MECANISMO INTERMEDIÁRIO
PARA ANOMALIAS ISOBÁRICAS NO ESPALHAMENTO
ELÁSTICO DE PRÓTONS

por

A.F.R. de Toledo Piza

BIBLIOTECA DEPARTAMENTO FÍSICA

SBI-IFUSP

305M810T0046

Tese apresentada à Congregação da Faculdade de Filosofia,
Ciências e Letras da Universidade de São Paulo para con-
curso de livre-docência na cadeira de Física Nuclear.

MARÇO de 1967

São Paulo, S.P.

S U M Á R I O

O mecanismo responsável pelas anomalias isobáricas no espalhamento elástico de prótons é examinado do ponto de vista de um formalismo geral que inclui a descrição de estados de entrada como um limite particular . O exame da estrutura fina dessas anomalias conduz a um mecanismo distinto desse limite : a dissolução do estado análogo responsável pela anomalia aparece como devida basicamente a um acoplamento virtual aos estados de núcleo composto através do canal de entrada . A possível relevância desse mecanismo em outros casos é discutida brevemente .

Í N D I C E

I.	Introdução	1
II.	Formalismo	5
III.	Estados análogos e estados intermediários	35
IV.	Anomalias Isobáricas : Estrutura e mecanismo	54
V.	Conclusões : Estrutura Intermediária e Estados de Entrada	72
	Referências	75

O autor agradece ao Prof. A.K.Kerman por tê-lo interessado no presente problema, bem como por tê-lo iniciado no manejo do formalismo utilizado nesta tese . Sem o ambiente e as condições de trabalho propiciadas pela seriedade do grupo de Física Nuclear e pela liderança dos profs. L.C.Gomes e Oscar Sala ela tampouco poderia ter sido escrita, e sem o trabalho exato de Dulce C.Loreto , o manuscrito não teria sido datilografado em tempo útil . Portanto, a essas pessoas mais que ao autor pertencem respectivamente os possíveis méritos mas não as deficiências dêste trabalho. A Vera Lúcia, Mônica e Marcelo é dedicado não o que porventura dêle reste, mas a não mais necessidade de escrevê-lo .

I. INTRODUÇÃO

Os aspectos da dinâmica interna de um sistema de muitos nucleons que são relevantes para uma reação nuclear - e portanto aquêles que podem ser elucidados através do estudo de uma tal reação - são delimitados por uma bem conhecida vinculação ao espaço de configurações envolvido no problema : o curto alcance das forças nucleares faz com que surjam regiões desse espaço em que a dinâmica do sistema global se reduz à dos subsistemas que iniciam a reação ou são produzidos nela . A enorme complexidade dessa dinâmica se manifesta contudo nessas regiões assintóticas através dos efeitos chamados de núcleo composto (1) . Estes, embora um tanto esquematicamente, podem ser caracterizados como fenômenos de ressonância ligados à excitação de modos quase-estacionários do sistema global e são portanto restritos à região do espaço de configurações em que a interação entre todos os nucleons desse sistema é possível . A divisão do espaço de configuração numa região assintótica e numa região "interna" pode, assim, servir de base para um primeiro ponto de vista em relação a esses fenômenos (2) .

Mais recentemente, no entanto, os sucessos do modelo de camadas (3) e particularmente do modelo ótico (1,4) puseram a descoberto a importância considerável dos efeitos de partícula independente mesmo na região "interna" do espaço de configurações e possibilitaram assim uma segunda atitude ante os efeitos de núcleo composto . Essa atitude, que é mais adaptada às propriedades dinâmicas do sistema nuclear, foi formulada por Weisskopf (5) e con -

siste basicamente em explorar a organização do espaço de fase dêse sistema em têrmos das correlações sugeridas pela validade dos referidos modêlos . Dêsse modo, num primeiro nível apenas a interação média entre os subsistemas presentes na região assintótica, contendo portanto apenas a possibilidade de transições "diretas" entre os diferentes canais, deve ser considerada . O acoplamento entre os estados envolvendo apenas essas configurações e outros graus de liberdade atravês de interações residuais introduz na descrição processos progressivamente mais complexos até os estados de núcleo composto . O primeiro nível dessa descrição é de fato estreitamente ligado ao modêlo ótico, que apenas inclui, além dos efeitos ali considerados, a retenção temporária do fluxo de partículas que iniciam a reação, devida à excitação dos modos quase-estacionários ligados às configurações mais complexas .

Desde que a possibilidade de identificação experimental de efeitos devidos a uma classe particular dessas configurações foi apresentada por Block e Feshbach (6) e por Kerman, Rodberg e Young (7) , grande tem sido o interêsse em desenvolver êsse ponto de vista e de aplicá-lo detalhadamente às situações experimentais interpretáveis em têrmos da excitação de estados com "estrutura intermediária" entre a dos graus de liberdade explicitamente tratados pelo modêlo ótico e a dos estados de núcleo composto . A formulação detalhada de uma teoria de reações suficientemente ampla para conter fenômenos dessa ordem foi dada por Feshbach, Kerman e Lemmer (8) . Nessa formulação são introduzidos explicitamente os efeitos dos chamados estados de entrada (doorway states) defi

nidos a partir da propriedade de efetuar o acoplamento entre o primeiro nível de descrição e os estados de núcleo composto . Um resultado dêsse tratamento é a demonstração da possibilidade de ocorrência de flutuações da atividade média (strength function) do sistema composto governadas pela distribuição dos estados de entrada e pela intensidade do seu acoplamento aos graus de liberdade mais complexos . A coerência dessas flutuações ligada à individualidade dos estados de entrada as distingue fundamentalmente daquelas usualmente descritas em termos da estatística das propriedades dos estados de núcleo composto (9) .

Experimentalmente, embora os resultados interpretáveis nês ses termos sejam em grande número (10 , 11), a identificação inequívoca de instâncias de estrutura intermediária é em geral consideravelmente dificultada pela complexidade dos fenômenos de interferência resultantes da existência de mais de uma amplitude quantitativamente significativa para o processo envolvido, ou pelas ambiguidades inerentes ao reconhecimento dos estados de entrada envolvidos . A descoberta das anomalias isobáricas em um grande número de processos ressonantes envolvendo núcleos médios e pesados (12 - 14) veio, contudo, precisamente de encontro a essas dificuldades produzindo um caso de estrutura intermediária especialmente bem caracterizado e associado a graus de liberdade bem conhecidos (15) . De fato, essas anomalias estão inequivocamente associadas aos estados análogos isobáricos (16) cuja estrutura é , a menos da carga dos nucleons envolvidos, idêntica a dos estados ligados dos núcleos isobáricos vizinhos que pertencem ao mesmo mul-

tripleto isobárico (v. capítulo III) .

As anomalias isobáricas foram, até o presente, objeto de um grande número de investigações teóricas vinculadas a uma ampla variedade de pontos de vista (16 - 20) . O tratamento mais detalhado é devido a Robson (17) e utiliza o formalismo de Wigner - Eisenbud . Embora a parametrização resultante seja excessivamente dependente de considerações de modelo e haja dificuldades concernentes à indistinguibilidade dos nucleons, a teoria tem se mostrado bastante útil especialmente do ponto de vista computacional e conduz a resultados cuja concordância com dados experimentais é boa em muitos casos (17 , 21) . Uma teoria esquemática mas conceitualmente mais satisfatória foi elaborada por Weidenmüller (18). O caráter explícito dessa teoria, porém, torna proibitivo um tratamento detalhado das propriedades mais finas das anomalias isobáricas .

A aplicação da idéia de estrutura intermediária às anomalias isobáricas sugerida por Fallieros (15) pode resolver essas dificuldades . Isso foi demonstrado num trabalho anterior (20) em que o formalismo de Feshbach, Kerman e Lemmer foi adaptado a essa situação particular . Nêsse trabalho foram examinados sobretudo os aspectos "cinemáticos" dessa adaptação . O propósito central do presente trabalho é discutir em mais detalhe (capítulos III e IV) as correlações dinâmicas presentes a fim de esclarecer a relação entre a estrutura intermediária e o conceito de estado de entrada . Em particular, é exibido o fato de que o exame das anomalias isobáricas indica a conveniência de vincular a estrutura intermediária-

ria observada a "estados intermediários" definidos num contexto mais geral (capítulo II) . Finalmente, no capítulo V os resultados dos capítulos anteriores são reexaminados com o objetivo de identificar aqueles que possam ser de validade mais ampla e portanto úteis para a análise de outras instâncias de estrutura intermediária.

II. FORMALISMO

Este capítulo contém um resumo breve da teoria de reações elaborada anteriormente (20) a partir do formalismo introduzido por Feshbach (22) . Embora a formulação dada seja geral , o objetivo dos capítulos seguintes, que consiste na aplicação da teoria ^{ao} estudo das anomalias isobáricas no espalhamento elástico de prótons (13, 14), determinou as ênfases da apresentação . Em particular, o tratamento mais explícito dado por Kerman (23) ao problema da escolha de representação , é preferido à técnica mais geral envolvendo operadores de projeção e apenas o caso de espalhamento elástico puro é considerado . A generalização do presente tratamento incluindo a possibilidade de processos inelásticos foi contudo examinada anteriormente (20) e não envolve dificuldades de princípio .

II.1 - A equação de Schrödinger e a amplitude de espalhamento .

O espalhamento (não relativístico) de um nucleon descrito pelas coordenadas $\vec{r}$ por um núcleo contendo $N+Z$ nucleons e

inicialmente no estado $|0\rangle$, é associada a um estado quântico $|\Psi\rangle$ do sistema composto de $N+Z+1$ nucleons satisfazendo a equação de Schrödinger :

$$\text{II.1} \quad (E - H) |\Psi\rangle = 0$$

além de condições de contorno a serem discutidas mais abaixo. H é a hamiltoniana do sistema composto. No caso em que apenas o espalhamento elástico é energeticamente viável, na região assintótica do espaço de configurações o estado $|\Psi\rangle$ pode ser posto sob a forma

$$\text{II.2} \quad \langle \vec{r} | \Psi \rangle \xrightarrow{\vec{r} \rightarrow \infty} \mathcal{A} \hat{u}_a(\vec{r}) O(\xi)$$

onde $\mathcal{A}$ é o operador de antisimetrização e ξ denota coletivamente as coordenadas necessárias para a descrição do alvo. A função $\hat{u}_a$ é fixada pelas condições de contorno impostas sobre $|\Psi\rangle$ e contém toda a informação necessária para a análise do espalhamento. Em particular, essa função contém os efeitos decorrentes da excitação dos modos próprios do sistema composto. Para explicitar esses efeitos, no entanto, a forma assintótica II.2 não é suficiente. Dentro do ponto de vista do presente tratamento, isso porém é feito projetando no espaço de fase a componente de $|\Psi\rangle$ descrita por uma função de onda com a forma II.2. Assim, representando $|\Psi\rangle$ no espaço de configurações,

$$\text{II.3} \quad \langle \vec{r} | \Psi \rangle = \mathcal{A} \hat{u}_a(\vec{r}) O(\xi) + \langle \vec{r} | \chi \rangle$$

onde

$$\hat{u}(\vec{r}) \xrightarrow{\vec{r} \rightarrow \infty} \hat{u}_a(\vec{r}) .$$

A função $\hat{u}(\vec{r})$ é definida agora em todo o espaço de configurações de modo que o segundo termo de II. 3 não contenha nenhuma componente em que o alvo se encontre no seu estado inicial $0(1)$.

A fim de simplificar o tratamento dos efeitos devidos ao princípio de exclusão e incluídos em II. 3 através do processo de antisimetrização, é conveniente reescrever a eq. II. 3 em termos dos operadores de campo $\psi^+(\vec{r})$ e $\psi(\vec{r})$ que respectivamente criam e aniquilam um nucleon (férmion) no ponto $\vec{r}$. Então

$$II. 3' \quad |\Psi\rangle = \int d\vec{r}' \hat{u}(\vec{r}') \psi^+(\vec{r}') |0\rangle + |\chi\rangle$$

com a condição adicional

$$\langle 0 | \psi(\vec{r}) | \chi \rangle \equiv 0$$

A equivalência entre as eqs. II. 3 e II. 3' provém de que os vetores $\psi^+(\vec{r}) |0\rangle$ descrevem completamente a região do espaço de fase em que o alvo está no estado inicial $|0\rangle$. No que se segue, essa região será designada como o espaço de entrada .

A representação definida nêsse espaço de entrada pelos vetores $\psi^+(\vec{r}) |0\rangle$ não é a mais conveniente devido à sua não ortogonalidade . De fato

$$\begin{aligned} \langle 0 | \psi(\vec{r}) \psi^+(\vec{r}') | 0 \rangle &= \delta(\vec{r} - \vec{r}') - \langle 0 | \psi^+(\vec{r}') \psi(\vec{r}) | 0 \rangle = \\ &= \delta(\vec{r} - \vec{r}') - \rho(\vec{r}, \vec{r}') \end{aligned}$$

onde ρ é a matriz densidade ligada ao estado inicial do alvo , e o

aparecimento dessa quantidade se deve à ação do princípio de exclusão que impede a criação de um nucleon num determinado ponto na medida em que esse ponto já é ocupado por um nucleon idêntico. A escolha de uma base ortonormal no espaço de entrada pode porém ser feita facilmente mediante a diagonalização de ρ . Essa diagonalização é feita introduzindo as autofunções ortogonais $w_\lambda(\vec{r})$ definidas por

$$\int d\vec{r}' \rho(\vec{r}, \vec{r}') w_\lambda(\vec{r}') = \lambda w_\lambda(\vec{r})$$

$$\int d\vec{r} |w_{\lambda \neq 0}(\vec{r})|^2 = 1$$

que permitem escrever

$$\text{II.4} \quad \rho(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_{\lambda} \lambda w_\lambda(\vec{r}) w_\lambda^*(\vec{r}')$$

Definindo agora os operadores de criação

$$a_\lambda^+ = \int d\vec{r} w_\lambda(\vec{r}) \Psi^+(\vec{r})$$

é imediato verificar a propriedade de ortogonalidade :

$$\text{II.5} \quad \langle 0 | a_\lambda a_{\lambda'}^+ | 0 \rangle = \delta_{\lambda\lambda'} - \langle 0 | a_{\lambda'}^+ a_\lambda | 0 \rangle = (1-\lambda) \delta_{\lambda\lambda'}$$

Do fato de que $\langle 0 | a_\lambda a_\lambda^+ | 0 \rangle$ e $\langle 0 | a_\lambda^+ a_\lambda | 0 \rangle$ são quantidades positivas definidas resulta ainda que os autovalores λ estão sujeitos à restrição $0 \leq \lambda \leq 1$. Por outro lado, as dificuldades aparentemente introduzidas pelo fato de que os vetores $a_{\lambda=1}^+ | 0 \rangle$ têm norma nula são facilmente eliminadas por um exame do significado físico da nova representação. Para isso basta notar que

$$n_\lambda | 0 \rangle \equiv a_\lambda^+ a_\lambda | 0 \rangle = \lambda | 0 \rangle$$

e, em virtude da eq. II.4

$$N + Z = \text{tr } \rho = \sum_{\lambda} \lambda$$

Assim, os autovalores λ são números de ocupação correspondentes aos orbitais naturais, w_{λ} e $\lambda=1$ caracteriza os orbitais naturais completamente ocupados. A norma nula dos estados $a_{\lambda=1}|0\rangle$ resulta, portanto, das restrições impostas pelo princípio de exclusão e é, portanto, possível, sem perda alguma de generalidade, escolher a função $\hat{u}^+(\vec{r})$ ortogonal aos orbitais naturais $w_{\lambda=1}(\vec{r})$. Em vista disso a eq. II.3' pode ser escrita como

$$\text{II.6} \quad |\Psi\rangle = \sum_{\lambda \neq 1} \hat{u}(\lambda) a_{\lambda}^{\dagger} |0\rangle + |X\rangle$$

onde

$$\hat{u}(\lambda \neq 1) = \int d\vec{r} w_{\lambda \neq 1}^*(\vec{r}) \hat{u}(\vec{r})$$

ou alternativamente, introduzindo a base ortonormal constituída pelos vetores

$$\text{II.7} \quad |\lambda 0\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}} a_{\lambda}^{\dagger} |0\rangle \quad (\lambda \neq 1)$$

como

$$\text{II.8} \quad |\Psi\rangle = \sum_{\lambda \neq 1} u(\lambda) |\lambda 0\rangle + |X\rangle \equiv |u 0\rangle + |X\rangle$$

onde agora

$$u(\lambda) \equiv \sqrt{1-\lambda} \hat{u}(\lambda)$$

É fácil ver também que as funções $\hat{u}$ e u têm o mesmo comportamento assintótico $\hat{u}_a$, e que são portanto equivalentes para a análise do espalhamento. Essa propriedade é imediatamente verificada calculando

$$\hat{u}(\vec{r}) - u(\vec{r}) = \sum_{\lambda \neq 0} \lambda \hat{u}(\lambda) w_{\lambda}(\vec{r}) \xrightarrow{\vec{r} \rightarrow \infty} 0$$

pois a essa soma contribuem apenas termos com $\lambda \neq 0$ os quais, tendo em vista a eq. II.4 e o fato de que $|0\rangle$ é um estado ligado, necessariamente tendem assintoticamente a zero.

A equação de Schrödinger II.1 pode agora ser usada para tornar explícitos os efeitos dos modos normais do sistema composto sobre a função u . De fato, usando a eq. II.8 essa equação pode ser reescrita sob a forma

$$\text{II.9} \quad (E - H) |u_0\rangle = (H - E) |\chi\rangle$$

ou, projetando essa equação sobre o vetor $|\lambda_0\rangle$,

$$\text{II.10.} \quad (E - h)u = \langle \lambda_0 | (H - E) |\chi\rangle$$

onde é introduzida a hamiltoniana de partícula independente h

$$hu \equiv \sum_{\lambda'} \langle \lambda_0 | H | \lambda'_0 \rangle u(\lambda')$$

A função u pode agora ser obtida introduzindo a função de Green

$$(E - h)G = 1$$

com condições de contorno determinadas pelas que forem impostas à solução da equação II.1. De fato, essa função permite escrever

$$\text{II. 11} \quad u(\lambda) = \varphi(\lambda) + \sum_{\lambda' \neq \lambda} g(\lambda, \lambda') \langle \lambda' | 0 | (H-E) | \chi \rangle$$

onde φ é a solução homogênea apropriada da equação II. 10. O vetor $|\chi\rangle$ pode ainda ser eliminado reinserindo a eq. II. 11 na eq. II. 9. Disso, de fato, resulta

$$\text{II. 12} \quad (E - H - W_E) |\chi\rangle = (H - E) |\varphi_0\rangle$$

onde

$$W_E = \sum_{\lambda, \lambda'} (H-E) |\lambda_0\rangle g(\lambda, \lambda') \langle \lambda' | 0 | (H-E)$$

e

$$|\varphi_0\rangle = \sum_{\lambda} \varphi(\lambda) |\lambda_0\rangle$$

Para inverter o operador que aparece no primeiro membro da eq. II. 12 é necessário ainda notar que a componente $|\chi\rangle$ do estado $|\Psi\rangle$ deve ser proporcional ao acoplamento entre os modos do sistema composto e o espaço de entrada e que portanto é suficiente considerar a solução particular da equação inhomogênea II. 12 :

$$|\chi\rangle = \frac{1}{E - H - W_E} (H - E) |\varphi_0\rangle$$

A função u (eq. II. 11) fica, assim,

$$\text{II. 13} \quad u(\lambda) = \varphi(\lambda) + \sum_{\lambda'} g(\lambda, \lambda') \langle \lambda' | 0 | (H-E) \frac{1}{E - H - W_E} (H-E) |\varphi_0\rangle$$

Os efeitos devidos aos modos do sistema composto estão contidos no segundo termo dessa relação onde eles são introduzidos através

do propagador $[E - H - W_E]^{-1}$. Uma primeira propriedade a ser notada é que apenas a restrição dêsse propagador ao complemento do espaço de entrada contribui para $u(\lambda)$. De fato, da definição de ψ , resulta que

$$\langle \lambda 0 | (H - E) | \psi 0 \rangle = (A - E) \psi = 0$$

Além disso, no espaço ortogonal ao espaço de entrada o espectro de $E - H - W_E$ é discreto enquanto a energia E é inferior ao primeiro limiar inelástico, pois nêsse caso a componente $|\chi\rangle$ de $|\psi\rangle$, eq. II.8, deve decrescer exponencialmente na região assintótica. Assim, $[E - H - W_E]^{-1}$ possui apenas polos simples relacionados com as ressonâncias de núcleo composto abaixo do primeiro limiar inelástico e um corte ao longo do eixo real no plano complexo de E acima dêsse limiar.

Para relacionar a eq. II.13 com os parâmetros de espalhamento é necessário definir o comportamento assintótico da função u . A escolha relacionada mais diretamente com a amplitude de espalhamento envolve a presença de uma onda plana além de ondas esféricas emergentes na região assintótica. Nêsse caso, a solução homogênea da eq. II.10 deve exibir êsse mesmo comportamento. A função de Green g^+ que dá lugar a ondas esféricas emergentes assintoticamente pode ser escrita (24)

$$g^+ = \frac{1}{E^+ - h} = \frac{P}{E - h} - i\pi \delta(E - h)$$

implicando que o operador W_E^+ correspondente seja não hermitiano:

$$W_E^+ = \sum_{\lambda\lambda'} (H-E) |\lambda 0\rangle g^+(\lambda, \lambda') \langle \lambda' 0 | (H-E)$$

A matriz de transição $\mathcal{J}$ pode agora ser obtida imediatamente de W^+ usando a fórmula para dois potenciais de Gell-Mann e Goldberger (25) (x)

$$\text{II. 14} \quad \mathcal{J} = \mathcal{J}_\varphi + \langle \psi^- 0 | (H-E) \frac{1}{E-H-W_E^+} (H-E) | \psi^+ 0 \rangle$$

onde $\mathcal{J}_\varphi$ é a matriz de transição associada à solução homogênea da equação II. 10 e ψ^- contém ondas esféricas imergentes assintoticamente.

Um estudo mais detalhado dos fenômenos de núcleo composto a partir de II. 14, especialmente no caso de existir superposição de ressonâncias, é consideravelmente complicado pela não hermiticidade do propagador $[E-H-W_E^+]^{-1}$. De fato, a inversão do operador $E-H-W_E^+$ é equivalente à introdução de um conjunto biortogonal de autoestados que por sua vez implica no aparecimento de parâmetros de ressonância complexos e não independentes (26). Uma maneira conveniente de evitar essas dificuldades consiste em exprimir a matriz de transição em termos da matriz de reação K :

(x) $\mathcal{J}$ pode ser entendida como um operador agindo sobre a dependência angular dos estados inicial e final respectivamente. A mesma observação se aplica às eqs. II. 15 e II. 15' abaixo.

$$J = \frac{K}{1+i\pi K}$$

K é uma matriz hermitiana relacionada com a função $\mathcal{K}^P$ (eq. II. 13) sujeita à condição de conter ondas estacionárias na região assintótica da mesma maneira como J é relacionada à solução com ondas emergentes. Assim, K pode ser obtida de II. 13 impondo a condição de ondas estacionárias sobre ψ^P e tomando a função de Green

$$G^P = \frac{1}{2} [g^+ + g^-] = \frac{P}{E - \mathcal{H}}$$

onde g^- é o operador adjunto de g^+ e corresponde à presença assintótica de ondas esféricas imergentes. A matriz de reação K é assim dada pela expressão análoga à eq. II. 14

$$\text{II. 15} \quad K = K_Y + \langle \psi^P_0 | (H-E) \frac{1}{E-H-W^P_E} (H-E) | \psi^P_0 \rangle$$

onde o propagador $[E-H-W^P_E]^{-1}$ é agora hermitiano

$$W^P_E = \sum_{\lambda\lambda'} (H-E) |\lambda_0\rangle g^P(\lambda,\lambda') \langle \lambda_0 | (H-E) = P \int (H-E) |\psi^P_{E'}\rangle \frac{dE'}{E-E'} \langle \psi^P_{E'} | (H-E)$$

com

$$(E' - \mathcal{H}) \psi^P_{E'} = 0$$

Introduzindo os autoestados e autovalores de $E - H - W^P_E$

$$\text{II. 16} \quad [E_Q(E) - H - W^P_E] |Q(E)\rangle = 0$$

a equação II.15 pode ser reescrita como uma soma sobre transições aos estados de núcleo composto $|Q(E)\rangle$:

$$\begin{aligned} \text{II.15'} \quad K &= K_\psi + \sum_a \frac{\langle \psi^p_0 | (H-E) | a \rangle \langle a | (H-E) | \psi^p_0 \rangle}{E - \epsilon_a(E)} = \\ &= K_\psi + \frac{1}{2\pi} \sum_a \frac{\Gamma_a(E)}{E - \epsilon_a(E)} \end{aligned}$$

As flutuações produzidas na secção de choque pela excitação dos estados de núcleo composto estão ligadas à dependência (implícita e explícita) do último termo dessa expressão com a energia E . A dependência implícita é introduzida através de W^p_E na eq. II.16 e está, portanto, ligada às ressonâncias "geométricas" de ψ^p_E no potencial médio h . Isso é suficiente para fazer com que ela seja consideravelmente mais lenta que a dependência explícita com a energia da eq. II.15' quando Γ_a é da ordem de grandeza da largura típica de uma ressonância de núcleo composto, podendo, portanto, ser ignorada na vizinhança de uma dessas ressonâncias. Em particular, na vizinhança de um polo "isolado" de K em ϵ_0 (i.e., tal que a distância ao polo mais próximo é muito maior que o resíduo Γ_0 de K nesse polo), a matriz de transição pode ser escrita sob a forma convencional

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_F + \frac{S_F}{2\pi} \frac{\Gamma}{E - \epsilon + \frac{i}{2}\Gamma}$$

em que $\mathcal{J}_F$, S_F , Γ e ϵ são essencialmente independentes da energia.

A matriz $\mathcal{J}_F$ descreve o espalhamento "de fundo", não ressonante, produzido pelo potencial médio e pelas ressonâncias afastadas:

$$J_F = \frac{K_F + \frac{1}{2\pi} \sum_{a \neq 0} \frac{P_a}{E - \epsilon_a}}{1 + i\pi K_F + \frac{i}{2} \sum_{a \neq 0} \frac{P_a}{E - \epsilon_a}} \equiv \frac{K_F}{1 + i\pi K_F}$$

S_F é ligada a J_F por

$$S_F = 1 - 2\pi i J_F$$

e os parâmetros Γ e ϵ de J são ligados aos parâmetros Γ_0 e ϵ_0 de K pelas relações

$$\epsilon = \epsilon_0 - \frac{\pi}{2} \Gamma_0 \frac{K_F}{1 + \pi^2 K_F^2}$$

e

$$\Gamma = \frac{\Gamma_0}{1 + \pi^2 K_F^2}$$

respectivamente (cf. Apêndice IIA. 1)

II.2 - Estados intermediários e estados de entrada .

Na secção precedente a dependência da matriz de transição com a energia foi ligada à excitação dos estados de núcleo composto $|Q\rangle$. O problema a ser examinado a seguir consiste em identificar os efeitos produzidos por um estado $|I\rangle$ definido "a priori" no complemento do espaço de entrada. Mais concretamente, o estado $|I\rangle$ poderá ser dado por considerações de modelo (e.g. a superposição "coerente" de excitações de partículas-buraco associada a uma vibração (27)) ou por regularidades experimentais de determinados efeitos que possam sugerir a estrutura dos modos do

sistema composto associados a êles (cf. capítulo. III) .

Para êsse fim é conveniente distinguir explicitamente o estado $|I\rangle$ de outros modos do sistema composto introduzindo os operadores de projeção Q , I e q relacionados por

$$\text{II.17} \quad Q \equiv 1 - \sum_{\lambda \neq I} |\lambda\rangle \langle \lambda| = I + q = |I\rangle \langle I| + q$$

O operador Q projeta sobre o complemento do espaço de entrada descrito pelos $|\lambda\rangle$. I projeta sobre o estado $|I\rangle$ e q projeta sobre as dimensões ortogonais a êsse estado do complemento do espaço de entrada. A equação II.16 que define os estados de núcleo composto pode assim ser reescrita como um sistema de duas equações acopladas para as componentes de $|Q\rangle$ paralela e ortogonal a $|I\rangle$ respectivamente :

$$\begin{aligned} \text{II.18} \quad & (E_a - \mathcal{H}_{II}) I|Q\rangle = \mathcal{H}_{Iq} q|Q\rangle \\ & (E_a - \mathcal{H}_{qq}) q|Q\rangle = \mathcal{H}_{qI} I|Q\rangle \end{aligned}$$

Nessas equações

$$\mathcal{H} \equiv H + W_e^P$$

e as notações $\mathcal{H}_{II}$, $\mathcal{H}_{Iq}$, etc. significam $I\mathcal{H}I$, $I\mathcal{H}q$, etc. Para discutir o sistema II.18 é conveniente representar a componente $q|Q\rangle$ em termos dos autovetores

$$\text{II.19} \quad (\eta_q - \mathcal{H}_{qq}) |q\rangle = 0$$

de modo que

$$|Q\rangle = |I\rangle \langle I|Q\rangle + \sum_q |q\rangle \langle q|Q\rangle$$

onde a normalização de $|Q\rangle$ implica ainda na relação

$$\text{II. 20} \quad \sum_q |\langle q|Q\rangle|^2 + |\langle I|Q\rangle|^2 = 1$$

De fato, o sistema II.18, juntamente com a relação II.20, determina completamente os coeficientes $\langle q|Q\rangle$ e $\langle I|Q\rangle$. É fácil verificar que eles podem ser expressos sob a forma

$$\text{II. 21} \quad \langle I|Q\rangle = \left[1 + \sum_q \frac{|\langle I|A|q\rangle|^2}{(\epsilon_a - \eta_q)^2} \right]^{-1/2}$$

e

$$\text{II. 22} \quad \langle q|Q\rangle = \frac{\langle q|A|I\rangle \langle I|Q\rangle}{\epsilon_a - \eta_q}$$

Por outro lado, as diferenças $\epsilon_a - \eta_q$ que aparecem explicitamente nessas expressões satisfazem uma equação de dispersão facilmente obtida das equações II.18 por eliminação da componente $q|Q\rangle$:

$$\text{II. 23} \quad \epsilon_a - \langle I|A|I\rangle = \sum_q \frac{|\langle I|A|q\rangle|^2}{\epsilon_a - \eta_q}$$

As equações II.21 a II.23 são equivalentes ao sistema II.18. A introdução da representação dada pela eq. II.19, no entanto, permite uma parametrização útil dos efeitos do estado $|I\rangle$ sobre as resso

nâncias de núcleo compôsto . De fato, as larguras Γ_a introduzi -
das na eq. II.15' podem agora ser escritas como

$$\text{II. 24} \quad \frac{\Gamma_a}{2\pi} = K|\psi_0|H|a\rangle|^2 = \left[1 + \sum_q \frac{|<I|\mathcal{A}|q\rangle|^2}{(\epsilon_a - \eta_q)^2} \right]^{-1} \left| <\psi_0|H|I\rangle + \sum_q \frac{<\psi_0|H|q\rangle <q|\mathcal{A}|I\rangle}{\epsilon_a - \eta_q} \right|^2$$

e podem, portanto, ser obtidas através da eq. II.23, a partir das e
nergias $<I|\mathcal{A}|I\rangle$ e η_q além dos vários elementos de matriz as-
sociados ao acoplamento dinâmico dos diferentes graus de liberda -
de .

As energias ϵ_q associadas aos polos da matriz K dependem
apenas da magnitude do acoplamento entre $|I\rangle$ e os estados $|q\rangle$. Pa-
ra explicitar a natureza dessa dependência é conveniente represen-
tar grãficamente a eq. II.23 considerando as funções do parâmetro
 e (fig. II.1) (x)

$$F(e) = \sum_q \frac{|<I|\mathcal{A}|q\rangle|^2}{e - \eta_q}$$

e

$$G(e) = e - <I|\mathcal{A}|I\rangle$$

Os autovalores ϵ_q são dados pela abcissa das intersecções de
 $F(e)$ e $G(e)$. Devido à inclinação desta última função relativa -

(x) Além da dependência explícita de e , F e G dependem
implícitamente dêsse parâmetro através da interação $\mathcal{A}$ e
dos estados $|q\rangle$. Essa dependência implícita é no entanto
ligada a $\hbar$, eq. II.10 , e, portanto, muito mais lenta que
a dependência explícita ligada às ressonâncias de núcleo com
pôsto .

mente ao eixo e é claro que a sua distância ao autovalor η_a mais próximo tende a diminuir na medida do seu maior afastamento de $\langle I|\mathcal{H}|I\rangle$. Essa diminuição é contudo regulada por $|\langle I|\mathcal{H}|a\rangle|^2$

Fig. II.1 - A equação II.23. η_a é o autovalor η_a mais próximo de ϵ_a . ϵ_I é o autovalor mais próximo de $G(e) = 0$.

que determina a rapidez com que cada ramo de $F(e)$ se aproxima das assíntotas. Qualitativamente, esse efeito pode ser demonstrado retendo na eq. II.23 apenas a contribuição do polo mais próximo a um dado ϵ_a :

$$\epsilon_a - \langle I|\mathcal{H}|I\rangle \approx \frac{|\langle I|\mathcal{H}|a\rangle|^2}{\epsilon_a - \eta_a}$$

então

$$\text{II.25} \quad \epsilon_a - \eta_a \approx \frac{|\langle I|\mathcal{H}|a\rangle|^2}{\epsilon_a - \langle I|\mathcal{H}|I\rangle}$$

Embora essa mesma aproximação seja menos justificável quando aplicada à eq. II.21 devido ao caráter positivo definido dos termos de algumas das somas sobre q , ela é contudo suficiente para ilustrar os efeitos que devem ser esperados. Usando a eq. II.25 é então possível obter a expressão

$$\text{II.26} \quad \frac{\Gamma_a}{2\pi} \sim \frac{| \langle I | \mathcal{H} | q \rangle |^2_a}{(\epsilon_a - \langle I | \mathcal{H} | I \rangle)^2 + | \langle I | \mathcal{H} | q \rangle |^2_a} \left| \langle \psi_0 | H | I \rangle + \frac{\epsilon_a - \langle I | \mathcal{H} | I \rangle}{\langle I | \mathcal{H} | q \rangle_a} \langle \psi_0 | H | q \rangle_a \right|^2$$

onde o índice Q junto a um elemento de matriz indica a sua vinculação ao estado $|q\rangle$ correspondente ao autovalor η_Q mais próximo de ϵ_Q .

Para discutir a eq. II.26 é preciso notar em primeiro lugar que a solução (fig. II.1) da equação II.23 é equivalente à diagonalização da matriz

$$\langle i | \mathcal{H} | f \rangle$$

onde $|i\rangle$ e $|f\rangle$ são um dos estados $|q\rangle$ ou $|I\rangle$. O efeito importante dessa diagonalização é distribuir a amplitude de $|I\rangle$, entre os estados de núcleo composto, na medida da importância do acoplamento entre $|I\rangle$ e os estados $|q\rangle$ e na medida da distância dos autovalores η_q à energia $\langle I | \mathcal{H} | I \rangle$. Em particular, a eq. II.23 exprime quantitativamente o fato intuitivo de que um maior acoplamento entre o estado $|I\rangle$ e outros graus de liberdade do sistema composto dá lugar a uma maior dissolução desse estado entre os modos normais do sistema e, portanto, reduz a sua individualidade física. O primeiro fator de Γ_Q , eq. II.26 provém de fato dessa dis

solução, e mostra que a distribuição do estado $|I\rangle$, no caso extremo em que os elementos de matriz $|\langle I|\mathcal{H}|q\rangle|^2$ são independentes do particular estado $|q\rangle$ considerado, assume uma forma lorentziana de largura ligada ao valor desses elementos de matriz. Uma consequência imediata da eq. II.26, portanto, é que nos casos em que a largura associada ao estado $|I\rangle$

$$\Gamma_I = 2\pi |\langle \psi^0 | H | I \rangle|^2$$

é comparável ou maior que a largura dessa distribuição, isto é

$$\Gamma_I^2 \gtrsim |\langle I|\mathcal{H}|q\rangle|^2$$

os valores dos Γ_q nas vizinhanças de $\langle I|\mathcal{H}|I\rangle$ podem ser consideravelmente aumentados pela importância da componente $|I\rangle$ adquirida pelos estados de núcleo composto correspondentes. Os estados $|I\rangle$ com essa propriedade serão chamados estados intermediários.

Um outro fato importante relativo à largura dos estados de núcleo composto afetados pelo estado intermediário $|I\rangle$ é a coerência das amplitudes de transição ligando respectivamente $|I\rangle$ e $|q\rangle$ ao espaço de entrada. Daí resultam, de fato, fenômenos de interferência cuja natureza depende essencialmente das relações de fase entre os elementos de matriz $\langle I|\mathcal{H}|q\rangle$, $\langle \psi^0 | H | I \rangle$ e $\langle \psi^0 | H | q \rangle$. Para examinar essa questão é necessário em primeiro lugar notar que $\langle I|\mathcal{H}|q\rangle$ envolve na realidade duas contribuições distintas:

$$\text{II.27} \quad \langle I|\mathcal{H}|q\rangle = \langle I|H|q\rangle + \langle I|W_E^p|q\rangle$$

A complexidade dos estados $|q\rangle$ sugere desde logo a improbabilidade de correlação entre a primeira dessas contribuições e os dois ou

tros elementos de matriz $\langle \psi^p_0 | H | I \rangle$ e $\langle \psi^p_0 | H | q \rangle$. A segunda contribuição, no entanto, provém do fato de que tanto $|I\rangle$ como $|q\rangle$ apresentam uma amplitude de transição não nula ao espaço de entrada. De fato, usando a representação espectral da função de Green g^p (v. secção II.1), vem

$$\langle I | w^p_E | q \rangle = \mathcal{P} \int \langle I | H | \psi^p_{E'} \rangle \frac{dE'}{E-E'} \langle \psi^p_{E'} | H | q \rangle$$

A variação lenta de $\psi^p_{E'}$ com a energia é então suficiente para correlacionar a fase dessa contribuição a $\langle I | \mathcal{H} | q \rangle$ com os dois elementos de matriz restantes. A natureza dos fenômenos de interferência decorrentes da coerência das duas amplitudes que contribuem para Γ_q depende assim da importância relativa das duas contribuições à eq. II.27. A predominância do segundo termo, em especial, produz através do fator $\epsilon_q - \langle I | \mathcal{H} | I \rangle$ a assimetria em relação a $\langle I | \mathcal{H} | I \rangle$ da flutuação intermediária das larguras Γ_q .

A anomalia intermediária produzida por um estado de entrada no sentido de Feshbach, Kerman e Lemmer ('8) pode ser facilmente obtida da discussão precedente tomando o limite

$$\langle \psi^p_0 | H | q \rangle \rightarrow 0$$

Nesse caso, de fato, a excitação dos estados de núcleo composto só é possível através do estado de entrada. Nessas condições a eq. II.24 se reduz a

$$\text{II. 28} \quad \Gamma_q = \left[1 + \sum_q \frac{|\langle I | \mathcal{H} | q \rangle|^2}{(\epsilon_q - \eta_q)^2} \right] \Gamma_I$$

e a completeza dos estados de núcleo composto no complemento do espaço de entrada dá

$$\sum_a P_a = P_I$$

Esta relação é invalidada no caso mais geral pelos fenômenos de interferência examinados acima. É preciso mencionar, no entanto, que em princípio é sempre possível descrever qualquer anomalia intermediária em termos de estados de entrada (8). Em particular, fenômenos de interferência como os contidos nas eqs. II.24 e II.26 podem ser descritos em termos da superposição de vários estados de entrada, alguns possivelmente mais fortemente acoplados que outros. A vantagem do presente tratamento, nêsse particular consiste em evitar a introdução explícita de estados fortemente acoplados e, portanto, mal individualizados fisicamente.

A obtenção da secção de choque (através da matriz $\mathcal{J}$ ou da matriz S) a partir das quantidades discutidas acima não envolve dificuldades especiais e vem brevemente discutida no apêndice AII.1, onde também é rapidamente abordado o problema da relação entre a estrutura fina da matriz $\mathcal{J}$ e as propriedades médias da amplitude de espalhamento apresentadas na secção seguinte.

II.3 - Estrutura Intermediária.

A existência de um estado intermediário no sentido exposto na secção anterior afeta em geral um número suficientemente grande de estados de núcleo composto para que uma descrição menos de

talhada seja tanto desejável como possível através da introdução de um tratamento paralelo ao modelo ótico para o espalhamento de nucleons. Basicamente, essa atitude consiste em basear a descrição do espalhamento na média sobre a energia da matriz de transição

$$\langle J(E) \rangle = \int dE' \rho(E, E') J(E')$$

definida por uma função peso normalizada $\rho(E, E')$ apreciavelmente diferente de zero apenas num intervalo de energia muito menor que Γ_I embora contendo várias ressonâncias de núcleo composto. A interpretação dessa média intermediária de J é inteiramente paralela à interpretação das médias relacionadas com o modelo ótico (1,4) e implica igualmente na introdução de uma absorção associada à retenção parcial dos nucleons incidentes pelos modos do sistema composto com vida mais longa. Devido à limitação imposta sobre o intervalo de energia em que a média intermediária é definida, no entanto, os efeitos decorrentes da excitação do estado intermediário não são incluídos nessa absorção e aparecem explicitamente em $\langle J(E) \rangle$ (estrutura intermediária). Devido à simplicidade de suas propriedades analíticas, no que se segue a função peso será tomada como uma função lorenziana

$$\rho(E, E') = \frac{1}{\pi} \frac{L}{(E-E')^2 + L^2}$$

A conveniência dessa função resulta de que, supondo que $J(E)$ tenha propriedades suficientes de analiticidade e convergência (x)

(x) Um tratamento mais detalhado pode ser encontrado nas referências (8) e (20).

a média $\langle J(E) \rangle$ é dada simplesmente por

$$\text{II. 28} \quad \langle J(E) \rangle = J(E + iL) = \frac{K(E + iL)}{1 + i\pi K(E + iL)}$$

A forma mais conveniente de K para efeito de determinação de $\langle J(E) \rangle$ pode ser obtida a partir da equação II.15 usando os operadores de projeção I e q introduzidos na eq. II.17 :

$$K = K_y + \langle \psi^p_0 | H(I+q) \frac{1}{E - \mathcal{H}} (I+q) H | \psi^p_0 \rangle$$

Reescrevendo o último termo dessa relação com o auxílio das identidades IIA2.1 e IIA2.2 (v. apêndice IIA.2), de fato, se obtém

$$\text{II. 29} \quad K = K_y + K_q + \tilde{K}_I$$

onde

$$\text{II. 30} \quad K_q = \langle \psi^p_0 | Hq \frac{1}{E - \mathcal{H}_{qq}} q H | \psi^p_0 \rangle$$

e

$$\text{II. 31} \quad \tilde{K}_I = \langle \psi^p_0 | \left[H + Hq \frac{1}{E - \mathcal{H}_{qq}} q \mathcal{H} \right] I \frac{1}{E - \mathcal{H}_{II} - \mathcal{H}_{Iq} \frac{1}{E - \mathcal{H}_{qq}} \mathcal{H}_{qI}} I \left[\mathcal{H}q \frac{1}{E - \mathcal{H}_{qq}} q H + H \right] | \psi^p_0 \rangle$$

Nessas equações todos os efeitos associados ao estado intermediário se encontram em $\tilde{K}_I$. Devido à compatibilidade do parâmetro L com as condições de definição da média intermediária, é possível ignorar os efeitos da parte imaginária iL sobre K_y e sobre o propagador do estado intermediário em $\tilde{K}_I$ exceto na modificação do mesmo devida ao acoplamento $\mathcal{H}_{Iq}$. Assim

$$\text{II. 32} \quad K(E+iI) = K_{\psi} + \langle \psi^0 | H \Lambda H | \psi^0 \rangle + \\ + \langle \psi^0 | [H + H \Lambda H] I \frac{1}{E - \mathcal{H}_{II} - \mathcal{H}_{Iq} \Lambda \mathcal{H}_{qI}} I [\mathcal{H} \Lambda H + H] | \psi^0 \rangle$$

com

$$\Lambda = q \frac{1}{E+iI - \mathcal{H}_{qq}} q$$

Essa última equação pode ser reescrita numa notação mais compacta como

$$\text{II. 33} \quad K(E+iI) = K_{\psi} + \hat{K}_q + \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_I^{\uparrow} + i\gamma}{E - E_I + \frac{i}{2} \Gamma_I^{\downarrow}}$$

em que os parâmetros $\Gamma_I^{\uparrow}$, γ , E_I e $\Gamma_I^{\downarrow}$ são reais e essencialmente independentes da energia na escala das ressonâncias de núcleo composto para um estado intermediário típico. $\hat{K}_q$ é complexo devido à absorção associada à excitação dos modos do sistema composto ortogonais ao estado intermediário. É fácil ver que o parâmetro γ está ligados aos termos que contém Λ no numerador do último termo de II. 32 e que a largura de decaimento $\Gamma_I^{\downarrow}$ provém do acoplamento $\mathcal{H}_{Iq}$. De fato

$$\Gamma_I^{\downarrow} = 2\pi \sum_q \frac{L/\pi}{(E - \eta_q)^2 + L^2} |K I \mathcal{H} | q \rangle|^2$$

A semelhança dessa expressão com a "regra áurea" de Fermi merece ser notada.

A obtenção de $\langle \mathcal{V}(E) \rangle$ a partir de II. 33 é imediata, e é fácil ver que o resultado pode ser posto sob a forma

$$\text{II. 34} \quad \langle J(E) \rangle = \hat{J}_0 + \frac{e^{2i\phi}}{2\pi} \frac{\Gamma}{E - E_0 + i\frac{\Gamma}{2}}$$

com ϕ , E_0 , Γ e Γ_T reais e $\hat{J}_0$ complexo. O valor desses parâmetros não é contudo inteiramente arbitrário, pois eles são ligados pela condição de que a conservação do fluxo incidente em $\langle J(E) \rangle$ só pode ser violada por processo de absorção. As limitações provenientes dessa condição decorrem automaticamente das expressões detalhadas dos diversos parâmetros em termos das amplitudes utilizadas para definir a matriz de reação K , eq. II.29. É contudo mais simples obtê-las impondo diretamente a condição de absorptividade sobre a eq. II.34, para o que é conveniente introduzir a média intermediária da matriz S

$$\langle S \rangle = 1 - 2\pi i \langle J \rangle = \hat{S}_0 - i e^{2i\phi} \frac{\Gamma}{E - E_0 + i\frac{\Gamma}{2}}$$

O termo $\hat{S}_0$ pode ser parametrizado em termos de uma amplitude e uma fase como

$$\hat{S}_0 = 1 - 2\pi i \hat{J}_0 = e^{-2\gamma} e^{2i\delta}$$

com γ real e positivo para garantir a absorptividade de $\hat{S}_0$. Então

$$1 \geq |\langle S \rangle|^2 = \left| e^{-2\gamma} - i e^{2i(\phi-\delta)} \frac{\Gamma}{E - E_0 + i\frac{\Gamma}{2}} \right|^2$$

que mediante transformações algébricas se reduz a

$$\text{II. 35} \quad \cos 2(\phi - \delta) \geq - \frac{\Gamma_T}{\Gamma} \sinh 2\gamma + e^{2\gamma}$$

Essa condição implica em particular que no limite em que $\gamma \rightarrow 0$ (i.e., a amplitude de espalhamento de fundo não envolve absorção), se tenha $\phi - \delta \rightarrow 0$, isto é, a fase ϕ se aproxima da fase de $\hat{S}_0$. Por outro lado, como ϕ e δ são ângulos reais, a eq. II.35 implica ainda nas desigualdades

$$\text{II. 36} \quad \frac{\Gamma_T}{\Gamma} \geq \frac{e^{2\gamma} - 1}{\sinh 2\gamma} \geq 1$$

Os efeitos decorrentes da excitação dos modos de vida mais longa do sistema composto estão contidos no coeficiente de transmissão t_I . Esse coeficiente é diretamente relacionado com a não unitariedade de $\langle S \rangle$ e pode ser expresso sob a forma

$$\text{II. 37} \quad t_I = 1 - |\langle S \rangle|^2 = \left[1 + e^{-4\gamma} \right] + \frac{\Gamma(\Gamma_T e^{-2\gamma} \cos 2(\phi - \delta) - \Gamma)}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} - 2 \frac{e^{-2\gamma} \Gamma \sin 2(\phi - \delta)}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} (E - E_0)$$

O primeiro termo de t_I descreve a absorção de fundo. O termo ressonante da eq. II.34 dá origem aos dois termos seguintes, que incluem também efeitos de interferência com a absorção de fundo. O efeito mais notável dessa interferência é o aparecimento do último termo que, sendo ímpar em $(E - E_0)$, introduz assimetrias evidentes em t_I além de efetivamente expandir a flutuação intermediária através do seu decaimento hiperbólico para $|E - E_0| \gg \Gamma$.

APÊNDICE IIA.1 - Ressonâncias de núcleo composto e es
trutura intermediária .

O comportamento da secção de choque nas vizinhanças de um estado intermediário $|I\rangle$ é determinado através de

$$S = 1 - 2\pi i J = \frac{1 - i\pi K}{1 + i\pi K} = \frac{1 - i\pi K_F - \frac{i}{2} \sum_a \frac{P_a}{E - \epsilon_a}}{1 + i\pi K_F + \frac{i}{2} \sum_a \frac{P_a}{E - \epsilon_a}}$$

onde K é substituído pela expressão II.15'. Supondo para maior simplicidade que as ressonâncias de núcleo composto sejam isoladas (a generalização para o caso de ressonâncias superpostas é imediata) vem considerando apenas ressonância associada ao termo $\frac{1}{2\pi} \frac{P_0}{E - \epsilon_0}$,

$$S = \frac{1 - i\pi K_F - \frac{i}{2} \frac{P_0}{E - \epsilon_0}}{1 + i\pi K_F + \frac{i}{2} \frac{P_0}{E - \epsilon_0}}$$

onde a quantidade

$$K_F = K_F + \frac{1}{2\pi} \sum_{a \neq 0} \frac{P_a}{E - \epsilon_a}$$

por hipótese varia lentamente nas vizinhanças de ϵ_0 . Transformações algébricas dão

$$S = \frac{1 - i\pi K_F}{1 + i\pi K_F} \frac{E - \epsilon_0 + \frac{\pi}{2} P_0 \frac{K_F}{1 + \pi^2 K_F^2} - \frac{i}{2} P_0 \frac{1}{1 + \pi^2 K_F^2}}{E - \epsilon_0 + \frac{\pi}{2} P_0 \frac{K_F}{1 + \pi^2 K_F^2} + \frac{i}{2} P_0 \frac{1}{1 + \pi^2 K_F^2}} = e^{2i\delta_F} e^{2i\delta_0}$$

em que δ_F é uma fase devida ao espalhamento de fundo e δ_0 contém a ressonância . Os parâmetros dessa ressonância são

$$\bar{\epsilon}_0 = \epsilon_0 - \frac{\pi}{2} \Gamma_0 \frac{K_F}{1 + \pi^2 K_F^2}$$

e

$$\bar{\Gamma}_0 = \frac{\Gamma_0}{1 + \pi^2 K_F^2}$$

o que mostra que a largura $\bar{\Gamma}_0$ é menor ou igual ao parâmetro Γ_0 da matriz K e que a energia de ressonância não se afasta de ϵ_0 mais do que $\Gamma_0/4$. A fase δ_F é dada por

$$K_F = -\frac{1}{\pi} \tan \delta_F$$

Embora essa fase possa ser suposta constante na vizinhança da ressonância de núcleo composto considerada, a sua variação na escala da estrutura intermediária (q.v.) não é desprezível. De fato, o efeito cumulativo das caudas das restantes ressonâncias afetadas pelo estado intermediário é importante para a emergência da estrutura intermediária da secção de choque associada ao estado intermediário considerado (20). A fig. IIA.1 ilustra êsses pontos com um exemplo numérico explicado na legenda (x).

(x) O cálculo numérico foi executado no computador IBM 1620-II do Instituto de Energia Atômica, S.P., por Mutsuko Yamamoto, a que o autor deve os melhores agradecimentos.

Fig. IIA.1 - Anomalia intermediária calculada a partir das equações dadas no apêndice IIA.1 . O estado intermediário é um estado de entrada $3/2^-$ com $\Gamma_z = 5$ KeV e à energia de 1.874 MeV . O alvo tem $A = 40$ e $Z = 18$, e outras ondas parciais sofrem um espalhamento de "esfera dura" com raio $1.20 A^{1/3}$ fm . O espaçamento $\Delta\eta$ dos estados $|q\rangle$ é uniforme e igual a 5 KeV . O acoplamento dos $|q\rangle$ ao estado de entrada é também uniforme e tal que

$$\frac{| \langle q | H | I \rangle |^2}{\Delta\eta^2} = \frac{4}{25}$$

A dependência sensível da amplitude de pico da seção choque para as diferentes ressonâncias de núcleo com posto com a largura dessas ressonâncias é um efeito de "resolução finita" proveniente do passo empregado na computação numérica . Efeitos "intermediários" podem ser notados e.g. na flutuação do espalhamento "de fundo" entre 1.865 e 1.890 MeV .

APÊNDICE IIA.2 - Identities para redução da matriz K

A passagem da eq. II.15 à eq. II.29 é feita com a ajuda das identidades

$$(IIA2.1) \quad p \frac{1}{\theta} p \equiv p \frac{1}{\theta_{pp} - \theta_{pq} \frac{1}{\theta_{qq}} \theta_{qp}} p$$

e

$$(IIA2.2) \quad p \frac{1}{\theta} q \equiv - p \frac{1}{\theta_{pp} - \theta_{pq} \frac{1}{\theta_{qq}} \theta_{qp}} \theta_{pq} \frac{1}{\theta_{qq}} q \equiv \\ \equiv - p \frac{1}{\theta_{pp}} \theta_{pq} \frac{1}{\theta_{qq} - \theta_{qp} \frac{1}{\theta_{pp}} \theta_{pq}} q$$

onde θ é um operador com espectro discreto e para o qual pode ser definido um inverso e p e q são operadores de projeção complementar^{es}, i.e.,

$$p^2 = p^\dagger = p; \quad q^2 = q^\dagger = q; \quad pq = qp = 0; \quad p + q = 1$$

onde 1 é a identidade no espaço objeto de θ . As notações θ_{pp} , θ_{pq} , etc. significam $p\theta p$, $p\theta q$, etc. respectivamente.

A demonstração dessas identidades pode ser feita pondo

$$(IIA2.3) \quad |q\rangle = \frac{1}{\theta} |f\rangle$$

onde $|f\rangle$ é arbitrário e calculado

$$(IIA2.4) \quad p|q\rangle = p \frac{1}{\theta} |f\rangle = p \frac{1}{\theta} p |f\rangle + p \frac{1}{\theta} q |f\rangle.$$

De fato, de (IIA2.3) vem

$$p|f\rangle = \theta_{pp} p|g\rangle + \theta_{pq} q|g\rangle$$

e

$$q|f\rangle = \theta_{qq} q|g\rangle + \theta_{qp} p|g\rangle$$

Eliminando $q|g\rangle$ entre essas duas expressões vem

$$(IIA2.5) \quad p|g\rangle = p \frac{1}{\theta_{pp} - \theta_{pq} \frac{1}{\theta_{qq}} \theta_{qp}} p|f\rangle - p \frac{1}{\theta_{pp} - \theta_{pq} \frac{1}{\theta_{qq}} \theta_{qp}} \theta_{pq} \frac{1}{\theta_{qq}} q|f\rangle$$

As identidades são agora imediatamente obtidas comparando as expressões (IIA2.5) e (IIA2.4) .

III. ESTADOS ANÁLOGOS E ESTADOS INTERMEDIÁRIOS .

III.1 - Estados Análogos .

A descoberta de estados análogos na região de massa em que núcleos estáveis contêm um excesso de neutrons foi feita através de uma reação (p, n) em energias moderadas (protons de ~ 15 MeV) (28) . Nessa reação o estado análogo aparece como um dos possíveis estados do núcleo residual e a sua produção foi identificada através da detecção de um grupo estreito de neutrons emergentes com energia diferindo da energia do feixe incidente pela diferença entre a energia coulombiana do núcleo residual e a do alvo (x) (fig. III.1) . A dependência da intensidade desse grupo com a energia do feixe incidente mostrou ainda que a produção do estado análogo está associada a um processo rápido com troca de carga entre o alvo e o próton incidente .

fig. III.1 Diagrama de energia para a produção do primeiro estado análogo em ^{51}Cr (sem escala) .

(x) A menos da diferença de massa entre um próton e um neutron.

As implicações desses fatos experimentais para a estrutura dos estados análogos são consideráveis. Em primeiro lugar, é possível descrever o estado análogo residual $|a\rangle$ em termos da aproximação súbita (29), o que dá, tendo em vista a necessidade de conservar a carga total do sistema composto,

$$\text{III.1} \quad |a\rangle = \frac{1}{\sqrt{\langle 0|T_+T_-|0\rangle}} T_-|0\rangle$$

onde $|0\rangle$ é o estado inicial do alvo e os operadores $T_{\pm}$ são

$$T_{\pm} = \sum_i (t_1^{(\frac{1}{2})} \pm i t_2^{(\frac{1}{2})}) ;$$

$\vec{t}$ é o spin isotópico do nucleon, o estado do próton sendo associado ao autovalor $-\frac{1}{2}$. A relação III.1 é suficiente para explicar a relação energética entre o estado $|0\rangle$ e o estado análogo. Contudo, os dados experimentais mostram ainda que esse estado é bastante estreito, o que implica num acoplamento fraco aos modos vizinhos do núcleo residual. Mais precisamente, do fato de que $|0\rangle$ é um autoestado da hamiltoniana H_0

$$(E_0 - H_0)|0\rangle = 0$$

resulta, em virtude de H_0 conter interações dependentes de carga,

$$[E_0 - H_0]|a\rangle = - \frac{[H_0, T_-]|0\rangle}{\sqrt{\langle 0|T_+T_-|0\rangle}}$$

Isso mostra que o acoplamento $\langle b|H_0|a\rangle$ entre o estado análogo $|a\rangle$ e um outro estado ortogonal $|b\rangle$ do mesmo sistema depende apenas do comutador envolvido no segundo membro dessa relação:

$$\langle b|H_0|a\rangle = \frac{\langle b|[H_0, T_-]|0\rangle}{\sqrt{\langle 0|T_+T_-|0\rangle}}$$

O alto grau de independência de carga das forças nucleares implica numa primeira e importante restrição a êsse acoplamento. De fato, ignorando qualquer possível dependência de carga dessas forças, o comutador $[H_0, T_-]$ se reduz essencialmente ao comutador das forças coulombianas entre prótons com T_- :

$$\begin{aligned} \text{III.2} \quad \langle b | H_0 | a \rangle &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{\langle 0 | T_+ T_- | 0 \rangle}} \langle b | [V_c, T_-] | 0 \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{\langle 0 | T_+ T_- | 0 \rangle}} \langle b | \sum_{i < j} \frac{e^2}{r_{ij}} \left(\frac{1}{2} - t_3^{(i)} \right) t_-^{(j)} | 0 \rangle \end{aligned}$$

Assim, $\langle b | H_0 | a \rangle$ é devido unicamente às interações coulombianas do núcleon convertido pelo processo de troca de carga (16). O a largamento do estado análogo devido ao acoplamento III.2 foi exami nado quantitativamente num trabalho anterior (30). Devido sobre tudo ao alcance longo das forças coulombianas êsse efeito é de fato pequeno ($\lesssim 3$ KeV para análogos de estados de partícula independen te), embora a densidade de estados à energia de excitação dos esta dos análogos seja considerável.

Pode parecer curioso que uma referência explícita ao grau de pureza do spin isobárico nos estados envolvidos seja desnecessá ria para essa discussão. No entanto, o resultado III.2 para o aco plamento $\langle b | H_0 | a \rangle$ se deve antes à definição III.1 de $|a\rangle$ que a considerações dessa ordem. Em particular, as impurezas do spin i sobárico em $|0\rangle$ introduzidas pelas forças dependentes de carga são essenciais para a sua validade, e a ligação entre a importância dos efeitos do acoplamento III.2 e a pureza do spin isobárico em

$|a\rangle$ e $|0\rangle$ é apenas indireta, o anulamento rigoroso de III.2 implicando na pureza do spin isobárico desses estados.

Na realidade o acoplamento III.2 não é nulo e os estados $|0\rangle$ e $|a\rangle$ são impuros. Contudo, deve-se a Lane e Soper (16) o resultado de que essa impureza pode ser extremamente pequena nos núcleos estáveis com $N > Z$. Isso decorre do fato de que o predomínio dos efeitos coulombianos sobre os efeitos de simetria que conduzem à estabilidade com um excesso de neutrons cria, ao mesmo tempo, condições que favorecem uma maior pureza do spin isobárico para os estados ligados desses núcleos. O mecanismo envolvido nisso é a redução por um fator de $\sim [N-Z+2]^{-1}$ da importância do acoplamento entre estados com spin isobárico diferente. Esse fator resulta da mistura de configurações necessária para a construção de estados com spin isobárico bem definido em face da impossibilidade de acoplar por meio de forças coulombianas configurações que difiram nos estados ocupados por neutrons.

É importante, no entanto, distinguir entre essa relativa pureza do spin isobárico de $|0\rangle$ ou $|a\rangle$ e a pureza do spin isobárico das anomalias ligadas a $|a\rangle$. Estas envolvem, com efeito, o problema da fragmentação de $|a\rangle$ através do acoplamento a outros graus de liberdade à mesma energia de excitação. Como a densidade destes é em geral alta, mesmo um acoplamento fraco pode produzir a destruição completa da pureza do spin isobárico.

III.2 - Estados análogos como estados intermediários.

Embora no caso particular ilustrado pela fig. III.1 o estado análogo se encontre abaixo dos limiares para emissão de nucleons, a proporcionalidade aproximada da diferença entre a energia coulombiana dos dois sistemas isobáricos à carga do alvo faz com que os estados isobáricos sejam em geral, e sobretudo nos núcleos mais pesados, instáveis quanto à emissão de nucleons. Especialmente nos casos em que a largura associada a essa instabilidade é apreciável, a sua observação se torna, portanto, possível também através de processos ressonantes. Anomalias associadas aos estados análogos foram de fato observadas em tais processos, especialmente nas reações (p, γ) (31), (p, p) , (p, p') e (p, n) (32) (x). Estudos com alta resolução de algumas dessas anomalias no espalhamento elástico de prótons (13, 14) revelaram mesmo uma quantidade considerável de estrutura mais fina indicando a participação nas mesmas de um número grande de graus de liberdade. Essas anomalias isobáricas aparecem assim como casos prototípicos de estrutura intermediária associados a estados análogos $|A\rangle$ do sistema com posto. Esses estados são relacionados como na equação II.1 com os estados ligados apropriados $|\phi\rangle$ do sistema isobárico de carga imediatamente inferior:

$$|A\rangle = \frac{1}{\sqrt{\langle \phi | T_+ T_- | \phi \rangle}} T_- |\phi\rangle$$

-
- (x) Recentemente E. Hamburger (33) observou efeitos de estados análogos em reações de ruptura de deuterons (d, p) . Talvez o modo mais simples de vêr essa reação é considerá-la em termos da reação inversa de captura (p, d) em que o estado análogo é acoplado ao canal de entrada. Essa reação é por sua vez em muitos pontos - incluindo a violação de uma regra de seleção de spin isobárico - semelhante à (p, n) (cf. ref. (20)).

Uma aplicação direta a essa situação do formalismo exposto no capítulo precedente (x), no entanto, se defronta com a dificuldade de que, em geral

$$\langle \lambda 0 | A \rangle \neq 0$$

o que significa que o estado análogo $|A\rangle$ não está em geral contido no complemento do espaço de entrada ali definido. Para tanto basta com efeito, em vista da definição de $|A\rangle$, que o estado $|\Phi\rangle$ contenha uma componente não nula de partícula independente. A componente de partícula independente de $|A\rangle$ pode então ser explicitada escrevendo esse estado como

$$\text{III.3} \quad |A\rangle = \lambda |U_{A0}\rangle + \mu |\bar{a}\rangle$$

onde os estados $|U_{A0}\rangle$ e $|\bar{a}\rangle$ são ortogonais e portanto

$$\lambda^2 + \mu^2 = 1 \quad (\text{xx})$$

Em termos dos vetores $|\lambda 0\rangle$ introduzidos no capítulo II, $|U_{A0}\rangle$ é dado por

$$\text{III.4} \quad |U_{A0}\rangle = \frac{1}{\left[\sum_{\lambda \neq 1} |\langle \lambda 0 | A \rangle|^2 \right]^{1/2}} \sum_{\lambda \neq 1} |\lambda 0\rangle \langle \lambda 0 | A \rangle \equiv \sum_{\lambda \neq 1} \frac{U_A(\lambda)}{\sqrt{1-\lambda}} |\lambda 0\rangle$$

(x) No caso das anomalias isobáricas estudadas nas referências (13) e (14) apenas o canal de próton se encontra aberto ou apreciavelmente acoplado ao estado análogo .

(xx) As fases em III.3 são escolhidas de modo que λ e μ sejam reais .

e a última definição de $U_A(\lambda)$ é introduzida para conveniência posterior. O coeficiente Δ é assim um fator espectroscópico caracterizando a amplitude do estado fundamental do alvo no estado análogo $|A\rangle$.

A modificação do formalismo descrito anteriormente que permite o tratamento dessa situação é no entanto bastante simples e imediatamente sugerida pelo fato de que $|A\rangle$ decai exponencialmente quando qualquer de suas coordenadas é levada ao infinito em virtude da definição desse estado em termos do estado ligado $|D\rangle$. De fato, o sub espaço ortogonal a $|A\rangle$ do espaço de entrada tem todas as propriedades necessárias para permitir a aplicação integral do formalismo do capítulo II, e ao mesmo tempo o complemento desse subespaço contém o estado análogo que pode então ser tratado como um estado intermediário no sentido ali apresentado. Assim, a equação II. 3' pode ser substituída por

$$\text{III. 5} \quad |\Psi\rangle = \int d\vec{r}' \hat{u}(\vec{r}') [\Psi^\dagger(\vec{r}')|0\rangle - |A\rangle \langle A|\Psi^\dagger(\vec{r}')|0\rangle] + |\chi\rangle$$

e o novo espaço de entrada é descrito pelos vetores não ortonormais

$$(1 - |A\rangle \langle A|) \Psi^\dagger(\vec{r}) |0\rangle$$

Esses vetores satisfazem a relação

$$\begin{aligned} \text{III. 6} \quad \langle 0|\Psi(\vec{r})(1 - |A\rangle \langle A|)^2 \Psi^\dagger(\vec{r}')|0\rangle &= \\ &= \delta(\vec{r} - \vec{r}') - \rho(\vec{r}, \vec{r}') - \langle 0|\Psi(\vec{r})|A\rangle \langle A|\Psi^\dagger(\vec{r}')|A\rangle = \\ &= \delta(\vec{r} - \vec{r}') - \rho(\vec{r}, \vec{r}') - \Delta^2 U_A(\vec{r}) U_A^*(\vec{r}') \end{aligned}$$

de modo que uma base mais conveniente nêsse espaço pode ser obtida através da diagonalização de

$$\text{III. 7} \quad R(\vec{r}, \vec{r}') = \rho(\vec{r}, \vec{r}') + \Delta^2 U_A(\vec{r}) U_A^*(\vec{r}')$$

Introduzindo, de fato, as auto funções de R

$$\int d\vec{r}' R(\vec{r}, \vec{r}') v_\lambda(\vec{r}') = \lambda v_\lambda(\vec{r})$$

$$\int d\vec{r} |v_{\lambda \neq 0}(\vec{r})|^2 = 1$$

e os operadores de criação

$$A_\lambda^+ = \int d\vec{r} v_\lambda(\vec{r}) (1 - \lambda A) \psi^+(\vec{r}) = a_\lambda^+ - \lambda A^+ A a_\lambda^+$$

vem, em analogia à equação II. 5

$$\text{III. 8} \quad \langle 0 | A_\lambda A_\lambda^+ | 0 \rangle = (1 - \lambda) \delta_{\lambda\lambda'}$$

Os vetores $A_{\lambda=1}^+ | 0 \rangle$ têm norma nula e correspondem a orbitais completamente ocupados em $\rho(\vec{r}, \vec{r}')$ ou excluídos pela ortogonalização ao estado análogo. A ortogonalização da função $\hat{u}(\vec{r})$ (eq. III. 5) a êsses orbitais não implica pois em perda alguma de generalidade e permite a introdução da base ortonormada

$$\text{III. 9} \quad | \lambda 0_A \rangle = \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}} A_\lambda^+ | 0 \rangle \quad (\lambda \neq 1)$$

A equação II. 8 fica assim substituída por

$$\text{III. 10} \quad | \Psi \rangle = \sum_{\lambda \neq 1} u(\lambda) | \lambda 0_A \rangle + | \chi \rangle = | u 0_A \rangle + | \chi \rangle$$

em que a função u é relacionada à $\hat{u}$ por

III.11

$$u(\lambda) = \sqrt{1-\lambda} \int d\vec{r} v_{\lambda}^*(\vec{r}) \hat{u}(\vec{r})$$

Com argumentos inteiramente paralelos aos expostos no capítulo II é também possível mostrar que u e $\hat{u}$ têm o mesmo comportamento assintótico sendo portanto equivalentes para o estudo dos processos de espalhamento. Consequentemente, os resultados do capítulo II podem ser integralmente aplicados à presente situação bastando para isso interpretar u e $|\chi\rangle$ em termos do novo espaço de entrada definido pelos $|\lambda 0_A\rangle$. Em particular, é possível explicitar o estado análogo na eq. III.10 introduzindo os operadores de projeção

$$Q_A \equiv 1 - \sum_{\lambda \neq 1} |\lambda 0_A\rangle \langle \lambda 0_A| = |A\rangle \langle A| + q$$

Então

III.12

$$|\Psi\rangle = |n 0_A\rangle + |A\rangle \langle A|\chi\rangle + q|\chi\rangle$$

III.3 - O espaço de entrada e o estado de configuração análoga.

O sentido do procedimento formal acima descrito que permite tratar o estado análogo como estado intermediário pode ser esclarecido construindo uma imagem "geométrica" do novo espaço de entrada definido pelos vetores $|\lambda 0_A\rangle$.

Para isso é conveniente considerar o estado

III.13

$$|V\rangle = \alpha |U_A 0\rangle - \Delta |\bar{\alpha}\rangle$$

que é explicitamente ortogonal ao estado análogo $|A\rangle$ e envolve as mesmas configurações e o mesmo acoplamento de spins. Ele será designado como o estado de configuração análoga associado a $|A\rangle$ (16). Introduzindo um operador de projeção V sobre esse estado

$$\text{III. 14} \quad V \equiv |A\rangle\langle A|$$

é possível mostrar que

$$\text{III. 15} \quad PV \equiv \sum_{\lambda \neq 1} |1\lambda 0_A\rangle \langle 1\lambda 0_A| V = VP = V$$

o que significa que o estado de configuração análoga está inteiramente contido no espaço dos $|1\lambda 0_A\rangle$.

Para demonstrar a eq. III. 15 é suficiente verificar que

$$P|A\rangle = \sum_{\lambda \neq 1} |1\lambda 0_A\rangle \langle 1\lambda 0_A| A\rangle = |A\rangle$$

Calculando

$$\langle 1\lambda 0_A| A\rangle = \frac{\langle 0| A_\lambda | A\rangle}{\sqrt{1-\lambda}} = \frac{\langle 0| a_\lambda | A\rangle}{\sqrt{1-\lambda}} = \lambda \frac{U_A(\lambda)}{\sqrt{1-\lambda}}$$

vem

$$P|A\rangle = \sum_{\lambda \neq 1} |1\lambda 0_A\rangle \lambda \frac{U_A(\lambda)}{\sqrt{1-\lambda}} = \lambda \sum_{\lambda \neq 1} \frac{U_A(\lambda)}{1-\lambda} a_\lambda^\dagger |0\rangle - \lambda |A\rangle \sum_{\lambda \neq 1} \frac{|U_A(\lambda)|^2}{1-\lambda}$$

ou, usando a expressão III. 3 para $|A\rangle$,

$$\text{III. 16} \quad P|A\rangle = \lambda \left[\sum_{\lambda \neq 1} \frac{U_A(\lambda)}{1-\lambda} a_\lambda^\dagger |0\rangle - \lambda^2 |1\lambda 0\rangle \sum_{\lambda \neq 1} \frac{|U_A(\lambda)|^2}{1-\lambda} \right] - \lambda \left[|\bar{a}\rangle \lambda^2 \sum_{\lambda \neq 1} \frac{|U_A(\lambda)|^2}{1-\lambda} \right]$$

Para completar a demonstração é necessário identificar os dois parêntesis do segundo membro da eq. III.16 com os vetores $|U_A 0\rangle$ e $|\bar{a}\rangle$ respectivamente. Isso pode ser feito usando a expansão, obtida no apêndice.IIIA,

$$\text{III.17} \quad |U_A 0\rangle = \frac{1}{1 + \sum_{\lambda \neq 1} \frac{|U_A(\lambda)|^2}{1-\lambda}} \sum_{\lambda \neq 1} \frac{U_A(\lambda)}{1-\lambda} a_{\lambda}^+ |0\rangle$$

que imediatamente identifica o primeiro parêntesis com $|U_A 0\rangle$. Por outro lado, da relação óbvia

$$\langle A | P | V \rangle = 0$$

segue

$$N^2 \sum_{\lambda \neq 1} \frac{|U_A(\lambda)|^2}{1-\lambda} = 1$$

identificando o segundo parêntesis com $|\bar{a}\rangle$ q.e.d.

Uma consequência da propriedade III.15 é ainda o fato de que

$$\text{III.18} \quad P |U_A 0\rangle = V |U_A 0\rangle = N |V\rangle$$

significando que o estado de partícula independente $|U_A 0\rangle$ é incluído nos $|A 0_A\rangle$ unicamente através do estado de configuração análoga. Essa relação pode ser demonstrada diretamente calculando

$$\sum_{\lambda \neq 1} |A 0_A\rangle \langle A 0_A | U_A 0\rangle$$

A sua validade pode no entanto também ser compreendida notando que os vetores $|U_A 0\rangle$ e $|\bar{a}\rangle$ definem um mesmo subespaço bidimensional no espaço de fase do sistema composto que os vetores $|A\rangle$ e

$|V\rangle$. No entanto, enquanto o primeiro par é adaptado ao espaço de entrada "natural" definido no capítulo II através dos vetores $|\lambda_0\rangle$, o segundo contém explicitamente o estado análogo e é, portanto, adaptado às particulares correlações responsáveis pela importância desse estado. O novo espaço de entrada gerado pelos $|u_A\rangle$ satisfaz a esse mesmo requisito e a rediagonalização da matriz densidade R efetuada através das funções u_A torna-se necessária em virtude da não ortogonalidade de u_A às autofunções w_λ de ρ . A introdução das funções u_A permite, portanto, adaptar a representação do espaço de entrada ao segundo par de vetores ($|A\rangle$ e $|V\rangle$) e em particular incluir segundo desses vetores nesse espaço. Nessas condições, a propriedade III.18 está simplesmente ligada à completeza da nova representação e o novo espaço de entrada compreende o subespaço ortogonal a $|u_A 0\rangle$ do espaço "natural" dos $|\lambda_0\rangle$ além do estado de configuração análoga $|V\rangle$.

Essa análise mostra, portanto, que a deformação mínima do espaço de entrada definido no capítulo II em vista da preservação da integridade do estado análogo $|A\rangle$ na análise do estado $|\Psi\rangle$ (v. eq. III.12) conduz naturalmente à consideração do respectivo estado de configuração análoga. O interesse desse fato decorre sobretudo da possibilidade de interpretação de $|V\rangle$ em termos da dinâmica responsável pelo estado análogo no limite do modelo de camadas (18, 19, 34).

De fato, dentro do contexto mais simples, os efeitos das interações residuais são dominados pelo processo representado pelo gráfico (19)

III.19

ligando o estado de partícula independente $|p0\rangle$ em que um próton é adicionado ao estado inicial do alvo (x) ao estado com três quase-partículas em que esse próton transfere a sua carga a um dos neutrons em excesso do alvo. Esse estado de três quase-partículas $|na\rangle$ é, portanto, obtido adicionando um neutron ao estado análogo $|a\rangle$ do alvo (v. eq. III.1 e fig. III.2). O processo III.19 é induzido por forças nucleares que, supondo independência de carga, po-

fig. III.2 - Configurações envolvidas no processo III.19

(x) No tratamento de Weidenmüller (18) em que é incluído explicitamente o espectro contínuo próton + alvo este estado é essencialmente substituído por uma ressonância gigante. A fragmentação desse estado, descrita abaixo, corresponde a fragmentação da ressonância gigante (34).

dem ser postas sob a forma

$$V = \sum_{i < j} [a + b(\vec{t}_i \cdot \vec{t}_j)]$$

É imediato ver. que III. 19 provém do segundo termo da interação residual V :

$$\begin{aligned} \langle na | V | p0 \rangle &= \sum_{i < j} \langle na | b(t_+^{(i)} t_-^{(j)}) | p0 \rangle = \\ &= \sum_j b \langle na | t_-^{(j)} | n0 \rangle \rightarrow \frac{U}{\sqrt{N-Z}} \end{aligned}$$

onde U é a energia de simetria caracterizando a diferença entre a interação de um neutron e de um próton com o alvo no estado inicial $|0\rangle$, isto é

$$\langle n0 | V | n0 \rangle - \langle p0 | V | p0 \rangle \rightarrow U > 0$$

e N e Z são respectivamente o número de neutrons e de prótons no alvo. Por outro lado, um cálculo semelhante dá para os elementos de matriz diagonais,

$$\langle na | V | na \rangle - \langle p0 | V | p0 \rangle \rightarrow \frac{N-Z-1}{N-Z} U$$

Portanto, a interação V através do processo III. 19 seleciona as particulares combinações dos estados $|p0\rangle$ e $|na\rangle$ obtidas através da diagonalização da matriz de energia

$$\begin{pmatrix} 0 & \frac{U}{\sqrt{N-Z}} \\ \frac{U}{\sqrt{N-Z}} & \frac{N-Z-1}{N-Z} U \end{pmatrix}$$

Essa diagonalização dá imediatamente os estados e os autovalores

$$|A_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{N-Z+1}} \left[|p_0\rangle + \sqrt{N-Z} |na\rangle \right]; E_{A_0} = U$$

e

$$|V_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{N-Z+1}} \left[\sqrt{N-Z} |p_0\rangle - |na\rangle \right]; E_{V_0} = -\frac{U}{N-Z}$$

Os estados $|A_0\rangle$ e $|V_0\rangle$ são respectivamente o estado análogo e o estado de configuração análoga associados ao estado $|\Phi_0\rangle$ do sistema com $N+1$ neutrons e Z prótons obtido adicionando um neutron ao estado inicial do alvo. A separação em energia desses dois estados é

$$E_{A_0} - E_{V_0} = \frac{N-Z+1}{N-Z} U$$

e, portanto, da ordem de grandeza da energia de simetria U . Ela provém basicamente do deslocamento do estado "coerente" $|A_0\rangle$ com relação à energia comum não perturbada dos estados $|p_0\rangle$ e $|na\rangle$ (fig. III. 3).

fig. III. 3 - Energia de simetria e o estado de configuração análoga no modelo de camadas.

Portanto, quando o estado $|A\rangle$ pode ser adequadamente representado como o estado análogo a um estado de partícula independente (e então $A = (N-Z)^{-1/2}$), pode ser vantajoso acoplar explicitamente o estado de configuração análoga aos restantes graus de liberdade

de do espaço de entrada. Com efeito, pondo

$$\sum_{A \neq I} | \Lambda 0_A \rangle \langle \Lambda 0_A | = p + V \quad (pV = Vp = 0)$$

o estado $|\Psi\rangle$ pode então ser escrito

$$\text{III. 20} \quad |\Psi\rangle = p|\Psi\rangle + V|\Psi\rangle + A|\Psi\rangle + q|\Psi\rangle$$

e, devido à separação considerável entre $|A\rangle$ e $|V\rangle$, a componente $V|\Psi\rangle$ tende a ser desprezível na região da anomalia isobárica. Em situações mais gerais, no entanto, outros processos além daquele representado pelo gráfico III. 19 poderão se tornar importantes e promover uma maior mistura de configurações. Nesses casos $\Lambda < (N-Z)^{-1/2}$ e a imagem de $|V\rangle$ se complica. Uma discussão equivalente à dada acima para o caso mais simples, em particular, exige a consideração de um subespaço mais amplo para uma diagonalização significativa das forças residuais. Em geral, no entanto, os efeitos adicionais dessas forças tendem a promover o acoplamento sobretudo a configurações mais complexas. Nessas condições pode ser conveniente incluir o estado de configuração análoga na componente $q|\Psi\rangle$ escrevendo

$$\text{III. 21} \quad |\Psi\rangle = p|\Psi\rangle + A|\Psi\rangle + \tilde{q}|\Psi\rangle$$

com

$$\tilde{q} \equiv q + V$$

Finalmente, convém notar que uma diminuição de Δ implica numa maior complexidade de $|A\rangle$ e, portanto, na redução da largura de escape desse estado. Uma consequência disso é que a proeminência das ressonâncias isobáricas está ligada a Δ e, portanto, também ao fator espectroscópico do estado $|\Phi\rangle$. Uma análise dessas ressonâncias visando a extração desse tipo de informação vem sendo desenvolvida notadamente por Tamura (36) e, através do estudo de processos inelásticos envolvendo os estados análogos, permite obter inclusive dados inacessíveis às técnicas mais convencionais utilizando reações de transferência de nucleons, isto é, dados relativos ao parentesco de estados excitados dos sistemas envolvidos.

APÊNDICE IIIA - Obtenção da expansão de $|U_A 0\rangle$ em termos dos vetores $a_{\lambda}^+ |0\rangle$

Embora os vetores $a_{\lambda}^+ |0\rangle$ não sejam ortonormais, eles descrevem completamente o espaço de entrada introduzido no capítulo II. Portanto, é possível expandir o estado $|U_A 0\rangle$ em termos desses vetores :

$$\text{IIIA.1} \quad |U_A 0\rangle = \sum_{\lambda'} \gamma_{\lambda'} a_{\lambda'}^+ |0\rangle$$

Este apêndice trata da determinação dos coeficientes γ_{λ} . Para isso, projetando a eq. IIIA.1 sobre $a_{\lambda}^+ |0\rangle$, vem

$$\text{IIIA.2} \quad U_A(\lambda) = \gamma_{\lambda} - \sum_{\lambda'} \sum_{\lambda} \lambda w_{\lambda}(\lambda) w_{\lambda}^*(\lambda') \gamma_{\lambda'}$$

onde os w_{λ} foram introduzidos no capítulo II,

$$w_{\lambda}(\lambda) = \int d\vec{\tau} v_{\lambda}^*(\vec{\tau}) w_{\lambda}(\vec{\tau})$$

e

$$U_A(\lambda) = \langle 0 | a_{\lambda} | U_A 0 \rangle = \sum_{\lambda} U_A(\lambda) w_{\lambda}(\lambda)$$

A partir da definição III.7 de $R(\vec{\tau}, \vec{\tau}')$ é fácil obter a identidade

$$\text{IIIA.3} \quad \sum_{\lambda} \lambda v_{\lambda'}^*(\lambda) v_{\lambda}(\lambda) + \Delta^2 U_A(\lambda') U_A^*(\lambda) = \lambda \delta_{\lambda \lambda'}$$

que, usada conjuntamente com IIIA.2, dá

$$\text{IIIA.3} \quad U_A(\lambda) \left[1 - \Delta^2 \sum_{\lambda'} \gamma_{\lambda'} U_A^*(\lambda') \right] = \gamma_{\lambda} (1 - \lambda)$$

A expressão entre colchetes no primeiro membro é um fator de normalização independente de Λ :

III.A.4

$$\mu = 1 - \Delta^2 \sum_{\Lambda'} \gamma_{\Lambda'} U_A^*(\Lambda')$$

Uma consequência desse fato e da normalização do estado $|U_A 0\rangle$ é a possibilidade de, sem perda de generalidade, restringir U_A ao subespaço ortogonal aos $\psi_{\Lambda=1}$. De fato, uma componente $U_A(\Lambda=1) \neq 0$ implica $\gamma_{\Lambda=1} \rightarrow \infty$ significando que o vetor $a_{\Lambda=1}^+ |0\rangle$ tem norma nula ou, de modo equivalente, que o orbital $\psi_{\Lambda=1}$ é uma superposição dos $\psi_{\lambda=1}$. Assim, basta considerar na eq. III.A.1 os termos com $\Lambda \neq 1$ e, da eq. III.A.3, vem

$$\gamma_{\Lambda} = \mu \frac{U_A(\Lambda)}{1-\Lambda} \quad (\Lambda \neq 1).$$

Para determinar μ basta reinserir a última expressão em III.A.4. Então

$$\mu = \frac{1}{1 + \Delta^2 \sum_{\Lambda \neq 1} \frac{|U_A(\Lambda)|^2}{1-\Lambda}}$$

resultando finalmente

$$\gamma_{\Lambda} = \frac{U_A(\Lambda)}{1-\Lambda} \frac{1}{1 + \Delta^2 \sum_{\Lambda \neq 1} \frac{|U_A(\Lambda)|^2}{1-\Lambda}}$$

q.e.d

IV. ANOMALIAS ISOBÁRICAS : ESTRUTURA E MECANISMO .

IV.1 - A micro-ressonância gigante (37)

A descrição das anomalias isobáricas em termos da estrutura intermediária associada aos estados análogos se baseia na aplicação direta do formalismo desenvolvido no capítulo II à expressão III.12 para o estado de espalhamento $|\psi\rangle$. A estrutura grossa que resulta da média intermediária das secções de choque é dada em termos da matriz de reação escrita sob a forma (cf. eqs. II.29 a II.37)

$$IV.1 \quad K(E+iL) = K_p + K_q(E+iL) + \tilde{K}_A(E+iL)$$

com

$$K_q(E+iL) = \langle \psi^p_{0A} | H \hat{\Lambda} H | \psi^p_{0A} \rangle$$

e

$$\tilde{K}_A(E+iL) = \langle \psi^p_{0A} | [H + H \hat{\Lambda} \hat{H}]_A \frac{1}{E - \mathcal{H}^A_{AA} - \mathcal{H}^A_{Aq} \hat{\Lambda} \mathcal{H}^A_{qA}} A [\hat{H} \hat{\Lambda} H + H] | \psi^p_{0A} \rangle$$

Nessas expressões a média intermediária implicada pela parte imaginária iL da energia afeta apenas o propagador

$$IV.2 \quad \hat{\Lambda} = q \frac{1}{E+iL - \mathcal{H}^A_{qq}} q$$

e a hamiltoniana efetiva $\mathcal{H}^A$ inclui o escape virtual do estado análogo

go e dos outros modos do sistema composto :

$$\text{IV.3} \quad \mathcal{H}^A = H + \sum_{\lambda\lambda'} (H-E) |\lambda 0_A\rangle g_A^P(\lambda, \lambda') \langle \lambda' 0_A| (H-E)$$

onde a função de Green g_A^P agora satisfaz

$$(E - \mathcal{Q}_A) g_A^P = 1$$

com

$$\mathcal{Q}_A(\lambda, \lambda') = \langle \lambda 0_A | H | \lambda' 0_A \rangle$$

A matriz de transição associada à eq. IV.1 pode ser posta sob a forma II.34 e contém em particular as distorções introduzidas na forma da secção de choque pela fase $(\phi - \delta)$. É importante notar aqui que essa fase provém essencialmente da não hermiticidade de $\tilde{K}_A(E+iL)$ introduzida por $\hat{\Lambda}$. Essa não hermiticidade é mantida através do acoplamento produzido pelo segundo termo da eq. IV.3 mesmo quando o acoplamento direto H_{Aq} é desprezível.

A estrutura fina das anomalias isobáricas, por outro lado, pode ser obtida escrevendo a matriz K sob a forma análoga à II.15' :

$$\text{IV.4} \quad K = K_\psi + \sum_{Q_A} \frac{|\langle \psi 0_A | (H-E) | Q_A \rangle|^2}{E - \epsilon_{Q_A}} = K_\psi + \frac{1}{2\pi} \sum_{Q_A} \frac{\Gamma_{Q_A}}{E - \epsilon_{Q_A}}$$

onde os autoestados $|Q_A\rangle$ satisfazem

$$\text{IV.5} \quad [\epsilon_{Q_A} - \mathcal{H}_{QQ}^A] |Q_A\rangle = 0 \quad (Q = q + A)$$

e contém componentes paralelas ao estado análogo. Essas componentes podem ser explicitadas escrevendo

$$\text{IV.6} \quad |Q_A\rangle = |A\rangle \langle A|Q_A\rangle + \sum_q |q\rangle \langle q|Q_A\rangle$$

Os estados $|q\rangle$ são autoestados da restrição da hamiltoniana efetiva ao espaço definido pelo operador de projeção q , eq. III.12 :

$$\text{IV.7} \quad (\eta_q - \mathcal{H}_{qq}^A) |q\rangle = 0$$

Os coeficientes $\langle A|Q_A\rangle$ e $\langle q|Q_A\rangle$ são também dados por expressões análogas às eqs. II.21 e II.22 :

$$\text{IV.8} \quad \langle A|Q_A\rangle = \left[1 + \sum_q \frac{|\langle A|\mathcal{H}^A|q\rangle|^2}{(\epsilon_{Q_A} - \eta_q)^2} \right]^{-1/2}$$

e

$$\text{IV.9} \quad \langle q|Q_A\rangle = \frac{\langle q|\mathcal{H}^A|A\rangle}{\epsilon_{Q_A} - \eta_q} \langle A|Q_A\rangle$$

A relação entre os autovalores ϵ_{Q_A} e η_q das equações IV.5 e IV.7 é ainda dada pela equação de dispersão, análoga à II.23 ,

$$\text{IV.10} \quad \epsilon_{Q_A} - \langle A|\mathcal{H}^A|A\rangle = \sum_q \frac{|\langle A|\mathcal{H}^A|q\rangle|^2}{\epsilon_{Q_A} - \eta_q}$$

Com a ajuda das expressões IV.6 , IV.8 e IV.9 é então possível expressar os resíduos Π_{Q_A} da matriz de reação sob a forma

$$IV.11 \quad \Gamma_A = 2\pi \left[1 + \sum_q \frac{|\langle A | H^A | q \rangle|^2}{(\epsilon_A - \eta_q)^2} \right]^{-1} \left| \langle \psi_A^p | H | A \rangle + \sum_q \frac{\langle \psi_A^p | H | q \rangle \langle q | H^A | A \rangle}{\epsilon_A - \eta_q} \right|^2$$

Esses resultados são exatos e , portanto, válidos independentemente das condições que possam ser encontradas em cada caso. A forma específica dada às expressões IV.1 , IV.4 e IV.11 , no entanto, envolve uma imagem bem definida dos processos que determinam as características observadas das anomalias isobáricas . Em outras palavras, a forma das referidas expressões é condicionada a um mecanismo proposto para tais anomalias . Esse mecanismo é ilustrado na fig. IV.1 . Ele envolve o acoplamento "residual" entre

fig. IV.1 - Mecanismo para anomalias isobáricas . As linhas tracejadas indicam o acoplamento devido somente às interações dependentes de carga do nucleon convertido .

os três grupos de graus de liberdade que são o espaço de entrada gerado pelos vetores $|A_0\rangle$, o estado análogo $|A\rangle$ e os restantes graus de liberdade do sistema composto representados em termos

dos estados $|q\rangle$. O espaço de entrada descreve completamente a região assintótica do espaço de configurações, isto é ,

$$\int d\mathbf{s} \sum_{\lambda \neq 1} \langle \mathbf{r}' \mathbf{s} | \lambda 0_A \rangle \langle \lambda 0_A | \mathbf{r} \mathbf{s} \rangle \xrightarrow{\mathbf{r} \rightarrow \infty} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

Fora dessa região, no entanto, uma descrição completa deve incluir o estado análogo $|A\rangle$ e os estados $|q\rangle$. Esses estados, então , que têm de estados ligados a característica de decair exponencialmente na região assintótica do espaço de configurações, participam no processo da reação através do seu acoplamento ao espaço de entrada . No que concerne o estado análogo, êsse acoplamento se reduz às interações dependentes de carga do nucleon convertido . Ignorando quaisquer efeitos dependentes de carga de origem nuclear, essas interações são essencialmente as interações coulombianas do nucleon convertido que, por seu caráter repulsivo e de longo alcance, regulam o escape da componente de partícula independente $\Delta|U_{A0}\rangle$ do estado análogo através da barreira coulombiana (20 ; v. fig. IV.2) . Assim, a menos dos efeitos decorrentes do acoplamen-

fig. IV.2 - Representação esquemática do escape do estado de partícula independente $|U_{A0}\rangle$. A linha tracejada representa a modificação do potencial médio devida às interações coulombianas residuais. A diminuição da energia potencial na região assintótica possibilita o escape de um próton .

to aos estados $|q\rangle$, o escape do estado análogo pode ser caracterizado pela largura

$$\text{IV.12} \quad \Gamma_A^{(1)} = \Delta^2 \Gamma_{0A}$$

onde Γ_{0A} é a largura do estado de partícula independente $|0_A\rangle$. A relação IV.12 tem sido mesmo extensivamente utilizada na literatura para a obtenção da ordem de grandeza do fator espectroscópico Δ . É fácil ver que $\Delta^2 = (N-\bar{z})^{-1}$ indica que $|A\rangle$ é análogo a um estado de partícula independente.

O acoplamento entre o estado análogo e os estados $|q\rangle$ é descrito pela eq. IV.10. O número de estados $|q\rangle$ apreciavelmente envolvidos na anomalia isobárica é determinado nessa equação através da relação entre o módulo quadrado do acoplamento global entre eles e o estado análogo e o espaçamento médio $\langle D \rangle$ desses estados. Em particular, pondo

$$\text{IV.13} \quad |\langle A | H | q \rangle|^2 = S_q^2 \langle D \rangle^2$$

resulta que uma anomalia em que o valor médio $\langle S_q^2 \rangle$ é da ordem da unidade é caracterizada pela distribuição da amplitude de $|A\rangle$ entre um número moderado de estados $|q\rangle$ (10 a 20 estados; v. fig. IIA.1) correspondendo à "micro-ressonância gigante" de Bloch e Schiffer (37). De modo semelhante ao que sucede com o termo $\tilde{K}_A(E+iL)$ da expressão IV.1, além dos efeitos devidos ao acoplamento direto $\langle A | H | q \rangle$ e discutidos no capítulo anterior, os ele

mentos de matriz IV.13 incluem efeitos provenientes do acoplamento "de segunda ordem" através do escape virtual do estado análogo e dos estados $|q\rangle$. Esses efeitos são representados pela contribuição

$$\text{IV.14} \quad \langle A | H g_A^P H | q \rangle = P \int \langle A | H | \psi_{E'}^P \rangle \frac{dE'}{E-E'} \langle \psi_{E'}^P | H | q \rangle$$

No segundo membro dessa relação foi introduzida a representação da função de Green g_A^P em termos das autofunções

$$\text{IV.15} \quad (E' - h_A) \psi_{E'}^P = 0$$

a fim de evidenciar a estreita relação entre IV.14 e as propriedades do espectro contínuo da hamiltoniana de partícula independente h_A . De fato, o valor principal da integral IV.14 é determinado pela dependência com a energia dos elementos de matriz nela envolvidos, e esta é por sua vez proveniente dos fatores de espaço de fase correspondentes às funções $\psi_{E'}^P$ e da distribuição das ressonâncias de partícula independente no potencial médio h_A (38). Uma maneira conveniente de parametrizar esse elemento de matriz é, portanto, (x)

$$\text{IV.16} \quad \langle A | H g_A^P H | q \rangle = 2\pi \alpha_q \langle A | H | \psi_0^P \rangle \langle \psi_0^P | H | q \rangle$$

(x) O comportamento assintótico das funções ψ^P permite definir as fases dos elementos de matriz na eq. IV.15 de modo que os α_q sejam reais.

onde os α_q são funções da energia com variação apreciável na escala das ressonâncias de partícula independente de $\psi_{E'}^p$ e, portanto, essencialmente constantes na escala intermediária apropriada à anomalia isobárica. A propriedade importante dessas funções é que, devido à regularidade da variação de $\psi_{E'}^p$ com a energia, a sua fase é independente de q . Nas energias próximas ao limiar para emissão de prótons em que se encontram as anomalias isobáricas mais bem estudadas, os fatores determinantes do acoplamento IV.14 mencionados acima claramente favorecem valores negativos de α_q .

Devido ao valor apreciável de $\Gamma_A^{(1)}$, eq. IV.12, bem como à importância relativamente pequena do acoplamento direto $\langle A|H|q \rangle$ (cf. capítulo III), a contribuição IV.16 à interação global IV.13 pode ser apreciável e mesmo dominante. Esse fato é de considerável importância para a determinação da forma do "envelope" da estrutura fina da micro-ressonância gigante. No capítulo II foi, com efeito, examinada a distribuição das larguras Γ_q dos estados responsáveis pela estrutura fina na situação limite em que a estrutura intermediária é devida à presença de um estado de entrada isolado (fig. IV.3(a)). Nesse caso a distribuição é lorentziana com uma largura determinada pela intensidade do acoplamento IV.13. No caso das anomalias isobáricas, por outro lado, o limite num certo sentido oposto em que apenas o "acoplamento de escape" dado pela eq. IV.14 contribui para IV.13 (fig. IV.3(b)) adquire interesse especial. Para examinar esse limite, introduzindo nas expressões exatas IV.10 e IV.11 a aproximação que consiste em levar em conta apenas a contribuição do autovalor η_{q_A} mais próximo ao ϵ_{q_A} con-

fig. IV.3 - Duas situações extremas para o acoplamento entre o estado análogo e os estados $|q\rangle$. Em (a) o estado análogo é um estado de entrada ; em (b) predomina o acoplamento de escape .

siderado vem

$$IV.10' \quad E_{Q_A} - E_A \approx \frac{|\langle A | \mathcal{H}^A | q \rangle_{Q_A}|^2}{E_{Q_A} - \eta_{Q_A}}$$

e, portanto,

$$IV.11' \quad \Gamma_{Q_A} \approx 2\pi \frac{|\langle A | \mathcal{H}^A | q \rangle_{Q_A}|^2}{(E_{Q_A} - E_A)^2 + (1+\sigma) |\langle A | \mathcal{H}^A | q \rangle_{Q_A}|^2} \left| \langle \psi_{Q_A}^P | H | A \rangle + (E_{Q_A} - E_A) \frac{\langle \psi_{Q_A}^P | H | q \rangle_{Q_A}}{\langle A | \mathcal{H}^A | q \rangle_{Q_A}} \right|^2$$

A constante σ foi introduzida devido ao caráter positivo definido dos termos ignorados da soma que aparece na eq. IV.8 :

$$IV.17 \quad \sum_{q \neq Q_A} \frac{|\langle A | \mathcal{H}^A | q \rangle|^2}{(E_{Q_A} - \eta_q)^2} \approx \sigma \text{ (const.)} ;$$

ela é facilmente estimável em termos do espaçamento médio $\langle D \rangle$ dos estados $|q\rangle$ e do valor médio do acoplamento IV.13 :

$$\text{IV.18} \quad \sigma \approx \left\langle \left| \langle A | \mathcal{H}^A | q \rangle \right|^2 \right\rangle \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\langle D \rangle^2} \frac{2}{n^2} = \frac{\pi^2}{3} \langle S_q^2 \rangle$$

Além disso, no limite em questão

$$\text{IV.19} \quad \langle S_q^2 \rangle \langle D \rangle^2 = \Gamma_A \langle \alpha_q^2 \Gamma_q \rangle \equiv \alpha^2 \Gamma_A \langle \Gamma_q \rangle$$

com

$$\Gamma_A = 2\pi \left| \langle \psi^p_O | H | A \rangle \right|^2$$

e uma definição análoga para Γ_q . Usando as relações IV.18 e

IV.19 é possível reescrever a IV.11' sob a forma

$$\text{IV.20} \quad \frac{\langle \Gamma_{QA} \rangle}{\langle D \rangle} = \frac{\langle \Gamma_q \rangle}{\langle D \rangle} \frac{(\epsilon_{QA} - E_A + \alpha \Gamma_A)^2}{(\epsilon_{QA} - E_A)^2 + \gamma^2}$$

onde

$$\text{IV.21} \quad \gamma^2 = (1 + \sigma) \alpha^2 \Gamma_A \langle \Gamma_q \rangle = \left(1 + \frac{\pi^2}{3} \alpha^2 \frac{\Gamma_A \langle \Gamma_q \rangle}{\langle D \rangle^2} \right) \alpha^2 \Gamma_A \langle \Gamma_q \rangle$$

A eq. IV.20 (x) mostra que a amplificação da atividade média

(x) Embora nessa equação Γ_{QA} , Γ_q e Γ_A sejam parâmetros da matriz de reação, ela continua válida interpretando essas quantidades em termos dos parâmetros correspondentes da matriz S desde que estes sejam proporcionais àqueles. Essa proporcionalidade não é em geral rigorosamente válida (cf. Apêndice IIA.1) mas ela é uma boa aproximação no caso das anomalias isobáricas próximas do limiar para emissão de prótons. O fator de proporcionalidade é nesse caso essencialmente $(1 + \pi^2 K_q^2)^{-1}$.

$\frac{\langle P_A \rangle}{\langle D \rangle}$ relativamente ao valor assintótico $\frac{\langle P_q \rangle}{\langle D \rangle}$ é assimétrica em relação à energia E_A do estado análogo e se anula para

$$E_{QA} = E_A - \alpha \Gamma_A$$

Para valores negativos de α esse anulamento se dá para energias mais altas que a energia correspondente ao pico de IV.20 e a assimetria aparece como uma amplificação preferencial da estrutura fina presente em energias inferiores à do pico. Esse comportamento tem sido de fato observado nas ressonâncias isobáricas examinadas experimentalmente com maior detalhe (13, 14). É interessante notar em particular que o anulamento observado da atividade média $\frac{\langle P_A \rangle}{\langle D \rangle}$ é suficiente para garantir a predominância do acoplamento de escape IV.14. De fato, a existência de uma amplitude de acoplamento entre $|A\rangle$ e $|q\rangle$ não correlacionada em fase com o escape dos estados $|q\rangle$ é suficiente para produzir o aparecimento na eq. IV.20 de um termo adicional

$$\frac{\langle P_q \rangle}{\langle D \rangle} \frac{\beta^2 \Gamma_A^2}{(E_{QA} - E_A)^2 + \gamma^2}$$

onde $\beta^2 \Gamma_A^2$ representa a amplitude quadrática média do acoplamento não correlacionado e a expressão IV.21 de γ^2 é convenientemente modificada.

Qualitativamente, esse mesmo comportamento é predito pelo modelo introduzido por Robson (17) e baseado no formalismo da matriz R . Quantitativamente, no entanto, esse modelo prediz um fator de amplificação de forma idêntica ao que ocorre na eq. IV.20 mas com

$$\text{IV.22} \quad \gamma^2 \rightarrow \gamma_R^2 = \frac{\Gamma_A^2}{4}$$

Além disso, o deslocamento $\propto \Gamma_A$ é dado em termos do raio e das condições de contorno utilizadas para definir a matriz R , o que tende a obscurecer a sua relação com a coerência das contribuições do estado análogo e dos estados $|q\rangle$ à amplitude de escape dos estados de núcleo composto. As predições quantitativas do modelo de Robson foram aplicadas com considerável sucesso à estrutura fina das anomalias isobáricas no ^{93}Tc (17). Recentemente, contudo, os dados obtidos por Bilpuch e colaboradores (14) para as anomalias no ^{41}K se mostraram incompatíveis com o resultado IV.22. Segundo Robson (14), essa discrepância deve-se à inadequação do modelo de partícula independente para o estado análogo (cf. ref. (3)) que é utilizado na obtenção desse resultado. A aplicação da eq. IV.20 a esses dados é discutida na secção seguinte.

A informação contida na eq. IV.20 pode também ser obtida através da parametrização da estrutura grossa resultante da eq. IV.1. De fato, a não hermiticidade de $K(E+iL)$ é devida inteiramente à do propagador $\hat{\Lambda}$, eq. IV.2, e está, portanto, ligada à "absorção" decorrente da excitação dos estados $|q\rangle$ (fig. IV.4). Essa imagem é de fato consistente com a bem conhecida relação entre o coeficiente de transmissão $1 - |\langle S \rangle|^2$ e a atividade média $\frac{\langle \Gamma_A \rangle}{\langle D \rangle}$. A assimetria do coeficiente de absorção é dada agora em termos da fase $\phi - \delta$, eq. II.35. Do anulamento do escape dos estados $|q\rangle$ resulta mais uma vez a imagem de um estado de entrada isolado para o

fig. IV.4 - Descrição da estrutura grossa de uma anomalia isobárica e forma geral da secção de choque de absorção .

estado análogo com o consequente desaparecimento dessa assimetria . A obtenção experimental dos parâmetros da estrutura grossa, no entanto, envolve não poucas dificuldades sobretudo por importarem êles em efeitos relativamente pequenos para a figura de interferência entre a amplitude ressonante e a amplitude coulombiana que domina a secção de choque elástica . Nas situações em que há canais abertos para a emissão de neutrons, no entanto, a assimetria da estrutura grossa tem sido consistentemente observada (12 , 21) .

IV.2 - Correlações de escape no ^{41}K

A expressão IV.20 dá a atividade média do sistema composto modificada pelos efeitos do estado análogo em termos de quatro parâmetros além da energia E_A . Dêsses, no entanto, apenas dois (Γ_A e α) estão ligados às propriedades do estado análogo . Os restantes, isto é, a largura média $\langle \Gamma_q \rangle$ e o espaçamento médio $\langle D \rangle$, são obtidos através da análise dos fenômenos de núcleo composto fora da anomalia isobárica . Além disso, a largura de

escape Γ_A pode ser obtida através da análise da estrutura grossa da anomalia e, portanto, independentemente da eq. IV.20 . Uma vez determinados $\langle \Gamma_q \rangle, \langle D \rangle$ e Γ_A , portanto, essa equação envolve apenas um parâmetro desconhecido . Por outro lado, o seu ajuste à atividade média experimental fornece as duas quantidades $\alpha \Gamma_A$ e γ tornando possível um teste da consistência entre os valores experimentais dessas quantidades e os valores preditos pelas eqs. IV.20 e IV.21 .

Todos os parâmetros acima referidos (com exceção de α) foram determinados no estudo recente das anomalias isobáricas de spins $3/2^-$ e $1/2^+$ no ^{41}K levado a efeito com notável detalhe por Bilpuch e colaboradores (14) . A aplicação do procedimento referido é, portanto, possível para essas ressonâncias . Devido à facilidade de obtenção do deslocamento $\alpha \Gamma_A$ através da distância entre o pico da atividade média e o seu ponto de anulamento, ele foi utilizado para a obtenção do parâmetro α . O valor assim obtido foi utilizado , juntamente com as demais quantidades experimentais, para o cálculo da largura γ através da expressão IV.21 . Os resultados se encontram na tabela IV.1 , juntamente com os dados experimentais usados .

TABELA IV.1

Quantidade	$3/2^-$	$1/2^+$
$\langle D \rangle$ (x)	6.5 ± 1.3 KeV	15.5 ± 5 KeV
$\langle \Gamma_q \rangle$ (x)	11 ± 4 eV	40 ± 13 eV
$\alpha \Gamma_A$ (x)	-74 KeV	-45 KeV
Γ_A (x)	1.3 KeV	2.4 KeV
2γ (da eq. IV.21)	29 KeV	14.7 KeV
2γ (experim.) (x)	20 KeV	16 KeV

(x) Valores dados na ref. (14)

O acôrdo entre o valor calculado e o valor experimental de 2γ é bastante satisfatório, sobretudo tendo em vista os êrros experimentais que afetam os parâmetros de núcleo composto medidos fora da ressonância. Em particular, o valor de 2γ para a ressonância $1/2+$ resulta menor que o que corresponde à de spin $3/2$ - mesmo os valores da largura de escape Γ_A tendo um comportamento oposto. Esse efeito resulta sobretudo do menor valor de α para a ressonância $1/2+$ e, portanto, do acoplamento mais fraco entre o estado análogo e os estados $|q\rangle$. Em termos da densidade de níveis nos dois casos êsse acoplamento é dado, de fato, como

$$\langle S_q^2 \rangle_{3/2-} \approx 1.1$$

$$\langle S_q^2 \rangle_{1/2+} \approx 0.15$$

Essas circunstâncias indicam que o mecanismo envolvido pelo menos nessas particulares anomalias intermediárias depende fundamentalmente do acoplamento de $|A\rangle$ e dos estados $|q\rangle$ ao espaço de entrada (v. fig. IV.3 (b)). A dissolução do estado análogo entre outros modos do sistema composto é determinada pelos efeitos de transições virtuais dos dois grupos de estados ao espaço de entrada e possivelmente sobretudo às ressonâncias de partícula independente que contribuam apreciavelmente para $\langle A | H q_A^p | q \rangle$. Esse fato é que, em última análise, permite escrever a largura γ , eq. IV.21, em termos de propriedades de escape e da densidade de níveis de núcleo composto. As características do espectro contínuo no espaço de entrada figuram através do parâmetro α .

APÊNDICE IV.A - Autofunções no espaço de entrada

As autofunções ψ_E^p da equação de Schrödinger IV.15 envolvem a restrição da hamiltoniana H ao espaço de entrada ortogonalizado ao estado análogo, definido pelos vetores $|\lambda 0_A\rangle$. Nêste apêndice é estabelecida uma relação entre essas autofunções e aquelas da equação análoga à IV.15, mas envolvendo a restrição de H ao espaço de entrada "natural" definido no capítulo II através dos vetores $|\lambda 0\rangle$. Embora formal, essa relação poderá ser de utilidade para uma aplicação numérica detalhada do formalismo, em vista da maior acessibilidade do último problema. Em particular, se o estado inicial do alvo é descrito adequadamente por um único determinante de Slater, a hamiltoniana de partícula independente $h \equiv \langle \lambda 0 | H | \lambda' 0 \rangle$ se reduz à hamiltoniana de Hartree-Fock (23).

No que segue a eq. IV.15 será reescrita em termos do operador de projeção

$$\text{IVA.1} \quad P_A = \sum_{\lambda \neq 1} |\lambda 0_A\rangle \langle \lambda 0_A| = p + |v\rangle \langle v|$$

onde $|v\rangle$ é o estado de configuração análoga e a última igualdade depende das propriedades do espaço dos $|\lambda 0_A\rangle$ examinadas no capítulo III. Então

$$\text{IV.15} \quad (E - H_{P_A P_A}) \psi_E^p = 0$$

e ainda, usando os projetores p e $v \equiv |v\rangle \langle v|$,

$$\begin{aligned} \text{IVA.2} \quad (E - H_{pp}) p \psi^p &= H_{pv} v \psi^p \\ (E - H_{vv}) v \psi^p &= H_{vp} p \psi^p \end{aligned}$$

Esse sistema dá imediatamente

$$\text{IVA.3} \quad \psi_E^p = \psi_{(0)} + \left[1 + \frac{P}{E - H_{pp}} H_{pv} \right] \frac{1}{E - (H + W_0)_{vv}} H_{vp} \psi_{(0)}$$

onde obviamente

$$W_0 = H \frac{P}{E - H_{pp}} H$$

e $\psi_{(0)}$ é a solução homogênea apropriada da primeira equação

IVA.2. As propriedades de P_A examinadas anteriormente permitem agora escrever

$$p = P_A - v = \sum_{\lambda \neq 1} |\lambda_0\rangle \langle \lambda_0| - |U_A 0\rangle \langle U_A 0| = P - |U_A 0\rangle \langle U_A 0|$$

de modo que $\psi_{(0)}$ satisfaz

$$\text{IVA.4} \quad (E - H_{pp}) \psi_{(0)} = \alpha_{\perp} U_A$$

onde $\alpha_{\perp}$ deve ser ajustado de modo a garantir a ortogonalidade de $\psi_{(0)}$ a U_A no espaço dos $|\lambda_0\rangle$. Isso é feito escrevendo a solução formal de IVA.3

$$|\psi_{(0)} 0\rangle = |\xi 0\rangle + \alpha_{\perp} \frac{P}{E - H_{pp}} |U_A 0\rangle$$

donde vem imediatamente, exigindo $\langle U_A 0 | \psi_{(0)} 0 \rangle = 0$,

$$\text{IVA.5} \quad \alpha_{\perp} = - \frac{\langle U_A 0 | \xi 0 \rangle}{\langle U_A 0 | \frac{P}{E - H_{pp}} |U_A 0\rangle}$$

A expressão IVA.5 pode ser calculada a partir da hamiltoniana H_{pp} e do estado análogo (que dá $|U_0\rangle$) . Isso por sua vez permite a determinação de $\psi_{(0)}$ por integração de IVA.4 . O conhecimento de $\psi_{(0)}$, então, através da escolha adequada de condições de contorno, permite exprimir a função de Green $\frac{1}{E-H_{pp}}$ e, portanto, obter IVA.3 .

V. CONCLUSÕES : ESTRUTURA INTERMEDIÁRIA E ESTADOS DE ENTRADA .

As primeiras sugestões relativas à possibilidade de observação de estrutura intermediária em reações de ressonância foram apresentadas em conexão com a idéia de estados de entrada (6, 7). O ponto central dessa idéia é o fato de que os estados de núcleo composto devem envolver sobretudo configurações cuja complexidade impede o seu acoplamento direto à configuração do canal de entrada . Esse acoplamento , portanto, só é possível através de graus de liberdade envolvendo configurações de complexidade mais moderada e capazes de transferir o projétil do canal de entrada até as excitações de núcleo composto . Isso envolve necessariamente um acoplamento duplo dêsses particulares graus de liberdade ao canal de entrada e às configurações mais complexas descrito respectivamente por uma largura de escape e uma largura de "amortecimento" . Quando então essas larguras são suficientemente pequenas , a resultante concentração da amplitude de escape pode dar lugar às flutuações da atividade média do sistema composto denominadas "estrutura intermediária" .

Embora à primeira vista as anomalias isobáricas pareçam exemplos quase-ideais dêsse tipo de fenômeno - o que conferiria aos estados análogos associados o papel de estados de entrada - a análise dos capítulos anteriores mostra que essas anomalias devem ser entendidas em termos de um mecanismo em que o papel do estado análogo é mais o de introduzir uma ressonância de largura de esca -

pe apreciável "em paralelo" com a excitação dos estados de núcleo composto que o de uma etapa de complexidade média na excitação dêesses estados de núcleo composto . Esse arranjo "em paralelo" possibilita , porém, o aparecimento de um acoplamento virtual entre o estado análogo e os outros graus de liberdade do sistema composto através das respectivas amplitudes de escape . Nos casos e - xaminados com melhor detalhe, êsse acoplamento é porém suficiente para distribuir a amplitude de escape do estado análogo entre um número considerável de estados de núcleo composto e gerar assim tôda a síndrome que caracteriza as micro-ressonâncias gigante de Bloch e Schiffer (37) . Assim, do ponto de vista da nomenclatura parece apropriado designar fenômenos dêesse tipo, isto é, anomalias em processos ressonantes devidas a graus de liberdade sensìvelmente localizados em energia mas distintos dos estados de núcleo composto, também como "estrutura intermediária" . O resultado dêeste estudo pode então ser sintetizado dizendo que as anomalias isobáricas são particulares instâncias de estrutura intermediária que não envolvem a participação de estados de entrada bem localizados . De fato, como mencionado em capítulos anteriores, formalmente é sempre possível introduzir estados de entrada para descrever o acoplamento ao canal de entrada de quaisquer graus de liberdade do sistema composto . No caso em questão das anomalias isobáricas, no entanto, tais estados devem estar fortemente acoplados a outros graus de liberdade, o que equivale a dizer que êles são inadequados como uma primeira aproximação aos modos normais do sistema composto . Em particular, a individualidade dêesses esta -

dos é certamente irrelevante para a estrutura intermediária observada .

O objetivo da introdução do estado análogo $|A\rangle$ é precisamente evitar o obscurecimento do formalismo com a explicitação de estados fisicamente não individualizados . É possível mesmo ver os casos de estrutura intermediária associados a genuínos estados de entrada como num certo sentido excepcionais . De fato, essa situação exige uma particular adequação da estrutura dos modos normais do sistema composto às configurações presentes nos canais abertos, o que pode ser uma ocorrência menos frequente que por vezes suposto . Nêsse sentido, o formalismo exposto no capítulo II pode definir uma direção segundo qual uma generalização da teoria de Feshbach, Kerman e Lemmer (8) seria desejável . Esse formalismo, de fato, contém as anomalias intermediárias devidas a estados de entrada e aquelas dependentes de situações iguais às que parecem prevalecer no caso das anomalias isobáricas como situações limites de um tipo geral de anomalia produzida por um "estado intermediário" suficientemente bem caracterizado e envolvido, juntamente com o espaço de entrada e outros graus de liberdade do sistema composto, no acoplamento "triangular" ilustrado na fig. IV.1 .

Resta mencionar o fato de que, embora envolvendo um volume de cálculo não desprezível, uma aplicação numérica mais detalhada do presente formalismo é tão possível quanto desejável . Em particular, uma análise do espectro contínuo no espaço de entrada pode fornecer um meio para a obtenção teórica do parâmetro α , eq. IV.16 . A excelente qualidade dos resultados experimentais e

xistentes para as anomalias isobáricas do $^{41}\text{K} (14)$ fornecerão o estímulo indispensável para uma semelhante tarefa .

R E F E R Ê N C I A S

1. F.L.Friedman e V.F.Weisskopf, em "Niels Bohr and the Development of Physics", Pergamon Press, London, 1953 - p.134 .
2. E.P.Wigner e L.Eisenbud, Phys. Rev. 72(1947)29 .
3. M.G.Mayer, "Elementary Theory of Nuclear Shell Structure", J.Wiley, N.York (1955)
4. H.Feshbach, C.E.Porter e V.F.Weisskopf, Phys. Rev. 96 (1954)488 .
5. V.F.Weisskopf, Phys.Today 14(julho 1961) p.18 .
6. B.Block e H.Feshbach, Ann.Phys. (N.Y.)23(1963)47 .
7. A.K.Kerman, L.S.Rodberg e J.E.Young, Phys.Rev. Letters 11(1963)422 .
8. H.Feshbach, A.K.Kerman e R.H.Lemmer, a ser publicado.
9. T.Ericson, Ann.Phys. (N.Y.)23(1963)390 .
10. v.por exemplo J.A.Farrel, G.C.Kyker Jr., E.G.Bilpuch e H.W.Newson , Phys. Letters 17(1965)286 .
11. V.Gomes, comunicação particular .
12. L.L.Lee Jr., A.Marinov e J.P.Schiffer, Phys. Letters 8 (1964)352 ; P.Von Brentano, N.Marquardt, J.P.Wurm e S.A.A.Zaidi, Phys. Letters 17(1965)124 ; v. também refs. 31 a 33 .
13. P.Richard, S.F.Moore, D.Robson e J.D.Fox, Phys.Rev. Letters 13(1964)343 .
14. G.A.Keyworth, G.C.Kyker, E.G.Bilpuch e H.W.Newson Nucl.Phys. 89(1966)590 .

15. S.Fallieros, em "Nuclear Spectroscopy with Direct Reactions" (contributed paper) ANL-6848 (1964) .
16. A.M.Lane e J.M.Soper, Nucl.Phys. 37(1962)560 e Nucl.Phys. 37(1962)663 .
17. D.Robson, Phys. Rev. 137(1965) B535
18. H.A.Weidenmüller , Nucl.Phys. 85(1966)241 .
19. K.Ikeda, S.Fujii e F.I.Fujita, Phys. Letters 2(1962)169 .
N.T.Pinkston, Nucl.Phys. 53(1964)643 .
S.Fallieros, Jour.Frank.Inst. 281(1966)179 .
20. A.F.R. de Toledo Piza, Tese de Doutorado, MIT (não publicada) .
A.F.R. de Toledo Piza e A.K.Kerman, Ann.Phys.(N.Y.) ,
a ser publicado .
21. D.Robson, J.D.Fox, P.Richard e C.F.Moore, Phys.Letters 18(1965)86 .
22. H.Feshbach, Ann.Phys.(N.Y.)19(1962)287 .
23. A.K.Kerman, "A reaction theory of Intermediate Resonances for Nucleon Nucleus Scattering", apresentado no Theoretical Physics Institute, Un. do Colorado, (1965) .
24. B.A.Lippman e J.Schwinger, Phys,Rev. 79(1950)469 .
25. M.Gell-Mann e M.L.Goldberger, Phys.Rev. 91(1953)398 .
26. H.Feshbach, notas inéditas .
27. G.E.Brown, "Unified Theory of Nuclear Models", North Holland Publ. Co. (1964) .
28. J.P.Anderson e C.Wong, Phys.Rev. Letters 7(1961)250 .
J.P.Anderson, C.Wong e J.W.McClure, Phys.Rev. 129(1963) 2718 .
29. A.Messiah, "Quantum Mechanics", North Holland Publ. Co. (1961) p.740 .
30. S.Fallieros, A.K.Kerman, A.F.R. de Toledo Piza e R.H.Venter, Nucl.Phys. 89(1966)369 .
31. E.Teranishi e B.Furubayashi, Phys.Letters 20(1966)511 .

32. D.L.Allan, G.A.Jones, G.L.Morisson, R.B.Taylor e R.B.Swinberg, Phys. Letters 17(1965), 56 .
C.F.Moore, P.Richard, C.E.Watson, D.Robson e J.D.Fox, Phys. Rev. 141(1966) 1166 .
33. E.W.Hamburger, "Contributed paper" à Conferência Internacional de Física Nuclear, Gatlinburg, Tennessee(Set.1966).
34. J.B.French, Nucl.Phys.26(1961)161 .
J.B.French e M.H.Macfarlane, Nucl.Phys. 26(1961)168 .
J.B.French e M.H.Macfarlane, Phys. Letters 2(1962)255 .
35. S.A.Hjorth e B.L.Cohen , Phys.Rev. 135(1964)B920 .
36. T.Tamura, Phys.Letters 22(1966)644 .
37. C.Bloch e J.P.Schiffer, Phys. Letters 12(1964)22 .
38. H.A.Weidenmüller, Nucl.Phys. 75(1966)189 .