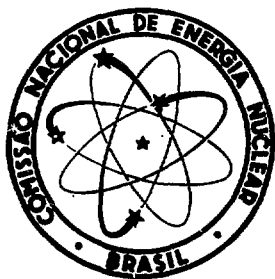


INIS-mf--4167

CR7801303



COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR
DEPARTAMENTO DE FISCALIZAÇÃO
DO MATERIAL RADIOATIVO

**DETERMINAÇÃO DE SPINS E LARGURAS
RADIOATIVAS DOS NÍVEIS NUCLEARES
DO TELÚRIO COM RAIOS GAMA DE
CAPTURA.**

FERNANDO GIOVANNI BIANCHINI

1973

DETERMINAÇÃO DE SPINS E
LARGURAS RADIOATIVAS DOS
NÍVEIS NUCLEARES DO TELÚRIO
COM RAIOS GAMA DE CAPTURA

FERNANDO GIOVANNI BIANCHINI

*Tese apresentada ao Instituto de
Física da Universidade de Campi-
nas para obtenção do título de
Doutor em Ciências.*

1973 - Campinas - S.P.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Marcello Damy de Souza Santos, mestre e amigo, meu sincero reconhecimento pela sua incansável orientação, através de minha carreira científica. Sua participação ativa e muitas discussões foram de extrema importância para a realização deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Nelson de Jesus Parada, orientador, pelas suas sugestões e críticas construtivas e de ter tornado possível a defesa desta tese, os meus agradecimentos.

Agradecimento especial ao Prof. Dr. Gleb Wataghin, pela leitura e sugestões apresentadas.

Deixo aqui também meu reconhecimento:

Ao Dr. Antonio Francisco Vasconcellos Seixas, Diretor do Departamento de Fiscalização do Material Radioativo da CNEN, que autorizou a publicação desta através de seu departamento.

Ao Dr. Achilles A. Suarez, por sua participação ativa e contribuição durante grande parte deste trabalho.

Ao Dr. Manoel A.N. de Abreu pelas frutíferas discussões.

Ao Eng. Azor Camargo Penteado Filho, Chefe da Divisão de Operação e Manutenção do Reator, ao qual devemos o estudo para a instalação da fonte no núcleo do reator, e a todo seu pessoal pelas operações especiais do reator.

Ao bolsista Nicola Bloise, na confecção dos desenhos e ajuda na montagem do arranjo experimental.

As bolsistas Srtas. Maria Luiza de Freitas e Vera Segreto, que ajudaram na obtenção e tratamento dos dados.

Ao Sr. Gilberto David, chefe da Oficina Mecânica do IEA e a seu pessoal pela confecção do equipamento mecânico.

A Srta. Odette Regina Delion pelo excelente trabalho de datilografia.

À Oficina Gráfica da CNEN na pessoa de seu chefe sr. Alvaro Ramos do Monte.

À Comissão Nacional de Energia Nuclear e ao Instituto de Energia Atômica por terem proporcionado condições à continuação de meus estudos desde minha graduação.

À Universidade de Campinas que possibilitou a defesa desta tese no seu Departamento de Física.

A Odaléa C. Denis Bianchini, pela leitura e compreensão - das horas roubadas ao convívio familiar; meu reconhecimento.

À Odalêa,
ao Marcelo
e a meus pais.

I N D I C E

	<u>Pág.</u>
 <u>C A P Í T U L O 1</u>	
INTRODUÇÃO GERAL	1
1.1 INTRODUÇÃO	1
1.2 RESUMO HISTÓRICO	8
1.3 OBJETIVOS	14
 <u>C A P Í T U L O 2</u>	
CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS E DESENVOLVIMENTO ANALÍTICO ..	16
2.1 INTRODUÇÃO	16
2.2 SECÇÃO DE CHOQUE	20
2.3 EFETIO DOPPLER	21
2.4 ESPECTRO DE ENERGIA DO FÓTON INCIDENTE	26
2.5 SECÇÃO DE CHOQUE DE ESPALHAMENTO EFETIVA ...	28
2.6 DISTRIBUIÇÃO ANGULAR	32
2.7 INTENSIDADE DA RADIAÇÃO GAMA ESPALHADA	35
 <u>C A P Í T U L O 3</u>	
DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E ANALÍTICO	39
3.1 INTRODUÇÃO	39
3.2 MEDIDA DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO E INELÁSTICO Determinação de Γ_0/Γ	41
3.3 IDENTIFICAÇÃO DO ISÓTOPO RESPONSÁVEL PELO ESPALHAMENTO ELÁSTICO	44
3.4 MEDIDA DA DISTRIBUIÇÃO ANGULAR Determinação de J	45

	<u>Pág.</u>
3.5 EXPERIÊNCIA DE VARIAÇÃO DE TEMPERATURA Determinação de ϵ	49
3.6 EXPERIÊNCIA DE AUTO-ABSORÇÃO Determinação de Γ_0	53
3.7 MEDIDA DE SECÇÃO DE CHOQUE DE ESPALHAMENTO Determinação de $\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle$	56
 <u>C A P Í T U L O 4</u>	
ARRANJO EXPERIMENTAL	59
4.1 INTRODUÇÃO	59
4.2 O REATOR COMO FONTE DE NÊUTRONS	63
4.3 ALVO-FONTE PRODUTOR DE RAIOS GAMA	67
4.4 SISTEMA DE COLIMAÇÃO	68
4.5 ESPALHADOR E ABSORVEDOR	70
4.6 INSTRUMENTAÇÃO PARA DETECÇÃO	71
4.6.1 Detecção da Radiação Gama	72
4.6.2 Detecção de Nêutrons	75
 <u>C A P Í T U L O 5</u>	
MEDIDAS PRELIMINARES	77
5.1 INTRODUÇÃO	77
5.2 MEDIDA DO FLUXO DE NÊUTRONS NA POSIÇÃO DO ALVO-FONTE	78
5.3 POSICIONAMENTO DO ALVO-FONTE	79
5.4 TEMPERATURA DO ALVO-FONTE	81
5.5 ALINHAMENTO DO FEIXE DE RADIAÇÃO GAMA	82
5.6 CONTAMINAÇÃO DO FEIXE DE RADIAÇÃO GAMA	83
5.7 REPRODUTIBILIDADE DOS MONITORES	85
 <u>C A P Í T U L O 6</u>	
RESULTADOS EXPERIMENTAIS	87
6.1 INTRODUÇÃO	87
6.2 ESPALHAMENTO RESSONANTE DE RAIOS GAMA DE CAPTURA DO NIQUEL NO TELÚRIO NATURAL	88
6.2.1 Espectro Direto	88

	<u>Pág.</u>
6.2.2 Espectro Espalhado	92
6.2.3 Esquema de Desintegração e Identificação do Isótopo	
Determinação de Γ_0/Γ	96
6.2.4 Distribuição Angular	
Determinação de J	99
6.2.5 Determinação dos Parâmetros ϵ , Γ_0 e $\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle$ do nível de 7529 keV	106
6.3 ESPALHAMENTO RESSONANTE DE RAIOS GAMA DE CAPTURA DO AL NO TELÚRIO NATURAL	109
6.3.1 Espectro Direto	109
6.3.2 Espectro Espalhado	110
6.3.3 Esquema de Desintegração e Identificação do Isótopo	
Determinação de Γ_0/Γ	113
6.3.4 Distribuição Angular	
Determinação de J	115
6.3.5 Determinação dos Parâmetros ϵ , Γ_0 e $\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle$ do nível de 7717 keV	116
6.4 DISCUSSÃO	120
 <u>C A P Í T U L O 7</u>	
CONCLUSÃO	124
REFERÊNCIAS	127

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO GERAL

1.1. INTRODUÇÃO

A espectroscopia nuclear se refere ao estudo da maneira pela qual os núcleos podem absorver e emitir energia. Existem quantidades discretas de energia que os núcleos podem absorver, e, que resultam em estados nucleares com uma vida média relativamente longa. Estes estados, também chamados níveis de energia, correspondem a determinados arranjos permitidos dos núcleons no núcleo.

Um estado nuclear ou nível pode ser descrito por muitos parâmetros, sendo, os mais importantes os que se seguem:

- 1) - Energia de excitação, isto é, a diferença entre a energia do estado excitado e a energia do estado fundamental

- 2) - Spin ou momento angular do núcleo nesse estado
- 3) - Paridade, que se refere à simetria da função de onda que descreve o estado
- 4) - Largura do nível ou vida média do estado para a desexcitação.

Um dos objetivos principais do trabalho experimental em espectroscopia nuclear é obter o maior número possível de informações a respeito desses parâmetros, pois, este é um dos importantes caminhos pelo qual a estrutura do núcleo pode ser elucidada. Neste aspecto, a espectroscopia nuclear é muito similar à espectroscopia atômica, onde o estudo das propriedades dos níveis excitados dos átomos contribuiu enormemente para o entendimento da sua estrutura.

O mecanismo responsável por uma transição nuclear e pelo aparecimento de níveis de energia com valores bem determinados, não faz distinção essencial entre os estados ligados e os estados não ligados; entretanto, para os estados não ligados, ou seja, estados com energia acima da energia de ligação de um núcleon, é introduzida uma probabilidade adicional de que um núcleon ou fragmento nuclear possa ser emitido em competição com a probabilidade de emissão de radiação gama na desexcitação do núcleo.

Os estados ligados incluem o estado fundamental e todos os estados excitados do núcleo, que são estáveis para a emissão de partículas ou núcleons. Para a maioria dos núcleos a energia de ligação de um núcleon está em torno de 8000 keV.

Os estados nucleares altamente excitados e situados em torno da barreira para a emissão de núcleons têm sido estudados, basicamente, através de:

- Espalhamento de nêutrons
- Captura de nêutrons
- Espalhamento elástico nuclear de fótons.

O estudo de níveis nucleares empregando nêutrons como partículas incidentes é de grande vantagem, pois, com nêutrons lentos, ou seja, de baixa energia, é muito fácil obter-se uma precisão na energia melhor de 1%, permitindo, deste modo, resoluções absolutas de fração de elétron-volt. Com esta técnica é possível o estudo de níveis de energia logo acima da energia de ligação, ou seja, dos níveis não ligados. Neste pequeno intervalo de energia de alguns keV's podem ser estudados os níveis de energia individualmente.

Nos primeiros trabalhos em espalhamento elástico de fótons de alta energia foram utilizados como feixes incidentes os fótons obtidos através de:

- 1) - Radiação de Bremsstrahlung, com aceleradores de elétrons e
- 2) - Reações com partículas carregadas.

No processo de Bremsstrahlung, a radiação gama obtida é um espectro contínuo em energia, não permitindo desta forma o estudo individual e direto dos níveis. Esta técnica, contudo, foi de grande importância no estudo da ressonância gigante.

No processo com partículas carregadas os raios gama utilizados são obtidos, em geral, a partir da captura de prótons. Existem três reações importantes de captura de prótons bastante usadas:

a reação F^{19}

(p,alfa,gama), que emite raios gama com uma energia de 7120 keV e largura de aproximadamente 130 keV,

a reação Li^7

(p,gama), com uma energia de 1760 keV e largura de 12,2 keV e

a reação H^3

(p,gama), com uma energia maior que 20000 keV e.

largura de 40 keV.

A única destas reações utilizada em espalhamento ressonante foi a $F^{19}(p,\alpha,\gamma)$.

Entretanto, os espectros em energia obtidos por ambos os processos, Bremsstrahlung e reações com partículas carregadas, possuem linhas com uma distribuição em energia muito grande comparada com a distância em energia entre os níveis do alvo. Por esse motivo, as propriedades individuais dos níveis não podem ser determinadas. Contudo, o uso destas técnicas permite, em geral, se obter uma sistemática sobre os elementos, pois, como resultados se obtêm um espalhamento médio de vários níveis.

Para o estudo das propriedades individuais dos níveis de energia é necessário o emprego de uma radiação incidente essencialmente monoenergética, ou seja, com uma largura no máximo igual à distância entre os níveis do núcleo a ser estudado.

Uma possível fonte desses raios gama é a obtida através da radiação de captura emitida por um núcleo após a absorção de nêutrons lentos. Nesta reação, quando um núcleo alvo captura um nêutron, o núcleo composto formado é excitado a uma energia de aproximadamente 8000 keV para a

maioria dos núcleos médios e pesados. A desexcitação deste núcleo composto ocorre através de uma série de transições radiativas intermediárias entre o estado excitado formado e o estado fundamental, obtendo-se em geral, um espectro de linhas bastante complexo. A largura em energia das linhas emitidas nestas transições são determinadas essencialmente pela agitação térmica dos átomos do alvo e são da ordem de alguns elétron-volts em temperaturas normais. Esta variação da largura é conhecida como alargamento Doppler.

Quando se dispõe de uma fonte de nêutrons intensa, como é o caso de um reator nuclear, então, é possível a obtenção de feixes intensos e monoenergéticos de fótons, pois, a secção de choque para a reação (n,gama) é em geral maior do que um barn* para a maioria dos elementos. A utilização desses raios gama de captura permitiu pela primeira vez o estudo das propriedades individuais dos níveis de energia, através do processo de absorção nuclear ressonante em uma região de energia logo abaixo da barreira de emissão de partículas (≈ 8000 keV).

A absorção nuclear ressonante poderá ocorrer, quando a energia de um dos fótons do espectro incidente coincide com a diferença em energia entre um nível e o estado

(*) 1 barn = 10^{-24} cm².

fundamental do núcleo alvo. Apesar deste método ser baseado em uma eventual coincidência em energia entre uma das linhas do espectro de radiação incidente e um nível do núcleo alvo, um grande número de níveis ressonantes já foram detectados e suas propriedades espectroscópicas determinadas.

Devido à impossibilidade de se obter uma fonte de radiação gama monoenergética com uma variação contínua em energia, não foi possível ainda realizar o estudo sistemático de um núcleo em particular, resultando, em consequência, informações esparsas sobre níveis em elementos diferentes.

A excitação de níveis pelo processo de ressonância fluorescente excita de preferência níveis logo abaixo da energia de ligação de um nêutron, onde a única forma de desexcitação possível é através da reemissão de um fóton. Quando esta desexcitação se dá diretamente para o estado fundamental, o processo é chamado espalhamento elástico ressonante. Quando a forma de desexcitação é através de uma cascata até o estado fundamental, dizemos que o processo se dá através de um espalhamento inelástico. Portanto, o espalhamento inelástico nos dá um método para estudar as propriedades de níveis de energia de baixa excitação. O estudo desses raios gama espalhados elástica e inelásticamente por um

núcleo permite a determinação das propriedades espectroscópicas dos níveis envolvidos no processo.

Este trabalho se refere a um tópico particular da espectroscopia nuclear, ou seja, a espectroscopia de raios gama. Nele são estudadas as transições radiativas de níveis ligados de núcleos estáveis altamente excitados, isto é, estados de energia logo abaixo da barreira para emissão de partículas. Os níveis excitados são obtidos com radiação eletromagnética a partir dos raios gama de captura obtidos na reação (n,gama) em uma faixa de energia de 5000 a 10000 keV.

1.2. RESUMO HISTÓRICO

A história do fenômeno da ressonância fluorescente começa no final do século passado com Lord Rayleigh, que sugeriu que o espalhamento ressonante de radiação eletromagnética poderia ocorrer em sistemas atômicos. Considerável intervalo de tempo decorreu, após esta predição, antes que se descobrisse radiação ressonante.

Somente em 1904, R.W.Wood (Wo-54) conseguiu detectar o efeito em sistemas atômicos. A explicação do es-

palhamento ressonante, nessa época, era baseada inteiramente em analogias mecânicas entre a radiação incidente e a radiação espalhada.

Posteriormente os aspectos teóricos da radiação ressonante foram melhor descritos pela teoria de Bohr e pela antiga mecânica quântica, mostrando a independência entre o processo de absorção e reemissão da radiação. Contudo, problemas ligados com a largura da linha, amortecimento da radiação e coerência não foram satisfatoriamente explicados.

Finalmente, em 1930, Weisskopf (We-30) (We-31) e Wigner (Wi-30) fizeram uma descrição completa do processo de emissão, absorção e ressonância fluorescente da radiação com base na teoria de Dirac. Com isso, todos os aspectos da radiação ressonante pareciam estar resolvidos e o interesse na investigação básica da ressonância fluorescente atômica começou a decrescer.

Como o processo de ressonância atômica depende essencialmente da existência de níveis quantizados, e, como níveis quantizados também ocorrem nos núcleos, a possibilidade de observação do mesmo efeito nos núcleos, foi sugerido pela primeira vez por W.Kuhn (Ku-29) em 1929, que iniciou os primeiros trabalhos experimentais nesse campo. Uti-

lizando os raios gama emitidos pelo tório C", Kuhn esperava obter efeitos ressonantes no chumbo 208, pois, este núcleo é o resultado da desintegração espontânea do tório C". Kuhn não conseguiu observar o efeito de ressonância, mas, pôde - concluir que as causas de não ter sido observado o efeito po diam ser atribuídas a uma perturbação na radiação emitida de vido:

- ao efeito de temperatura do emissor (efeito Doppler) ou
- a emissão simultânea de radiação beta e gama pelo núcleo ou
- ao recuo do núcleo ao emitir o raio gama.

Em 1930, L.Meitner e H.H.Hupfeld (Hu-30) tentaram obter algum resultado utilizando a radiação gama do RaC e ThC", e, como único resultado puderam estabelecer um limite superior para a secção de choque de absorção ressonante no chumbo e em elementos adjacentes.

K.Zuber (Zu-43) em 1943, repetiu a experiência anterior, mas com radiação gama obtida a partir da reação $B^{11} (p, \text{gama}) C^{12}$ de energias 4300, 11800 e 16000 keV em um alvo de parafina. Não conseguiu obter nenhum efeito que evidenciasse um espalhamento ressonante.

Mais tarde, em 1948, seguindo a sugestão original de Kuhn que a condição de ressonância poderia ser restabelecida se houvesse emissão simultânea de radiação beta e gama, Pollard e Alburger ($Po_{\alpha 48}$) tentaram uma experiência seguindo este princípio utilizando a radiação gama emitida pelo Na^{24} . Também não observaram o efeito e concluíram que a largura do nível em estudo era menor que 1/100 de eV.

Uma investigação análoga foi efetuada por F. R. Metzger ($Me-51$) em 1951, com uma radiação de mais alta energia emitida em uma cascata pelo Tc^{96} , a qual nessa época suspeitava-se ser de dipolo elétrico. Usou como espalhador o Mo^{96} , que é o antecessor do Tc^{96} . Ele esperava que a condição de ressonância pudesse ser restabelecida conhecendo a direção de emissão do raio gama simultâneo da cascata. Também não obteve resultado, mas, pôde chegar à conclusão de que a largura do nível era menor que 1/100 eV.

O primeiro resultado positivo do efeito ressonante foi obtido somente em 1950, quase vinte anos após a primeira sugestão feita por W. Kuhn, por P. B. Moon ($Mo-50$) ($Mo-51$). Para conseguir restabelecer as condições de ressonância, colocou uma fonte de Hg^{198} nas extremidades de um rotor e girou este a uma velocidade de 7×10^4 cm/seg. Os raios gama emitidos tangencialmente no sentido de rotação

ganharam uma energia adicional suficiente para compensar a perda de energia devida ao recuo do núcleo emissor. Desta maneira, conseguiu determinar uma seção de choque para o espalhamento ressonante do nível de 411 keV como sendo $1,32 \times 10^{-26}$ cm²/sterad e uma meia vida para o nível de $(2,2 \pm 0,5) \times 10^{-11}$ seg, em completo acordo com o valor anteriormente determinado de $(1,0 \pm 1,7) \times 10^{-11}$ seg pelo método de coincidência atrasada feita por Graham e Bell (Gr - 51).

Após este primeiro sucesso, outros métodos foram desenvolvidos e logo em 1952 K.G.Malmfors (Ma-52) aventava a possibilidade de poder compensar a perda de energia devida ao recuo por meio da agitação térmica do emissor. Ele verificou experimentalmente essa possibilidade com sucesso.

Daí em diante vários outros experimentadores conseguiram obter resultados positivos desenvolvendo melhores técnicas (Me-54) (Mo-54) (Il-54).

Outro tipo de fonte para o estudo do espalhamento ressonante foi sugerido em 1946 por Schiff (Sc-46), que analisou a possibilidade de utilizar um espectro contínuo de radiação gama obtido em um betatron. Gaertner e Yeater (Ga-49) investigaram esta possibilidade com um betatron

de 100 MeV em alvos de cobre e carbono não conseguindo observar o efeito.

Em 1956, Fuller e Hayward (Fu-56), utilizando um betatron de 22 MeV estabeleceram que a secção de choque de espalhamento tendia a exibir dois máximos, um logo abaixo do limiar para a emissão de partículas, que corresponderia ao espalhamento pelos níveis individualmente e outro acima desse limiar na região da ressonância gigante; entretanto, pelo fato do espectro ser contínuo, estes dois máximos representavam um espalhamento médio sobre vários níveis.

Já em 1960, Reibel e Mann (Re-60) utilizando a radiação gama obtida a partir da reação F^{19} (p,alfa,gama) O^{16} com uma energia de 7120 keV e uma largura de aproximadamente 130 keV, conseguiram medir as larguras e o espaçamento médio de níveis, visto que a largura em energia do espectro incidente abrangia um menor número de níveis.

Finalmente, a importante descoberta de que a radiação gama obtida na reação de captura (n,gama) poderia excitar os níveis dos núcleos individualmente na região do limiar de emissão de partículas, obtendo-se o efeito denominado de ressonância fluorescente, foi feita independentemente por H.Fleischmann (Fl-63) Young e Donahue (Yo-63a) e por Ben David e Huebschmann (Be-63) em 1963.

Como se pode observar por este resumo histórico, esta é uma técnica relativamente nova utilizada em espectroscopia nuclear para a determinação das propriedades espectroscópicas dos níveis nucleares.

1.3. OBJETIVOS

Do ponto de vista experimental, propomos um arranjo totalmente novo para ser instalado junto a reatores de pesquisa para o estudo das propriedades individuais dos níveis nucleares de núcleos estáveis, através da técnica de espalhamento elástico e inelástico de radiação gama, em uma região de energia próxima à barreira de emissão de partículas (5-10 MeV).

Com este arranjo, vamos estudar as propriedades espectroscópicas de vários níveis de energia do Te-130 e Te-128. A escolha do telúrio como elemento a ser estudado se deve ao fato de só ter sido medido uma única vez (Sc-69), e por haver uma discordância com o esquema de desintegração - proposto para o nível ressonante de 7529 keV, excitado pelos raios gama de captura do níquel. Outra razão é a de tentar resolver a discordância que existe quanto ao spin do nível de 1584 keV no Te-130, medido por outras reações.

Finalmente, a determinação dos parâmetros de níveis nucleares por esta técnica de espalhamento elástico e inelástico de fótons, vêm complementar o estudo de níveis nucleares, que é efetuado com a reação (n,e) através da análise de elétrons de conversão (espectrômetro beta) e da reação (n,gama), que analisa os raios gama de captura.

CAPÍTULO 2

CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS
DESENVOLVIMENTO ANALÍTICO

2.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo, é apresentada a teoria e o desenvolvimento analítico envolvido no espalhamento nuclear ressonante de fótons, classificado como um espalhamento elástico no processo de interação da radiação com a matéria.

O maior problema experimental para a medida da probabilidade de excitação de níveis nucleares com radiação eletromagnética reside na impossibilidade de se produzir feixes intensos e monoenergéticos de radiação gama com uma variação contínua em energia.

O caminho óbvio, por analogia com a física atômica, para se obter um feixe monoenergético com a energia correta para a excitação de um determinado nível nuclear, seria a de utilizar como fonte de radiação a mesma transição,

a qual se deseja excitar. Contudo, isto não nos daria a energia correta se levarmos em conta a energia cedida pelo raio gama para o recuo do núcleo emissor e para o recuo do núcleo absorvedor, como veremos em seguida.

Consideremos um sistema atômico ou nuclear isolado de massa M , possuindo dois níveis A e B , separados por uma energia E_r . Suponhamos que o sistema se desexcita de B para A pela emissão de um fóton de energia E_γ . Pelo princípio de conservação de momento o sistema deve recuar, e o momento \vec{p} do fóton deve ser igual e de sentido oposto ao momento \vec{P} do sistema. Portanto, o sistema que recua recebe uma energia adicional R dada por

$$R = p^2/2M = P^2/2M = E_\gamma^2/2Mc^2$$

Nesta expressão é suposto que o sistema que recua pode ser tratado pela mecânica clássica, hipótese que é satisfeita em espectroscopia atômica e nuclear. A energia de recuo é muito pequena comparada com a energia da transição e a conexão entre E_r , E_γ e R nos é dada pelo princípio de conservação de energia

$$E_r = E_\gamma + R$$

Como R é muito pequeno comparado com E_γ , resulta $E_r \approx E_\gamma$ e a expressão de R fica

$$R \approx E_Y^2 / 2Mc^2$$

Agora vejamos a largura em energia do estado excitado B. A vida média do decaimento do estado B sendo T, a energia desse estado sô pode ser medida com uma precisão dada pela relação de incerteza

$$\Gamma = h/T$$

onde h é a constante de Plank e Γ é a largura do nível. De outro lado, a teoria das perturbações mostra (He-36) que o estado B ao se desexcitar não pode ser caracterizado por uma energia E_r bem definida, mas sim por uma distribuição de energias em torno da energia E_r e com uma largura na meia altura dada por Γ . Portanto, os fôtons emitidos na transição de B para A possuem uma distribuição em energia centrada na energia $(E_r - R)$, e com uma forma "natural" de largura Γ , dada pela equação de Lorentz.

No processo de ressonância fluorescente, quando um fôton de energia E_Y e momento \vec{p} atinge um alvo de massa M, o qual está inicialmente em repouso, o momento \vec{p} é transferido ao alvo e este recua; neste caso a energia de recuo é a mesma dada anteriormente. Esta energia deve ser fornecida pelo raio gama incidente e a energia disponível para a excitação será $(E_Y - R)$ ou $(E_r - R)$.

Do que foi exposto resulta que o processo de excitação ou ressonância fluorescente, somente pode ocorrer se o fóton incidente possuir a energia suficiente para atingir o estado B e ao mesmo tempo ceder energia para o recuo do sistema. Note-se que tanto o estado B quanto o fóton incidente possuem um espectro de energia com uma forma "natural" centrado em torno da energia E_r e com uma largura na meia altura dado por Γ .

Pode-se concluir, portanto, que somente a superposição dos espectros incidentes e de ressonância é responsável pelo efeito de ressonância fluorescente.

Até agora foi feita a hipótese de que tanto o sistema emissor como o absorvedor estavam em repouso. Na realidade, os átomos tanto da fonte emissora quanto do alvo estão em agitação térmica e este movimento introduz um alargamento adicional nas linhas de emissão e absorção chamado de alargamento Doppler. Nas secções seguintes são dadas as expressões analíticas para a análise do processo de ressonância fluorescente levando em conta este efeito.

2.2. SECÇÃO DE CHOQUE

Consideremos um fóton de energia E e comprimento de onda λ , incidente em um núcleo com um nível de energia E_r . A secção de choque para o efeito ressonante fluorescente, no caso em que o único modo de desexcitação ocorre através de uma transição direta para o estado fundamental, é dada, para um nível isolado, por (Me-59)

$$\sigma(E) = \pi \kappa^2 \frac{(2J_1 + 1)}{2(2J_0 + 1)} \frac{\Gamma^2}{(E - E_r)^2 + 1/4 \Gamma^2} \quad 2-1$$

sendo, J_1 e J_0 os spins do estado excitado e fundamental - respectivamente, Γ a largura "natural" do nível e o fator 2 no denominador expressa a multiplicidade causada pelas duas possíveis orientações de polarização do fóton.

Se o estado formado puder se desexcitar de outras maneiras, a largura total desse estado será a soma das larguras parciais, isto é, $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$. A secção de choque para um dos modos de desexcitação é dada por

$$\sigma_i(E) = \pi \kappa^2 \frac{2J_1 + 1}{2(2J_0 + 1)} \frac{\Gamma_0 \Gamma_i}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad 2-2$$

sendo Γ_0 a largura parcial para a transição direta e Γ_i a largura parcial para a desexcitação de interesse.

A secção de choque total de absorção ressonante para fótons de energia E é obtida somando-se sobre todos os possíveis modos de desexcitação

$$\sigma_{ab}(E) = \pi \lambda^2 \frac{2J_1 + 1}{2(2J_0 + 1)} \frac{\Gamma_0 \Gamma}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad 2-3$$

Estas expressões podem ser escritas sob uma forma mais condensada como

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_{max}}{\left[\frac{2(E - E_r)}{\Gamma} \right]^2 + 1} \quad 2-4$$

onde σ_{max} se refere ao valor das expressões (2-1), (2-2) e (2-3) para $E = E_r$.

2.3. EFEITO DOPPLER

As larguras Γ das linhas de absorção dada pelas equações anteriores são muito menores que as observadas, devido ao fato de tanto a fonte emissora da radiação gama como o alvo absorvedor estarem em agitação térmica. Esta agitação introduz um alargamento adicional nas linhas chamado alargamento Doppler.

Vejamos a influência deste efeito e a modificação que ele introduz na secção de choque. Sendo E a energia de um fóton para um núcleo em repouso, a energia E' para um núcleo que se move na direção da fonte de radiação com velocidade v é mudada para

$$E' = E (1 + v/c) / \sqrt{1 + (v/c)^2} \approx E (1 + v/c) \quad 2-5$$

onde c é a velocidade da luz.

Se as velocidades dos núcleos no alvo absorvedor, por hipótese, possuem uma distribuição do tipo Maxwelliana, a probabilidade de uma componente da velocidade \vec{v} estar na direção do raio gama incidente é dada por:

$$W(v)dv = (M/2\pi kT)^{1/2} \exp(-Mv^2/2kT)dv \quad 2-6$$

sendo M a massa do núcleo absorvedor, k a constante de Boltzmann e T a temperatura absoluta do absorvedor

Combinando as equações (2-5) e (2-6), a distribuição em energias fica dada por

$$W(E')dE' = \frac{1}{\pi^{1/2} \cdot \Delta} \exp\left\{-\left[\frac{E' - E}{\Delta}\right]^2\right\} dE' \quad 2-7$$

com

$$\Delta = E (2kT/Mc^2)^{1/2} \quad 2-8$$

que é denominada largura Doppler.

Para temperaturas ambientes e energias em torno de 8 MeV acima do estado fundamental, a largura Doppler Δ , varia entre 4 e 8 eV.

A hipótese feita anteriormente de que a distribuição de velocidades no alvo absorvedor era Maxwelliana, é uma boa hipótese, quando o material utilizado é um gás. Contudo, nas experiências de ressonância fluorescente os alvos em geral são sólidos e a distribuição de velocidades é mais complicada devido à energia de ligação da rede cristalina. Este problema foi tratado por Lamb (La-39) em experiências de captura de nêutrons por átomos num cristal. Ele mostrou que a curva de absorção possui a mesma forma que a considerada para um gás, somente que a temperatura T , que entra na expressão (2-7), não é a temperatura do espalhador, mas sim uma temperatura efetiva (T_{ef}) maior que temperatura real, que é tomada como sendo uma temperatura que corresponde à energia média de vibração da rede.

Esta temperatura efetiva T_{ef} está ligada à temperatura absoluta T do corpo através da expressão

$$(T_{ef}/T) = 3(T/\theta)^3 \int_0^{\theta/T} t^3 \left(\frac{\Delta}{e^t - 1} + \frac{1}{2} \right) dt \quad 2-9$$

onde Θ é a temperatura de Debye.

O efeito Doppler introduz modificações nas secções de choque já definidas por (2-2) e (2-3), visto que os núcleos da fonte, no caso real, possuem uma agitação térmica.

Para introduzir estes efeitos nas secções de choque, devemos fazer uma média sobre todos os valores da energia E' . Utilizando-se a expressão geral dada por (2-4) e fazendo-se a média empregando a expressão (2-7) resulta

$$\sigma(E, t) = \int \sigma(E') W(E') dE = \sigma_{\max} \psi(x, t) \quad 2-10$$

com

$$x = 2(E - E_r)/\Gamma \quad e \quad t = (\Delta/\Gamma)^2$$

com o valor de σ_{\max} já definido.

Para a secção de choque de espalhamento elástico basta fazer $\Gamma_i = \Gamma_0$ em (2-2) resultando para (2-10):

$$\sigma_{\text{esp}}(E, t) = 2 \pi \kappa^2 \frac{2J_1 + 1}{2J_0 + 1} \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma}\right)^2 \psi(x, t) \quad 2-11$$

ou

$$\sigma_{\text{esp}}(E, t) = \sigma_0 \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma}\right)^2 \psi(x, t) \quad 2-12$$

e para a secção de choque total de absorção ressonante dado por (2-3) temos

$$\sigma_{ab}(E, t) = 2\pi\lambda^2 \frac{2J_1 + 1}{2J_0 + 1} \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma}\right) \psi(x, t) \quad 2-13$$

ou

$$\sigma_{ab}(E, t) = \sigma_0 \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma}\right) \psi(x, t) \quad 2-14$$

nas quais

$$\sigma_0 = 2\pi\lambda^2 \frac{(2J_1 + 1)}{(2J_0 + 1)}$$

A função $\psi(x, t)$ introduzida nas expressões anteriores é quem leva em conta o alargamento Doppler causado pelo movimento dos núcleos. Ela é definida como

$$\psi(x, t) = \frac{1}{2(\pi t)^{1/2}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-(x-y)^2/4t\right]}{1+y^2} dy \quad 2-15$$

com

$$y = 2(E' - E_r)/\Gamma, \quad x = \frac{2(E - E_r)}{\Gamma} \quad \text{e} \quad t \left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2$$

Esta função $\psi(x, t)$ é conhecida como integral de Doppler e está tabelada (Ro-54) para $0 \leq x \leq 300$ e $0 \leq t \leq 2500$.

É interessante examinar a função $\psi(x, t)$ sob certas condições limites das variáveis, obtendo-se formas de

curvas bem conhecidas.

Quando $t \gg 1$, ou seja, $\Gamma \ll \Delta$ a função fica:

$$\psi\left(\frac{\Gamma}{\Delta} \rightarrow 0\right) = \pi^{1/2} \frac{\Gamma}{2\Delta} \exp\left[-\frac{(E' - E)^2}{\Delta}\right] \quad 2-16$$

que é a função Doppler ou função de Gauss.

Por outro lado quando $x \gg t$, ou $(E - E_r) \gg \Delta$, temos:

$$\psi\left(\frac{\Delta}{E - E_r} \rightarrow 0\right) = \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad 2-17$$

que é conhecida como função de Lorentz.

Pode-se observar que a amplitude das duas funções (2-16) e (2-17) são proporcionais à largura Γ . A função de Lorentz é independente de Δ .

2.4. ESPECTRO DE ENERGIA DO FÓTON INCIDENTE

A forma de uma linha gama emitida por um núcleo em uma transição radiativa de largura natural Γ_e pode

ser descrita exatamente pela expressão

$$F(E)dE = C \psi(x_e, t_e) dE \quad 2-18$$

sendo C uma constante arbitrária e a função $\psi(x_e, t_e)$, definida de forma silimar a (2-15) por:

$$\psi(x_e, t_e) = \frac{1}{2(\Gamma_e t_e)^{1/2}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-\frac{(x_e - y)^2}{4t_e}\right]}{1 + y^2} dy \quad 2-19$$

com

$$x_e = \frac{2(E_e - E)}{\Gamma_e} \quad e \quad t_e = \left(\frac{\Delta_e}{\Gamma_e}\right)^2$$

onde E_e é a energia do pico da linha corrigido para a energia de recuo e com Δ_e dado por

$$\Delta_e = E_e (2kT_{ef}/Mc^2)^{1/2}$$

Um estudo das larguras dos raios gama emitidos na reação com nêutrons de ressonância (Br-58), nos mostra que elas variam dentro de um intervalo de 0,02 a 0,2 eV. No caso particular de raios gama de captura de alta energia (~ 8000 keV) produzidos na absorção de nêutrons têrmicos as larguras são da ordem de 0,01 eV (Hu-58). A largura Doppler Δ_e varia entre 4 e 8 eV para essas energias e a temperaturas normais.

Com estes valores a condição limite $\Gamma_e \ll \Delta_e$ fica satisfeita e a aproximação Doppler dada para a função ψ pela equação (2-16) pode ser usada. Logo, a equação (2-18) para o espectro da linha incidente fica descrita por uma equação normalizada da forma:

$$F_D(E) = \frac{1}{\pi^{1/2} \Delta_e} \exp \left[- (E - E_e)^2 / \Delta_e^2 \right] \quad 2-20$$

a qual é independente da largura natural Γ_e .

2.5. SECÇÃO DE CHOQUE DE ESPALHAMENTO EFETIVA

Como já foi descrito nos parágrafos anteriores, podemos ver que no caso real, a forma das linhas de emissão e de absorção é modificada devido ao efeito Doppler. A energia do pico da linha gama incidente E_e e a energia do pico do nível de ressonância E_r estão separados por uma quantidade ϵ , que é a diferença em energia entre os dois picos, após a correção da energia de recuo da fonte e do espalhador.

Esta situação é mostrada esquematicamente na figura 2-1, com as respectivas larguras Doppler.

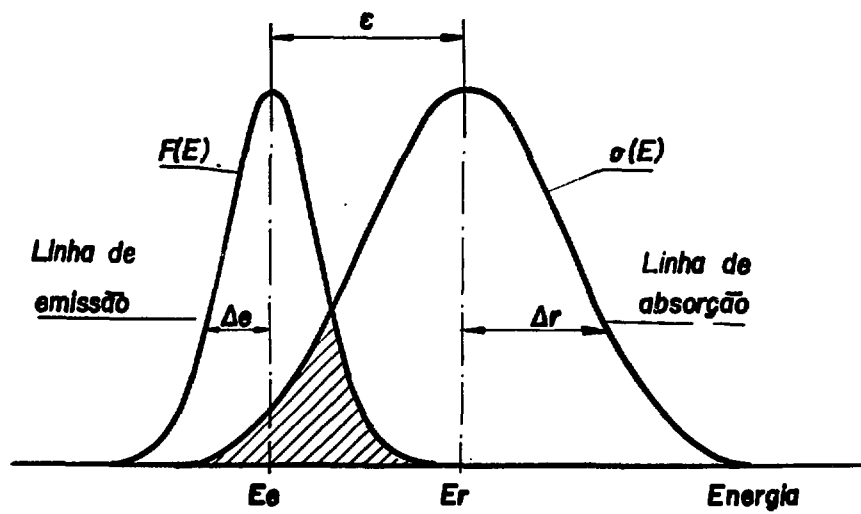


FIGURA 2-1. Representação esquemática das linhas de absorção e de emissão com as respectivas larguras Doppler. A superposição das duas curvas (achurada) é responsável pelo espalhamento elástico.

A secção de choque de espalhamento elástico com a introdução do alargamento Doppler é dada por (2-11) como sendo

$$\sigma_{\text{esp}}(E) = 2\pi\lambda^2 \frac{2J_1 + 1}{2J_0 + 1} \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma}\right)^2 \psi(x_r, t_r) \quad 2-21$$

A linha incidente dada por (2-18) é da forma

$$F(E)dE = C \psi(x_e, t_e)dE \quad 2-22$$

A secção de choque efetiva $\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle$ para o espalhamento ressonante nuclear de raios gama pode ser encontrada calculando-se a integral em energia do produto do espectro da linha incidente $F(E)$ e a secção de choque para o espalhamento elástico $\sigma_{\text{esp}}(E)$, ou seja,

$$\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle = \frac{\int_0^{\infty} F(E)\sigma_{\text{esp}}(E)dE}{\int_0^{\infty} F(E)dE} \quad 2-23$$

Substituindo-se (2-21) e (2-22) em (2-23) resulta, para a secção efetiva de espalhamento:

$$\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle = 2\pi\lambda^2 \frac{2J_1 + 1}{2J_0 + 1} \cdot \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma}\right)^2 \frac{\int_0^{\infty} \psi(x_e, t_e) \cdot \psi(x_r, t_r) dE}{\int_0^{\infty} \psi(x_e, t_e) dE}$$

Com o valor de $\psi(x,t)$ já definido por (2-15), e observando-se que o índice e se refere ao emissor e o índice r se refere ao espalhador, resulta

$$\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle = \frac{\sigma_{\text{max}}}{1 + \beta} \psi(x_1, t_1) \quad 2-24$$

onde $\beta = \Gamma_e / \Gamma_r$

e

$$x_1 = \frac{2 | E_e - E_r |}{\Gamma_e + \Gamma_r}, \quad t_1 = \frac{\Delta_e^2 + \Delta_r^2}{(\Gamma_e + \Gamma_r)^2}$$

tendo sido usada a identidade $\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x_e, t_e) = \Pi$.

A equação (2-24) é a forma mais geral para o cálculo da secção de choque efetiva de espalhamento ressonante, pois, ela é válida para qualquer valor de Γ_e , de Γ_r e da separação em energia $\varepsilon = | E_e - E_r |$.

Como já vimos anteriormente, a radiação gama de captura obtida com nêutrons térmicos satisfaz a condição $\Gamma_e \ll \Delta_e$ e, desta forma, a aproximação Doppler é válida para a linha incidente. A equação (2-24) se reduz então a:

$$\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle = \sigma_{\text{max}} \psi(x_2, t_2) \quad 2-25$$

com

$$x_2 = \frac{2(E_e - E_r)}{\Gamma} \quad \text{e} \quad t_2 = \frac{\Delta_e^2 + \Delta_r^2}{\Gamma}$$

A validade desta aproximação é mostrada por B. Arad (Ar-64) para vários valores de Γ_e , B e d .

2.6. DISTRIBUIÇÃO ANGULAR

Para o cálculo da secção de choque total de espalhamento ressonante a partir da medida num determinado ângulo é necessário o conhecimento da distribuição angular dos raios gama espalhados.

Esta secção tem por finalidade discutir a aplicação das fórmulas da distribuição angular para o caso específico do espalhamento elástico.

A situação experimental se resume em medir a intensidade da radiação espalhada elástica e inelasticamente, após a excitação do nível ressonante, em função do ângulo de espalhamento.

A distribuição angular dos raios gama espalhados no processo de ressonância fluorescente é idêntica à correlação angular de dois raios gama sucessivos de uma cascata (Ha-40) (Bi-53).

Neste estudo, consideramos somente os casos de absorção e emissão de multipolaridade pura e o caso de absorção de radiação de dipolo pura e emissão com mistura de multipolaridade. Esta hipótese de absorção de radiação de dipolo pura pode ser feita com base na observação dos resultados experimentais existentes das linhas espalhadas elasticamente, os quais envolvem somente transições de dipolo puro. Outro argumento em favor desta hipótese é discutida por Axel (Ax-62), que considera as propriedades dos níveis nucleares na região de energia em torno de 7 MeV, como sendo governadas pela ressonância gigante de dipolo elétrico.

Em seguida vejamos os dois casos:

a) - Transição de multipolaridade pura

Seja uma cascata da forma $J_1(L_1)J(L_2)J_2$ no qual L_1 é o momento angular do fóton incidente, L_2 do fóton espalhado, e J_1, J, J_2 são os spins dos estados fundamental, excitado e do estado mais baixo respectivamente. Para o caso do espalhamento ressonante temos $J_1 = J_2$.

A teoria de correlação angular, apresentada por vários autores (Bi-53) (Fr-65), nos mostra que a correlação direcional para uma cascata pura gama-gama pode ser descrita pela forma:

$$W(\theta) = \sum_k A_k(1)A_k(2)P_k(\cos\theta) \quad k = 0, 2, 4, \dots \quad 2-26$$

onde θ é o ângulo entre os dois raios gama, $P_k(\cos\theta)$ são os polinômios de Legendre de ordem k e com k_{\max} sendo dado pelo menor valor de $(2L_1, 2L_2, 2J)$. Os coeficientes A_k são constantes e se referem às cascatas separadamente, isto é, $A_k(1)$ é determinado somente por L_1, J_1 e J , $A_k(2)$ por L_2, J_2 e J e seus valores são dados por

$$A_k(1) = F_k(L_1, J_1, J) \quad \text{e} \quad A_k(2) = F_k(L_2, J_2, J)$$

Os coeficientes F podem ser calculados explicitamente a partir da teoria e seu valor se encontra tabelado na literatura (Bi-53) (Fe-55).

b) - Transição com mistura de multipolaridade

A situação para uma cascata gama-gama, na qual uma das transições possui uma mistura, não é muito diferente da anterior.

Consideremos uma cascata da forma $J_1(L_1)J(L_2, L_2')J_2$ com uma mistura de multipolaridade na transição do segundo raio gama de valores L_2 e L_2' .

Para este caso a correlação possui a mesma forma dada anteriormente, somente que os coeficientes A_k possuem, neste caso, os seguintes valores

$$A_k(1) = F_k(L_1, J_1, J)$$

e

$$A_k(2) = F_k(L_2, J_2 J) + 2 \delta F_k(L_2, L'_2, J_2, J) + \delta^2 F_k(L'_2, J_2 J)$$

sendo o coeficiente de correlação misto $F_k(L_2, L'_2, J_2 J)$ igual a zero para $k = 0$. O valor de δ^2 é uma relação de intensidades relativas e definida como

$$\delta^2 = \frac{\text{intensidade da radiação } L'_2}{\text{intensidade da radiação } L_2}$$

e chamado fator de mistura.

2.7. INTENSIDADE DA RADIAÇÃO GAMA ESPALHADA

Consideremos um feixe colimado de raios gama com um espectro de energia dado por $N_0 \cdot F(E) dE$ raios gama por segundo, num intervalo de energia entre E e $E + dE$, incidindo num alvo, formando um ângulo α com a normal, conforme o indicado na figura 2-2.

O número de raios gama espalhados por um elemento dx do espalhador a uma temperatura T , limitado por um elemento de ângulo sólido $d\Omega$, que faz um ângulo médio θ com a direção do feixe incidente, e contados por um detetor de eficiência η , pode ser escrita como sendo (Ra-69)

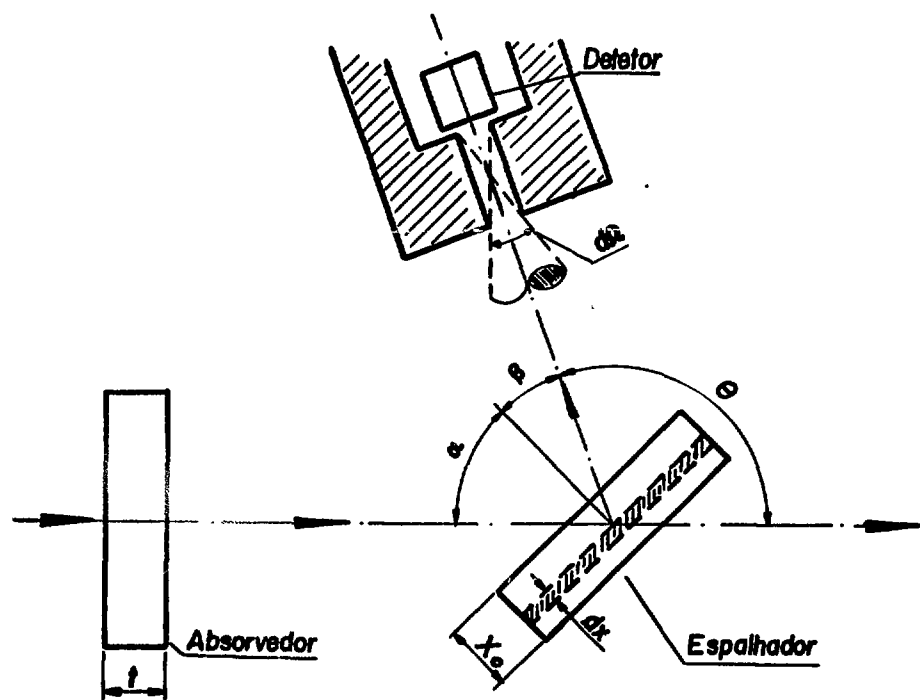


FIGURA 2-2. Geometria para a medida do espalhamento elástico, com os fatores que entram na expressão (2-27).

$$Y(T, \theta) = \int_0^{\infty} N_0 F(E) dE \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{esp}} d\Omega \cdot \eta \int_0^{x_0} N \frac{dx}{\cos\alpha} \cdot A \quad 2-27$$

onde

$$A = \exp \left\{ - \left[\frac{\mu}{\cos\alpha} + \frac{\mu}{\cos\beta} + \frac{N \cdot \sigma_{ab}(E)}{\cos\alpha} \right] x \right\} \cdot \exp \left\{ - \left[\mu + N\alpha_{ab}(E) \right] t \right\}$$

é o termo responsável pela atenuação do feixe incidente no espalhador e no absorvedor e sendo

μ o coeficiente de atenuação linear (cm^{-1})

N o número de núcleos ressonantes por cm^3

$\sigma_{ab}(E)$ a secção de choque de absorção total dada por (2-14)

t a espessura do absorvedor colocado no feixe antes do

espalhador e

x , α , β e θ como definidos na figura 2-2.

A secção de choque de espalhamento diferencial $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$ para o processo ressonante pode ser escrita

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \sigma_0 \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma} \right)^2 \left[\frac{W(\theta)}{4\pi} \right] \psi(x_0, t_0)$$

onde $W(\theta)$ é a distribuição direcional dada por (2-26) e

$$\sigma_0 = 2\pi\lambda^2 \frac{2J_1 + 1}{2J_0 + 1}$$

Um programa de computador foi desenvolvido para o cálculo da expressão (2-27).

O cálculo desta expressão requer o conhecimento prévio das quantidades Γ , Γ_0 e ϵ . No capítulo seguinte é mostrado o método experimental para a obtenção desses valores, para o cálculo posterior da intensidade espalhada.

CAPÍTULO 3

DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS
PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL
E ANALÍTICO

3.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo estão descritas as experiências necessárias para a determinação dos parâmetros envolvidos no processo de espalhamento elástico de fótons, bem como os métodos analíticos utilizados.

A intensidade da radiação espalhada no processo ressonante nuclear é uma função dos parâmetros J_1 , ϵ , (Γ_0/Γ) e Γ_0 , como pode-se ver pela expressão (2-27) dada no capítulo anterior. Portanto, realizando-se quatro experiências independentes, é possível determinar cada um desses parâmetros, numa primeira aproximação, com os respectivos erros experimentais, para o cálculo da expressão (2-27).

O parâmetro J_1 , que é o spin do estado excitado, é determinado através de uma medida da distribuição angular dos raios gama espalhados. O valor de J_0 que entra na expressão, já é conhecido, pois utilizamos somente núcleos estáveis como espalhadores.

O valor de (Γ_0/Γ) , que é a razão entre a largura de radiação para o estado fundamental e a largura total radiativa do nível excitado, pode ser obtido através de uma medida das intensidades relativas no espectro espalhado, após a construção do esquema de desexcitação do nível ressonante, levando-se em conta a distribuição angular de cada linha do espectro.

Uma vez construído o esquema de desexcitação, em geral, é possível também a identificação do isótopo responsável pelo espalhamento ressonante, no caso do espalhador não ser mono-isotópico fazendo-se uma comparação da energia dos níveis determinados com os níveis obtidos por outras reações.

Com uma experiência de variação de temperatura do espalhador determina-se o valor de ϵ , que é a separação entre a energia dos picos da linha incidente e do nível ressonante.

O valor de Γ_0 , que é a largura de radiação do nível excitado para o estado fundamental, é determinado a partir de uma experiência de auto-absorção.

Com estas experiências, são determinados os valores dos parâmetros envolvidos em uma experiência de espalhamento elástico. A sua consistência pode ser testada com uma quinta experiência na qual é medida a secção de choque absoluta de espalhamento. Esta experiência é sensível ao valor de todos os parâmetros.

Nas secções seguintes, são descritas em detalhes cada uma das experiências apresentadas e o procedimento analítico adotado para a determinação dos parâmetros em uma primeira aproximação.

3.2. MEDIDA DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO E INELÁSTICO

Determinação de $\left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma}\right)$

Nesta experiência é medido o espectro em energia espalhado em um ângulo θ pelo elemento em estudo. Com esta medida, obtemos os raios gama espalhados elástica e ine-

lasticamente. É feito um outro espectro dos raios gama incidentes no espalhador, isto é, do feixe direto. Para isto o detetor é colocado no lugar do espalhador na posição de zero graus. O feixe incidente é constituído dos raios gama de captura de nêutrons lentos do alvo-fonte colocado no núcleo do reator. Na literatura existem tabelas (Gr-59) (Nu-59) das energias bem como das intensidades relativas dos raios gama emitidos na reação (n,gama), para quase todos os elementos.

Comparando-se os espectros incidente e espalhado, pode-se inferir quais as linhas do espectro incidente - que são responsáveis pelo espalhamento elástico. As demais são consideradas como sendo devidas ao espalhamento inelástico.

A determinação da energia dos raios gama do espectro espalhado nos dá informações da energia dos níveis envolvidos, pois, eles são a separação em energia entre os níveis.

A energia dos raios gama, medida a partir dos espectros obtidos, não necessita de correção devida ao recuo do núcleo. Isto porque o erro experimental nesta medida, mesmo com o uso dos mais precisos espectrômetros de raios gama, é algumas ordens de grandeza maior que a perda por recuo. Para exemplificar para um fóton de 7 MeV e um núcleo de

de massa 150, a energia de recuo é da ordem de 170 eV.

Portanto, uma análise das energias das transições, derivadas das medidas dos raios gama, é um começo conveniente para a construção de um esquema dos níveis de energia.

Para esquemas simples constituídos de somente alguns níveis e transições, a construção do esquema pode ser muito simples. Quando o número de níveis e de raios gama é muito grande, emprega-se o método de análise baseado no princípio de combinação de Ritz utilizado em espectroscopia ótica. Para a construção do esquema de desintegração, em geral, são utilizados os níveis de baixa energia já determinados a través de outras reações. Uma vez determinado o esquema de desexcitação no nível ressonante, são medidas as intensidades de cada raio gama que faz parte da cascata, obtendo-se; desta forma, as intensidades relativas e conseqüentemente o valor de (Γ_0/Γ) .

Na determinação das intensidades das linhas devem ser levadas em conta:

- a eficiência do detetor para a energia do raio gama e
- a distribuição angular de cada uma das linhas que compõem o esquema.

Além disso, devem ser levadas em conta outras linhas gama que podem eventualmente contribuir para o espectro espalhado tais como:

- captura de nêutrons térmicos no espalhador, colimadores e blindagens;
- captura de nêutrons epitérmicos ou rápidos existentes no feixe incidente;
- espalhamento elástico ressonante de uma linha muito fraca não conhecida do espectro incidente e
- componentes inelásticas intensas para as quais a componente elástica é fraca e não observada.

3.3. IDENTIFICAÇÃO DO ISÓTOPO RESPONSÁVEL PELO ESPALHAMENTO ELÁSTICO

Para o cálculo da intensidade espalhada dada pela expressão (2-27), é necessário também o conhecimento do número N de átomos por cm^3 do núcleo espalhador.

No caso do espalhador ser mono-isotópico, isto é, quando a ocorrência natural do elemento é constituída de somente um isótopo, o cálculo de N não apresenta maiores dificuldades.

Se a ocorrência natural do elemento for de vários isótopos com abundâncias variadas, o valor de N é dado pela expressão

$$N = \alpha (N_0 \rho) / A$$

onde α é a porcentagem da ocorrência do isótopo responsável pelo espalhamento ressonante, ρ a densidade do elemento, A a massa atômica e N_0 o número de Avogadro.

O procedimento utilizado para a identificação do isótopo, quando o elemento não é mono-isotópico, é comparar o esquema de desexcitação já construído com esquemas existentes na literatura para o mesmo elemento, determinados através de outras reações nucleares.

Outro procedimento é o de utilizar o elemento enriquecido no isótopo que se desconfia ser o responsável pelo espalhamento ressonante.

3.4. MEDIDA DA DISTRIBUIÇÃO ANGULAR

A distribuição angular é medida com o detetor fixado num braço que gira no plano horizontal em torno de um eixo fixo vertical, cuja linha central passa pelo centro do

espalhador. Nesta medida é tomado o cuidado especial para que o centro do espalhador coincida com o centro do feixe.

A reprodutibilidade, bem como o ajuste do sistema, é efetuada utilizando-se uma distribuição angular bem conhecida. No caso utilizamos o espalhamento elástico dos raios gama de captura do ferro em um espalhador de chumbo, cuja energia é de 7,279 MeV e cuja distribuição angular possui um carácter dipolar.

O resultado experimental é obtido fazendo-se a medida da intensidade da linha espalhada em função do ângulo de espalhamento. Estes dados são ajustados a uma curva teórica, conforme será descrito mais adiante. Nos casos possíveis, a distribuição para cada transição é calculada separadamente para o foto-pico, 1º escape e 2º escape; quando os resultados estão dentro do erro experimental, o resultado final para a distribuição é tomado como a soma das três distribuições.

A medida da distribuição angular do raio gama espalhado elasticamente pelo nível ressonante é relativamente simples, pois a cascata é da forma $J_0 \rightarrow J_1 \rightarrow J_0$, onde J_0 é o spin do estado fundamental, o qual é conhecido para os núcleos estáveis.

Para a medida do processo inelástico, estamos frente a uma cascata da forma $J_0 + J_1 + J_2$, onde J_2 é o spin do nível intermediário. Como J_1 já foi determinado no processo elástico, resta somente a determinação do spin J_2 .

Os resultados experimentais da medida da distribuição angular são ajustados pelos métodos dos mínimos quadrados por um programa de computador a uma curva teórica de distribuição angular da forma

$$W(\theta) = A_0 + A_2 P_2(\cos \theta)$$

já definida no capítulo 2. A_2 e A_0 são os parâmetros a serem ajustados.

A comparação do valor de (A_2/A_0) calculado é comparado com o valor teórico tabelado e o spin do nível pode ser deduzido.

Para o caso de uma transição em que há uma mistura dipolo-quadrupolo, o procedimento é análogo ao descrito anteriormente. Contudo, o valor de (A_2/A_0) calculado neste caso envolve o parâmetro de mistura $|\delta|$ como pode-se ver pela expressão desenvolvida na secção 6 do parágrafo 2.

O valor da mistura $|\delta|$ pode ser determinado a partir de uma curva teórica do valor de A_2 e $|\delta|$, conforme-

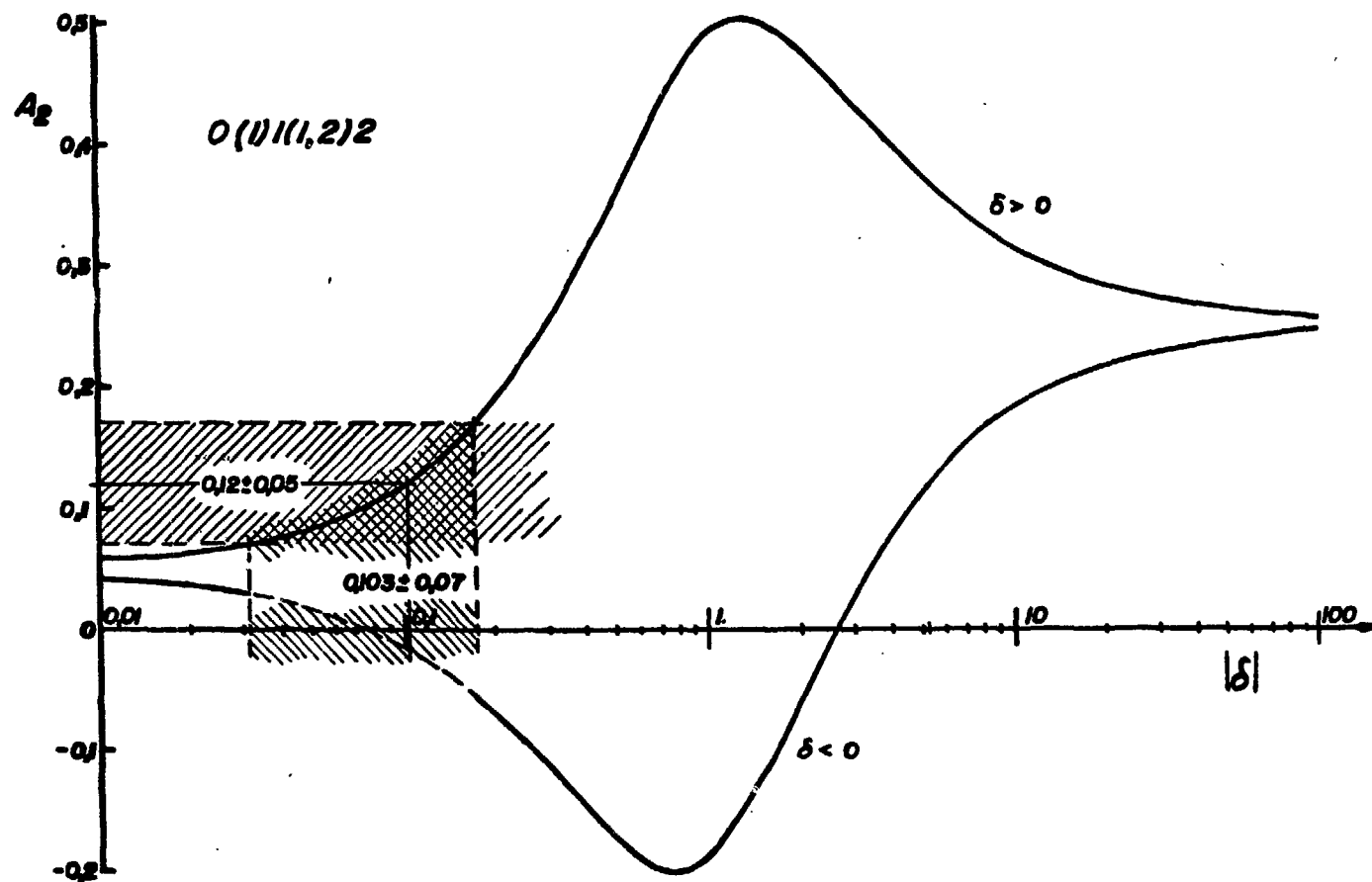


FIGURA 3-1. Gráfico do coeficiente A_2 da distribuição angular como uma função da razão de mistura $|\delta|$, para uma sequência de spin da forma $0(1)1(1,2)2$, em que o segundo raio gama é uma mistura dipolo-quadrupolo.

pode-se ver na Figura 3-1, onde é mostrada uma curva para o caso particular da sequência 0(1)1(1,2)2.

3.5. EXPERIÊNCIA DE VARIAÇÃO DE TEMPERATURA

Determinação de ϵ

Nesta experiência é medida a intensidade da linha espalhada elasticamente em função da variação de temperatura do espalhador. São feitas duas medidas em temperaturas diferentes.

Para estas medidas utilizamos arranjos experimentais diferentes, dependendo da forma e propriedades mecânicas do espalhador. Para alvos metálicos, que é possível usinar na forma desejada, foi construído um criostato, conforme desenho da figura 3-2. Neste sistema, o espalhador, após ser fixado no suporte para um bom contato térmico, é ajustado no feixe e em seguida é feito vácuo no sistema. Após obter-se um vácuo menor que 10^{-4} mm de Hg, a parte inferior (barra de cobre) é inserida em uma cuba com nitrogênio líquido. Com este sistema facilmente o espalhador atinge a temperatura do nitrogênio líquido (-195°C). A outra medida é

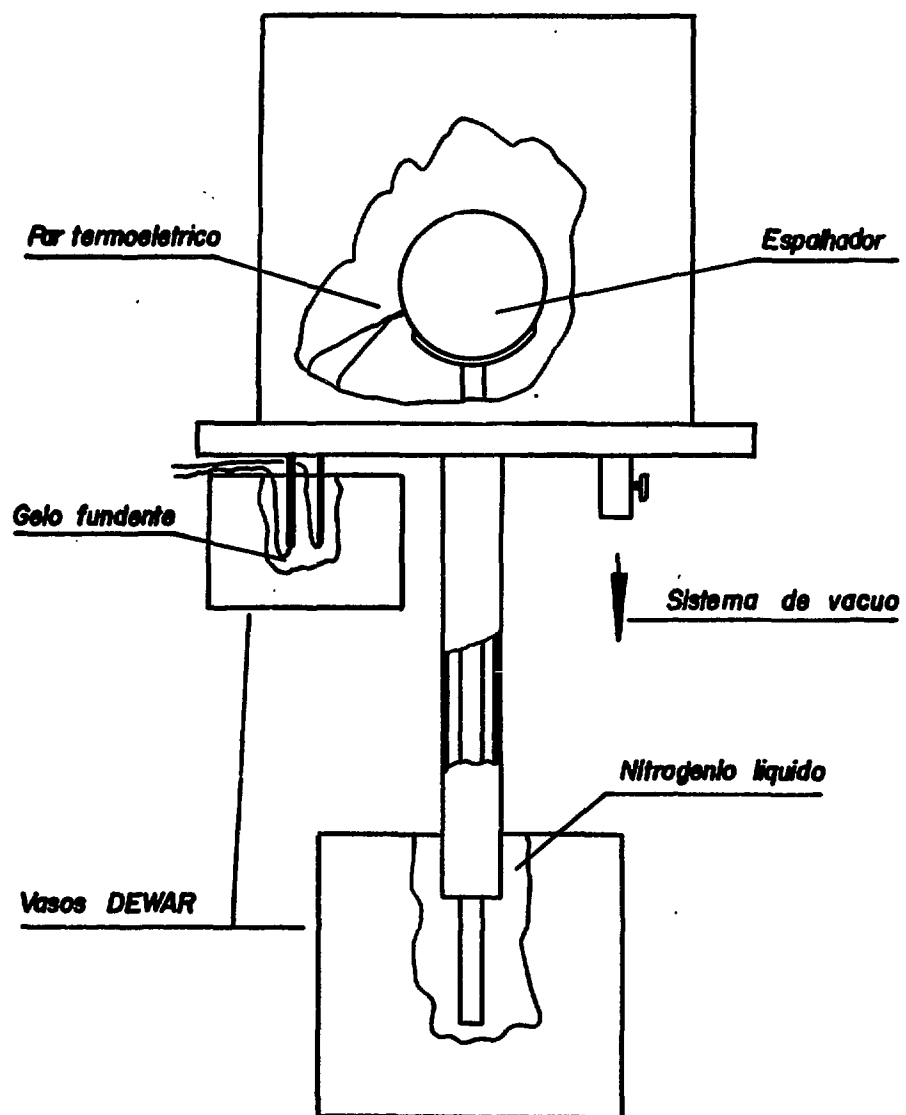


FIGURA 3-2. Desenho esquemático do criostato, usado para a refrigeração do espalhador à temperatura do nitrogênio líquido.

feita na temperatura ambiente.

Para o caso em que o espalhador se apresenta sob a forma de pó e não é possível adaptá-lo ao criostato, utilizamos uma cuba térmica (isopor), na qual o espalhador é colocado em contato direto com o nitrogênio líquido. É tomado o cuidado especial para que o nitrogênio não fique no caminho do feixe incidente. As medidas neste caso são feitas com e sem nitrogênio.

Pode ocorrer o caso em que a variação de temperatura entre a ambiente e a do nitrogênio líquido, apresenta uma diferença nas intensidades espalhadas dentro do erro experimental. Neste caso, no lugar de usarmos a temperatura ambiente, o espalhador é aquecido por uma resistência elétrica adaptada ao suporte, obtendo-se deste modo um intervalo maior de temperatura e conseqüentemente um efeito maior.

A medida da temperatura do espalhador em todos os casos, é medida com um termo-par instalado no espalhador.

A partir da temperatura medida, calculamos a temperatura efetiva T_{ef} , dada pela equação (2-9), através de um programa de computador. A temperatura de Debye θ_D é obtida na literatura (Ov-66) para o elemento desejado.

Para o cálculo em primeira aproximação da diferença em energia $\epsilon = |E_r - E_e|$, entre a energia do pico do nível ressonante e a energia do pico do fóton incidente, utilizamos uma simplificação da expressão geral (2-27) dada por Ramehandran (Ra-69). Nesta, é assumido que todas as funções ψ que entram na expressão assumem a forma Doppler, e que a absorção eletrônica no espalhador é desprezível. Dentro desta aproximação a expressão (2-27) para a intensidade espalhada pode ser escrita

$$Y(T) = \text{Const.} \frac{\Gamma_o^2}{\Gamma \Delta_o(T)} \cdot \exp \left[-\frac{\epsilon^2}{\Delta_o^2(T)} \right]$$

onde

$$\Delta_o^2(T) = \Delta_r^2(T) + \Delta_e^2(T)$$

$\Delta_r(T)$ e $\Delta_e(T)$ são as larguras Doppler das linhas incidentes e espalhadas respectivamente.

Logo, se as medidas são feitas a duas temperaturas diferentes T_1 e T_2 resulta para o quociente

$$Y(T_1)/Y(T_2) = \frac{\Delta_o(T_2)}{\Delta_o(T_1)} \cdot \exp \epsilon^2 \left[\Delta_o^{-2}(T_2) - \Delta_o^{-2}(T_1) \right]$$

Como se pode ver, esta expressão determina o valor de ϵ na aproximação usada, independentemente do valor de Γ_o e Γ , pois, os valores de Δ são calculados a partir do co-

nhecimento das temperaturas efetivas T_{ef} . Note-se que o sinal de ϵ não fica determinado neste tipo de medida. Isto é devido à simetria das curvas do nível ressonante e da linha incidente, como foi mostrado na figura 2-1. Uma variação de temperatura do espalhador altera o valor da largura da curva fazendo com que a superposição seja maior ou menor, obtendo-se, desta forma, uma variação na intensidade espalhada, mas não no valor de ϵ .

Uma variação experimental no valor de ϵ é possível, imprimindo-se uma velocidade ao espalhador, conseguindo desta forma compensar o recuo. B. Arad (Ar-64a) conseguiu compensar o recuo instalando o espalhador na periferia de um disco, o qual fez girar a altíssima velocidade. O único elemento medido nestas condições foi o chumbo, devido a sua alta secção de choque de espalhamento elástico (4000 mb).

3.6. EXPERIÊNCIA DE AUTO-ABSORÇÃO

Determinação de P_0

A geometria para a experiência de auto-absorção é mostrada na figura 2-2 do capítulo anterior. Nesta experiência é medida a intensidade espalhada em duas situações diferentes:

- a) - com um absorvedor ressonante do mesmo material que o espalhador e
- b) - com um absorvedor não ressonante, escolhido de tal maneira que possua a mesma absorção eletrônica do absorvedor ressonante.

Estes dois absorvedores são colocados, alternadamente, na saída do feixe incidente, antes do espalhador.

A intensidade da radiação que incide no espalhador e, no caso a), modificada pela absorção nuclear mais a absorção eletrônica, e no segundo caso b) ela é somente modificada pela absorção eletrônica.

Definimos agora uma razão experimental da seguinte forma

$$R = \frac{Y_{\text{esp}}(\text{não resson.}) - Y_{\text{esp}}(\text{resson.})}{Y_{\text{esp}}(\text{não resson.})}$$

que resulta em uma expressão independente do valor da absorção eletrônica, pois, o produto $(N \cdot \sigma_e \cdot t)$ é escolhido igual para os dois absorvedores.

O valor teórico da razão R pode ser calculado analiticamente para o caso de $\Gamma \ll \Delta$. Com uma boa aproximação B. Arad (Ar-64b) mostra que R pode ser escrito

$$R = \Gamma_0 \Pi^{3/2} \lambda^2 \left(\frac{2J_1 + 1}{2J_0 + 1} \right) \frac{Nt}{\Delta_r} \left(\frac{1 + f}{2 + f} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{f \epsilon^2}{(1+f)(2+f)\Delta_e^2} \right]$$

onde f é dado por $f = \left(\frac{\Delta_r}{\Delta_e} \right)^2$

O valor de R nessa aproximação só depende de Γ_0 e ϵ e é independente do valor de Γ . Com o valor de ϵ já determinado na experiência de variação de temperatura, podemos estabelecer os limites de variação de Γ_0 .

Nesta medida obtêm-se um resultado preciso quando a secção de choque eletrônica do absorvedor ressonante é da mesma ordem de grandeza da secção de choque total de absorção nuclear.

A equivalência entre as secções de choque, ou seja, o produto $(N\sigma_e t)$, para os dois absorvedores pode ser testada experimentalmente, fazendo-se uma medida de transmissão com a radiação espalhada elasticamente, pois esta já não satisfaz a condição de ressonância devido à perda de energia no recuo.

3.7. MEDIDA DA SECÇÃO DE CHOQUE DE ESPALHAMENTO

Determinação $\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle$

A razão entre a intensidade de uma linha espalhada a um determinado ângulo e a intensidade desta mesma linha incidente é a medida feita para a determinação da seção de choque de espalhamento. Esta medida serve para verificar a consistência dos parâmetros determinados experimentalmente nas experiências anteriores.

A intensidade do feixe direto é medido colocando-se o detetor na posição do espalhador. Para evitar em pilhamento de pulsos no sistema eletrônico devido à alta intensidade do feixe, é colocado absorvedor para a atenuação do feixe.

Após registrado o espectro em energia por um tempo pré-determinado pelo monitor, o número de contagens sob o pico de energia de interesse é tomado como uma medida da intensidade da linha. Este número é dado por

$$N_i = I_i \eta_i S A_i$$

onde I_i é a intensidade da linha i , do feixe incidente
 η_i é a eficiência do detetor para a mesma energia da
 linha e para um feixe colimado paralelamente ao

eixo do detetor.

S é a área ativa do detetor

A_i é o fator de atenuação total do feixe.

Em seguida mede-se a intensidade espalhada, usando-se um espalhador de pequena área, para que este fique inteiramente mergulhado na parte homogênea do feixe.

A distância r entre o centro do espalhador e o detetor é escolhida a maior possível, para que a geometria feixe-detetor seja similar tanto para o feixe incidente como para o espalhado.

O número de contagens sob o pico espalhado e lasticamente é dado por

$$N_{\text{esp}} = \frac{I_i \cdot \eta_i \cdot S \cdot S_o \cdot Y(T, \theta) \cdot \cos \alpha}{r^2}$$

onde S_o é a área do espalhador

Logo, a razão entre a intensidade espalhada e a intensidade incidente é dada por,

$$N_{\text{esp}}/N_i = \frac{S_o \cdot Y(T, \theta) \cdot \cos \alpha}{r^2 \cdot A_i}$$

resultando desta,

$$Y_{\text{exp}}(T, \theta) = N_{\text{esp}}/N_i \cdot (A_i r^2) / (S_o \cos \alpha)$$

Desta forma obtemos o valor de Y_{exp} experimentalmente. Este valor é comparado com o valor de Y calculado a partir da expressão (2-27) com os valores dos parâmetros já determinados.

Para o caso em que o acordo não é obtido entre Y_{exp} e Y , é feita uma variação nos valores de F_0 (Γ_0/Γ) e ϵ , dentro dos limites de seus erros experimentais através de um processo iterativo, até que o acordo seja obtido.

Uma vez obtidos estes novos valores dos parâmetros podemos calcular a secção de choque de espalhamento dada pela expressão (2-25).

CAPÍTULO 4

ARRANJO EXPERIMENTAL

4.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo, apresentamos as principais características e os detalhes de todo o arranjo experimental, tais como: o alvo para a produção da radiação gama, o sistema de colimação do feixe com seus respectivos filtros para nêutrons, o alvo espalhador, o sistema de detecção da radiação gama espalhada e dos monitores de nêutrons e dos raios gama. Na Figura 4-1, é mostrada uma planta de todo o arranjo experimental.

Na instalação junto a um reator de um arranjo experimental para a medida do espalhamento elástico ressonante, o objetivo central é o de se poder extrair, para a área experimental, um feixe de raios gama o mais intenso possível, face à pequena probabilidade de ocorrência do efeito ressonante.

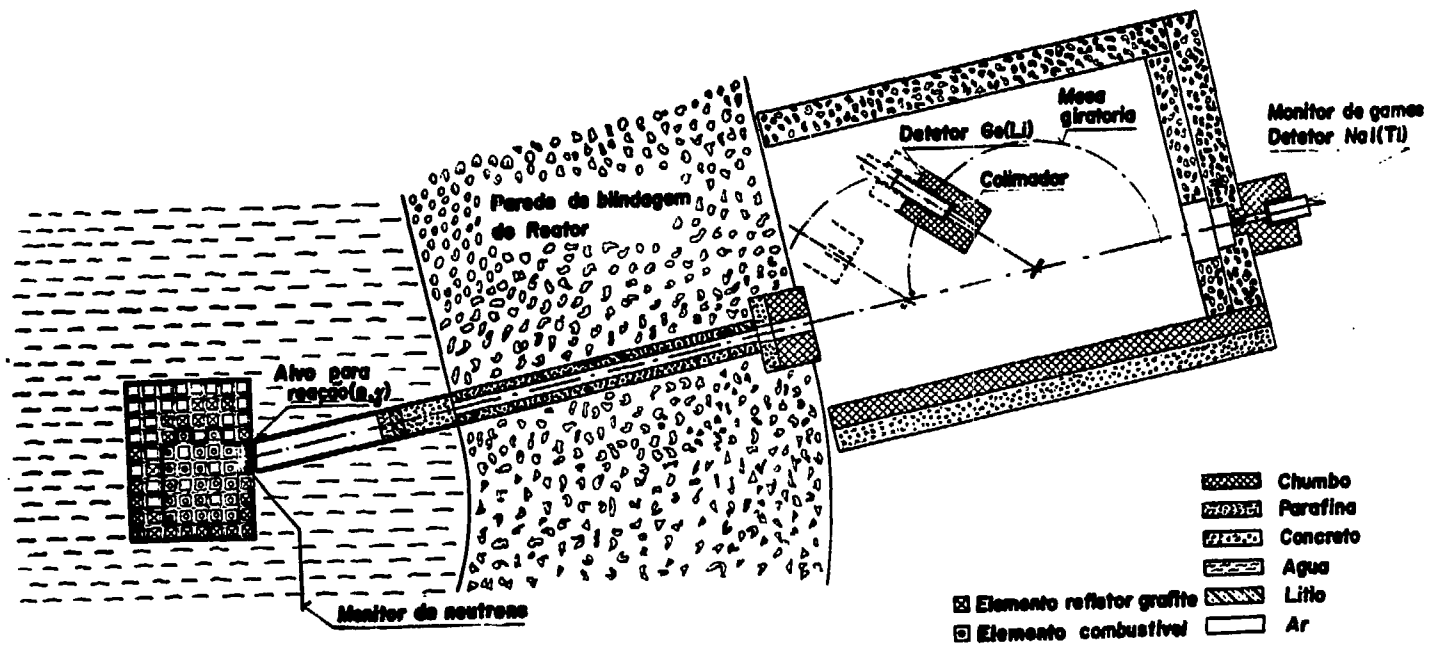


FIGURA 4-1. Planta geral do arranjo experimental.

A intensidade da radiação emitida por um alvo quando submetido à irradiação com nêutrons é dada pela expressão

$$I_{\text{gama}} = \phi_n \sigma_n N_o (M/A) \text{ raios gama/seg}$$

onde

- σ_n secção de absorção de nêutrons (barn)
- ϕ_n fluxo de nêutrons (nêutrons/cm².seg)
- M massa do alvo (gr)
- A massa atômica do alvo
- N_o número de Avogadro

Como se pode ver pela expressão acima, a intensidade da radiação gama para um elemento é diretamente - proporcional ao fluxo de nêutrons e à massa do alvo. Portanto, o alvo-fonte produtor de raios gama deve ser colocado numa posição do reator onde o compromisso entre o fluxo de nêutrons, a disponibilidade de espaço para a colocação do alvo e um fácil acesso para a troca de alvo nos dê um feixe gama suficientemente intenso para observação do espalhamento.

Todos os grupos que trabalham em espalhamento ressonante com reatores que constam da literatura (Sc-67) (Sh-68)(Ce-69)(Mi-69), utilizam o canal tangencial ao núcleo do reator com o alvo colocado no interior desse canal .

Destes apenas o grupo de Israel (Sc-67) tem uma produção regular devido ao fato de estar instalado num reator que opera a uma potência de 25 Mw e cujo fluxo de nêutrons na posição do alvo situado no interior do canal tangencial é da ordem de 10^{13} n/cm².seg.

O reator IEA-R1 de São Paulo é um reator que opera a uma potência de 2 Mw e foi construído de tal maneira que os dois canais tangenciais ao núcleo existentes estão a uma distância do núcleo, tal que os fluxos no seu interior são da ordem de 10^{11} e 10^{12} n/cm².seg.

Cálculos efetuados com estes fluxos e problemas de colimação (distância), mostraram que não se teria intensidade suficiente para o trabalho em espalhamento ressonante. Acrescente-se a isso o problema de proteção do pessoal contra a radiação na troca do alvo que atinge elevadíssimas atividades devido à grande massa e ao tempo de irradiação a que são expostos. Estes problemas existem nos arranjos similares, fazendo com que essas trocas se façam o menor número de vezes possível.

Para contornar estes problemas, instalamos o arranjo num canal radial que aponta diretamente para o núcleo do reator. O alvo-fonte para a produção de raios gama é inserido diretamente no núcleo do reator pela parte supe-

rior da piscina, com uma proteção natural de 8 metros de água. O sistema alvo e colimador são completamente independentes, não necessitando a remoção do colimador para a troca de alvo, o que não acontece no arranjo já descrito (Sc-67).

Com este arranjo, sem similar em outros laboratórios, foi possível dar início ao trabalho em espalhamento ressonante, pois conseguimos um fluxo de raios gama suficientemente intenso para a detecção e medida do espalhamento elástico (Bi-72).

Em seguida é feita uma descrição detalhada do arranjo experimental, construído totalmente nas oficinas do IEA, com exceção da cobertura em alumínio dos alvos, executado por uma indústria local (Ca-72) por processo especial.

4.2. O REATOR COMO FONTE DE NÊUTRONS

Um reator é essencialmente uma intensa fonte de nêutrons. O do Instituto de Energia Atômica de São Paulo, é um reator de pesquisa tipo piscina refrigerado e moderado a água, e calculado para o trabalho contínuo em potência de

5 Mw (IEA-58). O combustível utilizado é o urânio enriquecido a 20% no isótopo 235. O revestimento dos elementos combustíveis, bem como o material estrutural de suporte do núcleo são de alumínio. Todo este conjunto, matriz, elementos combustíveis e suportes estão mergulhados em água desmineralizada e a uma profundidade de aproximadamente 8 metros. Esta água além de servir como moderadora de nêutrons e refrigeradora do núcleo, tem a função de blindagem biológica da radiação emitida no processo de fissão.

Em torno do núcleo estão dispostos 12 tubos de irradiação sendo 10 na posição radial e 2 na posição tangencial, os quais permitem a extração dos feixes para as áreas de experiências. Na Figura 4-2, é mostrada uma planta da disposição dos tubos em relação ao núcleo e das experiências em andamento.

O reator funciona em regime contínuo durante 8 horas por dia a uma potência de 2 Mw. A densidade média de nêutrons no interior do núcleo a potência de 2 Mw é da ordem de 5.10^{13} n/cm³.

A distribuição da densidade de nêutrons no núcleo é mostrada na Figura 4-3, no qual pode-se ver o aumento da densidade de nêutrons nos limites do núcleo, quando são usados como refletores elementos de grafite e/ou água - (Pe-72).

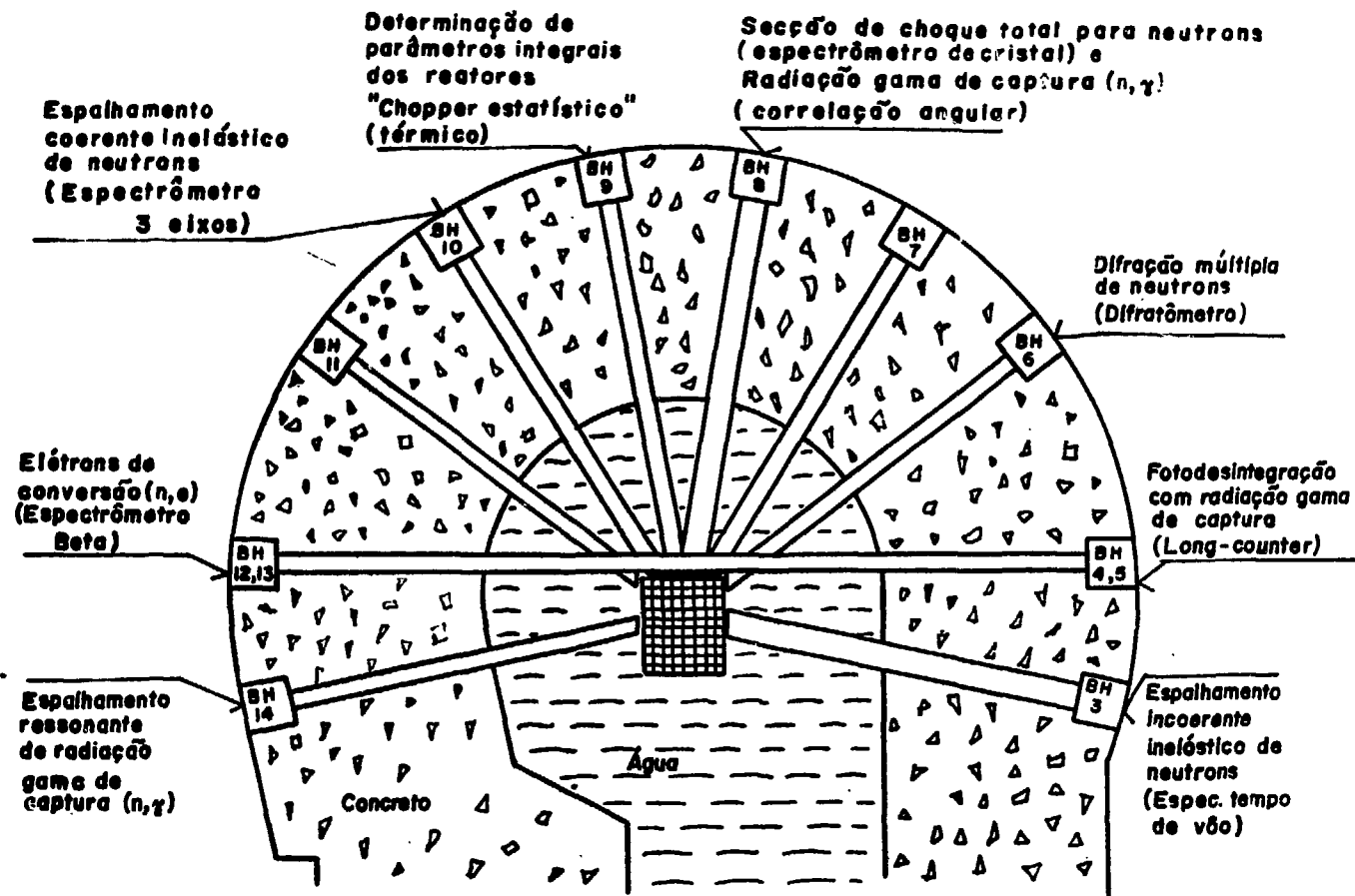


FIGURA 4-2. Planta da disposição dos tubos de irradiação em relação ao núcleo do reator, e as experiências em andamento.

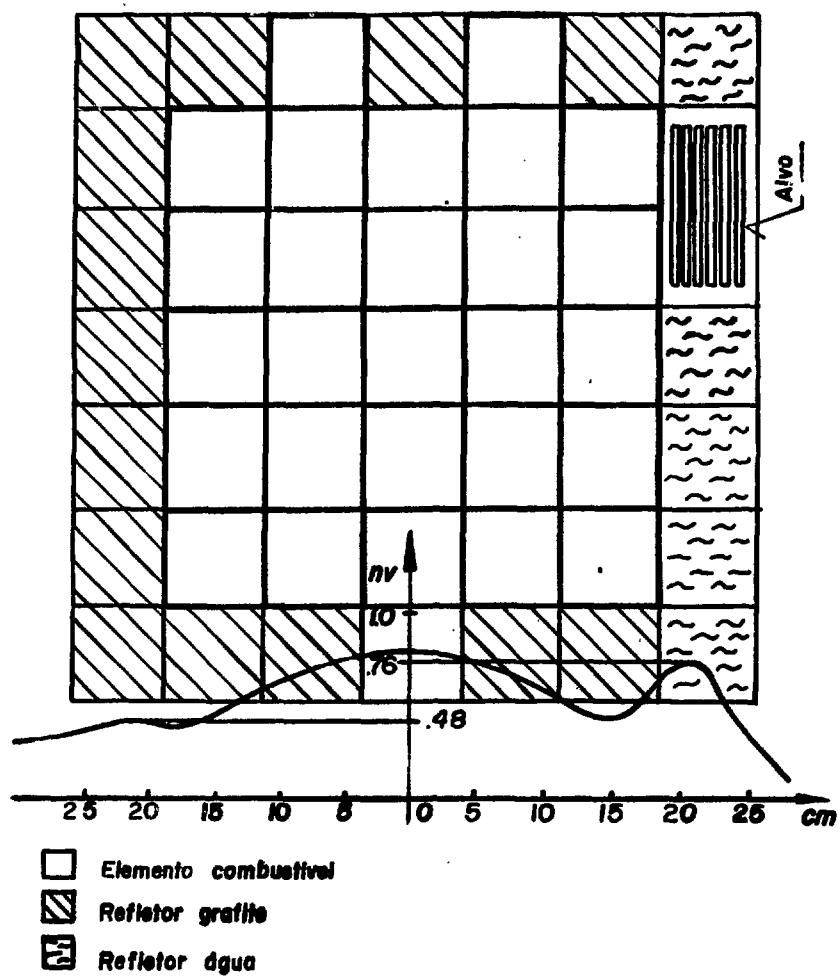


FIGURA 4-3 Distribuição da densidade de nêutrons no núcleo do reator.
 Observe-se o aumento da densidade de nêutrons nos limites do núcleo, quando são usados água e/ou grafite como refletor.

4.3. ALVO-FONTE PRODUTOR DE RAIOS GAMA

O alvo-fonte para a produção do feixe de raios gama atravês do processo de captura de nêutrons é inserido diretamente no núcleo do reator junto aos elementos combustíveis na posição que seria ocupada por dois elementos refletores. Esta é a posição onde há o aumento da densidade de nêutrons, conforme é mostrado na Figura 4-3. O alvo é instalado visualmente pela parte superior da piscina entre os elementos combustíveis e o início do tubo de irradiação para a extração do feixe.

O material de que é constituído o alvo é em geral metálico, podendo-se, em princípio, usá-lo sob qualquer forma, desde que colocado em recipientes adequados. Os alvos metálicos possuem o formato de paralelepípedo de $12,7 \times 12,7 \times 6,5 \text{ cm}^3$ e são constituídos por placas espaçadas, como representado no detalhe da Figura 4-4, permitindo desta forma a sua refrigeração pela própria água de refrigeração do reator. Como este alvo entra em contacto direto com a água, tornou-se necessário evitar a contaminação desta, a qual admite somente impurezas da ordem de parte por milhão (ppm). Para isto foi necessário a cobertura das placas com uma camada muito fina de alumínio ($\approx 0,1 \text{ mm}$), o que foi conseguido por um processo especial em uma indústria local (Ca-72).

Este alvo é suspenso por um fino fio de aço inoxidável e colocado em posição, independente do sistema de colimação, controlado por um sarrilho, podendo ser movimentado e trocado durante o funcionamento do reator.

4.4. SISTEMA DE COLIMAÇÃO

Na Figura 4-4 é apresentado um corte vertical do sistema de colimação do feixe de raios gama, bem como das partes que o constituem e de suas dimensões. Ele é constituído por um cilindro de 133 mm de diâmetro e de 755mm de comprimento colocado próximo ao núcleo. Esta parte está cheia com ar e mergulhada na parte interna da piscina. Este trecho inicial serve para retirar do feixe, por espalhamento, os nêutrons incidentes sob pequenos ângulos que poderiam ser colimados por sucessivos choques.

Justaposta a esta secção estão colocados 90 mm de água, 80 mm de fluoreto de lítio e 405 mm de parafina. Todos estes elementos funcionam como filtros para a redução dos nêutrons rápidos e lentos e servem também para a redução da intensidade dos raios gama de baixa energia originados no processo de fissão.

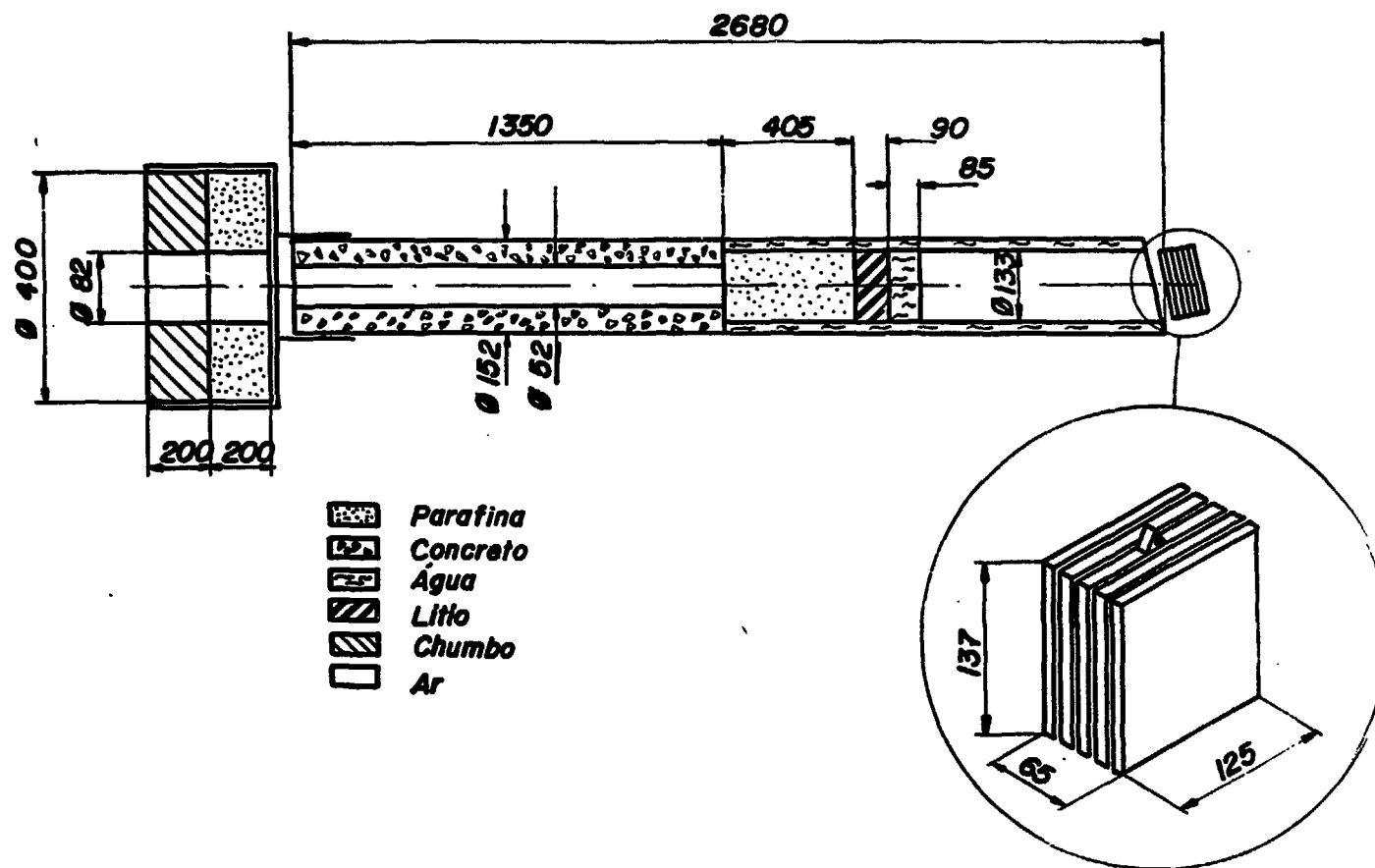


FIGURA 4-4 Corte vertical do sistema de colimação do feixe gama, em que são mostrados os filtros para nêutrons e gamas de baixa energia. O detalhe amplificado é um desenho do alvo-fonte.

Este arranjo particular dos filtros foi testado, com variações, para um espectro incidente de nêutrons de fissão, obtendo-se um bom compromisso entre a intensidade da radiação gama que os atravessa e uma baixa contaminação de nêutrons (Yo-63b).

Em seguida aos filtros existe um colimador de concreto de barita de 1350 mm de comprimento e 50,8 mm de diâmetro que corresponde ao diâmetro do feixe e serve para determinar a divergência angular do feixe. Após este colimador foi colocada uma blindagem de 200 mm de parafina e 200 mm de chumbo para evitar o possível escape de radiação entre o tubo do reator e a parte externa do colimador de concreto, diminuindo, desta forma, a radiação de fundo na área experimental.

4.5. ESPALHADOR E ABSORVEDOR

O alvo espalhador ou elemento a ser estudado é colocado num suporte de lucite na parte central do feixe e tem um formato de um disco de 100 mm de diâmetro. Tanto o diâmetro como a espessura deste alvo são ajustados, tendo-se em vista o melhor aproveitamento do feixe incidente.

O suporte do espalhador pode ser substituído por um criostato (Figura 3-2), que permite resfriar o espalhador à temperatura do nitrogênio líquido (-195°C), ou por um outro suporte que permite o aquecimento do espalhador, através de uma resistência elétrica.

O alvo absorvedor usado nas medidas de auto absorção é instalado na saída do colimador obturando o feixe.

O conjunto suporte do espalhador que é o eixo no qual gira o sistema de detecção, é móvel e permite a variação da distância do espalhador a saída do colimador, conforme pode-se ver na Figura 4-1.

Para os alvos que se apresentam sob a forma não metálica são confeccionadas partilhas pela Divisão de Metalurgia do IEA.

4.6. INSTRUMENTAÇÃO PARA DETECÇÃO

A instrumentação utilizada para a análise dos impulsos eletrônicos obtidos como resultado da ionização que as radiações produzem nos detetores (amplificadores, análise,

sadores, fontes de alta tensão, alargadores de espectro , etc. ...) é padronizada e os diversos tipos são largamente difundidos na literatura.

Na Figura 4-5, apresentamos um diagrama de bloco de toda a instrumentação utilizada, na qual pode-se ver o canal de detecção principal da radiação gama espalhada, os canais dos dois monitores de raios gama e nêutrons - bem como o da medida da temperatura do alvo.

4.6.1. Detecção da Radiação Gama

Utilizamos um detector de Ge(Li) coaxial* com um volume de 42,5 cc. para medida dos raios gama e um multi-canal de 4096 canais para o registro do espectro**.

O detector está envolto em uma blindagem com 200 mm de chumbo para a redução da radiação de fundo. O conjunto detector-blindagem está fixado num braço móvel que gira no plano horizontal e cujo centro de rotação coincide com o centro do feixe incidente e do espalhador. A distância de tector-espalhador é variável, podendo ser ajustada para cada caso em particular.

* Detector produzido pela Ortec - 8601 - 00523.

** Multi-canal da Hewlett Packard - Modelo 5401 A/B

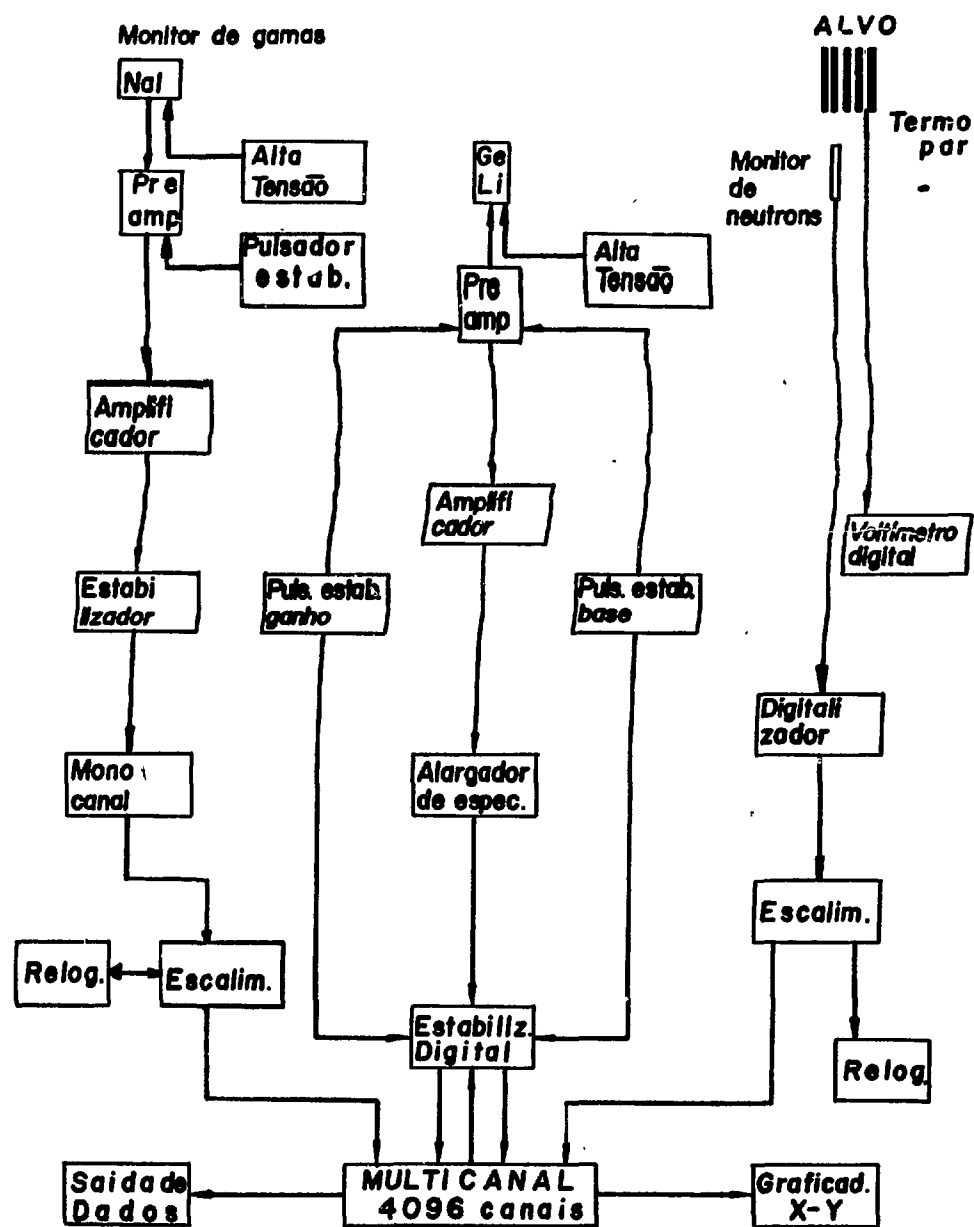


FIGURA 4.5 Diagrama bloco do sistema de detecção principal e dos monitores, bem como da medida da temperatura do alvo.

Devido à alta resolução dos detetores de Ge(Li), é necessário garantir a estabilidade do sistema eletrônico, desde o detetor até o analisador multi-canal. Isto é conseguido com o uso de um estabilizador digital e de dois pulsadores estabilizadores, sendo um para a estabilização da base outro para a estabilização do ganho do sistema*. Com esse sistema, consegue-se uma estabilidade de 0,1% por canal durante os longos períodos necessários à acumulação de dados.

Um outro sistema de detecção da radiação gama é usado como monitor e colocado na direção do feixe direto. Para este monitor utilizamos um cristal de NaI(Tl) de (3x3)", e um sistema analisador de amplitude monocanal convencional. Este cristal está instalado no sistema de blindagem biológica com um colimador de chumbo de 3 mm de diâmetro e 250 mm de comprimento, para a definição do feixe incidente (Figura 4-1). Este sistema de detecção monocanal é estabilizado com o uso de um estabilizador analógico.

* Digital stabilizer, produzido pela Ortec - Modelo 439

4.6.2. Detecção de Nêutrons

O monitor de nêutrons está colocado no núcleo do reator junto ao alvo-fonte para medir as pequenas variações locais de potência do reator, ou seja, a variação do fluxo de nêutrons incidente no alvo. Nesta posição o fluxo de nêutrons é muito intenso ($\sim 10^{13}$) não permitindo o uso de detetores convencionais de nêutrons sem perturbar o fluxo.

O detetor utilizado existe comercialmente*, mas é de uso pouco frequente no país. Consta de um cabo coaxial de 1 mm de diâmetro de Incomel, tendo em sua extremidade de um fio central isolado no qual está adaptado o material conversor.

O princípio de funcionamento deste detetor é a conversão da radiação incidente (nêutrons) no material emissor (Co ou Rh) em elétrons com energia suficiente para penetrar o isolante sólido. A deficiência em elétrons no emissor resulta numa carga positiva no centro do condutor do cabo coaxial ligado ao emissor. A corrente gerada resultante é diretamente proporcional ao número de nêutrons incidentes e absorvido pelo emissor. Com auxílio de um eletrômetro seguido por um digitalizador transformamos esta corrente em

* Reuter-Stokes (Canadá) tipo RSW-20-2 M1

pulsos elétricos.

A escolha deste tipo de detetor se deve ao seu reduzido tamanho, possibilitando a sua instalação ao lado do alvo sem perturbar o fluxo de nêutrons. A sua estabilidade, quando submetido a altos fluxos de nêutrons, também determinaram a sua escolha.

CAPÍTULO 5

MEDIDAS PRELIMINARES

5.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo são descritas as medidas preliminares que foram efetuadas para verificar a viabilidade de montagem da experiência, bem como as medidas feitas após a instalação do arranjo experimental para sua otimização.

Estas medidas constituem um capítulo à parte, face à importância que possuem para o bom funcionamento de todo o sistema e pelo fato de cada uma delas se constituir em um novo trabalho, devido ao volume de equipamento e trabalho envolvido.

Em particular, as experiências que envolveram medidas diretamente no núcleo do reator, como a fixação do suporte guia do alvo-fonte na matriz do núcleo, a medida do fluxo de nêutrons, o ajuste do alvo-fonte, a medida da

temperatura e o ajuste da posição do alvo em frente ao canal necessitaram estudo e planejamento cuidadosos em vista do problema de segurança inerente aos reatores nucleares.

5.2. MEDIDA DO FLUXO DE NÊUTRONS NA POSIÇÃO DO ALVO-FONTE

A medida do fluxo de nêutrons nos limites do núcleo do reator, na posição dos elementos refletores, foi uma das primeiras medidas efetuadas. Ela foi executada mesmo antes do projeto do arranjo experimental, pois o fluxo de nêutrons na posição em que desejávamos colocar o alvo-fonte é que iria determinar a viabilidade do projeto e a construção de todo o sistema.

Para a medida deste fluxo, foi construído um sistema especial de irradiação simulando o alvo-fonte e colocado na posição de um elemento refletor.

O fluxo de nêutrons nesta posição foi determinado indiretamente através da medida da atividade induzida por nêutrons em folhas de ouro. Este método é conhecido como método de ativação de folhas. Foram utilizadas folhas de ouro com 0,1 mm de espessura e uma massa da ordem de 5 mg.

Após a irradiação por um tempo determinado ,
é feita a medida da atividade induzida nesta folha. A par-
tir desta atividade é determinado o fluxo. Esta medida da a-
tividade foi efetuado pelo laboratório de metrologia nu-
clear do IEA.

O fluxo de nêutrons determinado na posição do
alvo-fonte foi de

$$\phi_n = (5,1 \pm 0,5) 10^{13} \text{ nêutrons/cm}^2 \cdot \text{seg}$$

5.3. POSICIONAMENTO DO ALVO-FONTE

Nesta experiência de posicionamento do alvo,
a finalidade é determinar uma posição para o alvo-fonte no
núcleo do reator para que se obtenha a máxima intensidade de
radiação gama emergente do colimador. Esta posição deve ser
tal que o alvo fique dentro do ângulo sólido determinado pe-
lo sistema de colimação. Este posicionamento só pode ser e-
fetuatedo através de medidas indiretas, visto que o ajuste me-
cânico (geométrico) não é possível, pois como já vimos, o nú-
cleo encontra-se a uma profundidade de 8 metros dentro da
piscina.

O detector de radiação gama é colocado na direção do feixe emergente na saída do colimador e é medida a intensidade de umas das linhas emitidas pelo alvo-fonte ao se variar a posição do alvo no interior do núcleo. Esta variação da posição do alvo foi efetuada na direção vertical e na direção horizontal.

A variação na posição vertical é feita através de um sarrilho fixado na parte superior da piscina no qual está suspenso o alvo por um fio fino de aço inoxidável. Para cada posição do alvo, mediu-se a intensidade da linha, obtendo-se, desta forma, a melhor posição vertical.

Para a variação na horizontal foi necessário o deslocamento do núcleo do reator em relação ao tubo de irradiação, visto que o suporte guia do alvo está fixado na matriz do núcleo. Também neste caso para cada deslocamento do núcleo foi medida a intensidade da linha, obtendo-se desta forma o máximo na posição horizontal. Estas operações foram repetidas para garantir que o posicionamento do alvo nos desse o máximo fluxo de raios gama na saída do colimador.

Todas estas medidas foram efetuadas com o reator operando a uma potência reduzida de 200 Kw, e utilizando um alvo de ferro que possui uma linha bastante intensa de 7 630 keV.

5.4. TEMPERATURA DO ALVO-FONTE

Como já foi visto na parte teórica, é necessário o conhecimento da forma da linha incidente no espalhador para o cálculo da intensidade gama espalhada. Esta forma da linha emitida pelo alvo-fonte na transição entre dois níveis, é determinada inteiramente pelo efeito Doppler e pode ser expressa pela equação:

$$F(E) = \frac{1}{\pi^{1/2} \cdot \Delta_e} \exp \left[- \frac{(E - E_e)^2}{\Delta_e^2} \right]$$

onde $\Delta_e = E_e (2kT_{ef}/Mc^2)^{1/2}$

é a meia largura da curva, a(1/e) da altura, e T_{ef} é a temperatura efetiva. Esta expressão mostra que a curva é determinada inteiramente pelo alargamento Doppler e que a temperatura do alvo é o parâmetro para seu cálculo.

A temperatura no alvo sujeito à irradiação de nêutrons e raios gama não coincide com a temperatura do meio em que se acha imerso. Nêutrons e raios gama produzem uma radiação secundária constituída por partículas ionizantes (prótons, partículas α , elétrons e positrons) que perdem sua energia cinética por ionização e excitação com os átomos do meio. Há assim, uma troca de quantidade de movimento, entre os átomos do alvo e essas partículas ionizantes que se transformam em calor. A energia térmica cedida ao alvo é igual à

perda de energia total da radiação secundária no seu interior.

A medida desta temperatura é feita instalando-se um termo-par de ferro-constantan diretamente ao alvo. Simultaneamente, com outro termo-par é medida a temperatura da água de refrigeração do núcleo.

Foi verificado que a temperatura do alvo se mantém à mesma temperatura da água de refrigeração, durante a operação do reator na potência de 2 Mw, para os alvos metálicos. Isto é devido a sua forma especial, que permite um bom resfriamento.

5.5. ALINHAMENTO DO FEIXE DE RADIAÇÃO GAMA

O alinhamento do feixe gama emergente do reator através do sistema de colimação é de grande importância, pois, a instalação de todo o arranjo experimental depende do conhecimento da posição e direção do feixe.

Foi tomado um cuidado especial na determinação do centro do feixe, pois, por este deve passar o centro do eixo vertical em torno do qual será rodado o sistema de detecção.

A direção bem como o centro do feixe foram de terminados inicialmente através de fotografias tiradas ao longo da trajetória do feixe. O tempo de exposição das foto grafias foi reduzido colocando-se uma fina placa de chumbo atrás do filme, obtendo-se desta forma uma melhor definição do feixe. Uma vez determinados os vários centros ao longo da trajetória, estas fotografias foram substituídas por um fei xe de luz obtido com um laser.

Assim, foi possível a instalação do colima - dor do monitor, da centragem do alvo espalhador bem como ve rificar a posição do espalhador ao se deslocar o sistema de detecção ao longo da direção do feixe.

5.6. CONTAMINAÇÃO DO FEIXE DE RADIAÇÃO GAMA

Como contaminação do feixe de raios gama en - tende-se toda a radiação nele existente que é originada pe -

lo alvo-fonte no processo (n,gama).O conhecimento desta contaminação é necessária, pois, desta forma é possível ter-se um controle do espectro gama espalhado permitindo a sua interpretação.

Foram feitas várias medidas tanto de nêutrons como de radiação gama. Para a determinação de nêutrons no feixe foi utilizado o processo de ativação de folhas de rhodio, por possuir esse elemento uma sensibilidade bem maior que o ouro. Foi determinado um fluxo de nêutrons menor que $50 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{seg}$, que é limite da sensibilidade deste sistema de detecção. Esta medida serviu para mostrar a eficiência dos filtros para nêutrons colocados no colimador.

A contaminação de raios gama existente é devida a processos (n, γ) produzidos no alumínio da estrutura do núcleo do reator. Esta linha é de 7717 keV, e para a maioria dos alvos utilizados ela contribui com menos de 1% no espectro incidente, frente à linha principal do alvo utilizado.

5.7. REPRODUTIBILIDADE DOS MONITORES

Foram feitas medidas de estabilidade e de reprodutibilidade dos monitores, de nêutrons colocados ao lado do alvo-fonte no núcleo e do monitor de raios gama colocado na direção do feixe emergente na área experimental (Fig.4-1).

Este tipo de medida foi necessária, em face da necessidade de se saber qual dos monitores era mais sensível a flutuações da potência do reator e de se conhecer seu comportamento quanto à estabilidade, devido aos longos períodos necessários à acumulação de dados.

Quanto à resposta a variações de flutuações de potência do reator, verificou-se que ambos respondem igualmente bem. Quanto a estabilidade a longo prazo, o monitor de nêutrons apresentou melhor comportamento. Isto se deve ao fato de que o sistema eletrônico empregado na detecção é constituído basicamente de uma única unidade, frente ao detector de raios gama, que utiliza um sistema eletrônico constituído de um analisador mono-canal convencional.

Outra vantagem apresentada pelo monitor colocado no núcleo ao lado do alvo, é que, mudanças na área experimental, tais como, mudança do espalhador, dos absorvedo

res, variação da radiação de fundo ambiental, não interferem na sua medida, podendo ser utilizados em medidas comparativas para diferentes alvos-fontes.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

6.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo apresentaremos os resultados experimentais dos espalhamentos elástico e inelástico de raios gama pelo telúrio natural, utilizando como feixe incidente os raios gama de captura de nêutrons lentos em alvos-fontes de níquel e alumínio.

Na secção 6.2., são estudados os raios gama elásticos de 8524, 7529 e 6838 keV espalhados pelo Te-130, bem como os raios gama inelásticos mais intensos de 6693 e 5945 keV. A partir da medida de distribuição angular são medidos os spins dos níveis. Para o nível ressonante de 7529 keV, é proposto um esquema de desintegração e é determinada a razão de desintegração (branching ratio) Γ_0/Γ , a largura de radiação Γ_0 e a secção de choque efetiva de espalhamento ressonante $\langle\sigma_{\text{esp}}\rangle$.

Na secção 6.3., é feito um estudo análogo com um feixe incidente dos raios gama de captura de nêutrons no alumínio. É estudada a linha elástica de 7717 keV e as inelásticas de 6206 e 5754 keV e os spins dos níveis determinados, bem como os demais parâmetros.

6.2. ESPALHAMENTO RESSONANTE DE RAIOS GAMA DE CAPTURA DO NÍQUEL NO TELÚRIO NATURAL

6.2.1. Espectro Direto

O espectro em energia dos raios gama de captura do níquel incidente no espalhador de telúrio foi medido com o detector de Ge(Li), colocado na direção de 0° (feixe direto) na posição do espalhador, com o reator operando a uma potência reduzida para evitar empilhamento de pulsos no sistema eletrônico.

O níquel utilizado como alvo-fonte possui uma pureza de 99,5% e uma massa de 8800 gramas.

Na Figura 6-1, é mostrado o espectro de energia da radiação de captura do níquel, com as linhas acima de

5000 keV assinaladas; note-se, no espectro, a linha do alumínio de 7717 keV devida ao material estrutural do núcleo do reator.

A calibração em energia do detector foi feita utilizando-se este mesmo espectro, tomando-se como referência a energia da linha mais intensa de 8997 keV (Nu-66). O primeiro e segundo picos de escape das demais linhas servem para a verificação do ganho diferencial sobre todo o espectro.

Para a calibração das intensidades relativas de cada linha foi tomado o número de contagens sob cada pico após a correção da radiação de fundo, da atenuação devida aos filtros colocados no colimador e da eficiência do detector. Foi feita uma normalização para a intensidade da linha mais intensa de 8997 keV estudada por Kinsey (Nu-66).

Na Tabela 6-1, são apresentadas as energias e as intensidades determinadas nesta experiência, acima de 5000 keV. É feita uma comparação com as medidas de Kinsey.

TABELA 6-1. Gamas de captura do níquel acima de 5000 keV.

Este trabalho		Kinsey (Nu-66)	
ENERGIA (keV)	INTENSIDADE (%)	ENERGIA (keV)	INTENSIDADE (%)
a) 8997	26	8997	26
8524	14	8532	11
8120	2	8119	2,5
b) 7717 (Al)			
7817	6	7817	6
7693	1,5		
7529	4	7528	4
		7220	0,4
		7050	0,6
6838	9	6839	9
6580	1	6580	1,2
		6340	1
6103	2	6100	1,3
		5990	0,4
5823		5820	3
		5700	0,6
5310		5310	1,3

a) - Esta linha foi utilizada para a calibração em energia e para a normalização da intensidade relativa.

b) - Linha do Al devido ao material estrutural do núcleo do reator.

6.2.2. Espectro Espalhado

Para as medidas de espalhamento foi utilizada uma pastilha de óxido de telúrio em pó compactado, de abundância isotópica natural. A ocorrência natural dos vários isótopos do telúrio é mostrada na Tabela 6-2, segundo dados da literatura (Ch-66).

TABELA 6-2. Ocorrência natural do telúrio.

ISÓTOPO	OCORRÊNCIA NATURAL (%)
$^{120}_{52}\text{Te}$	0,089
Te^{122}	2,46
* Te^{123}	0,87
Te^{124}	4,61
* Te^{125}	6,99
Te^{126}	18,71
Te^{128}	31,79
Te^{130}	34,48

(*) Os isótopos 123 e 125, assinalados apresentam estados isoméricos.

Na Figura 6-2, é mostrado o espectro em energia dos raios gama espalhados pelo telúrio medidos com o de

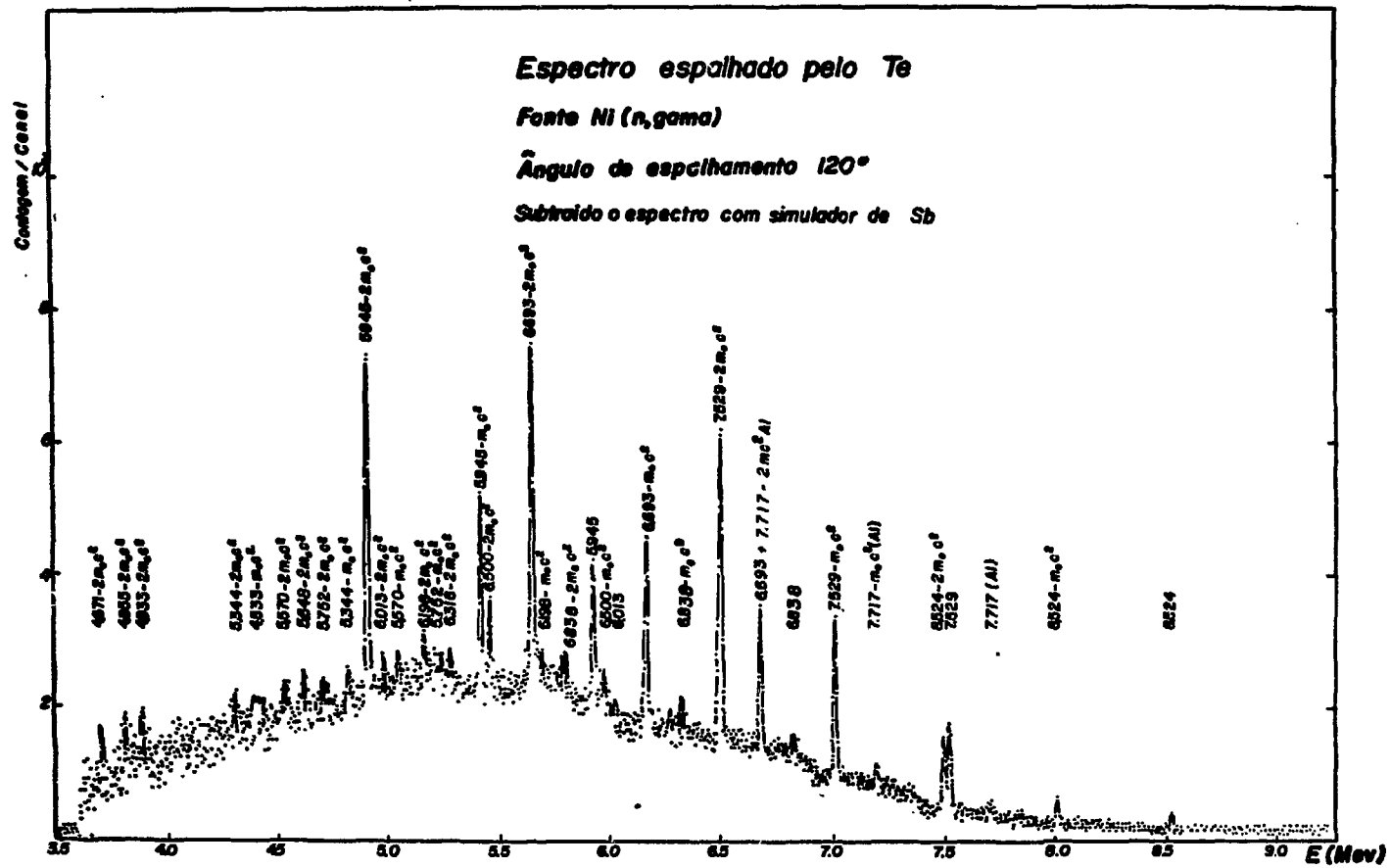


FIGURA 6-2. Espectro em energia dos raios gama espalhados pelo telúrio natural, usando raios gama de captura do níquel.

tector de Ge(Li) a um ângulo de 120° em relação à direção do feixe incidente. Deste espectro foi subtraída a radiação de fundo devida aos outros processos de espalhamento, utilizando-se um espalhador de antimônio, cujo número atômico é 51, e não possui níveis ressonantes com os raios gama do níquel. A espessura do Sb foi escolhida de maneira que o produto $(N\sigma_e)$ fosse igual ao de amostra de telúrio.

Na Tabela 6-3, estão representadas as energias e as intensidades relativas determinadas, comparadas com os dados obtidos por Schlesinger (Sc-69).

As intensidades relativas foram normalizadas pelo nível ressonante de 7529 keV para comparação. A diferença que existe entre as intensidades relativas por nós determinadas e as determinadas por Schlesinger, reside no fato de que foram efetuadas a temperaturas diferentes, mostrando nitidamente as linhas gama inelásticas que pertencem ao mesmo nível ressonante.

As linhas de 8524, 7529 e 6838 keV são as linhas comuns aos espectros incidentes e espalhados, conforme pode-se ver comparando as Tabelas 6-1 e 6-3. Estas linhas são supostas serem emitidas em uma transição direta dos níveis de 8524, 7529 e 6838 keV para o estado fundamental, ou

seja, são as linhas consideradas inelásticas.

TABELA 6-3. Linhas gama espalhadas pelo telúrio, com raios gama incidentes de captura do níquel, comparadas com os dados obtidos por Schlesinger et al (Sc-69)

Este trabalho		(Sc-69)	
ENERGIA (keV)	a) INTENSIDADE RELATIVA (%)	ENERGIA (keV)	b) INTENSIDADE RELATIVA (%)
8524	26 ± 3	8535	51 ± 5
7717 (A1)			
c) 7529	100	7538	100
7014		7015	2
6838	11 ± 2	6838	38 ± 5
6693	102 ± 6	6698	113 ± 10
6500 (A1)			
6316	17 ± 2	6314	6 ± 2
6198 (A1)			
		6108	
6013		6010	7 ± 2
5945	113 ± 9	5950	125 ± 20
5752 (A1)			
5715	4 ± 2	5719	5 ± 2
5648	12 ± 2	5650	13 ± 3
5570	12 ± 2	5571	14 ± 3
		5486	6 ± 2
5344	25 ± 3	5344	18 ± 4
4933	10 ± 2	4932	14 ± 5
4855	4 ± 2	4856	14 ± 5
4671		4656	9 ± 4
		4192	12 ± 4

a) - Intensidades medidas para o níquel e o telúrio a uma temperatura de 35°C e 21°C, respectivamente.

b) - Intensidades obtidas com o níquel a temperatura de 450°C (Sc-69).

c) - Intensidade normalizada para esta linha.

6.2.3. Esquema de Desintegração e Identificação do Isótopo

Determinação de Γ_0/Γ

Para a determinação do esquema de desintegração, e portanto, da energia dos níveis do telúrio, inicialmente os espectros espalhados e o direto são comparados, e os níveis independentes ressonantes são identificados. No telúrio, a maior dificuldade para a determinação do esquema de desintegração, reside no fato de que o espectro espalhado possui mais de um nível ressonante para os raios gama de captura do níquel, além de possuir vários isótopos.

Um estudo dos níveis de baixa energia dos isótopos do telúrio, permitiu associar ao nível ressonante de 7529 keV às linhas inelásticas de 6693, 5945, 5715, 5648, 5570, 5344 e 4933 keV e para o nível ressonante de 6838 keV, somente o raio gama de 4855 keV.

Na Figura 6-3, é mostrado o esquema de desintegração proposto comparado com os níveis obtidos por outras reações.

O nível de 2682 keV, proposto por Schlesinger que corresponde ao raio gama inelástico de 4855 keV não

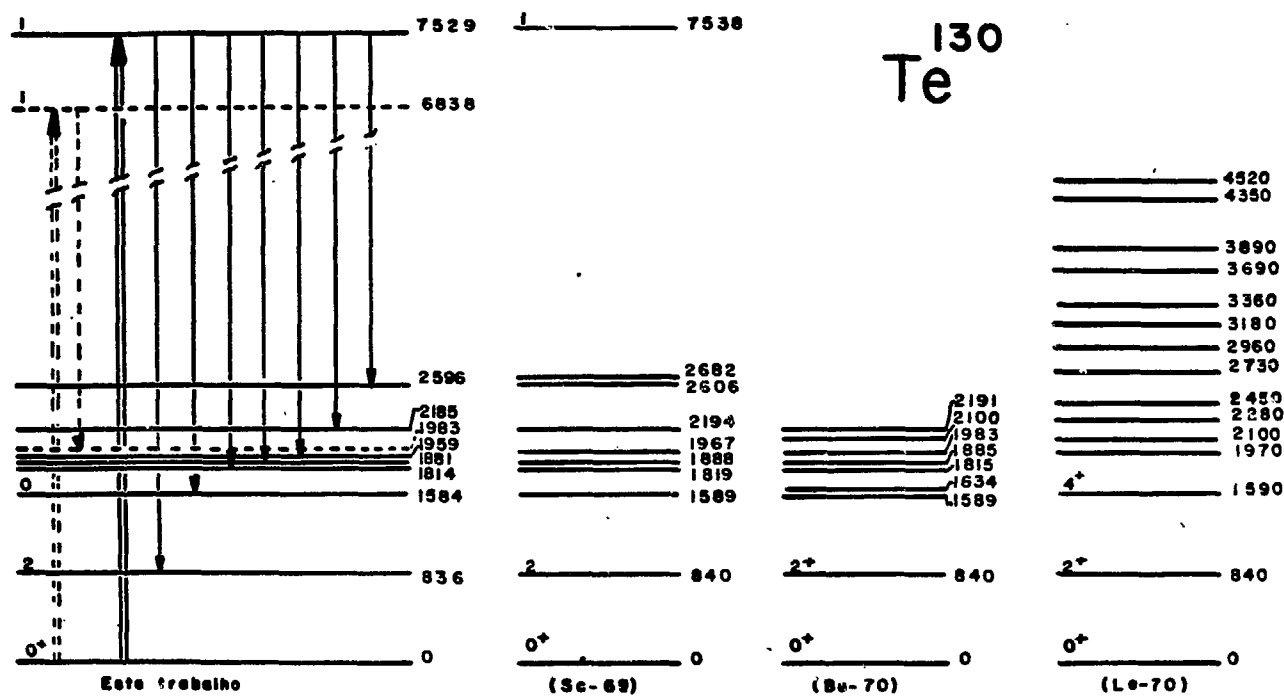


FIGURA 6-3. Esquema de desintegração proposto para o Te-130, excitado pelos raios gama de captura do níquel, comparado com os níveis obtidos por outras reações. A linha pontilhada é o nível proposto neste trabalho.

nos parece pertencer à desexcitação do nível ressonante de 7529 keV. Observando-se com cuidado a Tabela 6-3, onde são comparadas as intensidades relativas, pode-se verificar que a intensidade relativa do raio gama de 4855 keV não mantém a mesma relação de intensidade com os raios gama da cascata do nível ressonante de 7529 keV, ao se variar a temperatura do alvo; mas mantém, com o nível ressonante e 6838 keV. Além disto, a diferença em energia entre o gama elástico de 6838 keV e o gama inelástico de 4855 keV, determina um nível de 1983 keV, que coincide com o nível determinado por Burde et al (Bu-70) utilizando a reação (p,p').

Para o nível elástico de 8524 keV e para as demais linhas inelásticas não foi possível associá-los a qual isótopo pertencem, em vista da pequena intensidade das demais linhas inelásticas.

Os dois níveis ressonantes de 7529 e 6838 keV foram identificados como pertencendo ao isótopo do telúrio de número de massa 130.

Na tabela 6-4, estão tabelados os raios gama que pertencem à cascata do nível ressonante de 7529 keV com os respectivos níveis determinados. Foi também determinada a razão de desintegração (Branching ratio) para os diversos raios gama.

TABELA 6-4. Energia das linhas gama espalhadas pelo nível ressonante de 7529 keV do Tel^{130} , com as razões de desintegração e os níveis.

ENERGIA (keV)	RAZÃO DE DESINTEGRAÇÃO (%) (Branching ratio)	ENERGIA DO NÍVEL (keV)
7529	26	0
6693	27	836
5945	30	1584
5715	1	1814
5648	3	1881
5570	3	1959
5344	6	2185
4933	2	2596

Considerando que todos os raios gama na desintegração do nível ressonante são observados, a razão de desintegração para o nível de 7529 keV é:

$$\frac{\Gamma_0}{\Gamma} = 0,26 \pm 0,02$$

6.2.4. Distribuição Angular

Determinação de J

A medida da distribuição angular dos raios gama espalhados foi efetuada somente para as linhas elásticas.

e inelásticas mais intensas que são as de energia 8524,7529, 6693 e 5945 keV, no intervalo de 90° a 140° com 10° de variação.

O estado fundamental para os isótopos estáveis do telúrio possui spin 0^+ , logo, o spin para os níveis ressonantes deverá ser igual a 1, pois como vimos, a absorção é de dipolo puro. Portanto, a distribuição angular das linhas espalhadas, deve ser idêntica à de uma cascata gama-gama, onde a primeira componente é um dipolo puro e a outra um dipolo puro ou uma mistura dipolo-quadrupolo.

Nas Figuras 6-4, 6-5, 6-6 e 6-7, são apresentadas as medidas experimentais das linhas gama mais intensas medidas, ajustadas por uma curva da forma $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta)$ pelo método dos mínimos quadrados. A partir dos valores de A_2 determinados por estes ajustes, foram deduzidos os spins dos níveis correspondentes.

Os níveis de 8524 e 7529 keV, considerados elásticos possuem uma sequência de spin da forma $0(1)J(L)0$. Os coeficientes A_2 determinados a partir dos resultados experimentais foram iguais a $0,48 \pm 0,05$. Este valor coincide com o valor teórico de 0,5 para a sequência $0(1)1(1)0$. Portanto, podemos atribuir o valor 1 para o spin dos níveis ressonantes de 8524 e 7529 keV, com uma desexcitação de dipolo puro.

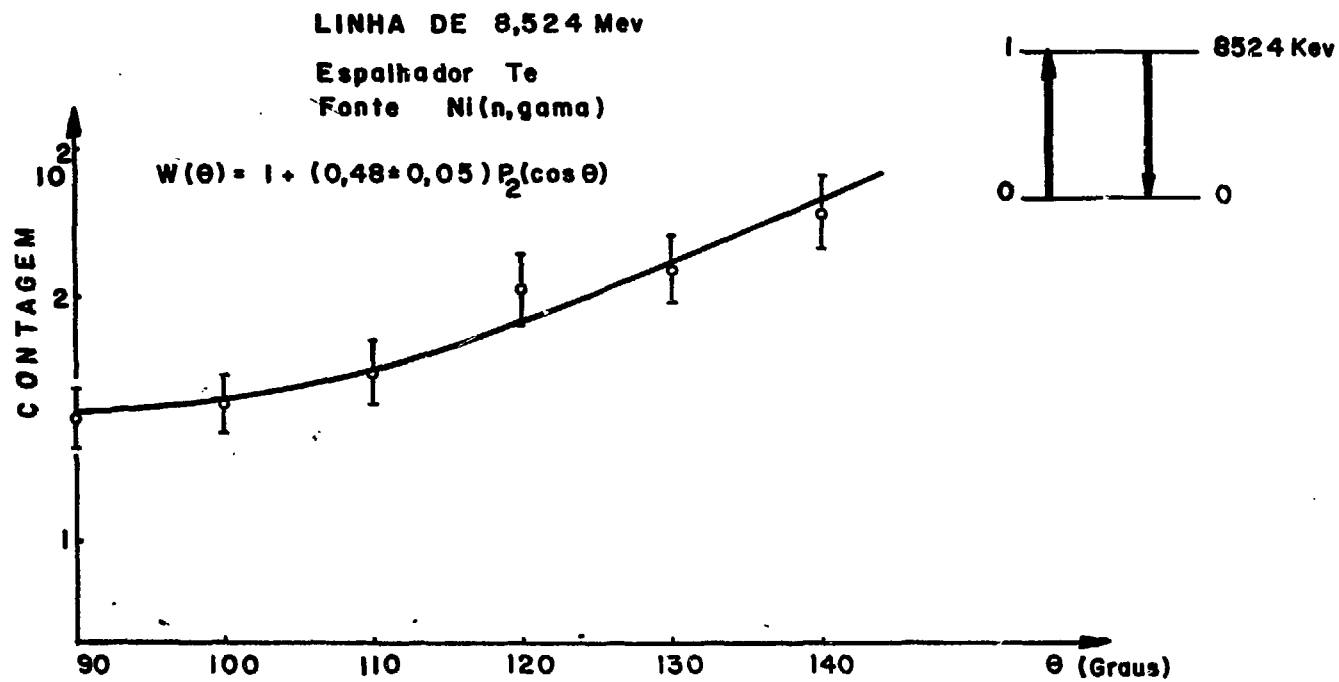


FIGURA 6-4. Distribuição angular da linha de 8524 keV espalhada elasticamente pelo Te-130. A linha sólida possui a forma $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta)$ e é ajustada aos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados. A cascata correspondente está indicada.

LINHA DE 7.529 MEV

Espalhador Te

Fonte Ni(n,gama)

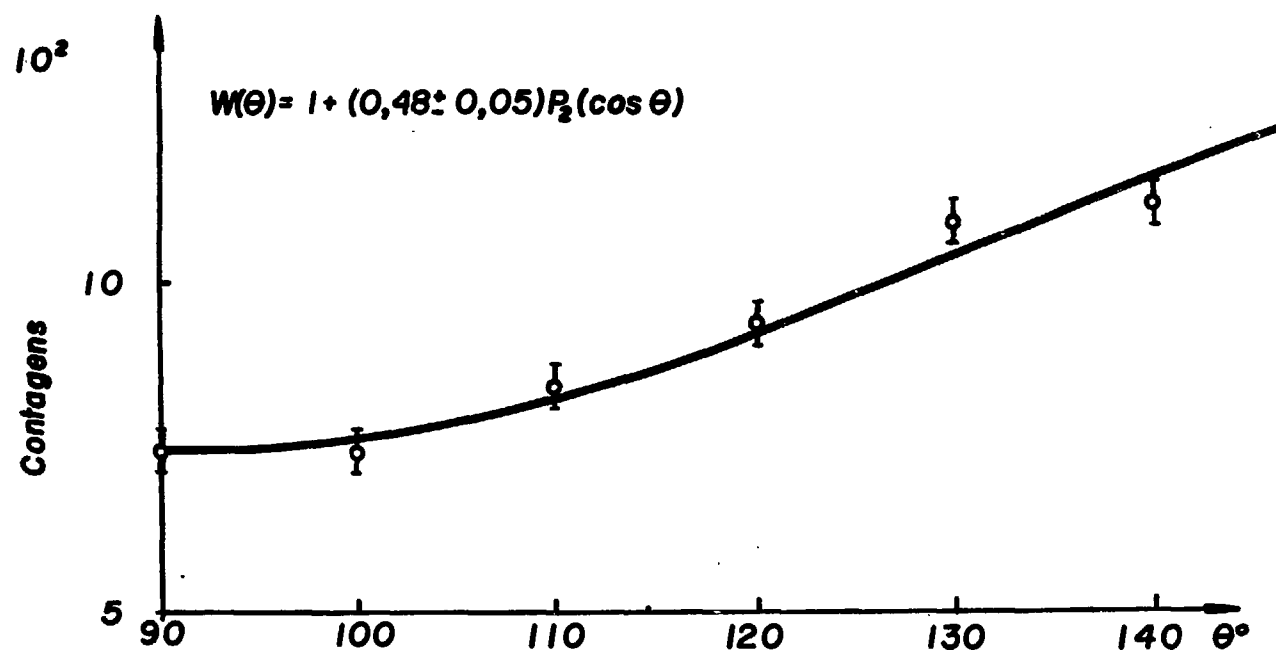
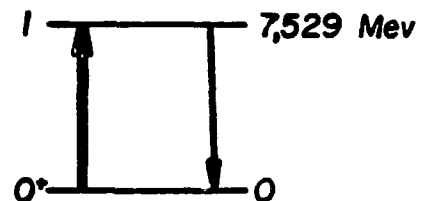


FIGURA 6-5. Distribuição angular da linha de 7529 keV espalhada elasticamente pelo Te-130. A linha sólida possui a forma $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta)$ e ajustada aos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados. A cascata correspondente está indicada.

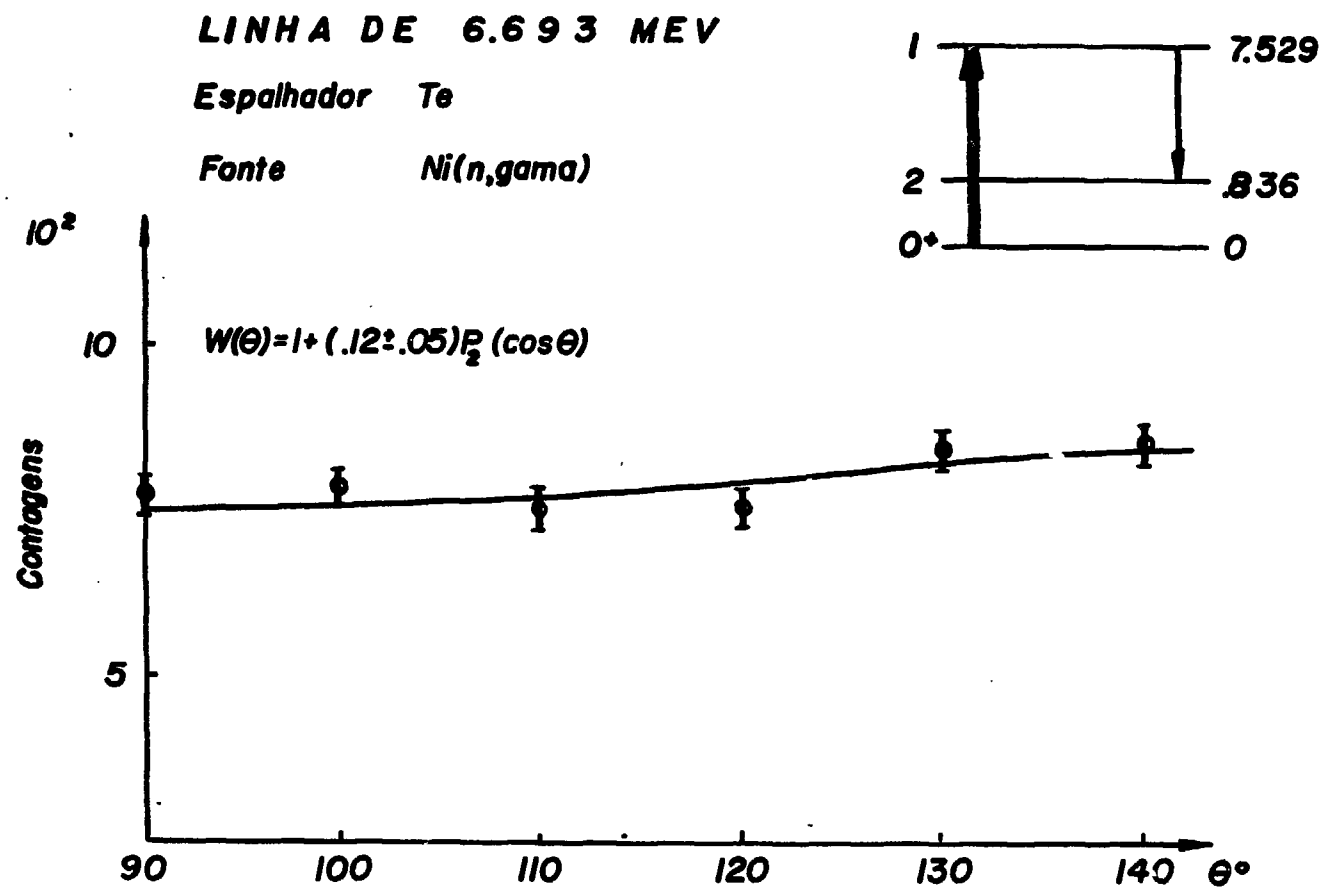


FIGURA 6-6. Distribuição angular da linha de 6693 keV espalhada inelasticamente pelo Te-130. A linha sólida possui a forma $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta)$ e ajustada aos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados. A cascata correspondente está indicada.

LINHA DE 5.945 MEV

Espalhador Te

Fonte Ni(n,gama)

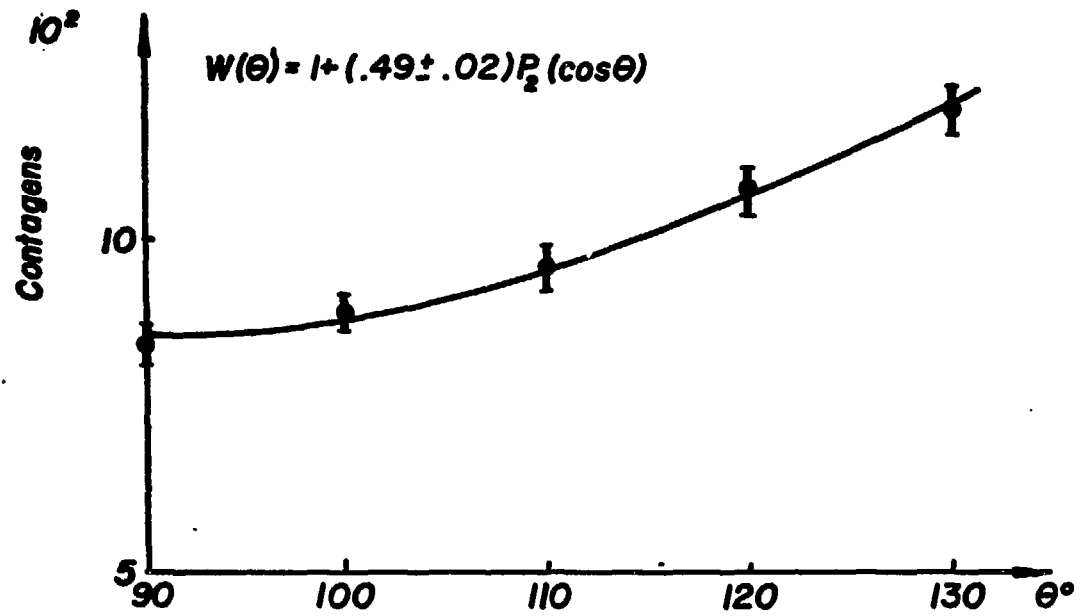
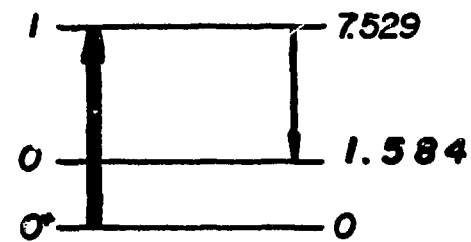


FIGURA 6-7. Distribuição angular da linha de 5945 keV espalhada inelasticamente pelo Te-130. A linha sólida possui a forma $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta)$ e ajustada aos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados. A cascata correspondente está indicada.

A transição inelástica de 5945 keV que corresponde a uma desexcitação do nível ressonante de 7529 keV para o nível de 1584 keV, possui uma sequência de spin da forma $0(1)1(1,2)J$. O valor do coeficiente determinado foi de $0,49 \pm 0,02$, que também coincide com o valor de 0,5 da sequência $0(1)1(1)0$, o qual determina um spin 0 para o valor de J do nível de 1584 keV, sendo o raio gama de 5945 keV de dipolo puro.

Para a transição inelástica de 6693 keV correspondente à desexcitação do nível 7529 keV para o nível de 836 keV, foi determinado para A_2 o valor de $0,12 \pm 0,05$. Neste caso, a sequência de spin é da forma $0(1)1(1,2)2.0$ valor teórico de A_2 para esta sequência sem mistura, isto é, $0(1)1(1)2$ é de 0,05. A diferença entre estes valores é atribuída a uma pequena mistura de multipolaridade M_2 com E_1 , tornando-se necessária a determinação do valor de δ^2 . Em um gráfico dos valores teóricos de A_2 em função de $|\delta|$, achamos o valor de

$$|\delta| = 0,105 \pm 0,007$$

resultando para a mistura M_2/E_1 da linha inelástica de 6693 keV para o nível 836 keV o valor de $\delta^2 = 0,01$.

Na tabela 6-5 é apresentado um resumo dos resultados obtidos.

TABELA 6-5. Spins mais prováveis dos níveis determinados com o valor de $|\delta|$.

ENERGIA DO NÍVEL (keV)	SPIN	A	$ \delta $
8524	1	$0,48 \pm 0,05$	0
7529	1	$0,48 \pm 0,05$	0
1584	0	$0,49 \pm 0,05$	0
836	2	$0,12 \pm 0,05$	$0,105 \pm 0,007$

O nível de 1584 keV determinado pelo raio gama inelástico de 5945 keV, cujo spin determinado foi 0, concorda com o valor proposto mas não medido por vários autores, que fazem a hipótese de que esta transição pertence a um nível não resolvido. Outros valores de spin para este nível, publicados, apresentam um valor de 4^+ , (Le-70).

6.2.5. Determinação dos Parâmetros

ϵ , Γ_0 e $\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle$ do Nível de 7529 keV

Os parâmetros ϵ , Γ_0 e $\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle$ foram determinados somente para o nível ressonante de 7529 keV, pelo fato de ser o único nível que ficou melhor estabelecido.

Na determinação do parâmetro ϵ , que corresponde à diferença em energia entre a linha incidente e o nível

vel ressonante, foram feitas as medidas das intensidades espalhadas a duas temperaturas diferentes, uma na temperatura ambiente de 20°C, e outra na temperatura do nitrogênio líquido (-195°C), com o arranjo experimental já descrito. Com o valor dessas intensidades e a expressão do capítulo 3.5., é calculado o valor de ϵ . Em uma série de medidas, obtivemos um valor médio para ϵ de:

$$\epsilon = (6,5 \pm 1,0) \text{ eV}$$

Para a determinação do valor da largura de radiação Γ_0 do nível ressonante para o estado fundamental foram efetuadas experiências de auto-absorção. Nestas foram utilizadas um absorvedor não ressonante com um número atômico (Z), o mais próximo possível do telúrio. O elemento utilizado foi o antimônio (Sb), cujo número atômico é 51; após ser verificado experimentalmente que ele não possuía níveis ressonantes para os raios gama de captura do níquel. A espessura deste simulador foi ajustada para que a carga eletrônica total seja igual à do telúrio. Esta espessura foi testada em uma experiência de transmissão utilizando a linha de 7529 keV espalhada por um outro alvo de telúrio.

Com o resultado das medidas das intensidades espalhadas com o absorvedor ressonante (Te) e com o absorvedor não ressonante (Sb) e mais o valor de ϵ determinado na

experiência anterior, foi calculado o valor da largura Γ_0 pela expressão dada no capítulo 3.6., obtendo-se o valor de

$$\Gamma_0 = (0,31 \pm 0,05) \text{ eV}$$

A medida da secção de choque de espalhamento elástico efetiva é um parâmetro bastante importante, pois além de nos dar a probabilidade de ocorrência do evento, ela nos permite verificar a consistência de todos os outros parâmetros já determinados.

O cálculo do valor de $\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle$ a partir da expressão

$$\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle_{\text{exp}} = Y(T, \theta) / G N A$$

requer a determinação experimental de $Y(T, \theta)$, que é a intensidade espalhada. A determinação experimental de $Y(T, \theta)$ é bastante simplificada se medirmos a razão entre a intensidade incidente e a espalhada. Com a expressão já definida

$$N_e / N_i = S_0 Y(T, \theta) \cos \alpha / r^2 A_i$$

calculamos o valor de $Y(T, \theta)$ experimentalmente.

E para $\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle_{\text{exp}}$ obtivemos o valor de

$$\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle_{\text{exp}} = (602 \pm 90) \text{ mb}$$

A secção de choque de espalhamento é calculada a partir da expressão (2-25),

$$\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle = \sigma_{\text{max}} \cdot \psi(x,t)$$

utilizando-se os valores dos parâmetros determinados experimentalmente de (Γ_0/Γ) , ϵ , Γ_0 e J , obtendo-se para $\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle$ o valor

$$\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle = 584 \text{ mb}$$

Este valor coincide com o valor calculado experimentalmente, dentro do erro experimental, mostrando desta forma a consistência dos valores dos parâmetros determinados pela experiências feitas separadamente.

6.3. ESPALHAMENTO RESSONANTE DE RAIOS GAMA DE CAPTURA DO AL NO TELÚRIO NATURAL

6.3.1. Espectro Direto

O espectro direto do alumínio, foi medido nas mesmas condições experimentais que o espectro obtido para o níquel.

O alumínio como alvo-fonte é eletrolítico com uma pureza de 99,9% e uma massa de 3500 gr. Além do alumínio do alvo, temos a contribuição do alumínio da estrutura do núcleo do reator que funciona como uma fonte de radiação gama.

Na Figura 6-8, é mostrado o espectro em energia dos raios gama de captura de nêutrons lentos no Al. Assinalamos somente a linha principal de 7717 keV, pois, ela é a principal e a mais intensa. Ela possui uma intensidade relativa de 25, enquanto que as demais acima de 5000 keV possuem uma intensidade menor que 3.

Em particular, a linha não assinalada de 6500 keV, possui uma intensidade relativa de 0,3 (Gr-59), não sendo possível a sua identificação.

6.3.2. Espectro Espalhado

Para a medida do espectro espalhado utilizamos a mesma pastilha de óxido de telúrio da experiência anterior.

Na Figura 6-9, é apresentado o espectro em energia espalhado pelo telúrio, medido a um ângulo de 120° em relação à direção do feixe incidente. Deste espectro foi subtraída a radiação de fundo com o simulador de antimônio.

Comparando-se as linhas espalhadas pelo telúrio e as linhas emitidas pelo alumínio pudemos concluir que

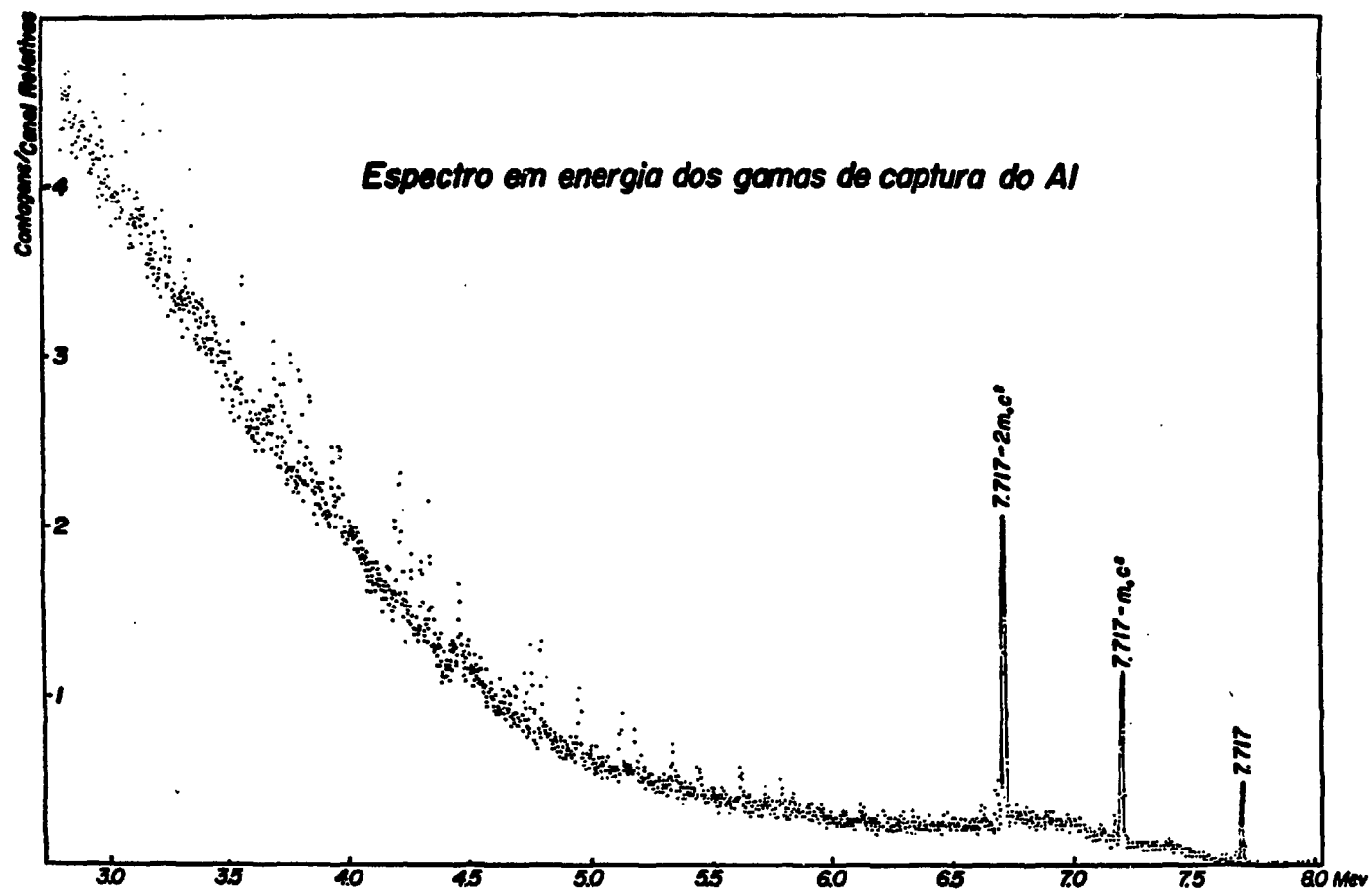


FIGURA 6-8. Espectro direto em energia dos raios gama de captura de nêutrons no alumínio, com a linha principal assinalada.

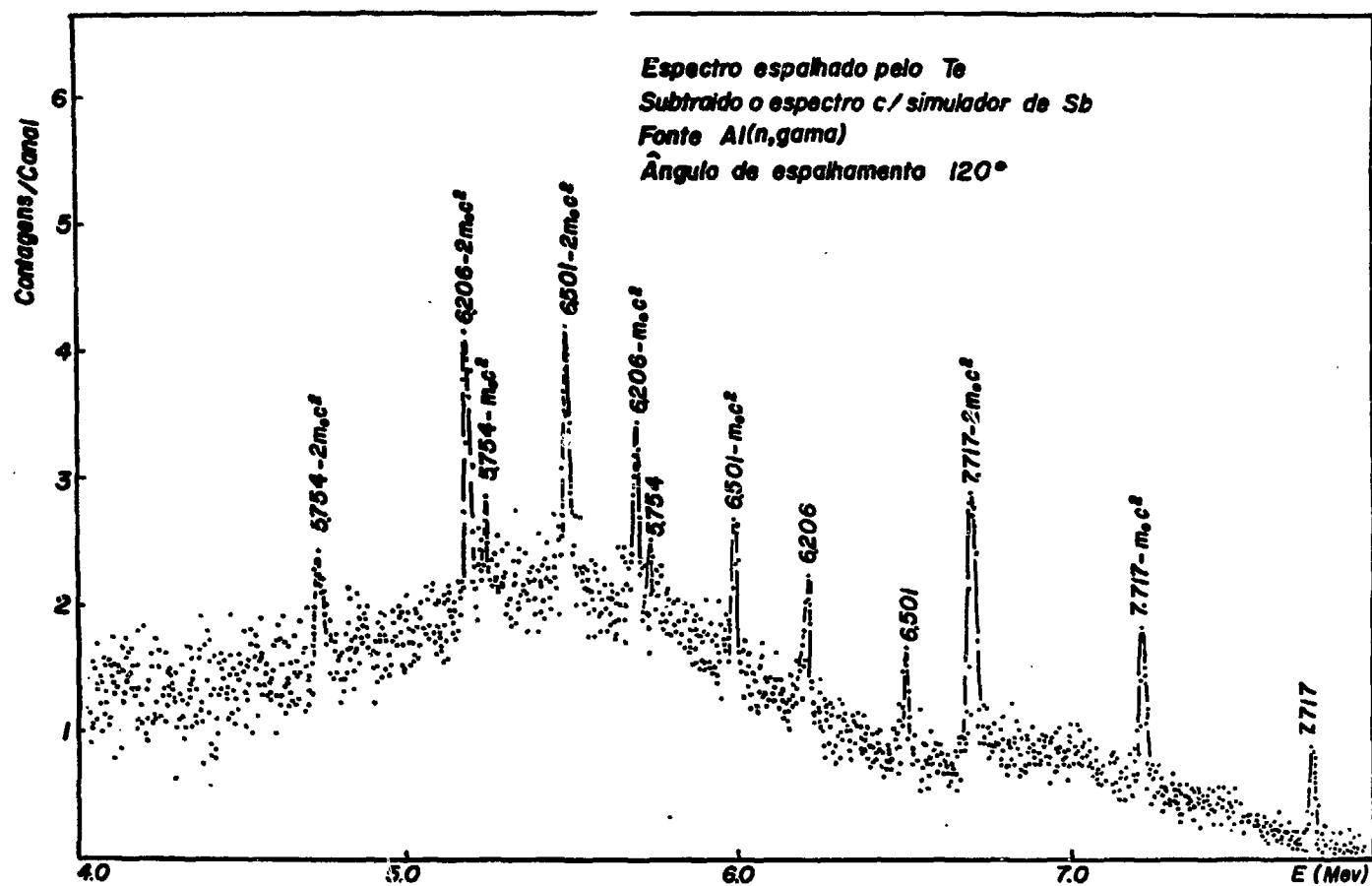


FIGURA 6-9. Espectro em energia dos raios gama espalhados pelo telúrio natural, usando os raios gama do alumínio.

as linhas gama de 7717 e 6501 keV são as comuns aos dois espectros, sendo consideradas as linhas elásticas. As demais de 6206 e 5754 keV são as linhas inelásticas.

6.3.3. Esquema de Desintegração e Identificação do Isótopo

Determinação de Γ_0/Γ

Do estudo dos níveis dos isótopos do telúrio, pudemos construir o esquema de desintegração mostrado na Figura 6-10, o qual encontra-se comparado com os níveis obtidos pelas reações de espalhamento de partículas alfa (Le-67), espalhamento de prótons (Bu-70) e de decaimento beta (Mc-71). Podemos ver que o nível ressonante de 7717 keV é o responsável pelo aparecimento das linhas inelásticas de 6206 e 5754 keV, que decaem para os níveis de 1511 e 1963 keV respectivamente. Portanto, este nível ressonante pertence ao Te-128.

Na Tabela 6-6, é mostrado um resumo das energias dos raios gama dos níveis determinados bem como as razões de desintegração (branching ratio) para o nível de 7717 keV.

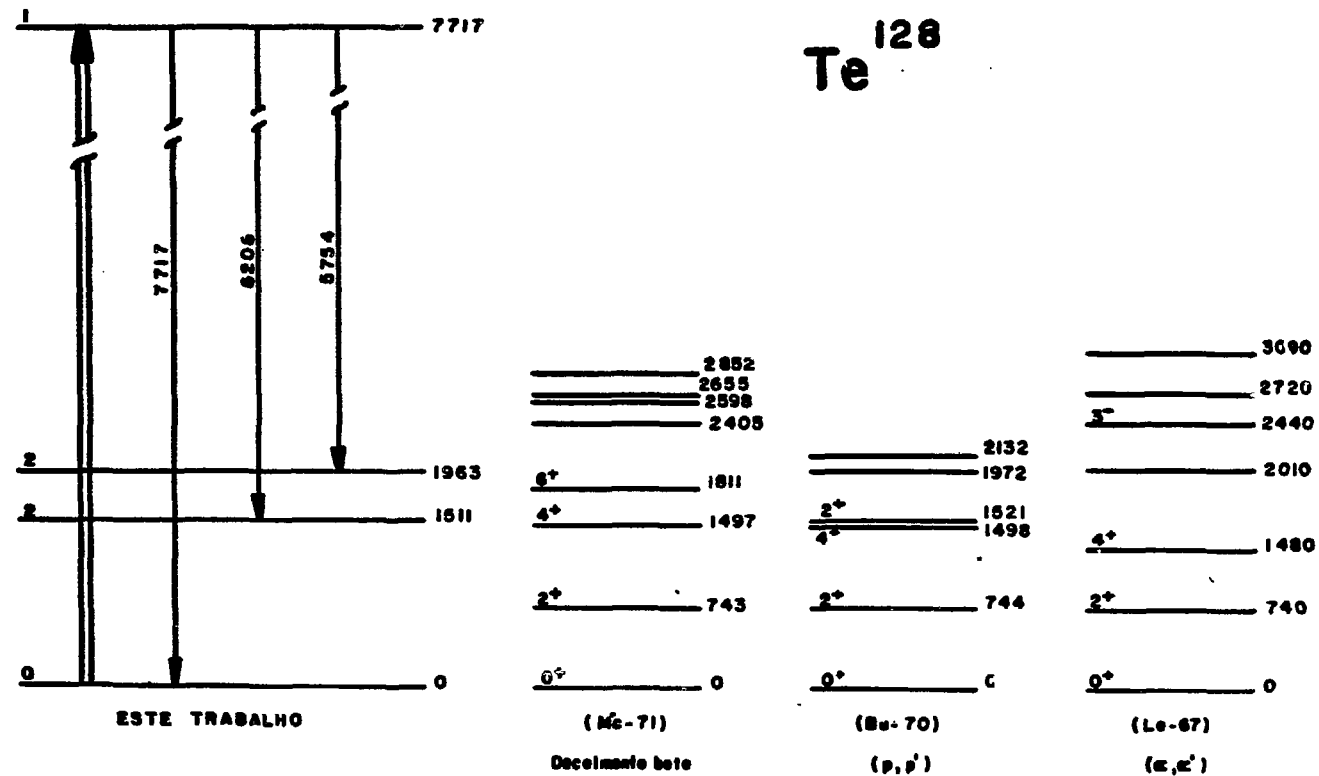


FIGURA 6-10. Esquema de desintegração proposto para o Te-128, excitado pelos raios gama de captura do alumínio, comparado com os níveis obtidos por outras reações.

TABELA 6-6. Energia das linhas gama espalhadas pelo nível ressonante de 7717 keV do Te-128, com as razões de desintegração.

ENERGIA DO RAIO GAMA (keV)	RAZÃO DE DESINTEGRAÇÃO (keV)
7717	35
6206	44
5754	21

Estes valores foram obtidos como uma média sobre várias medidas. O valor de (Γ_0/Γ) para o nível ressonante de 7717 keV nos dá o valor de

$$\frac{\Gamma_0}{\Gamma} = (0,35 \pm 0,02) \text{ eV}$$

O nível de 6501 keV, apesar de sua intensidade, não foi possível identificar a que isótopo do telúrio pertence, pois não existe nenhuma linha inelástica para poder associá-lo.

6.3.4. Distribuição Angular

Determinação de J

A distribuição angular dos raios gama de 7717, 6206 e 5754 keV foi efetuada no intervalo de 90 a 140°.

Utilizando o mesmo processo já descrito anteriormente, obtivemos os resultados resumidos na Tabela 6-7, em que é mostrado o valor do coeficiente A_2 da distribuição $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta)$ bem como o valor dos spins determinados.

TABELA 6-7. Spins mais prováveis dos níveis determinados com as razões de mistura.

ENERGIA DO NÍVEL (keV)	SPIN	A_2	$ \delta $
7717	1	$0,53 \pm 0,07$	0
1963	2	$0,14 \pm 0,09$	$0,13 \pm 0,13$
1511	2	$0,24 \pm 0,07$	$0,28 \begin{matrix} + 0,11 \\ - 0,10 \end{matrix}$

Nas Figuras 6-11, 6-12 e 6-13 são apresentadas as distribuições angulares medidas com o ajuste feito pelo método dos mínimos quadrados.

6.3.5. Determinação dos Parâmetros

ϵ , Γ_0 e $\langle \sigma_{esp} \rangle$ do Nível de 7717 keV

Com um procedimento análogo ao utilizado para o alvo de níquel, obtivemos para o nível ressonante de 7717 keV do Te-128 os seguintes valores dos parâmetros:

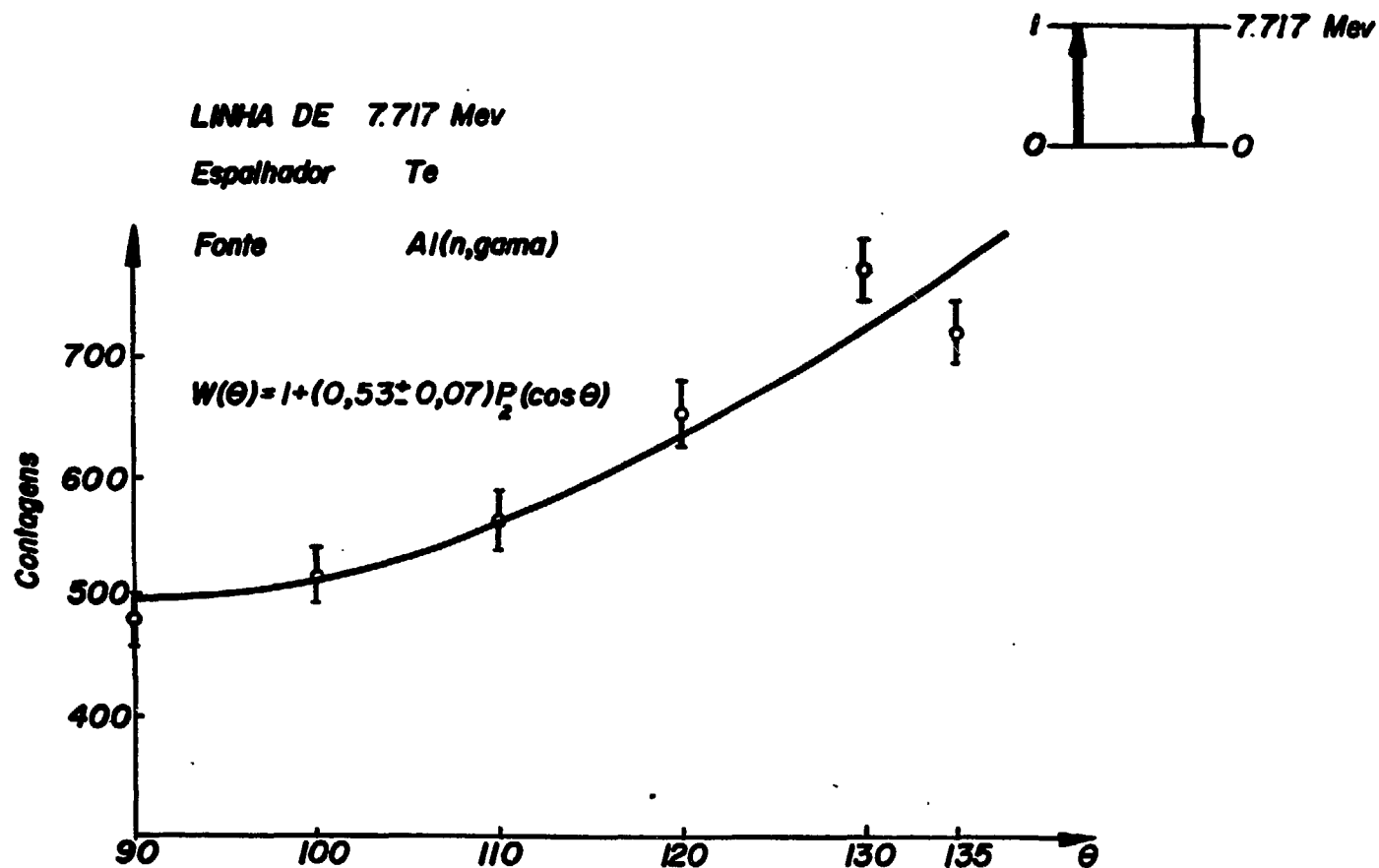


FIGURA 6-11. Distribuição angular da linha de 7717 keV espalhada elasticamente pelo Te-128. A linha sólida possui a forma $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta)$ e é ajustada aos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados. A cascata correspondente está indicada.

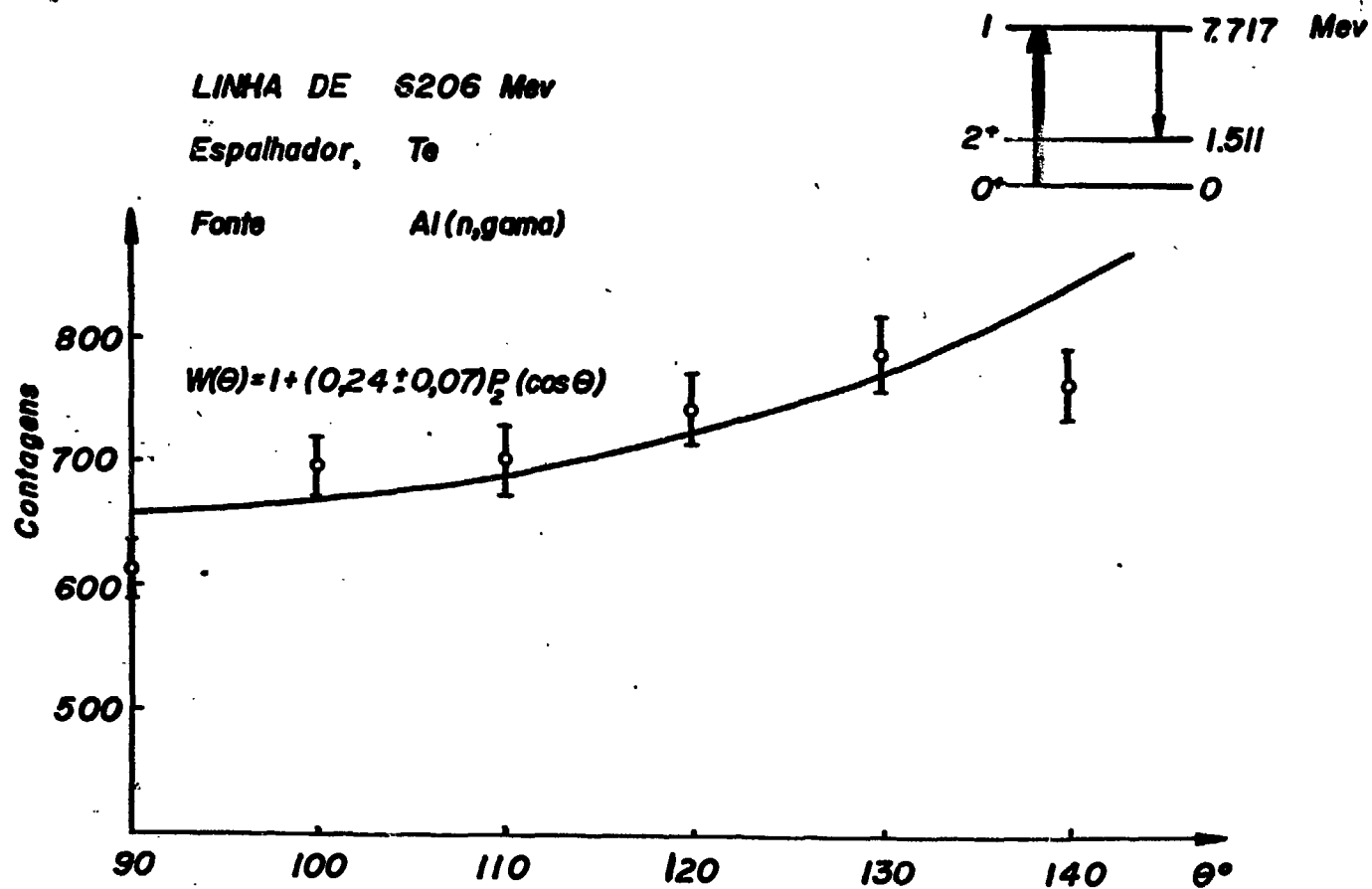


FIGURA 6-12. Distribuição angular da linha de 6206 keV espalhada inelasticamente pelo Te-128. A linha sólida possui a forma $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta)$ e é ajustada aos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados. A cascata correspondente está indicada.

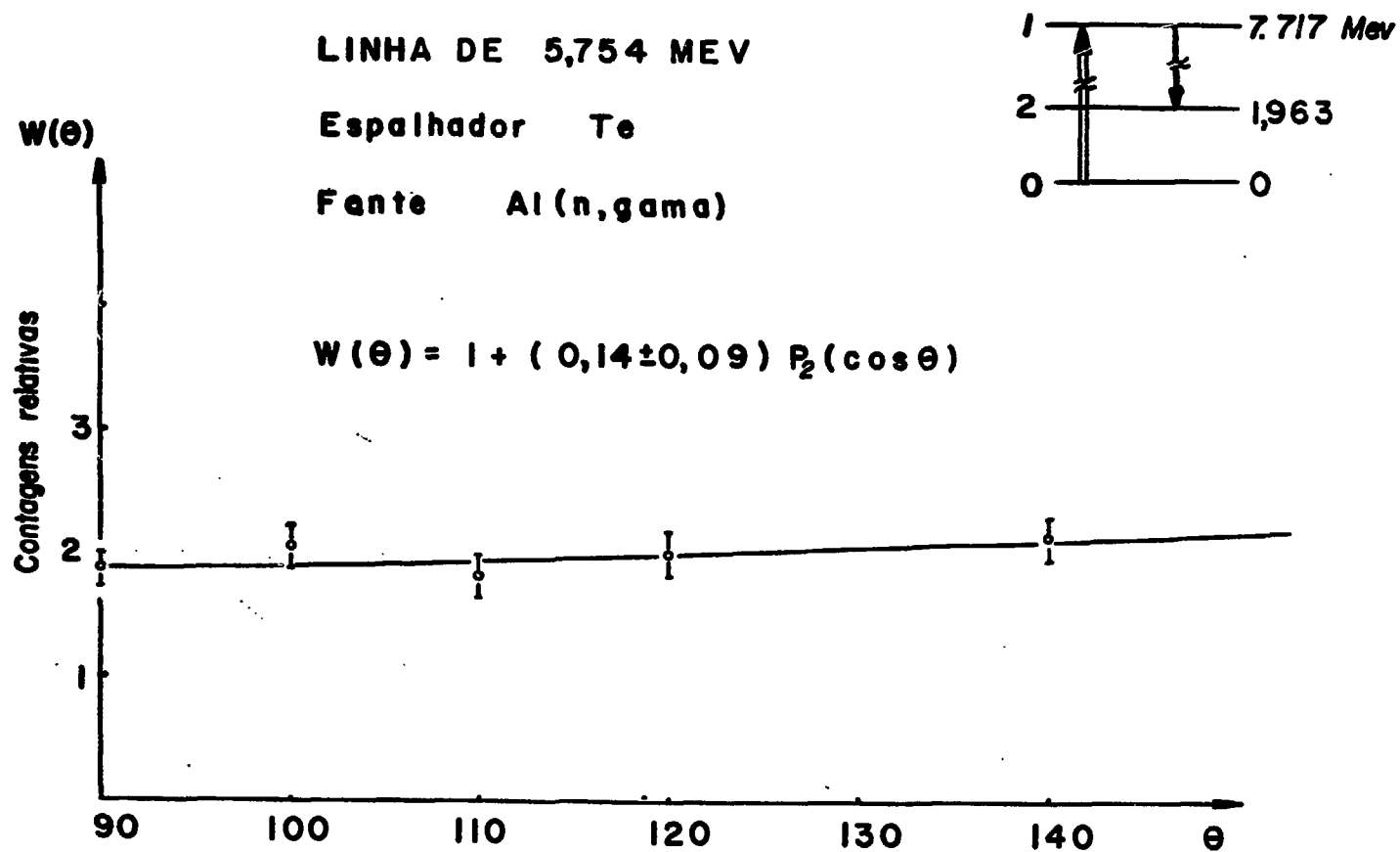


FIGURA 6-13. Distribuição angular da linha de 5754 keV espalhada inelasticamente pelo Te-128. A linha sólida possui a forma $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta)$ e é ajustada aos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados. A cascata correspondente está indicada.

$$\begin{aligned}\epsilon &= (17 \pm 2) \text{ eV} \\ \Gamma_0 &= (0,10 \pm 0,01) \text{ eV} \\ \langle \sigma_{\text{esp}} \rangle &= (5 \pm 1) \text{ mb}\end{aligned}$$

6.4. DISCUSSÃO

Como pode ser visto na Figura 6-1, no espectro direto do níquel, existe a linha de 7717 keV devida ao processo (n,gama) no alumínio da estrutura do núcleo do reator. Esta linha estará sempre presente no feixe para qualquer alvo-fonte utilizado. Apesar de ser uma contaminação do feixe, ela apresenta a vantagem de ser uma linha bem característica e de poder ser utilizada como uma linha de calibração em energia para o sistema de detecção. Além disto, como informação, durante a medida do espalhamento ressonante pelo telúrio com raios gama de captura do níquel, pudemos observar o espalhamento elástico da linha de 7717 keV do Al, possibilitando um estudo posterior do telúrio com a radiação gama do Al, conforme Figura 6-2.

O esquema de desintegração proposto na Figura 6-3 para o Te-130, poderá ser confirmado futuramente fazendo-se medidas de coincidência com os diversos raios gama da cascata. Mesmo assim, foi possível estabelecer uma rela-

ção entre as intensidades das diversas linhas gama inelásticas que pertenciam ao mesmo nível ressonante variando a temperatura do espalhador. Dessa forma, pudemos associar o raio gama inelástico de 4855 keV como pertencendo ao nível ressonante de 6838 keV, além de determinar o nível de 1983 keV, já obtido através da reação (p,p') por Burde (Bu-70).

Como já vimos, existe um desacordo quanto ao spin do nível de 1584 keV, apesar de terem sido utilizadas técnicas diferentes na sua determinação. Leonard (Le-67), Burde (Bu-70) e Schlesinger (Sc-69), utilizando respectivamente, espalhamento de partículas alfa, espalhamento de prótons e de raios gama de captura, chegaram à conclusão que na região de energia de 1590 keV para o Te-130 devem existir dois níveis muito próximos com spins 2^+ ou 4^+ e 0^+ , os quais não conseguiram resolver devido à falta de resolução dos métodos empregados. No caso de Schlesinger que utilizou raios gama de captura, não conseguiu resolver, provavelmente, devido a ter utilizado uma temperatura muito alta para obtenção dos dados, introduzindo desta forma um alargamento nas linhas devido ao efeito Doppler, fazendo com que os níveis muito próximos se misturassem.

No presente trabalho, conseguimos determinar o spin do nível de 1584 keV como sendo 0, como pode-se ver

na Figura 6-7, de acordo com o valor previsto.

Para os raios gama elásticos, de 8524 keV devido ao espalhamento dos raios gama do níquel e o 6501 keV devido aos raios gama do Al, não foi possível identificar - qual o isótopo responsável pelo espalhamento, não constando por isso de nenhum esquema de desintegração. Neste caso para a identificação seria necessário o uso de isótopos enriquecidos de telúrio.

Em seguida apresentamos um resumo dos resultados obtidos experimentalmente para os parâmetros, determinados pelas diferentes experiências utilizando como feixe incidente os raios gama de captura do níquel e do alumínio.

Te-130 - Nível ressonante de 7529 keV

$$J = 1$$

$$\epsilon = 6,5 \pm 1,3 \text{ eV}$$

$$\Gamma_0/\Gamma = 0,26 \pm 0,02$$

$$\Gamma_0 = 0,31 \pm 0,05 \text{ eV}$$

$$\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle = 602 \pm 90 \text{ mb}$$

Te-128 - Nível ressonante de 7717 keV

$$J = 1$$

$$\epsilon = 17 \pm 2 \text{ eV}$$

$$\Gamma_0/\Gamma^+ = 0,35 \pm 0,01$$

$$\Gamma_0 = 0,10 \pm 0,01 \text{ eV}$$

$$\langle \sigma_{\text{esp}} \rangle = (5 \pm 1) \text{ mb}$$

Com estes valores experimentais dos parâmetros, foi efetuado o cálculo teórico da intensidade espalhada $Y_{\text{exp}}(T, \theta)$ dada pela expressão (2-27) do Capítulo 2, por um processo iterativo com um programa de computador; este valor foi comparado com o valor experimental de $Y_{\text{exp}}(T, \theta)$, para verificar a consistência dos parâmetros.

O resultado desse processo iterativo mostrou que os valores apresentados são consistentes, dentro do erro experimental.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÃO

O presente trabalho permitiu que apresentássemos alguma contribuição ao estudo das propriedades dos n_1 níveis nucleares, utilizando uma técnica na qual esses níveis são excitados através de radiação eletromagnética para posterior desexcitação.

A nossa contribuição nesse setor está apresentada no Capítulo VI e resumida na discussão final 6.4.

~~Outro ponto que deve ser assinalado é o do~~
⑥ emprego de uma nova técnica experimental para o estudo do fenômeno do espalhamento ressonante de fótons mediante o emprego de um canal do reator e de um dispositivo de irradiação e de controle da temperatura do alvo no próprio núcleo do reator. ^{apresentado} Como tivemos oportunidade de mostrar no Capítulo 4, tornou-se possível dessa forma obter uma intensidade de radiação gama produzida pela desexcitação do alvo comparã-

vel com a obtida somente em reatores de potência 12,5 vezes maior utilizando o arranjo tradicional. Essa técnica torna possível o estudo desses fenômenos com reatores de potência em torno de 1 Mw, que no momento são podiam ser realizados - nos poucos reatores de pesquisa existentes de potência igual ou superior a 25 Mw.

Este resultado só foi possível graças ao estudo metuculoso e da escolha dos materiais utilizados, no colimador e filtros e abre assim um novo setor de investigação no nosso país.

Do exposto nesta dissertação ficou claro, que o espalhamento ressonante de raios gama de captura de nêutrons térmicos é uma técnica bastante eficiente e relativamente nova, para a investigação das propriedades individuais dos níveis nucleares de alta excitação (5-10 MeV) de núcleos estáveis, apesar de ser baseada em uma coincidência em energia ($\sim eV$) entre a energia do raio gama incidente e a energia do nível ressonante.

Dos resultados obtidos neste trabalho é possível avaliar o poder do método de ressonância fluorescente na:

a) - excitação de novos níveis de energia inacessíveis atra

vés de outros métodos;

- b) - determinação dos spins dos níveis excitados;
- c) - determinação das razões de desintegração (branching - ratio);
- d) - determinação das larguras radiativas dos níveis; e
- e) - medida da secção de choque de espalhamento em função da temperatura.

R E F E R E N C I A S

- Ar-64a B.ARAD, G.BEN-DAVID and Y.SCHLESINGER-Phys.Rev.136,B370(1964)
- Ar-64b B.ARAD, G.BEN-DAVID, I.PELAH and Y.SCHLESINGER,Phys.Rev.133B,
B684 (1946)
- Ax-62 P.AXEL, Phys.Rev. 126, 671 (1962)
- Be-37 H.A.BETHE and G.PLACZEG, Phys. Rev. 51, 450 (1953)
- Be-63 G.BEN-DAVID and H.HUEBSCHMANN, Phys.Letters, 3, 87 (1963)
- Bi-53 L.C.BIEDENHARN and M.E.ROSE, Revs.Modern Phys.25,729 (1953)
- Bi-60 L.C.BIEDENHARN - NUCLEAR SPECTROSCOPY - Edit by F.Ajzenberg -
Selove Academic Press - N.Y.
- Bi-72 F.G.BIANCHINI, Revista Brasileira de Física, 3, vol. 2.(1972)
- Br-58 BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY, Repor n° 325 (1958)
- Bu-70 J.BURDE, G.ENGLER,A.GINSBURG, A.A.JAFFE, A.MARINOV and L.
BIRSTEIN, Nuc. Phys. A141, 375 (1970)
- Ca-72 CASCADURA S/A. - São Paulo
- Ce-69 R.CESAREO, M.GIANNINI, P. OLIVA, D.PROSPERI and M.C.RAMORINO,
Nuc. Phys. A132, 512 (1969)
- Ch-66 CHART OF NUCLIDES - KNOLLS ATOMIC POWER LAB; Prepared by D.T.
GOLDMAN and R.ROESSER (1966)
- Co-65 J.A.COOKSON and W.DARCEY, Nuc.Phys., 62, 326 (1965)
- De-60 S.DEVONS, NUCLEAR SPECTROSCOPY, Edited by Ajzenberg-Selove (A
cademic Press Inc. N.Y., 1960)

- Ew-64** G.T.EWAN and A.J.TAVENDALE, Nuc.Inst.and Methods,62,182(1964)
- Fe-55** M.FERENTZ and N.ROSENZWEIG, Report ANL-5324 (1955)
- Fe-66** M.FERENTZ and N.ROSENZWEIG, in ALPHA-BETA and GAMMA-RAY SPECTROSCOPY edited by K.SIEGBAHN (North-Holland Pub.Cd.Amsterdam, 1966)
- Fl-63** H.H.FLEISCHMANN - Ann.Physik, 12, 133 (1963)
- Fr-65** H.FRAUENFELDER and R.M.STEFFEN - ALPHA, BETA and GAMMA-RAY - SPECTROSCOPY - edited by K.Siegbahn (North-Holland Publishing Co.Amsterdam - 1966)
- Fu-56** E.G.FULLER and E.HAYWARD - Phys.Rev. 101, 692 (1956)
- Ga-49** E.R.GAERTTNER and M.L.YEATER - Phys.Rev. 76, 363 (1949)
- Gi-65** M.GIANNINI, P.OLIVA, D.PROSPERI and S.SEIUTTI, Nuc.Phys. 65, 344 (1965)
- Gr-51** R.L.GRAHAM and R.E.BELL - Phys.Rev., 84, 380 (1951)
- Gr-59** L.V.GROSHEV, A.M.DEMIDOV, V.N.LUTSENKO, V.I.PELEKHOV - ATLAS OF GAMMA-RAY SPECTRA FROM RADIATIVE CAPTURE OF THERMAL NEUTRONS - Pergamon Press, N.Y., 1959.
- Ha-40** D.R.HAMILTON - Phys.Rev. 58, 122 (1940)
- He-36** W.HEITLER - QUANTUM THEORY OF RADIATION - Oxford: University Press, 1963
- Hu-30** H.H.HUPFELD and L.MEITNER - Z.F.Phys. 67, 147 (1930)
- Hu-58** D.J.HUGHES and R.B.SCHWARTZ - Brookhaven National Laboratories - Report - BNL-325 (1958)
- IEA-58** REATOR DE PESQUISAS - Publicação IEA-1 (1958)
- Il-54** K.ILAKOVAC - Proc. Phys. Soc., 67, 601 (1954)
- Ja-55** J.D.JACKSON - Can.J.Phys., 33, 575 (1955)
- Ja-61** C.JARCZYK, H.KNOEPFET, J.LAND, R.MULLER and W.WOLFI -Nuc.Inst. and Methods, 13, 207 (1961)

- Ku-29 W.KUHN and L.MEITNER - Z.F.Phys., 67, 147 (1930)
- La-39 W.E.LAMB - Phys. Rev. 55, 190 (1939)
- Le-67 R.F.LEONARD, W.M.STEWART and N.BARON - Phys.Ref.162,1125(1967)
- Ma-52 K.G.MALMFORS - Ark.Fyzik, 6, 49 (1952)
- Mc-71 J. McDONALD and S.G.MALMSKOG - Nuc.Phys. A176,526 (1971)
- Me-51 F.R.METZGER - Phys.Rev. 83, 842 (1951)
- Me-54 F.R.METZGER and W.B.TODD - Phys.Rev. 95, 853 (1954)
- Me-59 F.R.METZGER - Prof.Nuc.Phys., vol. 7 (Pergamon Press,London , 1959)
- Mi-69 V.E.MICHALK and J.A.McINTYRE - Nuc.Phys. A137, 115 (1969)
- Mo-50 P.B.MOON - Proc.Phys.Soc. 63, 1189 (1950)
- Mo-51 P.B.MOON - Proc. Phys.Soc. 64, 76 (1951)
- Mo-54 P.B.MOON and K.ILACOVAK - Phys.Rev. 93, 254 (1954)
- Mo-66 L.P.MOURA - Publicação IEA-113 (1966)
- Mo-69 R.MOREH and D.SHAHAL - Phys.Rev. 188, 1765 (1969)
- Nu-66 NUCLEAR DATA SHEETS - Compiled by K.WAY et al - Published by Academic Press Inc. N.Y. 1966
- Ov-66 W.C.OVERTON and A.F.SCHUCH - Los Alamos Scientific Lab. - V. C. - LA-3615 - MS
- Pe-72 PENTEADO FILHO, AZOR C. - Publicação IEA - Informação 23(1972)
- Po-48 E.POLLARD and D.E.ALBURGER - Phys.Rev. 74, 926 (1948)
- Ra-69 S.RAMEHANDRAN and J.A.McINTYRE - Phys.Rev. 179, 1153 (1969)
- Re-60 K.REIBEL and A.K.MANN - Phys.Rev. 118, 701 (1960)
- Ro-54 M.E.ROSE, W.MIRANKER, P.LEAK, L.ROSENTHAL and J.K.HENDRICKSON - Washinghouse Electric Corp. Atomic Power, Div.Rep. WAPD-SR-506, 1954

- Sc-46** L.I.SCHIFF - Phys. Rev. 70, 761 (1946)
- Sc-67** Y.SCHLESINGER, B.ARAD and G.BEN-DAVID - Israel Atomic Energy Commission - IA-1097, 1967
- Sc-69** Y.SCHLESINGER, M.HASS, B.ARAD and G.BEN-DAVID - Phys.Ref.178, 2031 (1969)
- Sh-68** N.SHIKAZONO and Y.KAWARASAKI - Nuc. Phys. A118, 119 (1968)
- Si-65** K.SIEGBAHN - ALPHA, BETA AND GAMMA-RAY SPECTROSCOPY - Edited by K.Siegbahn North-Holland Publishing Co. Amsterdam - 1965
- We-30** V.WEISSKOPF and E.WIGNER - Z.Physik 63, 54 (1930)
- We-31** V.WEISSKOPF - Ann. Physik, 9, 23 (1931)
- Wi-30** E.WIGNER and W.WEISSKOPF - Z.Physik, 65, 18 (1930)
- Wo-54** R.W.WOOD - Physics Optics - MacMillan, N.Y. (1954)
- Yo-63a** C.S.YOUNG and D.J.DONAHUE - Bull.Am.Phys.Soc. 8, 61 (1963)
- Yo-63b** C.S.YOUNG and D.J.DONAHUE - Phys.Rev. 132, 1724 (1963)
- Zu-43** K.ZUBER - Helv Phys. Acta 16, 407 (1943)

