de ^{22}Na era pontual, enquanto que a porção do alvo que havia sido irradiada era extensa, são apresentados no Apêndice C.

Outra grandeza importante para a determinação das seções de choque é a carga equivalente, visto que esta é proporcional ao número de elétrons incidentes no

alvo. Essa quantidade de carga nada mais é do que a carga total que incide no alvo diminuída por um fator que leva em conta o decaimento dos núcleos radioativos nesse alvo. Esse procedimento é descrito em detalhe no Apêndice D.

As áreas dos fotopicos formados pelos gamas de aniquilação dos pósitrons provenientes dos decaimentos dos núcleos residuais foram analisadas na década de 90 por intermédio da soma manual dos conteúdos dos canais, que foi efetuada pelo programa ZIZANIX. Tal procedimento fez-se necessário, visto que os pósitrons emitidos pelos núcleos possuíam uma distribuição de energia cinética, fato que deformava a forma idealmente gaussiana dos fotopicos para energias maiores. Essa deformação na cauda à direita dos fotopicos impossibilitou a utilização de métodos de ajustes de curvas para a avaliação das áreas. O fundo foi estimado calculando-se uma média entre as contagens à esquerda do fotopico e aquelas à direita, sendo que tais contagens eram medidas no mesmo intervalo de canais que aquele adotado para o fotopico. Logo, sendo C o número de eventos compreendidos entre os canais que delimitavam o fotopico, e sendo F o fundo estimado entre os referidos canais, a área de interesse era: $A = C - F$. Como C e F eram, ambos, eventos de Poisson, os desvios padrões a eles associados eram:

$$\sigma_C = \sqrt{C} \text{ e} \tag{4.1}$$

$$\sigma_F = \sqrt{F} .$$

Logo, propagando incerteza, teremos:

$$\sigma_A = \sqrt{C + F} . \tag{4.2}$$

4.2. DETERMINAÇÃO DOS YIELDS DE ELETRODESINTEGRAÇÃO:

4.2.1. Introdução:

O yield de eletrodesintegração para determinada reação pode ser calculado a partir de análise do núcleo residual. Ou seja, a razão entre o número de núcleos residuais N_r e o número total de núcleos disponíveis na amostra N_T é proporcional ao yield da reação que produziu tal núcleo residual:

$$\sigma \propto \frac{N_r}{N_T}. \quad (4.3)$$

Seja a a área do alvo onde N_e elétrons foram espalhados num período Δt . Logo, quanto maior for o número de elétrons que produziram o número de núcleos residuais N_r , menor deverá ser o yield e, analogamente, quanto maior for a área de ativação, maior será o yield. Desta forma, podemos calcular tais yields em unidade de seção de choque:

$$\sigma = \frac{N_r a}{N_T N_e}, \quad (4.4)$$

onde N_T/a nada mais é do que a espessura do alvo χ . Logo, usando o fato que a carga total equivalente Q_e pode ser escrita como $Q_e = q_e N_e$, onde q_e é a carga fundamental do elétron, escrevemos:

$$\sigma = \frac{N_r q_e}{Q_e \chi}. \quad (4.5)$$

Entretanto, no presente experimento, o número de núcleos residuais foi determinado por intermédio das áreas dos fotopicos centradas em 511 KeV, visto

que todos os núcleos residuais de interesse (Tabela 2) eram instáveis e decaíam com emissão de pósitron (decaimento β^+). Logo, o número de núcleos residuais detectados (N_0) depende da eficiência de detecção (ϵ) e da probabilidade de decaimento (P) daquele específico núcleo. Ou seja:

$$N_0 = N_r \epsilon P. \quad (4.6)$$

Portanto:

$$\sigma = \frac{N_0 q_e}{Q_e \chi \epsilon P}. \quad (4.7)$$

No presente trabalho, havia interesse nos seguintes yields:

- 1 - $^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$;
- 2 - $^{64}\text{Zn}(e, np)^{62}\text{Cu}$;
- 3 - $^{64}\text{Zn}(e, 2n)^{62}\text{Zn}$.

Os núcleos residuais analisados e suas características de decaimento são apresentados na tabela abaixo:

NÚCLEO RESIDUAL	PROB. DE DECAIMENTO β^+	MEIA-VIDA
^{63}Zn	93%	38.47 m
^{62}Cu	97%	9.74 m
^{62}Zn	98%	9.186 h

Tabela 2: Núcleos residuais de interesse e suas características de decaimento ^[35].

4.2.2. Análise dos dados:

4.2.2.1. Separação das contribuições dos diferentes decaimentos:

As áreas dos fotopicos eram superposições das aniquilações dos pósitrons provenientes dos decaimentos de diferentes núcleos residuais com diferentes meias-vidas. Entretanto, analisemos inicialmente o caso onde apenas um decaimento ocorre.

Seja $N_x(t)$ o número de núcleos residuais do elemento radioativo X com taxa de decaimento λ_x . Logo, pela lei do decaimento radioativo teremos:

$$N_x(t) = N_{0x} e^{-\lambda_x t} \quad (4.8a)$$

com

$$\lambda_x = \frac{\ln 2}{\tau_{1/2x}}, \quad (4.8b)$$

sendo que N_{0x} representa o número de núcleos residuais do elemento X no instante inicial e λ_x é taxa de decaimento desse núcleo radioativo com meia-vida $\tau_{1/2x}$.

Dessa forma, se conhecermos N_{0x} podemos calcular, a partir de (4.7), o yield referente à reação que produziu tal elemento.

A área do fotopico em função de N_{0x} fica:

$$A_x(\Delta t) = - \int_{t_0}^{t_f} \frac{d}{dt} N_x(t) dt = N_{0x} (e^{-\lambda_x t_0} - e^{-\lambda_x t_f}), \quad (4.9)$$

sendo $\Delta t = t_f - t_0$.

Entretanto, no presente experimento, havia diversos decaimentos simultâneos, cada um com determinada meia-vida. Logo, o número de núcleos residuais total pode ser escrito por:

$$N_{Tot}(t) = \sum_j N_{0j} e^{-\lambda_j t}, \quad (4.10)$$

onde $j = 0, 1$ e 2 para os decaimentos dos núcleos ^{63}Zn , ^{62}Cu e ^{62}Zn , respectivamente.

Assim, substituindo (4.10) em (4.9) teremos:

$$A(\Delta t) = - \int_{t_0}^{t_f} \frac{d}{dt} N_{Tot}(t) dt = - \int_{t_0}^{t_f} \frac{d}{dt} \sum_j N_{0j} e^{-\lambda_j t} dt = \sum_j N_{0j} (e^{-\lambda_j t_0} - e^{-\lambda_j t_f}). \quad (4.11)$$

Os dados disponíveis formam um conjunto discreto de atividades adquiridas em intervalos de tempo (Δt). Logo, ao i -ésimo dado, correspondendo ao i -ésimo Δt , podemos atribuir o valor da área total do fotopico. Ou seja:

$$y(\Delta t_i) = A(\Delta t_i) = \sum_j N_{0j} (e^{-\lambda_j t_{0i}} - e^{-\lambda_j t_{fi}}), \quad (4.12)$$

onde

$$\Delta t_i = (t_f - t_0)_i. \quad (4.13)$$

Dessa forma, podemos realizar um ajuste de exponenciais a fim de determinar os coeficientes N_{0x} , visto que as taxas de decaimento são conhecidas da literatura ^[35].

Adicionalmente, realizamos também uma análise qualitativa de possíveis contribuições de outros decaimentos no alvo (ver Apêndice A), os quais não estavam inclusos entre aqueles de interesse que foram mencionados anteriormente. Entre esses decaimentos, vale a pena ressaltar o do núcleo de ^{61}Cu proveniente da reação

$^{64}\text{Zn}(e, 2np) ^{61}\text{Cu}$. Nesse caso, conforme exposto no Apêndice A, não podemos a princípio desprezar a contribuição desse decaimento na composição da atividade total. Entretanto, realizamos diversos ajustes e testes de χ^2 (esse procedimento será descrito em detalhe na próxima seção), a fim de determinar a influência da inclusão ou não do yield dessa reação. Os resultados da seção de choque relacionada a esse processo ficaram compatíveis com zero, ou seja, abaixo do limiar de detecção do experimento, enquanto que os testes de χ^2 não indicavam uma mudança significativa quando esta contribuição era desprezada. Também ressaltamos que tal medida, caso fosse possível, não poderia ser conclusiva, visto que o elemento residual da referida reação (^{61}Cu) também poderia ser obtido via decaimento β^+ do elemento ^{61}Zn , o qual era decorrente de uma reação $^{64}\text{Zn}(e, 3n)^{61}\text{Zn}$ com limiar cerca de 33 MeV. Logo, tratamos a reação $^{64}\text{Zn}(e, 2np) ^{61}\text{Cu}$ de maneira “perturbativa” quando comparada com as demais reações de interesse, desprezando o efeito de sua exclusão na área do fotopico nos demais resultados. Possíveis conseqüências dessa aproximação são apresentadas na seção 4.4.

Outras reações espúrias envolvendo o ^{64}Zn são as reações $^{64}\text{Zn}(e, 3n) ^{61}\text{Zn}$ e $^{64}\text{Zn}(e, 4n) ^{60}\text{Zn}$ onde ambos os núcleos residuais decaem por β^+ contribuindo para os eventos formadores das áreas dos fotopicos. As meias-vidas desses núcleos são de 89,1s e 142,8s, respectivamente. Logo, no intuito de eliminar esses eventos, tomamos para análise apenas as áreas adquiridas num tempo decorrido superior a 1000s, de maneira que, após esse tempo, os núcleos de ^{61}Zn e ^{60}Zn já haviam decaído de um fator cerca de $(0,41-7,6)10^{-3}$, além de obviamente, tratarem-se de produtos de reações com seção de choque muito baixa.

4.2.2.2. Ajuste de exponenciais no método dos mínimos quadrados:

Os dados disponíveis para o ajuste são os valores das áreas dos fotopicos e respectivas incertezas, em função do tempo decorrido desde o término da irradiação do alvo. Como havia um bom monitoramento do tempo, este pode ser considerado exato. As meias-vidas dos elementos radioativos também podem ser tomadas como exatas, visto que suas incertezas relativas são da ordem de 0,1%, enquanto que para as áreas estas são cerca de 1 a 10 %. Portanto, as incertezas no ajuste estão apenas nos valores das ordenadas.

A função ajustada é linear nos parâmetros e apenas os coeficientes N_{0j} das exponenciais devem ser ajustados. Logo, trata-se de um ajuste de apenas um parâmetro para cada exponencial. A função ajustada é dada por:

$$y(\Delta t_i) = A(\Delta t_i) = \sum_j N_{0j} \left(e^{-\lambda_j t_{0i}} - e^{-\lambda_j t_{fi}} \right), \quad (4.14)$$

onde i é o número que representa um determinado intervalo de tempo.

As incertezas nas áreas são:

$$\sigma_{y_i} = \sigma_{A_i} = \sqrt{(C + F)_i}, \quad (4.15)$$

sendo σ_{A_i} a incerteza correspondente à i -ésima área.

A matriz dos polinômios do ajuste fica:

$$X_{i,j} = \left(e^{-\lambda_j t_{0i}} - e^{-\lambda_j t_{fi}} \right). \quad (4.16)$$

Por simplicidade, introduzimos a seguinte mudança de notação:

$$B_j = N_{0_j}. \quad (4.17)$$

Logo, em notação matricial, escrevemos:

$$Y = X \cdot B + \varepsilon A, \quad (4.18)$$

onde εA representa o vetor erro.

Como as áreas foram medidas em instantes diferentes, é de se esperar que numa primeira aproximação as mesmas não tenham co-variâncias umas com as outras. Logo, a matriz de variâncias fica diagonal:

$$V_{y_i,j} = (\sigma_{y_i})^2. \quad (4.19)$$

A matriz dos resultados é dada por:

$$B = (X^T \cdot V_y^{-1} \cdot X)^{-1} \cdot X^T \cdot V_y^{-1} \cdot Y, \quad (4.20)$$

sendo a matriz de variâncias dos resultados do ajuste na forma:

$$V_B = (X^T \cdot V_y^{-1} \cdot X)^{-1}. \quad (4.21)$$

Para que haja confiabilidade e consistência no ajuste devemos proceder a um teste de χ^2 , onde este é definido como segue:

$$\chi^2 = (Y - X \cdot B)^T \cdot V_y^{-1} \cdot (Y - X \cdot B), \quad (4.22)$$

sendo que o χ^2 por graus de liberdade fica:

$$\chi^2_{red} = \frac{\chi^2}{n_i - n_j}, \quad (4.23)$$

onde n_i é o número de pontos ajustados e n_j é o número de parâmetros. O valor do χ^2_{red} deve ser da ordem de um para que tenhamos um ajuste satisfatório.

A probabilidade de exceder o χ^2 , dada em porcentagem, pode ser calculada por intermédio da função Γ :

$$P(N, \chi^2) = \frac{100}{2\Gamma\left(\frac{N}{2}\right)} \int_{\chi^2}^{\infty} \left(\frac{r}{2}\right)^{\frac{N}{2}-1} e^{-\frac{r}{2}} dr, \quad (4.24)$$

onde N é o número de graus de liberdade. A probabilidade deve ficar entre 5 % e 95 % para que tenhamos um ajuste confiável.

Outro elemento importante a ser considerado num ajuste é o resíduo, que mede o desvio entre os dados experimentais e a função ajustada. Essa análise leva em consideração a incerteza da medida, a fim de estabelecer um critério de confiabilidade. Logo, o resíduo é uma importante ferramenta para se detectar algum erro grosseiro no ajuste, alguma tendência, ou até mesmo algum dado inconsistente com os demais. O resíduo relativo ao i -ésimo dado pode ser calculado por:

$$resid_i = \frac{Y_i - \sum_j X_{i,j} \cdot B_j}{\sqrt{V_{y_{i,i}}}}. \quad (4.25)$$

Apresentamos a seguir um ajuste de exponenciais no método dos mínimos quadrados realizado para energia do elétron de 60 MeV. A tabela abaixo apresenta os dados experimentais e respectivas incertezas:

Dado	$(t_0)_i$ (seg)	$(t_1)_i$ (seg)	$(\Delta t)_i$ (seg)	$A_i \times 10$	$(\sigma_{A_i}) \times 10$	$A_i / \Delta t_i$
1	1023	1323	300	2095	15	69,83
2	1353	1653	300	1807	14	60,23
3	1683	1983	300	1593	13	53,10
4	2013	2313	300	1402	12	46,73
5	2343	2643	300	1251	12	41,70
6	2673	2973	300	1130	11	37,67
7	3003	3303	300	985	11	32,8
8	3333	3633	300	893	10	29,8
9	3663	3963	300	803,4	9,3	26,78
10	3993	4293	300	734,4	9,0	24,48
11	4323	4623	300	669,9	8,4	22,33
12	4653	4953	300	587,1	7,8	19,57
13	4983	5283	300	543,3	7,5	18,11
14	5313	5613	300	505,8	7,5	16,86
15	5643	5943	300	459,3	6,9	15,31
16	5973	6273	300	406,2	6,6	13,54
17	6303	6603	300	376,8	6,3	12,56
18	6633	6933	300	342,0	6,0	11,40
19	7084	8284	1200	1031,0	7,1	8,5917
20	8314	9514	1200	734,4	8,7	6,120
21	9544	10740	1200	540,0	7,6	4,500
22	10770	11970	1200	384,0	7,6	3,200
23	12000	13200	1200	271,2	6,5	2,260
24	13230	14430	1200	195,6	5,4	1,630
25	14460	15660	1200	157,2	4,8	1,310
26	15690	16890	1200	118,8	4,3	0,9900
27	16920	18120	1200	94,8	4,2	0,790
28	18150	19350	1200	83,4	4,1	0,695
29	19380	20580	1200	68,2	3,8	0,568
30	20610	21810	1200	58,8	3,7	0,490
31	21840	23040	1200	49,2	3,7	0,410
32	24310	27910	3600	124,9	8,2	0,3469
33	27940	31540	3600	100,1	8,2	0,2781
34	31570	35170	3600	93,6	8,0	0,260
35	35200	38800	3600	86,0	8,0	0,239
36	38830	42430	3600	76,3	8,0	0,212

Tabela 3: Dados experimentais e respectivas incertezas (Energia do elétron: 60 MeV).

Dessa forma, seguindo-se os passos (4.15) a (4.25) com $n_i = 36$, $n_j = 3$ e $N = 36 - 3 = 33$, obtemos os seguintes resultados:

$$B = \begin{pmatrix} 2,736 \cdot 10^5 \\ 3,78 \cdot 10^4 \\ 2,53 \cdot 10^4 \end{pmatrix},$$

$$V_B = \begin{pmatrix} 1,003 \cdot 10^6 & -1,085 \cdot 10^6 & -2,288 \cdot 10^5 \\ -1,085 \cdot 10^6 & 2,539 \cdot 10^6 & 1,992 \cdot 10^5 \\ -2,288 \cdot 10^5 & 1,992 \cdot 10^5 & 4,066 \cdot 10^5 \end{pmatrix},$$

$$\chi^2 = 31,79,$$

$$\chi^2_{red} = 0,963 \text{ e}$$

$$P(33, \chi^2) = 52,72\%.$$

Assim, os núcleos residuais de interesse e suas incertezas ficam:

- Núcleos residuais de ^{63}Zn : $(2,736 \pm 0,010)10^5$;
- Núcleos residuais de ^{62}Cu : $(3,78 \pm 0,16)10^4$ e
- Núcleos residuais de ^{62}Zn : $(2,53 \pm 0,06)10^4$.

Para que possamos representar graficamente a função ajustada aos pontos experimentais, vamos atribuir a um dado intervalo de tempo Δt_i uma variação de área $\Delta A_i = A_i / \Delta t_i$. Logo, podemos graficar os valores experimentais $A_i / \Delta t_i$ em função dos valores ajustados $(A_i / \Delta t_i)_{ajustado}$ como função do tempo $t_i = (t_f + t_0)_i / 2$. Vale ressaltar que esse procedimento está sendo utilizado com a finalidade de facilitar a interpretação do gráfico, visto que as áreas foram medidas em intervalos de tempo diferentes e, portanto, a curva $A_i(t)$ não é contínua, enquanto que a curva $\Delta A_i(t)$ é contínua. Logo, esse procedimento nada tem a ver com o ajuste realizado.

A partir de (4.11) podemos escrever:

$$\frac{dA}{dt}(t) = -\frac{dN_{Tot}}{dt}(t) = -\frac{d}{dt} \left(\sum_j N_{0j} e^{-\lambda_j t} \right) = -\sum_j N_{0j} \frac{d}{dt} e^{-\lambda_j t} = \sum_j N_{0j} \cdot \lambda_j e^{-\lambda_j t}. \quad (4.26)$$

A função ajustada pode ser escrita como:

$$\frac{A_i}{\Delta t_i} (t_i)_{ajustado} = \sum_{j=0}^2 B_j \cdot \lambda_j \cdot e^{-\lambda_j t_i}. \quad (4.27)$$

Portanto, apresentamos no gráfico abaixo a função ajustada versus pontos experimentais, para a energia de 60 MeV:

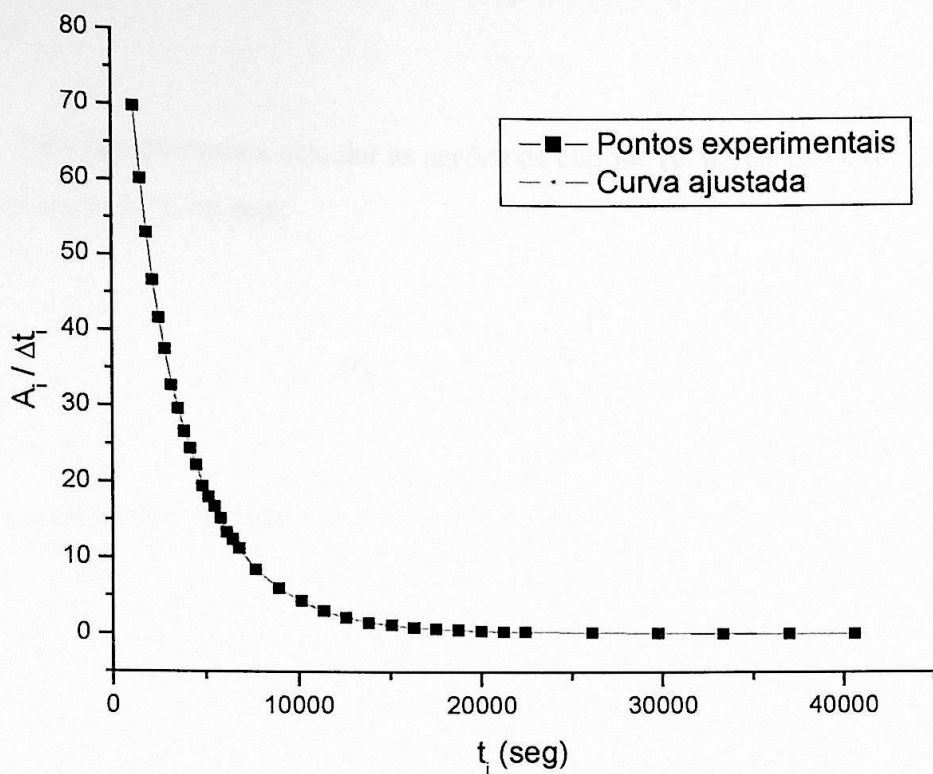


Gráfico 10: Variação da atividade do alvo como função de $t_i = (t_f + t_0)/2$. Pontos experimentais (preto) versus curva ajustada (vermelho).

O resíduo é calculado conforme (4.25) e é representado no gráfico abaixo:

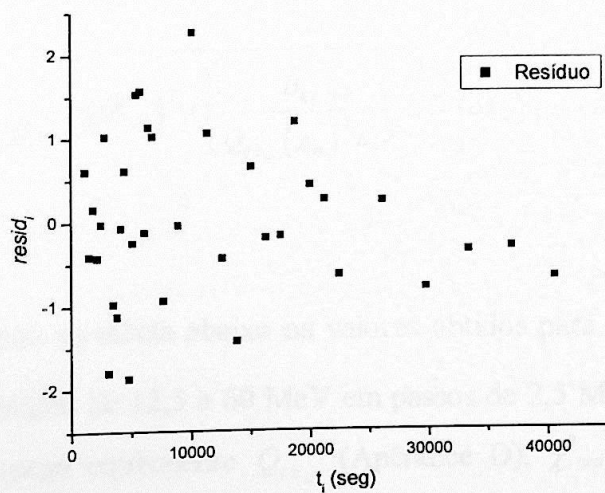


Gráfico 11: Resíduo em função de t_i .

4.2.2.3. Cálculo dos yields de eletrodesintegração em unidade de seção de choque:

Para que possamos calcular as seções de choque (e, n); (e, np) e (e, 2n), devemos usar (4.7), ou seja:

$$\sigma_{k,j} = \frac{B_{k,j} q_e}{Q_{e k,j} \chi_m \varepsilon_d P_j}, \quad (4.28)$$

sendo k o índice da energia, j o índice da reação, m o índice do alvo e d o índice do detector, e onde $\varepsilon_1 = 1,813(0,013)10^{-2}$, $\varepsilon_2 = 2,495(0,017)10^{-2}$; $\chi_1 = 4,06(0,26) \times 10^{-8}$ átomos/mb, $\chi_2 = 3,36(0,21) \times 10^{-8}$ átomos/mb; $P_1 = 0,93$, $P_2 = 0,97$, $P_3 = 0,98$ e $q_e = 1,6 \times 10^{-19} \text{C}$.

Os coeficientes $B_{k,j}$ foram calculados por ajuste de exponenciais no método dos mínimos quadrados, conforme descrito na seção anterior.

Supondo que as incertezas na composição de $\sigma_{k,j}$ sejam devidas às incertezas de $B_{k,j}$, χ_m e ε_d , e que essas grandezas não sejam correlacionadas, podemos propagar incerteza para $\sigma_{k,j}$ simplesmente fazendo:

$$\delta\sigma_{k,j} = \sqrt{\left(\frac{q_e}{Q_{e k,j} \chi_m \varepsilon_d P_j}\right)^2 \cdot (\delta B_{k,j})^2 + \left(\frac{B_{k,j} q_e}{Q_{e k,j} (\chi_m)^2 \varepsilon_d P_j}\right)^2 \cdot (\delta \chi_m)^2 + \left(\frac{B_{k,j} q_e}{Q_{e k,j} \chi_m (\varepsilon_d)^2 P_j}\right)^2 \cdot (\delta \varepsilon_d)^2}. \quad (4.29)$$

Apresentamos na tabela abaixo os valores obtidos para os coeficientes $B_{k,j}$ calculados para energias de 12,5 a 60 MeV em passos de 2,5 MeV, juntamente com os resultados da carga equivalente $Q_{e k,j}$ (Apêndice D), χ^2_{red} e probabilidade de exceder o χ^2 . Os tracejados indicam que a energia em questão está abaixo do limiar da reação que produz o núcleo residual associado.

Energia (MeV)	Núcleos residuais e incertezas ($B_{k,j}, \delta B_{k,j}$) / Carga equivalente $Q_{e_{k,j}}$ (C)									χ^2_{red} / Prob.	
-	^{63}Zn			^{62}Cu			^{62}Zn			-	
E_k	$B_{k,j}$ $\times 10^4$	$\delta B_{k,j}$ $\times 10^2$	$Q_{e_{k,j}}$ $\times 10^{-5}$	$B_{k,j}$ $\times 10^4$	$\delta B_{k,j}$ $\times 10^2$	$Q_{e_{k,j}}$ $\times 10^{-5}$	$B_{k,j}$ $\times 10^3$	$\delta B_{k,j}$ $\times 10^2$	$Q_{e_{k,j}}$ $\times 10^{-5}$	χ^2_{red}	Prob %
12,5	0,0693	0,71	9,161	-	-	-	-	-	-	0,51	67,4
15	0,4821	1,1	7,392	-	-	-	-	-	-	1,59	11,1
17,5	3,309	2,0	10,71	-	-	-	-	-	-	1,98	5,4
20	7,311	5,0	11,89	0,0040	4,7	5,697	-	-	-	0,40	92,4
22,5	4,336	3,9	4,714	0,059	3,1	3,629	1,67	4,0	5,149	1,36	9,6
25	7,280	4,4	6,751	0,216	3,5	5,242	3,71	3,0	7,351	0,85	70,8
27,5	3,971	3,9	3,587	0,239	3,3	2,846	2,27	5,0	3,881	1,13	28,9
30	8,721	4,9	10,17	0,547	4,4	8,199	3,97	2,5	10,94	0,89	65,9
32,5	7,483	5,3	5,139	0,682	4,2	4,101	1,40	6,2	5,543	0,64	92,9
35	14,53	7,5	8,248	1,30	13	6,746	8,27	3,2	8,833	0,93	58,5
37,5	10,08	5,9	7,661	1,08	8,4	6,144	8,38	2,5	8,258	0,76	83,6
40	9,561	5,7	6,927	1,17	8,9	6,495	8,62	2,6	7,489	0,54	98,8
42,5	17,53	7,3	11,27	1,97	12	8,991	15,59	2,8	12,17	1,07	36,2
45	16,02	7,2	11,38	1,93	11	9,039	10,51	3,1	12,29	1,15	24,8
47,5	16,91	8,4	9,344	1,90	14	7,416	4,87	5,8	10,1	1,28	12,6
50	18,76	7,9	11,86	2,25	13	9,48	16,39	3,1	12,78	0,47	99,6
52,5	14,05	8,1	7,804	2,08	13	6,274	13,00	5,4	8,406	1,24	16,1
55	12,30	6,5	7,216	1,79	10	5,829	12,42	2,8	7,763	1,14	27,2
57,5	10,19	6,6	4,626	1,414	9,8	3,656	8,369	4,4	5,005	1,37	9,1
60	27,36	10	13,57	3,78	16	10,86	25,33	6,4	14,62	0,96	52,7

Tabela 4: Núcleos residuais e respectivas incertezas calculados a partir de ajuste de exponenciais no método dos mínimos quadrados. A carga equivalente foi calculada conforme o exposto no Apêndice D. O χ^2_{red} e a probabilidade de exceder o χ^2 são apresentados para verificação da confiabilidade do ajuste.

4.3. RESULTADOS:

Apresentamos abaixo os resultados das seções de choque $^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$, $^{64}\text{Zn}(e, np)^{62}\text{Cu}$ e $^{64}\text{Zn}(e, 2n)^{62}\text{Zn}$ em função da energia do elétron a partir do limiar da reação e até 60 MeV.

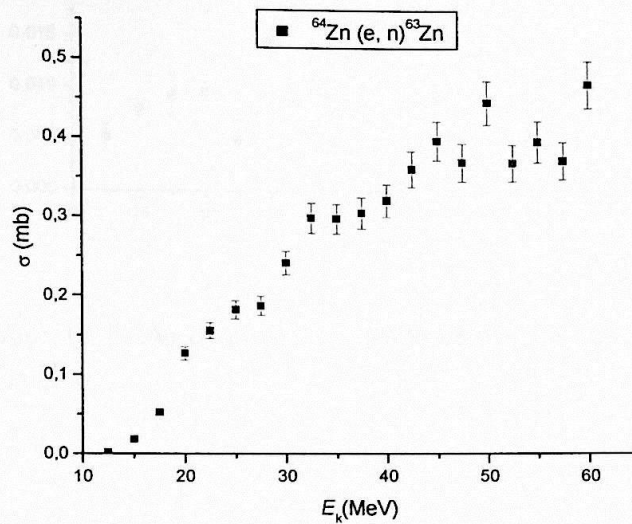


Gráfico 12: Seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$. O limiar da reação é 11,86 MeV.

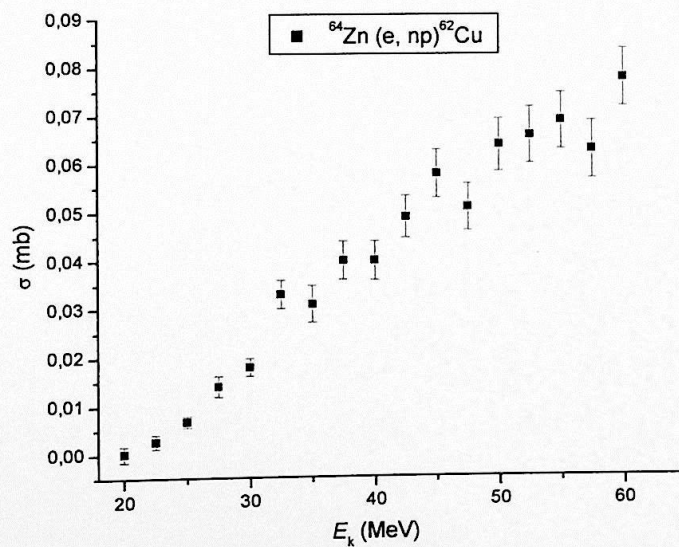


Gráfico 13: Seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, np)^{62}\text{Cu}$. O limiar da reação é 18,57 MeV.

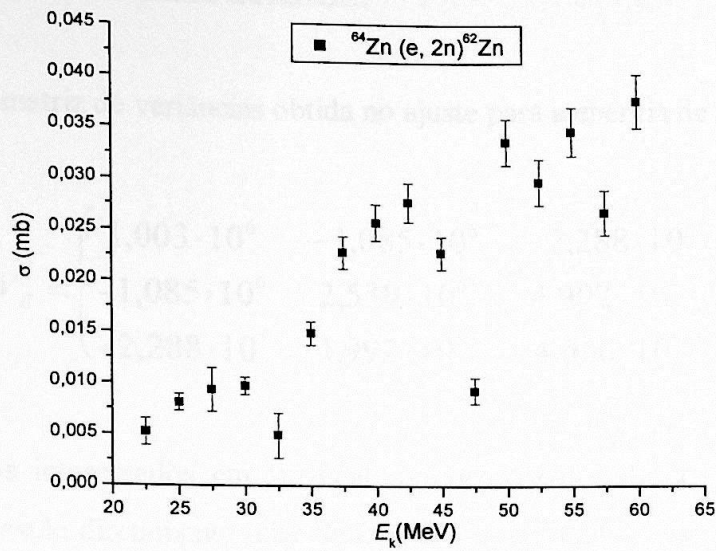


Gráfico 14: Seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, 2n)^{62}\text{Zn}$. O limiar da reação é 20,97 MeV.

4.4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS:

Seja a matriz de variâncias obtida no ajuste para a energia de 60 MeV:

$$V_B = \begin{pmatrix} 1,003 \cdot 10^6 & -1,085 \cdot 10^6 & -2,288 \cdot 10^5 \\ -1,085 \cdot 10^6 & 2,539 \cdot 10^6 & 1,992 \cdot 10^5 \\ -2,288 \cdot 10^5 & 1,992 \cdot 10^5 & 4,066 \cdot 10^5 \end{pmatrix}.$$

Estamos interessados em verificar as correlações entre os parâmetros do ajuste, porque estão diretamente relacionados aos yields de interesse. Como os yields são contribuições de uma atividade total, é de se esperar que os mesmos obedçam a uma condição de normalização, isto é, caso tenhamos superestimado algum parâmetro, necessariamente, subestimamos os outros. Por essa análise, devemos esperar correlações negativas entre os parâmetros.

As correlações entre os parâmetros (ρ) podem ser calculadas a partir da matriz de variância, visto que:

$$\rho_{r,s} = \frac{V_{B_{r,s}}}{\sqrt{V_{B_{r,r}} \cdot V_{B_{s,s}}}}, \quad (4.30)$$

onde $\rho_{r,s}$ representa a correlação entre os parâmetros r e s .

Logo, substituindo os elementos da matriz V_B em (4.30), teremos:

$$\rho_{0,1} = -0,68;$$

$$\rho_{0,2} = -0,358 \text{ e}$$

$$\rho_{1,2} = 0,196.$$

Onde os índices 0, 1 e 2 correspondem aos núcleos residuais ^{63}Zn , ^{62}Cu e ^{62}Zn , respectivamente.

Verificamos que as correlações entre o primeiro e o segundo parâmetro (ρ_{01}), bem como entre o primeiro e o terceiro parâmetro (ρ_{02}), são ambas negativas, conforme esperado. Entretanto, a correlação entre o segundo e o terceiro parâmetro

é positiva. Para interpretar tal fato, voltemos para as meias-vidas dos decaimentos. Calculando as razões entre as meias-vidas, temos:

$$\frac{(\tau_{1/2})_0}{(\tau_{1/2})_1} = 3,95, \quad \frac{(\tau_{1/2})_2}{(\tau_{1/2})_0} = 14,33 \quad \text{e} \quad \frac{(\tau_{1/2})_2}{(\tau_{1/2})_1} = 56,59.$$

Dessa forma, fica claro que a correlação entre o primeiro e o segundo parâmetro deve ser grande, pois a razão entre as meias-vidas é da ordem de 4. Já para o primeiro e o terceiro parâmetro, verificamos uma diminuição da correlação, pois a razão entre as meias-vidas é da ordem de 14. Pelo mesmo raciocínio, podemos interpretar a correlação pequena e positiva entre o segundo e o terceiro parâmetro como sendo decorrência de que as meias-vidas envolvidas são muito distintas, fazendo com que sejam parâmetros praticamente não correlacionados. Ou seja, podemos argumentar que os eventos relacionados ao decaimento do ^{62}Cu são desconexos em relação aos eventos relacionados ao decaimento do ^{62}Zn , visto que estes ocorrem praticamente nos primeiros pontos (pequeno tempo decorrido), enquanto aqueles começam a se manifestar nos pontos finais (grandes tempos decorridos).

A seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$ (gráfico 12) possui um comportamento aceitável até aproximadamente 45 MeV, oscilando significativamente para energias maiores. Essas oscilações podem ser devidas a possíveis variações na corrente do acelerador à medida que a energia é aumentada, além do fato de que, para energias maiores, outros canais de decaimento do núcleo excitado $^{64}\text{Zn}^*$ ficam disponíveis. (Ver apêndice 1).

A respeito da reação $^{64}\text{Zn}(e, np)^{62}\text{Cu}$ (gráfico 13), notamos uma certa regularidade no yield. Esta regularidade pode estar relacionada à questão das correlações, conforme discutido anteriormente. Ou seja, as variações nas demais seções de choque não interferem nessa seção, porque possuem pouca correlação.

No que se refere à reação $^{64}\text{Zn}(e, 2n)^{62}\text{Zn}$ (gráfico 14), verificamos notável discrepância para os yields correspondentes às energias de 32,5 e 47,5 MeV. Para o

valor correspondente a 47,5 MeV, constatamos inclusive uma inconsistência em relação aos demais valores. (Ressaltamos que a seção de choque de eletrodesintegração é uma seção de choque integrada e, portanto, deve ser necessariamente crescente com a energia). Tais discrepâncias estão relacionadas, muito provavelmente, à grande meia-vida do ^{62}Zn , que dificulta a medida desse yield nos intervalos de tempo adotados no experimento. Uma solução específica para esse yield, seria aumentar os tempos de aquisição, bem como o tempo decorrido total.

Os yields de interesse para análise são (e, n) e (e, np); logo, devemos estimar a interferência introduzida na obtenção destes devido às oscilações do yield (e, 2n), visto que os três foram obtidos a partir de um mesmo ajuste. Conforme exposto anteriormente, a baixa correlação entre os Yields (e, np) e (e, 2n), da ordem de 0.2, nos garante que tais discrepâncias não têm grande influência entre estes resultados. Para o caso de haver interferência na seção de choque (e, n), devido a oscilações na seção de choque (e, 2n), pois a referida correlação é da ordem de $-0,68$, ressaltamos que a primeira é cerca de uma ordem de grandeza maior que a segunda, tornando tal perturbação desprezível. Adicionalmente, a seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$ será utilizada para o cálculo da respectiva seção de choque de fotodesintegração $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$ apenas no intervalo de energia englobando a GDR, ou seja, para energias compreendidas entre o limiar e aproximadamente 30 MeV, intervalo este bem abaixo das referidas oscilações.

Nas linhas a seguir, discutiremos os possíveis decaimentos espúrios que têm influência na obtenção do yield (e, 2n):

- Decaimento dos núcleos de ^{61}Zn e ^{60}Zn : Os canais mais exóticos (e, 3n) e (e, 4n), que possuem limiares da ordem de 33 e 44 MeV, respectivamente, produzem os núcleos residuais ^{61}Zn e ^{60}Zn . Porém, tais núcleos decaem rapidamente, sendo que a análise dos dados restringiu-se às áreas de fotopicos onde o tempo decorrido já era da ordem de dez meias-vidas desses núcleos. Logo, esses decaimentos não interferem na análise das seções de choque em questão (ver Apêndice A);

- Decaimento dos núcleos de ^{61}Cu e ^{60}Cu : Após os decaimentos dos núcleos de ^{61}Zn e ^{60}Zn , os núcleos filhos formados ^{61}Cu e ^{60}Cu também não são estáveis e decaem com emissão de pósitron fornecendo contribuições espúrias com meias-vidas de 3,3h e 23,7min, respectivamente. O núcleo de ^{61}Cu também pode ser formado a partir da reação $^{64}\text{Zn}(e, 2np) ^{61}\text{Cu}$, que tem um limiar de 18,97 MeV, fornecendo outra contribuição espúria a ser somada nas áreas dos fotopicos. (A seção de choque $^{64}\text{Zn}(e, 2np) ^{61}\text{Cu}$ será discutida a seguir). A meia-vida do ^{61}Cu ($t_{1/2} \approx 12000\text{seg}$) é cerca de um terço da meia-vida do ^{62}Zn ($t_{1/2} \approx 33000\text{seg}$), fazendo com que haja uma grande correlação entre esses decaimentos. Dessa forma, à medida que a energia aumenta, devemos esperar variações no yield (e, 2n) devido aos referidos decaimentos espúrios (ver Apêndice A);
- Decaimento do ^{62}Cu produzido pelo decaimento do ^{62}Zn : Outro problema adicional é o decaimento do núcleo residual ^{62}Zn , o qual produz ^{62}Cu , sendo este instável e decaindo por emissão de pósitron. Assim, à medida que o ^{62}Zn decai, núcleos espúrios de ^{62}Cu são formados e fornecem contribuições espúrias. Vale ressaltar que a medida do yield da reação (e, np) é completamente dependente da população de ^{62}Cu . Contudo, essa medida não foi prejudicada, porque os decaimentos do ^{62}Zn possuíam grande meia-vida e os decaimentos espúrios do ^{62}Cu ocorriam quase simultaneamente com os decaimentos do ^{62}Zn . Ou seja, ocorriam no final da curva de atividade e não contribuíam para o ajuste da exponencial com meia-vida do ^{62}Cu . Uma análise quantitativa a partir de testes de χ^2 mostrou que, para pontos até aproximadamente 5000 seg, nenhuma contribuição do decaimento do ^{62}Zn foi detectada, ou seja, quando ajustávamos exponenciais contendo a meia-vida do ^{62}Zn aos primeiros pontos da curva de atividade, verificávamos que nem o χ^2 e nem os demais parâmetros sofriam alguma alteração significativa, em relação ao ajuste realizado sem a referida meia-vida. Dessa forma, os decaimentos

espúrios do ^{62}Cu poderiam interferir no parâmetro de meia-vida grande, como é o caso do yield (e, 2n).

Quanto à reação $^{64}\text{Zn}(e, 2np) ^{61}\text{Cu}$, que estava inicialmente entre as reações de interesse para análise, reportamos o seguinte: Essa reação possui um limiar de 18,97 MeV, pois o núcleo residual formado é o ^{61}Cu . Logo, para que pudéssemos quantificar quantos núcleos residuais de ^{61}Cu eram formados a partir da reação $^{64}\text{Zn}(e, 2np) ^{61}\text{Cu}$, e quantos eram oriundos do decaimento do ^{61}Zn proveniente da reação $^{64}\text{Zn}(e, 3n) ^{61}\text{Zn}$, deveríamos medir a seção de choque $^{64}\text{Zn}(e, 3n) ^{61}\text{Zn}$. Entretanto, como esta seção de choque não pode ser medida, porque o ^{61}Zn decai rapidamente e o tempo de aquisição dos espectros é tal que, no segundo ponto experimental, praticamente todos os núcleos de ^{61}Zn já haviam decaído, não fomos capazes de separar as duas contribuições que populavam o ^{61}Cu . Portanto, a seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, 2np) ^{61}\text{Cu}$ não pode ser calculada, sendo retirada dos ajustes. A fim de verificarmos se a inclusão ou não do canal (e, 2np) nos decaimentos do $^{64}\text{Zn}^*$ interferiu nos demais canais, realizamos diversos testes de χ^2 , concluindo não haver uma mudança significativa nos ajustes efetuados.

A partir do exposto acima, constatamos que, a seção de choque para a reação $^{64}\text{Zn}(e, np) ^{62}\text{Cu}$, a ser utilizada para se obter $^{64}\text{Zn}(\gamma, np) ^{62}\text{Cu}$, não está sujeita aos decaimentos espúrios previamente reportados, fato este já não ocorrendo para a seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, 2n) ^{62}\text{Zn}$.

No caso da seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, n) ^{63}\text{Zn}$, vale ressaltar que a mesma é pelo menos uma ordem de grandeza acima de qualquer outra contribuição, adicionando o fato de estarmos interessados em determinar a seção de choque $^{64}\text{Zn}(\gamma, n) ^{63}\text{Zn}$ na região da GDR e, portanto, fora do intervalo de energia onde aparecem as oscilações nas seções de choque. Portanto, as referidas oscilações são irrelevantes quanto ao tratamento dos dados de eletrodesintegração que será descrito no capítulo seguinte.

CAPÍTULO 5 - TRATAMENTO E ANÁLISE DOS RESULTADOS

5.1. CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE DA REAÇÃO $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$:

5.1.1. Introdução:

A seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$ será obtida por “unfolding” da seção de choque de eletrodesintegração $^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$, conforme o método descrito na seção 3.5.3. Por se tratar de uma reação onde o núcleo composto $^{64}\text{Zn}+\gamma \rightarrow ^{64}\text{Zn}^*$ decai com emissão de um nêutron, verifica-se que, fora da GDR essa reação é muito pouco provável, pois para energias maiores, ou seja, na região do QD, a absorção do fóton ocorre num par n-p correlacionado e provavelmente emissão direta do par. Logo, nos restringiremos às energias compreendidas entre o limiar de emissão de nêutron (11,86 MeV) e 30 MeV.

Apresentamos abaixo os dados experimentais disponíveis para o cálculo na região de energia de interesse:

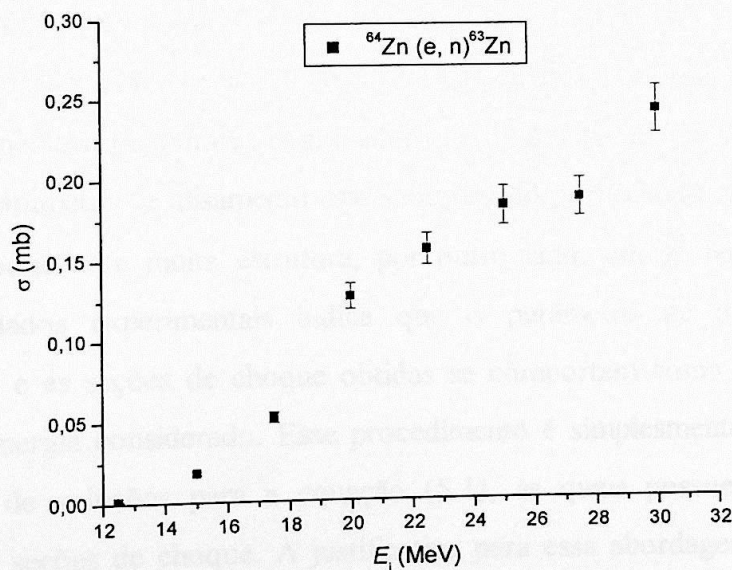


Gráfico 15: Seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$. O limiar da reação é 11,86 MeV.

O procedimento de deconvolução consiste na solução da equação integral dada por (3.55), ou seja:

$$\sigma_{e,x}^{\lambda L}(E_i) = \int_{E_{th}}^{E_i - m_e} N^{\lambda L}(E_i, \omega) \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(\omega) \frac{d\omega}{\omega}, \quad (5.1)$$

onde o espectro de fótons virtuais $N^{\lambda L}(E_i, \omega)$ foi calculado na aproximação de onda distorcida pelo programa DWBA ^[18]. (Em se tratando de energias envolvendo basicamente a GDR, supusemos multipolaridade E1 para o espectro de fótons virtuais). O índice i da energia corresponde ao índice k declarado na seção 4.

Logo, por intermédio do código COOK ^[13], o qual propõe uma solução de “mínima estrutura” que possa reproduzir os dados experimentais (ver seção 3.5.3), a seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$ foi obtida.

5.1.2. Resultados:

Apresentamos abaixo o resultado do “unfolding” da seção de choque de eletrodesintegração da reação $^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$, onde o parâmetro de alisamento escolhido foi 0,0025, obtendo um χ^2 de 8,38. O χ^2 deve ser da ordem do número de pontos experimentais, pois um χ^2 bem menor que o número de dados experimentais indica que o parâmetro de alisamento está subestimado, fornecendo soluções para as seções de choque com muita estrutura; por outro lado, um χ^2 bem superior ao número de dados experimentais indica que o parâmetro de alisamento está superestimado e as seções de choque obtidas se comportam como uma média no intervalo de energia considerado. Esse procedimento é simplesmente a procura de um conjunto de soluções para a equação (5.1), as quais possuem as menores estruturas nas seções de choque. A justificativa para essa abordagem conservativa está no fato de alguns dados experimentais possuírem estruturas muitas vezes estatisticamente improváveis, fazendo com que estas imprecisões nos yields originais forneçam soluções que na verdade são artifícios matemáticos, daí a

necessidade de um alisamento. É óbvio que soluções mais exatas para as seções de choque podem ser obtidas a partir de dados mais precisos com passos menores de energia.

Pontos	Energia (MeV)	Seção de choque (mb)	Incertezas (mb)
1	11,25	0,85	0,10
2	13,75	15,5	1,1
3	16,25	34,5	3,2
4	18,75	51,7	4,4
5	21,25	27,0	4,3
6	23,75	10,4	5,2
7	26,25	6,3	7,6
8	28,75	11,7	9,8

Tabela 5: Seção de choque para a reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$ e respectivas incertezas obtidas pelo programa COOK [13].

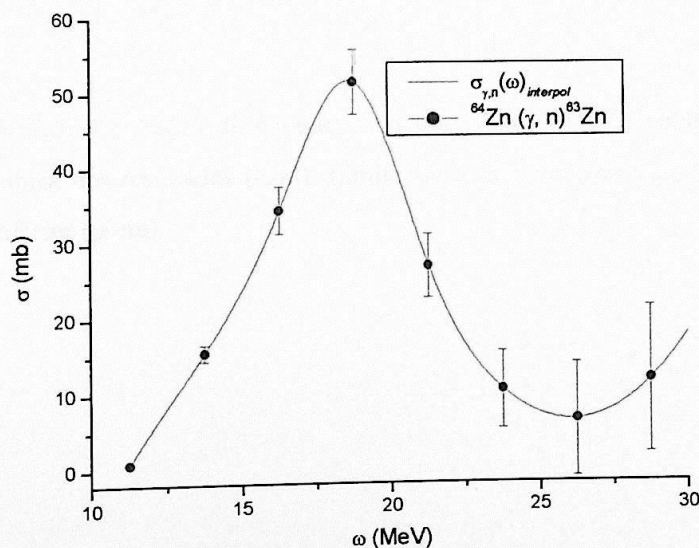


Gráfico 16: Seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$ (azul) obtida por unfolding dos dados experimentais. A função $\sigma_{\gamma, n}(\omega)_{interpol}$ representa uma interpolação cúbica dos resultados (vermelho).

As incertezas na seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$, obtida por “unfolding” dos dados experimentais, na verdade, representam um intervalo de confiança. Logo, podemos representar a solução para $\sigma(\gamma, n)$ por intermédio de duas curvas obtidas por interpolação, as quais representam os limites inferior e superior da seção de choque. Estas interpolações são apresentadas no gráfico abaixo:

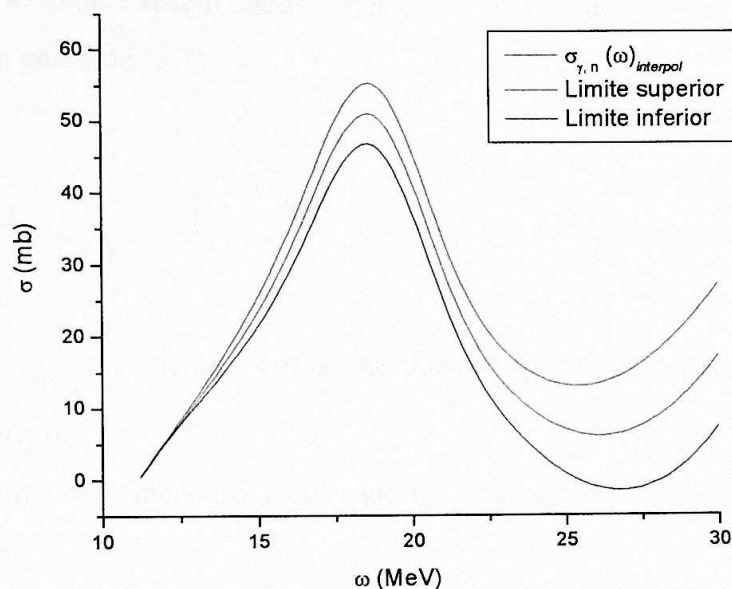


Gráfico 17: Seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$ obtida por interpolação cúbica dos resultados (azul). Limite superior de $\sigma_{\gamma, n}(\omega)_{interpol}$ (vermelho) e limite inferior (preto).

5.1.3. Verificação da solução obtida para $\sigma(\gamma, n)$:

No intuito de verificar se a solução obtida para a seção de choque $\sigma(\gamma, n)$ é ou não satisfatória, iremos realizar um procedimento de “folding back” dessa função a fim de recuperarmos os dados experimentais originais dos yields de eletrodesintegração $\sigma(e, n)$. Portanto, usando a curva interpolada representada no gráfico acima e o espectro de fótons virtuais, podemos calcular $\sigma_{e,n}(E_i)$ em todas as energias para as quais existem dados experimentais. A seção de choque $\sigma_{e,n}(E_i)$ pode ser calculada a partir de (5.1):

$$\sigma_{e,n}(E_i) = \int_{1,86}^{E_i - m_e} N^{E1}(E_i, \omega) \sigma_{\gamma,n}(\omega)_{interpol} \frac{d\omega}{\omega}, \quad (5.2)$$

onde $\sigma_{\gamma,n}(\omega)_{interpol}$ representa a curva interpolada aos pontos experimentais e E_i é a energia do elétron.

Apresentamos abaixo o resultado do “folding back” da seção de choque $\sigma_{\gamma,n}(\omega)_{interpol}$:

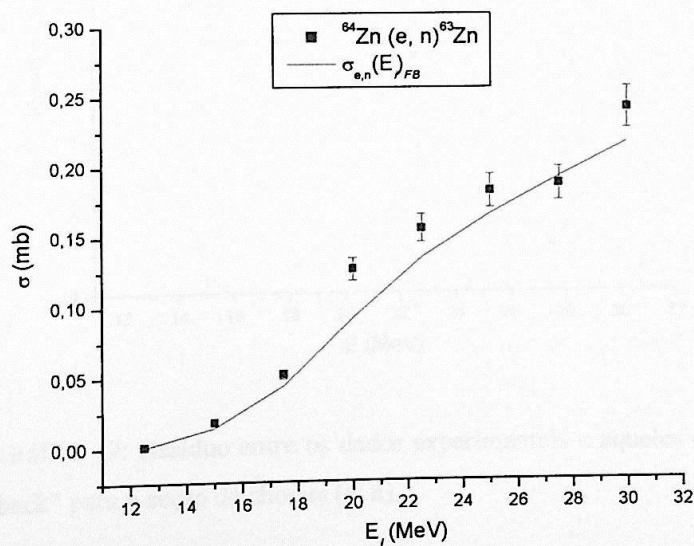


Gráfico 18: Seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$ (azul) versus “folding back” $\sigma_{e,n}(E_i)_{FB}$ (vermelho).

A variação entre os valores experimentais da seção de choque $\sigma_{e,n}(E_i)_{\text{exp}}$ e aqueles obtidos pelo folding back $\sigma_{e,n}(E_i)_{\text{FB}}$ pode ser estimada calculando-se o χ^2 , quando considerarmos $\sigma_{e,n}(E_i)_{\text{FB}}$ exato para esta estimativa. Logo:

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^7 \frac{(\sigma_{e,n}(E_i)_{\text{exp}} - \sigma_{e,n}(E_i)_{\text{FB}})^2}{\delta\sigma_{e,n}(E_i)_{\text{exp}}^2} = 53,1, \quad (5.3)$$

onde E_i é a energia do i -ésimo dado experimental e $\delta\sigma_{e,n}(E_i)_{\text{exp}}$ é a incerteza associada a esse dado.

O resíduo é mostrado no gráfico 19 e pode ser calculado na forma:

$$\text{Resid}_i = \frac{\sigma_{e,n}(E_i)_{\text{exp}} - \sigma_{e,n}(E_i)_{\text{FB}}}{\delta\sigma_{e,n}(E_i)_{\text{exp}}}. \quad (5.4)$$

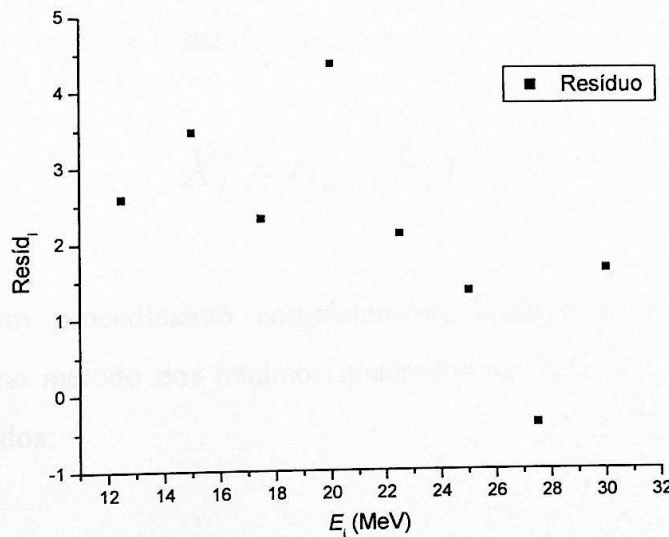


Gráfico 19: Resíduo entre os dados experimentais e aqueles obtidos via “folding back” para a seção de choque (e, n).

A partir da análise do resíduo, verificamos que nos primeiros quatro pontos este ficou acima de dois, chegando inclusive a atingir o valor de 4,404 para a energia de 20 MeV. Também verificamos que os resultados experimentais estão sistematicamente acima do resultado obtido por "folding back". Dessa forma, iremos propor um fator de normalização que minimize o χ^2 .

5.1.4. Normalizando a solução obtida na seção anterior para $\sigma(\gamma, n)$:

Para normalizar $\sigma(\gamma, n)$, iremos efetuar um ajuste com o método dos mínimos quadrados de apenas um parâmetro que denotaremos por **B**. Esse parâmetro irá multiplicar a seção $\sigma_{\gamma, n}(\omega)_{\text{interpol}}$ de maneira a minimizar o χ^2 conforme definido em (5.3). Em se tratando de uma constante multiplicativa, esta pode ser fatorada para fora da integral, conforme (5.2). Logo, podemos utilizar os valores integrados de seção de choque $\sigma_{e, n}(E_i)_{\text{exp}}$ e $\sigma_{e, n}(E_i)_{\text{FB}}$, para calcular o fator de normalização e depois aplicá-lo para $\sigma_{\gamma, n}(\omega)_{\text{interpol}}$.

Como se trata de um ajuste linear de apenas um parâmetro, a matriz de ajuste fica:

$$X_i = \sigma_{e, n}(E_i)_{\text{FB}}. \quad (5.5)$$

Então, em procedimento completamente análogo àquele realizado para ajustes lineares no método dos mínimos quadrados na seção 4.2.2.2, obtivemos os seguintes resultados:

$$B = 1,154,$$

$$V_B = 7,721 \cdot 10^{-4} \text{ e}$$

$$\chi^2 = 22,33.$$

Portanto, a seção de choque $\sigma(\gamma, n)$ será normalizada por um fator 1,154 a fim de minimizar o χ^2 ($\chi^2 = 22,33$). O resultado da seção de choque normalizada e o novo “folding back” são apresentados abaixo:

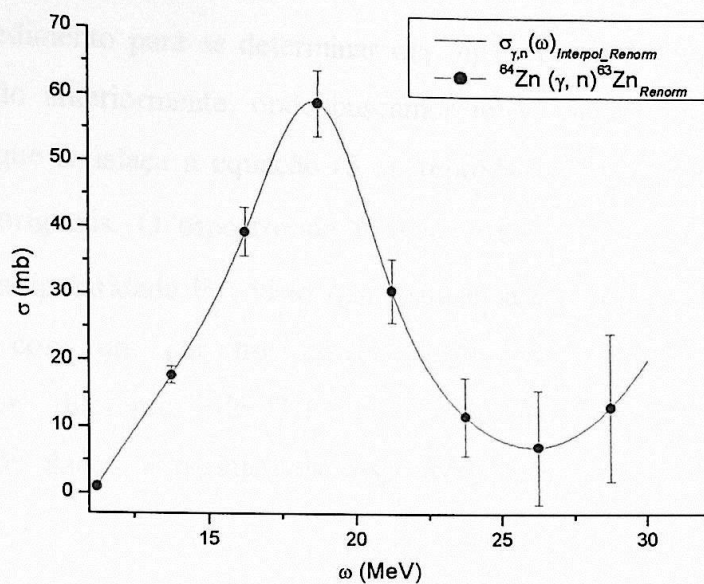


Gráfico 20: Seção de choque para a reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$ renormalizada (azul). $\sigma_{\gamma, n}(\omega)_{\text{Interpol_Renorm}}$ (vermelho) representa uma interpolação cúbica dos resultados renormalizados.

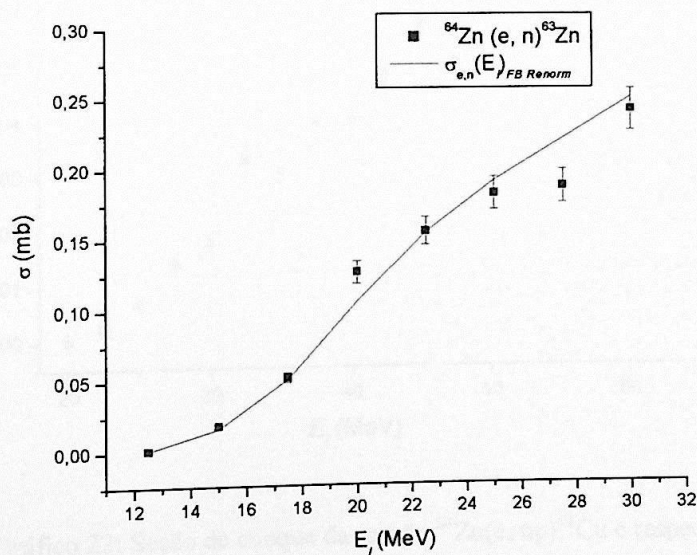


Gráfico 21: Seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$ (azul) versus “folding back” da seção de choque $\sigma_{\gamma, n}(E_i)_{\text{FB_Renorm}}$ (vermelho).

5.2. CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE DA REAÇÃO $^{64}\text{Zn}(\gamma, np)^{62}\text{Cu}$:

5.2.1. Introdução:

O procedimento para se determinar $\sigma(\gamma, np)$ a partir de $\sigma(e, np)$ é análogo àquele reportado anteriormente, onde buscamos uma solução de menor estrutura para $\sigma(\gamma, np)$ que satisfaça a equação (5.1), reproduzindo, dessa forma, os dados experimentais originais. O espectro de fótons virtuais $N^{\lambda}(E_1, \omega)$ foi calculado apenas para multipolaridade E1, visto que, para essa reação, a interação do fóton deve ocorrer com um par n-p correlacionado, de maneira que transições eletromagnéticas diferentes de E1 são improváveis e, conseqüentemente, desprezíveis. Os dados experimentais disponíveis para análise são apresentados abaixo:

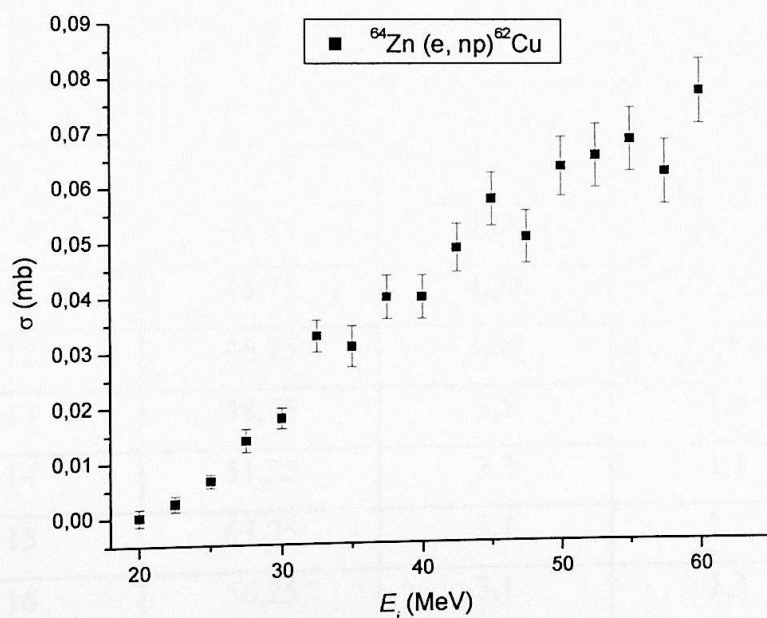


Gráfico 22: Seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, np)^{62}\text{Cu}$ e respectivas incertezas.

5.2.2. Resultados:

O resultado do “unfolding” da seção de choque de eletrodesintegração da reação $^{64}\text{Zn}(e, np)^{62}\text{Cu}$ foi obtido por intermédio do programa COOK ^[13] e é apresentado na tabela e no gráfico abaixo. O parâmetro de alisamento escolhido foi 3,95, obtendo um χ^2 de 17,05.

Pontos	Energia (MeV)	Seção de Choque (mb)	Incertezas (mb)
1	18,75	1,81	0,44
2	21,25	3,25	0,28
3	23,75	5,18	0,37
4	26,25	6,78	0,48
5	28,75	7,48	0,51
6	31,25	7,50	0,51
7	33,75	6,82	0,52
8	36,25	6,14	0,53
9	38,75	5,47	0,56
10	41,25	4,89	0,64
11	43,75	4,33	0,75
12	46,25	3,85	0,89
13	48,75	3,5	1,0
14	51,25	3,3	1,1
15	53,75	3,1	1,2
16	56,25	3,1	1,3
17	58,75	3,1	1,3

Tabela 6: Seção de choque para a reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, np)^{62}\text{Cu}$ e respectivas incertezas obtidas pelo programa COOK ^[13].

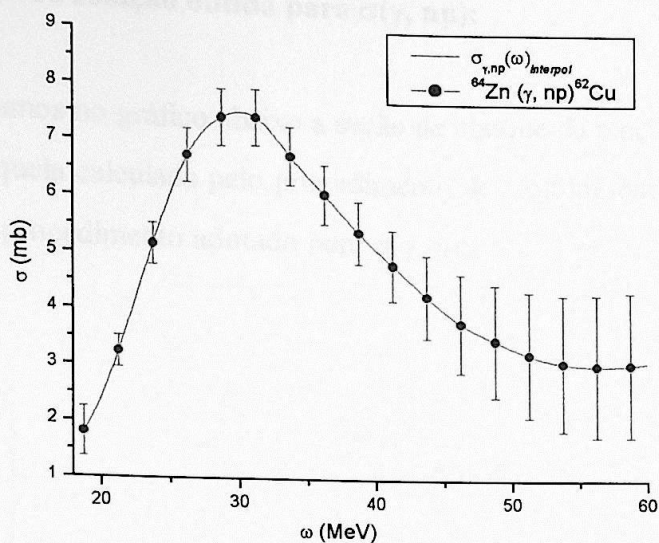


Gráfico 23: Seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, np)^{62}\text{Cu}$ (azul) obtida por “unfolding” dos dados experimentais. A função $\sigma_{\gamma, np}(\omega)_{interpol}$ representa uma interpolação cúbica dos resultados (vermelho).

Analogamente ao que foi feito para (γ, n) , representamos no gráfico abaixo a seção de choque (γ, np) como um intervalo de confiança.

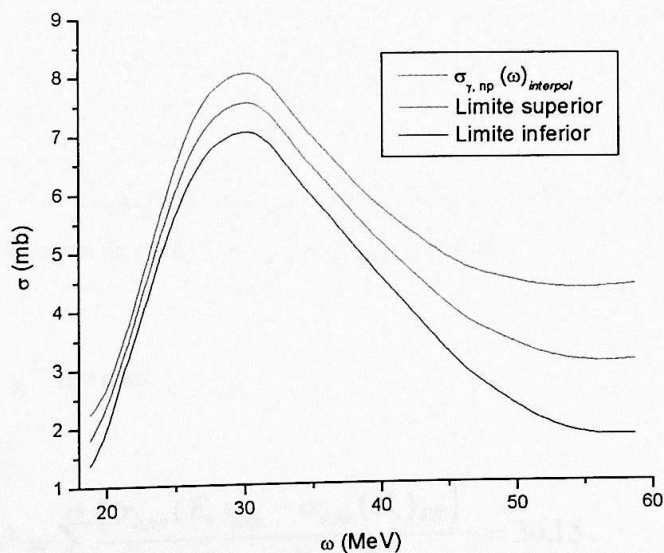


Gráfico 24: Seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, np)^{63}\text{Zn}$ obtida por interpolação cúbica dos resultados (azul). Limite superior de $\sigma_{\gamma, np}(\omega)_{interpol}$ (vermelho) e limite inferior (preto).

5.2.3. Verificação da solução obtida para $\sigma(\gamma, np)$:

Apresentamos no gráfico abaixo a seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, np)^{62}\text{Cu}$ experimental e aquela calculada pelo procedimento de "folding back" ($\sigma_{e,np}(E_i)_{FB}$) a partir do mesmo procedimento adotado para $\sigma(\gamma, n)$:

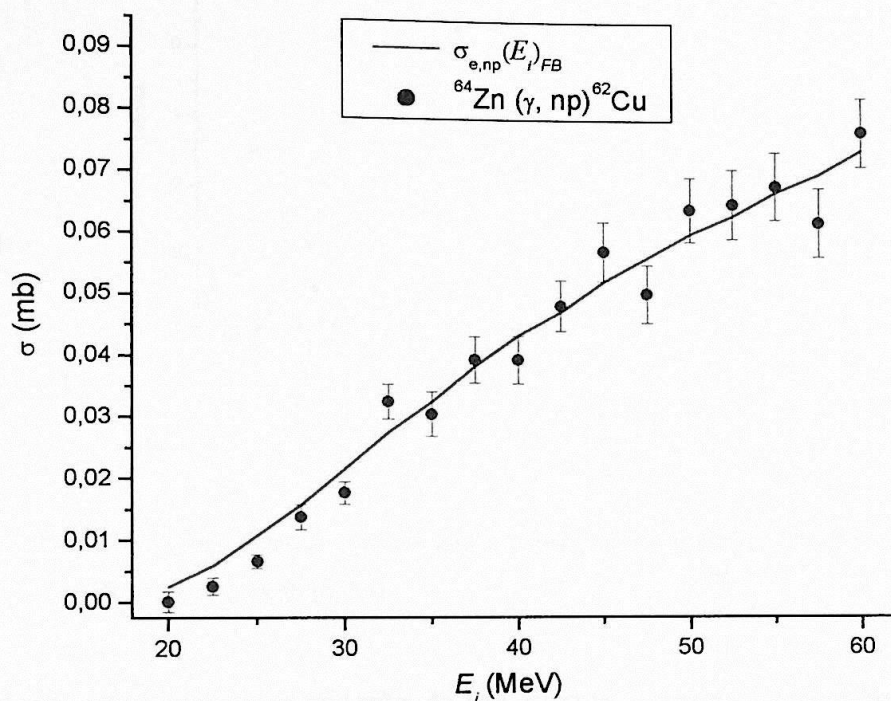


Gráfico 25: Seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(e, np)^{62}\text{Cu}$ (azul) versus "folding back" da seção de choque $\sigma_{\gamma,np}(\omega)_{int\ erpol}$ (vermelho).

Calculando o χ^2 , temos:

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{16} \frac{(\sigma_{e,np}(E_i)_{exp} - \sigma_{e,np}(E_i)_{FB})^2}{\delta\sigma_{e,np}(E_i)_{exp}^2} = 36,15. \quad (5.6)$$

O resíduo é apresentado no gráfico abaixo:

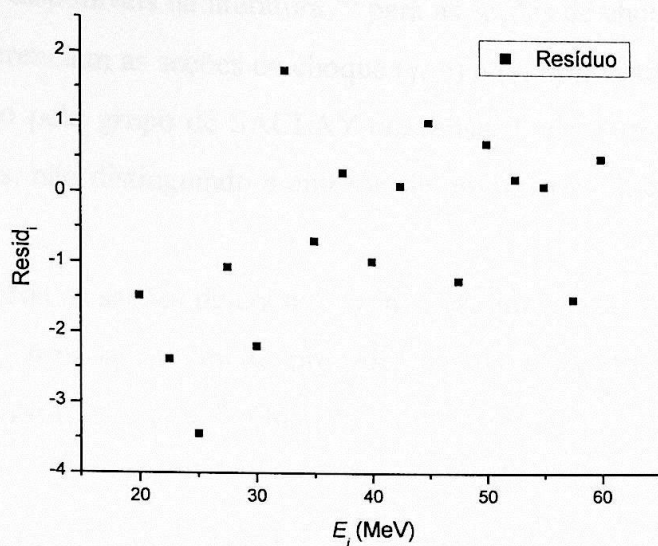


Gráfico 26: Resíduo entre os dados experimentais e aqueles obtidos via “folding back” para a seção (e, np).

Verificamos que, com exceção de três pontos, o resíduo ficou abaixo de 2, estando ao redor de ± 1 na maioria dos pontos. Logo, constatamos que o resultado obtido para a deconvolução de $\sigma(\gamma, np)$ não necessita de normalização e reproduz satisfatoriamente os dados experimentais de eletrodesintegração.

5.3. ANÁLISE DOS RESULTADOS:

5.3.1. Analisando o resultado obtido para $\sigma(\gamma, n)$:

Os dados disponíveis na literatura ^[6] para as seções de choque de emissão de nêutrons não diferenciam as seções de choque (γ, n) e (γ, np) , visto que o sistema de detecção utilizado pelo grupo de SACLAY era sensível apenas para a contagem de nêutrons emitidos, não distinguindo a emissão de um nêutron da emissão de um par n-p.

Como ambas as seções de choque (γ, n) e (γ, np) foram medidas no presente trabalho, iremos somá-las a fim de proceder a uma comparação em relação ao resultado obtido por Carlos *et al* ^[6]. Ou seja:

$$\sigma(\gamma, 1n)_{S.P.} = \sigma(\gamma, n)_{S.P.} + \sigma(\gamma, np)_{S.P.} . \quad (5.7)$$

Sendo que o índice *S. P.* (São Paulo) refere-se aos resultados obtidos no presente trabalho.

O resultado para $\sigma(\gamma, 1n)_{S.P.}$ é apresentado abaixo juntamente com o resultado obtido pelo grupo de SACLAY ^[6]. As incertezas da soma foram calculadas desconsiderando-se as co-variâncias entre as medidas de (γ, n) e (γ, np) , ainda que os núcleos residuais utilizados para o cálculo das seções de choque tenham correlação, visto que foram obtidos simultaneamente pelo mesmo ajuste. Essa aproximação torna-se irrelevante, pois a referida soma foi calculada apenas para propiciar uma comparação qualitativa entre os resultados. Vale ressaltar que, para aplicações futuras, as seções de choque (γ, n) e (γ, np) serão tomadas separadamente.

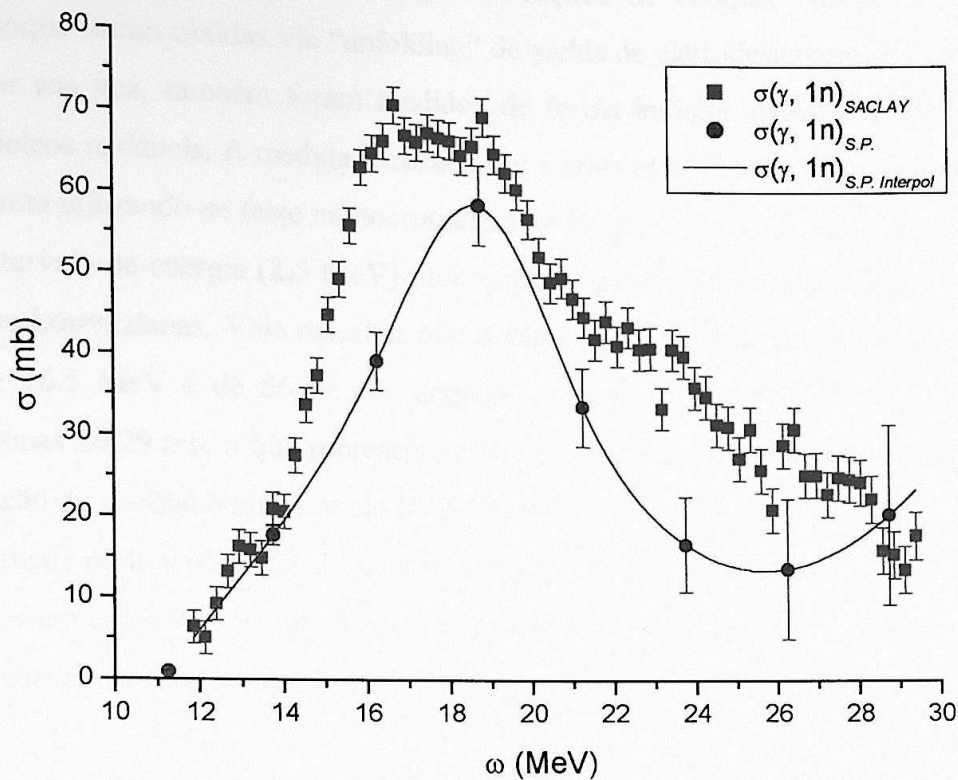


Gráfico 27: Seção de choque $\sigma(\gamma, 1n)_{SACLAY}$ (vermelho) versus seção de choque $\sigma(\gamma, 1n)_{S.P.}$ (azul). A linha sólida representa uma interpolação cúbica de $\sigma(\gamma, 1n)_{S.P.}$.

A partir da análise do gráfico acima, verificamos que o máximo de $\sigma(\gamma, 1n)_{S.P.}$ ocorre para $\omega = 18,625$ MeV, valor esse que está entre os máximos das Lorentzianas da GDR ^[21]: $E_{m0} = 16,23$ e $E_{m1} = 19,19$. Também constatamos que os resultados do presente trabalho estão sistematicamente abaixo do resultado de SACLAY, sugerindo haver algum problema de normalização. Em referência às estruturas, salientamos uma notável variação entre os resultados. Quando comparado com o resultado obtido pelo grupo de SACLAY, o resultado do presente trabalho mostra um comportamento mais suave de aproximadamente 15 a 17 MeV, enquanto que para energias entre 21 e 27 MeV, ocorre uma queda brusca na seção de choque. Tais diferenças nas estruturas podem ser justificadas a partir das seguintes considerações:

1. Procedimento indireto de medida das seções de choque: Nossas seções de choque foram obtidas via “unfolding” de yields de eletrodesintegração, os quais, por sua vez, também foram medidos de forma indireta através da análise dos núcleos residuais. A medida realizada por Carlos *et al* ^[6] foi realizada de maneira direta utilizando-se feixe monocromático de fótons;
2. Intervalo de energia (2,5 MeV) muito grande para medir, principalmente, o pico das Lorentzianas. Vale ressaltar que o valor da curva interpolada para a energia de 16.5 MeV é de 56,89 mb, enquanto que para a energia de 14 MeV vale apenas 26,29 mb, o que representa uma variação de aproximadamente 216 % na seção de choque num intervalo de 2,5 MeV;
3. Poucos pontos no intervalo considerado. Na medida realizada por Carlos *et al* ^[6] existem cerca de 15 pontos entre as energias de 14 e 21 MeV, enquanto que no presente trabalho há apenas 4.

Salientamos, portanto, que a medida realizada pelo grupo de SACLAY nos fornece um resultado mais preciso no mapeamento da GDR em relação àquele fornecido no presente trabalho. Contudo, no que se refere a problemas de normalização (conforme descrito em trabalhos anteriores ^[7]), os resultados do presente trabalho são de grande utilidade. Na seção 6.1, iremos propor um cálculo baseado em teoria de núcleo composto e modelo estatístico (código ALICE/LIVERMORE - 82) a fim de reproduzir os resultados experimentais. Esse cálculo será realizado na aproximação “sharp cutoff” (SCO), bem como via modelo óptico. (Ver seção 3.7).

5.3.2. Analisando o resultado obtido para $\sigma(\gamma, np)$:

A seção de choque $\sigma(\gamma, np)$ foi medida no passado por Cook, B. C. *et al* [10] em unidades relativas até energias da ordem de 40 MeV. O método usado por Cook é similar àquele usado em nosso experimento, onde a seção de choque é determinada de maneira indireta através da análise do núcleo residual. No presente trabalho, medimos a mesma seção de choque em unidades absolutas para energias até 60 MeV. Uma comparação entre os dois resultados é mostrada no gráfico abaixo.

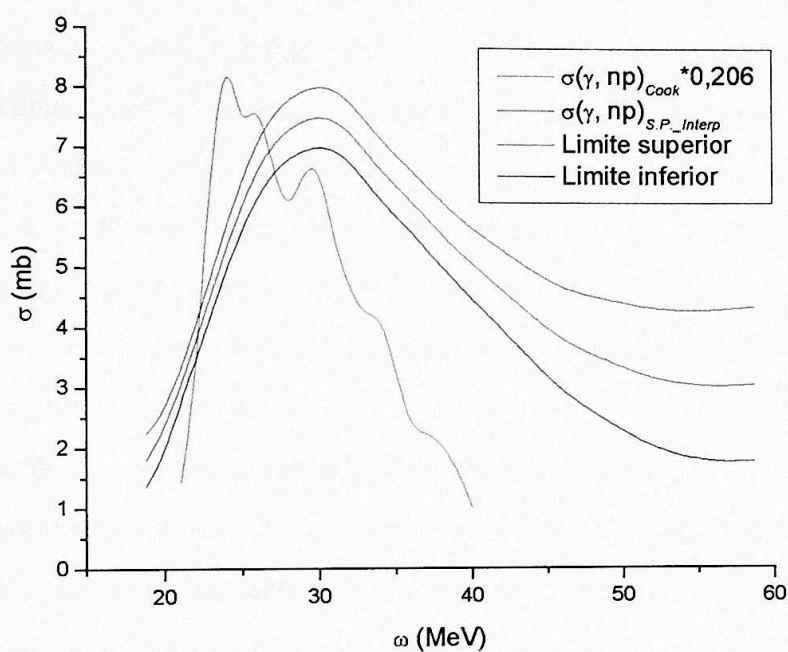


Gráfico 28: Seção de choque para a reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, np)^{62}\text{Cu}$. Presente trabalho (azul), limite superior (vermelho), limite inferior (preto) e resultados da ref 10 (oliva). Os resultados da ref 10 foram multiplicados por um fator de 0,206 visto tratar-se de medida relativa de seção de choque. Esse fator é o que minimiza o χ^2 entre os resultados.

A partir da análise do gráfico acima, constatamos razoável similaridade entre $\sigma(\gamma, np)_{\text{Cook}}$ e $\sigma(\gamma, np)_{\text{S.P.}}$ para energias entre o limiar da reação e aproximadamente 30 MeV. A partir dessa energia, verificamos que $\sigma(\gamma, np)_{\text{Cook}}$ cai bruscamente, indicando que, provavelmente, algum canal de decaimento do núcleo composto

$^{64}\text{Zn}^*$, diferente do canal (γ, np) , deve estar contribuindo significativamente. Entretanto, sabemos que o mecanismo de excitação mais provável nessa faixa de energia (30-60) MeV é o QD, fazendo com que, aparentemente, não haja nenhum motivo para tal queda brusca na seção de choque. Portanto, nessa faixa de energia, seria de se esperar que a forma de $\sigma(\gamma, np)$ estivesse relacionada ao mecanismo de fotoabsorção dominante nessas energias, isto é, tivesse um comportamento suave, indicando um processo direto de reação, conforme previsto no modelo do QD. O comportamento suave de $\sigma(\gamma, np)_{S.P.}$ para energias entre 40 e 60 MeV indica que os valores obtidos no presente trabalho estão coerentes com os mecanismos de excitação conhecidos nessa faixa de energia.

Na região da GDR, devemos esperar que a seção de choque $\sigma(\gamma, np)$ comece a ter um importante papel entre os canais de decaimento do núcleo excitado $^{64}\text{Zn}^*$ em energias da ordem do limiar de emissão de um par n-p (18,56 MeV) mais a barreira coulombiana (≈ 4 MeV). Nos resultados experimentais, os máximos das seções de choque ocorrem para energias de aproximadamente 25 MeV, no caso de $\sigma(\gamma, np)_{Cook}$ e 30 MeV para $\sigma(\gamma, np)_{S.P.}$.

Na seção 6.2 iremos apresentar uma discussão à luz do modelo do QD no intuito de reproduzir os resultados experimentais de $\sigma(\gamma, np)$ para energias entre 40 e 60 MeV. Adicionalmente, na seção 6.3 será mostrada uma análise qualitativa de $\sigma(\gamma, np)$ para energias de 20 a 30 MeV, usando-se teoria de núcleo composto em conjunto com dados experimentais.

CAPÍTULO 6 - DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

6.1. CÁLCULO TEÓRICO DE $\sigma(\gamma, n)$ BASEADO EM TEORIA DE NÚCLEO COMPOSTO E MODELO ESTATÍSTICO:

Estamos interessados em propor um modelo capaz de reproduzir os resultados experimentais da seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$ na região da GDR. Como a meia-vida do estado composto intermediário é longa o bastante quando comparada com o tempo nuclear característico, devemos tratar o sistema à luz de teoria de núcleo composto. A hipótese de núcleo composto foi apresentada na seção 3.6, sendo que verificamos, através de resultados experimentais ^[31], sua aplicabilidade para o núcleo de ^{64}Zn na região de energia da GDR. Nessa hipótese a seção de choque para uma dada reação i pode ser calculada por:

$$\sigma_i(E_i) = \sigma_c(E_i) \cdot \frac{\Gamma_i(E^*)}{\sum_i \Gamma_i(E^*)}, \quad (6.1)$$

onde $\sigma_c(E_i)$ é a seção de choque para formação do núcleo composto, $\Gamma_i(E^*)$ é a probabilidade de emissão do canal i e E^* é a energia de excitação do núcleo composto.

As seções de choque $\sigma_c(E_i)$ e $\sigma_i(E_i)$ podem ser calculadas a partir do código ALICE/LIVERMORE - 82 ^[8]. Logo, podemos calcular a razão de ramificação do canal i , simplesmente fazendo:

$$\frac{\Gamma_i(E^*)}{\sum_i \Gamma_i(E^*)} = \frac{\sigma_i(E_i)}{\sigma_c(E_i)}. \quad (6.2)$$

A razão de ramificação de interesse corresponde ao canal de emissão de um nêutron, visto que pretendemos discutir a reação ${}^{64}\text{Zn}(\gamma, n){}^{63}\text{Zn}$. Para tal, vamos considerar a seguinte reação para formação do núcleo composto: $n + {}^{63}\text{Zn} \rightarrow {}^{64}\text{Zn}^*$. Logo, para esse canal de entrada a equação (6.2) fica:

$$\frac{\Gamma_n(E^*)}{\sum_i \Gamma_i(E^*)} = \frac{\sigma_{n,n'}((E_n)_{lab})}{\sigma_{n,c}((E_n)_{lab})}, \quad (6.3)$$

onde $\sigma_{n,n'}((E_n)_{lab})$ é a seção de choque para a reação ${}^{63}\text{Zn}(n, n){}^{63}\text{Zn}$, $\sigma_{n,c}((E_n)_{lab})$ é a seção de choque para a formação do núcleo composto pela absorção de um nêutron e $(E_n)_{lab}$ é a energia do nêutron no referencial do laboratório.

A energia de excitação do núcleo composto pode ser calculada na forma:

$$E^* = (E_n)_{CM} + S_n, \quad (6.4)$$

onde $(E_n)_{CM}$ é a energia cinética do movimento relativo entre n e ${}^{63}\text{Zn}$ e S_n é a energia de ligação do nêutron no núcleo composto formado (${}^{64}\text{Zn}^*$). A energia do nêutron no referencial do laboratório fica:

$$(E_n)_{lab} = \frac{M_n + M_{{}^{63}\text{Zn}}}{M_{{}^{63}\text{Zn}}} \cdot (E_n)_{CM}. \quad (6.5)$$

Logo, substituindo (6.5) em (6.4), obtemos para a energia de excitação:

$$E^* = \frac{M_{{}^{63}\text{Zn}}}{M_n + M_{{}^{63}\text{Zn}}} \cdot (E_n)_{lab} + S_n. \quad (6.6)$$

Partindo novamente da hipótese de núcleo composto, podemos escrever a seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$ como sendo:

$$\sigma_{\gamma, n}(E_{\gamma}) = \sigma_{abs}^{GDR}(E_{\gamma}) \cdot \frac{\Gamma_n(E^*)}{\sum_i \Gamma_i(E^*)}, \quad (6.7)$$

onde $\sigma_{abs}^{GDR}(E_{\gamma})$ é a seção de choque de fotoabsorção da GDR, e foi obtida subtraindo-se a contribuição do QD da seção de choque total de fotoabsorção, conforme descrito na seção 3.3.

A equação (6.7) implica que o processo de emissão de nêutrons na GDR seja um processo estatístico, isto é, a reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$ é dividida em dois processos, sendo que o primeiro corresponde à absorção do fóton, e o segundo ao decaimento do núcleo composto excitado $^{64}\text{Zn}^*$. Essa descrição é completamente análoga àquela realizada para a reação $^{63}\text{Zn}(n, n')^{63}\text{Zn}$, a exceção de que o canal de entrada agora é a absorção do fóton. Como, de acordo com a hipótese de núcleo composto, as razões de ramificação não dependem do canal de entrada, podemos combinar as equações (6.7) e (6.3) e simplesmente escrever:

$$\frac{\Gamma_n(E^*)}{\sum_i \Gamma_i(E^*)} = \frac{\sigma_{\gamma, n}(E_{\gamma})}{\sigma_{abs}^{GDR}(E_{\gamma})} = \frac{\sigma_{n, n'}((E_n)_{lab})}{\sigma_{n, C}((E_n)_{lab})}, \quad (6.8)$$

onde ressaltamos que $E^* = E_{\gamma}$, sendo que devemos tomar $(E_n)_{lab}$ de maneira a formar um núcleo composto com a mesma energia de excitação E_{γ} .

Portanto, a partir de (6.8) podemos calcular as razões de ramificação ("branching ratios") de forma experimental e teórica. O cálculo experimental é realizado a partir dos resultados experimentais obtidos para $\sigma_{\gamma, n}(E_{\gamma})$ juntamente com os dados disponíveis na literatura para $\sigma_{abs}^{GDR}(E_{\gamma})$. O cálculo teórico, por sua vez, é efetuado por intermédio do programa ALICE/LIVERMORE - 82, onde as

seções de choque $\sigma_{n,n'}((E_n)_{lab})$ e $\sigma_{n,c}((E_n)_{lab})$ são calculadas, tanto na aproximação SCO (sharp cutoff) ^[19] para os coeficientes de transmissão, como para o modelo óptico. (ver seção 3.7.)

Os parâmetros do modelo óptico utilizado são apresentados na tabela abaixo, onde usamos a mesma notação introduzida na seção 3.7.

Parâmetro	Nêutrons	Prótons
Potencial Real U_0 (MeV)	48	60
Potencial imaginário W_0 (MeV)	9,0	5,0
R_U (fm)	$(1,322 - 7,6 \times 10^{-4}A + 4 \times 10^{-6}A^2 - 8 \times 10^{-9}A^3) \times A^{1/3}$	$1,2 \times A^{1/3}$
R_W (fm)	$(1,266 - 3,7 \times 10^{-4}A + 2 \times 10^{-6}A^2 - 4 \times 10^{-9}A^3) \times A^{1/3}$	$1,55 \times A^{1/3}$
$R_{coulomb}$ (fm)	$1,25 \times A^{1/3}$	$1,25 \times A^{1/3}$
a_U (fm)	0,66	0,6
a_W (fm)	0,48	0,5

Tabela 7: Parâmetros do modelo óptico (OM) ^[8].

Os resultados para as razões de ramificação calculadas pelo código ALICE são apresentados abaixo, juntamente com os resultados experimentais. No caso da medida de SACLAY, nos restringimos à energia da ordem de 22 MeV, visto que a referida medida era a soma de (γ, n) e (γ, np) , sendo que essa última é praticamente desprezível nessa energia.

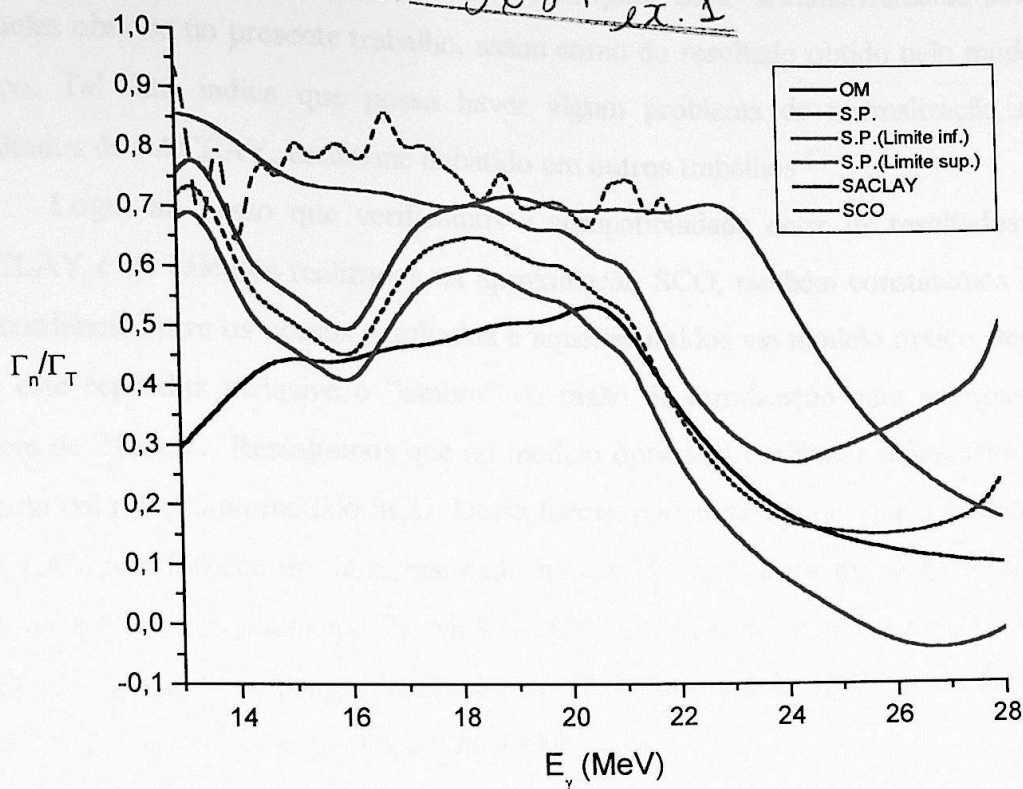


Gráfico 29: Razões de ramificação (branching ratios) Γ_n/Γ_T calculadas a partir do modelo óptico (preto) e na aproximação SCO (magenta) versus resultados experimentais obtidos no presente trabalho (azul) e pelo grupo de SACLAY ^[6] (oliva).

Pela análise do gráfico 29, verificamos que a razão de ramificação calculada pelo modelo óptico está em razoável acordo com os resultados experimentais do presente trabalho para energias a partir de aproximadamente 15 MeV, havendo oscilação na faixa da ressonância, isto é, de 16 à 21 MeV. Nessa faixa de energia, conforme mencionado anteriormente, houve poucos pontos experimentais, de maneira que não foi possível medir com mais precisão o pico da ressonância. Para energias menores, entretanto, notamos que os resultados experimentais, tanto os nossos quanto os de SACLAY, são consideravelmente subestimados pelo modelo óptico, indicando um efeito de limiar nas seções de choque medidas. A aproximação

SCO reproduz os resultados de SACLAY, os quais estão sistematicamente acima daqueles obtidos no presente trabalho, assim como do resultado obtido pelo modelo óptico. Tal fato indica que possa haver algum problema de normalização nos resultados de SACLAY, conforme debatido em outros trabalhos [7].

Logo, ao passo que verificamos a compatibilidade entre os resultados de SACLAY e os cálculos realizados na aproximação SCO, também constatamos boa concordância entre os nossos resultados e aqueles obtidos via modelo óptico, sendo que este reproduz inclusive o "ombro" na razão de ramificação para energias da ordem de 21 MeV. Ressaltamos que no modelo óptico há um maior refinamento do cálculo em relação ao modelo SCO. Dessa forma, podemos assumir que a medida de SACLAY nos fornece um bom resultado no que diz respeito à forma da seção de choque até aproximadamente 22 MeV, sendo necessária uma normalização desse resultado, tomando-se como referência o resultado do modelo óptico nessa faixa de energia, que corresponde ao cálculo mais elaborado.

Apresentamos no gráfico que segue o resultado das seções de choque obtido no presente trabalho, juntamente com o resultado do grupo de SACLAY e o cálculo baseado no modelo óptico. Vale ressaltar que o resultado de SACLAY é na verdade $\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np)$ e, portanto, deve ser comparado até aproximadamente 22 MeV, energia esta onde $\sigma(\gamma, np)$ é muito pequena.

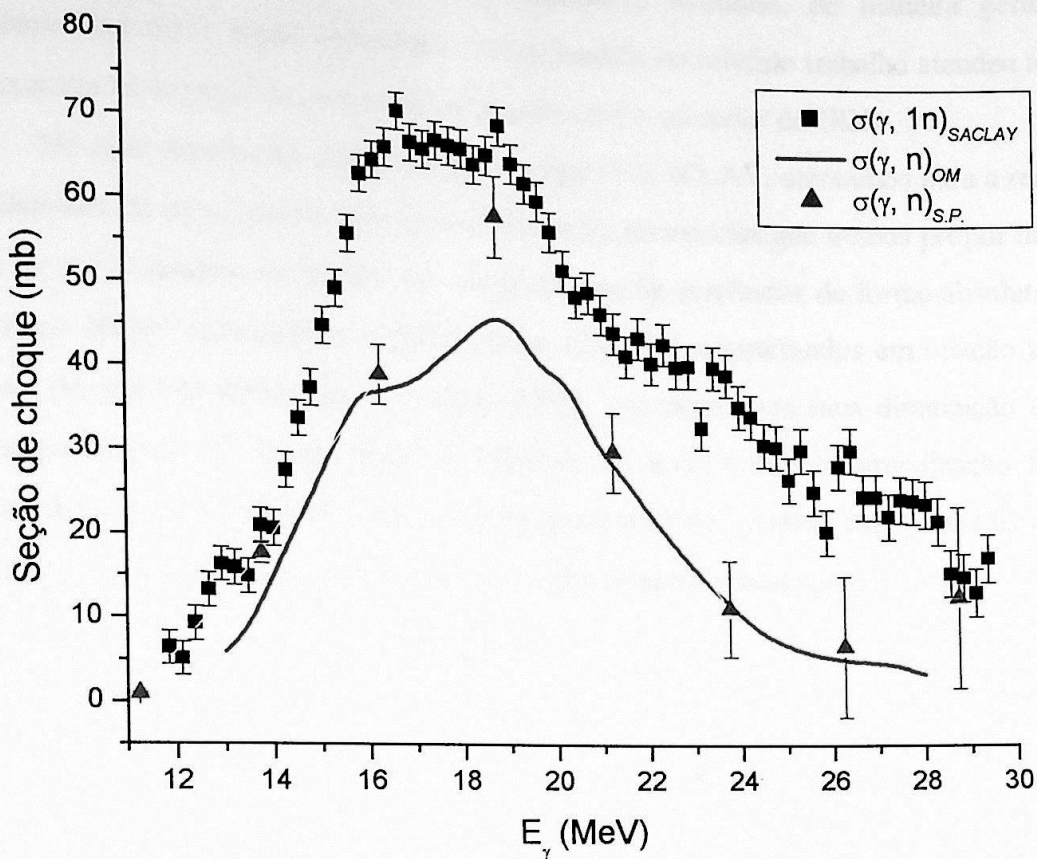


Gráfico 30: Seção de choque $\sigma(\gamma, n)$ obtida no presente trabalho (azul), resultados de $\sigma(\gamma, 1n)$ obtidos pelo grupo de SACLAY (preto) ^[6] e cálculo de $\sigma(\gamma, n)$ via modelo óptico (OM)(vermelho).

A seção de choque $\sigma(\gamma, n)$ medida no presente trabalho foi satisfatoriamente reproduzida pelo modelo óptico, visto que, de seis pontos experimentais no intervalo de 13 à 28 MeV, quatro foram interceptados pela curva teórica. A diferença entre o valor experimental e o teórico no primeiro ponto desse intervalo, isto é, para a energia de 13,75 MeV, pode estar relacionada com a proximidade do limiar da reação, enquanto que para o terceiro ponto, esta deve ser devido ao pico da ressonância, fazendo com que a medida experimental esteja sujeita a grandes variações em intervalos pequenos de energia. Uma solução seria aumentar o número de pontos ao redor do pico. Eventualmente, também não podemos descartar algum

problema de normalização dos nossos resultados. Portanto, de maneira geral, podemos dizer que a seção de choque $\sigma(\gamma, n)$ medida no referido trabalho atendeu as expectativas no tocante ao seu comportamento médio ao redor da GDR.

No caso da medida reportada pelo grupo de SACLAY, atentamos para a real possibilidade de haver problemas de normalização, de maneira que iremos propor um fator de normalização, no intuito de compatibilizar os resultados de forma absoluta. O gráfico abaixo apresenta os resultados de SACLAY normalizados em relação ao cálculo do modelo óptico por um fator 0,641, que representa uma diminuição de aproximadamente 35 % na seção de choque. O coeficiente de normalização foi obtido por ajuste no método dos mínimos quadrados dos pontos experimentais ao cálculo teórico de $\sigma(\gamma, n)$ realizado até a energia de aproximadamente 21 MeV.

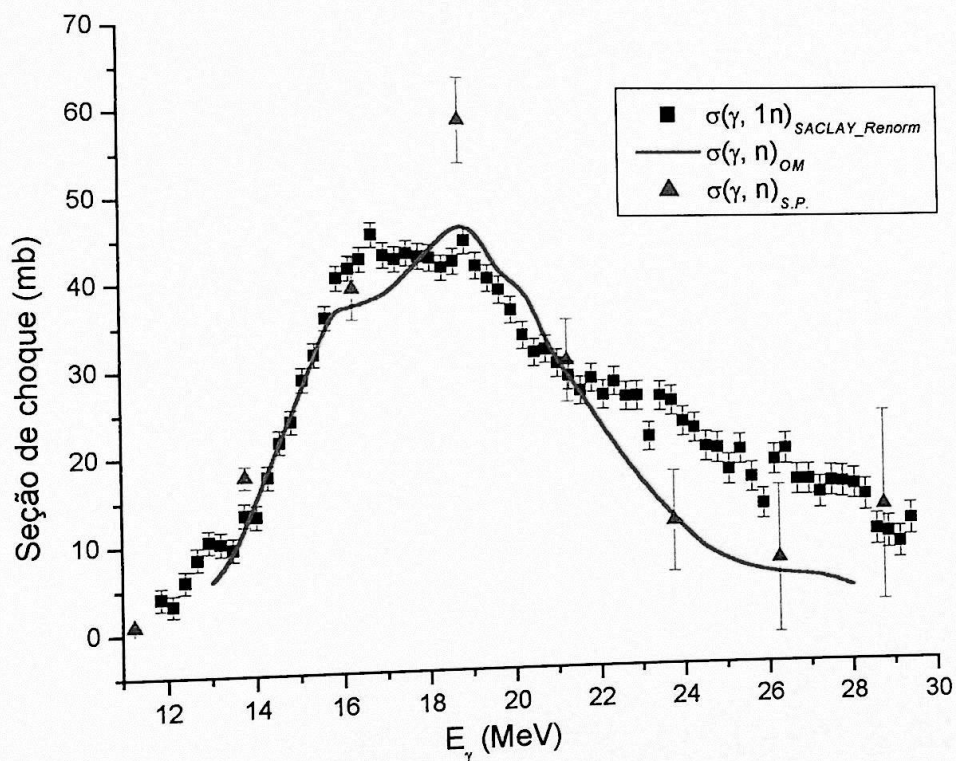


Gráfico 31: Seção de choque $\sigma(\gamma, n)$ obtida no presente trabalho (azul), resultados de $\sigma(\gamma, 1n)$ normalizados obtidos pelo grupo de SACLAY (preto)^[6] e cálculo de $\sigma(\gamma, n)$ via modelo óptico (OM)(vermelho).

A partir da análise do gráfico 31 verificamos que a seção de choque $\sigma(\gamma, 1n)$ medida pelo grupo de SACLAY quando normalizada é bem reproduzida pelo modelo óptico. Algumas variações ocorrem para energias abaixo de aproximadamente 13,5 MeV, variações estas que podem ser atribuídas ao efeito de limiar. Em energias de 16 à 18 MeV, aproximadamente, o cálculo teórico subestima os resultados experimentais, indicando que provavelmente há algum efeito de estrutura nuclear do ^{64}Zn que não foi levado em consideração no modelo utilizado. A diferença entre $\sigma(\gamma, 1n)_{\text{SACLAY_Renorm}}$ e o cálculo teórico para energias acima de 21 MeV representa a contribuição da seção de choque $\sigma(\gamma, np)$ nesse intervalo de energia (ver seção 6.3).

6.2. REPRODUÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS DE $\sigma(\gamma, np)$ NA FAIXA DE 40-60 MEV À LUZ DO MODELO DO QD:

Na faixa de energia de 40 a 60 MeV, os mecanismos coletivos de excitação nuclear (GDR) dão lugar ao mecanismo de fotoabsorção por um par n-p correlacionado no núcleo (QD). A parcela da seção de choque total de fotoabsorção correspondente ao QD é equivalente à parcela da GDR para energias da ordem de 40 MeV, sendo que, para a energia de 60 MeV, aquela é cerca de 4 vezes maior do que a última (ver gráfico 7).

Portanto, na região do QD, devemos esperar um mecanismo de reação direta, implicando que a seção de choque $\sigma(\gamma, np)$ esteja correlacionada com a seção de choque de fotoabsorção do QD nessa faixa de energia. Ou seja:

$$\sigma_{\gamma, np}(E_{\gamma}) = f(E_{\gamma})\sigma_{abs}^{QD}(E_{\gamma}). \quad (6.9)$$

A função $f(E_{\gamma})$ reproduz o fato que, a partir da absorção do fóton pelo par n-p, estes podem ser emitidos do núcleo, como também podem não ter energia suficiente para sair desse núcleo, principalmente para o caso dos prótons, que necessitam transpor a barreira coulombiana. Adicionalmente, $f(E_{\gamma})$ também inclui a possibilidade de, durante a emissão do par, estes interagirem com os demais nucleons, realizando interação de estado final (FSI) e deixando o núcleo (Z-1, N-1) excitado, o qual, dependendo da energia de excitação, pode emitir outro nucleon. Obviamente, na hipótese de não haver FSI, bem como na hipótese de os nucleons possuírem energia suficiente para sair do núcleo, a função $f(E_{\gamma})$ vale 1. A probabilidade de um nucleon simplesmente sair do núcleo deve aumentar com sua energia, fazendo com que $f(E_{\gamma})$ tenda para 1. Entretanto, na medida em que a energia aumenta, a FSI também deve aumentar, e, conseqüentemente $f(E_{\gamma})$ deve diminuir.

Uma análise qualitativa alternativa consiste na consideração de que, a partir de 40 MeV, onde a energia do fóton incidente é aproximadamente distribuída entre o próton e o nêutron, há uma remota possibilidade de que qualquer um dos nucleons não venha a sair do núcleo. Logo, por essa consideração, devemos ter $f(E_\gamma)$ decrescendo com a energia. Essa suposição implica que a seção de choque $\sigma_{abs}^{QD}(E_\gamma)$ deva estar maior do que $\sigma_{\gamma,np}(E_\gamma)$ nas energias onde $f(E_\gamma)$ for menor que 1.

Apresentamos abaixo as seções de choque $\sigma_{abs}^{QD}(E_\gamma)$ e $\sigma_{\gamma,np}(E_\gamma)$ para energias entre 40 e 60 MeV:

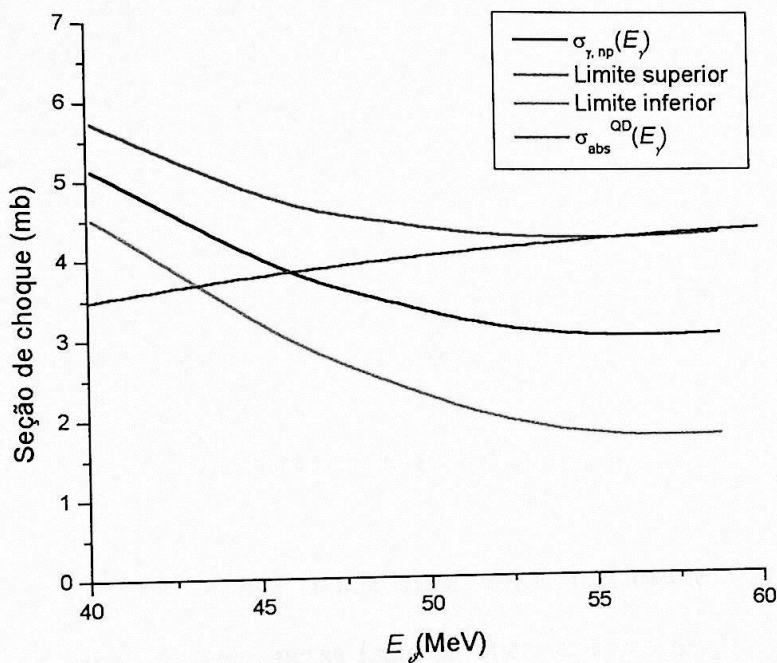


Gráfico 32: Seção de choque $\sigma_{\gamma,np}(E_\gamma)$ (preto) versus $\sigma_{abs}^{QD}(E_\gamma)$ (azul). As linhas em vermelho e verde representam, respectivamente, os limites superior e inferior de $\sigma_{\gamma,np}(E_\gamma)$.

O gráfico acima reforça a hipótese de que a seção de choque $\sigma_{\gamma,np}(E_\gamma)$ está relacionada com a seção de choque $\sigma_{abs}^{QD}(E_\gamma)$ para energias acima de aproximadamente 45 MeV, indicando um processo direto de reação. Logo, o modelo do QD reproduz satisfatoriamente os resultados experimentais nessa faixa de

energia. Para energias abaixo de 45 MeV, verificamos que $\sigma_{\gamma,np}(E_\gamma)$ é maior do que $\sigma_{abs}^{QD}(E_\gamma)$, sugerindo haver uma contribuição estatística para $\sigma_{\gamma,np}(E_\gamma)$ proveniente do decaimento do núcleo composto $^{64}\text{Zn}^*$.

A função $f(E_\gamma)$ pode ser estimada a partir dos resultados experimentais. Essa estimativa é apresentada abaixo:

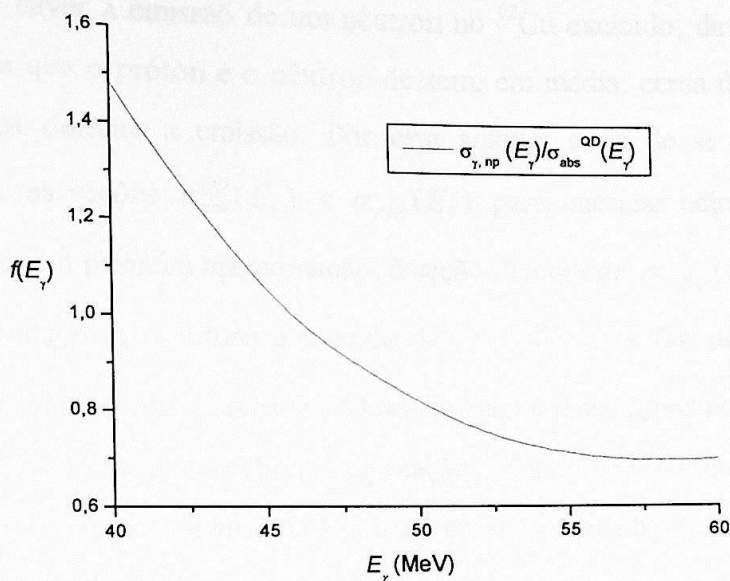


Gráfico 33: Razão entre $\sigma_{\gamma,np}(E_\gamma)$ e $\sigma_{abs}^{QD}(E_\gamma)$.

Verificamos que $f(E_\gamma)$ tende para aproximadamente 0,7 em energias maiores que 55 MeV, ou seja, nessa faixa de energia, cerca de 30 % da seção de choque $\sigma_{abs}^{QD}(E_\gamma)$ não corresponde ao canal de emissão np. Essa é uma evidência experimental de que deve ocorrer FSI, visto que nem todo fóton absorvido pelo QD gera um par np. Logo, podemos argumentar qualitativamente que: após a absorção do fóton pelo par np correlacionado, estes são separados e, ao serem emitidos pelo núcleo, realizam FSI entre os demais nucleons, deixando o núcleo residual de ^{62}Cu num estado excitado. O núcleo composto de ^{62}Cu pode emitir um gama, ou até mesmo alguma partícula para se resfriar, sendo que iremos considerar o canal de emissão de um nêutron, visto que é o mais favorável. A energia de ligação do nêutron no ^{62}Cu é da ordem de 9 MeV, logo, para que haja a emissão desse nêutron

do ^{62}Cu , a energia cedida pelo próton e pelo nêutron durante a emissão deve ser da ordem de 9 MeV. Suponhamos que o fóton incidente tenha uma energia de 60 MeV e que esta, a princípio, seja igualmente distribuída entre os constituintes do par. Dessa forma, devemos descontar da energia inicial do fóton a energia de ligação do par n-p no núcleo ^{64}Zn , que vale cerca de 18,5 MeV. Logo, sobra para o par uma energia cinética da ordem de 41,5 MeV, aproximadamente 20,75 MeV para cada um. Portanto, para haver a emissão de um nêutron no ^{62}Cu excitado, devemos ter uma FSI de maneira que o próton e o nêutron deixem, em média, cerca de 22 % da sua energia cinética durante a emissão. Por esta análise, seria de se esperar que a diferença entre as seções $\sigma_{abs}^{OD}(E_\gamma)$ e $\sigma_{\gamma,np}(E_\gamma)$ para energias acima de 45 MeV correspondesse, em primeira aproximação, à seção de choque $\sigma_{\gamma,2np}(E_\gamma)$. Portanto, é de grande valia para o futuro a medida de $\sigma_{\gamma,2np}(E_\gamma)$, a fim de verificar se a hipótese considerada acima é satisfeita. Dessa forma, apresentamos no gráfico abaixo uma estimativa para a seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, 2np)^{61}\text{Cu}$ em energias entre 45 e 60 MeV resultante da análise realizada no presente trabalho:

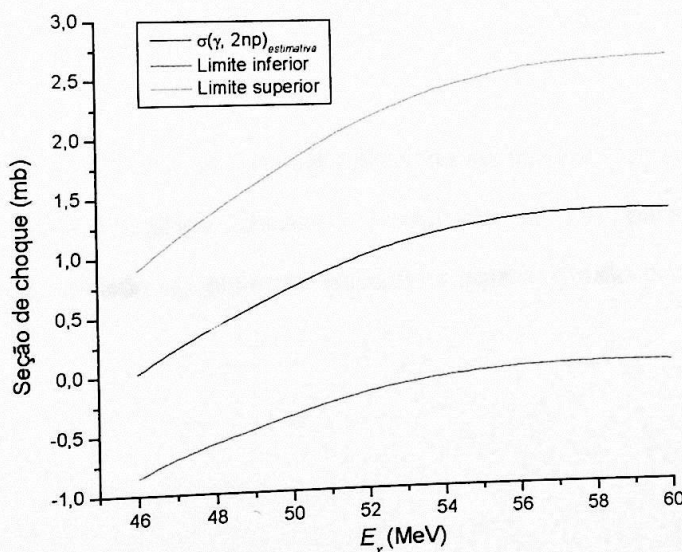


Gráfico 34: Estimativa da seção de choque da reação $^{64}\text{Zn}(\gamma, 2np)^{61}\text{Cu}$. As linhas verde e vermelha representam, respectivamente, os limites superior e inferior da seção de choque.

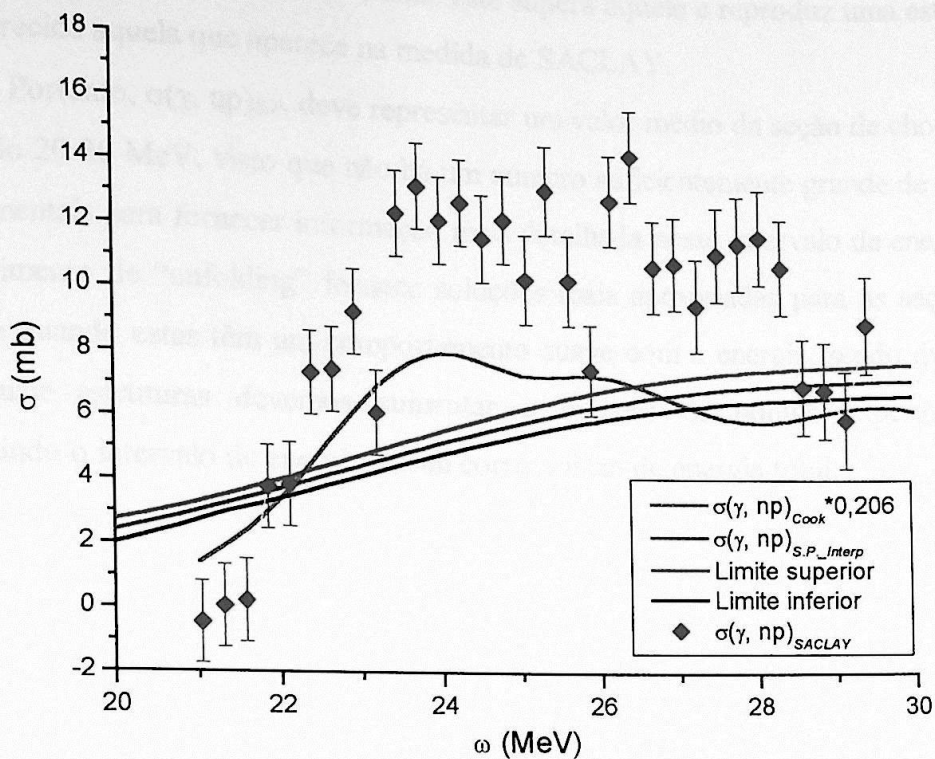


Gráfico 35: Seção de choque $\sigma(\gamma, np)$. Presente trabalho (azul), limite superior (vermelho), limite inferior (preto), Cook*0,206 (oliva) e SACLAY (magenta). O resultado de Cook foi multiplicado por 0,206, visto que não é medida absoluta de seção de choque. O fator 0,206 é o que minimiza o χ^2 entre os resultados do presente trabalho e os de Cook, calculado para energias até 40 MeV.

A partir da análise do gráfico acima, verificamos que os resultados do presente trabalho estão em razoável acordo quando comparados com os resultados de SACLAY para energias menores que aproximadamente 23,5 MeV e maiores que 28 MeV. Entre essas energias, porém, a medida de SACLAY supera consideravelmente o resultado de S.P., o qual não reproduz as estruturas na seção de choque. Contudo, ressaltamos que no experimento de S.P. há apenas 2 pontos experimentais no referido intervalo de energia, enquanto que na medida de SACLAY existem 19. Adicionalmente, constatamos boa similaridade entre os resultados de S.P. e os de Cook, exceto para energias compreendidas entre

aproximadamente 22,5 e 25 MeV, onde este supera aquele e reproduz uma estrutura bem parecida àquela que aparece na medida de SACLAY.

Portanto, $\sigma(\gamma, np)_{S.P.}$ deve representar um valor médio da seção de choque no intervalo 20-30 MeV, visto que não há um número suficientemente grande de pontos experimentais para fornecer informação mais detalhada nesse intervalo de energia. O procedimento de "unfolding" fornece soluções mais apropriadas para as seções de choque quando estas têm um comportamento suave com a energia, sendo que para reproduzir estruturas devemos aumentar o número de pontos experimentais, diminuindo o intervalo de energia, assim como a faixa de energia total.

6.4. CONCLUSÕES:

O estudo das reações $^{64}\text{Zn}(\gamma, n) ^{63}\text{Zn}$ e $^{64}\text{Zn}(\gamma, np) ^{62}\text{Cu}$ no intervalo de energia de 12,5 a 60 MeV nos forneceu informação a respeito dos mecanismos de fotoexcitação envolvidos. Ou seja, através da seção de choque $\sigma(\gamma, n)$ na região da GDR, constatamos que o sistema formado pela absorção de um fóton pelo núcleo ^{64}Zn é bem descrito por teoria de núcleo composto, e essa reação nuclear pode então se estudada em dois passos: a absorção do fóton, e a emissão puramente estatística de um nêutron. Já o comportamento da seção de choque $\sigma(\gamma, np)$ para energias entre 45 e 60 MeV sugeriu um mecanismo direto de reação, conforme previsto no modelo do QD.

A seção de choque total de fotoabsorção para o ^{64}Zn foi separada em duas contribuições: a da GDR e do QD, onde constatamos que para a energia do fóton da ordem de 40 MeV, ambas as contribuições são equivalentes, e para 60 MeV o mecanismo do QD é cerca de 4 vezes mais provável que a absorção da GDR. A razão entre a regra de soma calculada numericamente para esta absorção dipolar e aquela esperada pela teoria ficou em torno de 1,24, fato este justificável pois a última não inclui forças de troca e deve ser tratada com um limite inferior. Esta razão ficou compatível com outras medidas realizadas para elementos mais pesados ^[17].

O procedimento de análise da ativação do núcleo residual para a determinação das seções de choque foi especialmente útil para o caso de $\sigma(\gamma, np)$, onde uma medida direta do próton e do nêutron em coincidência seria inviável. Adicionalmente, ressaltamos que não há nenhuma medida dessa seção de choque nesse intervalo de energia.

A metodologia experimental utilizada na época das irradiações forneceu resultados interessantes, ainda que tenhamos enfrentado alguns problemas, tais como:

- Passos muito grandes de energia, dificultando o mapeamento das estruturas nas seções de choque;

- Interferência de decaimentos espúrios na composição da atividade do núcleo residual, prejudicando a determinação do número de núcleos residuais com meia-vida grande, como é o caso do ^{62}Zn (ver seção 4.4).

As massas dos alvos foram medidas utilizando-se feixe de raios -X e um padrão de referência de massa medido em balança analítica, de maneira que problemas geométricos foram eliminados (ver Apêndice C).

O método dos mínimos quadrados utilizado para separar as contribuições dos decaimentos envolvidos corresponde ao método mais confiável para o ajuste, por não ser tendencioso, pois trata-se de ajuste linear.

O cálculo das seções de choque $\sigma(\gamma, n)$ e $\sigma(\gamma, np)$ foi baseado no formalismo de fótons virtuais ^[12], e o espectro de fótons virtuais foi calculado pelo programa DWBA ^[18]. Uma comparação entre o espectro calculado na aproximação de onda distorcida e na de onda plana indicou que há pouca variação entre os resultados, muito provavelmente porque o núcleo ^{64}Zn possui baixo Z, de maneira que a distorção coulombiana não é significativa. O espectro de fótons virtuais foi calculado apenas para E1, já que tanto na GDR quanto no QD, é muito pouco provável que haja interação com fótons com $L \neq 1$. A deconvolução das seções de choque foi realizada pelo programa COOK ^[13]. Os resultados desses “unfoldings” mostraram-se satisfatórios, mesmo que sejam mais aplicáveis para a deconvolução de seções de choque mais suaves, que é o caso da seção $\sigma(\gamma, np)$ na região do QD.

O modelo óptico com potencial complexo reproduziu satisfatoriamente os resultados experimentais de $\sigma(\gamma, n)_{S.P.}$ na região da GDR. O cálculo da seção de choque foi realizado pelo código ALICE/LIVERMORE - 82 ^[8], que calcula a razão de ramificação Γ_n/Γ_T do núcleo composto $^{64}\text{Zn}^*$. Uma comparação entre resultados experimentais e teóricos para as razões de ramificação Γ_n/Γ_T foi proposta com a finalidade de verificar possíveis problemas de normalização nos resultados obtidos pelo grupo de SACLAY, visto que já haviam sido reportadas algumas discrepâncias nas medidas de SACLAY em relação a outras medidas ^[7]. Portanto, verificamos que os resultados de SACLAY para $\sigma(\gamma, n)$ estão aproximadamente 35 % acima do

cálculo realizado pelo modelo óptico, estando este em razoável acordo com os resultados do presente trabalho. O cálculo na aproximação SCO ^[19], que tem a única finalidade de reduzir o tempo de máquina, foi também realizado no intuito de se estimar o comportamento das seções de choque. Verificamos que esta aproximação não reproduz nossos resultados, porque a seção de choque calculada fica sistematicamente acima daquela medida experimentalmente. Na figura 4 apresentamos a seção de choque da reação $^{64}\text{Zn} + n$ calculada a partir do modelo óptico e na aproximação SCO, onde constatamos, novamente, que a aproximação SCO fornece resultados sistematicamente acima daqueles fornecidos no cálculo mais refinado realizado pelo modelo óptico.

O modelo do QD reproduz a seção de choque $\sigma(\gamma, np)$ para energias entre 45 e 60 MeV, quando para energias menores deve haver uma contribuição estatística devida ao decaimento do núcleo composto $^{64}\text{Zn}^*$. Na faixa de 45 a 60 MeV, a seção de choque $\sigma_{\gamma, np}(E_\gamma)$ fica menor do que a seção de choque de fotoabsorção do QD, $\sigma_{abs}^{QD}(E_\gamma)$, e a razão entre a primeira e a segunda tende assintoticamente para 0,7. Portanto, podemos dizer que, assintoticamente, cerca de 30 % das interações dos fótons com um par n-p não resultam na emissão do referido par. Esse fato indica que, provavelmente, os constituintes do par, ao serem separados, realizam FSI entre os outros nucleons, transferem energia a estes e, em decorrência, não conseguem escapar do núcleo. Para energia do fóton da ordem de 60 MeV, verificamos que o próton e o nêutron emitidos devem ceder para os demais nucleons cerca de 22% da energia cinética que possuíam no início da emissão. Uma propriedade interessante no que se refere à FSI é a transparência nuclear, por fornecer indícios a respeito da energia deixada num núcleo por FSI das partículas emitidas, ou seja, quanto maior for a transparência nuclear, menor deve ser a FSI e vice-versa. Portanto, concluímos que a seção de choque $\sigma(\gamma, np)$ medida no presente trabalho, pela primeira vez para o núcleo de ^{64}Zn na região do QD, é de grande importância no que se refere à Física Nuclear fundamental, pois fornece não somente mais uma evidência experimental para o modelo do QD, mas também permite sondar aspectos importantes de estrutura nuclear.

Finalmente, ressaltamos a importância da seção de choque $\sigma(\gamma, n)$ para aplicações em Astrofísica Nuclear, por estar relacionada à seção de choque da reação inversa de captura de nêutrons $\sigma(n, \gamma)$ via teorema do balanço detalhado.

A partir de processos de fusão nuclear, somos capazes de formar elementos que vão até o ^{56}Fe , pois até este elemento as reações de fusão são energeticamente favoráveis (exotérmicas). Para formar elementos mais pesados que o ^{56}Fe , entretanto, devemos considerar processos de captura de nêutrons. Esses processos de captura são estatisticamente mais prováveis dentro de estrelas em virtude da grande densidade de matéria e da disponibilidade de fluxos intensos de nêutrons. A taxa de captura de nêutrons λ_n é proporcional à seção de choque $\sigma(n, \gamma)$ e ao fluxo de nêutrons Φ_n . Portanto, para que sejam desenvolvidos modelos consistentes de nucleossíntese que expliquem, por exemplo, a abundância dos elementos na natureza, devemos medir com precisão a seção de choque $\sigma(n, \gamma)$.

Análise isotópica do Zn natural e de possíveis contribuições de decaimentos espúrios nas áreas dos fotopicos.

Os alvos de Zn natural utilizados no presente trabalho foram confeccionados na década de 90, a partir de metal quimicamente puro obtido junto ao Departamento de Físico-Química do Instituto de Química da USP. O grau de pureza da amostra foi analisado com a finalidade de se descartar qualquer contribuição espúria de outros elementos senão o Zn. Esta análise, de caráter qualitativo, foi realizada no Laboratório de Análises Químicas Inorgânicas do Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de S.P, onde foram encontrados traços de Cu, Hg, Ni, Cr, Pb, Fe e Mg. Dentre esses elementos, aquele que poderia fornecer decaimentos espúrios era o Cu, sendo que sua maior interferência seria na reação $^{63}\text{Cu}(e, n) ^{62}\text{Cu}$, que produz o mesmo núcleo residual que a reação $^{64}\text{Zn}(e, np) ^{62}\text{Cu}$. Portanto, houve necessidade de uma análise quantitativa do teor de Cu nos alvos (realizada pelo mesmo laboratório), onde uma taxa de contaminação abaixo de 0.0005% foi encontrada. Logo, verificamos que essa contaminação era completamente desprezível e não afetava nossos resultados.

O presente experimento tem o objetivo de medir determinados yields no ^{64}Zn através da atividade total dos núcleos residuais emissores de β^+ . Logo, verificamos, a partir da composição isotópica do Zn natural (^{64}Zn - 48,60 %, ^{66}Zn - 27,90 %, ^{67}Zn - 04,10 %, ^{68}Zn - 18,80 % e ^{70}Zn - 0,60 %), quais são as reações $A(e, xnyp)B$ que podem contribuir para a área do fotopico formada pela aniquilação dos pósitrons emitidos. A tabela 8 resume as possíveis reações nucleares no intervalo de energia de interesse cujos núcleos residuais sofrem decaimento β^+ [35].

Reação	Limiar (MeV)	Prob. de decaimento β^+ (%)	Meia-Vida (seg) $\times 10^2$
$^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$	11,86	93	23,08
$^{64}\text{Zn}(e, np)^{62}\text{Cu}$	18,57	97	5,844
$^{64}\text{Zn}(e, 2n)^{62}\text{Zn}$	20,97	98	330,696
$^{64}\text{Zn}(e, 2np)^{61}\text{Cu}$	18,97	61	119,988 ^(a)
$^{64}\text{Zn}(e, 3n)^{61}\text{Zn}$	33,87	98	0,891 ^(c)
$^{64}\text{Zn}(e, 4n)^{60}\text{Zn}$	44,1	98	1,428 ^(c)
$^{66}\text{Zn}(e, n)^{65}\text{Zn}$	11,06	1,46	211000 ^(b)
$^{66}\text{Zn}(e, np)^{64}\text{Cu}$	18,84	19	457 ^(f)
$^{66}\text{Zn}(e, 3n)^{63}\text{Zn}$	30,90	93	23,08 ^(e)
$^{66}\text{Zn}(e, 4n)^{62}\text{Zn}$	$\approx 42,0$	98	330,696 ^(e)
$^{67}\text{Zn}(e, 2n)^{65}\text{Zn}$	18,11	1,46	211000 ^(b)
$^{67}\text{Zn}(e, 2np)^{64}\text{Cu}$	17,41	19	457 ^(d)
$^{67}\text{Zn}(e, 4n)^{63}\text{Zn}$	$\approx 40,0$	93	23,08 ^(d)
$^{68}\text{Zn}(e, 3n)^{65}\text{Zn}$	28,31	1,46	211000 ^(b)

Tabela 8: Reações A(e, xnyp)B no Zn natural cujos núcleos residuais emitem β^+ .

Os índices de (a) a (f) nas meias-vidas indicam que a respectiva reação não foi medida no experimento, sendo que os núcleos residuais associados fornecem contribuições espúrias para a atividade do alvo. Portanto, nas linhas que seguiremos analisaremos separadamente cada caso.

(a) Decaimento do ^{61}Cu formado pela reação $^{64}\text{Zn}(e, 2np)^{61}\text{Cu}$:

O núcleo de ^{61}Cu possui uma meia-vida da ordem de 12000 seg, sendo que a probabilidade de decaimento é de 61%. Para que possamos estimar qualitativamente a contribuição espúria provocada por esse decaimento, iremos usar o fato de que a correlação entre os núcleos residuais calculados por ajuste de exponenciais no método dos mínimos quadrados (seção 4.2.2.2) está intimamente ligada à razão entre as meias-vidas envolvidas na comparação. Por esta consideração, deveríamos

esperar, por exemplo, pouca correlação entre os núcleos residuais de ^{61}Cu e ^{62}Cu , visto que a razão entre suas meias-vidas é da ordem de 20. Portanto, podemos supor que qualquer que seja a interferência dos decaimentos dos núcleos residuais de ^{61}Cu nos resultados, esta não deve influenciar os resultados referentes ao número de núcleos residuais de ^{62}Cu , de maneira que usaremos os resultados obtidos para o ^{62}Cu na análise que iremos propor. Os núcleos residuais de ^{62}Cu são produzidos na reação $^{64}\text{Zn}(e, np)^{62}\text{Cu}$ (limiar de 18,57 MeV), sendo que a referida seção de choque foi medida no experimento. Para a energia de 30 MeV, onde ocorre o máximo da seção de choque, obtivemos cerca de 5500 núcleos residuais de ^{62}Cu (ver tabela 4). Já o núcleo de ^{61}Cu é formado pela reação $^{64}\text{Zn}(e, 2np)^{61}\text{Cu}$ (limiar de 18,97 MeV) e consideraremos, numa primeira aproximação, que a seção de choque $\sigma(e, 2np)$ é pelo menos uma ordem de grandeza menor do que $\sigma(e, np)$. Obviamente essa é uma aproximação com o intuito de estimar a ordem de grandeza do número de núcleos residuais espúrios de ^{61}Cu , pois as seções de choque relevantes podem possuir estruturas, muito embora dificilmente devamos esperar que a seção de choque $\sigma(e, 2np)$ tenha a mesma ordem de grandeza que $\sigma(e, np)$, pois a primeira refere-se à emissão de três nucleons, sendo, conseqüentemente, bem menos provável que a segunda. Logo, usando (4.7), escrevemos:

$$\left[\sigma_{e,np} \right]^{64\text{Zn}} = C \frac{[N]^{62\text{Cu}}}{[Q_e]^{62\text{Cu}} [P]^{62\text{Cu}}} e \quad (\text{A.1})$$

$$\left[\sigma_{e,2np} \right]^{64\text{Zn}} = C \frac{[N]^{61\text{Cu}}}{[Q_e]^{61\text{Cu}} [P]^{61\text{Cu}}} .$$

Sendo $C = \frac{q_e}{\chi \varepsilon}$, N o número de núcleos residuais, Q_e a carga equivalente associada e

P a probabilidade de decaimento. A constante C é igual em ambas as equações, pois

a massa do alvo χ e a eficiência de detecção ε referem-se mesmo núcleo alvo (^{64}Zn).

Logo, tomando a estimativa que:

$$[\sigma_{e,2np}]^{64\text{Zn}} \cong 0,1[\sigma_{e,np}]^{64\text{Zn}}, \quad (\text{A.2})$$

teremos:

$$[N]^{61\text{Cu}} \cong \frac{[N]^{62\text{Cu}} [Q_e]^{61\text{Cu}} [P]^{61\text{Cu}}}{10 [Q_e]^{62\text{Cu}} [P]^{62\text{Cu}}} \cong 0,06 \frac{[N]^{62\text{Cu}} [Q_e]^{61\text{Cu}}}{10 [Q_e]^{62\text{Cu}}}. \quad (\text{A.3})$$

Para a energia de 30 MeV, por exemplo, a equação (A.3) nos fornece $[N]^{61\text{Cu}} \cong 457$ (O cálculo da carga equivalente é mostrado no Apêndice D). Esse valor é cerca de 8% do número de núcleos residuais de ^{62}Cu . Para se fazer uma comparação, nessa mesma energia, temos que o número de núcleos residuais de ^{63}Zn é 87210, enquanto que para o ^{62}Zn é 3970 (ver tabela 4). Ou seja, o valor encontrado para $[N]^{61\text{Cu}}$ representa 0,5% dos núcleos residuais de ^{63}Zn e cerca de 11,5% dos de ^{62}Zn .

Portanto, o resultado acima mostra que a interferência do decaimento do ^{61}Cu não afeta nem os resultados do número de núcleos residuais de ^{63}Zn , visto que representa uma interferência de 0,5%, e nem os resultados de ^{62}Cu , pois as meias-vidas em questão possuem pouca correlação, fazendo com que os decaimentos espúrios do ^{61}Cu comecem a se manifestar a partir de grandes tempos decorridos, enquanto que a contribuição do decaimento do ^{62}Cu ocorre em pequenos tempos decorridos, da ordem da metade da meia-vida do ^{61}Cu .

No caso da medida do número de núcleos residuais de ^{62}Zn , constatamos a partir da estimativa acima que a mesma fica comprometida pelos decaimentos espúrios do ^{61}Cu , visto que o número estimado desses decaimentos é da ordem de

11,5 % do número de núcleos residuais de ^{62}Zn para a energia de 30 MeV. Este fato é agravado se considerarmos a razão entre as meias-vidas envolvidas, em torno de 2,75, indicando que há uma grande correlação entre os resultados. Portanto, conforme mencionado na seção 4.4, devemos esperar uma grande interferência no yield da reação $^{64}\text{Zn}(e, 2n) ^{62}\text{Zn}$. Contudo, os yields de interesse eram (e, n) e (e, np), os quais não são afetados significativamente pelos decaimentos espúrios do ^{61}Cu .

(b) Decaimento do ^{65}Zn :

Devido à grande meia-vida do ^{65}Zn , de cerca de quatro ordens de grandeza da meia-vida do ^{62}Zn , e da baixa probabilidade de decaimento (1,46%), essa contribuição é completamente desprezível.

(c) Decaimentos do ^{61}Zn e ^{60}Zn :

Em virtude dos intervalos de tempo de aquisição dos espectros (da ordem de 300 seg. para os primeiros 20 espectros) e, principalmente, devido ao fato de que o primeiro espectro começava a ser adquirido a partir de aproximadamente 500 seg., não foi estatisticamente possível medir as seções de choque associadas às reações $^{64}\text{Zn}(e, 3n) ^{61}\text{Zn}$ e $^{64}\text{Zn}(e, 4n) ^{60}\text{Zn}$, visto que os núcleos residuais formados possuem meias-vidas da ordem de 100 seg., fazendo com que estes decaíssem por um fator da ordem de $e^{-6,9}$ já no segundo ponto experimental (tempo decorrido de aproximadamente 1000 seg.). Dessa forma, havia para o terceiro ponto experimental cerca de 0,1% daqueles núcleos que haviam sido formados no instante inicial. Logo, devido à impossibilidade de determinar essas seções de choque, restringimos a análise dos espectros para tempos decorridos superiores a cerca de dez meias-vidas desses núcleos, eliminando, portanto, estas contribuições espúrias.

Entretanto, ressaltamos que os núcleos de ^{61}Zn e ^{60}Zn decaem formando ^{61}Cu e ^{60}Cu , os quais são também instáveis ao decaimento β^+ . Os decaimentos do ^{61}Cu (formado pelo decaimento do ^{61}Zn) irão adicionar-se aos decaimentos do ^{61}Cu

formados pela reação $^{64}\text{Zn}(e, 2np)^{61}\text{Cu}$ afetando ainda mais a análise relativa ao yield $(e, 2n)$, conforme exposto no item (a). Já o núcleo de ^{60}Cu tem meia-vida da ordem de 1400 seg. e pode interferir tanto no resultado da contagem dos núcleos residuais de ^{62}Cu (meia-vida de 584,4 seg.) quanto em ^{63}Zn (meia-vida de 2308 seg.). Contudo, esse núcleo é formado pelo decaimento do ^{60}Zn que por sua vez foi formado pela reação $^{64}\text{Zn}(e, 4n)^{60}\text{Zn}$, que tem limiar de 44,1 MeV com seção de choque pequena. Portanto, podemos desprezar a influência no decaimento do ^{60}Cu nos demais resultados.

(d) Decaimentos do ^{64}Cu e ^{63}Zn formados a partir das reações $^{67}\text{Zn}(e, 2np)^{64}\text{Cu}$ e $^{67}\text{Zn}(e, 4n)^{63}\text{Zn}$:

Em virtude da baixa abundância do ^{67}Zn (4.10%) e, considerando-se que as referidas reações têm baixa seção de choque, podemos desprezar esses decaimentos.

(e) Decaimentos do ^{63}Zn e ^{62}Zn formados a partir das reações $^{66}\text{Zn}(e, 3n)^{63}\text{Zn}$ e $^{66}\text{Zn}(e, 4n)^{62}\text{Zn}$:

O decaimento do ^{63}Zn poderia interferir no cálculo dos núcleos residuais de ^{63}Zn formados pela reação $^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$. Entretanto, a seção de choque da referida reação é cerca de duas ordens de grandeza maior do que a seção de choque $^{66}\text{Zn}(e, 3n)^{63}\text{Zn}$. Adicionalmente, estamos interessados no yield da reação $^{64}\text{Zn}(e, n)^{63}\text{Zn}$ apenas na região da Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico, ou seja, abaixo do limiar da reação $^{66}\text{Zn}(e, 3n)^{63}\text{Zn}$. Logo, essa contribuição torna-se irrelevante.

Para o decaimento do ^{62}Zn , que poderia interferir no yield da reação $^{64}\text{Zn}(e, 2n)^{62}\text{Zn}$, também podemos esperar um fator de cerca de duas ordens de grandeza na razão entre esta seção de choque e aquela que produziu ^{62}Zn , via ativação do ^{66}Zn : $^{66}\text{Zn}(e, 4n)^{62}\text{Zn}$. Portanto, dizemos que esses decaimentos espúrios do ^{62}Zn têm influência perturbativa na contagem dos núcleos residuais de ^{62}Zn de interesse (reação $^{64}\text{Zn}(e, 2n)^{62}\text{Zn}$).

(f) Decaimento do ^{64}Cu formado a partir da reação $^{66}\text{Zn}(e, np)^{64}\text{Cu}$:

Analogamente ao que realizamos no item (a), vamos considerar que os decaimentos do ^{64}Cu são pouco correlacionados com os do ^{62}Cu , visto que a razão entre as meias-vidas é da ordem de 80. Logo, podemos supor que esse decaimento espúrio não afeta os resultados referentes à contagem dos núcleos residuais de ^{62}Cu formados a partir da reação $^{64}\text{Zn}(e, np)^{62}\text{Cu}$. Por outra aproximação, consideramos que as seções de choque para as reações $^{64}\text{Zn}(e, np)^{62}\text{Cu}$ e $^{66}\text{Zn}(e, np)^{64}\text{Cu}$ devem ter a mesma ordem de grandeza. Logo, usando (A.1) e levando-se em conta a abundância do ^{64}Zn e do ^{66}Zn , escrevemos:

$$\left[\sigma_{e,np}\right]^{64\text{Zn}} \cong \left[\sigma_{e,np}\right]^{66\text{Zn}} \rightarrow \frac{[N]^{62\text{Cu}}}{[Q_e]^{62\text{Cu}}[P]^{62\text{Cu}}[A]^{64\text{Zn}}} \cong \frac{[N]^{64\text{Cu}}}{[Q_e]^{64\text{Cu}}[P]^{64\text{Cu}}[A]^{66\text{Zn}}}, \quad (\text{A.4})$$

onde A é a abundância do elemento.

Novamente, tomando os dados para a energia de 30 MeV, obtemos $[N]^{64\text{Cu}} \cong 1100$. Este resultado representa cerca de 20 % dos núcleos residuais de ^{62}Cu , 1,3% dos de ^{63}Zn e 27,7% dos de ^{62}Zn . Ou seja, para o caso do ^{62}Cu não há interferência devido à questão das correlações nas meias-vidas, sendo que para o ^{63}Zn a interferência é da ordem de 1,3 %. Para o caso específico dos núcleos de ^{62}Zn , entretanto, há uma notável interferência nos resultados, visto que o número de núcleos residuais espúrios de ^{64}Cu representa 27,7 % do número de núcleos de ^{62}Zn , além do fato de que as meias-vidas envolvidas têm uma razão da ordem de 3,8.

Portanto, concluímos que a análise do yield da reação $^{64}\text{Zn}(e, 2n)^{62}\text{Zn}$ fica comprometida em virtude dos decaimentos espúrios reportados acima.

APÊNDICE B:

Determinação das massas dos alvos.

Quando um feixe de raios γ interage com a matéria, a intensidade de radiação absorvida dI é proporcional à intensidade I do feixe incidente, à espessura dx da camada e ao coeficiente linear de absorção μ . Ou seja:

$$dI = -\mu I dx. \quad (\text{B.1})$$

Logo, sendo I_0 a intensidade do feixe incidente e, sabendo-se que $\chi = \rho x$, onde ρ é a densidade do material, escrevemos:

$$I = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-\frac{\mu \rho x}{\rho}} = I_0 e^{-\frac{\mu \chi}{\rho}}, \quad (\text{B.2})$$

onde a espessura do alvo χ é calculada fazendo:

$$\chi = \frac{-\rho}{\mu} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right). \quad (\text{B.3})$$

A razão I/I_0 , para o caso de um feixe monocromático, é proporcional à razão entre o número de fótons que transpuseram o alvo e o número total de fótons incidentes no alvo. Entretanto, para a determinação das massas dos alvos, adotamos um procedimento de medida relativa no intuito de se eliminar qualquer problema de origem geométrica; ou ainda, qualquer imprecisão no valor adotado para μ . Para a

medida das massas dos alvos que haviam sido irradiados antes da desativação do LINAC, uma amostra, que havia sido retirada do mesmo material que produziu os alvos, possuindo espessura da mesma ordem de grandeza, foi usada como prova, onde sua espessura foi determinada com maior precisão numa balança analítica. Esse procedimento visou a preservação dos alvos irradiados, visto que os mesmos estavam em uma blindagem de metal, impossibilitando a medida em balança analítica sem que os mesmos fossem destruídos.

A partir desse gabarito, as três amostras foram bombardeadas por feixe de raios X, onde a mesma característica geométrica foi mantida. Dessa forma, independentemente de monocromalidade do feixe ou de características de colimação, as massas dos alvos foram determinadas, visto que possíveis imprecisões na energia do feixe, no coeficiente de absorção ou na geometria, eram fatores comuns aos três alvos e, portanto, cancelar-se-iam. Logo, a eq. (B.3) pode ser escrita na forma:

$$\chi_{\alpha} = \frac{-\rho}{\mu} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\alpha} = AB_{\alpha}, \quad (\text{B.4})$$

onde:

$$B_{\alpha} = \ln\left(\frac{I_0}{I}\right)_{\alpha} \text{ e } A = \frac{\rho}{\mu} \quad (\text{B.5})$$

com $\alpha=1,2$ e 3.

Como a constante A é a mesma para os três alvos, podemos escrever as espessuras dos alvos 1 e 2, em função de χ_3 na forma:

$$\chi_1 = \chi_3 \frac{B_1}{B_3} \text{ e } \chi_2 = \chi_3 \frac{B_2}{B_3}. \quad (\text{B.6})$$

A espessura do alvo padrão χ_3 foi calculada usando balança analítica, enquanto os coeficientes B_1 , B_2 e B_3 foram obtidos medindo-se a carga transmitida, pois esta grandeza é proporcional à intensidade de radiação transmitida. A tabela abaixo sintetiza os resultados.

	Alvo # 1	Alvo # 2	Alvo # 3
Carga média incidente (\bar{Q}_0) (nC)	346,00 ± 0,25*	346,00 ± 0,25*	349,00 ± 0,25*
Carga média transmitida (\bar{Q}) (nC)	317,75 ± 0,25*	322,50 ± 0,25*	336,67 ± 0,25*
$\ln\left(\frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_0}\right) = \ln\left(\frac{\bar{I}}{\bar{I}_0}\right)$	0,0852 ± 0,0011	0,0703 ± 0,0011	0,0360 ± 0,0010
χ (atm/mb)	4,06 ± 0,26	3,36 ± 0,21	1,71 ± 0,09**

Tabela 9: Massas dos alvos calculadas por medida relativa (detalhes no texto).

* Incerteza estatística + incerteza instrumental (0,25): A incerteza total é igual à incerteza instrumental, visto que **desvio padrão da média** \ll **incerteza instrumental**;

** Medida obtida por balança analítica.

Determinação das eficiências dos detectores.

A detecção de qualquer evento é limitada por processos eletrônicos na aquisição dos dados, assim como pelo ângulo sólido que o detector “enxerga”. Logo, por intermédio de fontes de raios gama previamente calibradas e dispostas na mesma geometria usada para a aquisição dos espectros, a eficiência de detecção pode ser determinada por:

$$\varepsilon = \frac{NGD}{NGE}, \quad (C.1)$$

sendo NGD o número de gamas detectados, que é dado diretamente pela área do fotopico e NGE o número de gamas emitidos. O número de gamas emitidos pode ser escrito como:

$$NGE = A_0 e^{-\lambda t} P \Delta t, \quad (C.2)$$

onde A_0 é a atividade da fonte na data da calibração, t é o tempo decorrido desde a calibração até a data da medida, λ é a taxa de decaimento da fonte, P é a probabilidade de decaimento e Δt é o tempo de aquisição do espectro.

No presente trabalho, uma fonte calibrada de ^{22}Na foi utilizada para se determinar as eficiências dos detectores, visto que o decaimento do ^{22}Na ocorre por emissão de pósitron, da mesma forma que para os núcleos residuais de interesse. As características da fonte de ^{22}Na eram:

$A_0 = 10,52 (3,7\%) \mu\text{Ci}$ (calibrada em 01/11/81);

$t_{1/2} = 2,60$ anos;

$P = 90,5\%$

Os detectores utilizados foram:

(D₁): Detector de Ge(Li) coaxial verdadeiro, HV 4800V, volume ativo de 53cc, número de série 20-8612;

(D₂): Detector de HPGe falso coaxial, HV +2500V, volume ativo de 104cc, número de série 21-P-72ZB.

Para cada detector, uma série de dez medidas de 20 segundos cada foi realizada. Como resultado foi obtido:

$$\varepsilon_1 = (1,829 \pm 0,013)10^{-2};$$

$$\varepsilon_2 = (2,505 \pm 0,017)10^{-2}.$$

Entretanto, diferentemente do que ocorre com o decaimento do ^{22}Na , os decaimentos ocorridos no alvo não eram pontuais, visto que o feixe de elétrons ativava uma região aproximadamente elíptica do alvo (semi-eixo maior da ordem de 0,5 a 1,0cm), e não um ponto apenas. Dessa forma, a eficiência real de detecção deveria levar em conta a extensão da área ativada. Logo, por intermédio de simulação numérica, que reproduzia a geometria do experimento e distribuía, randomicamente, trajetórias para os fótons, a razão entre as partículas que atingiam o detector versus aquelas que não o faziam foi calculada. O mesmo cálculo foi realizado considerando-se a mesma geometria, porém com fonte extensa de emissão de gamas. Para os cálculos aproximamos a área de ativação por uma região circular de raio 1,0cm.

A diminuição do ângulo sólido devido à fonte extensa de emissão foi reproduzida multiplicando-se as eficiências dos detectores por 0,991 (detector 1) e 0,996 (detector 2). Logo, os novos valores das eficiências ficaram:

$$\varepsilon_1 = (1,813 \pm 0,013)10^{-2} \text{ e } \varepsilon_2 = (2,495 \pm 0,017)10^{-2}.$$

Cálculo das cargas equivalentes.

A carga equivalente corresponde à carga total efetiva que incidiu no alvo num intervalo de tempo Δt . Ou seja, para o cálculo das seções de choque, estamos interessados em medir o número de núcleos residuais formados pelas reações de interesse, logo, aqueles núcleos residuais que decaem durante a irradiação já não contribuem mais para a seção de choque. Essa diminuição na quantidade dos núcleos residuais disponíveis para o cálculo das seções de choque pode ser levada em conta se, ao invés de considerarmos toda a carga que incidiu no alvo, tomarmos a carga equivalente. Caso a irradiação do alvo fosse realizada num período de tempo muito pequeno comparado com as meias-vidas dos núcleos residuais de interesse, que não é o caso, a carga equivalente corresponderia à carga total (ver gráfico 36).

A carga equivalente foi calculada a partir da carga total integrada, sendo que esta foi medida pelo programa CARGA, que era acionado no início da irradiação e monitorava a carga irradiada por intermédio do sistema CAMAC (interface com o digitalizador de corrente). O tempo T de irradiação foi dividido em n intervalos, cada um com duração t , nos quais uma carga total q_j era adquirida ($j = 1, 2, \dots, n$).

Portanto, sendo λ a taxa de decaimento, a carga equivalente pode ser calculada por:

$$Q_e = \sum_{j=1}^n q_j e^{-\lambda(T-jt)}, \quad (\text{D.1})$$

onde:

$$Q_{\text{int}} = \sum_{j=1}^n q_j \quad (\text{D.2})$$

é a carga total integrada.

Logo, tomando $T = 600$ seg, $t = 30$ seg e usando os valores de q_j obtidos pelo programa carga, teremos, para a energia de 60 MeV:

$$Q_{63\text{Zn}} = 13,57 \cdot 10^{-4} \text{ C},$$

$$Q_{62\text{Cu}} = 10,86 \cdot 10^{-4} \text{ C},$$

$$Q_{62\text{Zn}} = 14,62 \cdot 10^{-4} \text{ C e}$$

$$Q_{\text{int}} = 14,70 \cdot 10^{-4} \text{ C}.$$

Apresentamos no gráfico abaixo a dependência da carga equivalente com a meia-vida do núcleo residual (energia de 60 MeV):

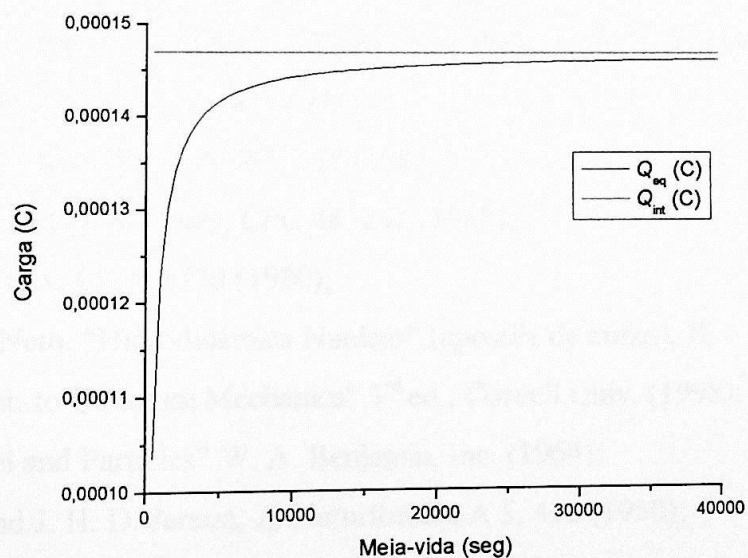


Gráfico 36: Carga equivalente como função da meia-vida (preto). A linha vermelha representa a carga total integrada (energia de 60 MeV).

BIBLIOGRAFIA:

- [1] F. Kappeler, "Advances in Nuclear Astrophysics", 2nd IAP Workshop, 355 (1986);
- [2] K. Takahashi and K. Yokoi, Nucl. Phys. A404, 578 (1983);
- [3] K. Yokoi and K. Takahashi, Report KfK 3849 (1985);
- [4] F. Kappeler *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 48, 175 (1998);
- [5] F. Kappeler *et al.*, Rep. Prog. Phys. 52, 945 (1989);
- [6] P. Carlos *et al.*, Nucl. Phys. A258, 365 (1976);
- [7] J. D. T. Arruda-Neto *et al.*, Phys. Rev. C 29, 2399 (1984);
- [8] M. Blann and H.K. Vonach, Phys. Rev. C 28, 1475 (1983);
- [9] J. S. Levinger, Phys. Rev. 84, 43 (1951);
- [10] B. C. Cook *et al.*, Physical Review Letters, 25, 685 (1970);
- [11] J. D. T. Arruda-Neto *et al.*, Phys. Rev. C 18, 863 (1978);
- [12] E. J. Williams, Mat. Fys. Medd. XIII, # 4 (1935);
- [13] B. C. Cook, Nucl. Instr. & Meth. 24, 256 (1963);
- [14] T. Fukahori, "ALICE-F Calculation of Nuclear Data up to 1 GeV". Proc. of the Specialists Meeting on High Energy Nuclear Data, Tokai, JAERI-M 92-039, 114 (1992);
- [15] J. S. Levinger, Nuclear Photo- Disint. Oxford Univ. Press, Oxford, 97 (1960);
- [16] J. S. Levinger, Phys. Lett. 82 B, 181 (1979);
- [17] A. Leprêtre *et al.*, Nucl. Phys. A 367, 237 (1981);
- [18] F. Zamani-Noor and D. S. Onley, CPC 48, 241 (1988);
- [19] M. Blann, Phys. Rev. C 21, 1770 (1980);
- [20] J. D. T. Arruda-Neto, "Hidrodinâmica Nuclear" (apostila de curso), IF – USP (1998);
- [21] R. L. Libbof, "Int. to Quantum Mechanics" 3rd ed., Cornell Univ. (1998);
- [22] E. Segrè, "Nuclei and Particles" W. A. Benjamin, Inc. (1964);
- [23] H. Steinwedel and J. H. D. Jensen, Z. Naturforsch. A 5, 413 (1950);
- [24] M. Danos, Nucl. Phys. 5, 23 (1958);
- [25] B. L. Berman *et al.*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 38, 199 (1988);

- [26] J.R. Wu and C.C. Chang, Phys. Rev. C 16, 1812 (1977);
- [27] M.B. Chadwick *et al.*, Phys. Rev. C 44, 814 (1991);
- [28] J. J. Sakurai, "Modern Quantum Mechanics" Rev. ed., Addison-Wesley, Inc. (1994);
- [29] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics" 3rd ed, John Wiley & Sons, Inc. (1999);
- [30] S. Hassani, "Mathematical Physics" Springer-Verlag, Inc. (1999);
- [31] S. N. Ghoshal, Phys. Rev. 80, 939 (1950);
- [32] P.E. Hodgson: "The Nuclear Optical Model Introductory Overview". Proc. of the Specialists' Meeting on the Nucleon Nucleus Optical Model up to 200 MeV, Bruyères-le-Chatel, France (1996);
- [33] E. Merzbacher, "Quantum Mechanics" John Wiley & Sons, Inc. (1970);
- [34] V.P. Lunev, N. Yu. Shubin, A. Yu. Konobeyev, and A.I. Dityuk: "Effect of Optical Potential Parameters and Nuclear Structure in Reaction Cross Section Calculations". Proc. of the Specialists' Meeting on the Nucleon Nucleus Optical Model up to 200 MeV, Bruyères-le-Chatel, France (1996);
- [35] R. B. Firestone, Table of Isotopes, 8th ed., University of California (1996).