

ATIVIDADE ALFA

DO

Bi²⁰⁹

TESE DE MESTRADO

MONICA DE ARAUJO PENNA

Rio de Janeiro

1970

RESUMO

A meia vida da radioatividade alfa do Bi^{209} foi investigada por diversos autores, encontrando-se valores muito discordantes para a sua meia vida. Com o intuito de esclarecer as discrepâncias dos resultados, iniciou-se um trabalho para a medida de atividade alfa do bismuto. Para isso, usou-se uma técnica especial de emulsão nuclear. Foram preparadas películas de emulsão nuclear Ilford L4 carregadas com citrato de bismuto de modo a obter uma carga de 100 mg/cm^3 de emulsão sêca. Análogamente, exceto no que diz respeito ao carregamento, foram preparadas outras películas a partir do mesmo gel Ilford L4 para estudar o fundo espúrio natural da emulsão nuclear e da radiação cósmica ambiente; fundo êste, posteriormente subtraído para obter-se o espectro de partícula alfa, observado no longo período de exposição.

Para observar a existência do "fading" (desaparecimento da imagem latente), certo número de películas carregadas com bismuto foi submetido a neutrons de alta energia, a fim de registrar traços de protons de recuo. Durante a exposição, as películas foram confinadas numa atmosfera de nitrogênio e em temperaturas abaixo de -10°C . Não houve "fading" durante todo o período de exposição.

Por via teórica, estimamos um valor de $1,1 \times 10^{20}$ anos para a meia vida do bismuto. Com uma exposição correspondente a $1,18 \times 10^4$ mg.dias, medimos um limite inferior a 10^{19} anos para a meia vida experimental do Bi^{209} .

AGRADECIMENTOS

Ao rever o longo caminho percorrido desde o início deste trabalho, até a sua conclusão, é que sinto o quanto fi quei devendo a todos que me foram não só ajuda, mas também incentivo sem o qual não teria conseguido chegar até o fim.

E por isso não posso calar minha gratidão:

Ao Professor Hervásio Guimarães de Carvalho, a quem devo a idéia e orientação deste trabalho e em quem nunca deixei de encontrar o apoio mais decidido. O estímulo que representou a sua compreensão foi tão valioso que palavras dificilmente poderão expressá-lo.

Ao Professor John Rasmussen, cuja contribuição foi de suma importância no desenvolvimento teórico da presente tese.

Aos Professores Arthur Gerbasi da Silva, Helio Schechter, Jader Benuzzi Martins, Odilon Antônio Paula Tavares, Prem Prakash Srivastava, Rex Nazaré Alves e Solange de Barros, de quem tive, nas diversas etapas de meu trabalho, uma cooperação desinteressada e segura, sem a qual não teria sido possível vencer as inúmeras dificuldades.

Aos membros da Divisão do Computador do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e, especialmente, ao Professor Georges Schwachheim, pelas sugestões e empenho em facilitar-me a execução dos programas.

Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, onde iniciei minha formação profissional e cujo ambiente incentivou-me a prosseguir meus estudos.

Ao Conselho Nacional de Pesquisas, pela bolsa concedida durante meus cursos de pós-graduação.

As microscopistas e calculista do Departamento de Radioatividade do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e da Divisão de Física Nuclear do Instituto de Engenharia Nuclear, pela extraordinária colaboração que me prestaram.

A datilógrafa Martha Maria Telles Ribeiro e ao desenhista Romualdo Loureiro Rocha por seus magníficos desempenhos.

E a todos aquêles que, direta ou indiretamente, contribuíram com uma parcela pequena talvez, mas indispensável para a concretização desta tese.

ÍNDICE

	PÁGINA
RESUMO	ii
AGRADECIMENTOS	iii
INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO I - Análise Teórica	5
1.1 Introdução	5
1.2 Formalismo	9
1.2.1 Casos em que $L = 0$	11
1.2.2 O raio nuclear	16
1.2.3 Casos em que $L \neq 0$	17
CAPÍTULO II - Desintegrações Favorecidas e Impedidas	22
2.1 Núcleos par-par	22
2.1.1 Desintegrações em que o núcleo produto vai diretamente ao estado fundamental..	22
2.1.2 Desintegrações em que o núcleo produto vai para um estado excitado	24
2.2 Núcleos ímpares	25
2.3 Estimativa da constante de desintegração do Bi^{209}	30
CAPÍTULO III- Método Experimental	36
3.1 Preparação de películas de emulsão nuclear	36
3.1.1 Películas carregadas com bismuto	36
3.1.2 Películas de emulsão pura	37
3.2 Exposição	39
3.2.1 Desaparecimento da imagem latente	40

3.2.2	Presença de bactérias	41
3.3	Revelação	42
3.4	Microscopia	43
3.5	Eficiência das medidas	44
CAPÍTULO IV -	Análise dos Resultados - Conclusão	46
4.1	Tratamento dos dados	46
4.2	Radiação de fundo	49
4.3	Desaparecimento da imagem latente	51
4.4	Resultados obtidos	53
4.5	Conclusão	55
REFERÊNCIAS	56
RELAÇÃO DAS FIGURAS	59

* * *

INTRODUÇÃO

Logo após a descoberta da radioatividade natural, em 1896, as radiações observadas foram classificadas em três tipos segundo seu poder de penetração: radiação alfa, beta e gama. A natureza da radiação menos penetrante, a radiação alfa, foi estabelecida através do estudo de suas propriedades de absorção e sua deflexão em campos elétricos e magnéticos. Verificou-se que essas partículas eram núcleos de He^4 emitidos com uma velocidade bem definida, característica de cada elemento emissor. (O intervalo de variação da velocidade era entre $1,4 \times 10^9$ a $2,2 \times 10^9$ cm/seg, o que representa aproximadamente um vigésimo da velocidade da luz).

Os primeiros trabalhos indicaram que cada elemento radioativo emitia partículas alfa monoenergéticas com velocidade e alcance determinados. Mais tarde, investigações detalhadas mostraram a existência de uma "estrutura fina" discreta no espectro de velocidade, devido ao fato da desintegração alfa poder deixar o núcleo residual em vários estados de excitação. Essa desintegração complexa é, na verdade, observada na grande maioria de emissores alfa (1).

Existem dois campos de interesse predominante na radioatividade alfa: a energia liberada e a probabilidade de desintegração. O primeiro é importante pela informação que nos dá sobre as energias nucleares de ligação que estão relacionadas ao problema de estrutura nuclear. Primeiramente, esse aspecto foi discutido usando-se as idéias mais simples de ligação nuclear, ou seja, a fórmula semi-empírica, baseada no modelo da gota líquida; depois, comparando essas predições com o comportamento observado, pôde-se avaliar a grandeza dos efeitos devidos à estrutura de camada nuclear.

De um outro ponto de vista, considerações sobre a

sistemática das variações de energia liberada com a massa e a carga nuclear permitiram a previsão de propriedades de núcleos desconhecidos.

O segundo tópico importante é a probabilidade de desintegração alfa. Inicialmente, verificou-se que a vida de um emissor alfa dependia fortemente da energia da partícula alfa emitida: essa característica recebeu, mais tarde, uma interpretação teórica em termos de penetração de barreira. Embora essa teoria tenha explicado as principais características de desintegração alfa, tornou-se claro, quando se efetuou um grande número de medidas experimentais, que a energia não era o único fator envolvido já que os grupos de partículas alfa de maior intensidade nem sempre eram os de maior energia. Embora não exista ainda uma teoria completa para explicar de forma quantitativa os espectros de emissão alfa, há possibilidade de elaboração de uma sistemática que descreva de forma satisfatória este mecanismo, à medida que estão sendo acumulados dados experimentais e estudados fatores que influenciam o processo.

O presente trabalho examina o caso de radioatividade de alfa natural em elementos de meia vida muito longa. O tema central é o estudo da atividade alfa do Bi^{209} nuclídeo que ocorre na natureza com uma abundância de 100%. Dois objetivos motivaram o trabalho: o primeiro, foi estimar uma meia vida teórica através de estudos recentes feitos por Rasmussen (21), nessa região de massa do Bi^{209} , isto é, região de nuclídeos com número de neutrons igual a 126.

O Bi^{209} , sendo um núcleo ímpar-par, possuindo um número de neutrons correspondente à camada fechada (126) e um número de prótons correspondente à camada fechada mais um próton (83), constitui um dos casos muito especiais na sistemática de desintegração alfa. Por razões didáticas, foi descrito, primeiramente, o formalismo da teoria de desintegração alfa corresponden

te de núcleos par-par que se desintegram, deixando o núcleo produto no estado fundamental. As desintegrações de núcleos par-par em que o núcleo produto passa por estado excitado e desintegrações de núcleos ímpares foram analisadas mediante comparações com as desintegrações acima referidas.

O Bi^{209} faz parte de um grupo de emissores alfa com camadas fechadas, cujas desintegrações desviam enormemente da sig temática de desintegração alfa. Diante dessa dificuldade, foi feita uma estimativa da meia vida do Bi^{209} , através da determinação da razão entre a constante de desintegração do bismuto e a do Po^{210} , já que esse último possui, também, 126 neutrons.

O segundo objetivo desse trabalho foi determinar experimentalmente a meia vida do Bi^{209} . A dificuldade dessa determinação reside no fato da atividade ser extremamente baixa.

O fato da atividade alfa ser muito baixa nos obriga a focalizar de modo especial: a amostra, que deve conter a maior quantidade possível do elemento em estudo num volume restrito, e o detector, que deve funcionar eficientemente durante um longo período (a atividade é da ordem de 15 desintegrações por mês e por grama no caso de meia vida de 10^{19} anos). Sendo assim, o detector mais apropriado para esse tipo de medida é a emulsão nuclear, podendo ela mesma conter o elemento emissor. As emulsões nucleares registram eventos que podem ser examinados logo após o processamento experimental (revelação) ou quando for necessário, desde que se guardem as películas em condições adequadas.

Elas podem ficar armazenadas por um tempo prolongado (6 anos ou mais), mediante técnica especial que será apresentada no capítulo III.

A experiência foi feita com emulsões nucleares carregadas com bismuto, armazenadas por um tempo longo, a fim de que

mediante o exame ao microscópio de um volume adequado, se pudes se detectar a presença de traços oriundos do elemento em estudo.

O capítulo I apresentará o formalismo da teoria de desintegração alfa. Uma estimativa, através de considerações teóricas, da taxa de desintegração do Bi^{209} , será apresentada no capítulo II.

O capítulo III mostrará o método experimental utilizado para a determinação da meia vida do elemento em estudo. Os resultados obtidos, as conclusões do nosso trabalho e o confronto dos nossos resultados com os de outros autores serão apresentados no capítulo IV.

CAPÍTULO I

ANÁLISE TEÓRICA

1.1 INTRODUÇÃO

A emissão alfa é energeticamente possível para qualquer nuclídeo em que a soma da energia de ligação dos dois últimos neutrons e dos dois últimos protons é menor do que 28,3 MeV; energia de ligação de uma partícula alfa. Em termos de balanço de massa, a desintegração alfa do núcleo de número atômico Z e de número de massa A é, energeticamente, possível quando:

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M(\text{He}^4). \quad (1)$$

A desigualdade acima é apenas condição necessária para ocorrer a emissão alfa. A taxa em que ocorrerá o processo é influenciada pela existência de uma barreira coulombiana que faz com que uma partícula alfa só possa sair do núcleo penetrando através dessa barreira (efeito túnel). Essa penetração torna-se mais favorável quanto maior for a desigualdade (1), ou, em outras palavras, quanto maior for a diferença entre a energia de ligação do núcleo pai e a soma das energias de ligação do núcleo produzido mais a partícula alfa. Ora, é bem sabido que a curva de energia de ligação por nucleon contra número de massa passa por um máximo entre 8 e 9 MeV em $A = 50$. Para tais nuclídeos, a emissão alfa é endoérgica, sendo o balanço energético desfavorável ao processo em cerca de 4 a 8 MeV. À medida que o número de massa aumenta, a energia de ligação por nucleon decresce gradualmente em virtude do aumento da repulsão coulombiana dos protons, isto é, devido à influência do termo $Z^2/A^{1/3}$ que aparece na fórmula

la semi-empírica de massa (2). Usando tabelas de massa tais como a de Wapstra (3), podemos determinar o ponto em que a desintegração alfa se torna energeticamente possível. Verifica-se que esse ponto coincide com o número de massa 140 para isótopos beta-estáveis. A figura I.1 mostra a curva de energia de desintegração alfa como função do número de massa para isótopos localizados ao longo da linha de estabilidade beta. A estabilidade, associada com camadas fechadas de 82 neutrons (protons), e 126 neutrons, causa uma diminuição acentuada nas energias de ligação dos primeiros nucleons situados fora dessas camadas fechadas. Já que as energias de desintegração alfa são determinadas pela energia de ligação dos dois últimos neutrons e dos dois últimos protons e não pela energia de ligação média dos nucleons, aparece na região correspondente a essas camadas fechadas um aumento apreciável na energia de desintegração alfa. Na figura I.1, círculos abertos correspondem a energias de desintegração determinadas experimentalmente. Os pontos correspondentes aos isótopos de um mesmo elemento foram ligados por retas.

Pelas técnicas atuais de medida, o limite superior de detecção da radioatividade alfa abrange núclídeos de meia vida inferior a 10^{18} anos. Isótopos naturais com meias vidas inferiores a 10^8 anos não podem ter sobrevivido em quantidades observáveis até o presente*. Esses limites estão indicados na figura I.1. Note-se que uma mudança relativamente pequena na energia de desintegração alfa causa uma enorme variação na meia vida.

O pico no perfil da energia localizado nas vizinhanças de $A = 140$ reflete a influência da camada de 82 neutrons e

* Obviamente existe na natureza em equilíbrio secular uma variedade de radioelementos descendentes de isótopos, cuja meia vida é $> 10^8$ anos.

explica a atividade alfa mensurável de alguns núclídeos de terras raras, tais como Sm^{147} , Ce^{142} e Nd^{144} . Explica, também, a ausência, no samário natural, do isótopo Sm^{146} , que é, certamente, beta-estável, porque fica entre Sm^{144} e Sm^{148} que são beta-estáveis. O Sm^{146} tem sido produzido pelo bombardeamento de neodímio com partículas alfa. Sua meia vida, estimada em 5×10^7 anos, é pequena em relação à idade da Terra ($4,6 \times 10^9$ anos); assim, o Sm^{146} que, certamente, existia na natureza, decaiu em Nd^{142} .

Depois da região caracterizada pela camada de 82 neutrons (figura I.1), há uma pequena elevação no perfil da energia de desintegração alfa até $A = 209$, onde para os isótopos beta-estáveis, as meias vidas de desintegração alfa são tão longas que sua atividade é indetectável mesmo com técnicas especiais como a de emulsões nucleares, usada no presente trabalho. Para núclídeos de massa imediatamente acima do chumbo e do bismuto, a camada de 82 protons e, particularmente, a camada de 126 neutrons causam um aumento acentuado na energia de desintegração alfa. A dependência da meia vida com a energia faz com que as meias vidas sejam muito pequenas, impossibilitando-lhes a existência como isótopos naturais.

Após o pico na região da camada de 126 neutrons, as energias de desintegração alfa decaem até aproximadamente 4 MeV na região de massa compreendida entre $A = 230$ e $A = 240$. Nesta região, só o U^{238} , Th^{232} e U^{235} têm meias vidas suficientemente longas para sobreviver até nossos dias. Esses núclídeos são responsáveis pelo fato de ainda existirem na natureza pequenas quantidades de certos elementos com número atômico entre 83 e 92 (núcleos produtos de desintegração do urânio e tório). A existência dessa pequena "ilha" (de relativa estabilidade), de tório e de urânio, é o único fator que impede o término da tabela periódica com o bismuto, quando se trata de elementos encontrados na natureza. Por outro lado, há a possibilidade da existência de outras "ilhas" de estabilidade em regiões de elementos super-pesados(4).

As retas da figura I.1 foram calculadas para núcleos par-par. Núcleos com número de massa ímpar e núcleos ímpar-ímpar se desintegram com taxas menores do que as previstas pelas retas da figura I.1 ou no caso de núcleos com número atômico ímpar, por retas interpoladas (5). Essas desintegrações são ditas impedidas ("hindered") e correspondem, de um modo geral, a meias vidas mais longas para tais núclídeos.

Observando o comportamento da energia de desintegração alfa dos isótopos de um mesmo elemento em ambos os lados da linha de estabilidade beta, vê-se que a energia decresce com o aumento do número de massa. Assim, numa região onde as energias de desintegração alfa dos núclídeos beta-estáveis são apenas suficientes para que a radioatividade alfa seja detectável (tal como o pico perto de $A = 130$), os isótopos com menor número de neutrons em relação à curva de estabilidade beta são os de maior atividade alfa. Ao contrário, nas regiões onde as energias de desintegração alfa são grandes (~ 4 MeV), e a maioria dos isótopos têm meias vidas curtas comparadas à idade da Terra, os isótopos naturais são os beta-estáveis mais ricos em neutrons. O isótopo U^{238} , por exemplo, é o mais abundante na natureza.

Baseado na figura I.1, há duas regiões mais importantes a serem estudadas:

- a do bismuto, cujos resultados experimentais são discrepantes;
- a região de terras raras, onde existem emissores alfa, cujas meias vidas por serem muito longas ainda não foram determinadas.

O presente trabalho, como já foi mencionado, apresentará apenas considerações teóricas e resultados experimentais da determinação da meia vida do Bi^{209} .

I.2 FORMALISMO

A primeira fórmula empírica que relacionou a constante de desintegração λ para emissão de partículas alfa com o alcance das mesmas no ar r , foi a relação de Geiger-Nutall:

$$\log \lambda = a + b \log r \quad (2)$$

onde a assume diferentes valores para cada uma das três séries radioativas e b é uma constante. Esta lei foi testada com dados experimentais para as séries naturais. A relação entre o alcance r e a energia E permite escrever uma expressão análoga a (2) na qual λ é função de E .

Durante quase 20 anos, a relação de Geiger- Nutall permaneceu sem justificativa teórica. Durante êsse tempo, foram feitas experiências de espalhamento e verificou-se, por exemplo, que partículas alfa do RaC' (7,68 MeV) eram incapazes de penetrar no núcleo de urânio, embora êste emitisse partículas alfa de 4,219 MeV. De fato, antes da mecânica quântica, era inexplicável que partículas alfa pudessem ser emitidas com energia muito menor do que as alturas das barreiras de potencial eletrostático dos núcleos emissores. Esse problema foi resolvido pelo tratamento quântico apresentado em 1928, por Gamow (6) e, independentemente, por Gurney e Condon (7) que mostraram que há uma probabilidade finita de escape ("efeito túnel"), mesmo no caso em que a mecânica clássica prediz uma barreira impenetrável e, portanto, estabilidade nuclear.

As interações de um núcleo com uma partícula alfa podem ser representadas por uma curva de energia potencial $W(r)$. A forma desta curva não é bem conhecida nem no interior nem na superfície do núcleo. A interação do núcleo com a partícula alfa nesta região, onde não se conhecem com exatidão as forças existentes, pode ser representada, por comodidade matemática, por um potencial constante $W(r) = U$, onde r é a distância da partícula al

fa ao centro do núcleo (figura I.2).

Quando $r = R$, sendo R o raio nuclear, há uma descontinuidade, e para valores de r maiores do que R , a energia potencial é a de Coulomb e tem a forma:

$$W(r) = \frac{z Z e^2}{r}$$

sendo $ze = 2e$ a carga da partícula alfa e Ze a carga do núcleo filho (núcleo de recuo). A energia potencial máxima $B = W(R)$ é muito maior do que a energia de desintegração E . Na região entre R e R_E sendo R_E a distância onde $W(R_E) = E$, existe uma barreira de potencial através da qual a partícula alfa deve "penetrar" (efeito túnel).

A equação de onda, independente do tempo, para uma partícula alfa num potencial nuclear pode ser escrita, em coordenadas esféricas, no sistema centro de massa:

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{r\theta\phi}^2 \psi(r, \theta, \phi) + W(r) \psi(r, \theta, \phi) = E \psi(r, \theta, \phi)$$

onde $M = M_\alpha M_r / (M_\alpha + M_r)$ é a massa reduzida do sistema, sendo M_α a massa da partícula alfa e M_r a massa do núcleo de recuo.

Já que o potencial é central, isto é, apenas uma função da distância, é possível obter funções de onda ψ nas quais as variáveis r, θ, ϕ aparecem em funções separadas, ou seja:

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r) \Theta(\theta) \Phi(\phi)$$

Portanto, separando a equação de Schrödinger em três equações diferenciais, a equação de onda radial pode ser expressa do seguinte modo:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{dR(r)}{dr} \right] + \frac{2M}{\hbar^2} \left[E - W(r) - \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2Mr^2} \right] R(r) = 0 \quad (3)$$

onde L é o número quântico associado ao momento angular da partícula α .

É conveniente usar uma "função de onda radial modificada" χ definida como produto de r pela função de onda radial, isto é:

$$\chi(r) \equiv r R(r)$$

Substituindo $R(r) = \chi(r)/r$ na equação (3), obtemos a equação de onda radial modificada:

$$\frac{d^2 \chi}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2} \left[E - W(r) - \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2Mr^2} \right] \chi = 0 \quad (4)$$

Neste ponto, vamos considerar dois casos: a) $L = 0$
b) $L \neq 0$

I.2.1 $L = 0$

Em desintegrações de núcleos par-par- cujos núcleos produtos vão para o estado fundamental, as partículas alfa são emitidas com $L = 0$, isto é, como ondas s.

Nesse caso, a equação de onda radial modificada torna-se:

$$\frac{d^2 \chi_0}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2} \left[E - W(r) \right] \chi_0 = 0 \quad (5)$$

Temos de considerar a solução da equação (5) em três regiões distintas que aparecem na figura I.2:

- Região (i) - região do interior do núcleo onde a energia potencial U é menor do que E . Uma solução da equação de Schrödinger nessa região dará funções de onda radiais do tipo oscilatório.
- Região (ii) - região de barreira, onde r é maior do que R , porém menor do que $R_E = 2Ze^2/E$. Nesta região, a energia potencial é maior do que a energia de desintegração E . A função de onda, neste caso, é do tipo de uma exponencial real.
- Região (iii) - região onde $r > R_E$; nela a energia potencial é novamente menor do que E . Do mesmo modo que, no interior do núcleo, a função de onda tem um caráter oscilatório.

Na região (i), isto é, $0 < r < R$ $W(r) = U < E$

$$\chi_0 = \exp(\pm ik_1 r) \quad \text{onde} \quad k_1 = (2M(E-U))^{1/2}/\hbar$$

Na região (ii), isto é, $R < r < R_E$ $W(r) = 2Ze^2/r > E$

$$\chi_0 = k_2^{-1/2}(r) \exp\left[\pm \int_r^{R_E} k_2(\rho) \rho\right]$$

$$\text{onde } k_2 = (2M(W(r) - E))^{1/2}/\hbar$$

Na região (iii), isto é, $R_E < r$ $W(r) = 2Ze^2/r < E$

$$\chi_0 = k_3^{-1/2}(r) \exp\left[\pm i \int_{R_E}^r k_3(\rho) \rho\right]$$

$$\text{onde } k_3(r) = (2M(E - W(r)))^{1/2}/\hbar$$

Na região (iii), quando $r \rightarrow \infty$, só deve haver uma onda emergente isto é, da forma:

$$\chi_0 = A_3 \exp(ikr) \quad \text{sendo} \quad k = (2ME)^{1/2}/\hbar$$

Além disso, temos de aplicar as condições em R e R_E considerando

que a função χ_0 e suas derivadas devem ser contínuas. Com isso calculamos a razão entre o quadrado da amplitude da função de onda na região (iii) (onda transmitida) e o quadrado da amplitude da função de onda na região (i) (onda incidente) que é o "fator de penetrabilidade P", ou seja, a probabilidade de uma partícula alfa penetrar na região da barreira (8):

$$P = \exp \left[- \frac{4 \pi}{h} (2 M)^{1/2} \int_R^{R_E} (W(r) - E)^{1/2} dr \right] \quad (6)$$

Se fizermos a hipótese de que a partícula alfa já está formada no interior do núcleo e move-se com uma velocidade \underline{v} , podemos admitir que ela oscila entre as paredes do poço \underline{v}/R vezes por *unidade de tempo*.

Considerando, grosseiramente, que \underline{v} é igual à velocidade da partícula alfa fora do núcleo, isto é, da ordem de 10^9 cm/seg, e \underline{R} o raio nuclear da ordem de 10^{-12} cm, podemos estimar o valor da frequência com que a partícula alfa colide com as paredes do poço de potencial, ou seja, $f = \underline{v}/R = 10^{21}$ seg⁻¹.

A constante de desintegração pode ser expressa pelo produto dessa frequência \underline{f} pela probabilidade \underline{P} de escapar, isto é:

$$\lambda = f \times P \quad (7)$$

Utilizando valores de λ determinados experimentalmente e considerando \underline{f} da ordem de 10^{21} seg⁻¹, podemos ter uma estimativa do intervalo de variação de \underline{P} neste caso particular de onda s. Podemos considerar dois casos extremos:

- (i) Para um elemento de meia vida curta, por exemplo, ThC' (Po^{212}) em que $T_{1/2} = 3,0 \times 10^{-7}$ seg, temos que $P = 10^{-14}$

- (ii) Para um elemento de meia vida longa, por exemplo, U^{238} em que $T_{1/2} = 4,5 \times 10^9$ anos temos que $P = 10^{-39}$

A razão entre os dois fatores de penetrabilidade é 10^{25} . Podemos concluir que o grande intervalo de variação de λ é, principalmente, devido à grande variação do fator de penetrabilidade P já que o fator v/R varia pouco de núcleo para núcleo.

Para obtermos a expressão da constante de desintegração, temos que determinar a expressão da frequência f . O princípio da incerteza nos diz que o produto do raio nuclear pela quantidade de movimento da partícula alfa é da ordem de grandeza da constante de Planck, isto é

$$h = R \cdot Mv \quad (8)$$

$$\text{Logo: } f = v/R = h/MR^2 \quad (9)$$

Substituindo as expressões (6) e (9) em (7), obtemos:

$$\lambda \approx (h/MR^2) \exp \left[- (4\pi/h) (2M)^{1/2} \int_R^{R_E} (W(r)-E)^{1/2} dr \right] \quad (10)$$

Admitindo a forma do potencial mostrada na figura II.2, podemos resolver a integral em (10):

$$I = \int_R^{R_E} (W(r) - E)^{1/2} dr = \int_R^{R_E} (2Ze^2 - Er)^{1/2} dr / r^{1/2}$$

Fazendo a mudança de variável: $x = r^{1/2}$ e pondo $a^2 = 2Ze^2/E$ obtemos:

$$I = \int_{\sqrt{R}}^{\sqrt{R_E}} \left[(2Ze^2/E - r) E \right]^{1/2} dr / r^{1/2} = E^{1/2} \int_{\sqrt{R}}^{\sqrt{R_E}} 2(a^2 - x^2)^{1/2} dx.$$

Temos, então, que:

$$\begin{aligned}
 I &= E^{1/2} \left[x(a^2 - x^2)^{1/2} + a^2 \sin^{-1}(x/a) \right]_{R_E^{1/2}}^{R_E^{1/2}} \\
 &= E^{1/2} \left[R_E^{1/2} \cdot (R_E - R_E) + R_E \cdot \sin^{-1}(R_E/R_E)^{1/2} \right] - \\
 &- E^{1/2} \left[R^{1/2} \cdot (R_e - R) + R_E \sin^{-1}(R/R_E)^{1/2} \right].
 \end{aligned}$$

Os valores dos raios R e R_E são obtidos das expressões da energia de desintegração E e da altura da barreira B :

$$E = 2 Ze^2/R_E \quad \text{e} \quad B = 2 Ze^2/R \quad (12)$$

Utilizando-se êsses valores e considerando que:

$$\cos^{-1} x = \sin^{-1} \sqrt{1 - x^2} \quad \text{chegamos à expressão:}$$

$$I = 2 Ze^2/E^{1/2} \left[\cos^{-1}(E/B)^{1/2} - (E/B)^{1/2} \cdot (1 - E/B)^{1/2} \right].$$

Substituindo o valor da integral em (10):

$$\begin{aligned}
 \lambda \approx (h/MR^2) \exp \left\{ - (4\pi/h)(2M)^{1/2} \cdot 2Ze^2/E^{1/2} \left[\cos^{-1}(E/B)^{1/2} - \right. \right. \\
 \left. \left. - (E/B)^{1/2} \cdot (1 - E/B)^{1/2} \right] \right\}. \quad (13)
 \end{aligned}$$

Finalmente, pondo $E = Mv^2/2$, temos

$$\lambda \approx \frac{h}{MR^2} \exp \left| - \frac{16\pi Ze^2}{hv} \left[\cos^{-1}(E/B)^{1/2} - (E/B)^{1/2} \cdot (1 - E/B)^{1/2} \right] \right| \quad (14)$$

que é uma expressão aproximada da constante de desintegração no caso de ondas \underline{g} . Fazendo na expressão (13) $E/B = x$ e expandindo a função em série de Taylor no ponto $x = 0$, obtemos:

$$\lambda \approx \frac{h}{MR^2} \exp \left\{ - \frac{R}{h} (2 \text{ MB})^{1/2} \left[(B/E)^{1/2} - 4 + \dots \right] \right\}. \quad (15)$$

Analisando a expressão obtida para a constante de desintegração, vemos que de um modo grosseiro para um dado núcleo, o logaritmo da meia vida varia linearmente com o inverso da raiz quadrada da energia.

1.2.2 O Raio Nuclear

Perlman e Ypsilantis (9), baseados num estudo sistemático dos dados de todos os emissores alfa par-par, calcularam o raio nuclear R correspondente às meias vidas e energias de desintegração observadas. Os raios calculados estavam de acordo com a expressão $R = r_0 A^{1/3}$ do modelo de densidade constante, onde r_0 é uma constante e A é o número de massa. O melhor valor determinado foi $R \approx 1,48 A^{1/3} F$ (*), onde A se refere ao núcleo produto. Outros valores têm sido usados e podem ser expressos na forma:

$$R = r'_0 A^{1/3} \text{ com } 1,45 < r'_0 < 1,57 F.$$

Blatt e Weisskopf mostraram que o raio correto R_A do núcleo produzido é menor do que R em virtude do raio finito R_α da partícula alfa. Experiências de espalhamento de neutron indicaram que o raio do núcleo de helio é cerca de $2,5 F$ (10).

As forças nucleares são sensíveis quando a distância efetiva entre os centros do núcleo filho e da partícula alfa é menor do que $R' = R_\alpha + R_A$. A distância R' é aquela para a qual a barreira de potencial correta começa a ser menor do que a barreira assumida, como indica a linha pontilhada na fig. I.3.

O raio efetivo R está entre R' e R_A e pode ser expresso analiticamente por $R = R_A + \rho_\alpha$ onde ρ_α é um raio corrigido da partícula alfa. A escolha de ρ_α é arbitrária e Weisskopf considerou $\rho_\alpha = 1,2 F$. Este raio corrigido para a partícula alfa aparece na interpretação de transparência de barreira nuclear em reações (α, n) onde $\rho_\alpha = 1,2 F$ está em boa concordância com os dados experimentais. Neste caso, R pode ser expresso sob a forma: $R = r_0 A^{1/3} + \rho_\alpha$ (16) onde $1,25 F < r_0 < 1,4 F$.

Com os valores das energias de desintegração tabeladas por Wapstra (3) e admitindo $R = (1,3 A^{1/3} + 1,2)F$, foram calculados num computador IBM-1620, os valores de λ para desintegrações de núcleos par-par, cujos núcleos produtos vão para o estado fundamental.

A tabela I.1 mostra os valores de λ calculados a partir da expressão (14) e os valores experimentais. Como se pode ver, a razão entre a constante de desintegração teórica e a experimental é no máximo da ordem de 4, exceto nos casos de elementos com camadas fechadas de neutrons tais como o Po^{210} , Rn^{212} , Ra^{214} . Esta discrepância pode ser interpretada pelo fato de que os raios dos núcleos que têm camadas fechadas são ligeiramente menores do que os previstos pela expressão (16) (17).

É fácil ver que um aumento de $0,03 F$ em r_0 implica num valor de λ aproximadamente duas vezes maior. A figura I.4 ilustra esta dependência da constante de desintegração teórica com pequenas variações do raio nuclear para o caso do rádio, urânio e tório.

1.2.2 $L \neq 0$

É o caso de emissão alfa de núcleos par-par, cujo núcleo produto está num estado excitado, e de um modo geral, das desintegrações de núcleos par-ímpar, ímpar-par e ímpar-ímpar. A

equação de onda radial modificada é a equação (4), isto é:

$$\frac{d^2 \chi}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2} \left[E - W(r) - \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2Mr^2} \right] \chi = 0$$

Se o núcleo emissor tem momento angular total J_1 e o núcleo produto momento angular total J_2 , então L pode tomar valores entre $|J_1 + J_2|$ e $|J_1 - J_2|$ consistentes com a conservação de paridade:

$$\pi_{J_1} \cdot \pi_{J_2} = (-)^L.$$

O efeito de $L \neq 0$ implica no aparecimento de um termo que é adicionado à energia potencial e que se denomina comumente de barreira centrífuga.

Podemos escrever o fator de penetrabilidade por analogia ao caso anterior ($L = 0$) do seguinte modo:

$$P = \exp \left[- \frac{4\pi}{h} (2M)^{1/2} \int_R^{R_E} \left[W(r) + \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2Mr^2} - E \right]^{1/2} dr \right].$$

Com a hipótese de que a expressão da frequência não é afetada por L , podemos escrever:

$$\lambda = \frac{\hbar}{MR^2} \exp \left[- \frac{4\pi}{h} (2M)^{1/2} \int_R^{R_E} \left[W(r) + \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2Mr^2} - E \right]^{1/2} dr \right] \quad (17)$$

$$\text{Pondo} \quad \sigma(r) = \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2Mr^2 W(r)} \sim 0,002 L(L+1),$$

podemos escrever a integral da expressão (17) do seguinte modo:

$$I' = (2Ze^2)^{1/2} \int_R^{R_E} \left[\left(1 - \frac{r}{R_E} \right) + \sigma(r) \right]^{1/2} \frac{dr}{r^{1/2}}$$

Podemos expandir a raiz quadrada em série, e a integral torna-se:

$$I' = (2Ze^2)^{1/2} \int_R^{R_E} \left(1 - \frac{r}{R_E}\right)^{1/2} \frac{dr}{r^{1/2}} + \frac{(2Ze^2)}{2}$$

$$\int_R^{R_E} \left(1 - \frac{r}{R_E}\right)^{-1/2} \sigma(r) \frac{dr}{r^{1/2}}$$

Fazendo a mudança de variável $x = r^{1/2}$ temos que:

$$I' = \frac{2(2Ze^2)^{1/2}}{E} \int_{\sqrt{R}}^{\sqrt{R_E}} (R_E - x^2)^{1/2} dx + (2Ze^2)^{1/2} R_E$$

$$\int_{\sqrt{R}}^{\sqrt{R_E}} (R_E - x^2)^{-1/2} \frac{C}{x^2} dx$$

onde $C = \frac{\hbar^2 L(L+1)}{4MZe^2}$ é o coeficiente de σ .

$$I' = \frac{2(2Ze^2)^{1/2}}{R_E} \frac{1}{2} \left[x \sqrt{R_E - x^2} + R_E \sin^{-1} \left(\frac{x}{R_E} \right) \right] \frac{\sqrt{R_E}}{\sqrt{R}}$$

$$+ (2Ze^2)^{1/2} R_E C \left[- \frac{R_E - x^2}{R_E x} \right] \frac{\sqrt{R_E}}{\sqrt{R}}$$

Usando as expressões (12) temos:

$$I' = (2Ze^2)^{1/2} R_E \cos^{-1}(E/B)^{1/2} = (2Ze^2/R_E)^{1/2} \cdot \left[\sqrt{RR_E} (1-E/B)^{1/2} + C(R_E/R)^{1/2} (1-E/B)^{1/2} \right].$$

Levando êste valor da integral na expressão (17) te-
mos:

$$\lambda = (h/MR^2) \cdot \exp \left\{ -(2R/h) (2MB)^{1/2} \left[(E/B)^{-1/2} \cos^{-1} (E/B)^{1/2} - \right. \right. \\ \left. \left. - \left[1 - \sigma(R) \right] (1 - E/B)^{1/2} \right] \right\}.$$

Expandindo em série de Taylor, como foi feito no parágrafo 1.2.1, chegamos à expressão:

$$\lambda = (h/MR^2) \cdot \exp \left\{ -(R/h) (2MB)^{1/2} \left[\pi (B/E)^{1/2} - 4(1 - \sigma(R)/2) \right] \right\} \quad (18)$$

Comparando a expressão (18) com a expressão (15), podemos dizer que em primeira aproximação, o decréscimo em λ devido à barreira centrífuga é:

$$\exp \left\{ - (R/h) (2MB)^{1/2} \left[2 \sigma(R) \right] \right\} = \exp \left[- \frac{2hL(L+1)}{R(2MB)^{1/2}} \right] \quad (19)$$

que denominaremos P_L/P_0 . Considerando a forma $R=r_0 A^{1/3}$ para o raio nuclear, podemos escrever que:

$$P_L/P_0 = \exp - \frac{hL(L+1)}{e(Mr_0')^{1/2}} Z^{-1/2} A^{-1/6}$$

Tendo em vista que a massa reduzida é da ordem de 4 u.m.a. e con-
siderando os valores de h , e e r_0' temos que:

$$P_L/P_0 = \exp \left[- 2,027 L(L+1) Z^{-1/2} A^{-1/6} \right] \quad (20)$$

onde Z e A são o número atômico e o número de massa do núcleo pro-
duzido. Essa expressão é usada por J.O. Rasmussen (11) para esti-
mar a contribuição do momento angular L no fator de penetrabili-
dade.

Na emissão alfa do Bi^{209} vamos considerar dois casos: i) o núcleo produto (Tl^{205}) está no estado fundamental ou ii) o núcleo produto está no primeiro estado excitado (0,205keV). No caso i), o momento angular total do núcleo pai é $J_1 = 9/2$ e a paridade é ímpar; e o momento angular total do estado fundamental do núcleo filho é $J_2 = 1/2$ e a paridade par. Nesse caso, pelas regras de seleção, o momento angular L da partícula alfa vale 5 e a contribuição de L no fator de penetrabilidade $P_E/P_0 = 0,062$. No caso ii), o momento angular total do primeiro estado excitado do Tl^{205} é $3/2$ e paridade par, portanto, L pode ser 3 ou 5, dando duas contribuições: uma devida a $L=3$ e uma $L=5$.

CAPÍTULO II

DESINTEGRAÇÕES ALFA FAVORECIDAS E IMPEDIDAS

Ao comparar dados experimentais, com dados calculados a partir do modelo descrito no parágrafo I.2, é conveniente considerar diferentes categorias de núcleos. Vamos considerar 3 categorias principais: I) núcleos par-par com $Z > 82$ e $N > 126$; II) núcleos ímpares com $Z > 83$ e $N > 127$, onde núcleo ímpar corresponde a núcleo com Z ou N ímpar ou ambos; III) núcleos com camada fechada de neutrons. Desta última categoria, fazem parte núcleos par-par e núcleos ímpares com $N = 126$. Nesse último item, será estimada a meia vida teórica do Bi^{209} .

Os nuclídeos com $Z < 82$ e $N < 126$, apresentam um pequeno grupo de emissores alfa e não serão estudados no presente trabalho.

2.1 NÚCLEOS PAR-PAR

2.1.1 Desintegrações alfa em que o núcleo produto está no estado fundamental

Como foi visto no parágrafo I.2.1, o modelo do poço quadrado sugere que a curva de variação de λ com a energia de desintegração E para os isótopos de um dado elemento varie suavemente quando o raio considerado ou é constante, ou varia suavemente com A . Gráficamente, alguns autores (12) colocam $\log \lambda$ (ou $\log T_{1/2}$) contra E e obtêm curvas suaves. Enquanto outros autores (13) preferem colocar $\log T_{1/2}$ contra $E^{-1/2}$ segundo a forma aproximada da expressão (15), isto é:

$$\log T_{1/2} = (R / \hbar) (2 \text{ MB})^{1/2} \left[(B/E)^{1/2} - 4 \right]$$
e obtêm essencialmente retas.

Seja Q a energia de desintegração total, que consiste na soma da energia de desintegração E (energia da partícula alfa mais a energia do núcleo de recuo) com a energia de correção para o efeito de blindagem eletrônica orbital^{*,*} (ΔE_{sc}). Considerando a energia de desintegração total Q (dada em MeV) e a meia vida parcial de desintegração alfa de núcleo par-par, cujo núcleo produto está no estado fundamental $T_{1/2}$ (dada em segundos), as retas referidas acima podem ser expressas por:

$$\log_{10} T_{1/2} = A_Z Q^{-1/2} + B_Z \quad (21)$$

Na tabela (II.1), estão os valores de A_Z e B_Z determinados por Gallagher e Rasmussen (13) a partir das retas de $\log T_{1/2}$ contra a energia de desintegração total. Tais retas foram determinadas pelo método dos mínimos quadrados, utilizando valores de energia e meias vidas bem conhecidos. Não foram incluídos os isótopos Po^{210} , Fo^{212} e Rn^{218} , pois embora tenham uma energia bem determinada, suas taxas de desintegração desviam do comportamento sistemático, devido ao número de neutrons ser igual ou próximo a 126, assim como os isótopos Cf^{252} e Fm^{254} não foram incluídos, porque estão próximos da sub-camada de 152 neutrons.

Tais retas têm um uso prático, definindo as características de uma desintegração alfa "normal", ou seja, favorecida e são usadas como base para se verificar o grau de impedimento associado com outros tipos de desintegração alfa.

* $\Delta E_{sc} = 65,37/2 - 80 Z^{2/5}$ eV onde Z é o número atômico do núcleo pai. A correção ΔE_{sc} é igual a 30 keV na região do bismuto e aumenta para 40 keV na região de $Z = 99$.

O fator de impedimento F_{exc} , de desintegrações de núcleo par-par cujo núcleo produto vai para um estado excitado, foi definido de um modo especial, isto é, como a razão entre F_e e F_f . Considerou-se F_e o fator de impedimento para o grupo de partículas alfa, povoando o estado excitado do núcleo filho. Esse fator F_e foi calculado a partir da expressão (22) onde, nesse caso, $T_{1/2}$ e Q - determinados experimentalmente - são, respectivamente, a meia vida parcial e a energia de desintegração total, relativa ao estado excitado. Considerou-se, também, F_f o fator de impedimento para o grupo de partículas alfa povoando o estado fundamental do núcleo filho, calculado a partir da expressão (22). Nesse caso $T_{1/2}$ e Q se referem à desintegração alfa, cujo núcleo produto vai para o estado fundamental.

Os fatores de impedimento calculados dessa maneira por Gallagher e Rasmussen (10) para estados 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ e 1^- , estão reproduzidos nas figuras II.1; II.2; II.3; II.4; II.5. Os três números, em cada quadrado, representam: I) Elemento/ número de massa; II) a energia do estado excitado em keV; III) o valor do fator de impedimento F_{exc} .

Nesse procedimento, não se levou em consideração o fato de que os diferentes isótopos de um elemento têm raios ligeiramente diferentes e desprezaram-se, também, os efeitos no momento angular, sendo, portanto, uma estimativa do grau de impedimento da desintegração alfa.

2.2 FATORES DE IMPEDIMENTO PARA NÚCLEOS ÍMPARES

Em contraste com o comportamento regular de desintegração alfa de núcleos par-par, as regularidades das desintegrações de núcleos ímpares são muito menos aparentes e não é possível fazer uma subdivisão como no parágrafo 2.1.1.

Na região onde os emissores alfa par-par têm um comportamento regular, é conveniente comparar as taxas de desintegração dos grupos de partículas alfa de um núcleo ímpar, com as taxas de desintegração de núcleos par-par próximos, que deixam o núcleo produto no estado fundamental (desintegração "normal" -ver parágrafo II.1.1).

Temos três tipos de núcleos ímpares: I) núcleos par-ímpar; II) núcleos ímpar-par; III) núcleos ímpar-ímpar. No caso de emissão alfa de um núcleo par-ímpar, o fator de impedimento foi definido no parágrafo II.1.1, pela expressão (22), onde A_Z e B_Z estão na tabela (II.2). A figura II.6 mostra a distribuição de fatores de impedimento, obtidos a partir da expressão (22) de desintegrações de núcleos emissores alfa par-ímpar, deixando o núcleo produto em diferentes estados excitados. Os três números em cada quadrado representam: I) elemento/número de massa; II) energia das partículas alfa povoando o estado; III) o fator de impedimento. O asterisco indica o estado mais povoado, ou seja, o grupo mais abundante de partículas alfa.

Os fatores de impedimento de emissores alfa ímpar-par e ímpar-ímpar são calculados a partir da expressão (22), usando para A_Z e B_Z a média aritmética dos valores correspondentes aos dois núcleos par-par adjacentes. A tabela II.2 mostra os valores de A_Z e B_Z para núcleos de Z ímpar. A figura II.7 reproduz a distribuição dos fatores de impedimento para os estados excitados de núcleos ímpar-par e a figura II.8 dos emissores alfa ímpar-ímpar, determinados por Gallagher (13).

Nos histogramas de distribuição de fatores de impedimento há, à medida que os fatores de impedimento vão crescendo, uma atenuação regular do número de casos e uma escassez em F_{10}^4 , decorrentes do aumento das dificuldades experimentais na detecção de grupos pouco intensos de partículas alfa de um dado isótopo.

Para o caso de núcleos de Z ímpar, o processo de interpolação introduz uma incerteza adicional. Em alguns casos, o valor da energia não é bem conhecido e, algumas vezes, há uma incerteza considerável na meia vida parcial, acarretando, portanto, um valor para o fator de impedimento bastante aproximado. Além disso, deve ser considerado que os efeitos de variação de spin foram ignorados, já que para muitos dos níveis envolvidos, os spins e paridades não são conhecidos e mesmo quando o são, é permitido mais de um valor para L (a menos que um dos níveis tenha spin $1/2$).

Apesar dessas limitações, algumas características gerais podem ser apontadas. Primeiro, nenhuma desintegração alfa de núcleos ímpares é, significativamente, mais longa do que desintegrações de núcleos par-par em que o núcleo produto está no estado fundamental. Segundo, para a maioria dos núcleos ímpares, há pelo menos um grupo de partículas alfa com fator de impedimento pequeno. Podemos ver pelas distribuições dos logaritmos dos fatores de impedimento, que nem sempre - pois em metade dos casos isto acontece - o grupo menos proibido é o mais abundante.

É difícil quaisquer conclusões sobre a classificação geral de fatores de impedimento. Em primeiro lugar, é necessário excluir todos os dados obtidos em câmaras de ionização, já que tais medidas, inevitavelmente, focalizam os grupos mais abundantes que, geralmente, têm menores fatores de impedimento. Por outro lado, a restrição nos dados espectrográficos não evita, também, todas as dificuldades. Por exemplo, a possibilidade de detectar grupos de partículas alfa de pequena intensidade depende de circunstâncias experimentais, tais como disponibilidade de fontes "intensas" e ausência de interferência de outras atividades presentes na amostra, assim como das características dos próprios espectros.

Em geral, esperamos observar desintegrações do núcleo pai, caracterizado por $(K_1 I_1 \pi_1)^*$ a bandas rotacionais $(K_f I_f \pi_f)$ associadas a diferentes configurações de partículas no núcleo filho. Espera-se que as desintegrações favorecidas tenham $K_f = K_1$ e $\pi_f = \pi_1$, o que é confirmado por alguns exemplos mostrados na referência (33).

Bohr, Fröman e Mottelson (14) desenvolveram uma teoria relacionando as intensidades de desintegrações favorecidas de núcleos ímpares, com as desintegrações de núcleos par-par. Pelo fato de que a formação da partícula alfa e sua passagem através da região próxima à superfície nuclear têm lugar num tempo curto comparado com o período de rotação nuclear, é possível em primeira aproximação considerar o núcleo fixo no espaço durante o tempo requerido para a partícula alfa atravessar essa região onde os efeitos de campo não central são importantes. Com esta aproximação e a hipótese de que a deformação nuclear é a mesma para núcleos par-par e de A ímpar, a probabilidade de emissão reduzida total (isto é, sem barreira) para um dado L deve ser a mesma nos dois casos. Como somente valores de L par são envolvidos em cada caso ($\pi_1 = \pi_f$), em desintegrações favorecidas de A ímpar, vários estados podem ser povoados por partículas alfa de um dado momento angular (exceto $L = 0$); essa ramificação é obtida pelo quadrado dos coeficientes de Clebsch-Gordan. Assim, a probabilidade \mathcal{P} de desintegração alfa de um estado $K_1 I_1$ a $K_f I_f$ com $K_1 = K_f$ obtêm-se aproximadamente por:

*

I é o número quântico do momento angular total, o número quântico K é a projeção de I sobre o eixo nuclear de simetria e é constante para todos os estados de uma dada banda rotacional e π é a paridade.

$$P = P_0(Z, E)_L \sum_L c_L < I_1 L K_f 0 | I_1 K_f >^2 \quad (23)$$

onde $P_0(Z, E)$, a probabilidade de penetração da barreira, é obtido através das expressões semi-empíricas $(AQ^{-1/2} + B)$ usadas para calcular os fatores de impedimento determinados para esse grupo de partículas alfa com momento angular L , em núcleos par-par vizinhos para os quais a probabilidade de desintegração é, simplesmente, $P = P_0(Z, E) c_L$. Estão na referência (14) as tabelas onde as intensidades calculadas são comparadas com dados experimentais nos casos em que $I = I_f$ e $K = K_1 = K_f = I_1$.

Rasmussen (15), procurando obter um tratamento mais significativo dos dados de desintegração alfa, usou um potencial nuclear derivado de informações de experiências de espalhamento de partículas alfa, deduzido por Igo (16), isto é:

$V(r) = -1100 \exp \left[-\left(r - 1,17 A^{1/3} \right) / 0,574 \right]$ MeV e calculou os fatores de penetrabilidade de barreira para todos os grupos de desintegrações alfa de núcleos par-par. Usando os dados experimentais das constantes de desintegração, calculou a largura reduzida * γ^2 de emissão alfa, obtida da expressão seguinte: $\lambda = \gamma^2 P / \hbar$ (24). Gráficamente, colocou γ^2 contra o número de neutron e , comparando com gráficos feitos com o uso de outros potenciais, verificou que não há diferenças importantes entre γ^2 calculado com o potencial $V(r)$ dado acima, e o potencial de Igo-Thaler, discutido anteriormente no caso de desintegrações alfa de núcleos par-par, em que o núcleo produto está no estado fundamental. No caso de desintegrações alfa povoando estados excitados, foram comparados os resultados atuais e verificou-se que eram mais baixos cêrca de

* γ^2 é a largura reduzida ("reduced alpha width") que contém a influência da estrutura nuclear interna na probabilidade da existência de partículas alfa no núcleo. O termo γ^2 / \hbar é a probabilidade por unidade de tempo de uma partícula estar presente na superfície nuclear.

5% a 15%. Usando o mesmo potencial deduzido por Igo, de dados de espalhamento de partícula alfa, Rasmussen (11) calculou os fatores de penetrabilidade de barreira para núcleo de massa ímpar. Como foi feito na referência (15), usando os dados experimentais das constantes de desintegração, calculou a largura reduzida de emissão alfa pela expressão (24). Em contraste com núcleos par-par de momento angular zero ($J_1 = 0$), onde somente um valor de L é permitido para um dado grupo de partículas alfa, no caso de núcleos ímpares, tem-se uma mistura de dois ou mais valores de L de que $J_1 > 1/2$. Em poucos casos, o momento angular do núcleo pai e o do estado do núcleo filho são conhecidos e, por isso, só foram calculados fatores de impedimento com penetrabilidade de barreira calculada com $L = 0$. Os fatores de impedimento assim calculados diferem levemente dos anteriormente determinados, mas têm a vantagem de uma maior precisão nos algarismos significativos, o que permitirá comparações melhores com estudos teóricos posteriores.

O tratamento feito até agora exclui os casos de desintegração alfa de núcleos com o número de neutrons menor ou igual a 126 (camada fechada). As propriedades de taxa de desintegração de núcleos par-par, nessa região próxima à camada fechada de 126 neutrons, variam enormemente e o conceito de fator de impedimento não é bem definido.

2.3 ESTIMATIVA DA MEIA VIDA TEÓRICA DO Bi^{209}

A comparação entre o λ_{exp} e o λ_{teor} dos núcleos par-par apresentados na tabela I.1, mostrou que os isótopos Pb e de radônio e de polônio não seguem a sistemática regular dos núcleos par-par e uma das causas é serem seus raios menores do

que os previstos pela expressão (16). Esse fato é característico de todos os emissores alfa com $82 < Z < 84$ ou $126 < N < 128$ ou ambos, isto é, aqueles casos onde os nucleons que vão formar a partícula alfa não estão todos disponíveis fora da configuração de camada fechada $Z = 82$ e $N = 126$. Já que pelo menos um dos nucleons constituintes está firmemente ligado, essas espécies fortemente proibidas em relação à emissão alfa têm uma menor energia liberada.

Para calcular os fatores de impedimento de emissores alfa com $Z \geq 84$ e $N \geq 128$, o uso de relações semi-empíricas $\log T_{1/2} = AE^{-1/2} + B$ é, razoavelmente, justificado. Esse método é, porém, bem menos satisfatório para o cálculo de fator de impedimento de espécies fortemente proibidas, já que, por sua pequena energia liberada, êles seriam comparados aos emissores alfa normais de número de massa muito maior e seria muito mais sério o efeito de variações do raio implícito nas relações (21) e (22).

Para êsses casos de núcleos com camada fechada de protons (neutrons), Rasmussen (1) calculou as probabilidades de desintegração reduzida ("reduced transition probability") para núcleos ímpares com $Z < 84$ ou $N < 128$, uma vez conhecidas experimentalmente a meia vida e a energia de desintegração* - ver tabela XV ref (1) -; o Bi^{209} não aparece nessa tabela acima citada, uma vez que não se conhece sua meia vida.

Hanna (18) calculou as amplitudes de onda superficial para partículas alfa emitidas por núcleos situados próximos ao Bi^{209} e dêsse modo, atribuindo um valor para a amplitude de onda relativa ao Bi^{209} , estimou a meia vida de desintegração alfa para diferentes valores da energia. A tabela II.3 mostra os resultados.

*a partir da expressão do quadrado da amplitude da função de onda superficial desenvolvida por Winslow (21).

Pela inconveniência do uso de um fator de impedimento, para o caso de núcleos com camada fechada, procurou-se estimar a meia vida do Bi^{209} através do cálculo da razão entre a constante de desintegração do Po^{210} e a do Bi^{209} , ambas deixando o núcleo filho no estado fundamental. A sugestão para esse procedimento partiu de J.O. Rasmussen (20).

Tanto o Bi^{209} como o Po^{210} têm 126 neutrons: o Bi possui 83 protons, isto é, um proton fora da camada fechada enquanto que o Po^{210} possui dois protons fora da camada fechada. Ambas desintegrações envolvem neutrons $p_{1/2}$ e são retardadas; elas diferem na parte dos protons, sendo que foi feita uma estimativa da contribuição dos mesmos por J.O. Rasmussen (21). A desintegração do bismuto envolve um proton $h_{9/2}$ acoplado com um proton $s_{1/2}$. A desintegração do polônio envolve dois protons $h_{9/2}$.

Para determinar as constantes de desintegração para os casos do Bi^{209} e do Po^{210} , respectivamente, pela equação (24) do parágrafo 2.3, temos de calcular o fator de penetrabilidade P e a largura reduzida γ^2 tanto para a desintegração do bismuto como para a desintegração do polônio.

O fator de penetrabilidade P para o Po^{210} foi calculado por J.O. Rasmussen (15) e vale $3,63 \times 10^{-26}$. O fator de penetrabilidade para a desintegração do Bi^{209} foi determinado por extrapolação. A figura II.9 mostra o gráfico do logaritmo do fator de penetrabilidade contra o inverso da raiz quadrada da energia de desintegração E para isótopos do bismuto acima de 209. Os valores de E e P estão na referência (11). Usando os valores das massas atômicas mais recentes tabeladas (34) onde

$$M_{\text{Bi}} = 208,98039, \quad M_{\text{Tl}} = 204,9744 \quad \text{e} \quad M_{\text{He}} = 4,002605,$$

foi encontrado para a energia de desintegração do Bi^{209} o valor de 3,12 MeV. Usando esse valor no gráfico acima referido, encontramos um valor de $4,54 \times 10^{-44}$ para o fator de penetrabilidade P do Bi^{209} .

Na expressão da largura reduzida γ^2 deduzida de uma forma aproximada por J.O. Rasmussen (expressão (14) da referência (21)), aparecem três fatores: um, devido aos dois neutrons que formam a partícula alfa, outro, devido aos dois protons e um terceiro fator devido ao acoplamento proton-neutron. O fator devido aos neutrons, como por hipótese, é igual para o caso do Bi^{209} e do Po^{210} não será computado, pois quando se fizer a razão $\lambda_{\text{Fd}}(\text{Bi}^{209}) / \lambda_{\text{Fd}}(\text{Po}^{210})$ eles serão cancelados. Os fatores de acoplamento neutron-proton tanto no caso do Bi^{209} como no caso do Po^{210} são iguais à unidade, de acordo com a expressão (13) da referência (21). Resta, portanto, o fator devido aos protons que é (expressão (12) da referência (21)):

$$\mathcal{F}_p(j_1 j_2 j_p) = \left[\frac{(2j_1 + 1)^{1/2} (2j_2 + 1)^{1/2}}{2j_p + 1} \right]^2 \langle j_2 j_1 \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | j_p 0 \rangle Y_{j_1} Y_{j_2}$$

onde "Y" são as funções de onda radiais.

Para o caso da desintegração do Bi^{209} , esse fator vale:

$$\mathcal{F}_p(\text{Bi}^{209}) = \frac{(2 \cdot \frac{9}{2} + 1)(2 \cdot \frac{1}{2} + 1) \langle \frac{1}{2} \frac{9}{2} \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | 5 0 \rangle^2}{2 \cdot 5 + 1} Y_{9/2}^2 Y_{1/2}^2$$

e as funções de onda foram tabeladas por Blomqvist (22) e valem : $Y_{9/2} = 195$ e $Y_{1/2} = 304$, quando se considera o raio nuclear igual a 8F. O coeficiente de Clebsch-Gordan foi calculado através das fórmulas usuais de recorrência e vale $(1/2)^{1/2}$.

No caso do Po^{210} , temos:

$$F_p (Po^{210}) = (2 \cdot \frac{9}{2} + 1) Y_{9/2}^4$$

Não foi levado em consideração o fator de correção do tamanho finito da partícula alfa.

Considerando a desintegração alfa do Bi^{209} (9/2-) que deixa o núcleo produto Tl^{205} no estado fundamental (1/2+) temos que a partícula alfa deve levar um momento angular cujo número quântico associado é $L = 5$. No caso da desintegração do Po^{210} (núcleo par-par), a partícula alfa tem $L = 0$. Portanto, na estimativa da razão entre as constantes de desintegração temos que levar em consideração uma contribuição extra devida à barreira centrífuga para o Bi^{209} . Esse fator denominado P_L/P_0 no caso P_L/P_0 foi estimado no capítulo I, parágrafo 1.2.3. Assim sendo, podemos escrever:

$$\frac{\lambda_{rd} (Bi^{209})}{\lambda_{rd} (Po^{210})} = \frac{P(Bi)}{P(Po)} \cdot \frac{P_5}{P_0} \cdot \frac{(2 \cdot \frac{9}{2} + 1)(2 \cdot \frac{1}{2} + 1) (\frac{1}{2} \cdot \frac{9}{2} \cdot \frac{1}{2} - \frac{1}{2} |50|)^2}{(2 \cdot \frac{9}{2} + 1) Y_{9/2}^4 (2 \cdot 5 + 1)} \cdot \frac{Y_{9/2}^2}{2} \cdot \frac{Y_{1/2}^2}{2}$$

Substituindo os valores nessa expressão, temos que:

$$\lambda_{rd} (Bi^{209}) / \lambda_{rd} (Po^{210}) = 3,3 \times 10^{-21}$$

A meia vida do Po^{210} é 138,4 dias. Sendo assim, obtemos uma estimativa da meia vida do Bi^{209} , isto é:

$$T_{1/2} (Bi^{209}) = 1,1 \times 10^{20} \text{ anos.}$$

.35.

Mesmo tendo sido feito cálculos bastante aproximados, o que se pode constatar é que a atividade alfa do Bi²⁰⁹ é, extremamente, baixa.

CAPÍTULO III

MÉTODO EXPERIMENTAL

O método experimental para ser melhor descrito, foi dividido em cinco partes correspondentes às diferentes etapas da experiência:

- preparação de películas de emulsão nuclear
- exposição (condições de armazenagem prolongada das películas)
- revelação
- microscopia
- eficiência das medidas

3.1 PREPARAÇÃO DE PELÍCULAS DE EMULSÃO NUCLEAR

Prepararam-se dois tipos distintos de película: películas carregadas com bismuto e películas não carregadas ou de emulsão pura.

3.1.1 Películas carregadas com bismuto

A emulsão nuclear pode desempenhar um ou simultaneamente dois papéis numa experiência: pode servir simplesmente como detetor de partículas oriundas de um alvo externo, ou conter, ela mesma, o elemento alvo. Neste caso, é importante que o elemento alvo seja incorporado à emulsão nuclear sem modificar suas propriedades de detecção. Assim, no caso da utilização da emulsão nuclear para medir a radioatividade alfa, faz-se necessário carregá-la com o elemento em estudo.

A atividade é dada pelo produto do número N_0 de átomos do elemento radioativo pela sua constante de desintegração λ

(velocidade específica de desintegração). A incerteza na medida da meia vida está, pois, associada à precisão na determinação do número de átomos N_0 do elemento radioativo contido na emulsão por unidade de volume.

No presente trabalho, foi preparada uma película de emulsão nuclear carregada quantitativamente com bismuto, mediante a adição de um volume determinado de solução aquosa titulada à emulsão nuclear, sob a forma de gel, do seguinte modo: dissolveu-se 1,22g de amônia a 25% em água destilada, em seguida, acrescentaram-se 2,86 g de citrato de bismuto, aquecendo-se tudo lentamente. Essa quantidade de citrato de bismuto corresponde a 100mg de Bi para cada cm^3 de película seca. Adicionou-se ácido cítrico até pH 8 (23).

A solução foi aquecida durante 10 minutos a 54° num banho termostático com a quantidade de gel (I4 da Ilford) correspondente a 10,4 g para cada centímetro cúbico de emulsão seca. A emulsão quente e fluída foi posta numa bandeja de lucite, devidamente nivelada na câmara de secagem.

3.1.2 Película de emulsão pura

Além das películas carregadas com bismuto, prepararam-se, também, películas de emulsão nuclear procedente do mesmo gel*, isto é, películas de emulsão pura (não carregada).

Prepararam-se estas películas dissolvendo-se uma quantidade de gel (I4 da Ilford) correspondente a 10,4 g para cada centímetro cúbico de emulsão seca usando a mesma técnica descrita no parágrafo 3.1.1.

* Procedente do mesmo frasco de emulsão para se poder comparar corretamente o fundo de radiação.

A finalidade dessas foi registrar:

- a) o espectro de fundo de radiação devido a emissores alfa naturalmente existentes na gelatina utilizada pela Ilford, e
- b) o espectro proveniente da radiação cósmica. O espectro de partículas estranhas à medida resultante de uma exposição muito prolongada registrado nas películas de emulsão nuclear pura é subtraído do encontrado nas emulsões carregadas. No presente trabalho, estas películas de emulsão pura tiveram uma importância muito grande devido ao longo tempo de exposição exigido para determinar a meia vida do Bi^{209} .

* * *

Depois de secas, tanto as películas carregadas com bismuto como as películas de emulsão pura foram pesadas e cortadas em pedaços com dimensões adequadas ao trabalho de microscopia. Essas películas menores foram cuidadosamente pesadas, para determinar-se assim, através destas medidas, a quantidade de bismuto existente em cada uma das películas (como alíquotas da massa total de emulsão nuclear preparada). O comprimento e a largura foram medidos para, após o processo de revelação, determinar-se o fator de dilatação em ambas as direções. Para se obter, posteriormente, o fator de contração, mediu-se a espessura por meio de um micrômetro, em três pontos previamente assinalados na película. Foram, em seguida, guardadas em atmosfera de nitrogênio à baixa temperatura (-10°C) para evitar "fading", isto é, o gradual desaparecimento da imagem latente.

A preparação das películas descritas no parágrafo 3.1.1 e 3.1.2 foi feita com cuidados especiais para evitar a contaminação pelo material radioativo existente no laboratório. Nesse particular, convém recordar que 1 mg de urânio natural emite

$7,9 \times 10^8$ partículas alfa por ano, portanto uma contaminação de apenas uma parte por milhão corresponde a um fundo de 3×10^6 traços de partículas alfa por cm^2 de emulsão, por ano.

3.2 EXPOSIÇÃO

O número de traços registrados de partículas alfa por centímetro quadrado de película de emulsão nuclear é dado pela expressão: *

$$T = N_0 \lambda t \quad (24)$$

onde N_0 é o número de átomos por centímetro quadrado, λ é a constante de desintegração e t o tempo de exposição. A fórmula acima aplica-se ao caso de meias vidas extremamente longas (implicando em λ muito pequeno e N_0 praticamente constante).

Foi mencionado acima que o nosso método de carregar a emulsão nuclear com bismuto permite incorporar, homogêneamente, até 100 mg de bismuto por centímetro cúbico de emulsão seca, o que corresponde, aproximadamente, a 5 mg/cm^2 para a espessura das películas utilizadas. Logo, N_0 é da ordem de $1,4 \times 10^{19}$ átomos de bismuto por centímetro quadrado, na hipótese da meia vida do Bi^{209} ser da ordem de 10^{17} anos (24), esperam-se por ano 140 traços por centímetro quadrado. Nestas condições, como se pode observar, para obter boa estatística na medida, o único fator na expressão (24) passível de ser incrementado é o tempo de exposição.

De outra parte, uma exposição muito prolongada leva-nos a considerar com particular interesse, dois problemas: o "fading" decorrente de uma exposição excessivamente prolongada e

* Ao invés de nos referirmos a cm^3 , referimo-nos a cm^2 porque é a maneira usual empregada na expressão (24).

a possível contaminação da gelatina da emulsão com bactérias.

3.2.1 Desaparecimento da imagem latente ("fading")

Para a solução do problema do "fading", dividiram-se películas preparadas em três grupos, contendo cada um deles os dois tipos de películas, isto é, películas carregadas descritas no parágrafo 3.1.1 e películas de emulsão pura descritas no parágrafo 3.1.2.

No primeiro grupo, as películas contendo bismuto tiveram como finalidade primordial registrar o espectro de partículas alfa provenientes do elemento em estudo e as películas de emulsão pura a de registrar o espectro do fundo de radiação (background), que são registrados, simultaneamente, em ambos os tipos de películas.

O segundo grupo constituiu-se de películas carregadas e de emulsão pura, expostas a uma fonte de neutrons rápidos. A finalidade destas foi, registrando traços de protons de recuo, permitir a medida dos percursos destes, antes de iniciar a prolongada exposição; por esse motivo, foram reveladas imediatamente.

O último grupo continha um número maior de películas carregadas e não carregadas que, também, foram expostas à fonte de neutrons rápidos. Estas películas contendo as imagens latentes dos traços de protons de recuo foram armazenadas em idênticas condições que as do primeiro grupo e utilizadas como método de averiguar o "fading" durante o longo período de exposição.

No quadro III.1, temos um esquema caracterizando cada grupo. Chamamos elementos de contaminação os possíveis alfa-emissores, normalmente, encontrados nas gelatinas tais como U^{238} , U^{234} , Th^{230} , U^{235} , Po^{210} , Th^{232} , etc. que serão discutidos em detalhes na análise das medidas.

Após uma determinada exposição, além da película contendo bismuto e da película não carregada do primeiro grupo, revelou-se, também, uma de cada tipo do terceiro grupo. Estas últimas continuam após a revelação nítidos traços de protons de recuo. Duas análises foram feitas em cada uma: primeiro, a medida do alcance ou percurso dos traços dos protons, o que permitiu medir até que perda de energia (dE/dx) foi possível registrar, presumindo-se existir algum "fading". Segundo, verificou-se ao longo da espessura da película se os traços de protons mantinham a mesma densidade ótica (densidade de grão) ao longo dos seus percursos. Isto, porque presume-se que o possível "fading" não seja uniforme ao longo da espessura da emulsão. A comparação com as películas reveladas antes de iniciar a exposição prolongada, isto é, com as do segundo grupo, facilitava o confronto da densidade ótica dos traços de protons após uma exposição. Como é óbvio, as películas armazenadas contiveram um número maior de traços, pois, além dos protons devido aos neutrons rápidos da fonte a que foram expostas, havia também os traços acumulados provenientes da radiação cósmica. No capítulo IV serão mostrados histogramas destes traços de protons.

3.2.2 Presença de bactérias

Para evitar a possibilidade de contaminação e o crescimento de colônias de bactérias, não só a câmara de secagem sofreu um tratamento com formol assim como todo o material utilizado foi esterelizado por este método. As películas, depois de preparadas, foram também expostas a uma atmosfera contendo formol. Não encontramos bactérias no decorrer do exame microscópico, demonstrando que o método utilizado foi eficiente.

3.3 REVELAÇÃO

.42.

A fórmula do revelador usado tanto para as películas carregadas como para as de emulsão pura foi a seguinte:

- ácido bórico: 10 g
- sulfito de sódio: 5 g
- brometo de potássio: 0,5 g
- amidol: 0,45 g
- água destilada: 1000 cc

Findo o prolongado período de exposição, as películas carregadas, tanto as destinadas a verificar o "fading" como as utilizadas para medir radioatividade alfa, foram lavadas por muitas horas (~10 h) em água corrente a 9°C. Em seguida, foram reveladas juntamente com as de emulsão pura destinadas a verificar o "fading" e a registrar o fundo de radiação. A técnica de revelação obedeceu às seguintes operações: inicialmente, as películas foram imersas no revelador a 5°C, durante três horas, depois elevou-se lentamente a temperatura até 9°C e deixou-se por mais uma hora nesta temperatura. A revelação foi interrompida mediante um "stop bath", constituído de 5 g/l de sulfito de sódio, adicionando-se ácido acético até atingir pH 3,5, à temperatura de 5°C, durante duas horas. Finalmente, os grãos de brometo de prata não revelados foram dissolvidos por um banho fixador de hiposulfito a 350 g/l e 5 g de sulfito de sódio (a 5°C). O tempo de fixação adotado foi o dobro do tempo que as películas levaram para se tornar completamente transparentes. Em seguida, foram lavadas em água corrente à temperatura de 9°C. Depois de lavadas por um período de tempo suficientemente longo para não restar sais dissolvidos na gelatina da emulsão, foram postas num recipiente com água destilada a 9°C, onde se diluiu, gradualmente, álcool até concentração de 65%, mantendo constante a temperatura. As películas se contraíram até a sua mínima dimensão permissível neste banho, em seguida foram coladas em placas de vidro preparadas

preparadas pela Ilford e postas para secar, lentamente, até atingir equilíbrio com a umidade relativa ambiente.

Tal sequência de operações visa reduzir ao mínimo as distorções produzidas pela revelação nas películas.

3.4 MICROSCOPIA

Na busca e na localização dos traços de partículas alfa presentes nas películas de emulsão nuclear foram utilizados microscópios Ortholux com oculares de 10x e objetivas de imersão 53x e, para as medidas de percurso, foi empregado oculares 12,5 e objetivas de imersão 100x. Para evitar que um traço de partícula alfa fosse medido mais de uma vez, uma grade ou rede de referência foi colada à superfície da emulsão. Assim, foi possível fazer um mapeamento preciso da posição dos traços, e, desta forma, medir por comparação, entre o trabalho de duas ou mais microscopistas, as coincidências entre os traços e medidas de diferentes observadores.

A figura III.1 representa a orientação no espaço de um traço de partícula alfa e as medidas necessárias para obtenção de seu percurso real. Essas medidas são:

- A"B" - distância vertical entre as extremidades da trajetória.
- A'B' - distância entre as extremidades da projeção da trajetória no plano da emulsão.
- ALFA - ângulo da projeção da trajetória no plano da emulsão com a direção escolhida para o eixo "x".

A partir dessas informações, um programa Fortran no computador IBM-1620 II permite a obtenção do comprimento real do traço e nos fornece o histograma de percurso ou alcance. Para ob

tenção deste comprimento são fornecidos três parâmetros que permitem levar em consideração as contrações e dilatações observadas na emulsão nuclear após a revelação. No capítulo IV, estes parâmetros serão discutidos pormenorizadamente.

A medida de $A'B'$ é feita por meio de oculares munidas de escalas que possibilitam através de um fator de calibração, transformar esta medida em microns.

$A''B''$ pode ser medido diretamente por meio de um micrômetro com precisão de 0,5 micron. Este micrômetro é solidário com o movimento fino vertical do canhão do microscópio.

Finalmente, a medida do ângulo ALFA é obtida pela leitura direta num goniômetro adaptado à ocular do microscópio; a precisão obtida no ângulo ALFA é de 0,01 radianos para $\text{arc. tg}(A''B''/A'B')$ da ordem de 15° . Este erro é causado, principalmente, pela grossura do traço da partícula alfa.

3.5 EFICIÊNCIA DAS MEDIDAS

A comparação dos mapas de várias microscopistas que trabalharam na mesma área, permitiu medir a eficiência de cada uma e calcular o número mais provável de traços de partículas alfa no volume de emulsão examinado.

A eficiência de uma observação é a razão entre o número de traços encontrados e o número real existente, numa certa área. Sendo o número real T e os números encontrados por três observadores A, B, C; suas eficiências individuais serão:

$$E_a = \frac{A}{T}; \quad E_b = \frac{B}{T}; \quad E_c = \frac{C}{T}$$

O número real T de traços de partículas alfa pode ser calculado a partir de A, B, C pelo número de duplas e triplas

coincidências entre os observadores pelas expressões:

$$T_1 = \frac{AB}{D}; \quad T_2 = \frac{AC}{F}; \quad T_3 = \frac{BC}{G};$$

$$T_4 = \frac{AG + BF + CD}{2H} - \sqrt{\left(\frac{AG + BF + CD}{2H}\right)^2 - \frac{2ABC}{H}}$$

onde D, F, G são os números de coincidências duplas e H o de coincidências triplas. Em primeira aproximação, T pode ser obtido como uma média de T_1 , T_2 , T_3 e T_4 .

É sabido que a eficiência decresce quando a densidade de eventos diminui de sorte que no nosso caso quanto mais prolongado o tempo de exposição, maior a densidade de traços e melhor a precisão dos resultados.

Na realidade, embora o número total de eventos entre 7 e 11μ encontrados nas películas após um tempo extremamente longo seja muito pequeno, o histograma de número de traços contra o percurso mostrou que o número de eventos é grande devido à radiação de fundo.

CAPÍTULO IV

ANÁLISE DOS RESULTADOS

Baseou-se fundamentalmente a análise dos resultados em duas informações provenientes de dados experimentais. A primeira é o número de traços observados num determinado volume da emulsão nuclear, e a segunda, a distribuição dos comprimentos desses traços. O parágrafo 4.1 descreve o tratamento das medidas feitas pelas microscopistas, necessário à obtenção dos comprimentos reais das trajetórias. Nos parágrafos 4.2 e 4.3 descrevemos os processos que poderiam produzir traços espúrios e, portanto, aumentar o número de traços presentes (radiação de fundo) ou diminuirlos (desaparecimento da imagem latente). No parágrafo 4.4, vemos as conclusões a que pudemos chegar, baseados nos dados obtidos e, finalmente, no parágrafo 4.5, as conclusões e confronto dos nossos resultados com os de outros autores.

4.1 TRATAMENTO DOS DADOS

Com o auxílio das medidas feitas no início da experiência, isto é, da quantidade de bismuto contida na película t₀ da e da massa dessa película, foi possível determinar a concentração de bismuto na película, isto é, $C = 24,01 \text{ mg de } \text{Bi}^{209} \text{ por grama de película seca.}$

A partir das medidas das dimensões e das massas das películas menores (alíquotas) tiradas da preparação inicial, determinou-se o número de átomos de bismuto por cm^3 para as películas mediante a expressão:

$$\frac{M \times C \times N_0 \times 10^{-3}}{V \times 209}$$

sendo M a massa em gramas, C a concentração de bismuto em mg/g, V volume em cm^3 e N_0 o número de Avogadro. De acôrdo com as nossas medidas, o número de átomos de bismuto por cm^3 foi da ordem de 2×10^{20} . Multiplicando-se a quantidade total de bismuto na película pelo tempo de armazenamento, obteve-se a exposição em mg.dias que variou de $8,4 \times 10^3$ a $1,2 \times 10^5$ para as diversas películas. Evidentemente, seria um trabalho exaustivo examinar, ao microscópio, cada película inteira ($\sim 9 \text{ cm}^2$); o que se fez, então, foi examinar um determinado volume da emulsão carregada com bismuto e um determinado volume da emulsão pura normalizando para o mesmo volume. De acôrdo com o volume examinado em cada película contendo bismuto, a exposição efetiva utilizada na estimativa da meia vida variou de $6,10 \times 10^2$ a $1,9 \times 10^3$ mg.dias.

O exame no microscópio das películas carregadas com bismuto foi feito em três etapas. Na primeira, mediram-se traços individuais de qualquer comprimento num determinado volume (entendendo-se por traços individuais aqueles não pertencentes à estrutura típica de contaminação). Na segunda, os traços menores do que 15 microns, encontrados na primeira fase, foram medidos com uma objetiva de maior aumento e uma ocular de maior precisão (12,5x). A terceira etapa consistiu na contagem e mapeamento de eventos por duas ou três microscopistas numa mesma região da película. Pelo método estatístico de dupla ou tripla coincidência nas contagens, obteve-se a eficiência das microscopistas.

Com os resultados da primeira etapa, foi possível verificar qual contaminação existente e não-existência de "fading", através de comparações com resultados das películas anteriormente reveladas. Nos eventos encontrados estão incluídos os

provenientes de: radiação cósmica, de elementos alfa- radioativos existentes na própria gelatina e de partículas alfa do bismuto. Esses vários tipos de eventos, com exceção do último, constituem o que chamamos de radiação de fundo (a origem da radiação de fundo será vista no parágrafo 4.2).

Como foi descrito no capítulo III, ao ser encontrado um evento, além das coordenadas (x, y) que o localizam no plano da emulsão e da coordenada z que dá a sua profundidade em relação à superfície da película, fizeram-se as seguintes medidas: a distância vertical entre as extremidades do traço ($A'' B''$), a distância entre as extremidades da projeção da trajetória no plano da emulsão ($A' B'$) e o ângulo da projeção da trajetória no plano da emulsão com uma direção escolhida arbitrariamente (ALFA). A medida da distância vertical entre as extremidades do traço foi feita por meio de um micrômetro adaptado ao microscópio. Como após o processo de revelação, a película se contrai, a medida lida no micrômetro tem de ser multiplicada por um fator de correção para se obter a medida verdadeira. Esse fator de contração (F. C.) é a razão entre a média das medidas de espessura da película, tiradas antes do processo de revelação, e a média das medidas tiradas diariamente durante o exame no microscópio.

A medida da projeção do traço, no plano da emulsão, é obtida em divisões de uma escala fixada numa das oculares do microscópio. A calibração dessa escala é feita por meio de uma escala micrométrica com a precisão de centésimo de microns. Entretanto, essa calibração é feita após a revelação da película, o que nos obriga a correções devido a dilatações na largura e no comprimento da película. Chamamos de calibração vertical (CALV) ao produto da calibração pela razão entre a largura inicial (medida antes da revelação) e a final (medida após a revelação) da película. Análogamente, definimos a calibração horizontal (CALH), isto é:

$$\text{CALV} = \text{Calibração} \times V_1 / V_f$$

$$\text{CALH} = \text{Calibração} \times H_1 / H_f$$

A projeção do traço no plano da emulsão, levando-se em conta os fatores de correção acima é dada por:

$$\text{PTV} = \left[(A'B' \times \text{sen ALFA} \times \text{CALV})^2 + (A'B' \times \text{cos ALFA} \times \text{CALH})^2 \right]^{1/2}$$

e o percurso real da partícula carregada na emulsão é, portanto:

$$\text{ALCANCE} = \left[(A''B'' \times \text{F.C.})^2 + \text{PTV}^2 \right]^{1/2}$$

em microns. Como foi dito no capítulo III, êsse cálculo é feito por meio de um programa FORTRAN. Por meio de um programa auxiliar (25) foram obtidos os gráficos dos histogramas dos percursos em cada uma das películas.

4.2 RADIAÇÃO DE FUNDO

Tanto nas películas carregadas com bismuto como nas de emulsão pura, existem eventos devido à radiação cósmica e à contaminação. Traços individuais de partícula alfa podem ser originar de contaminações de uma das três séries radioativas naturais. Traços com, aproximadamente, 7 microns podem ser atribuídos à desintegração alfa do Sm^{147} e à reação (n,p) de captura de neutrons térmicos pelo nitrogênio da emulsão (a composição da emulsão I4 Ilford pode ser vista na referência (26). Na tabela IV.1 encontram-se as possíveis fontes de traços individuais de contaminação. Uma vez conhecidas as energias, os alcances foram obtidos através de relações percurso-energia (27). Êsses valores são muito próximos e alguns coincidem com os obtidos por Hincks e Millar (28).

Sendo bem conhecidas as abundâncias e as meias vidas do U^{235} e U^{238} , podemos dizer que, na contaminação devida ao urânio natural, a atividade dos membros da série $(4n + 3)$ é, somente, 4,5% daquela dos elementos da série $(4n + 2)$, supondo que exista equilíbrio radioativo em cada série. Numa primeira aproximação, podemos atribuir todas as partículas alfa individuais da contaminação por elementos das séries radioativas, aos quatro membros da série $(4n + 2)$. Essas partículas alfa têm percursos médios entre 15 e 22 microns e seus traços estariam separados de quaisquer traços de partícula alfa do bismuto que tem um percurso de cerca de 11 microns. Considerando a energia média da partícula alfa do Bi^{209} sendo 3,12 MeV, pela relação percurso - energia, encontramos um alcance médio de 11,2 microns. Por outro lado, os traços devidos a partículas alfa do samário e à reação $N^{14}(n,p)C^{14}$, que têm cerca de 7 microns, estariam igualmente separados dos traços de partícula alfa do bismuto.

Foi conveniente verificar qual seria a largura de um possível pico relativo ao bismuto num histograma dos comprimentos dos traços. Como se sabe, além de flutuações no percurso da partícula alfa, há flutuações devido aos erros na medida de traços profundos, isto é, com $A''B'' > 3$. Quando se usam apenas traços horizontais ($A''B''=0$), obtêm-se picos mais definidos (29), mas ao considerar quaisquer tipos de eventos, o desvio médio é maior. Foi feita, para se estimar a largura de um pico no histograma de percursos, uma experiência auxiliar que consistiu em medir traços de partículas alfa do samário. Para isto, preparou-se uma película de emulsão nuclear I4 Ilford carregada com $8,67 \times 10^{-3}$ mg de samário por cm^2 e, após dez dias de armazenamento, a película foi revelada. Três microscopistas A, B, C, fizeram o exame e mediram cerca de 100 traços com a ocular especial 12,5 x. A figura IV.1 mostra os histogramas e os resultados dos percursos

médios para cada uma das microscopistas. Nessa experiência, devemos salientar o fato de que só havia traços de partículas alfa do samário já que, com uma exposição de tão poucos dias, a radiação de fundo foi desprezível, o que facilitou o exame no microscópio.

4.3 DESAPARECIMENTO DA IMAGEM LATENTE ("FADING")

Quando uma partícula carregada atravessa uma película de emulsão nuclear, produz alterações em alguns grãos de brometo de prata ao longo de sua trajetória, o que fará êsses grãos se comportarem de modo diferente dos demais durante a revelação. Os grãos assim expostos são portadores de centros de imagem latente, que têm a propriedade de catalizar a redução de íons de prata em prata metálica. Quando um grão de brometo de prata é imerso num agente revelador apropriado, a prata nêle contida reduz-se à prata metálica. Um centro de imagem latente acelera essa redução de modo que um grão portador de um centro de imagem latente é revelado mais rapidamente do que os demais. Nessa propriedade, baseia-se todo o processo fotográfico; fazendo cessar a revelação no instante apropriado, os grãos atingidos serão constituídos de prata metálica e tornam a trajetória da partícula visível ao microscópio.

Quando transcorre um grande período de tempo entre a exposição e a revelação, a imagem latente fica sujeita a sofrer alterações e mesmo desaparecer do grão em que se formou (32). Isto é particularmente importante em nosso trabalho, onde as exposições são da ordem de vários anos. Há necessidade, portanto, de se constatar de alguma maneira a não ocorrência do "fading", que poderia fazer com que traços fôssem encurtados durante o longo período de exposição.

O procedimento por nós empregado foi controlar o

"fading" através da análise de traços de prótons de recuo. Considerando partículas carregadas de mesma velocidade v , a perda de energia é proporcional ao quadrado da carga; sendo assim, a partícula alfa é mais ionizante que um próton de mesma velocidade v .

As energias dos nêutrons de uma fonte de Ra-Be variam de 1 MeV a 13 MeV. Da colisão do nêutron com o próton, este pode ser espalhado em qualquer direção, temos, portanto, um espectro de energia para cada energia do nêutron incidente. Como há um espectro de energia dos nêutrons incidentes, temos um espectro de prótons com energia variando desde zero até a energia máxima dos nêutrons. É interessante verificar o "fading" nos traços mais longos (correspondentes aos prótons de maior energia) que são os menos ionizantes, porque não havendo "fading" nesses traços, a fortiori não terá havido nos traços de partículas alfa do Bi²⁰⁹.

Os histogramas dos traços de prótons das películas reveladas após diferentes tempos de exposição, quando comparados com os obtidos dos traços de prótons das películas reveladas no início da experiência (películas do segundo grupo no esquema III. 1), mostraram que não houve "fading". A figura IV.2 mostra o histograma da projeção dos traços de prótons no plano da emulsão, obtido de uma película não armazenada e de outra armazenada durante 697 dias.

Presume-se que na ocorrência do "fading", as camadas superficiais da película sejam primeiramente atingidas; por esse motivo, foi feito um outro teste para analisar se em toda a profundidade da película havia eventos de diferentes comprimentos. Colocaram-se, num gráfico, as projeções do plano da emulsão dos traços de prótons contra a coordenada Z, isto é, contra a distância de uma das extremidades da projeção do traço à superfície da emulsão e verificou-se haver uniformidade em todas as películas das diferentes exposições.

Este tipo de gráfico foi feito para todas as películas

las, isto é, para as películas dos três grupos do esquema III.1. O resultado relativo a película armazenada acima citada está mostra do na figura IV.3 e demonstra que o "fading" foi inapreciável.

Além disso, ao analisar o histograma do espectro de partículas alfa de quaisquer comprimento obtido da última película revelada, correspondente a seis anos de armazenamento, verificou-se a não ocorrência do "fading" mediante comparação com o histograma obtido do exame no microscópio da primeira película revelada, ou seja, após 138 dias de armazenamento. (ver figura IV.4 - o que vemos na figura é um pequeno deslocamento do pico no sentido contrário ao que seria de se esperar, caso tivesse havido "fading").

4.4 RESULTADOS OBTIDOS

O histograma, obtido pelo exame ao microscópio de cada película carregada com bismuto, sofreu uma correção devida à eficiência da microscopista. O histograma relativo a cada película de emulsão pura, além da correção devida à eficiência da microscopista, foi normalizado para o mesmo volume da película correspondente, carregada com bismuto. Para cada exposição, o histograma relativo à radiação de fundo (emulsão pura) foi subtraído da película carregada com bismuto. Os resultados são vistos nas figuras IV.5, IV.6 e IV.7. Não há razão, a priori, para haver a mesma contaminação em ambas as películas (de emulsão pura e carregada com bismuto) de uma mesma exposição; por este motivo, o histograma pode oscilar em torno do valor zero.

Fêz-se uma soma de todos os histogramas das diferentes exposições. Como a atividade do bismuto 209 é muito baixa, este histograma resultante oferece uma estatística melhor para a determinação da meia vida. A figura IV.8 mostra o histograma re

sultante.

Com uma exposição correspondente à soma de tôdas as exposições, calculamos quantos eventos relativos à partícula alfa do Bi²⁰⁹, deveríamos encontrar caso a meia vida fôsse 10^{17} , 10^{18} e 10^{19} anos. No caso da meia vida ser 10^{17} anos, deveríamos obter na região de 11 microns do histograma resultante uma distribuição gaussiana, cuja área entre a curva e o eixo dos "X" correspondesse a 640 traços. No caso da meia vida ser 10^{18} e 10^{19} anos, teríamos distribuições análogas, cujas áreas corresponderiam a 64 e 6,4 traços, respectivamente. A impossibilidade de traçar essas curvas num mesmo gráfico linear fêz com que traçássemos as curvas equivalentes num gráfico em que foi colocado o logarítmo dos eventos contra o alcance. No eixo vertical à direita, colocamos o logarítmo da meia vida, possibilitando a determinação rápida de qual seria a meia vida, uma vez obtido o número de eventos oriundos do elemento em estudo (figura IV.9).

A ausência de eventos com 12 microns e o aparecimento de alguns traços de comprimento entre 4 e 11, fêz com que analisássemos a possibilidade de estar presente nas películas estudadas, uma ínfima contaminação de samário. Por êsse motivo, somamos os histogramas relativos ao samário, descritos no parágrafo IV.3 e mostrados na figura IV.1, normalizamos para o pico em 10μ do histograma resultante (figura IV.8) e obtivemos o histograma apresentado na figura IV.10, que corresponde a uma exposição de $4,2 \times 10^{-3}$ mg.dias de samário. Comparando os histogramas das figuras IV.10 e IV.8, vemos que o que aparece nas películas carregadas com bismuto é uma contaminação de samário de 300 partes por bilhão e nenhuma evidência de um grupo de partículas alfa poder ser atribuída ao Bi²⁰⁹.

De acôrdo com as parábolas da figura IV.9, 6,4 traços que pudessem ser atribuídos a partículas alfa do Bi²⁰⁹ corresponderiam a uma meia vida de 10^{19} anos.

Como não houve evidência definitiva de traços, relativos à partícula alfa do Bi^{209} , podemos concluir que o limite inferior da meia vida é superior a 10^{19} anos.

4.5 CONCLUSÃO

Num exame global de $1,18 \times 10^4$ mg.dias de emulsão carregada com bismuto, em diferentes exposições, não encontramos evidência da existência de um grupo de partículas alfa que pudessem ser atribuído ao Bi^{209} e concluímos que a meia vida é maior do que 10^{19} anos, isto é:

$$T_{1/2} (\text{Bi}^{209}) > 10^{19} \text{ anos}$$

O prolongado tempo de exposição a que foram submetidas nossas películas, permitiu-nos estabelecer um limite inferior bem maior do que os encontrados na literatura. Jenkner e Broda (33), por exemplo, armazenando placas de emulsão nuclear impregnadas com bismuto, durante sete meses e não encontrando nenhuma evidência para a atividade alfa do bismuto, deram como limite inferior, uma meia vida de 3×10^{15} anos.

Numa placa armazenada durante 2 anos e 3 meses, Faraggi e Berthelot (27) observaram alguns traços que atribuíram a partículas alfa do Bi^{209} e concluíram que o Bi^{209} emitia partículas alfa de 3,15 MeV com uma meia vida de $2,7 \times 10^{17}$ anos. Entretanto, tôdas as evidências indicam, atualmente, que o tempo de exposição empregado por êsse autores não é o suficiente para se obter um resultado conclusivo para a meia vida do elemento em questão.

Hincks e Millar (34), numa experiência semelhante, não encontraram traços que pudessem ser atribuídos ao bismuto e deram como limite inferior de 2×10^{18} anos. Riezler e Porschen (35) fizeram uma experiência com emulsões impregnadas com bismuto e determinaram uma meia vida de 2×10^{17} anos, valor muito próximo do encontrado por Faraggi e Berthelot. Riezler e Porschen sugeriram que as placas utilizadas por Hincks e Millar eram insensíveis a partículas alfa de baixa energia (entre 2 a 3,2 MeV). Em 1958, Hincks e Millar (22) reconsideraram seus dados, reexaminaram os testes de sensibilidade, calibração, etc. e reafirmaram que a meia vida era maior do que 2×10^{18} anos. O nosso resultado confirma êsse último, e estende o limite inferior da meia vida do Bi^{209} além de 10^{19} anos, o que está em perfeita concordância com a meia vida calculada, teoricamente, na primeira parte dêste trabalho.

R E F E R E N C I A S

1. I. Perlman & J.O.Rasmussen, "Alpha Radioactivity" in Handbuch der Physik (Springer, Berlin) 42, 109, (1957).
J.O.Rasmussen "Alpha Decay", Alpha, Beta & Gama - Ray - Spectros copy - (North Holland) (1955).
2. R.D. Evans, "The Atomic Nucleus", (McGraw Hill), 366, (1955).
3. J.H.E. Mattauch, W.Thiele & A.H. Wapstra, Nucl.Phys. 67, 32.72 (1965).
4. G.T. Seaborg, AEC n°s 13-69, USAEC (1969).
5. M.A. Preston, "Physics of the Nucleus", (Addison-Wesley, Reading Mass), 353, (1962).
6. G. Gamow, Z. Physik, 51, 204 (1928).
7. R.W. Gurney & E.V. Condon, Nature, 122, 439 (1928; Phys.Rev. 33 127 (1929)).
8. E. Segrè, "Nuclei and Particles", (W.A. Benjamin, Inc)(1964).
9. I. Perlman & V.J. Ypsillantis, Phys.Rev. 79, 30 (1950).
10. J.M. Blatt & V.F. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics", (J. Wiley and Sons, Inc.), (1952).
11. J.O. Rasmussen, Phys. Rev. 115, 1675 (1959).
12. I. Perlman, A. Ghiorso & G.T. Seaborg, Phys. Rev. 77, 26 (1950).

13. C.J. Gallagher & J.O. Rasmussen, J. Inorg. Nucl. Chem., 2, 333 (1957).
14. A. Bohr, P.O. Fröman & B.R. Mottelson, Kgl. Danske. Videnskabs-Selskab, Mat. - fys. Meed. 29, 10 (1955).
15. J.O. Rasmussen, Phys. Rev. 113, 1593 (1959).
16. G. Igo, Phys. Rev. Letters 1, 72 (1958).
17. J.O. Rasmussen, Rev. Modern Phys. 30, 424 (1958).
18. E.P. Hincks & C.H. Millar, Can. J. Phys. 36, 231 (1958).
19. G.H. Winslow, "On the One-body Model of Alpha Radioactivity", ANL-5381 (1955).
20. J.O. Rasmussen (comunicação particular).
21. J.O. Rasmussen - Nucl. Phys. 44, 93 (1963).
22. J. Blomqvist & S. Wahlborn, Ark. Fysik 16, 545 (1960).
23. H.G. de Carvalho & M. Muchnick - Nucl. Inst. Meth. 15, 101-2 (1962).
24. H. Faraggi & A. Berthelot - Compt. Rend. 232, 2093 (1951).
25. H. Schechter, "Histog." - subrotina elaborada no computador IBM 1620 do C.B.P.F.
26. W.H. Barkas - Nuclear Research Emulsions - Academic Press, London, 14 (1963).
27. P. Demers, "Ionographie, Les Émulsions Nucléaires" - Les Presses Universitaires de Montréal (1958).
28. G.R. Leslie, "The Radioactivity of Samarium", Tese, Faculdade de North Caroline State College, Raleigh (1954).

29. H.G. de Carvalho, "The Processing and Loading of Nuclear Emulsions" - cap. V do livro "Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation" - North Holland (1965).
30. K. Jenkner & E. Broda, Nature 164, 412 (1949).
31. E.P. Hincks & C.H. Millar, Proc, Roy. Soc. Can. 46, 143 (1952).
32. W. Riezler & W. Porschen, Z.Naturforsch 7A, 634 (1952) e 11A, 143 (1956).
33. G.C. Hanna, "Alpha Radioactivity", Experimental Nuclear Physics, vol. III, E.Segrè (John Wiley & Sons Inc.), 54, (1959).
34. Chart of The Nuclides - Knolls Atomic Power Laboratory - 10th edition (1968).

RELAÇÃO DAS FIGURAS

- FIGURA I.1 - Perfil da energia de desintegração alfa ao longo da região de máxima estabilidade beta.
- FIGURA I.2 - Representação esquemática da energia potencial de uma partícula alfa na vizinhança de um núcleo pesado.
- FIGURA I.3 - Representação esquemática da relação entre R , R_A e R_I .
- FIGURA I.4 - Ilustração da dependência da constante de desintegração com variações do parâmetro r_0 .
- FIGURAS II.1; II.2; II.3; II.4 e II.5 - Distribuição de fatores de impedimento para desintegrações alfa de núcleos par-par, cujo núcleo produto passa por estado excitado.
- FIGURAS II.7 e II.8 - Distribuição de impedimento para desintegração alfa de núcleos ímpares.
- FIGURA II.9 - Gráfico do fator de penetrabilidade para isótopos do bismuto em função da energia de desintegração alfa.
- FIGURA III.1 - Orientação no espaço da trajetória das partículas alfa a partir de medidas efetuadas na emulsão nuclear.
- FIGURA IV.1 - Histogramas de traços de partícula alfa do Sm^{147} obtido por três diferentes microscopistas.
- FIGURA IV.2 - Histogramas da projeção de traços de prótons de recuo sobre o plano da emulsão nuclear.

- FIGURA IV,3 - Gráfico da profundidade do traço em relação à superfície da emulsão nuclear contra o seu comprimento.
- FIGURA IV,4 - Traços de partículas alfa de quaisquer comprimentos encontrados em películas carregadas com bismuto.
- FIGURAS IV,5; IV,6 e IV,7 - Histogramas de traços de partículas alfa em películas carregadas com bismuto correspondentes a diferentes exposições,
- FIGURA IV,8 - Histograma resultante das películas carregadas com bismuto,
- FIGURA IV,9 - Meias vidas correspondentes a diversas distribuições de número de eventos
- FIGURA IV,10 - Histograma resultante de contaminação de samário,

- I.1 - Valores teóricos e experimentais das constantes de desintegração de núcleos par-par.
- II.1 - Constantes semi-empíricas A_Z e B_Z para núcleos par - par com $Z \geq 84$.
- II.2 - Constantes semi-empíricas interpoladas para cálculos de fator de impedimento de núcleos de Z ímpar.
- II.3 - Valores calculados para a meia vida do Bi^{209} , utilizando diferentes valores para a energia de desintegração.
- IV.1 - Possíveis elementos de contaminação existente na emulsão nuclear.

* * *

ESQUEMA

- III.1 - Características das diferentes películas utilizadas na realização da experiência.

* * *

TABELA I.1

Nº ATÔMICO	Nº MASSA	λ exp *	λ teór. *
84	208	7,59 (-9)	9,26 (-8)
84	210	5,82 (-8)	1,13 (-6)
84	212	2,82 (+8)	4,19 (+6)
84	214	4,22 (+3)	5,14 (+3)
84	216	4,62	5,29
84	218	3,79 (-3)	3,99 (-3)
86	210	8,02 (-5)	5,38 (-4)
86	212	4,62 (-4)	5,82 (-3)
86	216	1,39 (+4)	1,09 (+4)
86	218	1,98 (+1)	1,50 (+1)
86	220	1,25 (-2)	9,39 (-3)
86	222	2,10 (-6)	
88	212	5,33 (-2)	2,69 (-1)
88	214	2,66 (-1)	2,80
88	220	3,01 (+1)	3,20 (+1)
88	222	1,82 (-2)	1,71 (-2)
88	224	2,21 (-6)	1,86 (-6)
88	226	1,37 (-11)	1,06 (-11)
90	224	6,30 (-1)	6,07 (-1)
90	226	3,72 (-4)	2,78 (-4)
90	228	1,15 (-8)	8,86 (-9)
90	230	2,81 (-13)	2,14 (-13)
90	232	1,56 (-18)	8,90 (-19)
92	228	1,26 (-3)	1,24 (-3)
92	230	3,85 (-7)	2,85 (-7)
92	232	3,05 (-10)	2,40 (-10)
92	234	8,89 (-14)	7,24 (-14)
92	236	9,08 (-16)	6,96 (-16)
92	238	4,88 (-18)	2,77 (-18)
94	236	7,70 (-9)	8,95 (-9)
94	238	2,51 (-10)	2,99 (-10)
94	240	3,30 (-12)	3,15 (-12)
94	242	5,68 (-14)	5,90 (-14)
94	244	2,64 (-16)	5,10 (-17)
96	240	3,00 (-7)	5,27 (-7)
96	242	7,91 (-8)	7,51 (-8)
96	244	1,21 (-9)	1,97 (-9)
96	246	4,68 (-12)	7,74 (-12)
96	248	5,24 (-14)	6,69 (-14)
98	244	6,77 (-4)	5,16 (-4)
98	246	5,37 (-6)	1,09 (-5)
98	248	2,29 (-8)	6,12 (-8)
98	250	1,68 (-9)	4,14 (-9)
98	252	8,30 (-9)	1,28 (-8)
100	248	1,89 (-2)	2,38 (-2)
100	250	3,85 (-4)	1,11 (-3)
100	252	8,37 (-6)	3,48 (-5)
100	254	5,92 (-5)	1,45 (-4)
102	254	1,24 (-2)	2,35 (-1)

* o número entre parêntesis indica a potência de 10

TABELA II.1

ELEMENTO	A	B
100 Fm	156.38 †	- 53.3742 †
98 Cf	152.86	- 52.9506
96 Cm	152.44	- 53.6825
94 Pu	146.23	- 52.0899
92 U	147.49	- 53.6565
90 Th	144.19	- 53.2644
88 Ra	139.17	- 52.1476
86 Em	137.46	- 52.4597
84 Po	129.35	- 49.9229

† valor extrapolado

TABELA II.2

ELEMENTO	A	B
99 E	155.04 †	- 53.3141 †
97 Bk	152.65	- 53.3166
95 Am	149.33	- 52.8862
93 Np	146.86	- 52.8732
91 Pa	145.84	- 53.4604
89 Ac	141.68	- 52.7060
87 Fr	138.31	- 52.3037
85 At	133.40	- 51.1913

† valor extrapolado

TABELA II.3

Energia de desintegração alfa (MeV)	Meia vida (anos)
2,72	$1,0 \times 10^{24}$
2,82	$3,5 \times 10^{22}$
2,92	$1,5 \times 10^{21}$
3,02	$7,5 \times 10^{19}$
3,12	$4,3 \times 10^{18}$
3,22	$2,8 \times 10^{17}$

TABELA IV.1

Fonte	Isótopo	Energia (MeV)	Percurso (micron)
Série (4n+2)	U ²³⁸	4,19	16
	U ²³⁴	4,75	19,3
	Th ²³⁰	4,67	18,7
	Po ²¹⁰	5,30	22,6
	U ²³⁵	4,41	17,4
Série (4n+3)	Pa ²³¹	4,95	20,5
	Th ²³²	4,10	15,2
Samário	Sm ¹⁴⁷	2,15	7,0
Captura de neu- tron pelo ní- trogênio	N ¹⁴ (n,p)C ¹⁴	-	6,6*

* do artigo El-BEDEWI, F.A. 1951

ESQUEMA III.1

	NATUREZA	FINALIDADE	ELEMENTO ALFA-EMISSOR	TRAÇOS EXISTENTES	
1ª GRUPO	L4 com Bismuto	Medida do espectro do Bi^{209}	Elementos de contaminação + Bi^{209}	ALFA	ARMAZENADAS
	L4 - pura	Medida de espectro de fundo (background)	Elementos de contaminação	ALFA	
2ª	L4 com bismuto L4 - pura expostas a fonte de neutrons	Estudo do eventual "fading"	idem	ALFA + PROTONS	REINÍCIO DA EXPOSIÇÃO
3ª GRUPO	L4 com bismuto L4 - pura contendo imagens latentes dos protons	Estudo do eventual "fading" através do espectro de protons de recuo	idem	ALFA + PROTONS	ARMAZENADAS

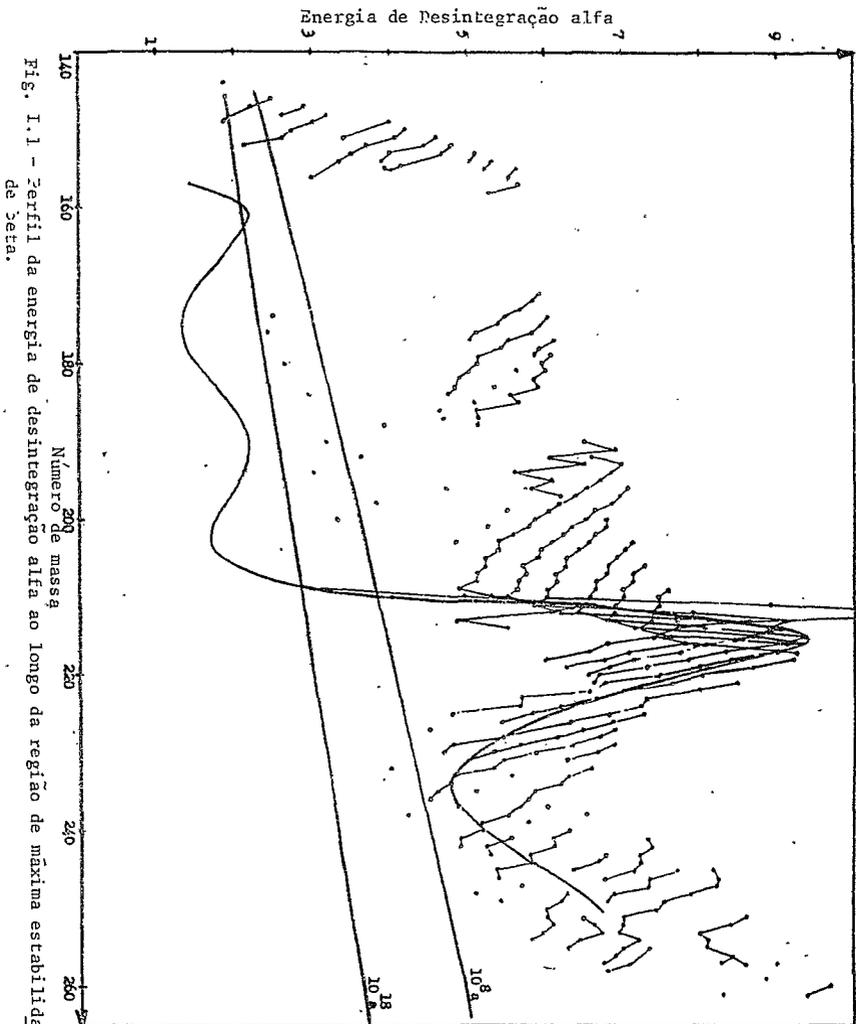


Fig. I.1 - Perfil da energia de desintegração alfa ao longo da região de máxima estabilidade da beta.

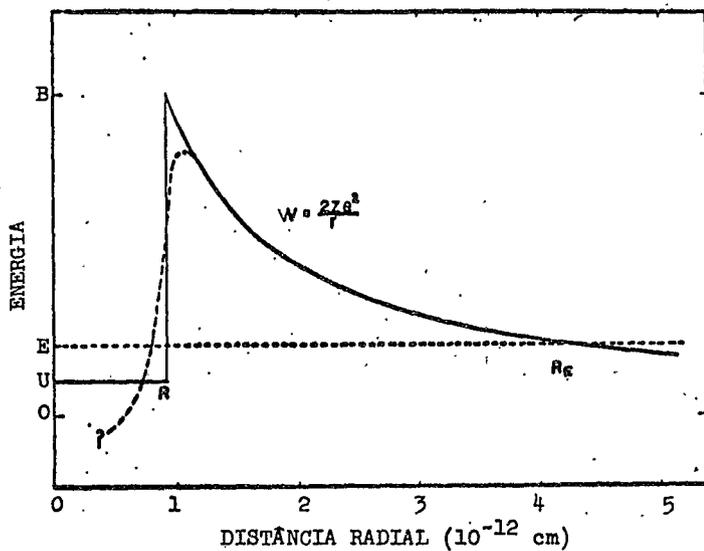


Fig. I.2 - Representação esquemática da energia potencial de uma partícula alfa na vizinhança de um núcleo pesado.

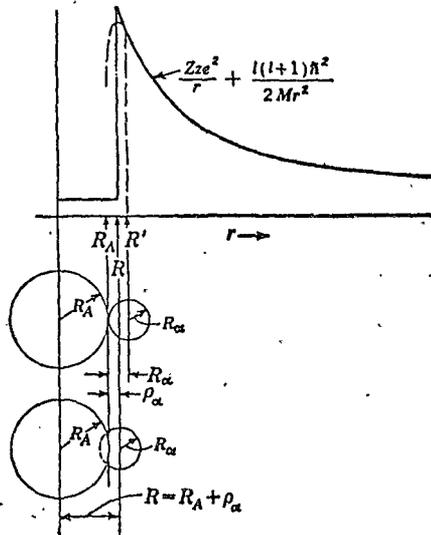


Fig. I.3 - Representação esquemática da relação entre R , R_A e R' .

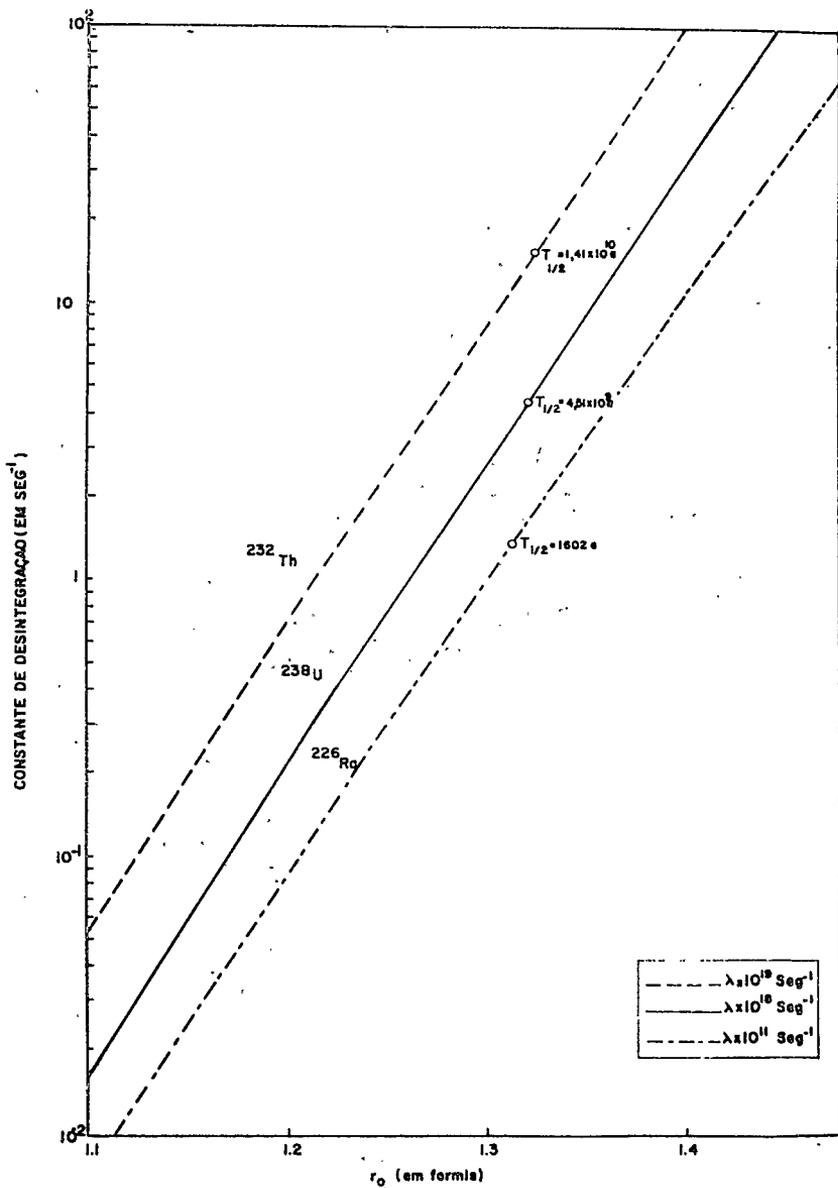


Fig. 1.4. Ilustração da dependência da constante de desintegração, com parâmetro r_0 .

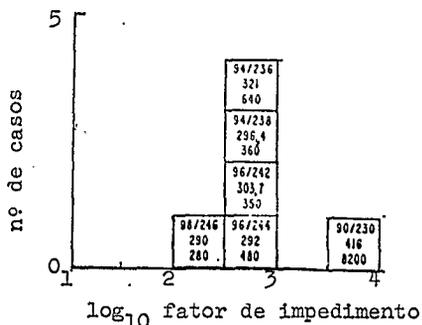


Fig. II.3 - Distribuição de fatores de impedimento re
lativos a estados 6+ do núcleo produto.

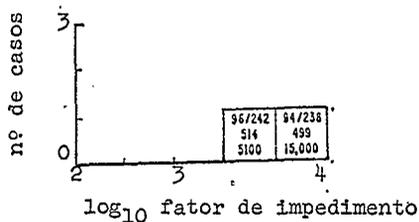


Fig. II.4 - Distribuição de fatores de impedimento re
lativos a estados 8+ do núcleo produto.

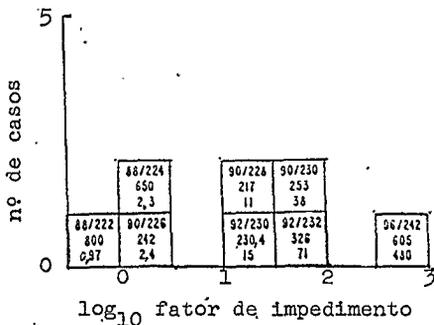


Fig. II.5 - Distribuição de fatores de impedimento re
lativos a estados 1- do núcleo produto.

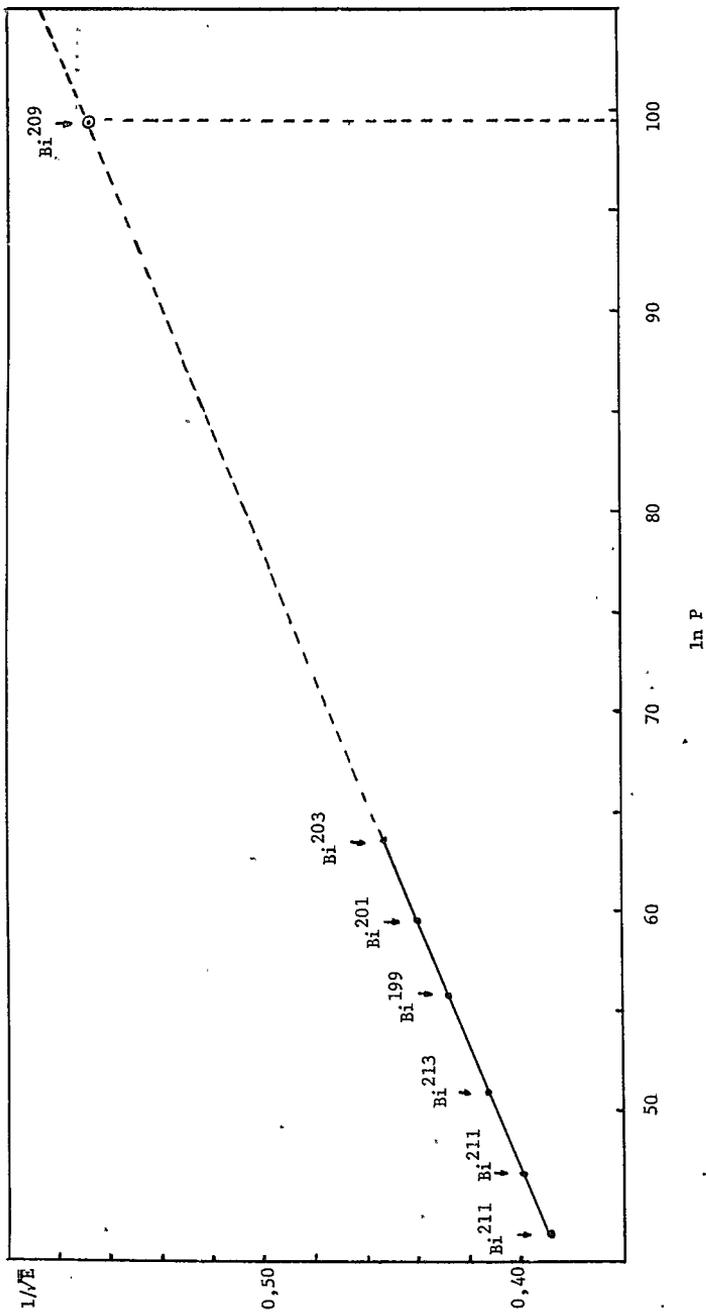


Fig. II.9 - Fator de penetrabilidade P para isótopos do bismuto em função da energia de desintegração

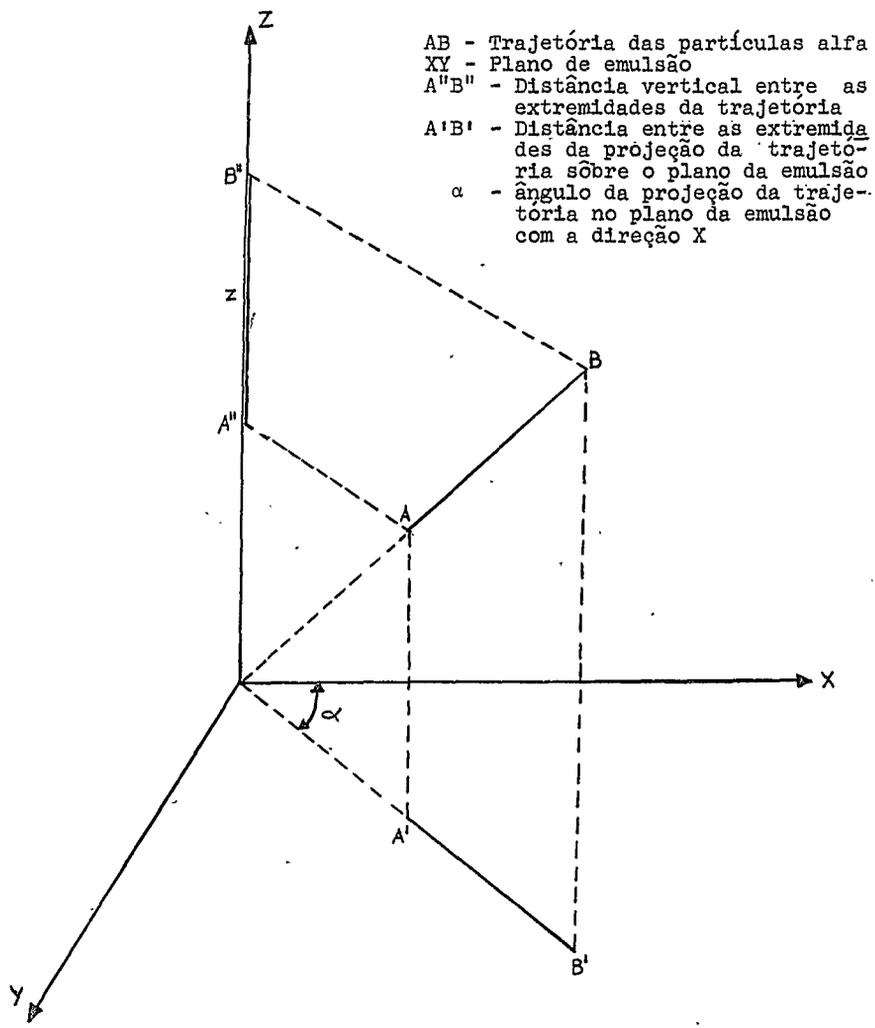


Fig.III.1 - Orientação no espaço da trajetória das partículas alfa a partir de medidas efetuadas na emulsão nuclear.

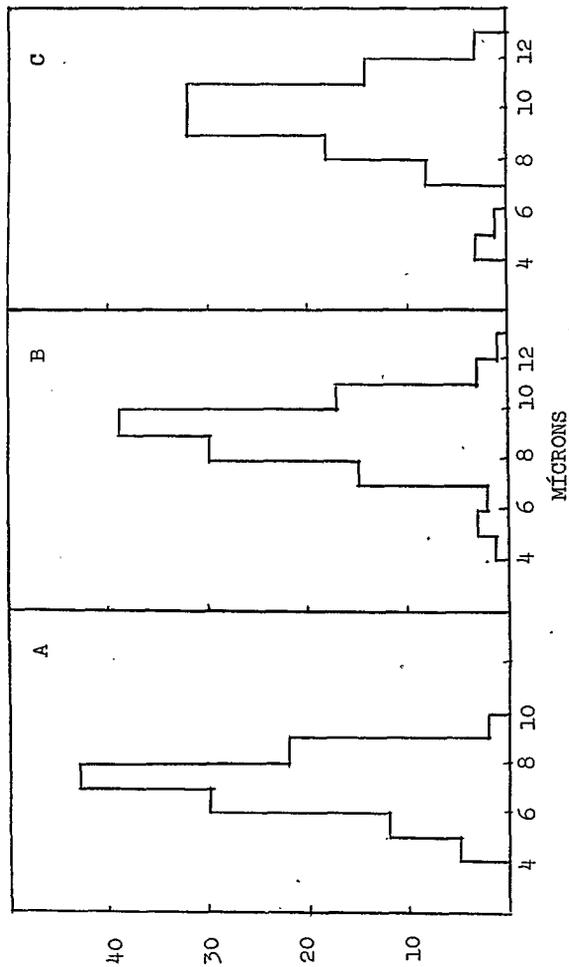
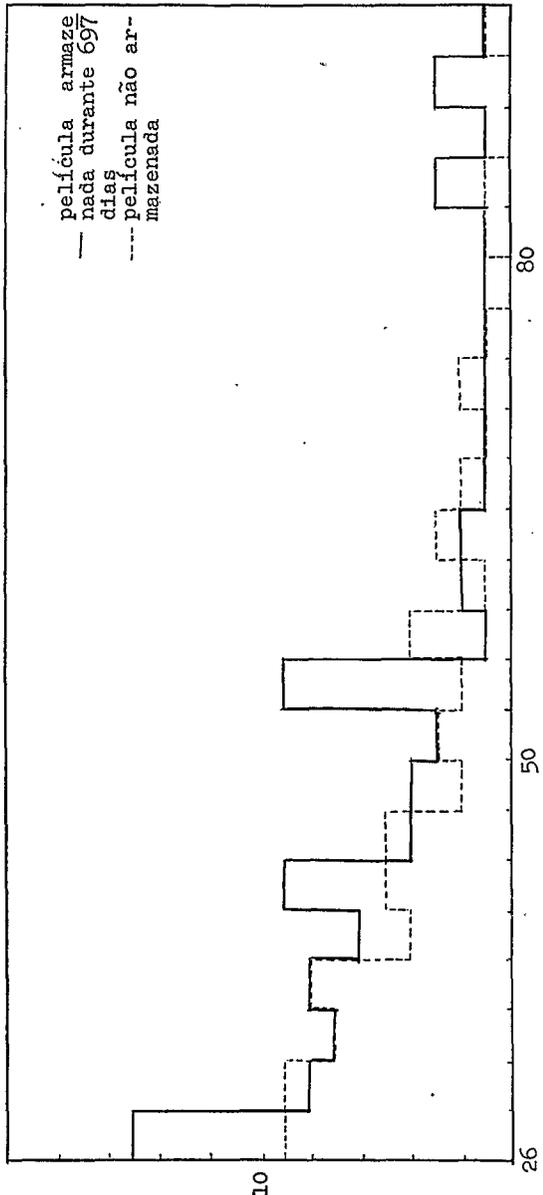


Fig. IV.1 - Traços de partículas alfa do Sm^{147} obtido por três diferentes microscopistas



Projeção do traço (em microns)

Fig. IV.2 - Histogramas da projeção de traços de protons de recuo sobre o plano da emulsão nuclear

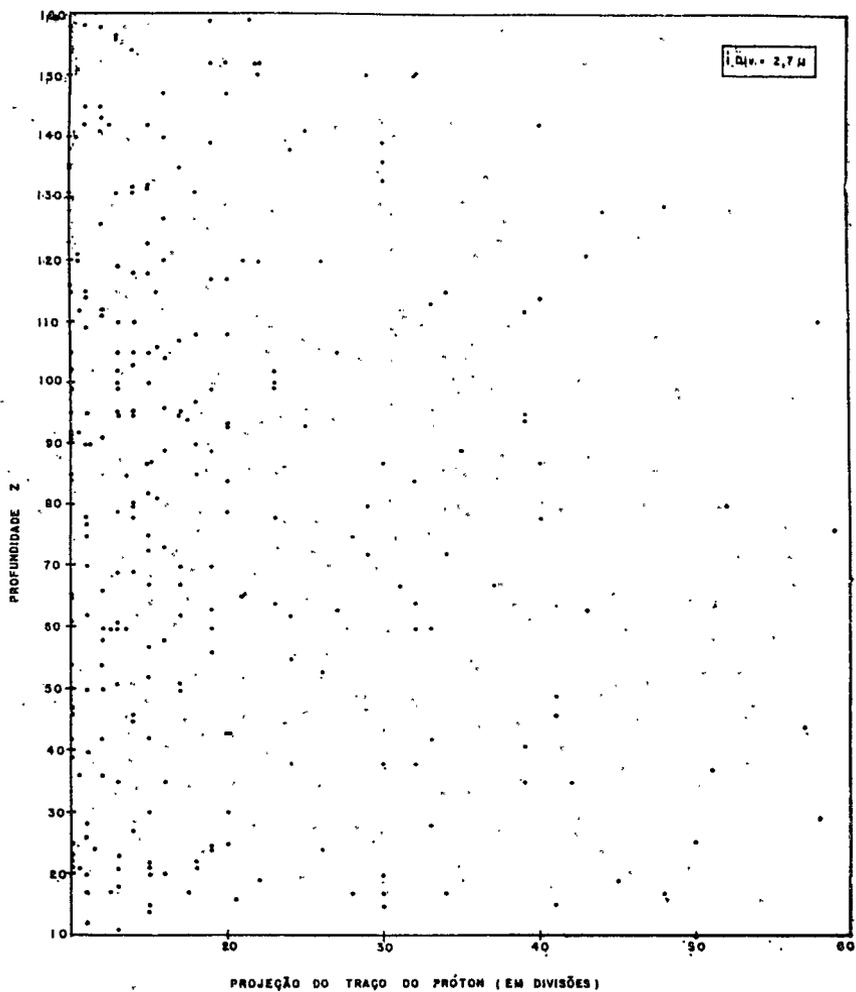


Fig. IV.3 - Profundidade do traço em relação à superfície da emulsão nuclear contra o seu comprimento.

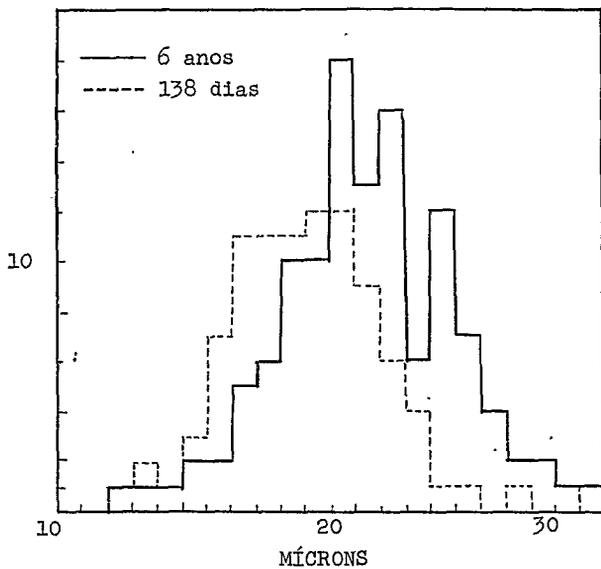


Fig. IV.4 - Traços de partículas alfa de quaisquer comprimentos.

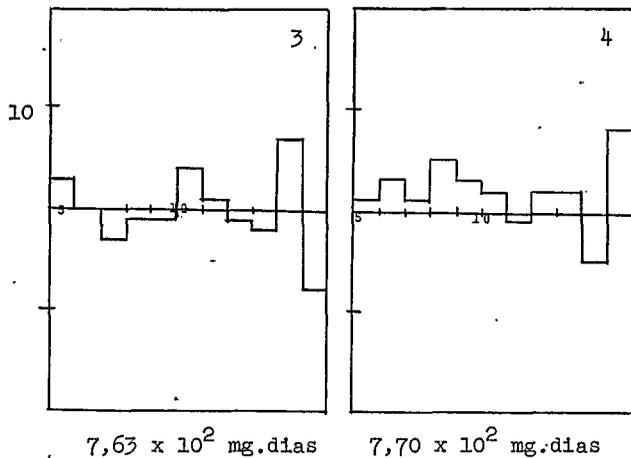
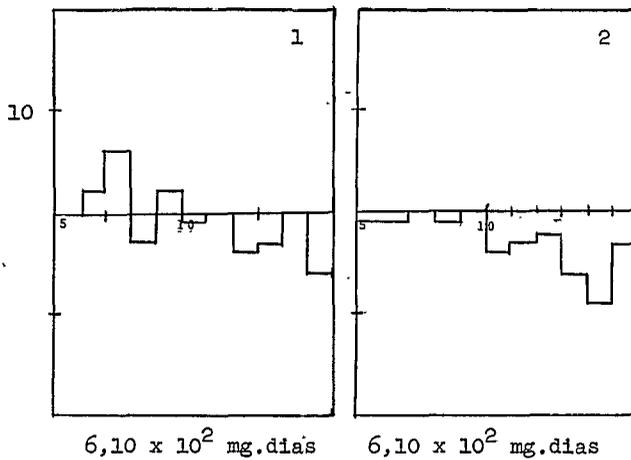
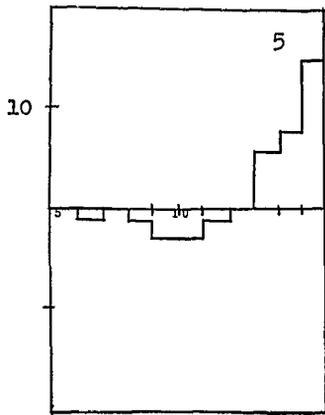
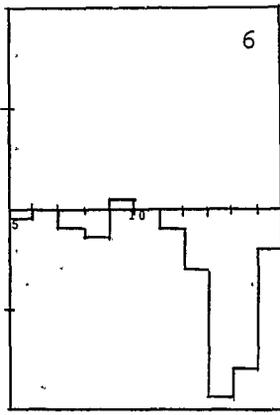


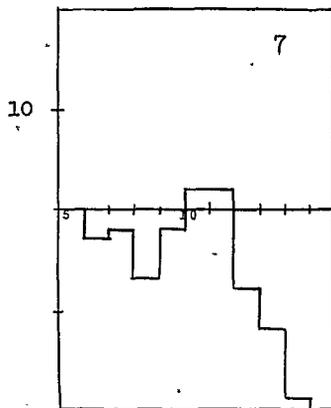
Fig. IV.5 - Histogramas de traços de partícula alfa em películas carregadas com bismuto.



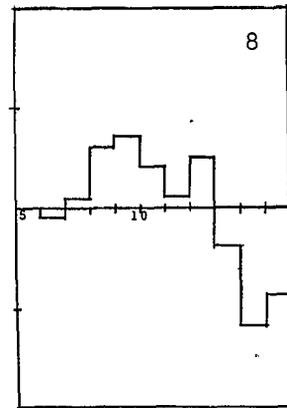
$11,74 \times 10^2$ mg.dias



$10,60 \times 10^2$ mg.dias



$10,60 \times 10^2$ mg.dias



$19,29 \times 10^2$ mg.dias

Fig. IV.6 - Histogramas de traços de partículas alfa em películas carregadas com bismuto.

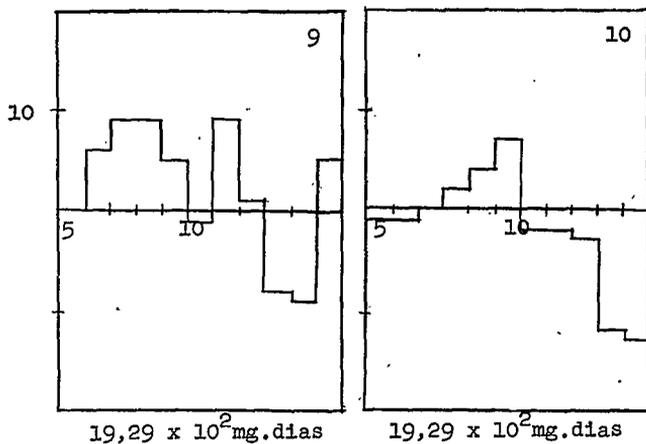


Fig. IV.7 - Histogramas de traços de partículas alfa em películas carregadas com bismuto

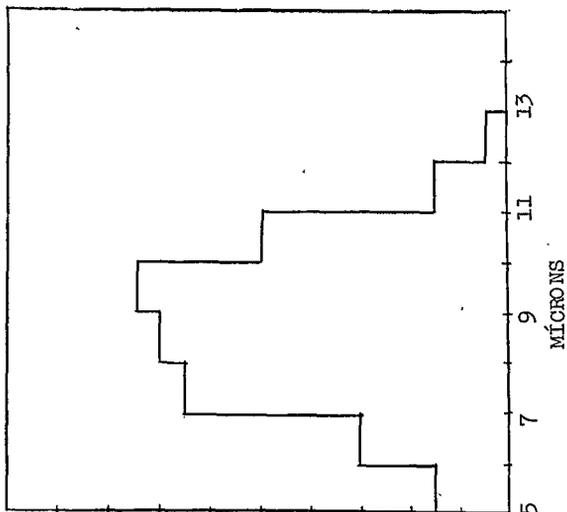


Fig. IV.10 - Histograma resultante de contaminação de Sm.

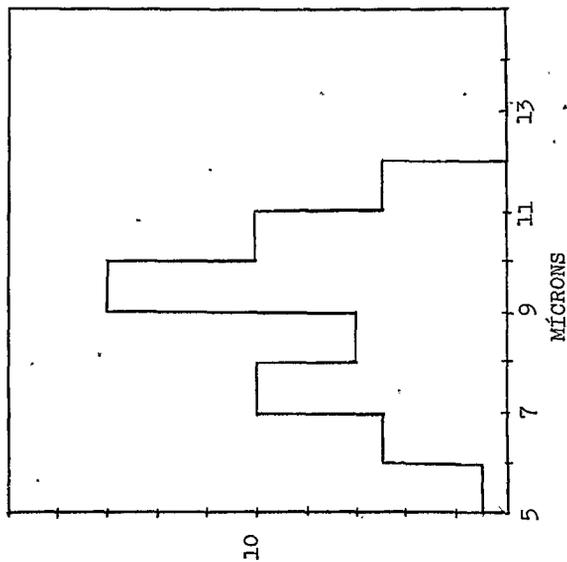


Fig. IV.8 - Histograma resultante das películas carregadas com Bi²⁰⁹

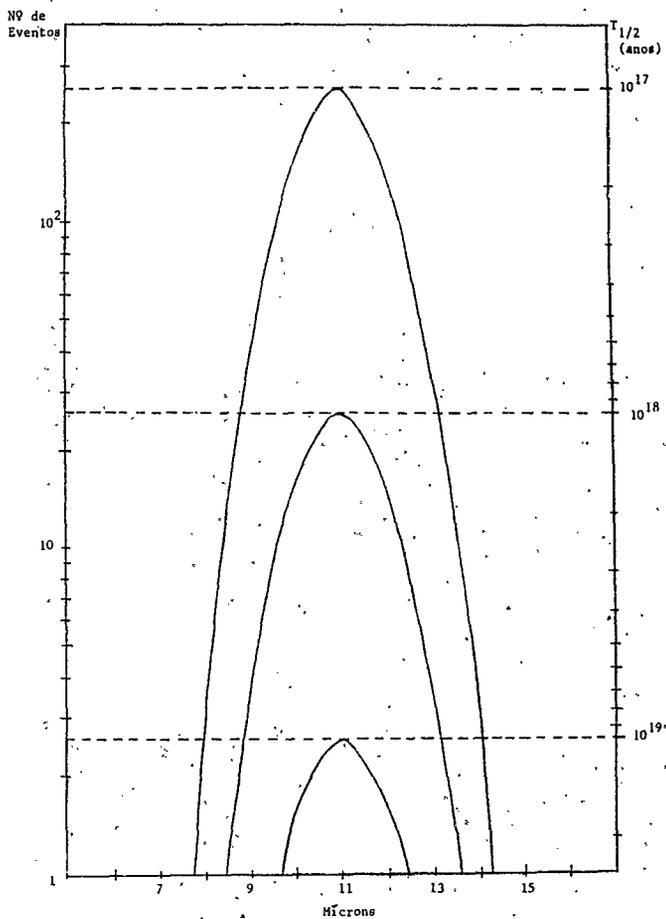


Fig. IV.9 - Meias vidas correspondentes a diversas distribuições de número de eventos. (Exposição de $1,18 \times 10^4$ mg.dias).