

GAZETA DE FÍSICA

Fundador: ARMANDO GIBERT

Direcção: J. Xavier de Brito — Rômulo de Carvalho — Armando Gibert — Lídia Salgueiro

Vol. II, Fasc. 10

Abril de 1953

Reacções e reactores nucleares

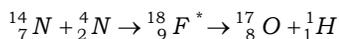
A transmutação dos elementos, sonho vão e preocupação máxima dos alquimistas, durante séculos, foi finalmente conseguida por físicos do século xx. De toda essa pleiade de cientistas que contribuíram para a criação e o desenvolvimento da Física nuclear, é justo destacar, como incontestável pioneiro, Lord Rutherford.

Três datas recordo como marcos da sua obra: em 1911, a descoberta fundamental da existência do núcleo com um raio $r \approx 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ cm e uma densidade nuclear, praticamente constante, $\rho \approx 10^8$ t/cm³; em 1913, a estruturação do modelo atómico, já hoje clássico, de Rutherford-Bohr; em 1919 a primeira transmutação provocada e observada no laboratório.

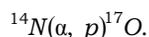
Rutherford bombardeando, com raios alfa, emitidos pelo Ra C' de 7,68 MeV, o azoto, consegue a sua transmutação em oxigénio.

Segundo Bohr, a partícula incidente atingindo o alvo é capturada dando lugar à formação de um núcleo instável; ao fim de um tempo muito curto, mas finito, este núcleo desintegra-se, expelindo uma partícula residual e formando um núcleo diferente do que foi submetido ao bombardeamento.

Assim a reacção estudada por Rutherford pode escrever-se:



ou na notação mais compacta proposta por Bothe em 1935:



O facto de termos indicado explicitamente o número de massa A e o número atómico Z mostra que nesta, como em qualquer outra reacção nuclear, há conservação de massa (soma dos AA a mesma nos 2 termos da reacção), e conservação da carga eléctrica (soma dos ZZ também a mesma).

Não devemos esquecer porém que os números de massa são os números inteiros mais próximos da massa exacta e que a diferença de massa das partículas que intervêm na reacção aparece sob a forma de inércia da energia libertada ou absorvida na reacção segundo a relação de Einstein $\Delta E = c^2 \Delta m$.

A essa energia é habitual chamar o Q da reacção, positivo ou negativo, conforme a reacção é exotérmica ou endotérmica.

No caso considerado o Q é negativo e

$$-Q = (17,00450 + 1,008123) - (14,00751 + 4,00390) = 0,001213 \text{ U. M.}$$

e atendendo a que 1 U. M. = 931 MeV virá:

$$-Q = 1,13 \text{ MeV.}$$

Não basta que a partícula alfa possua esta energia mínima para que se dê a reacção. Verificando-se também, em toda e qualquer reacção nuclear, o princípio da conservação da quantidade de movimento, sendo $m = 4$ a massa da partícula-projectil e $M = 14$ a massa do núcleo-alvo, uma

$$\text{fracção } \frac{m}{M + m} = \frac{4}{18} = \frac{2}{9} \text{ da energia da}$$

partícula alfa conserva-se como energia cinética do núcleo formado. A energia limiar da radiação alfa, nesta reacção, é, $\alpha = 145 \text{ MeV}$ da qual $\frac{2}{9} \times 145 = 0,32 \text{ MeV}$

se conservam sob a forma de energia cinética e o restante aparece sob a forma de ganho de massa dos produtos da reacção.

Para que se dê uma reacção nuclear torna-se não só necessário que a partícula-projectil atinja o núcleo-alvo, o que é pouco provável, dadas as suas pequenas dimensões, mas também que a partícula ultrapasse a barreira de potencial devido às forças electrostáticas de repulsão entre o núcleo e a partícula, suposta carregada positivamente. Sendo ze a carga da partícula e Ze a do núcleo, a energia potencial a uma distância r é $V = \frac{zZe^2}{r}$. Quando a partícula

chega a um contacto íntimo com o núcleo, ou seja a uma distância igual ao raio do núcleo, proporcional portanto a $A^{1/3}$ e aproximadamente proporcional a $Z^{1/3}$, a barreira do potencial atinge o seu valor máximo $B = 0,5 zZ^{2/3}$, após o que baixa bruscamente devido às forças de câmbio entre nucleões. A figura 1 mostra a barreira de potencial bem como os valores para $z = 1$, de B , variáveis entre $B \approx 0,5 \text{ MeV}$ para $Z = 1$ e $B \approx 10 \text{ MeV}$ para $Z = 92$. Os valores são duplos com partículas alfa ($z = 2$) e, com carbiões ($z = 6$), bombardeando o urânio ($Z = 92$), a crista da barreira atinge o valor $B \approx 60 \text{ MeV}$.

Devido à existência do efeito de túnel, descoberto por Gamow, em 1928, há uma probabilidade, embora fraca, de que a reacção se possa efectivar mas compreende-se

que, não atingindo 9 MeV a energia da radiação alfa das substâncias radioactivas,

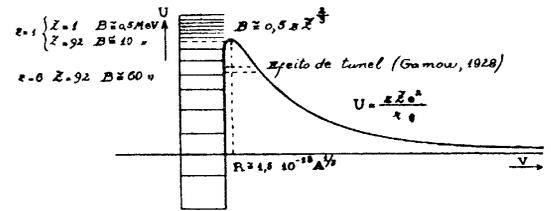


Fig. 1

esta radiação só seja eficaz com os elementos mais leves da classificação periódica.

Por isso mesmo até 1932 só eram conhecidas umas dez reacções nucleares e todas do tipo (α, p) . Para obter partículas dotadas de energia suficiente para bombardear com eficácia os vários núcleos dos átomos existentes na natureza, trataram os físicos de construir aparelhos aceleradores de partículas.

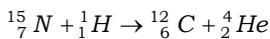
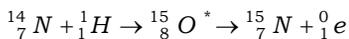
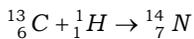
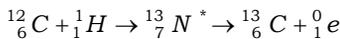
Assim Cockcroft e Walton, no laboratório de Rutherford, em 1932, conseguiram pela primeira vez, a transmutação dos elementos por métodos puramente artificiais, bombardeando um alvo de lítio por prótons de 700 keV , obtendo a seguinte reacção nuclear: ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$.

De então para cá, o emprego de outras partículas artificialmente aceleradas com energias até 400 MeV permitiu estudar mais de mil reacções diferentes abrangendo a quase totalidade dos elementos.

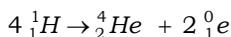
Estas reacções além de fornecerem elementos radioactivos artificiais, com inúmeras aplicações em Medicina e Biologia, de custo inferior ao do rádio, proporcionam o único método de investigação de estrutura do núcleo e das forças nucleares e permitem formular hipóteses sobre a estrutura fundamental do Universo.

É sabido que foi o estudo da radioactividade que trouxe uma explicação racional para o enorme dispêndio de energia do Sol e das estrelas, graças principalmente aos trabalhos dos astrofísicos Eddington, Weizsäcker, Bethe e Gamow.

Segundo Gamow as reacções nas estrelas gigantes vermelhas, em que a temperatura interna é de 1 a 10 milhões de graus, são reacções de protões com os elementos mais leves, do hidrogénio ao boro, dando lugar à formação de hélio. Estas reacções não têm carácter cíclico e só são possíveis à custa do desaparecimento desses elementos leves sendo características das estrelas mais jovens ou de formação mais recente. Pelo contrário no Sol e mais estrelas de sequência principal do diagrama de Russell-Hertzprung (*figura 2*), em que as temperaturas centrais atingem 15 a 20 milhões de graus, as reacções que se dão são as dos protões com os núcleos de carbono e de azoto, segundo o ciclo estudado, independentemente, por Weizsäcker, na Alemanha, em 1938, e por Bethe, nos E. U. A. em 1939:



No total o conjunto destas reacções é equivalente à reacção que se obtém adicionando-as, membro a membro:



reacção que não é possível directamente e que exprime a formação de um núcleo de hélio pela fusão de 4 protões. Vê-se assim que o carbono e o azoto actuam como catalizadores, o resultado final do ciclo sendo a transmutação do hidrogénio em hélio.

Todas estas reacções, designadas por reacções termo-nucleares, só são possíveis às temperaturas de alguns milhões de graus, existentes no interior das estrelas. Nessas condições os choques entre os átomos são suficientes para os ionizarem completamente e as partículas adquirem energia cinética suficiente para vencerem as forças repulsivas

entre os protões e os iões positivos resultantes da ionização.

Os físicos nucleares não veem, de momento, qualquer possibilidade de utilização destas reacções de síntese do hélio para fins pacíficos.

As reacções só se tornam possíveis de uma forma explosiva, escorvando-as a uma temperatura muito elevada numa bomba.

Classificação das reacções nucleares

É normal classificar as reacções nucleares especificando o tipo de partículas incidente e residual.

O relatório Smith, publicado em Agosto de 1945, fala de 25 tipos de reacção provocados por 5 tipos diferentes de partícula incidente. No Quadro 1 mencionamos 75 tipos de reacção provocados por 10 partículas incidentes diferentes.

É importante também considerar o valor da energia da partícula incidente podendo adoptar-se a seguinte classificação: fraca até 1 keV; intermédia de 1 a 500 keV; elevada de 0,5 a 10 MeV; muito elevada de 10 a 50 MeV e ultra-elevada, superior a 50 MeV.

Finalmente podem classificar-se as reacções considerando o número de massa do núcleo-alvo e estabelecendo 3 categorias: núcleos leves: $1 \leq A < 25$; intermédios: $25 \leq A < 80$; e pesados: $80 \leq A < 240$.

Noções conceitual e operacional de secção eficaz

A probabilidade de absorção do projectil pelo alvo, de que depende a eficiência da reacção nuclear, é vulgarmente expressa pela «secção eficaz» da reacção considerada.

A definição conceitual de secção eficaz para um processo nuclear é a seguinte:

$$\frac{n.^{\circ} \text{ de processos ocorridos}}{n.^{\circ} \text{ de partículas incidentes}}$$

alvo por $\text{cm}^2 \times \text{secção eficaz}$ em cm^2 .

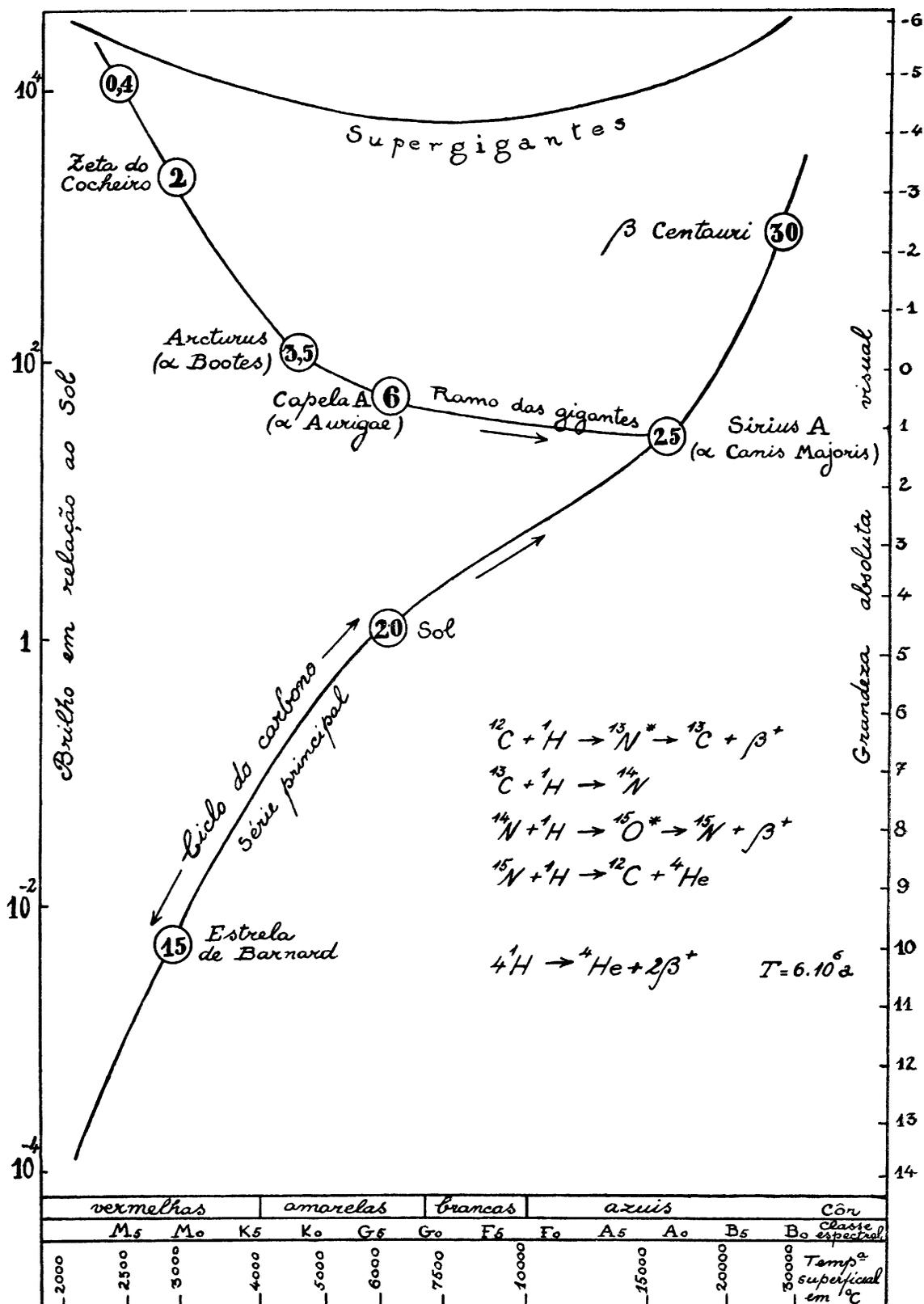


Fig. 2 — Diagrama de Russel-Hertzsprung. Os números inscritos nos círculos indicam as temperaturas centrais em milhões de graus.

A significação física desta grandeza, que tem as dimensões de uma área, é a seguinte: existe uma área, associada ao núcleo que serve de alvo, tal que uma partícula incidente é absorvida se cai no interior dessa área; para um dado núcleo o valor da secção eficaz depende do tipo de partícula projectil e da sua energia.

Sendo 10^{-12} a ordem de grandeza do diâmetro dos núcleos mais pesados é portanto 10^{-24} cm² a ordem de grandeza da sua secção efectiva. A secção eficaz exprime-se geralmente em «barns», sendo 1 barn = 10^{-24} cm² núcleo. A palavra «barn» quer dizer «celeiro» e pode perguntar-se qual o motivo que levou a escolhê-la para designar uma área tão pequena. É corrente na América a expressão «as big as a barn», tão grande como um celeiro. Ora acontece que, com partículas rápidas, a secção eficaz total de um núcleo é, em geral, bastante menor do que a sua secção efectiva, estando, salvo casos excepcionais, compreendida entre 10^{-27} e 10^{-24} cm².

Na teoria das pilhas atómicas é conveniente usar, em vez da secção eficaz σ microscópica ou nuclear, uma secção eficaz Σ macroscópica por cm³ do material, tal que

$$\Sigma = \sigma N \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{núcleo}} \times \frac{\text{núcleo}}{\text{cm}^3} \right)$$

em que N é o n.º de núcleos por cm³ que é o mesmo que o n.º de átomos/cm³.

A dimensão de Σ é o inverso de um comprimento e, por exemplo, no caso da absorção, é equivalente a um coeficiente de absorção linear. Por sua vez $\frac{1}{\Sigma}$ pode ser identificado com um livre percurso médio λ .

Quando aplicado a um alvo de espessura x , a intensidade do feixe emergente I está relacionada com a intensidade I_0 do feixe incidente, expressa em número de partículas/cm²/seg, por $I = I_0 e^{-\Sigma x} = I_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$.

Esta relação permite determinar experimentalmente a secção eficaz. A secção efi-

caz pode mesmo ser definida operacionalmente a partir desta relação que substitui com vantagem a definição conceitual. O conceito de secção eficaz não pode ser aplicado se um grande número de núcleos actuar em conjunto; isto só acontece, porém, num único tipo de reacção nuclear: a difusão (scattering) de um feixe de neutrões muito lentos pela matéria cristalina.

Em todos os outros casos a secção eficaz tem um significado preciso, os núcleos individuais actuando independentemente num dos outros, o efeito total sendo o somatório desses efeitos individuais. Há que considerar dois tipos de «scattering»; na difusão elástica o núcleo-alvo conserva-se num estado não excitado; na difusão inelástica o núcleo-alvo passa a um estado excitado. Tanto num como no outro caso se admite a formação de um núcleo composto, por um tempo muito curto, igual ou menor do que 10^{-11} segundos, após o que se dá a expulsão da partícula.

Podemos separar os fenómenos de difusão elástica de todos os outros dando lugar a reacções nucleares de diferentes tipos.

Nestas condições ter-se-á como relação entre as secções eficazes total, de difusão elástica e de reacção, a seguinte: $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_r$.

Sendo a difusão e a absorção os tipos mais vulgares de interacção entre os núcleos, nos casos em que se não verificam outras acções podemos escrever $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$ em que σ_a é a secção eficaz de absorção do neutrão pelo núcleo considerado.

A tabela de Segré indica, em geral, a secção eficaz de captura dos neutrões lentos pelos diferentes núcleos e, para cada elemento, os valores médios pesados das secções eficazes de absorção e total.

Breve referência a alguns dos exemplos-tipo de reacções nucleares

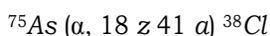
Dissemos já que, até 1932, só era conhecida uma dezena de reacções nucleares e todas de tipo (α , p) sendo a primeira a estudada por Rutherford em 1919.

Outro exemplo, já conhecido em 1932, é o da reacção $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$. Foi em 1933 que Irene Curie e Frederico Joliot descobriram outro tipo de reacção com o alumínio, dando lugar à emissão de neutrões: $^{27}\text{Al}(\alpha, n)^{30}\text{P}$. O fósforo formado é um emissor de positões, com um periodo de semi-desintegração de 3 minutos $^{30}\text{P} \rightarrow ^{30}\text{Si} + \beta^+$.

Para energias moderadas da partícula alfa, as reacções (α, n) têm muito mais probabilidade que as reacções (α, p) ; à medida que aumenta a energia de excitação do núcleo, o efeito da barreira que se opõe à saída do protão torna-se menos pronunciado. Essa excitação pode ser tal que se dê a vaporização de vários neutrões, como se indica na tabela, reacções de $(\alpha, 2n)$ a $(\alpha, 8n)$ ou mesmo $(\alpha, \alpha n)$ e $(\alpha, p 5 n)$; partículas de energia mais elevada, como, por exemplo, as partículas alfa de 400 MeV, aceleradas no sincrociclotrão de 184", provocam a cisão do bismuto, chumbo, tálio, platina e tântalo, reacção que pode representar-se como o fizemos $^{181}\text{Ta}(\alpha, f) F. P.$ em que a letra *f*, designa a cisão, e *F. P.* (fission products).

Um outro tipo de acção possível é o de estilhaçamento (spallation).

Este fenómeno foi descoberto em 1947 por Seaborg, Perlman e os seus colaboradores do Radiation Laboratory, de Berkeley (Califórnia). Elementos de números de massa e atómico intermédios, quando bombardeados por partículas alfa de 400 MeV, emitem 20 a 30, ou mesmo mais, nucleões de modo que o núcleo formado tem números atómico e de massa nitidamente inferiores ao do núcleo-alvo. É o caso do $^{75}_{38}\text{As}$ que, bombardeado por partículas alfa, dá, além de numerosos estilhaços, o $^{38}_{17}\text{Cl}$; houve portanto uma baixa de 18 unidades no número atómico e de 41 no número de massa. Glasstone sugere para indicar este tipo de reacção a notação seguinte:



O fenómeno foi até agora estudado com

poucos elementos: cobre, arsénio e antimónio.

A primeira reacção que mencionámos no Quadro I: $^{115}\text{In}(\alpha, \alpha)^{115}\text{In}^*$ é um caso de difusão inelástica com formação do mesmo isótopo num estado excitado; trata-se portanto de um isómero nuclear.

Electro e foto-desintegração

São poucas as reacções conhecidas de electro-desintegração; além dos casos de difusão inelástica, é possível provocar a expulsão de um neutrão, como no caso da reacção do berílio, a primeira observada e única até há pouco, empregando raios beta de algumas centenas de MeV; bombardeando núcleos pesados por electrões acelerados por betatrões é possível obter reacções de cisão.

As reacções de foto-desintegração são provocadas por raios gama de energia elevada. As mais vulgares são as reacções (γ, n) e (γ, p) com formação de rádio-isótopos, emissores beta positivos ou negativos.

Reacções de protões

À medida que aumenta o número atómico do núcleo-alvo, menor se torna a probabilidade de uma partícula-projectil, elèctricamente positiva, penetrar no núcleo, vencendo a barreira de potencial.

Essa probabilidade porém é francamente maior para o protão do que para a partícula alfa e daí o facto, dos físicos, enquanto não dispunham de partículas alfa de energia mais elevada do que as fornecidas pelas transformações radioactivas naturais, se dedicarem de preferência ao estudo das reacções produzidas por protões. Estes dão lugar a reacções dos tipos mencionados no quadro I: (p, α) ; (p, γ) ; (p, p) ; (p, n) ; (p, d) ; $(p, ^3\text{He})$; $(p, 2\alpha)$; $(p, p n)$; (p, f) e ainda a reacções de estilhaçamento seguido de cisão. Estas últimas foram observadas em Berkeley em 1948. Elementos pesados como o bismuto, o chumbo, o ouro, bom-

bardeados por protões ou deutões de energia elevada, expulsam dez ou doze nucleões como estilhaços, o que origina a formação de um núcleo essencialmente instável que sofre o fenómeno da cisão.

É digno de nota o facto de terem sido detectados todos os elementos conhecidos entre os produtos de cisão e de estilhaçamento do urânio.

Reacções de neutrões

As reacções do tipo (n, α) são mais vulgares com os elementos leves. A barreira de potencial torna esta reacção improvável com os elementos pesados excepto com neutrões rápidos capazes de fornecer ao núcleo a energia necessária para a expulsão da partícula alfa. A reacção indicada $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ tem uma secção eficaz, para a absorção de neutrões de 25 keV, $\sigma_a = 3525 \text{ barns}$; com neutrões térmicos a secção eficaz varia na razão inversa da raiz quadrada da energia do neutrão e a partícula alfa é emitida com uma energia cerca de 2,1 MeV; por isso esta reacção é largamente utilizada nos detectores de neutrões lentos tais como os contadores proporcionais cheios de gás BF_3 e nas câmaras de ionização com B_4C . A sensibilidade destes detectores pode ser multiplicada por 5, separando os isotopos $\text{B} 10$ e $\text{B} 11$ cuja abundância é respectivamente de 18,83 e 81,17%.

A mais simples de todas as reacções é a reacção (n, γ) em que o neutrão é capturado e nenhuma partícula pesada é expelida. Esta reacção é extremamente vulgar em todos os sistemas de reacção em cadeia, especialmente naqueles em que intervêm neutrões lentos. É o caso da reacção $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$. O cádmio tem uma secção eficaz de absorção anormalmente grande, $\sigma_a = 2500 \text{ barns}$, em média; verificou-se recentemente que praticamente a absorção é atribuível apenas ao isótopo $\text{Cd} 113$, cuja abundância é 12,3%, e portanto $\sigma_a(\text{Cd} 113) = 20.000 \text{ barns}$. Por causa desta reacção o cádmio é, assim como o

boro, o material utilizado nas varas de regulação e comando dos reactores nucleares. Outra reacção (n, γ) a considerar muitas vezes é a reacção $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$ que tem um valor $\sigma_a = 0,31 \text{ barn}$ e que se dá em todos os reactores em que a água é utilizada seja como refrigerante (Hanford), seja como moderador, refrigerante e solvente do sal de urânio, enriquecido em $U 235$, (Low Power and High Power Water Boilers de Los Alamos), seja como material de protecção (Clinton, Oak Ridge); com neutrões térmicos a energia da radiação γ emitida é de 2,18 MeV.

As reacções (n, p) são mais vulgares com os núcleos leves, sendo, em geral, negativo o Q da reacção. Não é porém o caso da reacção dada como exemplo $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$.

O carbono 14 tem um interesse especial em Biologia e é empregado como rádio-indicador. Digamos de passagem que num individuo, com 70 kg de peso, existem cerca de 2000 átomos de $\text{C} 14$ que se desintegram em cada segundo; o seu período é de 5570 anos o que permite empregá-lo como um relógio natural permitindo avaliar a data dos mais variados acontecimentos remontando até 15000 anos com erros inferiores a 10%.

Nas pilhas resfriadas por ar a possibilidade desta reacção é prejudicial visto originar uma apreciável absorção de neutrões.

As reacções dos tipos $(n, 2n)$ $(n, p 2n)$ $(n, 3n)$ só são possíveis dispondo-se de fontes intensas de neutrões muito rápidos. A reacção indicada $^9\text{Be}(n, 2n)^8\text{Be}$ pode ter um efeito favorável, embora ligeiro, sobre o factor de multiplicação das pilhas em que seja berílio o moderador empregado.

Evidentemente o tipo de reacção de neutrões mais importante é o que tem como resultado a cisão. Essa importância provém fundamentalmente do facto de, em cada processo, se libertar um número de neutrões superior a um, o que torna possível a «reacção em cadeia».

Nessas reacções (n, f) que se obtém, por exemplo, actuando com neutrões lentos sobre o $U\ 235$ e com neutrões de energia superior a $1\ MeV$ sobre o $U\ 238$, representamos por *F. P.* (fission products) a multi-dão de produtos de cisão que podem ser formados na reacção. Digamos desde já que a cisão do $U\ 238$ e de outros núcleos pesados por neutrões rápidos conduz a uma distribuição de produtos completamente diferente da que se obtém com neutrões lentos.

Reacções de deutões — As reacções provocadas por deutões têm grande importância em Física Nuclear porque, em geral, a eficiência e o rendimento da reacção é muito maior do que com outras partículas.

Verifica-se que o deutão é capaz de dar lugar a reacções nucleares com energias relativamente baixas e mesmo muito mais baixas do que seria de prever pela teoria de Bohr. Acontece mesmo que os limiares das reacções (d, p) são vulgarmente mais baixos do que os das reacções (d, n) correspondentes.

Tal facto provém da circunstância de ser pequena a energia de coesão do deutão, apenas $2,18\ MeV$ enquanto que a da partícula alfa é de $28,2\ MeV$; essa circunstância e a da distribuição da carga ser assimétrica, os centros de massa e de carga não coincidindo, faz com que não só seja possível a desintegração «eléctrica» do deutão pela acção do campo coulombiano do núcleo-alvo mas que se faça a absorpção de um dos núcleos (protão ou neutrão) segundo o processo estudado teoricamente por Oppenheimer e Phillips para deutões de pequena energia. São assim prováveis as reacções (d, p) e (d, n).

A primeira é mais provável do que a segunda, a barreira de potencial tendendo a afastar o protão; estabelecido o contacto a força atractiva, do neutrão pelo núcleo, sendo muito superior à força de coesão do deutão, este rompe-se, o neutrão é absorvido e o protão expulso.

É vulgar dar o nome de «stripping» ao processo que ocorre com deutões de

elevada energia em que este se rompe, dando lugar à formação de um núcleo composto pela absorpção de um único constituinte do deutão.

Com deutões de energia elevada torna-se possível a vaporização de várias partículas, como se indica no quadro I, até 9 neutrões.

São ainda possíveis reacções de cisão, bem como reacções de estilhaçamento seguido de cisão.

Reacções provocadas por partículas mais pesadas

No Quadro I, indicamos algumas reacções provocadas por partículas como o 3H ou trítio (t), o 3He , o 7Li e o ^{12}C . As reacções com este último, o núcleo do carbono ou carbião, tem importância para obter os últimos transuranianos, permitindo um salto de 6 unidades no número atómico.

Cisão nuclear espontânea e induzida

Devido à repulsão coulombiana, a energia de coesão média, em $MeV /$ nucleão, diminui regularmente desde um valor máximo $8,7$ para os números de massa cerca de 80 , até $7,5\ MeV$ nucleão para o $U\ 238$, como se mostra na *figura 3*. A energia de coesão correspondendo à energia libertada na formação do núcleo, verifica-se que a cisão dos núcleos pesados corresponde uma libertação considerável de energia, embora bastante inferior à energia de síntese do hélio.

Cálculos exactos mostram que a energia libertada é máxima para uma cisão em fragmentos quase iguais. Assim a cisão simétrica de um átomo pesado M (A, Z) liberta uma energia

$$E_0 = M(A, Z) - 2M(A/2, Z/2).$$

Se representarmos num gráfico (*figura 4*) o valor de E_0 em função de A verifica-se que E_0 se torna positivo para $A \cong 85$ e é tanto maior quanto maior for A . Se no

QUADRO I
Exemplos — Tipos de Reações Nucleares

| Partícula incidente residual | α | β | γ | p | n | d | ^3H | ^3He | ^7Li | ^{12}C |
|------------------------------|---|--|--|--|--|---|---|--|---------------|---|
| α | $^{115}_{49}\text{In} (\alpha, \alpha) ^{115}_{49}\text{In}^*$ | $^8_3\text{Li} (\beta, \alpha) ^4_2\text{He}$ | $^{27}_{13}\text{Al} (\gamma, \alpha) ^{23}_{11}\text{Na}$ | $^7_3\text{Li} (\text{p}, \alpha) ^4_2\text{He}$ | $^{10}_5\text{B} (\text{n}, \alpha) ^7_3\text{Li}$ | $^{32}_{16}\text{S} (\text{d}, \alpha) ^{30}_{15}\text{P}^+$ | | $^{14}_7\text{N} (^3\text{He}, \alpha) ^{13}_7\text{N}^+$ | | |
| β | | $^{87}_{38}\text{Sr} (\beta, \beta) ^{87}_{38}\text{Sr}^*$ | | | | | | | | |
| γ | | | $^{83}_{36}\text{Kr} (\gamma, \gamma) ^{83}_{36}\text{Kr}^+$ | $^{25}_{12}\text{Mg} (\text{p}, \gamma) ^{26}_{13}\text{Al}^+$ | $^{113}_{48}\text{Cd} (\text{n}, \gamma) ^{113}_{48}\text{Cd}$ | $^{63}_{29}\text{Cu} (\text{d}, \gamma) ^{65}_{30}\text{Zn}$ | | | | |
| p | $^{27}_{13}\text{Al} (\alpha, \text{p}) ^{30}_{14}\text{Si}$ | | $^{26}_{12}\text{Mg} (\gamma, \text{p}) ^{25}_{11}\text{Na}^-$ | $^{115}_{49}\text{In} (\text{p}, \text{p}) ^{115}_{49}\text{In}^*$ | $^{14}_7\text{N} (\text{n}, \text{p}) ^{16}_6\text{C}^-$ | $^2_1\text{H} (\text{d}, \text{p}) ^3_1\text{H}$ | $^{59}_{27}\text{Co} (\text{t}, \text{p}) ^{61}_{27}\text{Co}^-$ | $^{28}_{14}\text{Si} (^3\text{He}, \text{p}) ^{30}_{15}\text{P}^+$ | | |
| n | $^{27}_{13}\text{Al} (\alpha, \text{n}) ^{30}_{15}\text{P}^+$ | | $^{63}_{29}\text{Cu} (\gamma, \text{n}) ^{62}_{29}\text{Cu}^+$ | $^7_3\text{Li} (\text{p}, \text{n}) ^7_4\text{Be}$ | $^{87}_{38}\text{Sr} (\text{n}, \text{n}) ^{87}_{38}\text{Sr}^*$ | $^2_1\text{H} (\text{d}, \text{n}) ^3_2\text{He}$ | $^{16}_8\text{O} (\text{t}, \text{n}) ^{18}_8\text{F}^*$ | | | |
| d | $^{10}_5\text{B} (\alpha, \text{d}) ^{12}_6\text{C}$ | | $^{32}_{16}\text{S} (\gamma, \text{d}) ^{30}_{15}\text{P}$ | $^{32}_{16}\text{S} (\text{p}, \text{d}) ^{31}_{16}\text{S}^+$ | (n,d) | $^{27}_{13}\text{Al} (\text{d}, \text{d}) ^{27}_{13}\text{Al}^*$ | $^{63}_{29}\text{Cu} (\text{t}, \text{d}) ^{62}_{29}\text{Cu}$ | | | |
| ^3H | | | | | $^6_3\text{Li} (\text{n}, \text{t}) ^4_2\text{He}$ | $^9_4\text{Be} (\text{d}, \text{t}) ^8_4\text{Be}$ | | | | |
| ^3He | | | | $^6_3\text{Li} (\text{p}, ^3\text{He}) ^4_2\text{He}$ | | | $^{27}_{13}\text{Al} (\text{t}, ^3\text{He}) ^{27}_{12}\text{Mg}$ | | | |
| 2 α | | | | $^{11}_5\text{B} (\text{p}, 2\alpha) ^4_2\text{He}$ | $^{14}_7\text{N} (\text{n}, 2\alpha) ^7_3\text{Li}$ | $^{10}_5\text{B} (\text{d}, 2\alpha) ^4_2\text{He}$ | | | | |
| αn | $^{12}_6\text{C} (\alpha, \alpha\text{n}) ^{11}_6\text{C}$ | | $^{23}_{11}\text{Na} (\gamma, \alpha\text{n}) ^{18}_9\text{F}^+$ | | | | | | | |
| βn | | $^9_4\text{Be} (\beta, \beta\text{n}) ^8_4\text{Be}$ | | | | | | | | |
| p n | | | $^{32}_{16}\text{S} (\gamma, \text{pn}) ^{30}_{15}\text{P}$ | $^{12}_6\text{C} (\text{p}, \text{pn}) ^{11}_6\text{C}$ | (n,pn) | (d,pn) | | | | |
| 2n | $^{50}_{24}\text{Cr} (\alpha, 2\text{n}) ^{52}_{26}\text{Fe}$ | | $^{31}_{15}\text{P} (\gamma, 2\text{n}) ^{29}_{15}\text{P}^+$ | | $^9_4\text{Be} (\text{n}, 2\text{n}) ^8_4\text{Be}$ | $^{238}_{92}\text{U} (\text{d}, 2\text{n}) ^{238}_{93}\text{Np}^-$ | | | | |
| p2n | | | | | | $^{32}_{16}\text{S} (\text{n}, \text{p}2\text{n}) ^{30}_{15}\text{P}^+$ | | | | |
| 3n | $^{115}_{49}\text{In} (\alpha, 3\text{n}) ^{116}_{51}\text{Sb}^+$ | | | | $^{45}_{21}\text{Sc} (\text{n}, 3\text{n}) ^{43}_{21}\text{Sc}$ | $^{194}_{78}\text{Pt} (\text{d}, 3\text{n}) ^{193}_{79}\text{Au}$ | | | | $^{239}_{94}\text{Pu} (^{12}\text{C}, 3\text{n}) ^{248}_{100}\text{Ct}$ |
| p3n | | | | | | (d,p3n) | | | | |
| 4n | $^{191}_{77}\text{Ir} (\alpha, 4\text{n}) ^{116}_{79}\text{Au}$ | | | | | $^{103}_{45}\text{Rd} (\text{d}, 4\text{n}) ^{101}_{46}\text{Pd}$ | | | | $^{238}_{92}\text{U} (^{12}\text{C}, 4\text{n}) ^{246}_{98}\text{Cf}$ |
| 5n | $^{70}_{32}\text{Ge} (\alpha, 5\text{n}) ^{69}_{34}\text{Se}^+$ | | | | | $^{75}_{33}\text{As} (\text{d}, 5\text{n}) ^{72}_{34}\text{Se}$ | | | | |
| p4n | | | | | | $^{70}_{32}\text{Ge} (\text{d}, \text{p}4\text{n}) ^{66}_{32}\text{Ge}$ | | | | |
| p5n | $^{232}_{90}\text{Th} (\alpha, \text{p}5\text{n}) ^{230}_{91}\text{Pa}$ | | | | | $^{70}_{32}\text{Ge} (\text{d}, \text{p}5\text{n}) ^{65}_{32}\text{Ge}$ | | | | |
| 6n | $^{209}_{83}\text{Bi} (\alpha, 6\text{n}) ^{207}_{85}\text{At}$ | | | | | $^{139}_{57}\text{La} (\text{d}, 6\text{n}) ^{135}_{58}\text{Ce}$ | | | | $^{238}_{92}\text{U} (^{12}\text{C}, 6\text{n}) ^{244}_{98}\text{Cf}$ |
| 7n | $^{232}_{90}\text{Th} (\alpha, 7\text{n}) ^{229}_{92}\text{U}$ | | | | | $^{232}_{90}\text{Th} (\text{d}, 7\text{n}) ^{227}_{91}\text{Pa}$ | | | | |
| 8n | $^{232}_{90}\text{Th} (\alpha, 8\text{n}) ^{228}_{92}\text{U}$ | | | | | $^{232}_{90}\text{Th} (\text{d}, 8\text{n}) ^{226}_{91}\text{Pa}$ | | | | |
| 9n | | | | | | $^{238}_{92}\text{U} (\text{d}, 9\text{n}) ^{231}_{93}\text{Np}$ | | | | |
| f | $^{181}_{73}\text{Ta} (\alpha, \text{f}) \text{F.P.}$ | (β, f) F.P. | $^{238}_{92}\text{U} (\gamma, \text{f}) \text{F.P.}$ | $^{232}_{90}\text{Th} (\gamma, \text{f}) \text{P.F.}$ | $^{206}_{82}\text{Pb} (\text{n}, \text{f}) \text{P.F.}$ | $^{203}_{81}\text{Tl} (\text{d}, \text{f}) \text{P.F.}$ | | | | |
| s | $^{75}_{30}\text{As} (\alpha, 18z4 \text{la}) ^{38}_{17}\text{Cl}$ | | (γ, s) S.P. | $^{63}_{29}\text{Cu} (\text{p}, \text{pn}6\alpha) ^{38}_{17}\text{Cl}$ | | | | | | |
| sf | | | | (p, sf) | | $^{209}_{83}\text{Bi} (\text{d}, 14z30\alpha) \text{P.F.}$ | | | | |

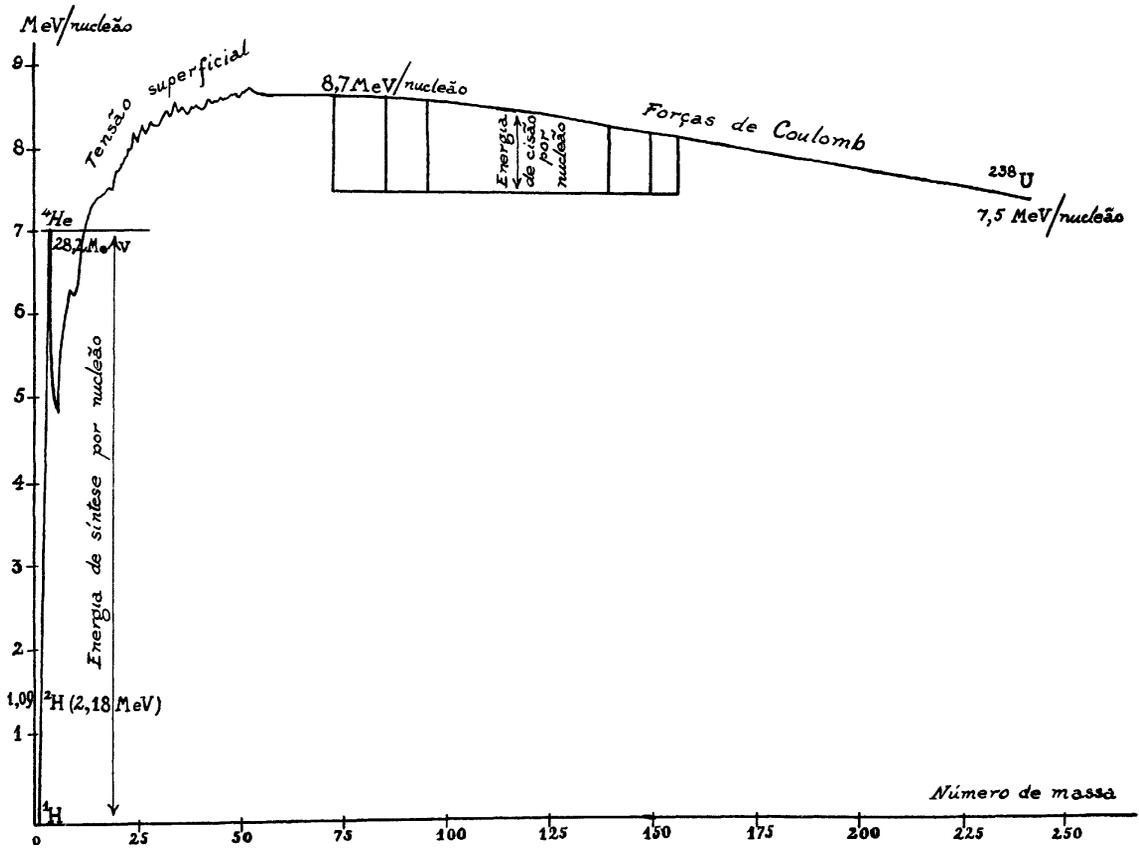


Fig. 3 — Energia de coesão média dos núcleos estáveis em função do número de massa.

mesmo gráfico representarmos a energia coulombiana cujo valor, se admitirmos que a carga Z se distribui uniformemente pelo núcleo esférico de raio R é $E_C = \frac{3}{5}e^2Z^2/R$, tomando $R = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ cm, verifica-se que E_C cresce menos rapidamente que E_0 , mas a partir de $A > 0$, tornando-se $E_C = E_0$ para $A \approx 250$. Para que a cisão se efective torna-se necessária uma energia de activação o que explica que só para valores de $A \geq 220$ a cisão espontânea tenha uma certa probabilidade.

A figura 5 ilustra especialmente este facto, representando, em abscissas, a distância r entre os dois fragmentos de cisão e, em ordenadas, a energia potencial E correspondente dos fragmentos, ou do próprio núcleo, para distâncias inferiores a 2 vezes o raio r' de cada fragmento, suposto esférico. Essa energia é, para valo-

res grandes de r , apenas a energia electrostática de repulsão $\left(\frac{Ze}{2}\right)^2/r$ que é nula para $r = \infty$, para distâncias inferiores a $2r'$ haverá a considerar as forças nucleares;

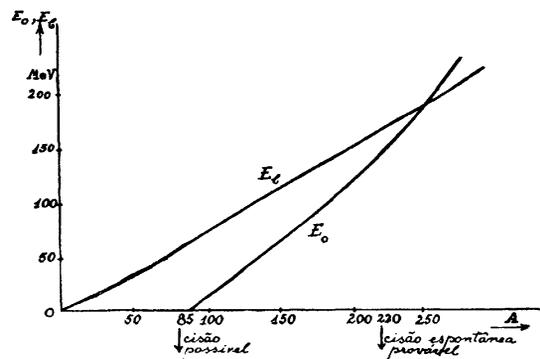
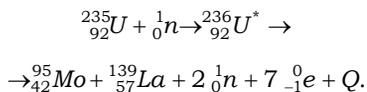


Fig. 4

para $r = 0$ será $E = E_0$ e para $r = 2r' E = E_C$. Três casos são possíveis:

- 1) Para $A \lesssim 100$ será $E_C - E_0 \approx 50$ MeV,

e portanto do ponto de vista do resultado final, quaisquer que sejam os fragmentos de cisão, os produtos finais são, neste caso, o molibdênio e o lantânio, havendo liberação de 2 neutrões e de 7 electrões:



Uma recente e mais precisa distribuição dos produtos de cisão do ${}_{92}^{236}\text{U}^*$ tal como foi determinada por Coryell e outros (Plutonium Project Report, CI 1331, Feb 1944) é dada na figura 6.

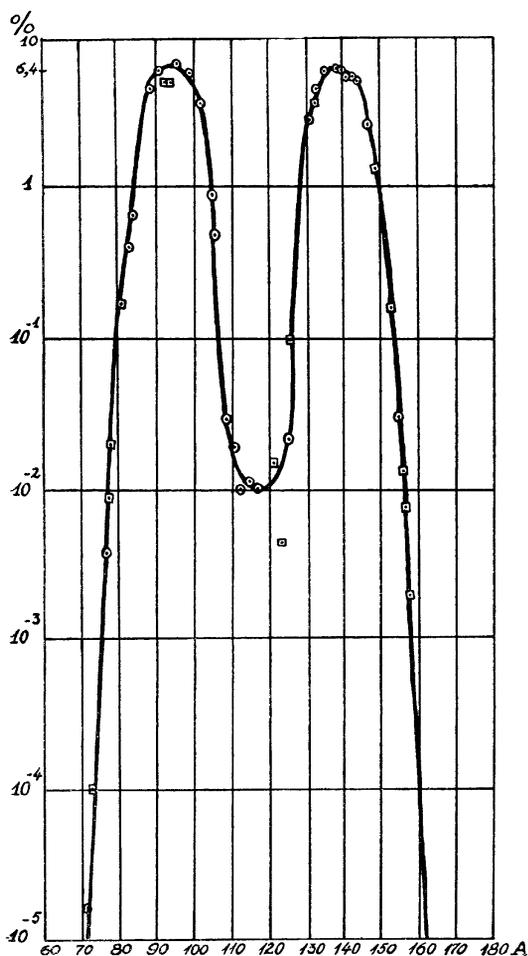


Fig. 6 — Distribuição dos produtos de cisão do U 235 por neutrões lentos

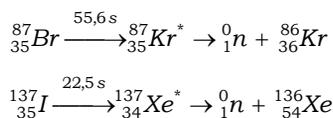
Obtiveram-se cerca de 60 produtos com números de massa desde cerca de 72 até

158; contudo a grande maioria desses produtos encontra-se em dois grupos que vão de 85 a 104 e de 130 a 149, respectivamente, abrangendo 33 dos 92 elementos existentes na natureza, desde o ${}_{30}^{72}\text{Zn}$ ao ${}_{63}^{158}\text{Eu}$; sòmente por estudos químicos dos produtos de cisão se provou à evidência que a cisão simétrica se pode dar, visto se terem encontrado pequenas quantidades de ${}_{46}\text{Pd}$ entre os produtos de cisão do ${}_{82}\text{U}$; esta simetria é contudo muito rara e a assimetria pronunciada do processo de cisão ainda não foi explicada.

Há, em média, após a cisão, 6 desintegrações beta, cujos períodos variam consideravelmente entre 108 anos (*Pd* 107) e alguns segundos; sendo a razão *N/Z* nos produtos de cisão, muito maior que para os núcleos estáveis, a emissão beta é equivalente à emissão de 2 neutrões para a obtenção de uma mesma diferença *N-Z*.

Além dos neutrões imediatos, em média, cerca de 2,5, na cisão do U 235, tem grande importância no comportamento dos reactores, os chamados neutrões retardados emitidos pelos produtos da cisão.

São exemplos:



A semi-vida dos neutrões retardados, na realidade, o tempo necessário para se reduzir a metade o número de átomos de núcleo instável, que se desintegra com emissão de um neutrão, e a sua percentagem, são indicados a seguir:

| Semi-vida | % |
|-----------|-------------|
| 55,6 s | 0,02 |
| 22,5 | 0,14 |
| 4,51 | 0,18 |
| 1,53 | 0,20 |
| 0,42 | <u>0,07</u> |
| Total | 0,61 |

os dois primeiros períodos correspondendo aos exemplos indicados do Kr 87 e do Xe 137.

Cálculo da energia libertada na cisão do U 235

I) Sendo os fragmentos de cisão $^{95}_{37}Rb$ e o $^{139}_{55}Cs$, a energia de repulsão dos dois fragmentos supostos em contacto é:

$$E = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(r_1 + r_2)} = \frac{35 \cdot 55 \cdot (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{1,5 \cdot 10^{-13} (95^{1/3} + 139^{1/3})} \cong \cong 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ erg} = 200 \text{ MeV}$$

II) Massa dos nuclidos que intervêm na reacção:

| | |
|--------|-----------------------|
| La 139 | 138,953 |
| Mo 95 | 94,946 |
| n | <u>1,009</u> |
| | 234,908 |
| U 235 | <u>235,12</u> |
| Q = | 0,212 U. M. = 198 MeV |

III) Massa do nuclido de $^{236}_{92}U^*$ e dos produtos de cisão:

| | | |
|----------|------------------------|-----------------|
| Protões | $92 \times 1,008123 =$ | 92,7473 |
| Neutrões | $144 \times 1,00893 =$ | <u>145,2859</u> |
| | | 238,0332 |
| La 129 | 138,953 | |
| Mo 95 | 94,946 | |
| 2 n | <u>2,018</u> | |
| | 235,917 | |

Perda de massa: $-\frac{7,5}{931} \times 236 = -1,9012$

$Q = (238,0332 - 1,9012) - 235,917 = 0,215 \text{ U. M.} \cong 200 \text{ MeV}$

A conservação da quantidade de movimento implica a repartição da energia pelos dois fragmentos na razão inversa das massas:

$$m_1 v_1 = m_2 v_2 = 2k; \quad E_1 = \frac{m_1 v_1^2}{2} = k v_1$$

$$E_2 = \frac{m_2 v_2^2}{2} = k v_2; \quad \frac{E_1}{E_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{m_2}{m_1}$$

Cerca de 80% da energia total libertada aparece sob a forma de energia cinética dos fragmentos de cisão. No caso considerado o balanço energético é o seguinte:

| | | |
|------------------------|---------|-----------|
| Fragmentos de cisão | \cong | 160 MeV |
| Neutrões imediatos | \cong | 5 |
| Radiação gama imediata | \cong | 5 |
| Séries radioactivas | \cong | 20 |
| Neutrões absorvidos | \cong | <u>10</u> |
| Total | \cong | 200 MeV |

Reacções em cadeia explosivas e condicionadas

As figuras 7 e 8 representam esquematicamente como é possível obter, com o

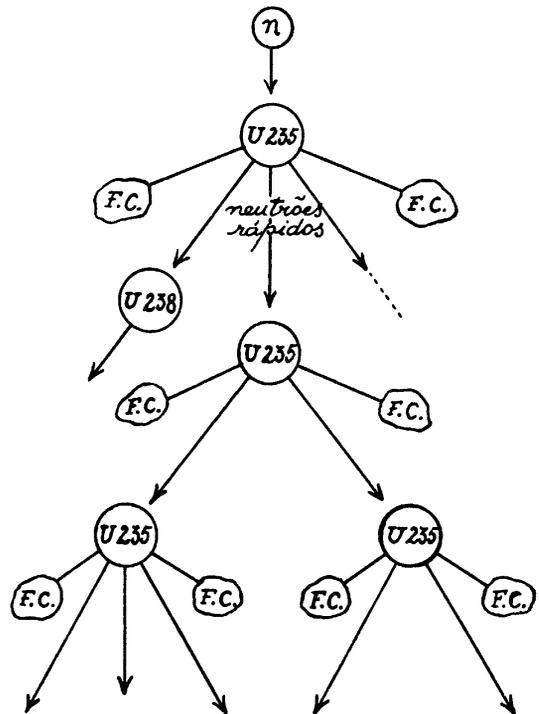


Fig. 7

U 235, reacções em cadeia explosivas ou condicionadas.

A diferença essencial está em que, numa reacção explosiva, o número de neutrões se multiplica indefinidamente enquanto que, numa reacção condicionada, o número de

neutrões sobe até um certo nível e, em seguida, mantém-se constante.

Sendo da ordem do MeV a energia dos neutrões imediatos, torna-se indispensável

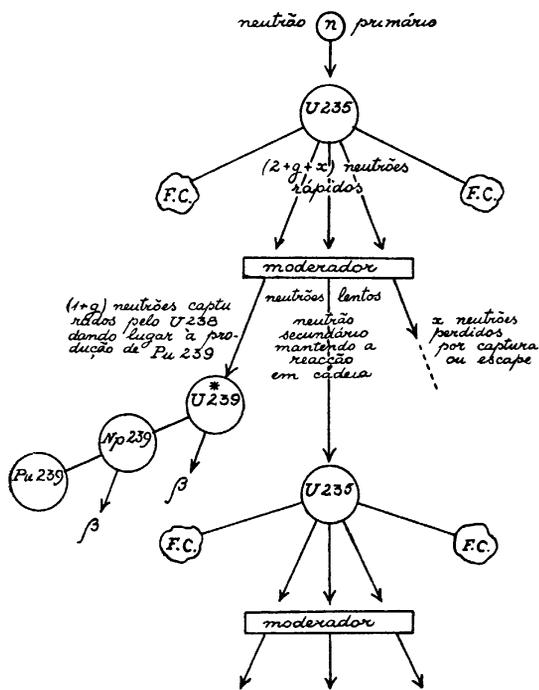


Fig. 8

o emprego de moderadores para a obtenção de neutrões lentos. Daí a importância do estudo dos problemas da moderação e da difusão neutrônica.

Difusão neutrônica e moderação

Na ausência de substâncias com grandes secções eficazes para a captura ou difusão inelástica, os neutrões de cisão, com $E \lesssim 1 \text{ MeV}$, são moderados quase que só devido aos choques elásticos com os núcleos do meio. Examinemos o processo de difusão elástica pelo qual os neutrões são trazidos das energias elevadas para as energias térmicas. Uma aplicação imediata das leis da conservação da quantidade de movimento e da energia conduz à relação dando a fracção da energia perdida pelo neutrão em função do ângulo de desvio do neutrão

e da razão das massas do neutrão e do núcleo chocado.

Há vantagem em substituir o referencial do laboratório L por um referencial C que se desloca com o centro da massa das duas partículas. Neste referencial C , a quantidade do movimento total (vector soma) das partículas antes do choque é nula e, da lei da conservação da quantidade do movimento, conclue-se que, após o choque, continua a ser nula. Isto significa que um observador, ligado ao centro da massa, vê as 2 partículas em sentidos precisamente opostos. Além disso, tratando-se de um choque elástico, as suas velocidades também não se alteram em relação ao que eram antes do choque, para que haja conservação da energia cinética. O efeito total do choque, observado no referencial C , é, portanto, modificar as direcções mas não as grandezas das velocidades das duas partículas.

No referencial C , em que o núcleo se encontrava inicialmente em repouso, há modificação das grandezas e das direcções das velocidades. Para determinar a velocidade do neutrão, após o choque, temos de passar do referencial C para o referencial L .

Admitamos que o neutrão de massa m e energia E_0 se desloca no referencial L para a direita com uma velocidade v_0 e que o núcleo tem uma massa M e uma velocidade nula. A velocidade do centro de massa é $V_C = \frac{m}{M+m}v_0$. No referencial C o neutrão move-se para a direita com uma velocidade $v_0 - V_C = \frac{M}{M+m}v_0$ e o núcleo para a esquerda com uma velocidade $-V_C = \frac{m}{m+M}v_0$.

A quantidade de movimento total é nula visto que

$$m(v_0 - V_C) - MV_C = m \frac{M}{M+m}v_0 - M \frac{m}{M+m}v_0 = 0.$$

Após o choque, (fig. 9), o neutrão, parte, segundo uma direcção fazendo um ângulo φ com a direcção inicial, no referencial C, e o núcleo, segundo o ângulo $180 + \varphi$.

No referencial L o neutrão parte segundo

No choque directo $\varphi = 180^\circ$; $\cos \varphi = -1$;
 $E = \left(\frac{M - m}{M + m}\right)^2 E_0$ e a perda de energia do neutrão é máxima: $E_{min} = \left(\frac{M - m}{M + m}\right)^2 E_0$.

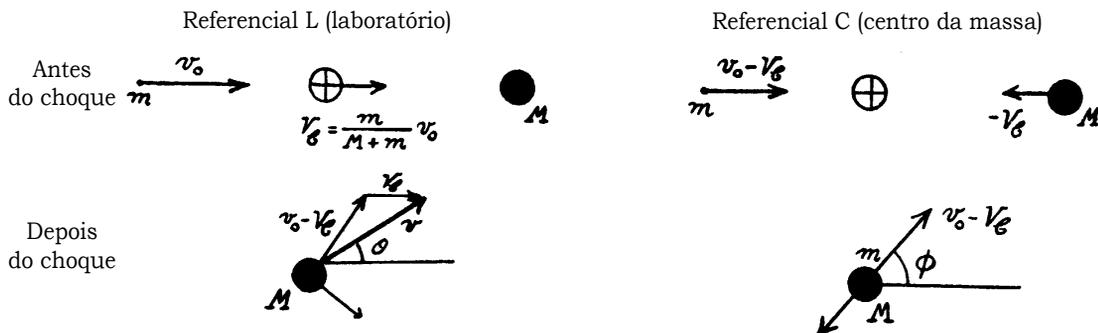


Fig. 9

um ângulo θ , com uma velocidade \bar{v} que é o vector soma da velocidade do neutrão no referencial C, após o choque, e da velocidade do centro da massa.

Da figura 10 obtém-se, aplicando a lei do coseno,

Fazendo $\alpha = \frac{E_{min}}{E_0} = \left(\frac{M - m}{M + m}\right)^2$, a máxima perda em fracção da energia cinética inicial do neutrão é

$$v^2 = \left(\frac{M}{M + m}\right)^2 v_0^2 + \left(\frac{m}{M + m}\right)^2 v_0^2 + 2\left(\frac{M}{M + m}\right)\left(\frac{m}{M + m}\right)v_0^2 \cos \varphi$$

$$\frac{E_0 - E_{min}}{E_0} = 1 - \left(\frac{M - m}{M + m}\right)^2 = 1 - \alpha.$$

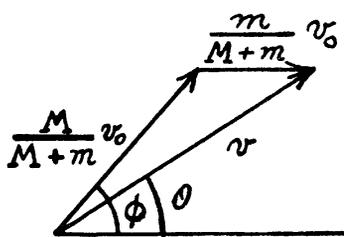


Fig. 10

α será tanto menor, a perda fraccional tanto maior, quanto menor for M ; daí a vantagem de empregar elementos leves como moderadores; para um dado moderador essa perda é constante, o que torna vantajoso o emprego de uma escala logarítmica para a energia.

é, para razão entre as energias do neutrão E , após o choque, e E_0 , inicial

Atendendo ao facto de $\frac{E}{E_0}$ ser uma simples função linear de $\cos \varphi$, todos os valores de $\frac{E}{E_0}$ de $(1 - \alpha)$ são igualmente prováveis.

$$\frac{E}{E_0} = \frac{\frac{1}{2} m v^2}{\frac{1}{2} m v_0^2} = \frac{v^2}{v_0^2} = \frac{M^2 + m^2 + 2 M m \cos \varphi}{(M + m)^2}$$

A probabilidade $P dE$ de um neutrão perder energia num choque, passando de E a $E + dE$ é portanto igual ao cociente de dE pela totalidade do intervalo possível

$$E_0(1 - \alpha) : P dE = \frac{dE}{E_0(1 - \alpha)}$$

Dois casos especiais são de particular interesse: os choques rasante e directo. No choque rasante $\varphi = 0$; $\cos \varphi = 1$; $E = E_0$.

Torna-se assim possível definir e calcular uma grandeza ξ designada por «perda

média por choque em logaritmo da energia»:

$$\xi = \overline{\log \frac{E_0}{E}} = \int_{\alpha E_0}^{E_0} \ln \frac{E_0}{E} \cdot PdE =$$

$$= \int_{\alpha E_0}^{E_0} \ln \frac{E_0}{E} \cdot \frac{dE}{E_0(1-\alpha)} = \frac{1}{E_0(1-\alpha)} \int_{\alpha E_0}^{E_0} \ln \frac{E_0}{E} dE$$

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha.$$

Uma expressão aproximada, com um erro da ordem de 1 % para $M > 10$ é $\xi = 2/(M + 2/3)$.

Para

$$T = 20^\circ \text{C} = 293^\circ \text{K}$$

como

$$k = 1,372 \cdot 10^{-6} \text{ erg} / ^\circ \text{K}$$

vem

$$E_{term} = 4 \cdot 10^{-14} \text{ erg} = \frac{4 \cdot 10^{-14}}{1,6 \cdot 10^{-12}} =$$

$$= 0,025 \text{ MeV}; \lambda_{term} = 1,8 \text{ \AA}; v_{term} = 2200 \text{ m/s}.$$

Valores numéricos correspondentes para alguns elementos leves e para o $U 238$ estão agrupados no Quadro II.

QUADRO II
Moderação de neutrões

| Núcleo | 1H | 2H | 4He | 9Be | ^{12}C | ^{16}O | ^{238}U |
|---|-------|---------------------|-----------|--------|----------|----------|-----------|
| Máxima perda em fracção da energia inicial por choque $\frac{E_0 - E_{min}}{E_0} = 1 - \left(\frac{M - m}{M + m}\right)^2 = 1 - \alpha$ | 1 | 0,89 | 0,82 | 0,36 | 0,28 | 0,12 | 0,0167 |
| Perda média, por choque, em logaritmo da energia $\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha \cong \frac{2}{M + \frac{2}{3}}$ | 1 | 0,72 | 0,43 | 0,35 | 0,16 | 0,12 | 0,0084 |
| N.º de choques 10^6 a $\frac{1}{40} eV$ $\nu = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E_{th}} = \frac{1}{\xi} \ln 4 \cdot 10^7 = \frac{17,5}{\xi}$ | 18 | 24 | 41 | 50 | 110 | 146 | 2100 |
| Secção eficaz para a captura de neutrões lentos (barns) | 0,31 | $6,5 \cdot 10^{-4}$ | $\cong 0$ | 0,015 | 0,0045 | 0,0016 | |

Conhecido o valor de ξ para um dado moderador pode calcular-se muito simplesmente o número médio de choques que um neutrão necessita de dar para, por exemplo, perder velocidade desde 1 MeV até à energia térmica. Por definição

$$E_{term} = \frac{1}{2} m v_{term}^2 = kT.$$

O valor de ξ decresce à medida que A aumenta e para $U 238$ é $\xi \cong 0$; um neutrão não perde praticamente energia no choque com um núcleo pesado.

O valor $\xi = 1$ para o hidrogénio significa que, em média, a energia de um neutrão chocando com um núcleo de hidrogénio se torna $E_0/e = E_0/2,718 = 0,37 E_0$ e, ao fim de n choques, $E = e^{-n} E_0$

O hidrogénio seria um óptimo moderador se não fosse o valor relativamente elevado da sua secção eficaz para a captura de neutrões lentos; o hélio não convém por ser gasoso e ser difícil pô-lo em contacto com o material cindível. Restam o deutério, o berílio e o carbono. Ao fim de um número relativamente pequeno de choques, a energia dos neutrões torna-se comparável à energia de agitação térmica dos átomos e o neutrão tem tantas probabilidades de ganhar como de perder energia; o neutrão conservará então uma energia térmica até ser finalmente capturado.

Nestas condições é possível fazer as seguintes hipóteses que simplificam o estudo do problema da difusão dos neutrões num reactor:

1) não há trocas de impulsão ou de energia entre o neutrão e o núcleo com que choca;

2) todos os neutrões têm a mesma celeridade (um escalar) e esta celeridade mantém-se após o choque;

3) todas as secções eficazes (difusão, absorção, etc.) se conservam constantes.

Os neutrões podem ser produzidos por uma fonte ou por um processo de cisão num dado ponto; podem desaparecer por terem sido capturados e, finalmente, a densidade neutrónica, (número de neutrões por cm^3) pode variar devido a uma variação da densidade φ do fluxo neutrónico, número de neutrões cm^2 e por segundo.

Sendo a intensidade da fonte, q neutrões por cm^3 e por segundo, e a absorção, a neutrões por cm^3 e por segundo, a equação de continuidade num ponto, será, como em Hidrodinâmica:

$$\frac{\delta n}{\delta t} = q - a - \text{div} \varphi$$

Sendo λ o livre percurso médio, ou seja, o espaço percorrido numa dada direcção e sentido x pelo neutrão, entre dois choques consecutivos, e v a sua celeridade, admi-

tindo que n é uma função linear de x será $\varphi = \frac{\lambda v}{3} \text{grad } n = -D \text{grad } n$, designando por $D = \frac{v\lambda}{3}$ a constante de difusão, constante visto que, por hipótese, λ e v não variam através do meio.

Podemos pois escrever

$$\frac{\delta n}{\delta t} = q - a + \text{div}(D \text{grad } n) = q - a + D \Delta n$$

e, no estado estacionário,

$$D \Delta n - a + q = 0.$$

A absorção a é proporcional à densidade neutrónica e inversamente à sua vida média para a absorção τ_0 , portanto, $a = \frac{n}{\tau_0}$.

Se a cisão é a fonte de produção q é também proporcional a $a = \frac{n}{\tau_0}$ e à fracção da

absorção $\frac{\sigma_f}{\sigma_a}$ que produz a cisão; representando por η o número de neutrões produzidos por cada cisão será:

$$q = \frac{n}{\tau_0} \cdot \frac{\sigma_f}{\tau_a} \eta$$

e portanto

$$D \Delta n + \frac{n}{\tau_0} \left(\frac{\sigma_f}{\sigma_a} \eta - 1 \right) = 0$$

Fazendo

$$H_0^2 = \frac{1}{D\tau_0} \left(\frac{\sigma_f}{\sigma_a} \eta - 1 \right)$$

obtem-se a equação

$$\Delta n + H_0^2 n = 0$$

É esta a equação do estado estacionário que poderá aplicar-se para calcular o tamanho crítico de uma pilha ou reactor, isto é, o tamanho necessário para manter a reacção em cadeia, para o qual haja tantos neutrões perdidos como recriados por cisão.

Esta equação fica sujeita às condições fronteiras de n se anular nas superfícies exteriores do reactor. O seu tratamento matemático depende da forma do reactor havendo conveniência na escolha de um sistema de coordenadas apropriado à sua geometria.

Algumas soluções estão agrupadas no Quadro III.

$x = \gamma = z = 0$ e para $x = \gamma = z = a$ sendo a o comprimento de uma aresta da rede cúbica. A solução da equação é

$$n = n_0 \operatorname{sen} \gamma x \operatorname{sen} \gamma y \operatorname{sen} \gamma z$$

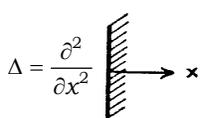
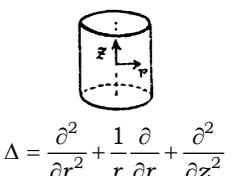
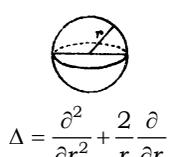
e o comprimento da aresta

$$a = \frac{\pi}{\gamma} = \frac{\pi\sqrt{3}}{H_0} = \frac{n\sqrt{3D\tau_0}}{\sqrt{\eta f - 1}}$$

QUADRO III

Soluções da equação $\Delta n + x_0^2 n = 0$

sendo $x_0^2 = \frac{1}{D\tau_0} \left(\frac{\sigma_f}{\sigma_a} \eta - 1 \right)$

| Forma da fronteira | Variáveis | Soluções para $\alpha^2 = -x_0^2 > 0$ | Soluções para $\beta^2 = x_0^2 > 0$ |
|--------------------|---|---|---|
| Plana |  | $e^{\pm\alpha x}$ ou $\left. \begin{matrix} \operatorname{sen} h \\ \operatorname{cos} h \end{matrix} \right\} x$ | $e^{\pm\beta x}$ ou $\left. \begin{matrix} \operatorname{sen} \\ \operatorname{cos} \end{matrix} \right\} \beta x$ |
| Cilíndrica |  | $e^{\pm\alpha_1 z} \times \left\{ \begin{matrix} I_0(\alpha_2 r) \\ K_0(\alpha_2 r) \end{matrix} \right.$ em que $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = \alpha^2$ | $e^{\pm\beta_1 z} \times \left\{ \begin{matrix} J_0(\beta_2 r) \\ Y_0(\beta_2 r) \end{matrix} \right.$ em que $\beta_1^2 + \beta_2^2 = \beta^2$ |
| Esférica |  | $\frac{1}{r} e^{\pm\alpha r}$ ou $\frac{1}{r} \times \left\{ \begin{matrix} \operatorname{sen} \alpha r \\ \operatorname{cosh} \alpha r \end{matrix} \right.$ | $\frac{1}{r} e^{\pm\beta r}$ ou $\frac{1}{r} \times \left\{ \begin{matrix} \operatorname{sen} \beta r \\ \operatorname{cos} \beta r \end{matrix} \right.$ |

Obs. As funções I_0 , K_0 , J_0 e Y_0 são funções de Bessel de ordem zero que se encontram definidas e tabeladas em Watson «Theory of Bessel Functions»

Com simetria cúbica podemos escrever

$$\Delta n = -H_0^2 n = -3\gamma^2 n$$

fazendo

$$H_0^2 = 3\gamma^2$$

Como $n = 0$ na superfície exterior da pilha, teremos, como condições fronteiras, num sistema de eixos paralelos às arestas e com origem num vértice da pilha, $n = 0$ para

Num bloco rectangular de arestas a , b , c , ter-se-á:

$$n = n_0 \operatorname{sen} \frac{\pi x}{a} \operatorname{sen} \frac{\pi y}{b} \operatorname{sen} \frac{\pi z}{c}$$

fazendo

$$H_0^2 = \frac{\pi^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{b^2} + \frac{\pi^2}{c^2}$$

No caso da esfera n será da forma

$$n = \frac{1}{r} \mu(r)$$

$$\frac{\delta^2 u}{\delta t^2} + H_0^2 n = 0$$

As condições fronteiras serão $u = 0$ para $r = 0$ e para $r = R + \frac{2\lambda}{3} = R^*$ designando por R^* o «raio mínimo extrapolado».

As soluções são da forma $u = \text{sen } H_0 r$, em que $\text{sen } H_0 R^* = 0$ se for $R^* = \frac{\pi}{H_0}$. O volume da esfera crítica é menor do que o volume de qualquer outra pilha com as mesmas propriedades nucleares e densidades. Assim, entre os volumes do cubo e da esfera ter-se-á a relação:

$$\frac{V_c}{V_e} = \frac{a^3}{\frac{4}{3} \pi R^3} = \frac{\pi^3 3^{3/2} / H_0^3}{\frac{4}{3} \pi \frac{\pi^3}{H_0^3}} = \frac{3^{5/2}}{4\pi} \cong 1,24$$

Infelizmente a forma esférica cria problemas de engenharia na construção dos reactores que a tornam pouco prática.

Regime não estacionário. Comportamento no tempo das pilhas

A equação que estabelecemos para o estado estacionário $\Delta n + H_0^2 n = 0$ fazendo $\frac{\delta n}{\delta t} = 0$ terá de ser substituída por uma equação mais geral no caso da densidade neutrónica ser função do tempo:

$$\Delta n + H_0^2 n = \frac{1}{D} \frac{\delta n}{\delta t}$$

Para resolver esta equação fazamos $n = ST$ em que S é uma função apenas das coordenadas espaciais e T uma função somente do tempo. Então será

$$\Delta n = T \Delta S \text{ e } \frac{\delta n}{\delta t} = S \frac{dT}{dt}$$

$$T \Delta S + H_0^2 TS = \frac{1}{D} S \frac{dT}{dt}$$

e, separando variáveis,

$$\frac{D}{S} (\Delta S + H_0^2 S) = \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} = \frac{1}{\tau},$$

em que τ é uma constante, visto que, sendo o 1.º membro função só das coordenadas espaciais e o 2.º membro só do tempo, a igualdade só é possível se ambos forem constantes. Poder-se-á portanto escrever:

$$\Delta S + H_0^2 S = \frac{S}{D\tau}$$

e fazendo

$$H^2 = H_0^2 - \frac{1}{D\tau}$$

$$\Delta S + H^2 S = 0 \quad (1)$$

e também

$$\frac{dT}{T} = \frac{dt}{\tau}; \ln \frac{T}{T_0} = \frac{t}{\tau}; T = T_0 e^{\frac{t}{\tau}},$$

equação que mostra que T cresce exponencialmente com o tempo.

A equação (1) tem soluções que são formalmente as da equação $\Delta n + H_0^2 n = 0$. Para uma pilha cúbica ter-se-á:

$$n = n_0 \text{ sen } \gamma x \text{ sen } \gamma y \text{ sen } \gamma z e^{t/\tau}$$

sendo

$$H^2 = H_0^2 - \frac{1}{D\tau} = 3\gamma^2 = 3 \frac{\pi^2}{a^2}$$

donde

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\eta f - 1 - 3D\tau_0\pi^2 / a^2}{\tau_0}$$

Estas equações relacionam o comportamento no tempo, o tamanho e as propriedades intrínsecas do reactor.

As equações que estabelecemos são as equações mais simples da teoria macroscópica dos reactores nucleares e seriam rigorosas se a variação espacial da densidade neutrónica fosse independente da energia, mas tal não se verifica. Admitindo que

toda a absorção e produção ocorre para uma dada energia do neutrão pode fazer-se o que se designa por «teoria de um grupo».

Não é uma aproximação muito má para uma pilha de neutrões rápidos em que a absorção e a produção têm lugar com energias de cisão. No caso mais vulgar das pilhas com moderador, uma aproximação mais razoável é considerar separadamente os fluxos dos neutrões rápidos e térmicos, o que constitui a chamada «teoria de dois grupos».

Para que uma pilha possa funcionar é evidentemente necessário que o número de neutrões produzidos num dado instante compense o número de neutrões perdidos por fuga ou absorção, por outras palavras, que o factor de multiplicação k da pilha (razão do número de neutrões numa geração para o número de neutrões da geração anterior) seja igual ou superior à unidade. Sendo o fenómeno de fuga pelas fronteiras da pilha um fenómeno que depende da sua superfície externa enquanto que os processos de criação e absorção de neutrões são fenómenos que dependem do volume, verifica-se imediatamente que se pode minimizar o primeiro em face dos outros aumentando as dimensões. Fermi, na teoria das pilhas, divide o problema em duas partes; o primeiro problema é o cálculo de k_{∞} , isto é, da constante de multiplicação num meio infinito; o segundo problema é o cálculo do tamanho crítico que não depende da estrutura interna da unidade em que se dá a reacção em cadeia mas somente do seu tamanho e formato.

Consideremos uma pilha constituída por urânio natural e um moderador, em funcionamento. Um núcleo de $U\ 235$ absorvendo um neutrão térmico cindê-se e emite η neutrões, mas nem todos estes neutrões ($\eta \approx 2,5$) atingirão o estado térmico. Seja p a probabilidade de escape à absorção, do neutrão, antes de atingir o estado térmico; então será ηp o número de neutrões que atingem este estado. Designa-se habitual-

mente por f , a chamada «utilização térmica», isto é, a fracção de todos os neutrões que atingem o estado térmico que são, por sua vez, capturados por átomos cindíveis nestas condições será $\eta p f$ o número de neutrões que contribuem para a manutenção da reacção em cadeia. Mas é preciso ter em consideração que os neutrões rápidos, imediatamente após a sua criação por cisão, são capazes de cindir os núcleos de $U\ 238$, gerando deste modo outros neutrões rápidos, o que equivale, em suma, a multiplicar o número η de neutrões rápidos iniciais por um factor $\varepsilon \approx 1,03$, segundo Fermi.

Tendo em conta estes diversos factores, o k_{∞} , da pilha, isto é, o seu factor de multiplicação no caso da pilha ter dimensões infinitas e em que não haja portanto a considerar fugas pela superfície exterior, será dado pela relação $k_{\infty} = \varepsilon p f \eta$

Se for $k_{\infty} < 1$ a pilha não poderá funcionar em regime permanente.

Se for $k_{\infty} > 1$, poder-se-á conceber uma pilha finita tal que $k_{ef} = 1$, a diferença $k_{\infty} - k_{ef}$ correspondendo à fuga dos neutrões pela superfície externa. Sendo a a dimensão da pilha, por exemplo, o comprimento de uma aresta numa pilha cúbica, «dimensão crítica», a pilha funcionará a potência constante.

Uma forma de reduzir a dimensão crítica está na utilização do «albedo», isto é, do poder reflector do envólucro do núcleo reactor, em geral, de grafite.

Seja t o seu valor. Se fosse $t = 1$, isto é, se as paredes do envólucro fossem perfeitamente reflectoras, ter-se-ia $k_f = k_{\infty}$ quaisquer que fossem as dimensões da pilha. Na prática; porém, t é inferior à unidade embora não desprezável. Demonstra-se que $\frac{a'}{a} = 1 - t$ e, portanto, que com $t = 0,15$ é possível reduzir de 15% as dimensões críticas da pilha.

Pelo contrário, os dispositivos de regulação e de refrigeração da pilha dando lugar a uma certa absorção de neutrões acarre-

tam uma diminuição de k_{ef} e um aumento das dimensões críticas.

Actividade radioactiva e potência de um reactor

Consideremos um recinto em que n é o número de neutrões por cm^3 , v a sua velocidade, N_f o número de núcleos cindíveis por cm^3 , σ_f a sua secção eficaz para a cisão e V o volume do recinto em cm^3 . O número de cisões por segundo é dado pelo produto $n\nu\sigma_f N_f V$. Com neutrões térmicos, que obedecem à chamada lei em $1/v$, a secção eficaz σ_f varia na razão inversa da velocidade v , isto é, o produto $\nu\sigma_f$ é constante. Conhecida a energia média libertada em cada cisão nuclear, Q_m , o produto $n\nu\sigma_f N_f V Q_m$ dá-nos a potência do reactor.

Já vimos que $Q_m \cong 200 \text{ MeV}$. Sendo $1 \text{ W} = 10^7 \text{ erg/s}$ e $1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ erg}$, cada cisão produz cerca de $200 \text{ MeV} = 200 \times 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ erg} = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ erg} = 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ W}$. Portanto a 1 W correspondem

$$\frac{1}{3,2 \times 10^{-11}} = 3,13 \cdot 10^{10} \text{ cisões/seg.}$$

Cada cisão é seguida por uma média de 6 desintegrações beta por par de fragmentos de cisão. A 1 W correspondem portanto $18,8 \cdot 10^{10}$ desintegrações beta por segundo. Sendo $1 \text{ curie} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ desint./seg.}$, a actividade de um reactor por watt de potência é

$$\frac{18,8 \cdot 10^{10}}{3,7 \cdot 10^{10}} = 5,1 \text{ curies / watt.}$$

Se multiplicarmos a energia libertada em cada cisão pelo número de Avogadro, o resultado obtido $6,02 \cdot 10^{23} \times 3,2 \cdot 10^{-4} = 1,93 \cdot 10^{20} \text{ erg} = 1,93 \cdot 10^{10} \text{ kW}$ s, dá a energia libertada na cisão de um átomo-grama seja de $U 235$ seja de $U 238$.

Desprezando a pequena diferença entre os dois isótopos, segue-se que a cisão completa de um grama de urânio liberta, apro-

ximadamente, $8,3 \cdot 10^7 \text{ kW}$ s = $23 \cdot 10^3 \text{ kWh} \cong 0,96 \text{ MW-dia}$.

Conclui-se, portanto, que a energia libertada correspondente à cisão de 1 kg de urânio por dia é cerca de 10^3 MW-dia a que corresponde uma potência de $1 \text{ GW} = 10^3 \text{ MW} = 10^6 \text{ kW}$.

A actividade radioactiva das pilhas impõe o emprego de protecções especiais de concreto, salvo o caso de muito baixas potências.

A quantidade de calor libertada acarreta o problema da refrigeração da pilha ou da possível utilização dessa energia nos chamados reactores de potência.

Reactores nucleares — Sua classificação.

Os reactores nucleares podem classificar-se de várias maneiras atendendo a:

- 1) energia dos neutrões: térmicos, rápidos ou intermediários;
- 2) núcleos reactores homogéneos e heterogéneos;
- 3) tipo de combustível: U natural, U enriquecido, $U 235$, $U 233$, $Pu 239$; e de moderador: grafite, água pesada, água vulgar, berílio, óxido de berílio;
- 4) fim a que se destinam: investigação, produção de isótopos, de plutónio, de energia eléctrica ou de material cindível à custa de um material fértil.

Assim um «reactor de neutrões térmicos» pode utilizar, como combustível, urânio natural, urânio enriquecido em $U 235$, $Pu 239$ ou $U 233$, e como moderador a grafite ou a água pesada.

Um «reactor de neutrões rápidos» caracteriza-se pela ausência do moderador. Só funciona com materiais cindíveis capazes de manter uma reacção em cadeia: urânio enriquecido, $U 235$, $U 233$, $Pu 239$. Essencialmente um reactor rápido é uma bomba atómica em que a libertação da energia é condicionada. Estes reactores caracterizam-se pelo pequeno volume do núcleo reactor a que corresponde um fluxo neutrónico muito elevado; este facto não deixa de criar problemas complexos quer a res-

peito das qualidades dos materiais empregados, capazes de resistir ao bombardeamento neutrónico, quer na transferência de calor, difícil por se tratar de uma fonte calorífica extremamente compacta. Essa transferência faz-se por intermédio do mercúrio, no «Fast Reactor» de los Alamos, ou de outro metal líquido, no *E. B. R.* de Arco (Idaho), que circula à volta do núcleo reactor.

Um «reactor de neutrões intermediários» é um reactor em que a cisão é provocada por neutrões de energia compreendida entre os valores da cisão e as energias térmicas. A quantidade do moderador é naturalmente menor que num reactor de neutrões lentos e por isso as suas dimensões são também intermédias entre as dos de neutrões rápidos e as dos térmicos.

Está projectado, e em construção, um reactor *S. I. R.* (Submarina Intermediate Reactor) no Knolls Atomic Power Laboratory, Schenectady N. Y., destinado à propulsão de barcos e utilizando um metal líquido como refrigerante. A Holanda estuda também um reactor para propulsão de navios de 5000 toneladas mas não sei se deste tipo.

Núcleos reactores homogéneos e heterogéneos

Visto que os reactores homogéneos são de construção mais simples do que os heterogéneos, é lógico perguntar por que motivo a grande maioria dos construídos até hoje são heterogéneos. A razão está na utilização do urânio natural. Cálculos simples mostram que, com excepção da água pesada, uma mistura homogénea de urânio natural e de moderador, não pode manter uma reacção em cadeia; o moderador, sendo líquido, serve também de solvente e de refrigerante.

O factor de multiplicação k depende da razão R entre os números de átomos, por cm^3 , do solvente e do $U\ 238$. Há um valor óptimo de R ao qual corresponde um valor

máximo de k ; este será tanto maior quanto maior for o poder moderador do solvente empregado.

Exceptuando a grafite e o berílio, todos os elementos com grande poder moderador são gasosos à temperatura ordinária; o hélio tem uma secção eficaz nula para a captura de neutrões e um grande poder moderador, mas não pode ser utilizado por ser quimicamente inerte não formando compostos líquidos à temperatura ordinária; por estes motivos são preferidos os compostos H_2O , D_2O e BeO .

O Quadro IV permite comparar as mis-

QUADRO IV

Misturas homogéneas óptimas de urânio natural com diversos moderadores

| Moderador | R óptimo | k máximo |
|----------------|----------|----------|
| H_2O | 5,7 | 0,62 |
| <i>Be</i> | 340 | 0,66 |
| <i>Grafite</i> | 440 | 0,84 |
| D_2O | 170 | 1,83 |

turas homogéneas óptimas do urânio natural e de vários moderadores.

Pelo mesmo se verifica que só a água pesada permite obter um valor de $k > 1$ com o urânio natural.

Se o urânio enriquecido estiver dissolvido em água vulgar, servindo de moderador, sob a forma de sulfato ou de nitrato de urânio, como é o caso dos reactores Low Power (topo) e High Power (Hypo) Water Boilers de los Alamos, é possível atingir um factor de multiplicação igual ou superior à unidade se a razão $U\ 235/U\ 239$ for de 1/6 em vez de 1/139 como na mistura natural.

O emprego de urânio em elementos separados, nos núcleos reactores heterogéneos, permite aumentar consideravelmente a probabilidade p de escape à captura por resonância no $U\ 238$, embora provoque uma

ligeira redução no factor f de utilização térmica.

Convém adoptar um afastamento entre as barras de urânio tal que o produto pf , e portanto k , seja máximo. O resultado final é um aumento de k_{∞} do valor 0,84, máximo na pilha homogênea, para um valor 1,07 citado por Smith para uma pilha heterogênea de urânio natural e grafite.

A partir dos cálculos de Fermi, fazendo certas aproximações e não considerando a existência de um reflector de neutrões em torno da pilha, obtem-se para lado crítico de uma pilha cúbica, $a = \frac{121}{\sqrt{k_{\infty} - 1}}$.

Assim, com $k_{\infty} = 1,07$, será $a = 458$ cm e $V = a^3 = 95$ m³.

Na prática adoptar-se-ão sempre dimensões superiores, o k real sendo levado a 1 por meio dos absorvedores dos mecanismos de segurança e de regulação.

Numa pilha de água pesada, 100% pura, e não contendo senão urânio, a utilização térmica $f_{D_2O} \approx 1$ em vez de $f_{grafite} = 0,45$ a 0,48; de considerar, contudo, que o afastamento a dar às barras de urânio é maior numa pilha de água pesada, visto que o livre percurso médio é, para esta, $\lambda > 100$ cm, isto é, sensivelmente o dobro do da grafite, $\lambda = 50,2$ cm, donde resulta uma maior probabilidade p de escape à captura por ressonância no $U 238$ mas também um aumento da probabilidade de captura dos neutrões pelo moderador, o que reduz f .

Nas condições óptimas, isto é, para o valor máximo do produto pf , encontra-se para lado crítico, 180 a 190 cm, apenas, dimensões susceptíveis ainda de redução utilizando um reflector. Assim, com hastes de 5 cm de diâmetro pode adoptar-se um afastamento médio de 20 a 30 cm. e, numa pilha de 2 m de lado, chega-se a um volume de urânio de algumas dezenas de dm³ somente, ou seja, uma massa teórica que não atinge 1 tonelada de urânio muito puro. A pilha de água pesada reclama assim pouco urânio e é o instrumento de laboratório ideal. Do ponto de vista indus-

trial e da utilização de potência, tem o grave inconveniente da água pesada ferver a 101,4° C nas condições normais de pressão.

Classificação dos reactores nucleares segundo o fim a que se destinam

É este o modo de classificação adoptado pela Comissão de Energia Atômica dos Estados-Unidos, distinguindo-se três tipos conforme o fim principal a que se destinam: reactores de investigação, reactores geradores (breeding reactors) e reactores de potência.

Estes objectivos não se excluem mutuamente e um dado reactor pode ter aplicações várias.

Reactores de investigação

Estes reactores actuam essencialmente como fontes poderosas de neutrões utilizados em várias determinações físicas tais como a medida de secções eficazes, difracção neutrónica, estudo do efeito biológico.

Interessa conhecer não só a densidade do fluxo neutrónico, no local da experiência, como o espectro de velocidades desses neutrões.

Se necessário, um feixe de neutrões, de determinada energia, pode ser extraído por uma abertura feita no reactor; alternativamente, uma camada de grafite de espessura apropriada, designada por «coluna térmica» construída na face do núcleo reactor, constitui uma fonte difusa de neutrões térmicos; empregando uma longa coluna de grafite os neutrões emergentes são excepcionalmente «frios».

Os reactores de investigação são extremamente úteis para o estudo do efeito dos neutrões sobre vários metais e outros materiais utilizados nos reactores geradores e de potência.

Os reactores de investigação são ainda largamente utilizados na produção de apreciáveis quantidades de isótopos radioacti-

vos, submetendo nuclídeos estáveis à acção da elevada densidade neutrónica no interior do reactor. Tais isótopos, como é bem sabido, têm encontrado inúmeras aplicações em muitos campos das ciências pura e aplicadas.

O fluxo neutrónico é proporcional à quantidade de calor libertada no reactor, mais precisamente, à quantidade de calor libertada por unidade de massa do isótopo cindível; com efeito, o calor libertado, que provém principalmente da energia cinética dos fragmentos de cisão, é proporcional ao número de cisões e este número determina por sua vez o número de neutrões.

Já vimos que a cisão de um grama de $U\ 235$ liberta uma energia cerca de 1 MW -dia. Sem resfriamento um reactor não pode ultrapassar uma potência de alguns kW visto que, aumentando a sua temperatura, aumenta a velocidade dos neutrões, o que provoca a diminuição da absorpção, no $U\ 235$ tornando o factor de multiplicação inferior à unidade e cessando a reacção em cadeia; se tal não acontecer, o aumento de temperatura poderá ser tal que perigues a estrutura do reactor.

Para uma dada potência o volume de um reactor de água pesada é dez vezes menor que o de um de grafite, a densidade neutrónica, número de neutrões / cm^3 , dez vezes maior e, portanto, também maior a densidade do fluxo neutrónico.

O fluxo neutrónico é máximo no centro do reactor e decresce segundo uma lei sinusoidal tornando-se $1/5$ ou $1/10$ do valor máximo nas fronteiras do núcleo reactor.

Fazendo canais através do reactor e da blindagem de protecção pode obter-se um fluxo intenso de neutrões rápidos ou lentos se os fizermos passar por uma coluna térmica, de grafite; o fluxo de neutrões térmicos decresce ao longo da coluna térmica; sendo o fluxo central cerca de 10^{12} neutrões / cm^2 e por segundo, o fluxo a 60 cm da superfície da coluna térmica será cerca de $6 \cdot 10^8$ $n / cm^2 / seg$.

O mais antigo, e historicamente o mais interessante reactor de investigação do mundo, é o descrito no Quadro V, sob a designação de *C. P. 1*, que entrou ao serviço em 2/12/42 e foi desmantelado em 1943, sendo o material aproveitado na construção do *C. P. 2*.

Segundo Fermi este reactor podia trabalhar indefinidamente a uma potência de 2 kW porque neste regime o consumo de $U\ 235$ era apenas de 2 miligramas por dia. Por curtos períodos a sua potência poderia ultrapassar 100 kW mas a falta de refrigeração, bem como de protecção, obrigavam naturalmente a trabalhar com uma potência média contínua bastante inferior.

Reactores simples como Gleep de Harwell ou o *C. P. 3* de Chicago, com uma pequena refrigeração, podem atingir uma potência contínua de alguns centos de kW ; com refrigeração enérgica a potência atinge alguns MW (Bepo de Harwell, Clinton de Oak Ridge) ou mesmo 1 GW (reactores de Hanford).

Reactores geradores

Representemos por $2 + g + x$ o número de neutrões secundários produzidos na cisão de do $U\ 235$; um dos neutrões mantém a reacção em cadeia (fig. 8); x neutrões perdem-se por fuga ou captura parasita e $(1 + g)$ neutrões são capturados pelo $U\ 238$ originando um combustível nuclear secundário, $Pu\ 239$, em maior quantidade do que a consumida de combustível nuclear primário; o mesmo acontece com o $Th\ 232$ que dá origem ao $U\ 233$; $(1 + g)$ é o factor de ganho da reacção.

Uma vez obtida uma quantidade apreciável de plutónio a partir de pilhas de urânio natural, o seu emprego num reactor, misturado com o $U\ 238$, permite que o excesso de neutrões, criados pela sua cisão, vá actuar sobre o $U\ 238$ regenerando o $Pu\ 239$; se a quantidade de plutónio regenerado for igual ou superior à quantidade inicial consumida, isto significa

que o $U\ 238$ (140 vezes mais abundante na natureza que o $U\ 235$) poderá ser, em fases sucessivas, completamente transformado em combustível nuclear potencial.

Uma tal possibilidade ultrapassa tudo o que os alquimistas da Idade Média alguma vez sonharam.

É a este problema da regeneração que os anglo-saxões chamam o «breeding». O tempo e o esforço necessários para estabelecer um vasto programa de «breeding» são os factores principais para o desenvolvimento das aplicações da energia nuclear. Os anglo-saxões chamam «fertile material» a um elemento incapaz de manter uma reacção em cadeia mas que pode ser introduzido num reactor em funcionamento e convertido, no mesmo, em material cindível, ou seja, em combustível nuclear.

É o caso do $U\ 238$ e do $Th\ 232$, já citados, que se transformam, respectivamente, em $Pu\ 239$ e $U\ 233$.

Reactores de potência

Uma das principais dificuldades encontradas para a realização dos reactores de potência, destinados principalmente à produção de energia eléctrica, está na obtenção de um material eficiente, quer para o fabrico dos permutadores de calor, quer como fluido destinado a circular no interior daqueles para subtrair o calor à pilha e cede-lo ao vapor de alimentação do turbo-grupo.

Esse material deve não só resistir às temperaturas elevadas como também ter uma secção eficaz muito pequena para a absorção neutrónica. O alumínio empregado no revestimento do urânio nas pilhas heterogénias para evitar a sua corrosão, não convém para as temperaturas elevadas que se pretende atingir. Pensa-se hoje no emprego do zircónio, que se torna necessário desembaraçar do seu companheiro habitual, o háfnio, cuja secção eficaz para a captura neutrónica é considerável, ao contrário do que acontece com o zircónio.

A A. E. A. americana fez recentemente um contrato com a «Carborundum Metal Co» para o fornecimento anual de 70.000 t de zircónio puro.

O fluido refrigerante também não deve absorver os neutrões, deve ser eficiente na transmissão do calor e, para ser empregado no estado líquido, deve ter um ponto de ebulição elevado.

A água, para ser usada, tem de ser a altas pressões por causa da temperatura de ebulição, tendo o inconveniente de absorver neutrões num certo grau (ver no quadro II o valor de σ_0).

O hélio tem a vantagem de não absorver os neutrões, mas só a pressões muito elevadas atinge uma densidade suficiente para não aumentar demasiado as dimensões do permutador de calor.

O mercúrio não serve por causa da elevada secção eficaz da captura dos neutrões lentos e intermediários.

O gálio, que funde a 30°C e ferve a 2000°C , não pode ser empregado por causa do seu efeito corrosivo sobre os canais metálicos; só o tungsténio resistiria mas é muito difícil de trabalhar e absorve também os neutrões de um modo apreciável. De notar que os líquidos metálicos têm o inconveniente de serem fortemente radioactivos.

Líquidos orgânicos também não convêm por se decomporem a temperaturas elevadas.

Sugere-se a utilização do sódio líquido ou de uma liga de sódio-potássio.

Do que sucintamente expusemos pode concluir-se que, embora o problema da construção dos geradores termo-nucleares apresente sérias dificuldades técnicas, tudo leva a supor que num futuro relativamente próximo essas dificuldades tenham sido vencidas e que possam entrar em exploração em condições económicas vantajosas.

Num reactor em que se faça a produção de material cindível, $Pu\ 239$ ou $U\ 233$, à custa de um material fértil, $U\ 238$ ou $Th\ 232$, por cada kg deste pro-

duzir-se-á não só uma quantidade ligeiramente maior daquele como ainda uma energia de 10^3 MW-dia; não parece demasiado optimismo admitir que o rendimento térmico global da instalação destinada a transformar a energia calorífica em energia eléctrica atinja 25%; nestas condições a potência em barras do turbo gerador será de 250 MW e, num regime de 20 horas de utilização, a energia eléctrica produzida será de 5 milhões de kWh por kg de U^{238} ou Th^{232} consumidos.

Com um combustível vulgar, carvão ou petróleo, o número de kWh/kg de combustível é um milhão de vezes menor, a despesa em combustível cerca de 100 vezes maior, admitindo um custo de 3 contos por kg de urânio.

Se atendermos porém a que a energia condensada na matéria, tal como é dada pelo Princípio da equivalência de Einstein, é de $25 \cdot 10^6$ kWh/g, vemos que aquele resultado é apenas 1/5000 do máximo que a teoria nos permitia prever com uma instalação cujo rendimento fosse igual à unidade.

É mais difícil fazer previsões sobre o custo da instalação, que terá além do turbo-grupo e acessórios, como qualquer instalação térmica vulgar, um permutador de calor nuclear funcionando como gerador térmico. A dificuldade essencial está na avaliação do custo do reactor.

Os únicos números publicados que conheço, vêm na revista «Nucleonics» de Novembro de 1951 e referem-se ao reactor de 100 kW de Kjeller, Noruega, cujas características principais vão mencionadas no Quadro V e que indicam um custo de cerca de 65 mil contos, dos quais mais de 90% correspondem à água pesada, mas que não incluem o custo do urânio, certamente superior a 10 mil contos.

Evidentemente, num grande reactor, com uma potência mil ou dez mil vezes maior, o custo do kW instalado poderá ser 100 ou 200 vezes menor.

A «Comissão Cowles» da Universidade de Chicago indica números que vão de 226 dólares a, apenas, 48 dólares por kW instalado, e preços de custo da energia produzida variáveis entre 4 e 10 milésimas do dólar por kWh produzido.

Estes números terão de ser aumentados de 50% para ter em conta a variação dos preços americanos de 1946 até agora, o que dá, em moeda portuguesa um custo do kWh de 18 a 45 centavos, perfeitamente comparável ao de uma instalação clássica.

BIBLIOGRAFIA

- GLASSTONE — *Source book on Atomic Energy*.
 FRIEDLANDER and KENNEDY — *Introduction to Radio-chemistry*.
 CORYELL, DEUTSCH, WEISSKOPF, WIGNER, FRIEDMAN e outros: *Science and Engineering of Nuclear Power*.
 BLATT and WEISSKOPF — *Theoretical Nuclear Physics*.
 SOODAK and CAMPBELL — *Elementary Pile Theory*.
 DUCROCQ — *La théorie élémentaire des piles atomiques*.
 FERMI — *Nuclear Physics*.
 Relatório SMITH.
 COCKCROFT — *Paper n. 1, 4.ª Conf. Mundial de Energia* (Londres, 1950).
 COCKCROFT — *Art.º em Endeavour*, vol. IX, n. 34 (1950).
 GIORDANI — *Conf. feita em Roma*, em 15/9/52 no 9.º Congresso da UNIPEDE.
Nucleonics — Novembro, 1951 — vol. n.º 5, artigo de DAHL, e RANDERS.
Nucleonics — Março, 1952 — vol. n.º 3, artigo de IRBIN.
Nucleonics — Dezembro, 1952 — *World Progress in «Atomic Energy»*

Lisboa, Fevereiro de 1953.

CARLOS DE AZEVEDO COUTINHO BRAGA
 Prof. Catedrático da Faculdade de Ciências do Porto

Leitores da «Gazeta de Física»! Enviem-nos os nomes e moradas dos vossos amigos que podem e devem interessar-se pela nossa revista

PONTOS DE EXAME

EXAMES DE ENSINO MÉDIO (FÍSICA)

Exames de aptidão para frequência dos preparatórios para a Faculdade de Engenharia — Ano de 1952.

Ponto n.º 1

158 — Lança-se, na vertical, de baixo para cima e com a velocidade inicial de 50 m/s um corpo com 2 kg. Admitindo que a resistência que o ar opõe a este corpo se traduz por uma aceleração retardadora de 20 cm/s², calcule a perda de energia que o corpo sofre entre o 2.º e o 4.º segundo do movimento. $g = 9,8 \text{ m/s}^2$.

R: A única acção responsável pela perda de energia é a acção retardadora da resistência do ar que se traduz por perda de energia cinética do corpo: $\Delta W = W_2 - W_1 = m(v_2^2 - v_1^2)/2$. Como $v = v_0 - jt$ vem: $v_2 = 50 - 0,20 \times 2 = 49,6 \text{ m/s}$ e $v_1 = 50 - 0,20 \times 4 = 49,2 \text{ m/s}$. Donde $\Delta W = 2(49,6^2 - 49,2^2)/2 = 39,5 \text{ J}$.

159 — Voltou a pensar-se recentemente na possibilidade de fazer funcionar máquinas térmicas que aproveitem a diferença que existe entre as temperaturas da água superficial e as da água profunda nos mares tropicais. Quais são os princípios que regem a transformação de energia? Escreva os respectivos enunciados e diga se, no caso considerado, o rendimento da transformação pode ser elevado e porquê.

160 — Como se encontram distribuídas as lâmpadas eléctricas nas instalações das casas: em série ou em paralelo? Que vantagens resultam do modo de agrupamento usado? Suponha que só tem lâmpadas para 110 volts e a instalação da casa é para 220 volts; como poderá utilizar, mesmo neste caso, as lâmpadas de que dispõe em boas condições de funcionamento? Justifique a resposta.

Ponto n.º 2

161 — O rendimento industrial de uma máquina térmica era de 10%. Fizeram-se-lhe vários aperfeiçoamentos que deram em resultado subir esse rendimento para 11,5%. Qual é a economia de carvão por que se traduz este aumento de rendimento, por cada cavalo-vapor-hora de energia fornecida pela máquina, se o poder calorífico do carvão usado for de 8.000 calorias por grama? (Equivalente mecânico da calorimetria, 4,18 joules).

R: Sendo η e η' os rendimentos correspondentes aos dois casos, teremos: $10/100 = 75 \times 9,8 \times 3600/Wm$ e $11,5/100 = 75 \times 9,8 \times 3600/W'm$, o que dá $Wm = 2646 \times 10^4 \text{ J}$ e $W'm = 2301 \times 10^4 \text{ J}$. Donde $Wm - W'm = 345 \times 10^4 \text{ J} = 83 \times 10^4 \text{ cal}$. Por cada cavalo-vapor-hora fornecido, é necessário consumir menos $83 \times 10^4/8 \times 10^3 = 104 \text{ g}$ de carvão.

162 — A água contida em uma albufeira desce por condutas forçadas e põe em movimento o rotor de um alternador, cuja corrente, depois de convenientemente elevada a tensão, é levada a distância, passada de novo para baixa tensão e utilizada na iluminação. Represente, em esquema, todas as transformações de energia que têm lugar, pela ordem em que se produzem, e escreva as expressões matemáticas relativas a cada uma.

163 — Como se geram e caracterizam os raios X? Que semelhanças e diferenças existem entre estas radiações e os raios ultra-violetas? Quais são as aplicações dos raios X que conhece?

Exames de aptidão para frequência das licenciaturas em Ciências Matemáticas, Ciências Físico-Químicas e Ciências Geofísica, preparatórios para as escolas militares e curso de engenheiros geógrafos — Ano de 1952.

Ponto n.º 2

164 — De que altura deve cair um corpo com a massa de 100 kg, para realizar um trabalho equivalente à quantidade de calor necessária para fazer passar 10 g de gelo, da temperatura de -5° C , a vapor de água a 100° C . Sabe-se o seguinte: Calor de fusão do gelo, 80 cal/g. Calor de vaporização da água a 100° C , 537 cal/g. Calor específico do gelo, 0,5 cal/g/grau. Equivalente mecânico da calorimetria, 4,14 J/cal.

R: Segundo o 1.º Princípio da Termodinâmica $W = JQ$, teremos $mgh = J (mc\Delta\theta + m\phi + mc'\Delta\theta' + m\phi')$ ou $100 \times 9,8 h = 4,18 \times 10 (0,5 \times 5 + 80 + 100 + 537)$, o que dá $h = 30 \text{ m}$.

165 — Como se podem obter e reconhecer, praticamente, as radiações ultravioletas e as radiações catódicas? Quais são as semelhanças e as diferenças que existem entre elas? Em que consistem estas radiações?

166 — Faça um esquema, indicando como é possível obter a partir da energia cinética de uma queda de água a energia eléctrica destinada a obter luz numa localidade distante. O que é preciso fazer para que o transporte de energia seja económico. Justifique convenientemente a resposta.

167 — O que entende por rendimento teórico industrial de uma máquina térmica? De que depende o

trabalho realizado no interior de um cilindro? Obtenha a expressão e apresente um exemplo numérico, com números à sua escolha, referente à passagem do êmbolo de um extremo ao outro.

168 — De que depende a energia de rotação. Obtenha a expressão que dá a energia cinética de rotação.

L. M.

No primeiro centenário de Lorentz

Comemora-se, no corrente ano, o primeiro centenário do nascimento de Lorentz (1853-1928), uma das figuras mais relevantes do moderno panorama científico. A obra do notável físico holandês, professor da Universidade de Leyden, representa a ponte de passagem entre o caminho frondoso, mas acanhado, da Física clássica e a vastidão perturbadora da Física relativista. Na linha dos grandes construtores da Ciência, Lorentz dá a mão a Maxwell, no passado, e a Einstein, no presente. Dele escreveu um historiador da Física: «Assim como na lenda grega a esfera terrestre repousa sobre os ombros de Atlante, assim a prodigiosa construção da nova Física assenta nas ideias do investigador de Leyden» (D. Papp).

Maxwell, ao iniciar o processo mental que o conduziu ao famoso sistema de equações conhecido pelo seu nome, comparara o éter de Fresnel com o fluido indutor de Faraday. Para Fresnel a luz era consequência da vibração das partículas de um meio hipotético que preenchia o próprio vazio (o éter), à semelhança do som que resulta também de uma vibração de partículas, mas materiais. Noutro campo da investigação, então totalmente distinto do anterior, Faraday supusera que as acções, quer eléctricas, quer magnéticas, seriam manifestadas a distância, por intermédio de certo agente a que chamou «fluido indutor». Maxwell teve a ideia fecunda, e atrevida, de imaginar que o fluido indutor, electromagnético, de Faraday, e que o éter luminoso de Fresnel, seriam ambos o mesmo

meio. Por outras palavras: a transmissão das ondas, quer luminosas, quer electromagnéticas, seria efectuada segundo o mesmo mecanismo. A origem da onda luminosa seria, dentro deste pensamento, uma perturbação electromagnética do éter.

Segundo a teoria electromagnética de Maxwell (1873) seria, portanto, possível provocar oscilações eléctricas de elevada frequência que lançassem no espaço uma onda cujas propriedades fossem as das ondas luminosas. Coube a Hertz (1888) a glória de provar, experimentalmente, a verdade da asserção de Maxwell. O físico alemão, ao provocar a descarga entre condutores electrizados, obteve uma sucessão de faíscas que mudavam de sentido com grande rapidez (descarga oscilante de alta frequência) e que originavam uma onda (hertziana) cuja velocidade de propagação era a da luz, que se reflectia e que se refractava segundo as mesmas regras da Óptica, e na qual soube distinguir a presença de uma vibração eléctrica e de outra magnética, perpendiculares entre si, tudo consoante Maxwell previra.

Se a onda luminosa for, realmente, de natureza electromagnética, a sua produção será devida a uma causa comparável à descarga oscilante que provoca a onda hertziana. Maxwell, porém, não se pronunciou sobre esta questão fundamental.

No respeitante aos fenómenos eléctricos, o sistema das equações de Maxwell (que consegue sintetizar, num conjunto impressionante, a indução de Faraday, as leis de