A REAÇÃO $Be^9 (n, 2n) Be^8$ EM REATORES TÉRMICOS HETEROGÊNEOS MODERADOS A BERÍLIO: I — INFLUÊNCIA SÔBRE k_∞

PAULO SARAIVA DE TOLEDO

Publicação I E A — N.º 8

— 1958 —

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal 11049 (Pinheiros)
CIDADE UNIVERSITÁRIA "ARMANDO DE SALLES OLIVEIRA"
SÃO PAULO — BRASIL

A REAÇÃO $Be^9(n,2n)Be^8$ EM REATORES TÉRMICOS HETEROGÊNEOS MODERADOS A BERÍLIO: I - INFLUÊNCIA SÔBRE k_∞

Paulo Saraiva de Toledo

Publicação do Vol. 30 Nº 2 dos
"ANAIS DA ACADEMIA BRASILEIRA DE CIÊNCIAS"
1958
PUBLICAÇÃO I. E. A.
Nº 8

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal 11049 (Pinheiros)
CIDADE UNIVERSITÁRIA "ARMANDO DE SALLES OLIVEIRA"
SÃO PAULO - BRASIL

INTRODUÇÃO

A existência de uma reação $Be^{9}(n,2n)Be^{8}$ com um limiar de 1,86 Mev (Ajzenberg, F. e Lauritson, T., 1955), no sistema de laboratório, é conhecida há bastante tempo, mas, pelo que pudemos concluir analisando a bibliografia sôbre o assunto, o estudo de sua influência nos reatores térmicos heterogêneos moderados a berílio não foi feito a não ser de maneira bem sumária. De fato, o único trabalho que encontramos sôbre o assunto foi o de Mills e Smith (AECD-3973), onde a influência dessa reação sôbre o fator multiplicação infinito foi calculada sem levar em conta a alteração do espectro dos neutrons de fissão ao saírem das barras de combustível.

No presente trabalho analisaremos esta influência, desenvolvendo uma teoria elementar análoga à da determinação do fator de fissão rápida do urânio (fast fission factor) nos reatores térmicos heterogêneos e levando, portanto, em conta a alteração do espectro energético dos neutrons emergentes da barra de combustível.

Como o limiar da reação $Be^{9}(n,2n)Be^{8}$ é de 1,86 Mev, sòmente uma parte dos neutrons rápidos de fissão será útil para esta reação. Para determinar a fração dos neutrons rápidos com energia acima daquele limiar será, evidentemente, necessário o conhecimento do espectro energético dos neutrons que emergem da barra de urânio e penetram na massa de berílio.

O espectro energético dêsses neutrons emergentes não é, no entanto, o mesmo que o dos neutrons resultantes da fissão do urânio, tendo êste sido modificado pelos choques sofridos pelos neutrons de fissão dentro da barra.

Nos primeiros capítulos dêste trabalho obteremos, com um tratamento elementar, o espectro energético dos neutrons emergentes da barra de urânio, para, nos demais, considerarmos a influência, sôbre k_{∞}, da reação (n,2n) no berílio moderador.

Uma estimativa do valor da contribuição dessa reação para o fator de multiplicação infinito de um reator heterogêneo será objeto da segunda parte dêste trabalho.

1 - ESPECTRO ENERGÉTICO DOS NEUTRONS EMERGENTES DE UMA BARRA DE URÂNIO

Consideremos uma barra de urânio natural de um reator térmico heterogêneo em regime permanente. Um neutron, resultante da fissão do U^{235} pode, em geral, ou escapar diretamente da barra ou colidir com um núcleo de U^{238} (as colisões com núcleos de U^{235} são desprezadas, em face da concentração baixa dêsses núcleos, quando comparada com a do U^{238}, desde que as diversas secções de choque, na região rápida que nos interessa, são comparáveis). Nessa colisão, quatro são as reações possíveis: colisão elástica, colisão inelástica, captura radioativa e captura com fissão do U^{238}, esta última só sendo importante se a energia do neutron inicial fôr superior a aproximadamente 1 Mev.

As colisões elásticas, teòricamente, levam a uma perda de energia do neutron incidente; no entanto, como tal perda é da ordem do elétron-volt, desprezaremos sua influência, principalmente porque estaremos realmente interessados no espectro de neutrons rápidos de energia maior que E_0 = 1,86 Mev.

Quanto às colisões inelásticas, em geral, produzirão uma grande perda de energia do neutron e, com boa aproximação, suporemos - segundo Glasstone e Edlund (1952) - que a energia final é sempre inferior a 1 Mev.

As reações de captura radioativa constituem, evidentemente, uma causa de perda de neutrons, a sua influência, no entanto, não sendo grande para os neutrons rápidos.

Considerando agora o espectro energético dos neutrons oriundos da fissão do U^{235} - que chamaremos de neutrons primários - é claro que a existência de colisões inelásticas, capturas radioativas e fissões rápidas dará neutrons emergentes da barra com um espectro energético distinto do dos neutrons primários, espectro modificado êste que determinaremos a seguir.

Repetindo o cálculo necessário à determinação do fator de fissão rápida numa barra de Urânio (Glasstone, S. e Edlund, M.C., 1952), obtém-se fàcilmente que, por neutron primário de fissão do U^{235}, uma fração β escapa da barra ou sem sofrer colisões ou tendo sofrido sòmente colisões elásticas ou colisões que levam à fissão do U^{238}, sendo β dado por:

$$\beta = (1 - P) + \frac{P}{P'}(1 - P')\left[\frac{1}{1 - P'Z} - 1\right] \qquad (1)$$

onde P = probabilidade de um neutron primário (da fissão do U^{235}) sofrer um choque dentro da barra.

P'= probabilidade de um neutron primário, que já sofreu pelo menos um choque, sofrer mais um, ou de um neutron de fissão rápida do U^{238} sofrer um choque na barra.

$Z = (\nu\sigma_f + \sigma_e)/\sigma$.

σ_f = secção de choque de fissão do U^{238}

σ_e = secção de choque para espalhamento elástico pelo U^{238}.

σ = secção de choque total para neutrons no U^{238}.

ν = número médio de neutrons por fissão no U^{238}.

Todos êstes valôres de secções de choque são médias tomadas sôbre o espectro dos neutrons rápidos de fissão. Pelo mesmo método obteremos também que

$$\gamma = P\,\frac{\sigma_i}{\sigma}\,\frac{1}{1 - P'Z} \qquad (2)$$

é a fração dos neutrons que, por neutron primário de fissão do U^{235}, escapam da barra após sofrerem pelo menos uma colisão inelástica, sendo σ_i a secção de choque para espalhamento inelástico pelo U^{238}, também valor médio sôbre o espectro de fissão.

Pelas nossas hipóteses, os neutrons oriundos da fissão do U^{235} ou do U^{238} que escapam da barra tendo sofrido só colisões elásticas, ou sem sofrer colisões, têm um espectro energético idêntico ao dos neutrons de fissão, enquanto que os neutrons que escapam da barra após terem sofrido pelo menos uma colisão inelástica, terão todos energia inferior a E_0, limiar da reação (n,2n) no berílio.

Indiquemos agora por $N(E)dE$ a probabilidade de um neutron de fissão - do U^{235} ou U^{238} - ter energia entre E e $E + dE$ e dividamos o intervalo total de energia em duas partes: uma - que indicaremos por I - entre 0 e E_o, e outra - II - entre E_o e ∞.

Considerando um grupo de n neutrons primários de fissão do U^{235}, teremos um grupo n' oriundo dêles, ou de seus descendentes, emergente da barra, com

$$n' = n[\beta + \gamma]$$

ou

$$\frac{n'}{n} = \beta \int_0^{\infty} N(E)dE + \gamma \int_0^{E_o} N'(E)dE$$

tendo indicado por $N'(E)dE$ o espectro energético - normalizado a 1 - dos neutrons emergentes que sofreram colisões inelásticas e que têm, portanto, energia inferior a E_o e um espectro bastante diferente do dos neutrons de fissão. Escrevendo

$$\frac{n'}{n} = \int_0^{E_o} [\beta\, N(E) + \gamma\, N'(E)]dE + \int_{E_o}^{\infty} \beta\, N(E)dE$$

vemos que o espectro dos neutrons emergentes será:

$$\overline{N}(E)dE = \begin{cases} [\beta\, N(E) + \gamma N'(E)]\ dE & \text{para } E \leq E_o \text{ - grupo I} \\ \beta\, N(E)\ dE & \text{para } E > E_o \text{ - grupo II} \end{cases} \qquad (3)$$

A forma da função $N'(E)$ não nos interessa aqui, pois os neutrons do grupo I, após penetrarem no berílio, sòmente serão moderados, sem possibilidade de produzirem reações (n,2n). O número total de neutrons em cada grupo, por neutron primário de fissão do U^{235}, será:

a) no grupo I

$$n_1 = \int_0^{E_0} \overline{N}(E)dE = [1 - \alpha(E_0)]\,\beta + \gamma \tag{4}$$

tendo posto

$$\alpha(E_0) = \int_{E_0}^{\infty} N(E)dE \tag{5}$$

e lembrando que

$$\int_0^{\infty} N(E)dE = \int_0^{E_0} N'(E)dE = 1 \tag{6}$$

b) no grupo II

$$n_2 = \int_{E_0}^{\infty} \overline{N}(E)dE = \beta\,\alpha(E_0) \tag{7}$$

Notemos que

$$n_1 + n_2 = \beta + \gamma = \epsilon \tag{8}$$

onde ϵ é o fator de fissão rápida usual na teoria dos reatores heterogêneos. Daí decorre que o espectro especificado por $\overline{N}(E)dE$ não é normalizado a 1, mas sim a ϵ. E, para facilitar os cálculos subseqüentes, vamos introduzir uma função $\mathcal{N}(E)dE$ que, normalizada a 1, possa ser interpretada em termos de probabilidade:

$$\mathcal{N}(E)dE = \begin{cases} \dfrac{1}{\epsilon}\left[\beta\, N(E) + \gamma\, N'(E)\right] dE & \text{para } E \leq E_0 \\[2ex] \dfrac{1}{\epsilon}\,\beta\, N(E)dE & \text{para } E > E_0 \end{cases} \tag{9}$$

$N(E)dE$ será agora a probabilidade de um neutron, emergente da barra de urânio, ter energia entre E e $E + dE$, ou seja, a função que especifica a distribuição energética dos neutrons emergentes da barra.

2 - FATOR DE EFEITO RÁPIDO NO BERÍLIO

Os neutrons do grupo II, emergentes da barra de urânio, ao penetrarem na massa do berílio, poderão dar origem à reação $Be^9(n,2n)Be^8$ e, para caracterizar tal efeito, vamos introduzir um coeficiente ε_1 - que denominaremos fator de efeito rápido no berílio, - definido como a relação entre o número n'' de neutrons de energia menor que E_0 que, na massa do berílio, resultam de n' neutrons emergentes da barra de urânio.

Na teoria que desenvolveremos suporemos que a probabilidade de um choque de um neutron, de energia maior que E_0, com um núcleo de berílio, seja unitária, desprezando assim a possibilidade de uma re-entrada de um neutron do grupo II numa barra de urânio. A probabilidade de fuga da massa do moderador será considerada nula, ou seja, estaremos considerando um reator infinito.

Um neutron de energia entre E e $E + dE$, emergente da barra de urânio, terá sua sorte determinada pelas probabilidades das diversas reações a que pode dar origem quando de um primeiro choque com um núcleo de berílio.

As reações possíveis, no caso, são:

a) choque elástico - secção de choque $\sigma_e(E)$ - probabilidade $\sigma_e(E)/\sigma(E)$
b) choque inelástico - " " " $\sigma_i(E)$ - " $\sigma_i(E)/\sigma(E)$
c) captura radioativa - " " " $\sigma_c(E)$ - " $\sigma_c(E)/\sigma(E)$
d) reação (n,2n) - " " " $\sigma_{2n}(E)$ - " $\sigma_{2n}(E)/\sigma(E)$
e) reação (n,α) - " " " $\sigma_\alpha(E)$ - " $\sigma_\alpha(E)/\sigma(E)$

com $\sigma(E)$ secção de choque total.

Os valores dessas diversas secções de choque serão funções da energia do neutron incidente; em particular $\sigma_{2n}(E)$ será nula para $E \leqslant E_0$.

Analisemos, inicialmente, a influência dos choques elásticos. Ao contrário do que admitimos no caso de choques elásticos do neutron com núcleos de urânio, teremos agora que levar em conta a perda de energia do neutron nos choques elásticos com o berílio, pois esta é da ordem de centenas de kev.

Um cálculo imediato (M.M. Shapiro, 1955) nos dá que a média da relação entre a energia final e a inicial num choque elástico de um neutron com um núcleo de massa A é

$$\xi = \overline{\left(\frac{E_2}{E_1}\right)} = \frac{1}{2}\left[1 + \alpha\right];\ \alpha = \left(\frac{A - 1}{A + 1}\right)^2$$

tendo suposto isotropia angular no sistema do centro de massa. Para o berílio, temos:

$$\alpha = 0{,}64 \qquad \xi = 0{,}820 \qquad (10)$$

A variação da energia do neutron quando de uma colisão elástica é relativamente grande, alterando, portanto, a distribuição energética inicial. No tratamento subseqüente suporemos que, em cada colisão elástica, o neutron perde sempre a mesma fração da energia inicial.

Considerando agora as colisões inelásticas suporemos, com boa aproximação, que os neutrons resultantes terão sempre energia final inferior a E_0, desde que no berílio os níveis de energia mais baixos estão todos acima de 1,5 Mev. Além disso, a influência dêsses choques inelásticos é completamente desprezível, a secção de choque para a reação $Be^9(n,n')Be^{9*}$ sendo menor que 14 mb a 2,5 Mev (Grace, M.A., Beghian, L.E., Preston, G. e Halban, H., 1951).

Quanto à captura radiativa, sua influência também é desprezível para os neutrons do grupo II; mesmo para neutrons térmicos seu valor é sòmente de 9 mb (Hughes, D.J. e Harvey, J.A., 1955).

Finalmente consideremos as reações $Be^9(n,2n)Be^8$ e $Be^9(n,\alpha)Li^6$. O limiar da primeira é 1,86 Mev e o da segunda 0,71 Mev no sistema de laboratório (Ajzenberg, F. e Lauritsen, T., 1955), mas, enquanto que a secção de choque da segunda foi estudada (Hughes, D.J. e Harvey, J.A., 1955) entre 1,8 e 4 Mev, a da primeira é quase que desconhecida. Para o cálculo do fator do efeito rápido no berílio, a reação $Be^9(n,\alpha)Li^6$ tem o mesmo efeito que a de captura radiativa, ambas constituindo um sumidouro de neutrons. Portanto, na teoria que desenvolveremos, consideraremos uma secção de choque de absorção $\sigma_a(E)$ tal que

$$\sigma_a(E) = \sigma_c(E) + \sigma_\alpha(E) \qquad (11)$$

Os neutrons originários da reação (n,2n) terão energias que suporemos serem sempre menores que E_0. Tal admissão seria correta para neutrons de energia inferior a cêrca de 5 Mev se no processo (n,2n) o excesso de energia fosse repartido de modo igual, ou aproximadamente igual, entre os dois neutrons; êste tipo de repartição do excesso de energia será o admitido, pois, a falta completa de dados experimentais impede-nos de conhecer a distribuição real.

Como a fração de neutrons emergentes da barra com energia superior a êste valor é bem pequena (<5%), a admissão acima é muito boa, em face das demais aproximações, teóricas ou experimentais, que a complexidade do problema nos impõe.

Reunindo então as hipóteses fundamentais teremos, no moderador:

a) em cada choque elástico, um neutron perde uma fração $(1 - \frac{k}{e})$ de sua energia inicial;
b) após um choque inelástico, um neutron adquire uma energia sempre inferior a E_0;
c) os neutrons resultantes da reação (n,2n) têm energias inferiores a E_0;
d) a probabilidade de choque de um neutron com um núcleo de berílio é unitária.

Consideremos agora um grupo de n' neutrons emergentes da barra de urânio, com espectro energético dado por $N(E)dE$.

Para as primeiras colisões com um núcleo de berílio, teremos que:

a) $n' \, N(E) \, dE. \dfrac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)}$ neutrons sofrerão colisões elásticas;

b) $n' \, N(E) \, dE. \dfrac{\sigma_i(E)}{\sigma(E)}$ neutrons sofrerão colisões inelásticas;

c) $n' \, N(E) \, dE. \dfrac{\sigma_{2n}(E)}{\sigma(E)}$ neutrons darão origem a reações (n,2n).

Os neutrons oriundos dos processos b) e c), qualquer que seja a energia inicial, darão neutrons com energia inferior a E_o, que entram então num processo puro de moderação. Quanto aos neutrons que sofrem colisões elásticas, entram diretamente no processo de moderação todos aquêles cuja energia inicial estiver contida no intervalo $(0, E_o/\xi)$; os de energia superior a E_o/ξ sairão do choque elástico com energia suficiente para, em um choque subseqüente, poderem produzir novas reações (n,2n) e terão que ser considerados a parte.

Logo, correspondente aos n' neutrons iniciais, depois do primeiro choque, teremos ν_1 neutrons com energia inferior a E_o, com:

$$\nu_1 = n' \left\{ \int_0^{\infty} N(E)dE \left[\frac{\sigma_i(E)}{\sigma(E)} + \frac{2\,\sigma_{2n}(E)}{\sigma(E)} \right] + \int_0^{E_o/\xi} N(E)dE \, \frac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)} \right\} \qquad (12)$$

e ν_1' neutrons com energia superior a E_o, sendo

$$\nu_1' = n' \int_{E_o/\xi}^{\infty} N(E)dE \, \frac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)} \qquad (13)$$

O fator 2 que multiplica $\sigma_{2n}(E)$ corresponde à produção de 2 neutrons por neutrons incidente na reação (n,2n).

Concentremos agora nossa atenção nos ν_1 neutrons com energia superior a E_o - os únicos que em novos choques podem provocar reações (n,2n). O espectro energético dêsses ν_1 neutrons não será mais o mesmo que o dos neutrons iniciais, devido ao deslocamento para a região de menor energia provocado pela perda de energia nas colisões.

Com a hipótese de ser a energia final sempre igual a ξ vêzes a energia inicial, teremos que os $N(E)dE \dfrac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)}$ neutrons de energia entre E e E + dE passarão para o intervalo entre E' e E' + dE', com

$$E' = \xi E \tag{14}$$

Logo

$$N(E) \frac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)} dE = \bar{N}'(E')dE'$$

$$\bar{N}'(E')dE' = \left[N(E'/\xi) \frac{\sigma_e(E'/\xi)}{\sigma(E'/\xi)} \frac{1}{\xi} \right] dE' \tag{15}$$

A barra sôbre $N(E)$ indica que esta função de distribuição não está normalizada a 1, o que no caso, não apresenta desvantagem.

Após o primeiro choque temos ν_1 neutrons, oriundos dos n' iniciais, com energias superiores a E_o, o número dêles com energia entre E' e E' + dE' sendo $n' \bar{N}'(E')dE'$.

Considerando um segundo choque com um núcleo de berílio dêsses ν_1 neutrons, teremos, analogamente ao que já vimos:

$$\nu_2 = n' \int_{E_o}^{\infty} \bar{N}(E')dE' \left[\frac{\sigma_1(E') + 2\sigma_2(E')}{\sigma(E')} \right] + n' \int_{E_o}^{E_o/\xi} \bar{N}'(E')dE' \frac{\sigma_e(E')}{\sigma(E')} \tag{16}$$

terão energia inferior a E_o, enquanto que

$$\nu_2' = n' \int_{E_o/\xi}^{\infty} N'(E')\,dE' \frac{\sigma_e(E')}{\sigma(E')} \tag{17}$$

terão energia igual ou superior a E_o.

Reunindo êstes resultados com os anteriores, teremos que, após dois choques, aos n' neutrons iniciais correspondem:

$$\nu_1 + \nu_2 = n' \left\{ \int_0^{\infty} N(E)dE \left[\frac{\sigma_i(E) + 2\,\sigma_{2n}(E)}{\sigma(E)} \right] + \int_0^{E_o/\xi} N(E)dE \frac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)} + \right.$$

$$+ \int_{E_o}^{\infty} \left[N(E'/\xi) \frac{\sigma_e(E'/\xi)}{\sigma(E'/\xi)} \right] \frac{dE'}{\xi} \left[\frac{\sigma_i(E') + 2\,\sigma_{2n}(E')}{\sigma(E')} \right].$$

$$\left. + \int_{E_o}^{E_o/\xi} \left[N(E'/\xi) \frac{\sigma_e(E'/\xi)}{\sigma(E'/\xi)} \right] \frac{dE'}{\xi} \frac{\sigma_e(E')}{\sigma(E')} \right\} \tag{18}$$

com $E \leq E_o$

e

$$\nu_2' = n' \int_{E_o/\xi}^{\infty} N(E'/\xi) \frac{\sigma_e(E'/\xi)}{\sigma(E'/\xi)} \frac{dE'}{\xi} \frac{\sigma_e(E')}{\sigma(E')} \tag{19}$$

com $E > E_o$

Voltando à variável $E = E/\xi$ podemos escrever:

$$\nu_1 + \nu_2 = n' \left\{ \int_0^{\infty} N(E)dE \left[\frac{\sigma_i(E) + 2\,\sigma_{2n}(E)}{\sigma(E)} \right] + \int_0^{E_o/\xi} N(E)dE \frac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)} + \right.$$

$$+ \int_{E_o/\xi}^{\infty} N(E) \left[\frac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)} \right] dE \left[\frac{\sigma_i(\xi E) + 2\,\sigma_{2n}(\xi E)}{\sigma(\xi E)} \right] + $$

$$\left. + \int_{E_o/\xi}^{E_o/\xi^2} \left[N(E) \frac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)} \right] dE \left[\frac{\sigma_e(\xi E)}{\sigma(\xi E)} \right] \right\} \tag{20}$$

com $E \leq E_o$

$$\nu'_2 = n' \int_{E_0/\xi^2}^{\infty} \left[N(E) \frac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)} \right] dE \; \frac{\sigma_e(\xi E)}{\sigma(\xi E)} \tag{21}$$

com $E > E$

Sob esta forma a generalização para levar em conta as contribuições de choques de ordem qualquer é imediata.

Supondo, para simplificar as expressões, que as contribuições de choques de ordem superior à segunda sejam desprezíveis - o que não é uma boa aproximação, como será demonstrado numèricamente na segunda parte dêste trabalho - teremos que o número total de neutrons originários dos n' neutrons emergentes da barra será:

$$\nu = (\nu_1 + \nu_2) + \nu'_2 \tag{22}$$

todos iniciando nessa aproximação um processo puro de moderação.

O fator de efeito rápido no berílio, nessa aproximação será, pois, dado por

$$\epsilon_1 = \frac{\nu}{n'} \tag{23}$$

Considerando (20), (21) e (22), obtemos:

$$\epsilon_1 = \int_0^{\infty} N(E)dE \; \frac{\sigma_i(E) + 2\sigma_{2n}(E)}{\sigma(E)} + \int_0^{E_0/\xi} N(E)dE \; \frac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)} +$$

$$+ \int_{E_0/\xi}^{\infty} \left[N(E)dE \; \frac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)} \right] \left[\frac{\sigma_i(\xi E) + 2\,\sigma_{2n}(\xi E)}{\sigma(\xi E)} \right] +$$

$$+ \int_{E_0/\xi}^{\infty} \left[N(E)dE \; \frac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)} \right] \left[\frac{\sigma_e(\xi E)}{\sigma(\xi E)} \right] \tag{24}$$

Notando que:

$$\sigma_e + \sigma_i + \sigma_n + \sigma_{2n} = \sigma$$

é possível re-arranjar a expressão (24) obtendo-se:

$$\varepsilon_1 = 1 + \int_0^{\infty} \left[N(E)dE \right] \left[\frac{\sigma_{2n}(E) - \sigma_n(E)}{\sigma(E)} \right] +$$

$$+ \int_{E_0/\xi}^{\infty} \left[N(E)dE \, \frac{\sigma_i(E)}{\sigma(E)} \right] \left[\frac{\sigma_{2n}(\xi E) - \sigma_n(\xi E)}{\sigma(\xi E)} \right]$$

Introduzindo a expressão (9) para N(E)dE vem:

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{1}{\varepsilon} \beta \int_{E_0}^{\infty} N(E)dE \, \frac{\sigma_n(E)}{\sigma(E)} - \frac{1}{\varepsilon} \gamma \int_0^{E_0} N'(E)dE \, \frac{\sigma_n(E)}{\sigma(E)} +$$

$$+ \frac{1}{\varepsilon} \beta \int_{E_0}^{\infty} N'(E)dE \, \frac{\sigma_{2n}(E)}{\sigma(E)} +$$

$$+ \frac{1}{\varepsilon} \beta \int_{E_0/\xi}^{\infty} N(E)dE \, \frac{\sigma_i(E)}{\sigma(E)} \, \frac{\sigma_{2n}(\xi E)}{\sigma(\xi E)} -$$

$$- \frac{1}{\varepsilon} \beta \int_{E_0/\xi}^{\infty} N(E)dE \, \frac{\sigma_i(E)}{\sigma(E)} \, \frac{\sigma_n(\xi E)}{\sigma(\xi E)} \qquad (25)$$

A aplicação dessa fórmula ao cálculo de ε_1, requer o conhecimento da variação com a energia das diversas secções de choque. Dada a escassez de dados experimentais, tal aplicação não é imediata, constituindo a segunda parte dêste trabalho, onde a análise dos parcos dados experimentais será feita, bem como o cálculo de ε_1.

RESUMO

É analisada a influência da reação $Be^9(n,2n)Be^8$ sôbre o fator de multiplicação infinito de reatores térmicos heterogêneos moderados a berílio. Desenvolve-se uma teoria elementar análoga à da determinação do fator de fissão rápida (fast fission factor) em barras de urânio, sendo levada em conta a alteração do espectro energético dos neutrons emergentes da barra. Obtem-se como resultado uma expressão para o chamado fator de efeito rápido no berílio, o qual leva em conta a influência da reação $Be^9(n,2n)Be^8$ sôbre o fator de multiplicação infinito.

BIBLIOGRAFIA

Ajzenberg, F. e Lauritsen, T., 1955, Rev. Mod. Phys., 27, 101

Glasstone, S. e Edlund, M.C., 1952, The Elements of Nuclear Reactor Theory; Van Nostrand.

Grace, M.A., Begnian, L. E., Preston, G. e Halban, H., 1951, Phys. Rev.82,969

Hughes, D.J. e Harvey, J.A, 1955, Neutron Cross Sections; U.S.A.E.C.

Hills, C.B. e Smith Jr., H.M. AECD-3973

Shapiro, M.M., 1955, em Reactor Handbook, Physics; U.S.A.E.C.