

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP



305M810T1462

CONTRIBUIÇÃO DIRETA E ESTATÍSTICA NO  
DECAIMENTO DE RESSONÂNCIAS  
GIGANTES MULTIPOLARES



HÉLIO DIAS

Tese apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Livre-Docente.

São Paulo

1988

TIFUSP  
D541c  
L

À SOLANGE

## ÍNDICE

	Pg.
I. Introdução.....	04
II. Contribuição estatística no decaimento das RGM no $^{208}\text{Pb}$ .....	07
II.1 - Introdução.....	07
II.2 - Modelo de evaporação de núcleo composto.....	11
II.3 - Decaimento das RGE0 no $^{208}\text{Pb}$ .....	19
II.4 - RGE1 no $^{208}\text{Pb}$ .....	34
II.5 - RGE2 no $^{208}\text{Pb}$ .....	39
III. Contribuição direta e estatística no decaimento gama da RGE2 no $^{208}\text{Pb}$ .....	45
IV. Modelo híbrido para análise do decaimento de ressonâncias multipolares gigantes.....	51
V. Conclusões finais.....	56
Referências.....	57

## RESUMO.

A contribuição estatística no decaimento das ressonâncias multipolares gigantes (RGM) no  $^{208}\text{Pb}$  é avaliada e comparada com os dados experimentais disponíveis.

O decaimento gama da RGE2 no  $^{208}\text{Pb}$  é analisado mostrando de forma clara a necessidade da inclusão da contribuição direta para a descrição dos resultados experimentais.

Uma teoria consistente para a análise do decaimento das RGM é apresentado e aplicado no caso do decaimento da RGE0 no  $^{208}\text{Pb}$ .

## I - Introdução

As ressonâncias gigantes multipolares (RGM) são modos de excitação nuclear altamente coletivas, de estrutura simples e possuindo alta frequência. Suas características principais que são: sua energia de excitação, largura e coletividade têm sido, nos últimos anos, objeto de grande investigação tanto teórica como experimental.

Microscopicamente as RGM são descritas como uma superposição coerente de excitações de uma partícula - um buraco ( $1p - 1b$ ) resultante da ação de um operador eletromagnético no estado fundamental nuclear. Essa descrição que tem obtido grande sucesso na previsão das energias de excitação e coletividade, falha entretanto, no que concerne as larguras das RGM.

A largura ( $\Gamma$ ) da RGM é usualmente dividida em duas componentes<sup>1,2</sup>. A largura de escape ( $\Gamma^{\dagger}$ ) que representa o decaimento de um estado devido à emissão de um nucleon no contínuo e a largura de amortecimento ( $\Gamma^{\ddagger}$ ) que representa o decaimento de um estado simples ( $1p - 1b$ ) em componentes mais complicados (p. ex.  $2p - 2b$ ,  $3p - 3b$  etc.). Tendo em vista que o espaço de configurações de  $2p - 2b$ ,  $3p - 3b$  etc., na região de energia onde ocorrem as RGM é imenso, o cálculo de  $\Gamma^{\ddagger}$  se torna muitas vezes impraticável. Nos últimos anos,

a largura da RGM se tornou uma das questões de maior investigação da física nuclear.

Em particular, o estudo das propriedades do decaimento das RGM tem sido uma fonte de informações de fundamental importância para o entendimento da dinâmica e da estrutura microscópica desses modos de excitação nuclear. Tendo em vista que as RGM possuem uma energia de excitação acima do limiar de emissão de partículas, elas usualmente decaem por emissão de partículas ( $\alpha$ , p, n, 2n, etc.). O primeiro estágio da reação, onde ocorre a população da RGM, é uma superposição coerente de configurações  $1p - 1b$ , e a emissão de partículas através desses estados é chamado de decaimento direto. Os outros estágios da reação, ocorrem quando os estados  $1p - 1b$  se acoplam a estados mais complicados de  $2p - 2b$ , e estes a estados  $3p - 3b$ , e assim por diante, até que se atinja o núcleo composto. O decaimento de cada estágio intermediário ( $2p - 2b$ ,  $3p - 3b, \dots$ ) é chamado de pré-equilíbrio, e a emissão de partículas do estado de núcleo composto é chamado estatístico.

O procedimento, usualmente utilizado no cálculo do espectro de emissão de partículas das RGM, é utilizar um dos dois extremos da reação, ou seja, assume-se que a RGM decai por processos diretos, ou que o decaimento é estatístico, desprezando-se, neste tipo de análise, os processos de pré-

equilíbrio. Na análise do decaimento estatístico é utilizada a teoria estatística de Hauser-Feshbach<sup>2></sup>. Desta forma, a comparação do espectro experimental com as previsões do modelo estatístico forneceria a intensidade relativa da componente estatística para a componente direta. Ocorre que, em muitos casos, estes cálculos foram realizados utilizando-se hipóteses não realistas que invalidam as conclusões finais.

Neste trabalho mostraremos, através da análise de alguns casos, como o emprego de uma versão do modelo estatístico mais realista pode conduzir a conclusões bem diferentes de análises anteriores<sup>3-11></sup>. Os casos escolhidos são: decaimento da RGE0 no  $^{208}\text{Pb}$ <sup>12></sup>, da RGE1 no  $^{208}\text{Pb}$ <sup>13></sup> e finalmente, do decaimento da RGE2, RGE4 e RGE6 no  $^{208}\text{Pb}$ <sup>14></sup>. Toda essa análise é o conteúdo do capítulo II deste trabalho.

Recentemente, uma combinação de ambos os mecanismos de decaimento (direto e estatístico) foi aplicado por Beene e colaboradores<sup>15></sup> na análise do decaimento gama da RGE2 no  $^{208}\text{Pb}$ . Ocorre que as conclusões desses autores são duvidosas tendo em vista as aproximações utilizadas. No capítulo III apresentamos nossos resultados<sup>16></sup> para o decaimento gama da RGE2 no  $^{208}\text{Pb}$ . Da análise desenvolvida no capítulo III fica patente a necessidade, em determinadas situações, de se considerar ambos os mecanismos (direto e

estatístico) no decaimento das RGM. Essa análise, entretanto, supõe que as contribuições direta e estatística são completamente independentes. Uma teoria mais detalhada do decaimento das RGM, deve levar em conta que as contribuições direta e estatística não são completamente independentes, devendo existir um parâmetro de mistura que mede o grau de fragmentação das RGM para estados mais complexos. Esta teoria<sup>17</sup> bem como um exemplo de aplicação é apresentada no capítulo IV.

Finalmente, no capítulo V, apresentamos as conclusões finais.

## II. Contribuição estatística no decaimento das RGM no $^{208}\text{Pb}$

### II.1 - Introdução

Em núcleos pesados o decaimento das RGM ocorre, principalmente, pela emissão de nêutrons, já que partículas carregadas são altamente inibidas pela barreira coulombiana. Nos trabalhos realizados até recentemente sobre o decaimento das RGM por emissão de nêutrons (núcleos pesados) é usual efetuar comparações das propriedades médias observadas do decaimento, com previsões específicas de modelos de reação. Os desvios das previsões dos cálculos de Hauser-Feshbach são

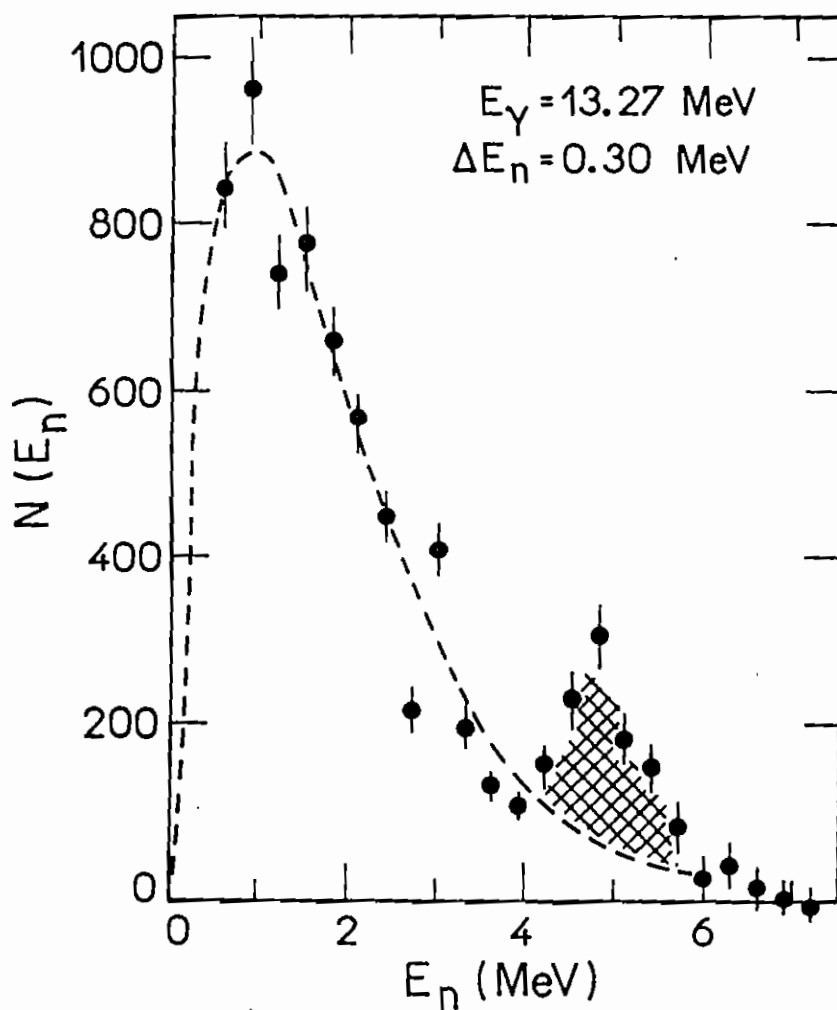


considerados como evidências de contribuições direta da seção de choque. Os espectros de nêutrons emitidos são comparados com uma versão simplificada do modelo estatístico, na qual o espectro de nêutrons,  $N(E_n)$ , é dado por

$$N(E_n) \propto E_n \exp(-E_n/T) \quad (\text{II.1})$$

onde  $E_n$  é a energia do nêutron emitido e  $T$  é a temperatura nuclear (constante). Na Fig. II.1 é apresentado o espectro de nêutrons<sup>3-5</sup> proveniente do decaimento da RGE1 no <sup>208</sup>Pb. Nesta figura, a curva tracejada representa o espectro dos nêutrons emitidos previsto pela expressão (II.1), e os pontos representam os resultados experimentais. A região hachurada da figura seria, portanto, devida à contribuição direta do decaimento, concluem esses autores<sup>3-5</sup>. Na tabela II.1 são apresentadas as porcentagens de contribuição de decaimento direto ( $r^d/r$ ) para alguns núcleos utilizando a expressão (II.1). Cabe destacar que esse tipo de análise foi utilizado na literatura por cerca de 15 anos (1969-1984).

Neste capítulo pretendemos, inicialmente, apresentar, de forma resumida, o formalismo de Hauser-Feshbach e discutir as aproximações necessárias para a



**FIGURA II.1** - Espectro de nêutrons calculado através do formalismo de Hauser-Feshbach utilizando uma densidade de níveis contínua para o núcleo residual (linha tracejada), em comparação com a contagem de nêutrons medidos (pontos). Observe-se que a região hachurada na região de  $4,0 < E_n < 6,0$  MeV, indica a existência de nêutrons não estatísticos (ref.3). Esse espectro foi obtido através da reação  $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$  (ref.5).

TABELA II.1 - Tabulação da porcentagem de contribuição do decaimento direto ( $\Gamma_{\dagger}/\Gamma$ ) das RGE0, RGE1 e RGE2 para alguns núcleos (ref.17).

RG	N ú c l e o	$\Gamma_{\dagger}/\Gamma$ (%)	Reação
E0	$^{208}\text{Pb}$ , $^{90}\text{Zr}$	10 - 20	( $\alpha, \alpha'n$ )
E1	núcleos leves $A < 40$	- 100	vários tipos
E1	$^{209}\text{Bi}$ , $^{208}\text{Pb}$ $^{141}\text{Pr}$ , $^{89}\text{Y}$	10 - 20	( $\gamma, n$ )
E2	núcleos leves $A < 40$	- 100	vários tipos
E2	$^{119}\text{Sn}$ , $^{208}\text{Pb}$ , $^{92}\text{Zr}$	10 - 20	( $\alpha, \alpha', n$ )

obtenção da equação II.1. Isto será feito na sec.II.2. Na sec.II.3 reanalisaremos os dados experimentais do decaimento por emissão de nêutrons da RGE0 no  $^{208}\text{Pb}$ , onde discutiremos a influência da densidade de níveis e dos coeficientes de transmissão.

Na sec. II.4 será analisado o decaimento da RGE1 no  $^{208}\text{Pb}$ . Na sec. II.5 serão discutidos os resultados experimentais da RGE2, RGE4 e RGE6 no  $^{208}\text{Pb}$ .

## II.2 - Modelo de Evaporação de Núcleo Composto

Uma das hipóteses fundamentais do modelo estatístico<sup>2)</sup> diz respeito a independência (exceto pelas leis da conservação) entre a formação e o decaimento do núcleo composto. Desta forma, as propriedades do núcleo composto são médias. O modelo, portanto, prevê seções de choque que resultam de uma média sobre um intervalo de energia e não pode prever em detalhe o comportamento de cada estado intermediário (ou ressonância).

Se, além da hipótese estatística, suposições de simetria são utilizadas, pode-se demonstrar que a seção de choque total de um par de reação (ou canal)  $\alpha$  para outro canal  $\beta$  pode ser escrita como

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi \chi_{\alpha}^2}{(2 I_{\alpha_1} + 1)(2 I_{\alpha_2} + 1)} \sum_{J^{\pi}} \frac{2\pi}{D_{J^{\pi}}} \left\langle \frac{\Gamma_{\alpha} \Gamma_{\beta}}{\Gamma} \right\rangle_{J^{\pi}} \quad (\text{II.2})$$

onde  $D_{J^{\pi}}$  é o espaçamento médio entre os estados de spin  $J$  e paridade  $\pi$ ;

$\chi_{\alpha}$  é o comprimento de onda reduzida do canal incidente;

$I_i$  é o spin da partícula  $i$ ;

$\Gamma_i$  é a largura parcial do estado intermediário para decair no canal  $i$ ;

$\Gamma = \sum_i \Gamma_i$  onde a soma varia sobre todos os canais energeticamente permitidos

$\langle x \rangle$  indica uma média da quantidade  $x$  num intervalo de energia

Convém nesse ponto introduzir

$$\left\langle \frac{\Gamma_{\alpha} \Gamma_{\beta}}{\Gamma} \right\rangle_{J^{\pi}} = \frac{\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{J^{\pi}} \langle \Gamma_{\beta} \rangle_{J^{\pi}}}{\langle \Gamma \rangle_{J^{\pi}}} \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{2\pi \langle \Gamma_i \rangle J^\pi}{D_{J^\pi}} = T_i^{J^\pi} = \sum_{\ell s} (T_i)_{\ell s}^{J^\pi} \quad (\text{II.4})$$

e

$$T^{J^\pi} = \sum_i T_i^{J^\pi} \quad (\text{II.5})$$

onde a soma na eq. (II.4) está restrita a  $\vec{s} + \vec{\ell} = \vec{J}$  sendo  $\vec{s}$ ,  $\vec{\ell}$  e  $\pi$  o spin, momento angular e paridade do canal  $i$  respectivamente. Desta forma a eq. (II.2) fica

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi \chi_\alpha^2}{(2I_{\alpha_1} + 1)(2I_{\alpha_2} + 1)} \sum_{J^\pi} \frac{\sum_{\ell s} (T_\alpha)_{\ell s}^{J^\pi} \sum_{\ell' s'} (T_\beta)_{\ell' s'}^{J^\pi}}{T^{J^\pi}} \quad (\text{II.6})$$

É comum, por outro lado, reescrever a eq. (II.6) na forma

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_{J^\pi} \frac{\sigma_\alpha^{J^\pi} \sum_{\ell' s'} (T_\beta)_{\ell' s'}^{J^\pi}}{T^{J^\pi}} \quad (\text{II.7})$$

onde  $\sigma_{\alpha}^{J^{\pi}}$  é a seção de choque de formação no canal  $\alpha$ .  
 Afim de avaliar a eq. (II.7), dois ingredientes são fundamentais:  $T_{\ell}^{J^{\pi}}$  e  $T^{J^{\pi}}$ . Os coeficientes de transmissão para emissão de partículas  $T_{\ell S}^{J^{\pi}}$  são obtidos resolvendo a equação de Shroedinger com um potencial complexo ( $V + iW$ ) afim de se obter o "phase shift" entre as ondas incidentes e emergentes,

$$T_{\ell} = 1 - |\exp(2i\delta_{\ell})|^2 \quad (\text{II.8})$$

ou de forma equivalente usando a função interna ao núcleo

$$T_{\ell} = \int |\psi_{\ell}|^2 W d^3x \quad (\text{II.9})$$

O potencial (ou óptico) complexo é normalmente obtido através da análise do espalhamento elástico.

A soma sobre os coeficientes de transmissão  $T^{J^{\pi}} = \sum_i T_i^{J^{\pi}}$  é, em princípio, simples de calcular, bastando somar os coeficientes de transmissão para todos os canais energeticamente possíveis. Muitas vezes, entretanto, esses canais se situam numa região de energia onde poucos

níveis do núcleo são conhecidos, obrigando desta forma o emprego de densidade de níveis

$$T^{J^\pi} = \sum_i T_i^{J^\pi} + \int_{E_1}^{E_2} T^{J^\pi}(E) \rho^{J^\pi}(E) dE \quad (\text{II.10})$$

(discreto)

Duas formas da densidade de níveis são usualmente utilizadas. A fórmula com temperatura constante (T)

$$\rho(E) = \frac{1}{T} \exp [(E - E_0) / T] \quad (\text{II.11})$$

e a fórmula de gás de Fermi

$$\rho(E) = \exp [ 2 \sqrt{a(E - \Delta)} ] / [12\sqrt{2} \sigma a^{1/4} (E - \Delta)^{5/4}] \quad (\text{II.12})$$

onde  $a$  é o parâmetro de densidade de níveis,  $\sigma$  o parâmetro de corte de spin e  $\Delta$  é o parâmetro de emparelhamento.

A dependência de spin e paridade na eq. (II.12) é introduzida pelo fator multiplicativo



$$\rho(E)^{J\pi} = \rho(E)(2J+1) \exp[-(J+1/2)^2 / 2\sigma^2] / (2\sigma^2) \quad (\text{II.13})$$

Convém neste ponto especificar, de forma mais detalhada, a eq. (II.7) para o caso do decaimento de uma RGM (possuindo momento angular total  $J$ , paridade  $\pi$  e situado numa energia  $E_x$ ) por emissão de um único nêutron, que nesta situação fica

$$\sigma_i(E_x, u_i) = \frac{\sigma_f(E_x) \sum_{sl} T_{sl}^i(E_{n_i})}{\sum_k \sum_{sl} T_{sl}^k(E_{n_k})} \quad (\text{II.14})$$

onde  $\sigma_f(E_x)$  é a seção de choque de formação que excita o núcleo na energia  $E_x$ ;  $T_{sl}^i(E_{n_i})$  é o coeficiente de transmissão para o  $i$ -ésimo nível, emitindo um nêutron de energia  $E_{n_i}$  e deixando o núcleo residual numa energia  $u_i$ ;  $E_{n_i} = E_x - E_t - u_i$ ;  $E_t$  é a energia de limiar para emissão de um nêutron;  $k$  é o número de níveis acessíveis no núcleo residual. Na fig. (II.2), as várias energias envolvidas no processo são mostradas de forma esquemática.

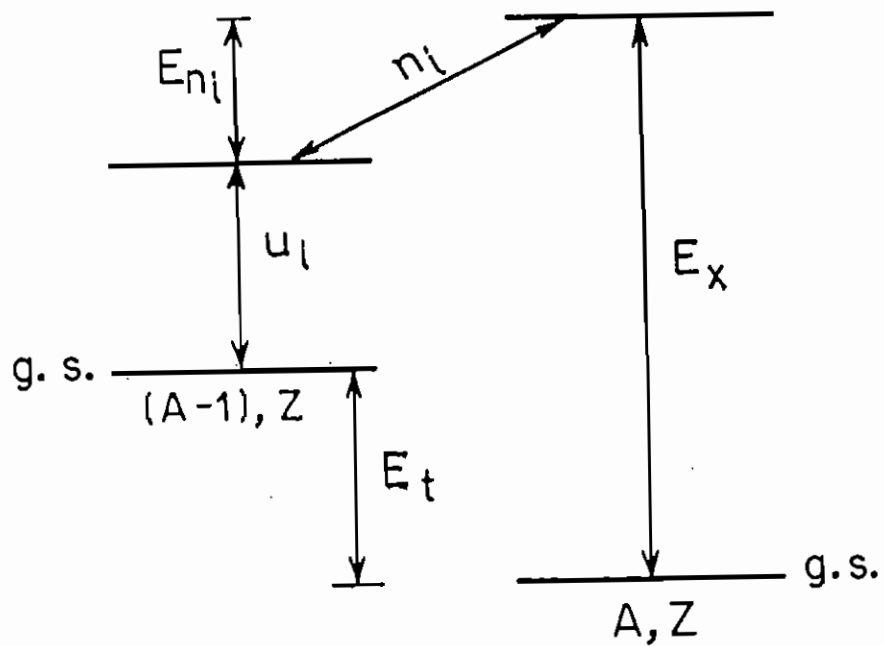


FIGURA II.2 - Diagrama das energias na eq. II.14 (ver texto)

Vamos agora demonstrar como, partindo da eq. (II.14), obtemos a eq. (II.1). Para isso, é necessário que se façam as seguintes hipóteses:

- a) que o número de níveis no núcleo residual é tão elevado que todo espectro possa ser bem representado por uma densidade de níveis com temperatura constante (eq. II.11)

$$\rho(u) \propto \exp(u/T)$$

e que seja independente de spin e paridade.

- b) supomos que os  $T_{s\ell}^i$  sejam independentes de  $s$  e  $\ell$ , e diretamente proporcionais a  $E_{n_i}$ , isto é,

$$T_{s\ell}^i(E_{n_i}) \propto E_{n_i} \quad (\text{II.15})$$

Utilizando a) e b), obtemos imediatamente que

$$N(E_n) = \frac{d\sigma(E_x, E_n)}{dE_n} \propto E_n e^{-E_n/T}$$

demonstrando assim a eq. (II.1).

Nas seções seguintes discutiremos o efeito das hipóteses a) e b).

### II.3 - Decaimento das RGE0 no $^{208}\text{Pb}$

Como já foi mencionado nas seções anteriores, o cálculo da contribuição estatística no decaimento das RGM depende de dois ingredientes básicos: a densidade de níveis e os coeficientes de transmissão.

No caso do decaimento das RGM (RGE0, RGE1 e RGE2) no  $^{208}\text{Pb}$ , os quais se situam numa região de energia de excitação entre 10 a 14 MeV, o único canal de emissão é o de nêutrons (energia de separação é 7.4 MeV). Devido a esse fato, devemos conhecer os níveis de energia do  $^{207}\text{Pb}$  até 6.6 MeV.

Neste intervalo de energia (0.0 - 6.6 MeV) existem 158 níveis de energia no  $^{207}\text{Pb}$  medidos experimentalmente<sup>14)</sup>. Entre estes 158, 73 níveis não possuem atribuições de spin e

paridade. Para estes níveis, os spins e paridade serão atribuídos através da comparação com a previsão teórica, proveniente do modelo partícula vibrador<sup>12)</sup>, que é bastante adequado para a descrição do  $^{207}\text{Pb}$ ,

O cálculo através do modelo foi feito através do acoplamento dos estados de buracos de nêutrons ( $\vec{J}$ )  $3p_{1/2}$  ( $\epsilon_{1/2} = 0.0$  MeV),  $2f_{5/2}$  ( $\epsilon_{5/2} = 0.57$  MeV),  $3p_{3/2}$  ( $\epsilon_{3/2} = 0.89$  MeV),  $1i_{13/2}$  ( $\epsilon_{13/2} = 1.63$  MeV),  $2f_{7/2}$  ( $\epsilon_{7/2} = 2.34$ ) e  $1h_{9/2}$  ( $\epsilon_{9/2} = 3.42$  MeV) aos estados ( $\vec{R}$ )  $0^+$  ( $\epsilon_0^+ = 0.0$  MeV),  $3^-$  ( $\epsilon_3^- = 2.6$  MeV),  $5^-$  ( $\epsilon_5^- = 3.19$  MeV),  $2^+$  ( $\epsilon_2^+ = 4.08$  MeV),  $4^+$  ( $\epsilon_4^+ = 4.32$  MeV) e  $8^+$  ( $\epsilon_8^+ = 4.61$  MeV) do  $^{208}\text{Pb}$ .

As energias ( $\epsilon_J$ ) dos estados de buracos de nêutrons e as energias do caroço ( $\epsilon_R$ ) foram tomadas dos resultados experimentais do  $^{207}\text{Pb}$  e  $^{208}\text{Pb}$  respectivamente. A distribuição teórica de spins, paridades e energias dos estados do  $^{207}\text{Pb}$  foram obtidas da condição:

$$\vec{I} = \vec{J} + \vec{R} \text{ com } \epsilon_I = \epsilon_J + \epsilon_R < 6.6 \text{ MeV}$$

Na tabela 11.2 a distribuição de níveis obtida é comparada com os resultados experimentais<sup>18)</sup> do  $^{207}\text{Pb}$ . Desta tabela, podemos observar que o número de níveis por intervalo de energia, entre teoria e experiência é bastante

TABELA II.2 - Número de níveis experimentais (Exp) comparados com o número de níveis calculados (T)

Intervalo de energia (MeV)	Número de níveis		Número de níveis com I < 7/2				Número de níveis com I ≥ 9/2			Número de níveis experimentais sem atribuição de spin
	Exp	T	Exp	T	T-Exp	Exp	T	T-Exp		
0-1	3	3	3	3	0	0	0	0	0	
1-2	1	1	0	0	0	1	1	0	0	
2-3	5	3	4	3	-1	1	0	-1	0	
3-4	22	19	4	9	5	11	10	-1	7	
4-5	47	50	20	23	3	11	27	16	16	
5-6,6	80	80	25	24	-1	5	56	51	50	
<u>TOTAL :</u>	158	156	56	62	6	29	94	65	73	

satisfatório, como é também para a distribuição  $I < 7/2$ . A distribuição para  $I > 9/2$  no intervalo entre 4 a 6.6 MeV prevista pelo cálculo também estará em acordo com a experiência se assumirmos que os níveis experimentais com spins desconhecidos tenham  $I > 9/2$ .

Tendo por base o excelente acordo entre teoria e experiência no intervalo entre 0.0 a 4 MeV, supor que os níveis experimentais com spins desconhecidos tenham  $I > 9/2$  é uma aproximação bastante razoável. Assim, o espectro de nêutrons será calculado empregando as energias, spins e paridades, dos níveis experimentais do  $^{207}\text{Pb}$ . Para os níveis experimentais sem atribuição de spin atribuiu-se  $I=9/2^+$  que é o menor valor de acordo com o modelo partícula vibrador. A suposição de que a paridade desses estados ( $I=9/2$ ) seja positiva, deve-se ao fato de existirem mais estados de paridade positiva do que negativa. A escolha do menor valor de  $I$  ( $9/2^+$ ) acarreta uma subestimação na seção de choque estatística, uma vez que os coeficientes de transmissão ( $T_\ell$ ) diminuem com o aumento do momento angular orbital ( $\ell$ ) para uma dada energia de nêutron.

Como já foi mencionado, os coeficientes de transmissão ( $T_\ell$ ) tem um papel de grande importância no cálculo da contribuição estatística, e será esse ingrediente que passaremos a discutir. Na tabela II.3, apresentamos diferentes conjuntos<sup>17-22</sup> de potenciais ópticos que têm

TABELA II.3 - Parâmetros do Potencial Óptico

	Ref. 19	Ref. 20	Ref. 21	Ref. 22
$V_R$	$45,64 - 0,28E_n$	$49,589 - 0,29E_n$	$47,0 - 0,25E_n$	$47,01 - 0,267E_n - 0,0012 E_n^2$
$W_I$	$4,046 + 0,71E_n$	$1,573 + 0,4E_n$	$3,5 + 0,43E_n$	$9,52 - 0,55E_n$
$V_{SO}$	5,75	6,2	6,0	6,0
$r_R$	1,265	1,198	1,25	1,265
$r_I$	1,532	1,295	1,25	1,249
$r_{SO}$	1,105	1,01	1,25	1,249
$a_R$	0,698	0,663	0,65	0,66
$a_I$	0,52	0,59	0,47	0,48
$a_{SO}$	0,499	0,75	0,65	0,65

O potencial do modelo óptico tem a seguinte forma:

$$U_N(r, E_n) = V_R f(r_R) - 4ia_I W_I \frac{d}{dr} f(r_I) - V_{SO} \left(\frac{h}{Mc}\right)^2 (\sigma \cdot \ell) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r_{SO})$$

$$x_i = \frac{r - r_i A^{1/5}}{a_i} \quad ; \quad f(x_i) = \frac{1}{1 + e^{x_i}} \quad ; \quad \text{índice } i = \text{real (R), imaginário (I), spin-órbita (SO)}$$

$M$  é a massa do pión



sido utilizados na literatura para prever os coeficientes de transmissão para nêutrons no  $^{208}\text{Pb}$ . Nas figuras II.3 a II.8, apresentamos os coeficientes de transmissão ( $\ell = 0$  a  $\ell = 5$ ) obtidos com esses (ref. 19-22) diferentes conjuntos de potenciais ópticos, os quais foram calculados numericamente utilizando o código SCAT2<sup>23</sup>.

Nas figuras II.3 a II.8, a curva contínua descreve os resultados obtidos através da parametrização (ref. 19) que foi obtida de dados experimentais de espalhamento elástico de nêutrons no intervalo de 4-7 MeV no  $^{208}\text{Pb}$  e  $^{209}\text{Bi}$ . A curva pontilhada descreve os resultados obtidos de dados experimentais<sup>20</sup> de espalhamento elástico de nêutrons no intervalo de energia de 7-26 MeV para núcleos na região de massa  $A=208$ . A curva tracejada utiliza uma parametrização baseada em dados experimentais<sup>21</sup> do espalhamento de nêutrons nos isótopos do chumbo nas energias de 4.7 e 14.6 MeV. Finalmente, as curvas traço-ponto mostram os coeficientes de transmissão obtidos, utilizando-se parâmetros teóricos de potenciais ópticos<sup>22</sup>, válidos no intervalo de 1 a 15 MeV em núcleos médios e pesados

Das figuras, podemos observar que os potenciais (refs. 19-21) produzem resultados bastante similares, o que já não ocorre para o potencial (ref. 22) que em muitos casos superestima os coeficientes de transmissão. Nas figuras, apresentamos também os coeficientes de transmissão

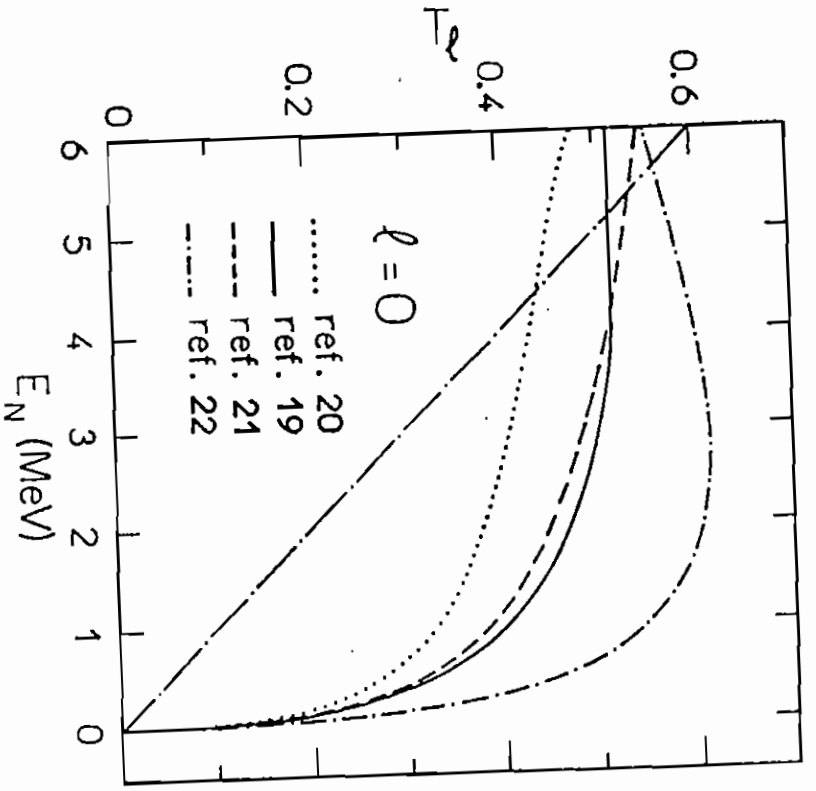


FIGURA II.3 - Coeficiente de transmissão para  $l=0$  e diferentes parametrizações de potencial óptico. A linha reta representa a hipótese de um coeficiente de transmissão independente de  $l$  e diretamente proporcional a energia do nêutron.

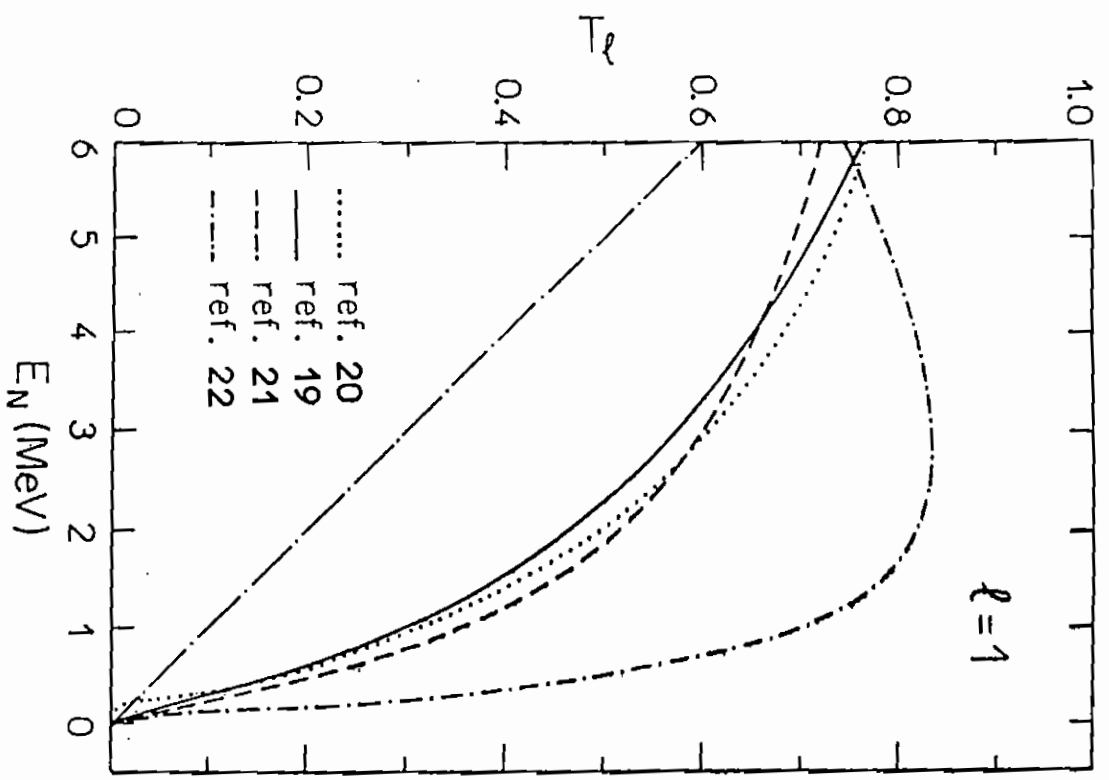


FIGURA II.4 - Idem à Fig. II.3, mas para  $l=1$ .

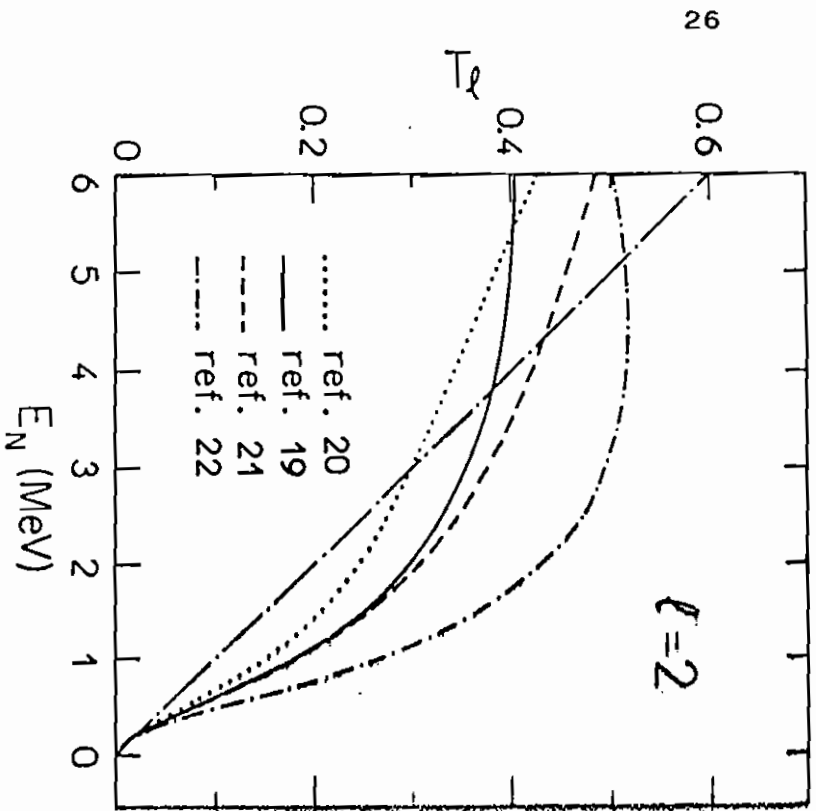


FIGURA II.5 - Idem à Fig. II.3,  
mas para  $l=2$ .

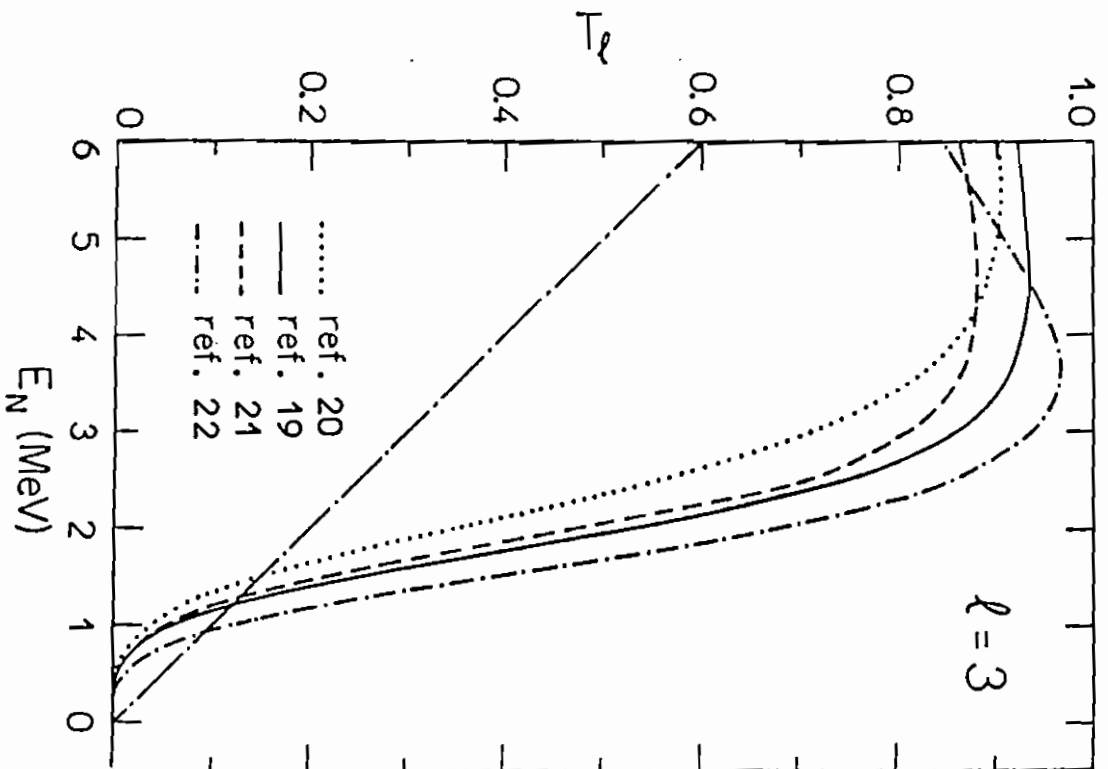


FIGURA II.6 - Idem à Fig. II.3,  
mas para  $l=3$ .

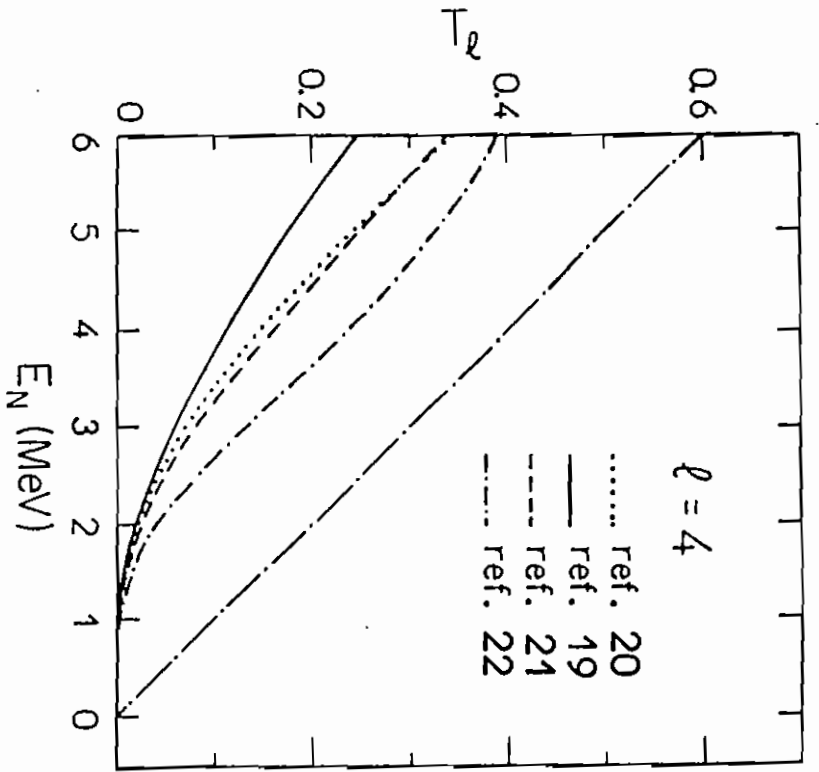


FIGURA II.7 - Idem à Fig. II.3,  
mas para  $l=4$ .

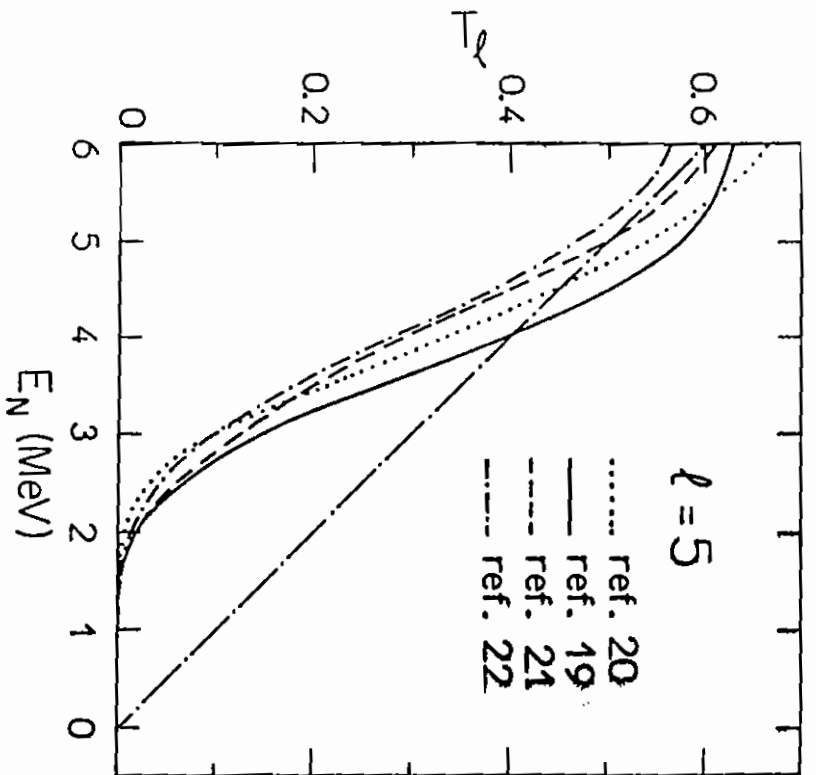


FIGURA II.8 - Idem à Fig. II.3,  
mas para  $l=5$ .

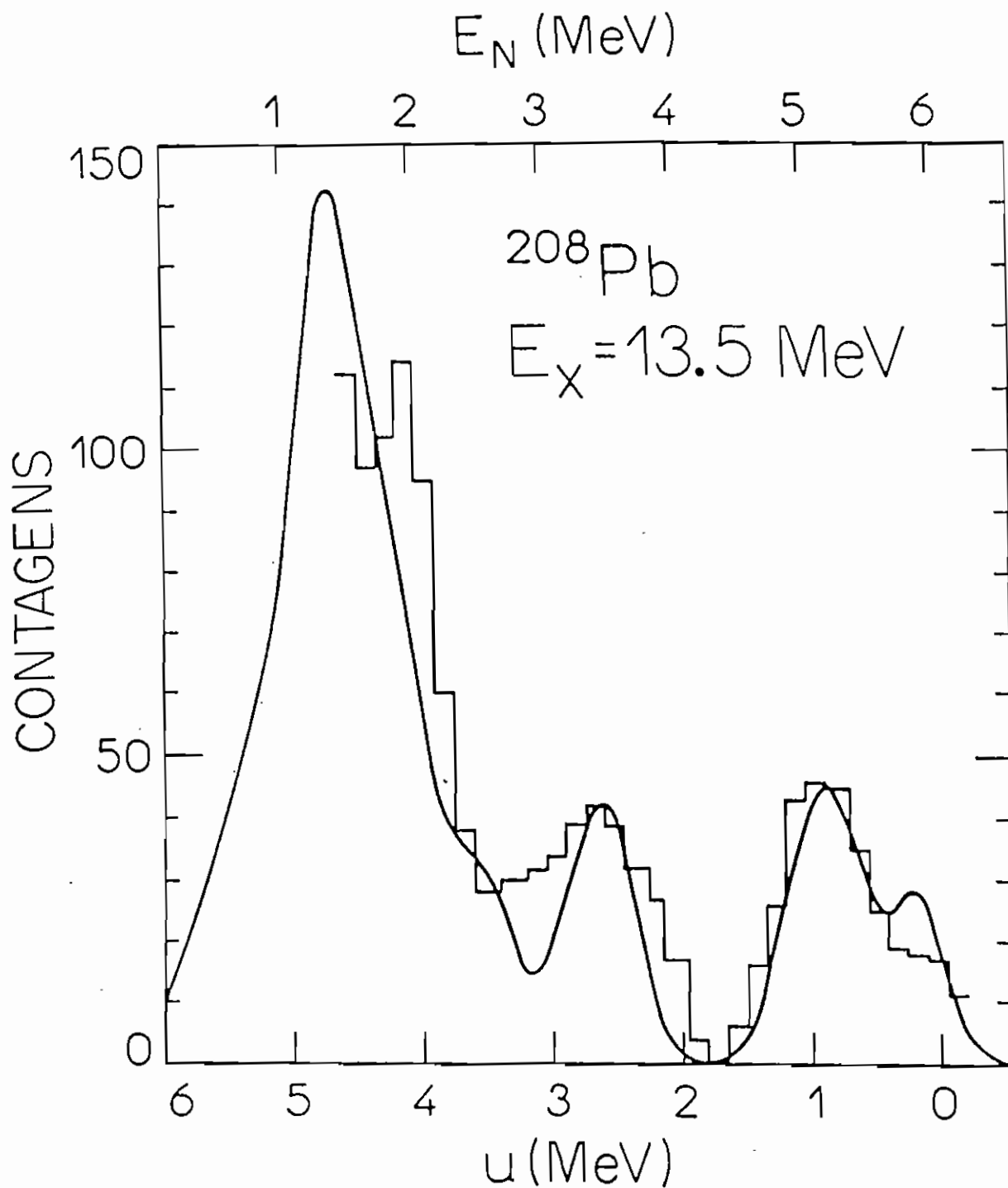
(representados pela linha reta) obtidos com a hipótese descrita pela equação II.15. Vemos, portanto, que a hipótese de linearidade dos coeficientes de transmissão, bem como sua independência em  $\lambda$  e  $s$ , é uma aproximação não realista.

Tendo em vista os resultados apresentados nas figuras II.3 a II.8, julgamos ser bastante apropriado adotar o potencial óptico descrito na ref. 19 para gerar os coeficientes de transmissão.

Tendo em vista que o potencial óptico descrito na ref. 19 é o mais recente e o que mais se aproxima da região de energia dos nêutrons que analisaremos, passaremos, nos cálculos que seguem, a utilizá-lo na previsão dos coeficientes de transmissão.

Estamos em condições, agora, de analisar os resultados experimentais do decaimento das RGM no  $^{208}\text{Pb}$ . Para o caso da RGE0 no  $^{208}\text{Pb}$ , existem dois conjuntos de resultados experimentais<sup>22,24</sup> recentes, ambos obtidos através da reação  $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha'n)^{207}\text{Pb}$ . No trabalho de Eyrich e outros<sup>22</sup>, a energia de excitação no  $^{208}\text{Pb}$  cobre a faixa de 13 a 14 MeV, sendo a resolução em energia na detecção dos nêutrons de 500 keV.

Na figura II.9, comparamos os resultados experimentais de Eyrich e outros<sup>22</sup> com a previsão de nosso cálculo, utilizando-se os coeficientes de transmissão (potencial óptico ref. 19) e os 141 níveis experimentais do

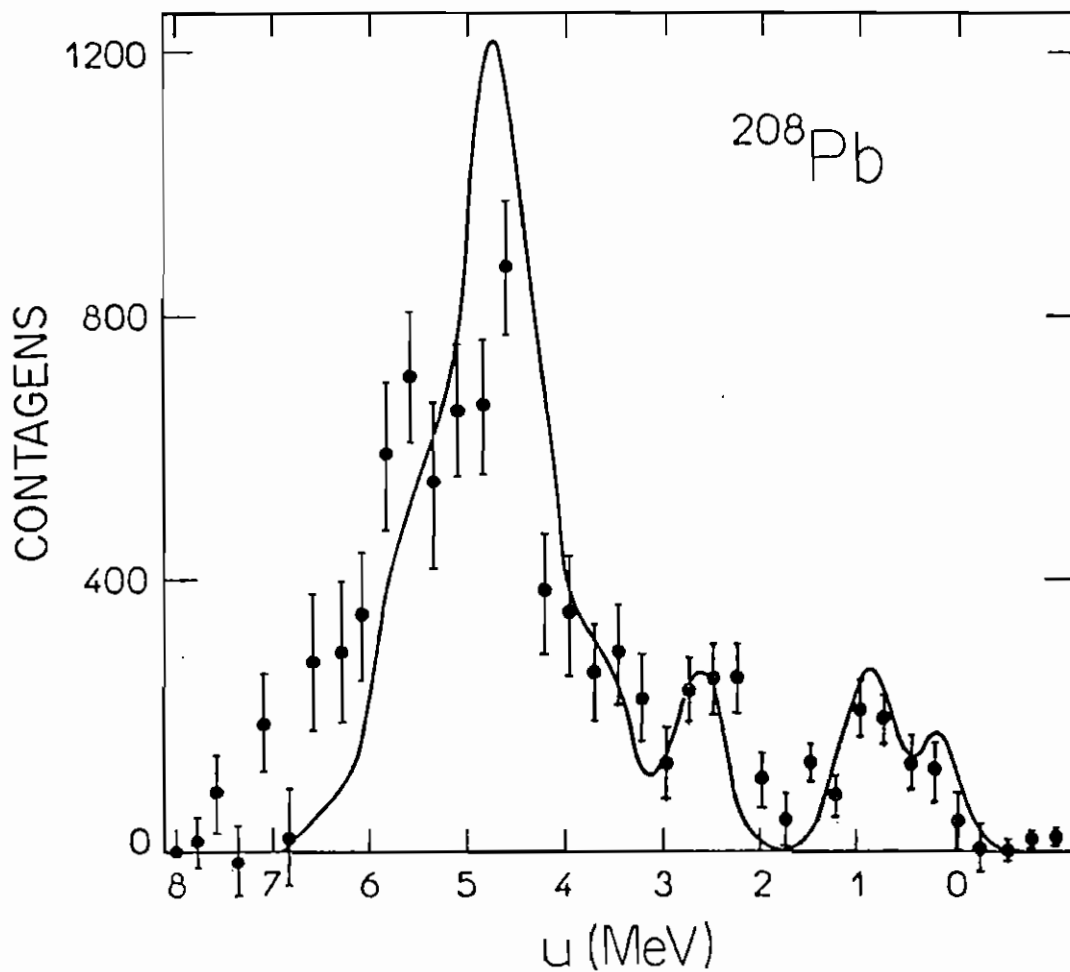


**FIGURA II.9** - Cálculo estatístico do espectro de nêutrons proveniente do decaimento da RGE0 no  $^{208}\text{Pb}$ . Os dados experimentais<sup>7)</sup> estão representados pelo histograma. Em nosso cálculo (linha contínua) representamos cada linha de nêutrons por uma gaussiana com FWHM=500 keV, Vide texto.

$^{207}\text{Pb}$  (supusemos  $E_x = 13.5$  MeV no  $^{208}\text{Pb}$ ). Do acordo entre nosso cálculo e o espectro de nêutrons experimental, concluimos que o decaimento da RGE0 no  $^{208}\text{Pb}$ , via emissão de nêutrons, pode ser explicado assumindo-se o decaimento estatístico, o que invalida as análises que utilizam a equação II.1 (linha pontilhada na fig. II.9). Existe, entretanto, uma dúvida com relação à análise descrita acima devido ao fato de que a normalização entre o espectro experimental e o cálculo é arbitrária (o espectro calculado da fig. II.9 foi normalizado em relação à intensidade do grupo de nêutrons rápidos no espectro experimental). Ocorre que os dados experimentais não contêm todos os nêutrons de baixa energia (o experimento não detecta os nêutrons com energia menor que 1.5 MeV), não podemos concluir, portanto, se o número de nêutrons de baixa energia calculado está em acordo com os resultados experimentais.

Na figura II.10, mostramos resultados experimentais<sup>24)</sup> mais recentes para o decaimento de nêutrons da RGE0 no  $^{208}\text{Pb}$ . O espectro obtido através da reação  $(\alpha, \alpha'n)$  cobre a faixa de 12.5 a 15.5 MeV de energia de excitação no  $^{208}\text{Pb}$ , sendo a resolução em energia na detecção dos nêutrons de 500 keV. A comparação de nossos cálculos e estes resultados experimentais é bastante conclusiva já que para este caso a normalização entre o espectro calculado e





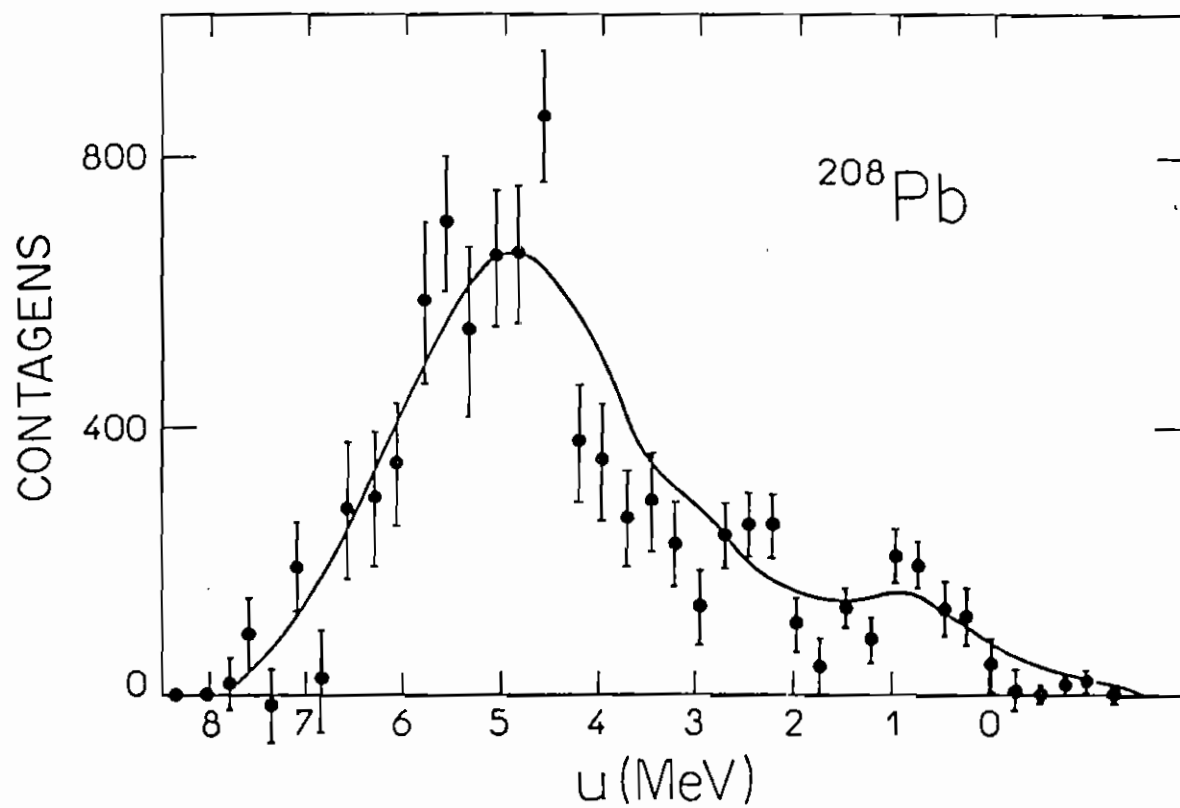
**FIGURA II.10** - Espectro de nêutron calculado a uma energia de excitação de 14 MeV no  $^{208}\text{Pb}$  e uma resolução em energia de 500 keV. Os pontos são o espectro experimental da ref.24. O espectro calculado está normalizado ao número total de nêutrons do espectro experimental.



medido não é arbitária, pois o cálculo pode ser normalizado ao número total de nêutrons do espectro experimental.

A curva contínua na fig. II.10 mostra o espectro previsto pelo nosso cálculo estatístico supondo uma resolução de 500 keV e uma energia de excitação de 14 MeV no  $^{208}\text{Pb}$  (pico da RGE0). Utilizamos os coeficientes de transmissão (potencial óptico ref. 19) e os 158 níveis experimentais do  $^{207}\text{Pb}$ . O espectro de nêutrons experimentais cobre uma região de energia de excitação ( $u_1$ ) do  $^{207}\text{Pb}$  de até 8 MeV, enquanto nossos cálculos cobrem até 6.6 MeV de energia de excitação do  $^{207}\text{Pb}$ , o que é uma consequência de termos utilizado  $E_x(^{208}\text{Pb}) = 14$  MeV em nossos cálculos. Em vista do grande intervalo de energia de excitação coberto pelos dados experimentais, um cálculo mais preciso poderia ser feito variando-se a energia de excitação no  $^{208}\text{Pb}$  e utilizando como pesos as seções de choque de absorção. Entretanto, não existem dados experimentais suficientes para efetuar esse cálculo. O fato da experiência cobrir uma faixa de energia de excitação de 3 MeV, em torno do pico da RGE0, é equivalente, em primeira aproximação, à uma energia de excitação igual a do pico da RGE0 e uma resolução igual a largura da RGE0 (2.4 MeV).

A fig. II.11 mostra o resultado de nossos cálculos supondo uma resolução experimental de 2.4 MeV. O acordo entre a previsão estatística e o resultado experimental é



**FIGURA II.11** - Os mesmos dados experimentais da Fig. II. 10 e os mesmos cálculos estatísticos, mas para uma resolução em energia de 2.4 MeV.

excelente. Da análise descrita acima podemos concluir que o decaimento da RGE0 no  $^{208}\text{Pb}$  é predominantemente estatística. Este resultado está de acordo com as previsões dos cálculos RPA no contínuo realizado por R. de Haro e outros<sup>24)</sup> que obtém uma largura de escape de 100 keV para a RGE0 (largura total experimental<sup>24)</sup> é 2.4 MeV), correspondendo a uma taxa de decaimento direto de aproximadamente 5%. Este resultado está em acordo com nossa análise, pois a qualidade dos dados experimentais não é suficiente para excluir 5% de decaimento direto.

#### II.4 - RGE1 no $^{208}\text{Pb}$

Para o caso do decaimento da RGE1 no  $^{208}\text{Pb}$ , analisaremos os resultados de duas experiências que utilizam fótons monocromáticos ( $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$ ).

Na experiência mais recente realizada por Bell e outros<sup>24)</sup>, o espectro de nêutrons para fótons de 10.6 MeV de energia foi determinado, o qual é mostrado na figura II.12.

Para  $E_x = 10.6$  MeV no  $^{208}\text{Pb}$ , a máxima energia de excitação no  $^{207}\text{Pb}$  é 3.2 MeV. Como já foi discutido até esta energia de excitação, todos os níveis de energia foram medidos e seus spins e paridades assinalados. Utilizando

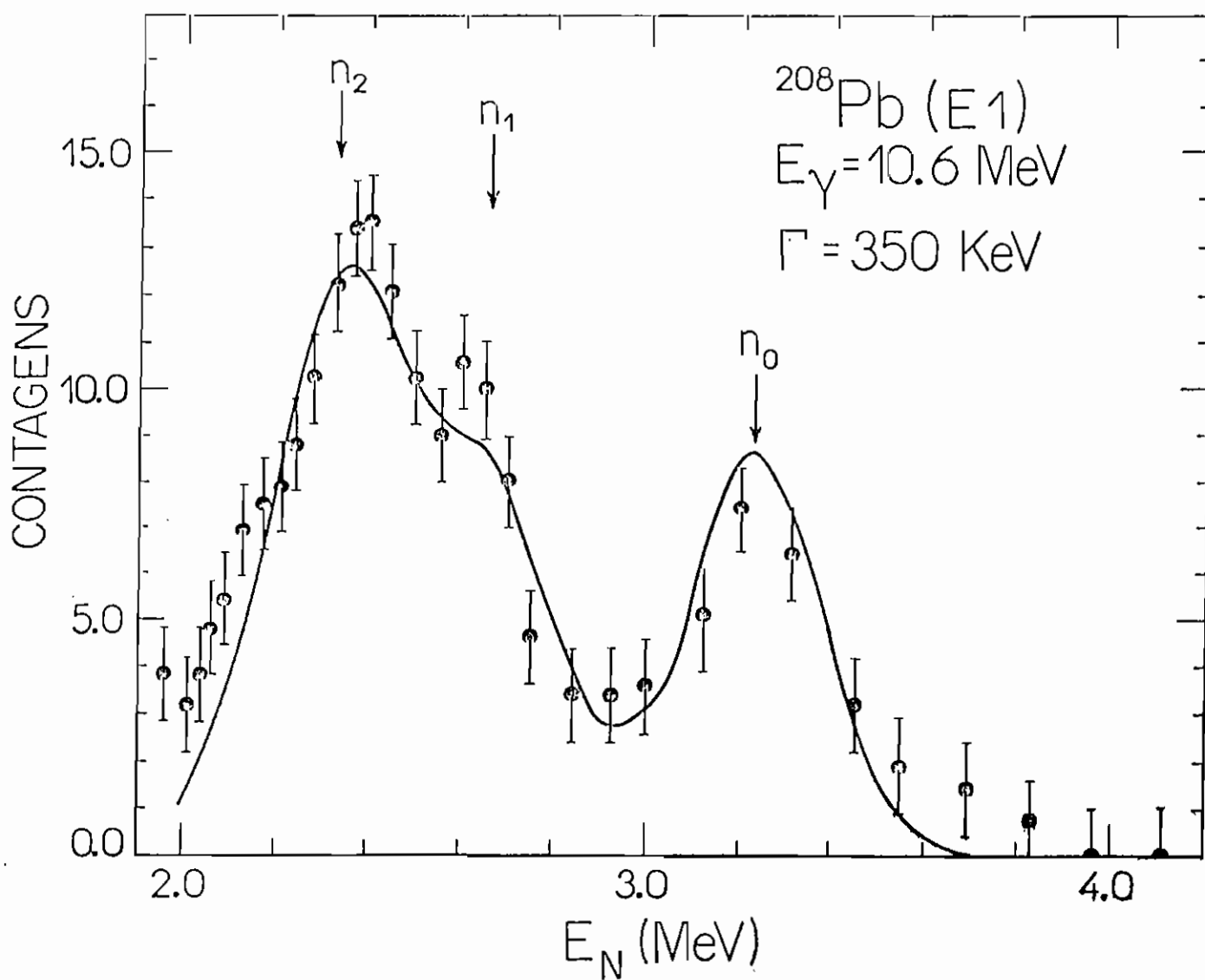
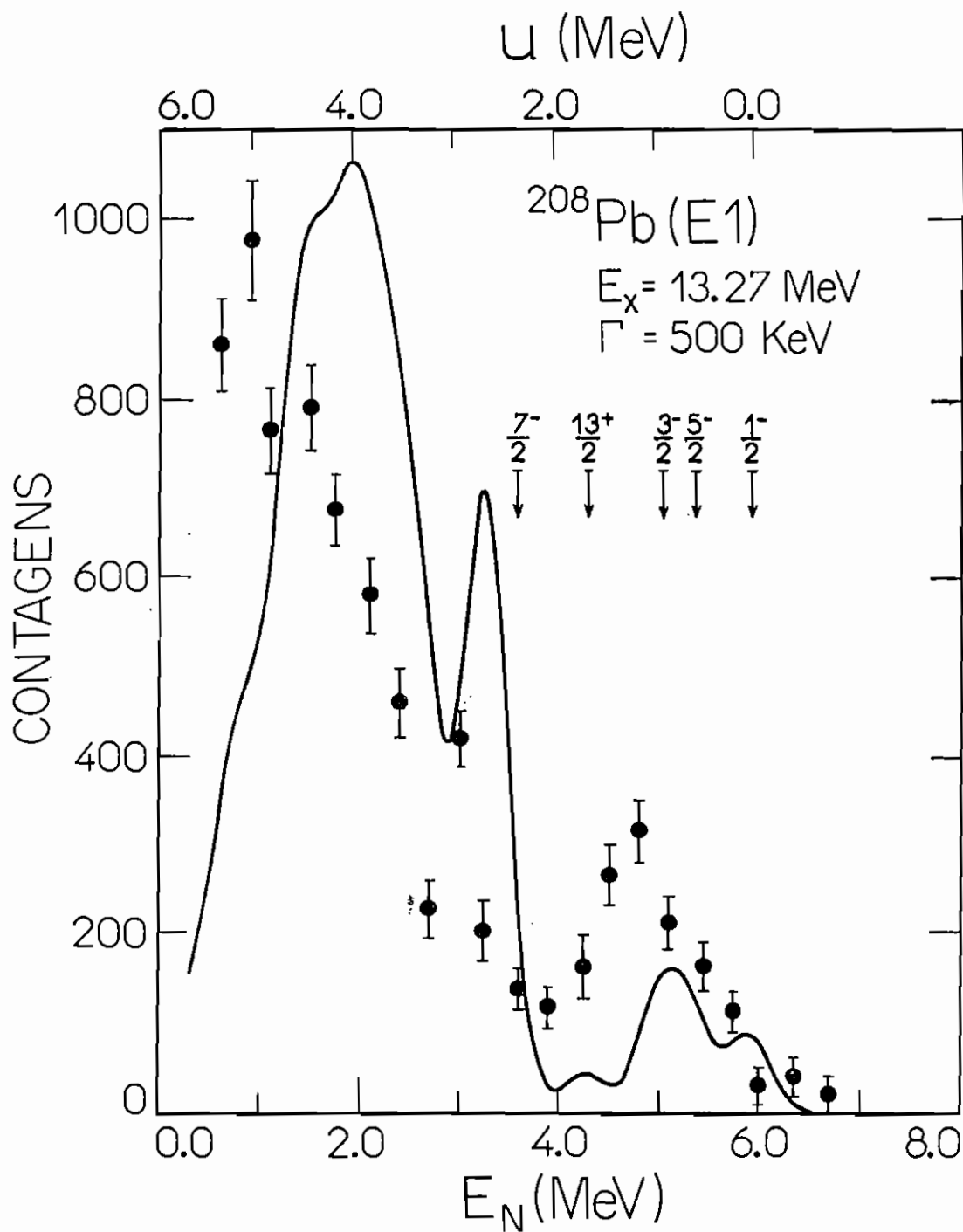


FIGURA II.12 - Espectro experimental de nêutrons para o  $^{208}\text{Pb}$  (ref.26). A curva é o espectro calculado para o decaimento estatístico. Vide texto.

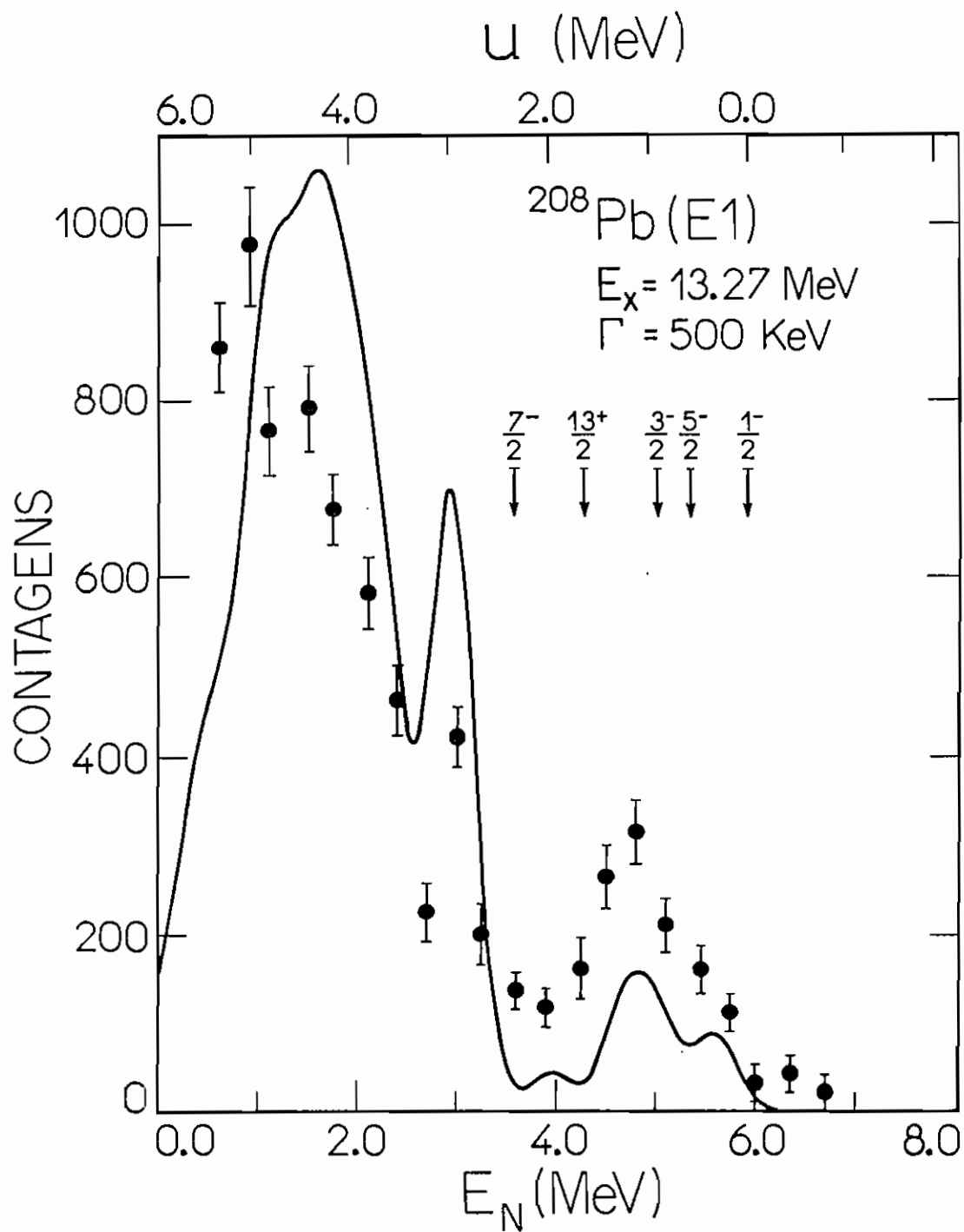
estes níveis de energia e os coeficientes de transmissão (potencial óptico ref.20), apresentamos na figura II.12 os resultados de nosso cálculo estatístico. Em nosso cálculo, representamos cada linha de nêutrons por uma gaussiana com FWHM = 350 keV, que foi a resolução experimental na detecção de nêutrons que assumimos. O acordo entre nosso cálculo e os resultados experimentais é bastante satisfatório.

Outro conjunto de resultados experimentais foi obtido por Calarco<sup>23</sup> há muitos anos atrás, utilizando fótons de 13.27 MeV de energia. Para  $E_x = 13.27$  MeV no  $^{208}\text{Pb}$ , a máxima energia de excitação no  $^{207}\text{Pb}$  é 5.87 MeV. Utilizando os níveis de energias experimentais do  $^{207}\text{Pb}$ , conforme discutido anteriormente, e os coeficientes de transmissão (potencial óptico ref.20), apresentamos na fig. II.13 os resultados de nosso cálculo estatístico em confronto com os resultados experimentais<sup>23</sup>. O espectro calculado está normalizado ao número de contagens experimentais integradas. Da fig. II.13 podemos observar que os resultados experimentais apresentam um problema na escala de energia, já que os picos não coincidem com os níveis mais baixos do  $^{207}\text{Pb}$ .

Na fig. II.14 apresentamos o mesmo espectro calculado, porém deslocado de 0.3 MeV. Observa-se agora que o espectro experimental está em melhor acordo com a posição dos picos calculados. Assumindo que a eficiência na detecção



**FIGURA II.13** - Espectro experimental de nêutrons para o  $^{208}\text{Pb}$  (ref.5). A curva é o espectro calculado para o decaimento estatístico. Vide texto.



**FIGURA II.14** - Idem à fig. II.13, mas a curva calculada está deslocada em energia por 0.3 MeV. Vi de texto.

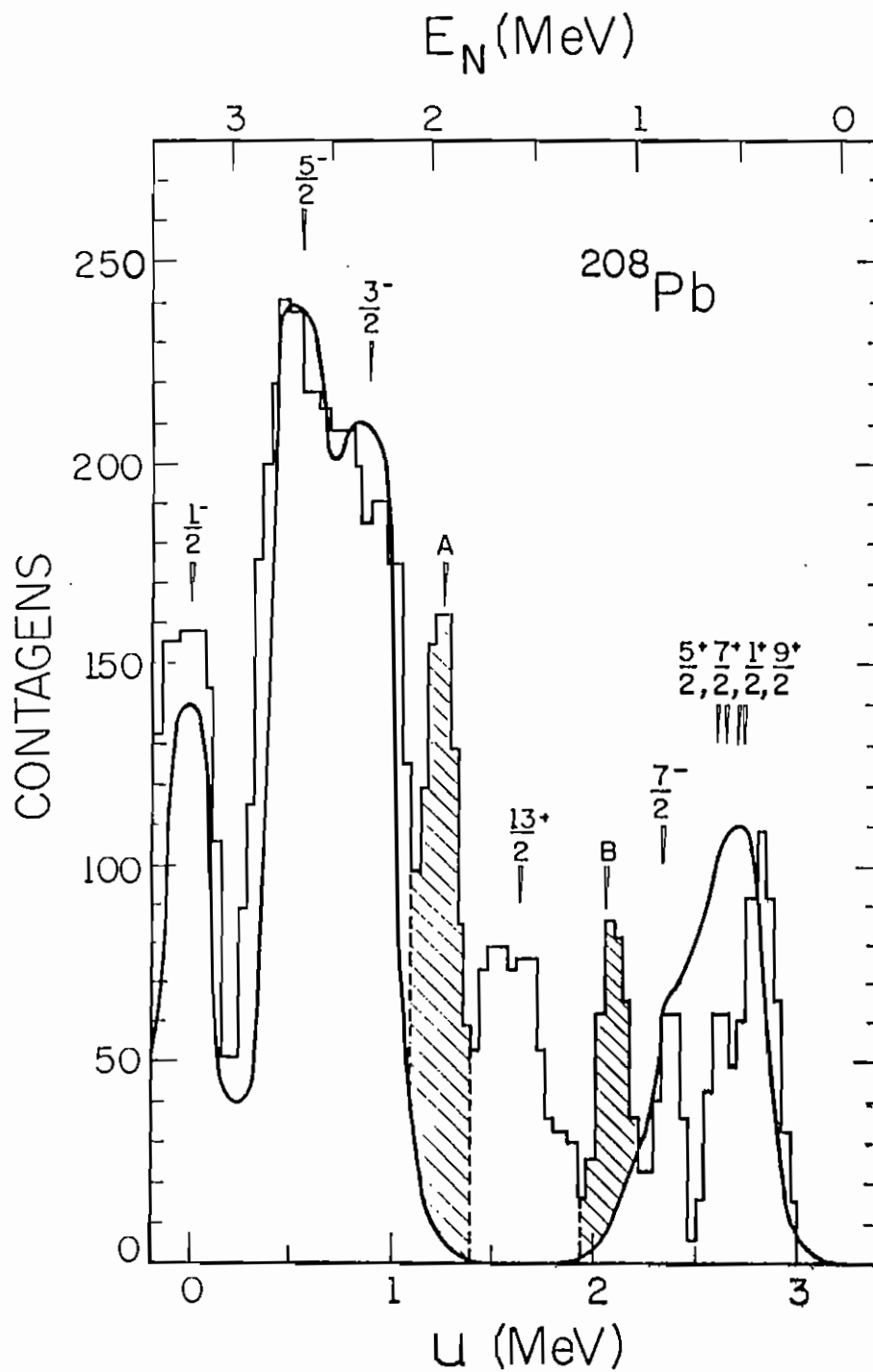
dos nêutrons está correta e que o único problema é a escala em energia, poderemos concluir que existe uma indicação de decaimento não estatístico. Entretanto, tendo por base os resultados da fig. II.12 e a análise da RGE0, acreditamos que uma conclusão final deveria ser feita somente após a análise de resultados experimentais obtidos com a precisão dos mostrados na fig. II.12.

#### II.5 - RGE2 no $^{208}\text{Pb}$

Para o decaimento da RGE2 no  $^{208}\text{Pb}$ , analisaremos os resultados experimentais de Steuer e outros<sup>27</sup> que mediram o espectro de nêutrons através da reação  $(\alpha, \alpha'n)$ .

Como a RGE2 no  $^{208}\text{Pb}$  situa-se em torno de 10.6 MeV de energia de excitação, a máxima energia de excitação no  $^{207}\text{Pb}$  é 3.2 MeV. Nesta situação, não é necessário a utilização de modelos para prever os níveis do núcleo residual, uma vez que os níveis até 3.2 MeV são completamente conhecidos experimentalmente<sup>28</sup>. Utilizando esses níveis de energia e os coeficientes de transmissão (potencial óptico ref.20), mostramos na figura II.15 a comparação de nossos cálculos com os resultados experimentais. Em nosso cálculo, representamos cada linha de

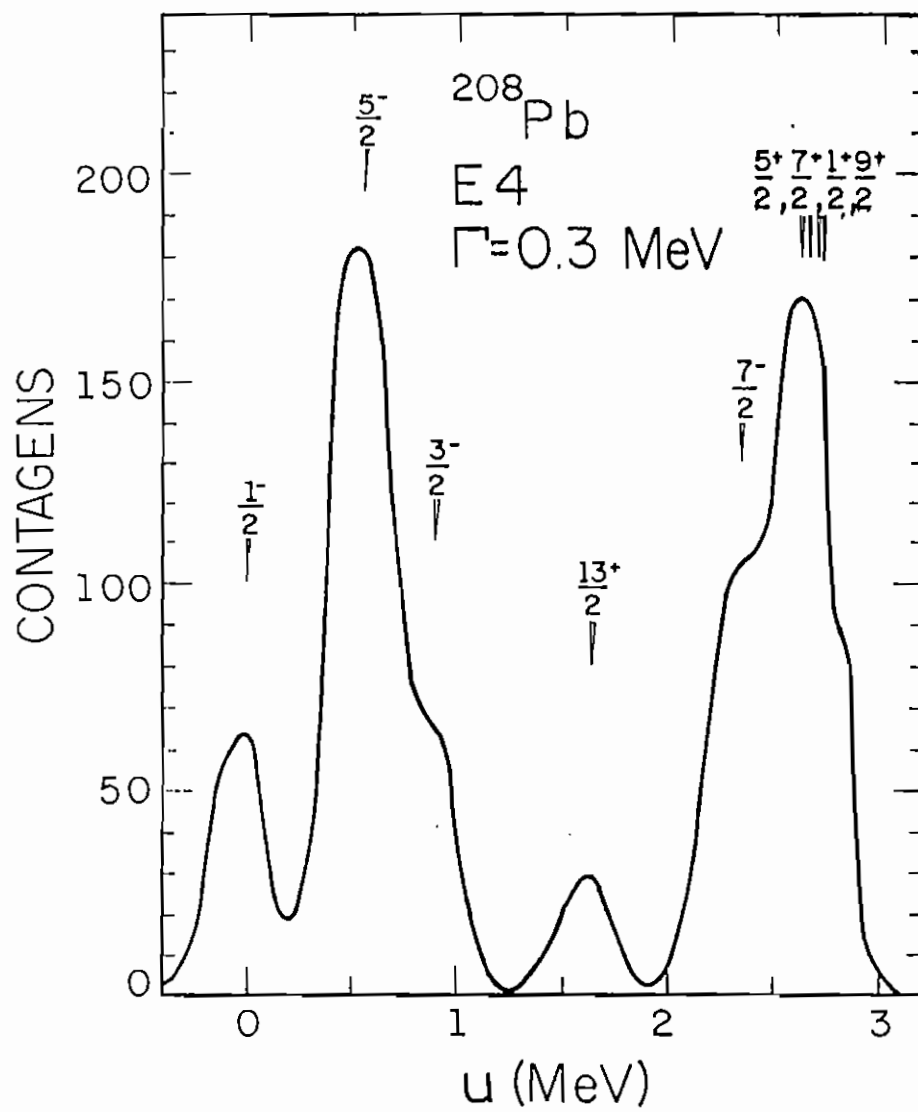




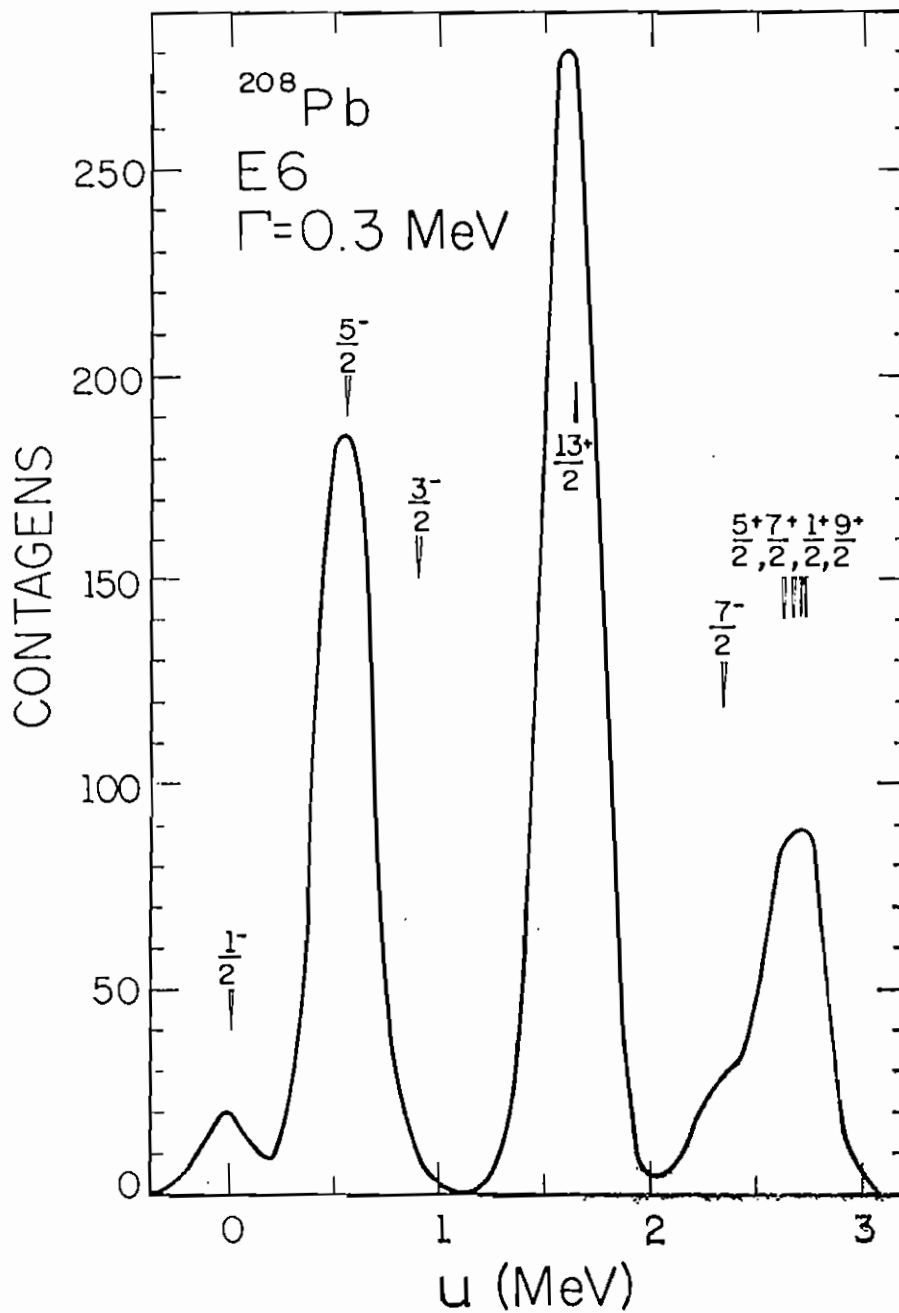
**FIGURA II.15** - O histograma é o espectro experimental de nêutrons para o  $^{208}\text{Pb}$  (ref.27). A curva mostra o espectro calculado para o decaimento estatístico para uma excitação E2 em 10.6 MeV no  $^{208}\text{Pb}$ . Picos A e B no espectro experimental não pertencem ao decaimento do  $^{208}\text{Pb}$ . Vide texto.

nêutrons por uma gaussiana com FWHM = 300 keV. Na fig. II.15 indicamos também os níveis do  $^{207}\text{Pb}$ . Podemos observar que o estado  $13/2^+$  não é populado pelo decaimento estatístico da RGE2. Os resultados experimentais (histograma) contêm uma população apreciável do estado  $13/2^+$ , indicando não ser possível a descrição desses resultados através do decaimento de um estado  $2^+$ . Em vista disso, efetuamos cálculos teóricos para as multipolaridades E4 e E6, verificando que a população do estado  $13/2^+$  origina-se predominantemente do decaimento da RGE6. Os espectros previstos pelo nosso cálculo para o decaimento da RGE4 e RGE6 são mostrados nas figuras II.16 e II.17, respectivamente. Afim de se conseguir um acordo razoável com os dados experimentais, foi necessário supor que na energia de excitação coberta pelos dados experimentais existe contribuição de E6 e essa contribuição é de 20% da magnitude de E2. Com essas hipóteses, o espectro de nêutrons calculado é mostrado pela curva contínua da fig. II.18. Deve-se salientar que os picos A e B do espectro experimental não correspondem a níveis do  $^{207}\text{Pb}$  e são, provavelmente contaminantes.

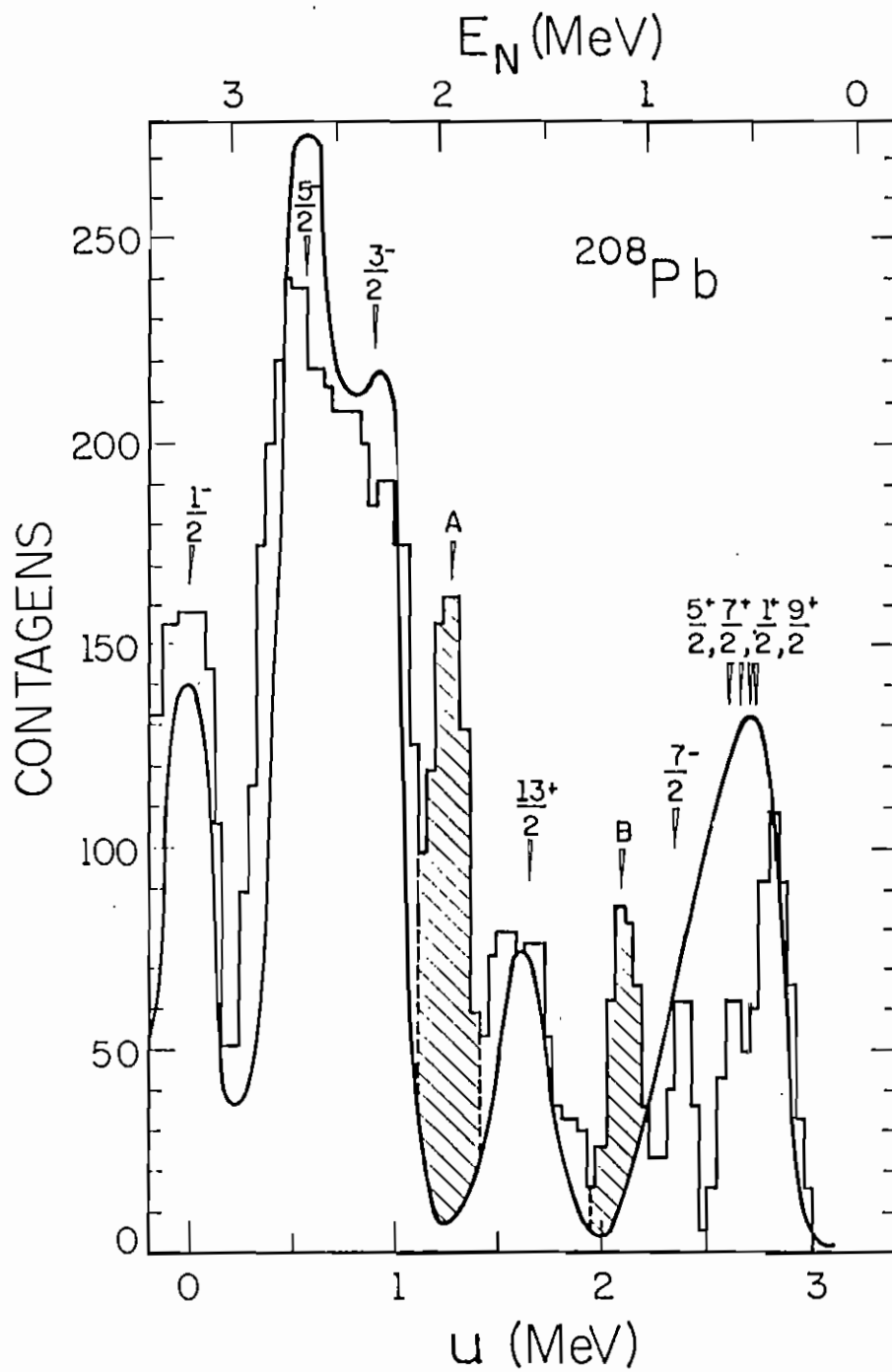
A presente análise evidencia que, na região da RGE2 isoescalar, a excitação por espalhamento inelástico de alfas contém contaminações de multipolaridades superiores. Concluimos, também, que não há evidência de contribuições não estatísticas ao decaimento.



**FIGURA II.16** - Previsão teórica para o decaimento estatístico para excitação E4 em 10.6 MeV no  $^{208}\text{Pb}$ .



**FIGURA II.17** - Previsão teórica para o decaimento estatístico para excitação E6 em 10.6 MeV no  $^{208}\text{pb}$ .



**FIGURA II.18** - O histograma mostra os resultados experimentais da ref.27. O espectro calculado assume que o estado excitado ao redor de 10.6 MeV no  $^{208}\text{Pb}$  tem uma mistura de 80% de E2 mais 20% de E6. Vide texto.

### III - Contribuição direta e estatística no decaimento gama da RGE2 no $^{208}\text{Pb}$

Nos capítulos anteriores apresentamos alguns casos em que a descrição das propriedades do decaimento das RGM podem ser descritas utilizando-se unicamente o modelo estatístico. Entretanto, existem situações em que o modelo estatístico não é suficiente para descrever os resultados experimentais do decaimento das RGM. Para ilustrar uma dessas situações, apresentaremos a seguir a análise do decaimento gama da RGE2 no  $^{208}\text{Pb}$ .

A quantidade medida nessa experiência é o "branching ratio" gama (P), que pode ser expresso como uma soma de uma componente direta e outra estatística<sup>15)</sup>.

$$P = P_d + P_c = \frac{\Gamma_{\text{RGE2}}^{\gamma}}{\Gamma^{\dagger}} + \left\langle \frac{\Gamma_c^{\gamma}}{\Gamma_c} \right\rangle \quad (\text{III.1})$$

onde  $\Gamma_{\text{RGE2}}^{\gamma}$  é a componente direta da largura no decaimento gama;  $\Gamma^{\dagger}$  é a largura de amortecimento da ressonância;  $\Gamma_c^{\gamma}$  e  $\Gamma_c$  são, respectivamente, a largura gama e total

no decaimento estatístico. Na eq. III.1 assume-se que  $\Gamma \cong \Gamma^\dagger$ , o que é bastante razoável, já que numericamente<sup>28)</sup> para a RGE2 no  $^{208}\text{Pb}$   $\Gamma^\dagger \cong 2.5$  MeV. A quantidade  $\Gamma_{\text{RGE2}}^\gamma \cong 175$  eV foi estimada na ref.29.

A largura média para emissão gama do núcleo composto ( $\Gamma_C^\gamma$ ) foi determinada por Beene e outros<sup>13)</sup> podendo ser escrita como

$$\langle \Gamma_C^\gamma \rangle \rho(2^+, 11 \text{ MeV}) = (2/\pi) \Gamma_{\text{RGE2}}^\gamma / \Gamma^\dagger \cong 0.4 \times 10^{-4}$$

onde  $\rho(2^+, 11 \text{ MeV})$  é a densidade de estados  $2^+$  na energia  $E_x = 11$  MeV no  $^{208}\text{Pb}$ .

Estamos em condições agora de passar a discutir o cálculo de  $\langle \Gamma_c \rangle$  que recentemente desenvolvemos<sup>14)</sup>. A estimativa de  $\langle \Gamma_c \rangle$  pode ser prontamente efetuada utilizando a expressão

$$2\pi \langle \Gamma_c \rangle \rho(2^+, 11 \text{ MeV}) = \sum_{\alpha} T_{\alpha} \quad (\text{III.2})$$

onde  $T_\alpha$  corresponde ao coeficiente de transmissão para o canal  $\alpha$ . Escrevendo  $\{T$  em forma detalhada para um momento angular total  $J = 2^+$

$$\sum_{\alpha} T_{\alpha}^{2+} \cong \sum_{c} \sum_{l_c, s_c, \pi_c} T_{c, s_c, l_c, \pi_c}^{2+} (E_c)$$

onde  $l_c$ ,  $s_c$  e  $\pi_c$  representam, respectivamente, o momento angular orbital, o spin e paridade no canal  $c$ . Tendo em vista que a energia da RGE2 no  $^{208}\text{Pb}$  é 11 MeV e que o limiar de emissão de nêutrons (único canal aberto a esta energia de excitação) vale 7.4 MeV, concluímos que somente estados até 3.6 MeV no  $^{207}\text{Pb}$  serão populados. Até esta energia de excitação existem exatamente 19 estados no  $^{207}\text{Pb}$ .

Na tabela III.1 apresentamos os resultados de nossos cálculos, onde, os spins e paridades dos estados no  $^{207}\text{Pb}$  estão indicados na primeira coluna, suas energias correspondentes na segunda coluna, e as energias dos nêutrons emitidos na terceira coluna. A contribuição estatística para cada estado apresenta-se na quarta coluna. Finalmente, na quinta coluna, apresentamos os valores numéricos correspondentes a quarta coluna, os quais foram obtidos por intermédio do programa SCAT2, utilizando um conjunto de parâmetros do modelo óptico dado na ref.30.



TABELA III.1 - Coeficientes de transmissão de nêutrons para os 19 primeiros estados excitados do  $^{207}\text{Pb}$ . Vide texto.

SPIN	Energia de excitação (MeV)	$E_n$ (MeV)	$\sum_{2s} T_k(E_n)$	Valores numéricos
$1/2^-$	0	3.60	$T_1 + T_2$	1.62
$5/2^-$	0.569	3.03	$2T_1 + 2T_2 + T_3$	3.05
$3/2^-$	0.897	2.70	$2T_1 + 2T_2$	2.72
$13/2^+$	1.633	1.96	$T_4 + 2T_5 + 2T_6$	0.07
$7/2^-$	2.340	1.26	$T_1 + 2T_2 + 2T_3$	0.76
$5/2^+$	2.624	0.98	$T_4 + 2T_5 + 2T_6$	1.74
$7/2^+$	2.662	0.94	$2T_2 + 2T_3 + T_4$	0.88
$7/2^+$	2.703	0.90	$2T_4 + 2T_5 + T_6$	0.84
$9/2^+$	2.728	0.87	$T_2 + 2T_3 + 2T_4$	0.41
$1/2^{+*}$	3.185	0.42	$2T_2$	0.32
$1/2^{+*}$	3.202	0.40	$2T_2$	0.28
$11/2^+$	3.223	0.37	$2T_4 + 2T_5 + T_6$	0
$1/2^+$	3.300	0.30	$2T_2$	0.16
$9/2^+$	3.384	0.22	$T_2 + 2T_3 + 2T_4$	0.04
$9/2^-$	3.413	0.19	$2T_3 + 2T_4 + T_5$	0
$9/2^+$	3.429	0.17	$T_2 + 2T_3 + 2T_4$	0.02
$9/2^+$	3.476	0.13	$T_2 + 2T_3 + 2T_4$	0.01
$11/2^+$	3.509	0.09	$2T_4 + 2T_5 + T_6$	0
$9/2^+$	3.583	0.01	$T_2 + 2T_3 + 2T_4$	0
			Total	12.9

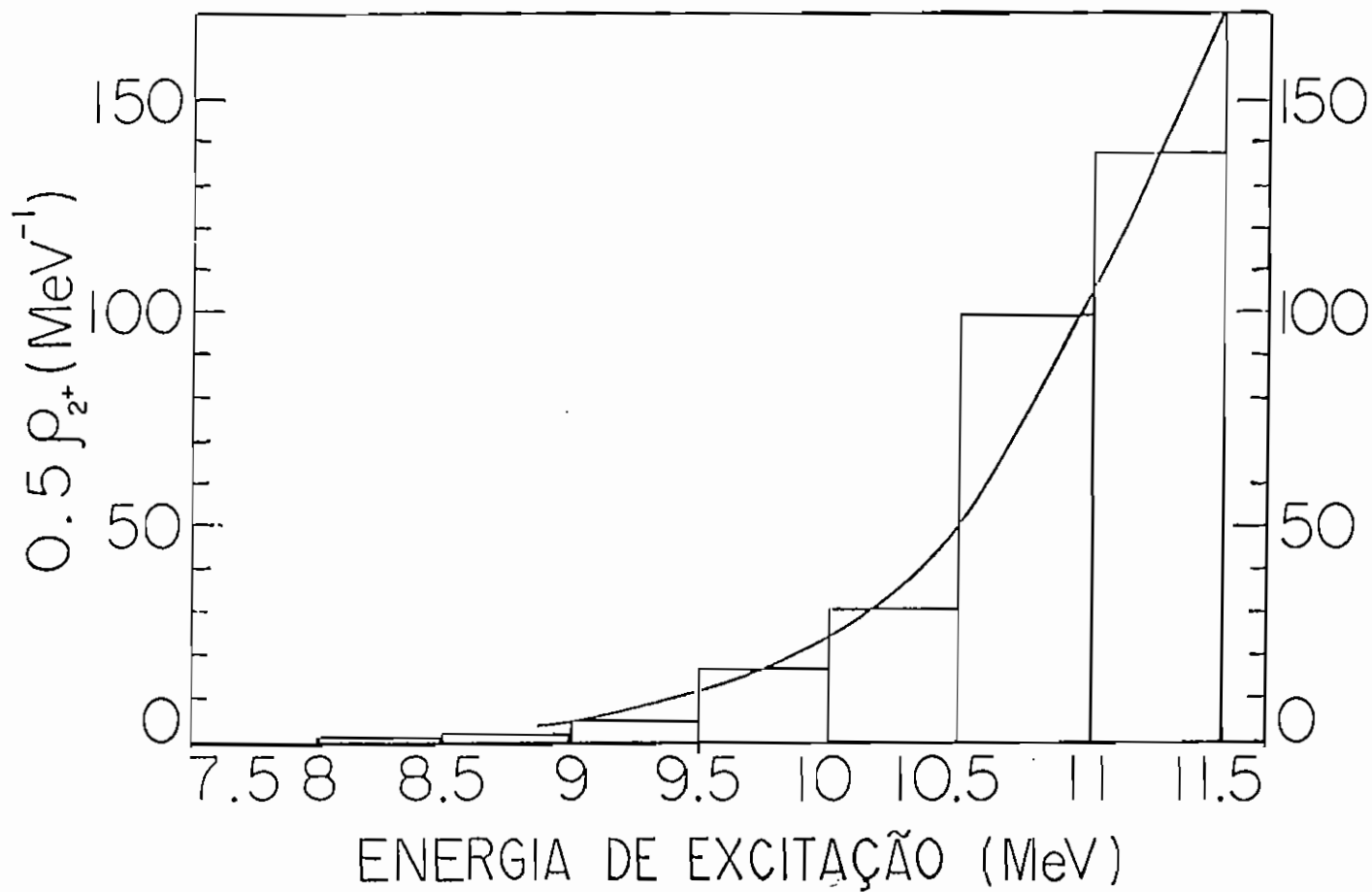
Com essa estimativa, a equação III.2 pode ser reescrita como

$$\langle r_c \rangle_{\rho} (2^+, 11 \text{ MeV}) = 2.05 \quad (\text{III.3})$$

onde  $\rho (2^+, 11 \text{ MeV})$  pode ser avaliada determinando-se todos os estados  $2^+$  no intervalo entre 10.5 e 11.5 MeV, os quais podem ser formados pelas possíveis configurações  $1p - 1b$ ,  $2p - 2b$ ,  $3p - 3b$  e  $4p - 4b$ . Utilizando as energias de partícula independente dadas na ref.31 na fig. III.1 apresentamos a distribuição calculada de estados  $2p - 2b$  no  $^{208}\text{Pb}$  como função da energia de excitação. Da figura III.1, obtemos  $\rho (2^+, 11 \text{ MeV}) = 240 \text{ MeV}^{-1}$ , que substituído na equação III.3 conduz à  $\langle r_c \rangle = 8.5 \text{ keV}$ .

Voltando à eq. II.1, resulta que  $P_{\pi} = 0,47 \times 10^{-4}$ . Objetivando testar a sensibilidade do cálculo de  $P_{\pi}$  em relação aos coeficientes de transmissão, repetimos nossos cálculos, utilizando desta vez, os parâmetros do potencial óptico de Rapaport e outros<sup>30</sup>. Com essa nova parametrização, obtemos  $P_{\pi} = 0,7 \times 10^{-4}$  que pouco difere do resultado anterior.

Tendo em vista que o resultado experimental<sup>32</sup> para  $P (RGE2 \rightarrow \text{estado fundamental}) \cong 3 \times 10^{-4}$ , podemos observar



**FIGURA III.1** - Distribuição de estados  $2^+$  no  $^{208}\text{Pb}$  provenientes de configurações  $2p - 2b$ .

que a contribuição estatística não é suficiente para explicar os resultados experimentais. É necessário, portanto, incluir a contribuição direta. Recentemente<sup>33</sup>, foi estimada essa contribuição direta ( $P_d = 0.7 \times 10^{-4}$ ) que é da mesma ordem de grandeza da contribuição estatística por nós avaliada.

Deste exemplo, analisado neste capítulo, pode-se observar que a contribuição direta e estatística são elementos básicos no entendimento do decaimento das RGM.

#### IV - Modelo híbrido para análise do decaimento de ressonâncias multipolares gigantes

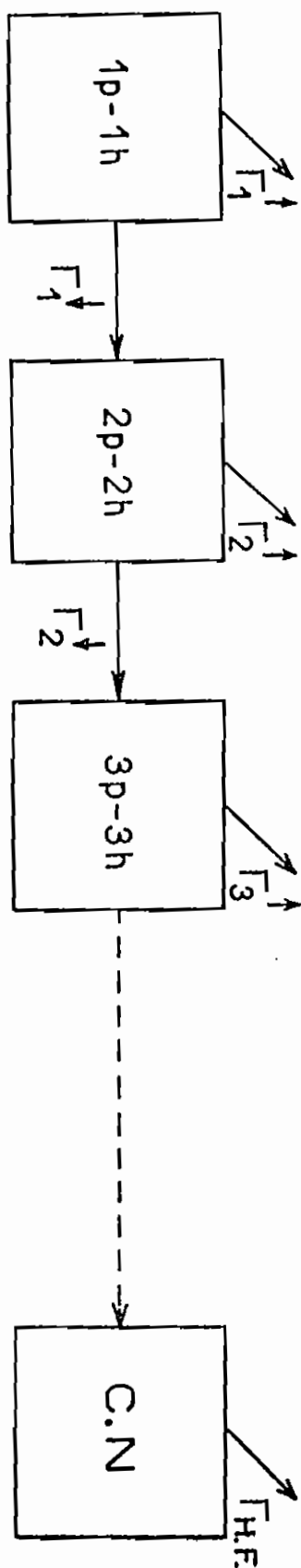
No capítulo III mostrou-se claramente que em determinadas situações a interpretação dos resultados experimentais do decaimento das RGM deve levar em conta as contribuições estatística e direta. Ocorre, entretanto, que o procedimento adotado no capítulo anterior que considerou as contribuições direta ( $P_d$ ) e estatística ( $P_e$ ) independentes não é uma boa aproximação. Em razão de condições de unitariedade a serem satisfeitas, as contribuições direta e estatística não são independentes, devendo existir um parâmetro de mistura que mede o grau de

fragmentação das RGM para estados mais complexos do núcleo composto. Na figura IV.1 mostramos um diagrama esquemático da seqüência de eventos que podem ocorrer na formação do núcleo composto via a excitação das RGM. Tendo em vista os pontos mencionados, constatamos a necessidade de desenvolver uma teoria consistente para a análise do decaimento das RGM.

Nesta teoria que desenvolvemos<sup>177</sup>, incluímos explicitamente as componentes direta e estatística, obtendo a seguinte expressão para a seção de choque parcial integrada em energia para o decaimento da RGM num determinado canal

$$\sigma_{\text{RGM} \rightarrow i} = \sigma_{\text{O} \rightarrow \text{RGM}} \left\{ (1-\mu) \frac{\tau_i^D}{\sum_J \tau_J^D} + \mu \frac{\tau_i + \mu \tau_i^D}{\sum_J (\tau_J^c + \tau_J^D)} \right\} \quad (\text{IV.1})$$

onde o 1º termo corresponde à componente rápida do processo, usualmente chamada de contribuição direta, e o 2º termo corresponde aos processos lentos ou contribuição de núcleo composto. Pode-se observar na eq.IV.1 que a contribuição de núcleo composto toma uma forma diferente da usual eq.(II.7), surgindo o termo adicional  $\mu \tau^D$  que representa o decaimento do núcleo composto por intermédio da RGM.



**FIGURA IV.1** - Diagrama esquemático mostrando a sequência de eventos que podem ocorrer na formação do núcleo composto via excitação das RGM.

O parâmetro de mistura  $\mu$  que mede o acoplamento da RGM ao núcleo composto, está relacionado à largura de amortecimento  $\Gamma^\dagger$  da RGM por

$$\mu = \frac{\Gamma^\dagger}{\Gamma} \quad (\text{IV.2})$$

Como já mencionamos, as quantidades  $\tau_i^D$  e  $\tau_i^C$  são coeficientes de transmissão que podem ser expressos pelas relações

$$\tau_i^C = 2\pi (\Gamma_i^C) \rho \quad (\text{IV.3})$$

e

$$\tau_i^D = 2\pi (\Gamma_i^\dagger) \rho^D \quad (\text{IV.4})$$

onde as grandezas  $\Gamma$  e  $\rho$  são larguras de escape e densidades respectivamente.

O emprego cuidadoso da eq.(IV.1) pode fornecer importantes informações sobre o parâmetro de mistura  $\mu$ . Como um exemplo de aplicação da eq. (IV.1), mostramos na fig. IV.2 o resultado da análise do decaimento da RGE0<sup>2+</sup> no <sup>208</sup>Pb. Consideramos dois valores do parâmetro de mistura,  $\mu = 1$  e  $\mu = 0.5$ . A componente direta da eq.(IV.1)

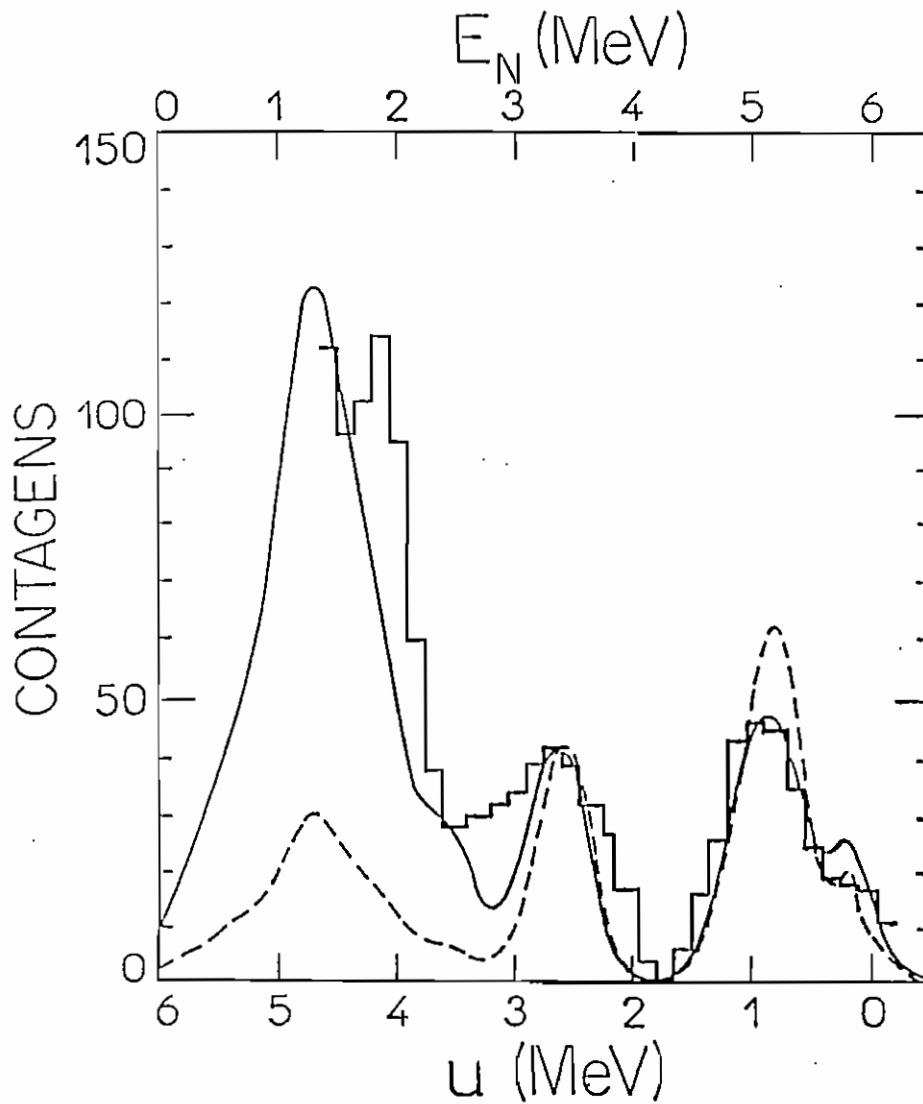


FIGURA IV.2 - O histograma é o espectro de nêutrons medido para o decaimento da RGeO no  $^{208}\text{Pb}$  (ref. 7). As duas curvas mostradas pela linha cheia ( $\mu = 1$ ) e linha tracejada ( $\mu = 0.5$ ) são os espectros previstos pela eq. IV.1, levando-se em conta a resolução do experimento (500 keV). Cada um dos 141 grupos de nêutrons é representado por uma gaussiana com FWHM de 500 keV. Ambos os espectros ( $\mu = 1$  e  $\mu = 0.5$ ) são normalizados ao número de nêutrons no intervalo entre 3 e 4 MeV. A energia do decaimento do núcleo residual  $^{207}\text{Pb}$  e a energia dos nêutrons estão representadas nas abscissas inferior ( $u$ ) e superior ( $E_N$ ), respectivamente.



foi estimada utilizando o resultado das refs. 8,9 e 25. A componente estatística foi calculada como discutido na seção II. Dos resultados apresentados na fig. IV.1, observa-se claramente que o decaimento da RGE0 no  $^{208}\text{Pb}$  não é compatível com uma componente direta apreciável, como havíamos concluído na sec II.

#### V. CONCLUSOES FINAIS

Na primeira parte deste trabalho (capítulo II) mostrou-se que o espectro de nêutrons provenientes do decaimento das RGE0, RGE1 e RGE2 no  $^{208}\text{Pb}$  podem ser interpretadas utilizando unicamente o modelo estatístico de Hauser-Feshbach. Esta conclusão que foi obtida pela primeira vez por nós<sup>4,2</sup> invalidando análises<sup>3-7</sup> que vinham sendo feitas na literatura por mais de uma década.

Na seção III, apresentamos a análise do decaimento gama da RGE2 no  $^{208}\text{Pb}$ , onde se concluiu que mesmo um cálculo estatístico mais refinado não é suficiente para a descrição dos resultados experimentais. Fica patente a necessidade da inclusão da contribuição direta no decaimento.

Finalmente, na seção IV, introduzimos um modelo consistente para a análise do decaimento das RGM. Neste formalismo, as contribuições direta e estatística não são independentes, estando acopladas pelo parâmetro de mistura

( $\mu$ ). Este modelo tem sido recentemente utilizado por vários grupos<sup>34-36</sup>.

Acreditamos que os resultados do presente trabalho tenham fornecido uma grande contribuição para o entendimento do decaimento das RGM.

Achamos ainda que seria extremamente importante a obtenção de informações experimentais mais precisas e em maior número para que fosse possível a elucidação do problema do decaimento das RGM.

#### REFERÊNCIAS

1. H. Feshbach, Ann. of Phys. 19 (1962) 287;  
H. Feshbach, A.K. Kerman e R.H. Lemmer, Ann. of Phys. 41 (1976) 230.
2. H. Feshbach, Nuclear Spectroscopy, part B, editado por F. Ajzenberg-Selove (Academic, New York, 1960);  
E. Vogt, Adv. Nucl. Phys. 1 (1968) 261.
3. L.S. Cardman, Nucl. Phys. A354 (1981) 173c.
4. L.M. Young, Ph.D. thesis, University of Illinois (1972)  
não publicado

5. J.R. Calarco, Ph.D. thesis, University of Illinois (1969) não publicado.
6. S.S. Hanna, Proceedings of the Topical Conference on Giant Multipole Resonances, Oak Ridge, 1980, pg.1, editado por F.E. Bertrand (Harwood, New York).
7. W. Eyrich, K. Fuchs, A. Hofmann, U. Scherb, H. Steur e H. Rebel, Phys. Rev. C29 (1984) 418.
8. F.T. Kuchnir, Ph.D. thesis, University of Illinois (1965) não publicado.
9. F.T. Kuchnir, P. Axel, L. Criegee, D.M. Drake, A.O. Hanson e D.C. Sutton, Phys. Rev. 161 (1967) 1236.
10. J.D.T. Arruda Neto, S.B. Herdade, I.C. Nascimento e B.L. Berman, Nucl. Phys. A389 (1982) 378.
11. R. Vandenbosch e J.R. Huizenga, Nuclear Fission (1973) (Academic Press - New York).
12. H. Dias e E. Wolynech, Phys. Rev. C30 (1984) 1164;  
H. Dias, N. Teruya e E. Wolynech, Phys. Rev. C33 (1986) 1955.
13. N. Teruya, Tese de Mestrado, IFUSP (1988);  
N. Teruya, H. Dias e E. Wolynech, Phys. Rev. C37 (1988) 102.
14. N. Teruya, E. Wolynech e H. Dias, submetido para publicação, Phys. Rev. C
15. J.R. Beene, G.F. Bertsch, P.F. Bortignon e R.A. Broglia, Phys. Lett. B164 (1985) 19.

16. H. Dias, M.S. Hussein, B.V. Carlson e A.C. Merchant, Phys. Lett. B173 (1986) 355.
17. H. Dias, M.S. Hussein e S.K. Adhikari, Phys.Rev. Lett. 57 (1986) 1998.
18. M.R. Schmorak, Nucl. Data Sheets, 43 (1984) 383.
19. J.R.M. Annand, R.W. Finlay e F.S. Dietrich, Nucl.Phys. A434 (1985) 249.
20. R. Rapaport, V. Kulkarni and R.W. Finlay, Nucl. Phys. A330 (1979) 15.
21. C.Y. Fu e F.G. Perey, Atom. Data Nucl. Tables, 16 (1975) 409.
22. D. Wilmore e P.E. Hodgson, Nucl. Phys. 55 (1964) 637.
23. D. Bersillon, SCAT2, Optical Model Code, CEA Bruyeres-le-Chatel, France (1979).
24. S. Brandenburg, Ph.D. thesis, Rijksuniversiteit Groningen, Netherlands (1985) não publicado.
25. R. de Haro, S. Krewald e J. Specht, Nucl. Phys. A388 (1982) 265.
26. Z.W. Bell, a L.S. Cardman and P. Axel, Phys. Rev. C25 (1982) 791.
27. H. Steuer, W. Eyrich, A. Hofmann, H. Ortner, U. Scheib, R. Stamminger e D. Steuer, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1981.
28. H.P. Morsch, J. Phys. (Paris) 45 (1984) C4 - 185; F.E. Bertrand, Ann Rev. Nucl. Sci. 26 (1976) 457.

29. A. Bohr e B. Mottelson, Nucl. Structure, Vol. II (Benjamin, New York, 1975) p.404.
30. J.C. Ferrer, J.D. Carlson e J. Rapaport, Nucl. Phys. A275 (1977) 325.
31. A. Bohr e B. Mottelson, Nucl. Structure, Vol I (Benjamin, New York, 1969) p.109.
32. F.E. Bertrand, J.R. Beene e T.P. Sgoreen, in: Proc.Symp. on Highly excited states and nuclear structure, editores: N. Marty and N. Van Giai, J. Phys. (Paris) 45 (1984) C499;  
J.R.Beene e outros, em: Nuclear Physics with Heavy Ions, editado: P. Braun Munzinger (Harwood Academic, New York, (1984) p.161.
33. J.R. Beene, G.F. Bertsch, P.F. Bortignon e R.A. Broglia, Phys. Lett. B 164 (1985) 19.
34. A. Bracco, Nucl. Phys.A482 (1988) 421.
35. J.R. Beene, R.L. Varner and F.E. Bertrand, Nucl. Phys. A482 (1988) 407.
36. A. Bracco, J.R. Beene, N. Van Guai, P.F. Bortignon, F. and R.A. Broglia, Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 2603.