JOSÉ GOLDEMBERG

BIBLIOTECA DEPARTAMENTO FÍSICA

UMA INVESTIGAÇÃO SÔBRE A LARGURA DA RESSONÂNCIA DAS REAÇÕES FOTONUCLEARES

*Tese apresentada para Livre Docência na
Cadeira de Física Geral e Experimental da
Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da
Universidade de São Paulo.*

SBI-IFUSP

305M810T0011

São Paulo
1957

Agradecimentos

O autor agradece ao Prof. Marcelo Damy de Souza Santos por úteis discussões e sugestões feitas no decorrer das experiências. Às Srtas. Otta - via A. Borello, Suzanna S. Villaga e ao Dr. Elly Silva pelo auxílio prestado durante as medidas. Ao Prof. Phillip B. Smith por sugestões feitas no planejamento dos circuitos eletrônicos. Ao Sr. Francisco B. Guidolin, por auxílio prestado na construção do equipamento.

Agradece ainda à colaboração do General Bernardino C. de Mattos ex-presidente da Comissão de Energia Atômica do Conselho Nacional de Pesquisas e ao Secretário da Embaixada Brasileira em Washington Sr. Helio S. Bittencourt pelo auxílio prestado na obtenção dos contadores de trifluoreto de Boro.

Ao Prof. Fausto W. Lima da Escola Politécnica deseja agradecer o empréstimo da fonte de Ra Be calibrada e ao Prof. Tharcyso de Souza Santos do Instituto de Pesquisas Tecnológicas pelo auxílio prestado na preparação das amostras de Arsênico.

R E S U M O

Experiências destinadas a obter informação sobre o valor da largura de ressonância do Arsênico ($A = 75$), foram realizadas pelos métodos de atividade residual e detecção de neutrons. Com essa finalidade, um sistema detetor dos neutrons produzidos pelos impulsos de radiação X do Betatron de 24 Mev da Universidade de São Paulo, foi construído e suas propriedades estudadas.

A fim de situar o problema dentro das investigações modernas sobre fotodesintegração, são discutidas as informações significantes que podem ser obtidas das medidas. É feita uma análise crítica das dificuldades experimentais.

A importância dos resultados obtidos é discutida, e a incorreção de certas interpretações feitas anteriormente é ressaltada.

Menção é feita a novos métodos de analisar os dados experimentais.

I. INTRODUÇÃO

1. Reações fotonucleares

A investigação de reações nucleares produzidas por radiações eletromagnéticas adquiriu nos últimos anos um interesse considerável. Contribuíram para isso, por um lado a construção de novos aceleradores que produzem feixes intensos de radiação (Kerst, 1941, 1941a) e por outro lado a esperança de que os resultados obtidos nessas reações seriam facilmente interpretados e de significação física imediata.

A medida porém que dados experimentais foram acumulados, tornou-se claro que a análise dos resultados experimentais apresentava grandes complexidades; a razão principal para este fato é a natureza do espectro de "bremsstrahlung" produzido pelos aceleradores de eletrons que são utilizados como fontes de raios X: uma vez que este espectro é contínuo, o número de reações nucleares observado, numa energia E_0 dos eletrons do acelerador, é a integral

$$\alpha(E_0) = \int_{E_t}^{E_0} P(E, E_0) \sigma(E) dE \quad (1)$$

$P(E, E_0)$ é o número de fotons na energia E , quando a energia máxima do espectro é E_0 .

$\sigma(E)$ é a secção de choque na energia E ;

E_t é a energia correspondente ao limiar da reação;

$\alpha(E_0)$ é o número de reações nucleares observadas na energia E_0 ; este número depende da intensidade do feixe incidente e uma unidade conveniente deve ser introduzida para caracterizá-lo quando o espectro é contínuo. Uma medida da ionização produzida pela radiação pode ser utilizada para esse fim: a unidade empregada usualmente é o "Roentgen"; daí o uso da expressão atividade roentgen para caracterizar os resultados obtidos nas experiências de desintegração com espectros contínuos de ftons.

Do que foi dito acima é obvio que a obtenção da secção de choque $\sigma(E)$, que é o dado de interesse físico, só pode ser feita pela solução da equação integral (1). Isto é feito usualmente por métodos gráficos, que consistem em substituir a equação (1), para uma sucessão de energias, por um grupo de equações lineares, com um número crescente de termos. Existem tabelas adequadas da função $P(E, E_0)$, usando a fórmula de Shift (1951) para o espectro de bremsstrahlung e que são usadas frequentemente (Katz e Cameron, 1951).

Este procedimento, introduz erros que são di

fíceis de avaliar nas secções de choque. Um grande número de reações tem sido investigado, porém usando este método, com o resultado de que as secções de choque têm geralmente o comportamento de uma "ressonância gigante", como é indicado na Fig. 1.

Esta forma caracteriza todas as reações fotonucleares. A fim de descrever as propriedades básicas destas ressonâncias os seguintes parâmetros são definidos:

a) $\sigma_{\max}$ - secção de choque no máximo da ressonância.

b) Largura, Γ - é o intervalo de energia, que existe entre os pontos em que a secção de choque vale a metade de $\sigma_{\max}$.

c) $E_{\max}$ - é a energia em que o máximo da secção de choque ocorre.

d) $\sigma_{\text{int.}} = \int_0^{\infty} \sigma(E) dE$ é a área entre o eixo das energias e a curva que representa a secção de choque.

A esperança de uma interpretação fácil dos resultados de reações fotonucleares mostrou-se ser infundada; a base para essa previsão era o fato de que, contrariamente às outras reações nucleares, as leis de interação são conhecidas no caso de ftons; parecia possível, pois, ob -

FIG. 1

ter informação sobre as funções de onda do núcleo, partindo da investigação das probabilidades de transição, ou seja, secções de choque. Com efeito, esta probabilidade de transição é dada por

$$\sigma \sim \left| \int \psi_f H' \psi_i d\tau \right|^2$$

onde ψ_f e ψ_i são as funções de onda final e inicial do núcleo e H' a perturbação introduzida pela onda eletromagnética no núcleo. Uma vez que H' é bem conhecido, parecia possível obter informações sobre ψ_f e ψ_i ; tal não é o caso, porém: os resultados obtidos são pouco sensíveis aos tipos de função de onda escolhidos; assim, por exemplo, funções de onda de um oscilador hamonico e de um poço finito de potencial dão resultados igualmente satisfatórios para explicar algumas das experiências (Levinger e Kent, 1954; Levinger, 1955).

A informação básica que se pode esperar é a distinção entre modelos radicalmente diferentes do núcleo, como o modelo coletivo ou o de partículas independentes no núcleo ("modelo de capas nucleares"). Como veremos adiante as informações existentes não são ainda suficientemente detalhadas para permitir esta distinção.

2. O modelo coletivo

Os modelos coletivos para interpretação das

reações fotonucleares se inspiram basicamente no modelo da gota líquida de Bohr (Bohr, 1936); neste modelo os prótons e neutrons perdem sua individualidade para constituir fluidos com qualidades adequadas para explicar certas propriedades nucleares como as energias de ligação.

Migdal (1945) e mais tarde Goldhaber e Teller (1948) partindo destas idéias gerais formularam modelos que permitem calcular alguns dos parâmetros medidos experimentalmente. As hipóteses explícitas na formulação de Goldhaber e Teller são as seguintes:

- a) Prótons e neutrons no interior do núcleo se comportam como 2 líquidos incompressíveis, interpenetrados. O número de prótons e neutrons no núcleo é igual.
- b) Um foton incidindo neste núcleo provoca um deslocamento dos prótons (pela ação do campo elétrico) de modo que, no sistema do centro de gravidade, todos os prótons e todos os neutrons se movem como um todo, em direções opostas.
- c) A força de restauração que se opõe à separação é do tipo elástico (proporcional ao deslocamento) e dá portanto origem a

oscilações do sistema dos protons e neutrons.

d) A vibração do conjunto de protons em relação aos neutrons tem estados quânticos definidos, dos quais o primeiro é a vibração de dipolo.

A teoria que se pode construir em base a essas hipóteses é evidentemente muito simplificada, uma vez que vai dar origem à absorção de fotons apenas na frequência de vibração do "dipolo nuclear". A largura da ressonância não aparece nesta teoria e deve ter origem no amortecimento da vibração nuclear, por um processo de dissipação de energia em outros modos de excitação.

Wildermuth (1955) calculou a largura da ressonância a partir da hipótese que a dissipação da energia do dipolo é feita por colisões de neutrons e / ou protons individuais, sempre que na oscilação de dipolo um deles chegue suficientemente perto do outro; o Princípio de Pauli introduz certas limitações no número dessas colisões; resultados satisfatórios foram obtidos por Wildermuth.

A teoria de Goldhaber e Teller foi formulada de uma maneira muito mais completa e sem hipóteses

especiais, como a da força elástica de restauração, por Jensen e colaboradores (1950)

As previsões destas teorias são essencialmente as seguintes:

$$E_m = \begin{cases} k A^{-1/6} & (\text{Goldhaber e Teller, 1948}) \\ k A^{-1/3} & (\text{Jensen e colaboradores, 1950}) \end{cases}$$

$$\sigma_{int} \propto A \quad (\text{Goldhaber e Teller, 1948}).$$

A introdução de forças nucleares mais complicadas e também mais realistas não pode ser feita nestas teorias; é bem sabido no entretanto que as forças entre núcleos não são ordinárias mas que "forças de troca" (exchange forces) desempenham um papel importante. A introdução deste fato nos calculos da secção de choque integrada foi feita por Levinger e Bethe (1950), usando as regras de soma da Mecânica Quântica (Regras de Thomas, Reich, Khune) (ver Bohm, 1950). O resultado obtido que é independente de qualquer modelo é o seguinte:

$$\sigma_{int} = \int_0^{\infty} \sigma(E) dE = 0,015 A (1 + 0,8 x) \quad (2)$$

onde x é a fração das forças nucleares que tem o caráter de "forças de troca".

Estas previsões foram confirmadas pela experiência em suas linhas gerais (Montabetti, Katz, Goldem

berg, 1953).

No entretanto, as teorias, não preveem qualquer descontinuidade na largura da ressonância, para núcleos que apresentem características especiais.

Essas características especiais dos núcleos no seu estado fundamental existem, como indica toda a evidência acumulada nos últimos anos em favor da "teoria das camadas". (Mayer e Jensen, 1955).

Okamoto (1955) observou porém que a "teoria das camadas" deve ter influência direta na largura da seção de choque das reações fotonucleares. Com efeito, é um fato bem sabido que os núcleos que apresentam "camadas fechadas" possuem um momento de quadropolo (Q_0) muito pequeno. A existência de um momento de quadropolo equivale a dizer que o núcleo tem uma forma esferoidal.

$$Q_0 = \frac{2Z}{5} (R_1^2 - R_2^2) \quad (3)$$

onde R_1 é o eixo maior da elipse geratriz do esferóide

R_2 é o eixo menor da elipse geratriz do esferóide.

Isto significa que núcleos mágicos tem forma esférica, $R_1 \approx R_2$ ou muito próxima a uma esfera; é conveniente recordar aqui que a energia em que o máximo da ressonância ocorre é

$$E_m = k A^{-n/3} = k' \frac{1}{R^n}$$

$n=1$ Modelo de Jensen

$n=1/2$ Modelo de Goldhaber-Teller

k' é uma constante de proporcionalidade

Se o núcleo não for mágico $R_1 \neq R_2$ e, dependendo da orientação do núcleo em relação ao campo elétrico do foton incidente, o raio nuclear envolvido na vibração de dipolo pode variar de R_1 a R_2 (Fig.2) Isto significa que a ressonância será formada por uma superposição de ressonâncias cujas posições vão desde $\frac{k'}{R_1^n}$ até $\frac{k'}{R_2^n}$. O total será observado como uma ressonância de largura maior. É fácil ver que o aumento da largura da ressonância (ΔE) em relação à energia original (E_0) em que ela é observada é dada por

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{R_2^n - R_1^n}{R_0^n} \approx \frac{5\pi Q_0}{4Z R_0^2} \quad (4)$$

A fim de ilustrar a importância deste efeito a figura 3 foi construída: em primeiro lugar um núcleo esférico foi considerado com uma energia de ressonância em 15 Mev e com uma secção de choque representada esquematicamente por um triângulo ABC, de 4 Mev de largura. Em seguida consideramos um outro núcleo não esférico vizinho ao primeiro e com mesma secção de choque integrada porém com uma forma tal que ^{a/} R_1 corresponde um máximo em 13 Mev e a

FIG. 2

FIG. 3

R_2 um máximo em 17 Mev. Somando as curvas de ressonância (assumidas como triangulares) uma curva total de ressonância é obtida com 6 Mev de largura.

A fig. 4 mostra o comportamento do momento de quadrupolo dos núcleos em função do número de núcleos e indica claramente a presença dos números mágicos em N (ou Z) 2,6,20,28,50,82,126. Estes são pois os números em que se deve esperar larguras da ressonância pequenas.

3. O modelo de partículas independentes

Em oposição aos modelos coletivos, teorias tem sido formuladas para explicar a forma das secções de choque baseadas no modelo de partículas independentes ; neste modelo se assume que cada partícula se move num potencial médio criado pelas demais. Em certas formas simplificadas deste modelo o potencial médio é assumido como harmônico, ou um como poço infinito ou finito de potencial. Os cálculos da forma da secção de choque se limitam pois ao computo das probabilidades de transição dos estados de energia mais baixa para os estados excitados, por ação dos ftons incidentes. Este é um cálculo de perturbações simples em que o problema é o de calcular os elementos de matriz da forma

$$\int \psi_f(\vec{r}) \psi_i d\vec{r} \quad (5)$$

para transições de dipolo, que são as predominantes; ψ_f e ψ_i são as funções de ondas iniciais e finais do núcleo envolvido e $(\vec{e}\vec{r})$ é o operador para uma transição de dipolo elétrico (Schiff, 1951a).

Cálculos deste tipo foram feitos por Wu (1951) usando um potencial harmônico, por Reifman (1953) usando um poço quadrado infinito de potencial e por Burkhardt (1953) usando um poço quadrado finito de potencial (ver também Levinger e Kent (1954) e Levinger 1955).

Wilkinson (1955) estendeu esta teoria a fim de obter expressões para a seção de choque integrada e o valor da energia máxima da ressonância; de modo geral estes resultados não diferem muito dos obtidos pelos modelos coletivos, exceto que E_m é sistematicamente mais baixo do que os valores experimentais. Várias sugestões tem sido feitas a fim de remover esta discrepância.

O fato fundamental permanece porém de que as transições de uma partícula ocorrem com uma probabilidade razoável apenas entre estados ligados; a fim de produzir de integração, uma reação induzida por ftons deve ser imaginada como resultante de 3 processos sucessivos:

1. Absorção de um foton por um núcleon de

uma órbita dada e criação de uma órbita excitada.

2. Destruição da órbita excitada por colisões e criação de um núcleo composto em que a energia de excitação está distribuída entre todos os núcleons.

3. Evaporação de núcleons pelo núcleo composto.

É fácil estimar o tempo de duração (Δt), de órbita excitada formada no processo 1: se v é a velocidade do núcleon no núcleo e λ o caminho livre médio entre 2 colisões

$$\Delta t = \frac{\lambda}{v}$$

Usando o princípio de incerteza é possível dizer que o estado excitado ocorre numa energia E definida dentro do intervalo $\Delta E = \frac{\hbar v}{\lambda}$; E é a largura intrínseca para a absorção de ftons por uma órbita do núcleo inicial.

A dependencia da largura com os números mágicos ocorre aqui de uma forma natural. A largura intrínseca pode ser estimada em ~ 3 Mev, e é válida para núcleos que tenham órbitas fechadas; para núcleos não mágicos e que têm portanto órbitas incompletas há outros fatores que contribuem para tornar maior a meia largura: devido ao acoplamento "spin orbita", o estado final não é um único mas existe uma região de alguns milhões de volts, com

estados para os quais transições podem ocorrer. Além disso, durante a excitação de uma partícula, mesmo as que não são perturbadas, podem se reagrupar no estado inicial aumentando ainda mais os estados de energia possíveis.

Vê-se portanto que uma relação entre a largura e os números mágicos aparece naturalmente no modelo de partículas independentes.

* * * * *

II. A MEDIDA DAS LARGURAS DE RESSONÂNCIA

A discussão do Capítulo anterior indica claramente a importância da largura da ressonância para a compreensão do comportamento das secções de choque das reações fotonucleares. Considerável esforço tem sido dispendido por diversos grupos de investigadores a fim de obter dados de boa qualidade referentes a êsse parâmetro.

Experimentalmente é difícil obter o valor da largura da ressonância pelas seguintes razões:

- a. O que se mede normalmente é a secção de choque para um processo particular- $\sigma(y,n)$
- b. As secções de choque obtidas com o Beta-tron, são em geral afetadas de erros grandes que dificultam a determinação das secções de choque.

Discutiremos a seguir estas duas dificuldades:

- a. Em todas as discussões do capítulo anterior a largura da ressonância se refere à largura para a absorção de ftons; êste dado é difícilmente obtido nas experiencias; em geral a irradiação por ftons de alta energia tem como resultado a emissão de um neutron do núcleo irradiado, dando origem a um núcleo residual radio-

ativo. Este é o processo mais comum, que é favorecido pelo fato de não existir uma barreira Coulombiana para a emissão de neutrons. A emissão de protons é fortemente suprimida pela barreira Coulombiana, assim como a de partículas alfa e deuterons. Processos múltiplos como, a emissão de 2 neutrons são energeticamente possíveis algumas vezes, porém o núcleo residual formado, ou é estável, ou tem um esquema de desintegração que torna difíceis as medidas com técnicas usuais. Chegamos assim à conclusão de que, das diferentes secções de choque parciais que constituem σ_{abs} , apenas $\sigma(y,n)$ é obtida com certa facilidade.

$$\sigma_{abs} = \sigma(\gamma,n) + \sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,2n) + \sigma(\gamma,np) + \dots \quad (6)$$

Naturalmente $\sigma(\gamma,n)$ é o processo mais importante na fotodesintegração, sendo o fator dominante nesta soma; uma boa indicação desse fato é o de que a secção de choque integrada para o processo parcial $\sigma(y,n)$ esgota praticamente a regra de soma para absorção de dipolo (Montalbetti, Katz e Goldemberg, 1953). Isto não significa porém que se possa tomar $\sigma(\gamma,n)$ como representativo da absorção de fotons em todos os casos, muito principalmente, quando se está interessado num parâmetro como a largura da ressonância; como o limiar para a emissão de 2 neutrons ocorre em energias ligeiramente superiores à ener-

gia do máximo da ressonância, em geral, o efeito da reação $\sigma(y, 2n)$ pode ser considerável no valor de σ .

De qualquer forma a facilidade com que medidas das reações $\sigma(y, n)$ podem ser feitas contribuiu para um rápido acúmulo de dados experimentais para este tipo particular de processo.

b. A medida das secções de choque é indireta como foi explicado na Introdução; a solução da equação integral (1) introduz erros progressivos à medida que a energia aumenta e em particular os pontos da secção de choque que se encontram à direita de E_{max} são os mais afetados por erros experimentais que podem ser até de 100%. Este fato indica a necessidade de obter medidas de funções de excitação que sejam de boa precisão. Na fig. 5a são indicadas várias funções de excitação e as secções de choque correspondentes obtidas delas pelo método da "diferença dos fotons" (Katz e Cameron, 1951). Pode-se observar que as funções de excitação 1, 2 e 3 da Fig. 5a, que não diferem por mais de 5% em nenhuma energia dão origem a secções de choque que em certas energias, chegam a diferir de 50%.

Um outro aspecto do mesmo problema é o da discrepância entre resultados de diversos laboratórios ;

FIG. 5A

tem sido verificado que as mesmas medidas realizadas em laboratórios diversos apresentam pequenas discrepâncias ; isto é devido, provavelmente, a pequenas diferenças no espectro de "bremmstrahlung" dos diversos Betatrons utilizados; como os alvos em que os elétrons produzem radiação X nos Betatrons, têm um formato irregular, a espessura efetiva do alvo depende das condições em que o feixe de raios X é produzido, como seja, a corrente de expansão da órbita, etc. A presença destes efeitos foi evidenciada por experiências de Goldemberg, Souza Santos e outros (1951).

Conclui-se daí que não somente as funções de excitação necessitam ser medidas com grande cuidado, como também os resultados de diversos laboratórios não são rigorosamente comparáveis.

1. Estado atual das medidas de largura de ressonância.

As duas dificuldades principais discutidas acima impediram durante algum tempo o estabelecimento da dependência sistemática da largura da ressonância com o número atômico.

A primeira série extensa de experiências sobre o assunto foi realizada em 1953 por Montalbetti, Katz e Goldemberg. (Montalbetti et al. 1953). A experiência com

sistiu em medir o número total de neutrons emitidos por diversos elementos em uma série de energias; as curvas obtidas eram analisadas dando como resultado

$$\sigma_{\text{neutrons}} = \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) \quad (7)$$

O número total de neutrons era detectado por um contador de BF_3 imerso num bloco de parafina, de forma tal que a eficiência do detetor era independente da energia inicial nos neutrons.

Na ocasião em que essas medidas foram feitas, um grande número de secções de choque para reações (γ, n) já era conhecido. Como as contribuições das reações $\sigma(\gamma, 2n)$ e $\sigma(\gamma, np)$ não eram conhecidas e além do mais a reação $\sigma(\gamma, 2n)$ contribuía como um peso dois nos resultados, julgou-se conveniente tomar como representativa da largura da ressonância para a absorção dos fotons, a largura obtida para a reação (γ, n) . Em geral os limiares das reações $(\gamma, 2n)$ e (γ, np) eram suficientemente elevados para influir muito pouco nas medidas; em outros casos, certos critérios auxiliares foram utilizados para decompor as curvas obtidas para os neutrons e determinar a contribuição da reação (γ, n) . Um caso típico desta decomposição é o do Arsenico o que é indicado na Fig. 5b. A curva sólida foi obtida como resultado da experiência e como se vê tem um as-

FIG. 5B

pecto assimétrico não apresentando a forma usual de uma ressonância; foi admitido então que a curva para a reação (γ, n) poderia ser obtida refletindo para a direita do máximo a parte da curva situada entre o limiar e o máximo. Com este critério a largura de ressonância total de 9.4 Mev é reduzida a 6.2 Mev. Como veremos adiante tal decomposição é inteiramente incorreta; na ocasião pensou-se que o limiar da reação $(\gamma, 2n)$ era de 16.5 Mev, valor este obtido pela fórmula semi-empírica das massas atômicas; como tal limiar ocorria na energia correta para dar origem à assimetria observada julgou-se muito razoável a decomposição indicada na figura 5b.

Colecionando os dados experimentais obtidos até 1953 para uma série de elementos, Montalbetti, Katz e Goldemberg (1953) obtiveram uma curva que é reproduzida na Fig. 6 e que dá a largura Γ em função do número atômico (linha sólida). Nenhum efeito ligado a números mágicos é observado nesta curva.

Alguns meses mais tarde, Nathans e Halpern (1954) mediram secções de choque de vários elementos usando um sistema detetor de neutrons essencialmente equivalente ao de Montalbetti, Katz e Goldemberg. Na análise dos dados porém Nathans e Halpern, utilizaram a largura da curva

FIG. 6

total para emissão de neutrons como representativa da largura da secção de choque para absorção de fotons. Certos argumentos podem ser invocados em favor deste critério: o primeiro deles é o de que, excluindo o fato de que a contribuição da reação $(\gamma, 2n)$ tem peso 2, a secção de choque total para neutrons é mais representativa da secção de choque para absorção do que a secção de choque para (γ, n) ; como $\sigma(\gamma, 2n)$ não é maior do que 10% de $\sigma(\gamma, n)$ (Goldemberg e Katz, 1954) erros pequenos advêm desta reação, possivelmente. O segundo é o de que nenhuma correlação definida entre o limiar das reações e o máximo da secção de choque foi ainda estabelecido; por conseguinte, seria muito estranho se uma combinação de limiares de reações $(\gamma, 2n)$, (γ, np) existisse tal que fosse contribuir para aumentar unicamente a largura de núcleos não mágicos.

Usando o critério de Nathans e Halpern obtam-se o gráfico da Fig. 7 em que é muito nítido o efeito das órbitas fechadas em $N = 6, 28, 50, 82$ e 126 .

Julgamos interessante, pois analisar novamente os dados de Montalbetti, Katz e Goldemberg, usando a curva total de neutrons como determinadora da largura da ressonância. Isto é feito na Figura 6 (linha pontilhada). É possível ver, então, não muito claramente, porém, que para nú

FIG. 7

cleos mágicos a largura da ressonância tem a tendência de ser menor do que nos núcleos vizinhos, não mágicos. Em particular o Arsênico é o elemento que apresenta um efeito mais destacado, se tomarmos como largura o valor de 9.4 Mev. A decomposição artificial mencionada acima coloca este ponto em 6.2 Mev e faz assim desaparecer a mais forte evidência em favor de uma largura anormalmente baixa em torno do número mágico $N = 50$.

Parece pois, que apesar, de certas discrepâncias nos valores individuais, a largura da ressonância apresenta um efeito devido ao caráter "mágico" do núcleo. As discrepâncias entre os 2 grupos de investigadores mencionados devem ser atribuídas a diferenças nas condições experimentais do Betatron, ou a arranjos geométricos, e podem ser apreciadas claramente na Tabela I.

TABELA I

ELEMENTO	LIMIARES (MeV)		Γ (MeV)				
	(γ, n)	$(\gamma, 2n)$	Nathans e Halpern			Montalbetti, Katz e Goldemberg	
						total	(γ, n)
6 C ¹²	18.8	32.6	3.0	3.0	2.8	2	
15 P ³¹	12.05	24.50	10.2		-	6.5	
23 V ⁵¹	11.15	19.88	5.8		5.4	-	
25 Mn ⁵⁵	10.00	19.67	8.8		~ 8	-	
27 Co ⁵⁹	10.25	17.42	8.4		5.4	-	
33 As ⁷⁵	10.10	17.88	9.0		9.4	6.2	
41 Sb ⁹³	8.70	17.47	6.8		6.1	-	
45 Rh ¹⁰³	9.35	16.72	8.9		-	-	
53 I ¹²⁷	9.10	16.72	8.3		6.6	5.0	
57 La ¹³⁹	8.80	14.25	5.7		5.0	-	
73 Ta ¹⁸¹	7.55	13.84	7.9		6.0	4.6	
79 Au ¹⁹⁷	7.90	13.71	6.9		6.3	5.6	
83 Bi ²⁰⁹	7.40	13.30	4.1		5.4	5.2	
92 U ²³⁸	5.97	12.18	6.6		-	-	

2. O Problema do Arsênico

A presença de um efeito de "camadas" na dependência da largura da ressonância com o número atômico parece pois estar ligadas à utilização da curva total de neutrons para representar σ_{abs} . A intenção do presente trabalho é a de, ao menos, no caso do Arsênico, indicar que a contribuição da reação $(\gamma, 2n)$ foi grosseiramente exagerada por Montalbetti, Katz e Goldemberg, e que portanto uti-

lizar a curva total dos neutrons para a definição de Γ é perfeitamente justificável.

Para tal fim medidos a curva total de neutrons, com o Betatron da Universidade de São Paulo (Capítulo IV) e em seguida a função de excitação para a reação $AS^{75} (y,n) AS^{74}$, pelo método da atividade residual (Capítulo V). Esta última reação não havia sido medida antes. A curva total de neutrons já havia sido medida anteriormente pelos dois grupos citados acima mas era imperioso repetir esta medida com o Betatron da Universidade de São Paulo, para se ter uma segurança maior na intercomparação das 2 curvas obtidas. O sistema de neutrons utilizado era essencialmente equivalente ao utilizado anteriormente, mas o desenho dos circuitos eletrônicos foi muito simplificado. (Capítulo III). Um estudo das propriedades de um tal sistema de contagens para neutrons foi feito a fim de conhecer melhor as características do instrumental.

* * * * *

III. UM SISTEMA DETETOR DE NEUTRONS PARA ACELERADORES PULSADOS

Como é sabido, o Betatron é um acelerador pulsado que produz feixes de radiação de duração média de ~ 1 usec. com uma frequência de 180 vezes por segundo. Isto significa que os feixes de radiação se sucedem com intervalos de 5.500 usec. Este tipo de operação abre grandes perspectivas para o problema de detecção de neutrons; com efeito, a vida média de um neutron num bloco de parafina é da ordem de 200 usec; por conseguinte, os neutrons produzidos numa amostra irradiada pelos raios X do Betatron podem ser lançados num bloco de parafina e aí termalizados e detetados por um contador sensível a neutrons térmicos. O intervalo de tempo existente entre 2 feixes de radiação do Betatron é suficientemente grande para permitir uma completa independência entre eles. O problema de detecção dos neutrons é assim transformado no problema usual de medida de fluxos de neutrons rápidos.

Existe um tipo de detetor cuja eficiência é independente da energia inicial dos neutrons: este é o "contador longo" de trifluoreto de boro, cujas propriedades foram descritas por Hanson e McKibben (1947), (Rossi e Staub-1949). Consiste num grande bloco cilíndrico de parafina no

interior do qual é imerso o contador de BF_3 ; suponhamos que uma fonte de neutrons seja colocada no eixo do cilindro a uma certa distancia da face de entrada dos neutrons; suponhamos ainda que o contador seja muito longo em comparação com o caminho livre médio dos neutrons na parafina. A operação do contador é então a seguinte: neutrons rápidos que incidem na parafina sofrem colisões, são termalizadas e difundem eventualmente, até o contador sendo então detetados. Se o contador fosse infinitamente longo a eficiencia de tal sistema aumentaria com a energia; com efeito, os neutrons que após termalizados são difundidos para fora do bloco de parafina pela face de entrada são responsáveis pela diminuição da eficiencia; quando a energia dos neutrons aumenta, eles penetram mais no interior do bloco de parafina antes de termalizar e portanto menor é a probabilidade de escape através da superfície de entrada. O fato do contador ser finito torna a eficiência do sistema independente da energia, desde que as suas dimensões sejam convenientes.

Na investigação de reações fotonucleares para a detecção de neutrons é fundamental o uso de um detector cuja eficiencia seja independente da energia; com efeito, os neutrons são emitidos com um espectro contínuo cuja energia média aumenta com a energia dos fotons incidentes ;

a fim de ter dados comparáveis é evidente, então, a necessidade de um contador do tipo do "contador longo" de Hanson e McKibben. A eficiência geométrica desses contadores, isto é, o ângulo sólido que eles subentendem em relação a uma fonte é porém pequena.

Um método foi proposto a fim de aumentar esta eficiência e que consiste em situar a fonte de neutrons no interior do cilindro que contém o contador (Sher, et al. 1951). No caso de reações fotonucleares, um orifício é feito radialmente no cilindro de parafina e um feixe colimado de raios X é lançado através dele; introduzindo-se uma amostra da substância em investigação neste orifício tem-se uma fonte de neutrons, que o contador deteta.

Este não é um sistema exatamente equivalente a um contador longo, apesar de que várias semelhanças existem; o argumento qualitativo grosseiro seguinte pode ser dado para explicar o fato de que aqui também a eficiência é independente da energia: neutrons lentos emitidos por uma fonte têm uma eficiência grande de detecção pelo Boro do contador, mas devido a seu pequeno caminho livre médio poucos deles atingem o contador; por outro lado, neutrons rápidos têm um caminho livre médio suficientemen

te grande para atingir o contador mas sua energia não é adequada para detecção pelo Boro; uma posição do contador pode então existir em que a eficiência seja igual para neutrons lentos e rápidos; mostraremos mais adiante que essa posição realmente existe.

A operação de um contador proporcional como os de BF_3 nas proximidades de um Betatron oferece problemas sérios; nos instantes em que a radiação X é produzida a "radiação de fundo" é muito intensa na sala do Betatron e uma grande quantidade de eletrons secundários são produzidos na amostra, na qual os neutrons são originados e que eventualmente podem atingir o contador de neutrons. É impossível discriminar contra êsses impulsos; apesar de que impulsos de eletrons são pequenos num contador proporcional, milhares desses elétrons incidem no contador no intervalo de ~ 1 usec (duração do feixe), isto é, num tempo menor do que o tempo de resolução do sistema detetor. A única maneira de evitar tais impulsos é tornar o contador insensível durante alguns microsegundos nos quais a produção de raios X tem lugar; isto tem um efeito muito pequeno na detecção dos neutrons por que os neutrons aos quais o contador é sensível são térmicos: um tempo considerável é necessário para a termalização dos neutrons. A

tabela II abaixo mostra o tempo necessário para que um neutron de energia inicial de 2 Mev, se termalize, isto é, atinja uma energia de 0.025 ev,

TABELA II

MODERADOR	CAMINHO LIVRE MEDIO	TEMPO DE RALENTAMENTO	TEMPO DE DIFUSÃO
Agua	1.1cm	$10 \cdot 10^{-5}$ sec	$2.1 \cdot 10^{-4}$ sec
Agua pesada	2.6	$4.6 \cdot 10^{-5}$	0.15
Berílio	1.6	$6.7 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^{-3}$
Grafite	2.6	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$

(Glasstone, et Edlund, 1952).

O seguinte método pode ser utilizado para "pulsar" o detetor de neutrons, ou seja, torná-lo insensível durante o período de tempo em que o feixe de raios X é produzido: o impulso de expansão da órbita dos elétrons no Betatrone é lançado num sistema multivibrador que produz uma onda quadrada, com um atraso de 10 usec e cuja duração é de 500 microsegundos. Durante êsses 10 usec. o feixe de raios X é produzido.

Esta onda quadrada é lançada numa das entradas de um circuito de coincidencias, mantendo-o apto a registrar coincidencias durante o tempo de sua duração. Na outra entrada do circuito de coincidencias são

lançados os impulsos provenientes do contador de BF_3 devidamente amplificados. O impulso produzido pelos eletrons produzidos pelo feixe direto do Betatron não é detetado uma vez que não atravessa o circuito de coincidências.

Um diagrama funcional dos circuitos utilizados é o da fig. 8.

Os impulsos elétricos observados no oscilógrafo, correspondentes à descrição acima, são mostrados na Fig. 9.

Sistemas com as propriedades básicas expostas até este ponto foram construídos anteriormente por Montalbetti, Katz e Goldemberg (1953) e por Nathans, Mann e Halpern (1952).

Um sistema completo para a detecção de neutrões, foi desenhado e construído pelo autor segundo os princípios básicos delineados acima para o Betatron da Universidade de São Paulo.

Uma descrição deste sistema é feita a seguir bem como um estudo das suas propriedades.

1. Arranjo experimental

Um diagrama do arranjo experimental é o da figura 10. Da esquerda para a direita tem-se o alvo do Betatron no qual são produzidos os raios X e a 85 cm dele

FIG. 8

172
INSTITUTO DE FÍSICA-USP
BIBLIOTECA CENTRAL
REG. ~~172~~

FIG. 9

FIG. 10
ARRANJO EXPERIMENTAL

um monitor para essa radiação; em seguida uma parede protetora de Chumbo de 20 cm de espessura, 4 cm de parafina 25 centímetros de concreto, 5 cm de Chumbo, e 5 cm de HBO_3 . A função desta proteção é colimar o feixe de raios X e diminuir a intensidade da "radiação de fundo" em torno de detetor de nêutrons. Este se encontra no interior de uma caixa de madeira de 75 cm de comprimento, 60 x 60 cms. de lado, cheia de parafina no qual está imerso o contador de BF_3 ; as paredes da caixa eram duplas e uma camada de 2.5 cm de HBO_3 foi usado em torno da caixa, além de uma camada de 1 mm. de espessura de Cadmio; com isso tentou-se evitar a entrada de nêutrons do exterior, e que poderiam ser detetados pelo contador.

2. O contador de nêutrons

O contador utilizado nas experiências foi um contador da Radiation Counter Laboratories, Inc., Mark 2, model 2, com 40 cm de pressão de mercúrio de Trifluoreto de Boro enriquecido a 96% e com dimensões para o volume sensível de 1" x 12". Este contador foi utilizado com uma fonte de alta tensão estabilizada do tipo Higginbotham (1951), construída no Laboratório do Betatron, especialmente para esse fim, pelo autor.

Os impulsos eram lançados inicialmente em

um pré-amplificador do tipo "seguidor de catodo"; a seguir, através de um cabo coaxial, eram enviados a outra sala onde todo o equipamento restante (amplificador linear Modelo 100 da Atomic Instrument Co), se encontrava. O patamar do contador foi medido com uma fonte de Ra-Be e deu o resultado da fig. 11 com uma voltagem no discriminador suficiente para cortar os impulsos dos raios gama da fonte de Ra-Be.

Com a voltagem de trabalho de 1.400 volts e um ganho de 3.000 no amplificador, foi possível obter a distribuição da fig. 12 onde a curva integral é a medida e a curva diferencial é obtida por diferenciação gráfica; os impulsos do contador eram da ordem de 10 mev como se pode ver.

A estabilidade do sistema podia ser verificada a qualquer instante por meio de um produtor de sinais de curta duração e tamanho calibrado. Este era um circuito do tipo Elmore e Sands (1949) especialmente construído para esse fim, no Laboratório do Betatron, pelo autor.

3. O gerador de onda quadrada ("gate")

A onda quadrada de 500 usec de duração e apresentando um atraso de 10 usec em relação ao feixe de raios X foi obtida pelo circuito da fig. 13. Variando a

FIG. 12

FIG. 13

RESISTÊNCIAS EM K.OHMS
CONDENSADORES EM μf
C-VARIÁVEL DE 250 A 3500 μf

resistência R o atraso do "gate" em relação ao sinal do integrador podia ser variado e alterando o condensador C a duração da "gate" podia ser mudada desde alguns microsegundos até um máximo de 500 microsegundos.

4. O circuito de coincidências

Resultados muito satisfatórios foram obtidos com o circuito de coincidências da fig. 14 que utiliza a válvula 6SA7; o princípio de funcionamento é o seguinte: a válvula encontra-se normalmente bloqueada e só conduz quando a grade n° 2 for positiva em relação ao catodo; nesta grade é então lançada a onda quadrada que a mantém positiva durante o intervalo de tempo no qual estamos interessados. Impulsos provenientes do contador fazem a válvula conduzir, se lançados na grade n° 1. A característica da válvula 6SA7 foi medida para diferentes valores das voltagens nas grades n°1 e n°2 com os resultados da fig.15. É fácil ver que enorme discriminação pode ser obtida entre impulsos individuais e impulsos em coincidências com êsse sistema; por exemplo com 20 volts na grade n° 1, e 0 volts na grade n° 2, a corrente que a válvula conduz é de 0,05 ma ;

FIG. 14

CIRCUITO DE COINCIDÊNCIAS

FIG.15

com o mesmo sinal na grade nº 1 e 11 volts na grade nº 2 , a corrente que a válvula conduz é de 1,7ma; isto dá uma discriminação de um fator 34 entre coincidências e impulsos individuais.

Um problema que convém mencionar é a precisão com que tal circuito de coincidências registra as coincidências; o problema envolvido aqui não é propriamente o de resolução mas sim o da reproducibilidade de ciclo para ciclo. Utilizando multivibradores comuns para a obtenção de uma onda quadrada o "tempo de subida" e "descida" dos impulsos não é particularmente rápido (da ordem de alguns microsegundos) e a duração da onda quadrada não é mais estável do que alguns por cento; isto pode ser verificado pela análise da figura num oscilógrafo, o que era feito continuamente durante a experiência. Esta imprecisão tem porém pequena importância prática; com efeito, um intensidade usualmente obtida nas experiências era de aproximadamente 1.000 contagens por minuto; como o Betatron possui 10.800 ciclos por minuto, isto significa que, em média apenas em uma entre 10 ondas quadradas, um impulso do contador de neutrons atingia o circuito de coincidências. Isto indica que o número de coincidências registrado não depende criticamente da duração da onda quadrada, nem de seu "tempo de su-

bida".

5. Propriedades do sistema de contagem

A dependencia de sensibilidade do contador com a energia dos neutrons foi estudada aplicando a a "teoria da idade" (Glasstone e Edlund, 1952) para a caixa de parafina com uma fonte de neutrons no centro. O problema se apresenta da seguinte forma: deseja-se calcular a eficiência relativa do contador (que é sensível somente a neutrons térmicos e epitérmicos) para neutrons rápidos, em diferentes distâncias do contador à fonte de neutrons; dada a energia inicial dos neutrons este número pode ser calculado pela fórmula conhecida:

$$q(r, \xi) = \frac{Q_0}{[4\pi(\xi_0 - \xi)]^{1/2}} e^{-\frac{r^2}{4(\xi_0 - \xi)}} \quad (8)$$

onde Q_0 é a intensidade da fonte

$\xi = \xi(E)$ é a idade dos neutrons de energia E

$\xi_0 = \xi(E_0)$ é a idade dos neutrons para os quais o contador é sensível; tomamos para essa energia um valor médio.

Usando fontes de 1.000 neutrons por segundo, com energias de 0,1 Mev, 1 Mev e 5 Mev, o comportamento de $q(r, \xi)$ é a figura 16 para diversas distancias do contador à fonte da qual se tira facilmente uma curva de eficiência relativa para neutrons de diferentes energias.

FIG. 16

(Fig. 17). Verifica-se pois que para uma distância de 14 cm entre contador e fonte, a eficiência do detetor é independente da energia inicial dos neutrons. Este resultado não é rigorosamente válido devido à aproximação feita que consiste em usar a teoria da idade para um moderador de parafina. Experiências feitas por Rossi e Staub (1949), confirmam no entretanto estes resultados. Como os neutrons provenientes de núcleos irradiados com fotons de energia máxima de 22 Mev têm uma energia média de 1 a 2 Mev (Feld e outros, 1951) é possível usar com certa confiança o detetor acima como sendo independente da energia inicial dos neutrons.

A eficiência absoluta do contador de BF_3 foi medida com uma fonte de Ra-Be calibrada pelo National Bureau of Standards dando para resultado 0,042%.

A vida média dos neutrons no interior da caixa de parafina foi medida irradiando uma amostra de Cobre, repetidas vezes na mesma energia de funcionamento do Betatron, e medindo o número de neutrons para diferentes tempos de duração da onda quadrada; o resultado obtido é o da fig. 18 que tem a forma de uma curva do tipo -

$$N_1 = N_0 \left(1 - e^{-t/\tau} \right) \quad (9)$$

EFICIÊNCIA
RELATIVA

2.0

1.0

0

1

2

3

4

5

6

MEV

FIG. 17

$r = 2 \text{ cm}$

$r = 6 \text{ cm}$

$r = 10 \text{ cm}$

$r = 14 \text{ cm}$

FIG. 18

Resolvendo esta equação obtem-se para a vida média τ o valor de 230 usec., ou seja uma meia vida de 160 usec.; êste é o dado que justifica usar uma onda quadrada com uma duração de 500 usec.

Como é bem sabido a dependencia do número de neutrons detetado com o tempo é aproximadamente do tipo

$$n = N_0 e^{-t/\tau} \quad (10)$$

Com efeito, a equação diferencial que dá a densidade de neutrons térmicos em tórno de uma fonte de intensidade q é a seguinte:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} + q + D \nabla^2 n \quad (11)$$

(Glasstone^e Edlund, 1952)

onde τ é a meia vida dos neutrons térmicos no meio considerado e D é o coeficiente de difusão.

Esta equação nos diz essencialmente que a variação $\frac{dn}{dt}$ do número de neutrons por unidade de tempo é dada pela soma de 3 fatores:

q - produção de neutrons

n/τ - absorção de neutrons

e $D \nabla^2 n$ - que é uma medida do número de neutrons que abandona o volume de parafina considerado, por unidade de tempo.

Quando a fonte é removida instantaneamente -

te (como é o caso em nossas experiências, em que uma fonte de neutrons existe apenas durante o tempo de duração do feixe de raios X do Betatron) $q = 0$ e a equação acima se reduz a

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} + D \nabla^2 n \quad (12)$$

Supondo que a perda de neutrons é desprezível a equação se reduz a

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} \quad (13)$$

donde segue

$$n = n_0 e^{-t/\tau}$$

Daqui se obtém facilmente a equação (9).

Estas considerações podem ser tornadas mais rigorosas e a medida da meia vida dos neutrons produzidos por uma fonte pulsada num meio moderador pode dar informações de boa precisão referentes ao caminho livre médio e comprimento de difusão dos neutrons no meio moderador. (Ver Apêndice I).

6. Verificação da independência da eficiência do detetor com a energia

Como indicação adicional da insensitividade do contador em relação à energia inicial dos neutrons, mostramos na fig. 19 uma curva medida para o Cobre, pelo método da atividade residual e outra medida com o sistema detetor de neutrons; até ~~18~~ 18 Mev, em que começam a

FIG. 19

aparecer reações ($\gamma, 2n$) no Cobre a concordância das 2 curvas é excelente. A energia máxima dos neutrons emitidos nesta energia pelo Cobre é de ~ 7 Mev o que dá uma boa indicação da independencia da eficiência com a energia.

* * * * *

IV. MEDIDA DO NÚMERO TOTAL DE NEUTRONS EMITIDOS PELO ARSÊNICO.

O sistema detetor de neutrons descrito no Capítulo III foi empregado em diversas experiências no Laboratório do Betatron da Universidade de São Paulo.

Descreveremos aqui as experiências realizadas com o Arsênico a fim de obter a curva total de neutrons emitidos por esta substância: uma amostra de 50 gramas de Arsênico puro, em pó, contido num tudo de plástico foi introduzido no interior do bloco de parafina que continha o contador de BF_3 e submetido à irradiação pelo Betatron.

Por meio do monitor da radiação X que se pode ver na Fig. 10, doses bem conhecidas de radiação X podiam ser aplicadas à amostra de Arsênico, e o número de neutrons correspondente medido. Nas experiências todas foi possível verificar que as diversas fontes de radiação de fundo, não contribuiam com mais do que 10% para a medida em questão e podiam ser subtraídas.

Uma das características mais atraentes do método de detecção dos neutrons é que a estatística com que os pontos experimentais são determinados não é limitada por vidas médias, ou doses instantaneas de radiação: o número de neutrons detetado depende apenas do tempo de contagem, e aumenta linearmente com este tempo. Além disso, variações de

intensidade instantanea do feixe de raios X, não têm a menor importância para os resultados. Foi assim possível reduzir os erros estatísticos a 2% no número de neutrons detectados, em cada energia.

A dose, como se disse, foi medida por uma câmara de ionização que foi calibrada posteriormente com um medidor "standard" de roentgens, colocado fora da direção frontal, a fim de que nas curvas medidas se pudesse ter "neutrons /100 roentgens/ mole", como é usual neste tipo de medidas. Sem a calibração mencionada o feixe incidente, na amostra de Arsênico seria atenuado pela câmara de ionização o que pode dar origem a distorções.

Os resultados obtidos apresentam uma concordância excelente com a curva de neutrons obtida por Montalbetti, Katz e Goldemberg (Fig.20).

* * * * *

FUNÇÕES DE EXCITAÇÃO
FIG. 20

V. MEDIDA DA FUNÇÃO DE EXCITAÇÃO DA REAÇÃO

AS⁷⁵ (v,n) AS⁷⁴ PELO MÉTODO DA ATIVIDADE RESIDUAL.

Fotons de energia máxima de 22 Mev incidentes no Arsênico podem produzir as seguintes reações:

$As^{75}(\gamma,n)As^{74}$ cujo limiar pode ser calculado a partir das massas espectrométricas como 10.18 Mev (Wapstra 1955). O produto desta reação, As^{74} é um núcleo radioativo, que se desintegra com uma meia vida bem conhecida (17.5 dias), emitindo pósitrons de 0.9 Mev, elétrons de 1.3 Mev e raios gama de 0.58 Mev.

$As^{75}(\gamma,2n)As^{73}$ cujo limiar é de 19.86 Mev e que é radioativo desintegrando-se com uma meia vida de 76 dias, emitindo raios X de 0,052 kev e elétrons de conversão.

$As^{75}(\gamma,np)Ge^{74}$ cujo limiar é de 16.84 Mev ; o Ge^{74} é estável.

É fácil ver que utilizando detetores Geiger para medir a radioatividade induzida no Arsênico apenas a atividade do As^{74} seria detetada.

Amostras de 10 gramas de Arsênico na forma de pastilhas prensadas de As_2O_3 foram irradiadas no arranjo experimental indicado na Fig. 21 em uma série de energias.

ARRANJO EXPERIMENTAL DE BOMBARDEIO

FIG. 21

A atividade de 17.5 dias foi medida após a irradiação, durante vários dias durante ~~intervalos~~ de tempo da ordem de 2 horas.

Estas medidas foram feitas com um contador de janela de mica, em condições tais que permitiam perfeita reproducibilidade na contagem das amostras.

Os tempos de irradiação foram sempre, durante toda a experiência, de 10 minutos.

Ao conjunto de pontos obtidos nas diversas energias, quando reduzidos à mesma dose de radiação X (100 roentgens), denomina-se função de excitação.

Os resultados obtidos são os da fig. 20 em que um fator de normalização foi introduzido nos pontos obtidos para a atividade residual. É interessante observar que um fator de normalização constante, é suficiente para tornar esta curva, indistinguível, dentro dos erros experimentais, da curva obtida para o número total de neutrons.

Esta é uma indicação segura da ausência de contribuições das reações $(\gamma, 2n)$ e (γ, np) na curva do número total dos neutrons.

* * * * *

VI. DISCUSSÃO

1. A Comparação dos resultados experimentais.

O resultado mais importante que ressalta da análise da Fig. 20 é o de que dentro da precisão das medidas a curva obtida para a atividade residual é a mesma que a curva do número total de neutrons. Resulta daí que a decomposição tentada por Montalbetti, Katz e Goldemberg, (1953) não se justifica e que portanto na Fig. 6 a posição do ponto correspondente à meia largura do Arsênico é suficientemente bem definida para constituir uma indicação segura da presença de um efeito de camadas fechadas na sistemática da largura as secções de choque das reações foto-nucleares.

Uma análise da melhor curva que satisfaz os pontos experimentais das curvas da Fig. 20 foi feita, a fim de se obter a secção de choque para o processo (γ, n) no Arsênico. Para este fim utilizou-se o método de Katz e Cameron (1951), ou seja o método das "diferenças de fotons", que consiste essencialmente na solução numérica da equação integral (1).

Os resultados obtidos bem como os obtidos anteriormente por outros autores são os da figura 22.

Pode-se apreciar aqui as discrepâncias que existem entre os resultados de diversos pesquisadores, para

SECÇÕES DE CHOQUE

FIG. 22

secções de choque; este fato é a tradução do que foi dito antes: os métodos de obter secções de choque são particularmente sensíveis a erros experimentais e, muito especialmente, a parte da secção de choque correspondente a energias maiores do que $E_{\max}$ é afetada por erros difíceis de avaliar.

De qualquer maneira, o fato fundamental envolvido é a concordância das 2 funções de excitação para neutrons e atividade residual, que constitui por si só uma confirmação do método de Nathans e Halpern (1954) de analisar os dados experimentais.

2. O valor da largura da secção de choque da reação As^{75} As^{74} .

A largura da secção de choque obtida na presente experiencia é de 6.8 Mev. Uma consideração interessante pode ser feita em torno desse valor, conforme uma sugestão feita por Okamoto (1955). Vimos, com efeito, pela formula 4 que a largura adicional existente em núcleos não mágicos é dada pela expressão

$$\Delta E = E_0 \cdot \frac{R_2^{-n} - R_1^{-n}}{R_0^{-n}} \approx E_0 \cdot \frac{5n Q_0}{42 R_0^2} \quad (14)$$

onde E_0 é uma energia média, em que a ressonância ocorreria se o núcleo fosse esférico.

Para um dado núcleo, não esférico, ΔE po

de ser obtido desta expressão, conhecendo-se Q_0 . Tomando agora a largura de um núcleo mágico (Γ_0) vizinho ao núcleo considerado, podemos calcular a meia largura em que estamos interessados pela expressão:

$$\Gamma = \Gamma_0 + \Delta E \quad (15)$$

Isto foi feito por Okamoto que tomou o Fe^{54} como núcleo vizinho do As^{75} com uma meia-largura de 6.3 Mev (Q_0 do Ferro é zero).

TABELA III

Elemento	ΔE (Mev)		$\Gamma_{calc.}$ (Mev)		Γ_{obs} (Mev)	Q_0
	$n = 1/2$	$n = 1$	$n = 1/2$	$n = 1$		
As^{75}	0,4	0,8	6,7	7,1	6,8	$0,3 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$

Um acordo surpreendente é obtido entre nosso resultado para a largura do Arsênico e os valores preditos por Okamoto.

2. Outros critérios

Recentemente outros critérios foram sugeridos para evidenciar a presença de efeitos de camadas fechadas em reações fotonucleares; Goldemberg e Leite Lopes (1955) sugeriram que se tomasse como parâmetro indi-

dicador da "magicidade" dos núcleos a distância Δ do limiar até o ponto em que a secção de choque apresenta-se um valor igual ao meio do seu valor máximo (Fig. 1) . Obviamente este parâmetro mede a dificuldade que os neutrons encontram para deixar o núcleo; em camadas fechadas os núcleos são mais fortemente ligados e portanto valores grandes de Δ deveriam ser encontrados; nos outros núcleos valores baixos de Δ são esperados. Este critério apresenta um grande sucesso em indicar claramente a presença dos números mágicos como se pode apreciar na Fig. 23 . Além disso, dependendo apenas da parte inicial da secção de choque, os erros de que Δ está afeto são menores do que os da largura, que é particularmente sensível a erros experimentais, como foi indicado anteriormente. Os valores de Δ medidos por Montalbetti, Katz e Goldemberg , (1953), Nathans e Helporn, (1954) e no presente trabalho apresentam discrepâncias da ordem de 0,5 Mev. ao passo que as larguras medidas pelos mesmos investigadores, apresentam discrepâncias da ordem de 2 Mev.

* * * * *

EFEITO DE CAMADA EM REAÇÕES FOTONUCLEARES

FIG. 23

VII. CONCLUSÕES

O método desenvolvido para o estudo da largura da ressonância do Arsênico neste trabalho tem uma série de propriedades gerais que o tornam muito útil para a investigação das reações fotonucleares:

1. A medida do fluxo total de neutrons é independente da vida média das substâncias irradiadas e por conseguinte das flutuações da intensidade instantânea do fluxo de raios X do Betatron, que podem introduzir erros sérios nas medidas.

2. A obtenção dos dados com este sistema é rápido por que independe da desintegração radioativa das substâncias irradiadas.

3. É possível realizar toda a experiência (medida da secção de choque) apenas com uma amostra de material e por conseguinte quantidades menores de material são necessárias para as experiências.

4. A precisão que se pode obter com as medidas depende apenas do tempo dispendido em fazer as medidas e melhor estatística pode ser obtida simplesmente aumentando os tempos de contagens, o que não pode ser feito, em geral, quando a meia vida de substâncias radioativas está envolvida.

5. Com este método todos os neutrons emitidos

dos pela substância são medidos e não somente os neutrons provenientes de processos (γ, n) ; as potencialidades deste método são evidentes na investigação do Arsênico descrita neste trabalho. Outras aplicações como a medida de secções de choque para reações $(\gamma, 2n)$ podem ser feitas também, usando diferenças entre a curva total dos neutrons e os resultados da atividade residual.

6. Finalmente as propriedades de meios moderadores podem ser medidas e informação muito útil para a compreensão dos fenômenos de moderação pode ser obtida.

* * * * *

REFERÊNCIAS

- Bohm, D. (1950) - Quantum Theory - Prentice-Hall, Inc. New York.
- Bohr, N. (1936) - Nature 137, 344.
- Burkhardt, J.L. (1953) - Phys. Rev. 91, 420 L.
- Elmore, W.C. and Sands, M. (1949) - Electronics-McGraw Hill Book Co. Inc., New York.
- Feld, B.T., Feschbach, H. Goldberger, M.L., Goldstein, H. and Weisskopf, V.F. (1951) - Final Report on the Fast Neutron Data Project - United States Atomic Energy Commission, NYO - 636.
- Glasstone, S. and Edlund, M.C. (1952) - The elements of nuclear reactor theory - D. Van Nostrand Co. Inc. New York.
- Goldemberg, J., Santos, M.D.S. e Silva, E. (1952) - Symposium on New Research Techniques in Physics - Rio de Janeiro.
- Goldemberg, J. and Katz, L. (1954) - Can J. Phys., 32, 49
- Goldemberg J. and Leite Lopes, J. (1955) - Phys. Rev. 99 1053L
- Goldhaber, M. and Teller, E. (1948) - Phys. Rev. 74, 1046.
- Hanson, A.O. and McKibben, J.L. (1947) - Phys. Rev. 72, 673.
- Higginbotham, W.A. (1951) - Rev. Sc. Inst. 22, 429.
- Jensen, J.H.D. and Jensen, P. (1950) - Z.F. Naturforschung 5a, 343.
- Katz, L. and Cameron, A.W.G. (1951) - Can J. Phys. 29, 518.
- Kerst, D.W. (1941) - Phys. Rev. 59, 110.
- Kerst, D.W. (1941a) - Phys. Rev. 60, 47.
- Levinger, J.S. and Kent, D.C. (1954) - Phys. Rev. 95, 418.
- Levinger, J.S. (1955) - Phys. Rev. 97, 122.
- Levinger, J.S. and Bethe, H.S. (1950) - 78, 115.
- Migdal, A. (1945) - J. Exptl. Theor. Phys. USSR 15, 81.
- Mayer, M.G. and Jensen, J.H.D. (1955) Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, John Wiley and Sons, New York.
- Montalbetti, R., Katz, L. and Goldemberg J. (1953) - Phys. Rev. 91, 659.
- Nathans, R. and Halpern, J. (1954) - Phys. Rev. 93, 437.
- Nathans, R., Mann, A.K. and Halpern, J. (1952) - Rev. Sc. Inst. 23, 678.
- Okamoto, K. (1955) - Prog. of Theor. Phys. 15, 75
- Reifman, A. (1953) - Z.F. Naturforschung 8a, 505.
- Rossi, B. and Staub, H.H. (1949) Ionization Chambers and Counters McGraw-Hill Book Company, Inc.

- Sher, R. Halpern, J. and Stephens, W.E. (1951) - Phys.Rev.
81,1541
- Schiff, L.I. (1951) - Phys. Ref. 83,252.
- Schiff, L.I. (1951a) Quantum Mechanics-McGraw Hill Book Com
pany Inc. New York.
- Wapstra (1955) - Physica, vol. XXI, n^o 5, 1955.
- Wildermuth, K. (1955) - Z.F. Naturforschung 10a,447.
- Wilkinson, H.H. (1955) - Proceedings of the Glasgow Confe-
rence on Nuclear Physics, 161
- Wu, S.S. (1951) - Doctoral Thesis - University of Illinois,
Urbana, Illinois.

* * * * *

A P Ê N D I C E I

A utilização de fontes pulsadas de neutrons para medir a meia vida de neutrons num meio moderador tem sido feita recentemente com resultados excelentes. (1,2,3, 4). Reproduziremos aqui o tratamento de Antonov et.al. para o problema. O princípio do método é o seguinte: suponhamos que o meio moderador é irradiado por um feixe de neutrons de duração instantanea; após alguns microsegundos os neutrons no meio moderador serão termalizados e seu comportamento será descrito pela equação da difusão

$$D \nabla^2 n - \frac{n}{\tau} = \frac{dn}{dt} \quad (1)$$

Esta equação pode ser resolvida por uma separação de variáveis do tipo seguinte

$$n(x,y,z,t) = S(x,y,z) e^{-t/\tau} f(t) \quad (2)$$

e que leva finalmente à solução geral

$$n(x,y,z,t) = C(x,y,z) e^{-\left(\frac{t}{\tau} + \Omega \int_0^t D(t) dt\right)} \quad (3)$$

Quando $D(t) = \text{constante}$, isto é, em equilíbrio

$$n(x,y,z,t) = C(x,y,z) e^{-\left(\frac{t}{\tau} + \Omega D t\right)} = C(x,y,z) e^{-\left(\frac{1}{\tau} + D\Omega\right)t} \quad (4)$$

Pode-se mostrar que

$$D(\Omega) = D_0 - c \Omega \quad (5)$$

onde Ω é o "buckling" do moderador

De (4) obtem-se finalmente

$$n(x,y,z,t) = C(x,y,z) e^{-\alpha t} \quad (6)$$

com

$$\alpha = \frac{1}{\tau} + \Omega (D_0 - c \Omega) \quad (7)$$

Medidas experimentais devem ser então feitas com blocos de moderadores de dimensões cada vez maiores, isto é com valores de Ω que se aproximam de zero. Uma extrapolação para $\Omega = 0$ dá então o valor de τ com boa precisão.

Os valores do "buckling" para moderadores com a forma de um paralelepípedo e para um cilindro são respectivamente

$$\Omega = \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{c^2} \right)$$

$$\Omega = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 + \frac{\pi^2}{4h^2}$$

No caso investigado nesta experiência temos um moderador de parafina de forma de um paralelepípedo com dimensões já especificadas que dão $\Omega = 0,005$ que é suficientemente próximo de zero para que tomemos o valor obtido como correspondente a um bloco infinito de moderador.

O valor obtido por Antonov et al. para τ para a água é de 207 ± 6 usec. Scott et al. obtiveram 216 ± 4 usecs. O valor por nós obtido é de 230 usecs.

Nossas medidas não constituem uma medida de precisão, evidentemente, mas servem para indicar que o Betatron é um instrumento que pode ser usado com sucesso para

êste tipo de determinações.

1. G.E.Von Dardel e N.G.Sjostrand - Phys.Rev.96,1245(1954)
2. F.R.Scott, D.B. Thomson e W.Wright - Phys.Rev.95,583 - (1954).
3. A.V.Antonov, A.I.Isakoff, I.D.Murin, B.A.Neupocoyev, I. M.Frank, F.L.Shapiro e I.V.Shtranich - Proceedings of the Internacional Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy - vol. 5 (Geneva, 1955).
4. V.Raiewski and J.Horowitz - Proceedings of the International conference on the Peaceful uses of Atomic Energy - vol. 5 (Geneva, 1955).

* * * *

I N D I C E

	Pag.
I. Introdução	1
1. Reações fotonucleares	
2. O modelo coletivo	
3. O modelo de partículas independentes	
II. A medida das larguras de ressonância	14
1. Estado atual das medidas de larguras de ressonância	
2. O problema do Arsênico.	
III. Um sistema detetor de neutrons para aceleradores pulsados	24
1. Arranjo experimental	
2. O contador de neutrons	
3. O gerador de onda quadrada	
4. O circuito de coincidências	
5. Propriedades do sistema de contagem	
6. Verificação da independência da eficiência do detetor com a energia.	
IV. Medida do número total de neutrons emitidos pelo Arsênico	39
V. Medida da função de excitação da reação $As^{75} - (y,n) As^{74}$ pelo método da atividade residual.	41
VI. Discussão	43
1. A comparação dos resultados experimentais	
2. O valor da largura da seção de choque da reação $As^{75} (y,n) As^{74}$	
3. Outros critérios	
VII. Conclusões	47
Referências	
Apêndice I.	