



**APLICAÇÃO DE RADIOISÓTOPOS NAS INDÚSTRIAS DO PETRÓLEO,  
GÁS E PETROQUÍMICA**

**PERFILAGEM DE POÇOS PETROLÍFEROS  
Parte II  
(Perfilagens neutrônicas)**

*A. C. CASTAGNET, L. BARDAL e M. SAID*

**INFORMAÇÃO IEA N.º 30**  
Agosto — 1974

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

**APLICAÇÃO DE RADIOSÓTOPOS NAS INDÚSTRIAS DO PETRÓLEO,  
GÁS E PETROQUÍMICA**

**PERFILAGEM DE POÇOS PETROLÍFEROS**

**Parte II**

**(Perfilagens neutrônicas)**

**A. C. Castagnet, L. Bardal e M. Said**

**Coordenadoria de Aplicação de Radioisótopos  
na Engenharia e na Indústria  
Instituto de Energia Atômica  
São Paulo - Brasil**

**Informação IEA Nº 30  
Agosto - 1974**

## PRÓLOGO

O presente relatório faz parte de uma série de 10 publicações de caráter informativo e didático, que serão editadas pelo Instituto de Energia Atômica de São Paulo, com o título "Aplicação de Radioisótopos nas Indústrias do Petróleo, Gás e Petroquímica".

A lista de temas básicos considerados nos diferentes fascículos da série é a seguinte:

- 1 - PERFILAGEM DE POÇOS PETROLÍFEROS, Parte I. (Perfilagem gama natural e gama-gama).
- 2 - PERFILAGEM DE POÇOS PETROLÍFEROS, Parte II. (Perfilagens neutrônicas).
- 3 - ENGENHARIA DE CAMPO.
- 4 - TRANSPORTE DE HIDROCARBONETOS:
- 5 - ENGENHARIA DE PROCESSOS, Parte I. (Aplicação de traçadores radioativos).
- 6 - ENGENHARIA DE PROCESSOS, Parte II. (Instrumentos radioisotópicos de medição e controle).
- 7 - PRODUÇÃO, Parte I. (Processos por aplicação da radiação ionizante).
- 8 - PRODUÇÃO, Parte II. (Técnicas nucleares de análise).
- 9 - MANUTENÇÃO E SEGURANÇA INDUSTRIAL.
- 10 - INVESTIGAÇÃO TECNOLÓGICA.

Estes temas foram originalmente desenvolvidos a nível de pós graduação durante o curso de "Aplicação de Radioisótopos nas Indústrias do Petróleo, Gás e Petroquímica", ministrado no IEA, pelo Eng<sup>o</sup> Antonio C. Castagnet, durante o primeiro semestre de 1972.

A série de relatórios além de constituir uma complicação ordenada e bastante completa do emprego de radioisótopos e radiações ionizantes nestas importantes indústrias, contém a contribuição pessoal dos autores no esclarecimento e aprofundamento de alguns temas, assim como na inclusão e análises de aplicações práticas, realizadas pela Coordenadoria de Aplicação de Radioisótopos na Engenharia e na Indústria (CAREI).

O nível em que foram abordados os diferentes temas esteve condicionado, fundamentalmente, ao caráter didático que se prendeu imprimir a esta obra a fim de facilitar no futuro, a repetição de cursos similares. Não obstante, muitos destes relatórios podem chegar a constituir verdadeiros guias teórico-práticos para o projeto e ou utilização industrial de técnicas e equipamentos baseados no uso de radioisótopos e radiações ionizantes.

# APLICAÇÃO DE RADIOISÓTOPOS NAS INDÚSTRIAS DO PETRÓLEO, GÁS E PETROQUÍMICAS,

## PERFILAGEM DE POÇOS PETROLÍFEROS

### Parte II

#### (Perfilagens neutrônicas)

A. C. Castagnet, L. Bardal e M. Said

#### RESUMO

O presente relatório contém uma descrição metódica da teoria e aplicações das perfilagens neutrônicas, e dos princípios de operação e procedimento de calibração dos diferentes equipamentos utilizados nestas técnicas.

Aos fins deste estudo, as perfilagens foram classificadas em duas categorias de acordo com o tipo de fonte de neutrons, a saber:

- a) técnicas baseadas num fluxo estacionário de neutrons (empregando-se fontes de emissão contínua);
- b) técnicas baseadas num fluxo neutrônico variável no tempo (empregando-se fontes de emissão intermitente, com frequência controlada).

O relatório apresenta, também alguns exemplos de interpretação de ambas as perfilagens, demonstrando como elas podem ser correlacionadas com a porosidade verdadeira e a saturação de água das formações, assim como com outras propriedades das camadas potencialmente produtivas.

Finalmente, descreve-se, no apêndice deste relatório, o projeto, construção e calibração de uma sonda neutrônica de sub-superfície para a medição do conteúdo de umidade de solos e minerais, desenvolvida em caráter experimental, nos laboratórios da CAREI.

## PERFILAGEM DE POÇOS PETROLÍFEROS

### Parte II

#### 1.3.0 PERFILAGENS NEUTRÔNICAS

Para melhor compreensão da teoria e aplicações das perfilagens neutrônicas e dos princípios de operação dos diferentes equipamentos utilizados nestas técnicas, convém fazer, previamente, uma revisão sobre as propriedades dos neutrons e sua interação com a matéria.

##### 1.3.1 Propriedades dos Neutrons

O neutron ( $n$ ) é uma partícula neutra (sem carga elétrica), de massa igual a 1,00899 unidades de massa atômica. A unidade física de massa atômica é um dezesseis-avos da massa do  $^{16}\text{O}$ , e difere ligeiramente da unidade química que considera a massa média do átomo de oxigênio (com seus isótopos  $^{17}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$ ).

Na natureza, os neutrons só se encontram dentro do núcleo atômico. Fora dele, no espaço livre, os neutrons têm meia vida de 10,8 minutos, decaindo num proton, um elétron e um neutrino, e liberando 0,782 MeV de energia cinética, de acordo com a seguinte reação:



$$\Delta E = (M_n - M_p)c^2 = 0,0084 \text{ u.m.a} \times c^2 = 0,782 \text{ MeV} \quad (2)$$

Se em lugar de movimentar-se no espaço livre os neutrons se deslocam num meio material qualquer, eles têm uma grande probabilidade de serem capturados por um núcleo atômico, antes que aconteça o processo de decaimento descrito pela eq. 1. A probabilidade de captura aumenta, a medida que o neutron perde velocidade como consequência de suas interações com o meio no qual se propaga. Como a moderação da velocidade é atingida normalmente num intervalo de tempo da ordem dos milissegundos, o neutron é capturado antes de que tenha oportunidade de decair.

A vida-média de um neutron que atravessa um material, resulta assim da ordem dos milissegundos, desaparecendo por captura e não por decaimento.

##### 1.3.2 Fontes de neutrons

Em virtude de sua elevada energia cinética e por carecer de carga elétrica, o neutron pode penetrar grandes espessuras de matéria ainda mais efetivamente que os raios gama. Isto significa que uma vez produzido, o neutron não pode mais ser armazenado.

Como consequência desta limitação, todas as fontes de neutrons se baseiam em processos nos quais os neutrons são continuamente ejetados dos núcleos atômicos, isto é, em reações nucleares.

Uma reação típica é a que ocorre ao bombardear núcleos de berilo ( $^9\text{Be}$ ) com partículas alfa ( $^4\text{He}$ ) para obter finalmente carbono ( $^{12}\text{C}$ ):



que se abrevia como  ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ .

Os 5,76 MeV constituem o excesso de energia da reação nuclear. Uma pequena parte desta energia é gasta no retrocesso do núcleo, e o resto, transmitido como energia cinética ao neutrón emitido.

Na realidade deve-se acrescentar aos 5,76 MeV, a energia cinética da partícula  $\alpha$  que participa da reação.

### 1.3.2.1 Fontes radioisotópicas

Dada a existência de emissores alfa de meia-vida longa ( ${}^{241}\text{Am}$ ,  ${}^{226}\text{Ra}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$ , etc) podem-se construir fontes radioisotópicas de neutrons, pequenas, portáteis, e praticamente permanentes, baseadas na reação  $(\alpha, n)$ .

Em virtude do curto alcance das partículas alfa, o emissor  $\alpha$  neste tipo de fontes deve estar em contato íntimo com o material do alvo. Para isto ambos elementos são reduzidos a pó fino e misturados homoganeamente. A mistura é colocada finalmente numa capsula hermética de metal.

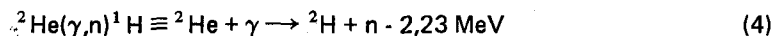
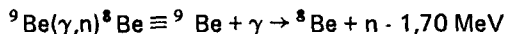
Desta forma são construídas as fontes radioisotópicas comumente utilizadas nas sondas de perfilagem neutrônica.

Como consequência de interações prévias no próprio material radioativo, a energia cinética das partículas alfa que participam da reação nuclear indicada pela eq. 3, pode variar desde zero até o valor máximo ( $E_{\text{max}}$ ) correspondente ao nuclídeo emissor. Portanto, a energia dos neutrons emitidos pelos núcleos, terá também uma distribuição contínua desde 5,76 até  $5,76 + E_{\text{max}}$  MeV.

Estes neutrons podem ou não ser moderados por interações com os materiais que devem atravessar antes de emergir da capsula.

O resultado final destes processos é que os neutrons que saem da fonte têm, já inicialmente, energias que vão de zero até um valor máximo determinado pelo tipo de reação e pela energia máxima das partículas alfa envolvidas.

Porém, também é possível fabricar fontes radioisotópicas de neutrons mono-energéticos. Aproveitam-se para este fim, as reações gama-neutrón  $(\gamma, n)$  conhecidas como reações de foto-desintegração. Alguns exemplos são:



Se os fotons do nuclídeo emissor são mono-energéticos, os neutrons produzidos pela reação  $(\gamma, n)$  tenderão a ser também mono-energéticos. Na prática, alguns raios gama sofrerão dispersão Compton dentro da própria fonte radioativa, contribuindo para criar uma faixa de baixas energias no espectro dos neutrons.

Se por exemplo utilizam-se os raios gama de 2,76 MeV do  $^{24}\text{Na}$ , os neutrons produzidos com um alvo de  $^9\text{Be}$  terão uma energia de  $830 \pm 40$  keV e os originados com um alvo de deutério, de  $220 \pm 20$  keV.

O rendimento de neutrons para as fontes isotópicas descritas, varia entre  $2 \times 10^6$  a  $1 \times 10^7$  neutrons por segundo e por curie de radioisótopo, numa geometria  $4\pi$ .

Por volta de 1970 iniciou-se a produção em escala comercial de fontes neutrônicas de californium - 252 ( $^{252}\text{Cf}$ ). Neste caso os neutrons resultam da fissão espontânea dos núcleos de  $^{252}\text{Cf}$  e as fontes fornecem uma intensidade de  $2,31 \times 10^6$  neutrons por segundo e por micro-grama de óxido de californium, numa geometria  $4\pi$ . O conteúdo de óxido de californium - 252 nas cápsulas, varia geralmente desde 0,001 mg até 1 mg. Portanto a intensidade neutrônica destas fontes pode chegar a ser várias ordens maior que as anteriores. Suas aplicações estão atualmente limitadas apenas por seu custo elevado em relação com a meia vida relativamente curta do  $^{252}\text{Cf}$  (da ordem de 2,5 anos).

### 1.3.2.2 - Aceleradores de partículas

Os neutrons podem ser também produzidos mediante reações nucleares obtidas com aceleradores de partículas carregadas.

Um dos métodos mais generalizados consiste em acelerar em vácuo ions de deutério ( $^2\text{H}$ ) utilizando um campo elétrico de 100.000 V, e bombardear com eles átomos de trítio ( $^3\text{H}$ ) occlusos num alvo de zircônio. Nestas condições ocorre a seguinte reação:



Na equação acima foi depreciada a energia do deuteron. Dos 17,6 MeV disponíveis, 14 MeV são transferidos aos neutrons como energia cinética.

Com aceleradores de 150 keV e 1 mA de corrente, podem-se obter intensidades da ordem de  $10^{10}$  neutrons por segundo, numa geometria  $4\pi$ .

O avanço tecnológico tem possibilitado a construção de geradores compactos de neutrons, de tamanho reduzido como para permitir sua utilização na perfilagem de poços petrolíferos, e capazes de operar indistintamente em forma contínua ou intermitente segundo os propósitos da medição.

### 1.3.2.3 - Reatores nucleares

Os reatores nucleares são obviamente, a maior fonte de neutrons atualmente disponível. Sua relação com a perfilagem de poços é indireta, e se refere a produção de radioisótopos e, eventualmente, a análise por ativação neutrônica de amostra minerais.

## 1.3.3 Interação dos neutrons com a matéria

Por falta de carga elétrica, os neutrons interagem somente com o núcleo dos átomos, sem afetar os elétrons orbitais.

Imediatamente depois que os neutrons abandonam a fonte, começam a experimentar interações com os núcleos dos átomos que compõem o meio irradiado. Estes processos modificam a energia dos neutrons e sua distribuição tanto no espaço como no tempo, e alteram também o estado e características dos núcleos afetados pelos choques.

As técnicas de perfilagem neutrônica baseiam-se precisamente na medição destes efeitos, visando obter a partir delas, alguma informação sobre as características litológicas das formações.

Para fins de estudo, as interações dos neutrons com a matéria podem ser classificadas em duas categorias principais, a saber:

- a) choques inelásticos, onde o neutron entra no núcleo para formar um núcleo composto e
- b) choques elásticos, nos quais o neutron é meramente defletado pelo campo nuclear.

*Em ambos os casos, em virtude das energias envolvidas, não é necessário ter em conta efeitos relativísticos nem de mecânica quântica.*

Nos choques elásticos a energia cinética total do sistema se conserva, e esta interação pode ser estudada com as leis da dinâmica clássica. Em troca, quando o neutron entra no núcleo para formar um núcleo composto, a energia cinética do sistema não se conserva, e daí o nome de "choque inelástico".

A probabilidade de ocorrência de alguma destas reações depende da energia cinética dos neutrons e do tipo de núcleo que participa do choque.

Os neutrons são normalmente classificados de acordo com a sua energia cinética em:

- a) térmicos: 0,025 eV a 22°C, com uma distribuição de velocidades da forma Maxwell, em torno a um valor médio de 2.200 m/s;
- b) epitérmicos: de 0,5 eV a 10 keV;
- c) rápidos: maior que 10 keV.

### 1.3.3.1 - Choques inelásticos

O núcleo composto formado numa colisão inelástica, libera seu excesso de energia (a cinética do neutron incidente mais sua energia de união) por meio de diferentes processos, num intervalo de tempo extremamente curto, da ordem de  $10^{-12}$  segundos.

Os processos mais importantes são:

- 1) emissão de um raio gama e um neutron ( $n, n\gamma$ ), que se conhece com o nome de dispersão inelástica e tem lugar somente com neutrons rápidos;
- 2) emissão de dois ou mais neutrons e raios gama, só possível com neutrons altamente energéticos.
- 3) emissão de partículas carregadas, por ex. ( $n, p$ ), formando um elemento químico



diferente (transmutação)

- 4) emissão da energia de união do neutron como raios gama, que é o processo mais comum conhecido como captura radioativa;
- 5) divisão do núcleo composto, em duas partes de massas aproximadamente iguais, com a emissão simultânea de um ou mais neutrons. Este processo se conhece sob o nome de fissão.

### 1.3.3.2 - Choques elásticos

No choque elástico o neutron é desviado de sua trajetória original, e o núcleo, que estava inicialmente em repouso, fica em movimento por causa do impacto. A energia cinética original do neutron incidente é transferida ao neutron defletado e ao núcleo que participa da colisão, integralmente na forma de energia cinética.

Este processo se denomina dispersão elástica de neutrons e constitui o modo de interação fortemente predominante, quando neutrons de energia moderada ( $E < 10$  MeV) se propagam num meio pouco absorvente, como é o caso geral que se apresenta nas perfilagens neutrônicas. Consequentemente, para uma melhor compreensão da teoria em que se fundamentam estas técnicas de perfilagem e das causas que podem introduzir erros na interpretação dos registros, convém estudar a dispersão elástica de neutrons com certo detalhe.

As colisões elásticas dos neutrons com os núcleos atômicos podem ser estudadas com os métodos da mecânica, na suposição de que o núcleo e o neutron comportam-se como esferas elásticas perfeitas. Trata-se, portanto, de analisar o choque entre dois corpos: um, o neutron, de massa  $m_1 = 1$  e o outro, o núcleo do alvo, de massa  $m_2 = A$ .

Na Fig. 1 (a e b) estão representadas as condições antes e depois do choque, para um neutron incidindo com a velocidade de módulo  $v$  sobre um núcleo de massa  $A$ , inicialmente em repouso, no sistema de laboratório.

Para um observador situado no sistema de laboratório, o neutron após o choque mover-se-á com velocidade diferente de módulo  $v_1'$ , formando um ângulo  $\Psi$  com sua direção original, enquanto o núcleo sai com velocidade de módulo  $v_2'$  num ângulo  $\beta$ . Os novos módulos  $v_1'$  e  $v_2'$  das velocidades assim como os ângulos  $\Psi$  e  $\beta$  podem ser calculados aplicando os teoremas de conservação da energia e da quantidade de movimento.

O quadro da colisão parecerá muito mais simples para um observador que ao invés de permanecer em repouso no laboratório, situar-se no centro de massas (CM) do sistema formado pelas duas partículas. Para ele ambas as partículas estarão sempre alinhadas, tanto antes como depois do choque, de tal modo que terá de calcular somente um ângulo em lugar de dois. Esta situação está representada na Fig. 2 (a e b).

Para visualizar fisicamente o CM, suponha-se que ambas as partículas estão permanentemente unidas por uma barra virtual. Se as partículas são agora substituídas por pesos equivalentes às suas respectivas massas, o CM coincidirá com o centro de gravidade do sistema, isto é, o ponto em que a barra imaginária poderia ser suspensa em equilíbrio.

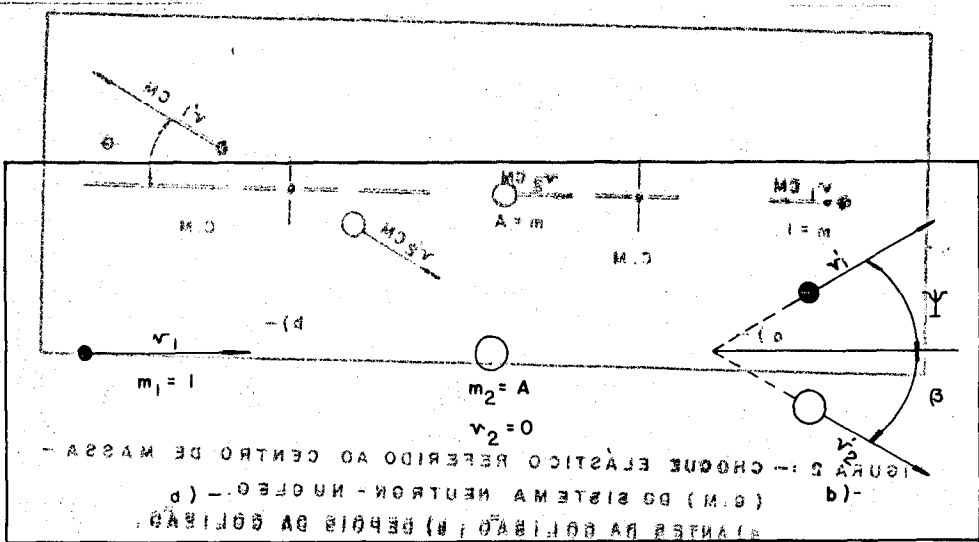


FIGURA 1: — GEOMETRIA E NOTAÇÃO PARA ESTUDAR O CHOQUE-ELÁSTICO NO SISTEMA DE LABORATÓRIO, a) ANTES DA COLISÃO; b) DEPOIS DA COLISÃO.

A medida que o neutrón se aproxima do núcleo, (que no sistema de laboratório está em repouso), a barra virtual se faz cada vez mais curta, de modo que o CM na Fig 2 se corre à direita até o instante de contato em que as duas partículas e o CM coincidem.

Para o observador, o CM está em repouso, e, conseqüentemente, ele vê o núcleo aproximar-se com velocidade de módulo  $v_{2m}$  enquanto o neutrón o faz com velocidade de módulo  $v_{1m}$  menor que o  $v_1$  medido no sistema de laboratório.

O módulo  $v_{CM}$  da velocidade do centro de massas referida ao sistema de laboratório, pode ser calculado tendo-se em conta que a quantidade de movimento do C M é em todo instante, igual a quantidade de movimento total das partículas. Fazendo a igualação antes do choque, quando  $v_2 = 0$ , resulta:

$$v_{CM} (1 + A) = 1 \cdot v_1$$

$$v_{CM} = \frac{1}{1 + A} v_1 \quad (6)$$

Portanto, antes da colisão, o módulo  $v_{1m}$  da velocidade do neutrón relativa ao C M resulta:

$$v_{1CM} = v_1 - v_{CM} = \frac{A}{1 + A} v_1 \quad (7)$$

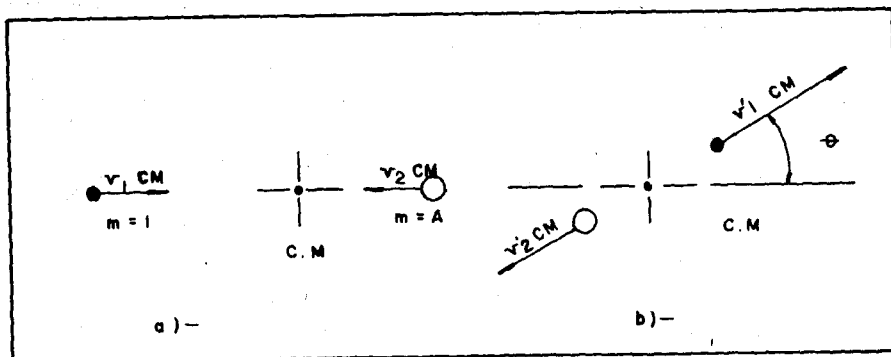


FIGURA 2 - CHOQUE ELÁSTICO REFERIDO AO CENTRO DE MASSA - (C.M.) DO SISTEMA NEUTRON - NÚCLEO.  
a) ANTES DA COLISÃO ; b) DEPOIS DA COLISÃO.

e o módulo  $v_{2CM}$  da velocidade do núcleo, referida ao mesmo sistema:

$$v_{2CM} = \frac{1}{1+A} v_1 \quad (8)$$

As quantidades de movimento do neutron e do núcleo antes da colisão referidas ao CM, valem respectivamente:

$$1 \cdot v_{1CM} = \frac{A}{1+A} v_1 \quad (\text{para o neutron})$$

$$A \cdot v_{2CM} = \frac{A}{1+A} v_1 \quad (\text{para o núcleo})$$

e possuem sentidos opostos. Consequentemente, a quantidade de movimento total do sistema neutron-núcleo em relação ao CM é zero antes da colisão, e deve continuar nula depois do choque, isto é:

$$1 \cdot v'_{1CM} - A \cdot v'_{2CM} = 0$$

$$v'_{1CM} = A v'_{2CM} \quad (9)$$

Por tratar-se de uma colisão elástica, pode-se aplicar o princípio de conservação da energia cinética total antes e após o choque:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (v_{1CM})^2 + \frac{1}{2} A (v_{2CM})^2 &= \frac{1}{2} (v'_{1CM})^2 + \frac{1}{2} A (v'_{2CM})^2 \\ \frac{1}{2} \left( \frac{A}{1+A} v_1 \right)^2 + \frac{1}{2} A \left( \frac{v_1}{1+A} \right)^2 &= \frac{1}{2} A (v'_{2CM})^2 \end{aligned} \quad (10)$$

Resolvendo o sistema das equações (9) e (10) tem-se:

$$v'_{1CM} = \frac{A}{1+A} v' \quad (11)$$

$$v'_{2CM} = \frac{v_1}{1+A} \quad (12)$$

Comparando estes resultados com as equações (7) e (8) conclue-se que:

$$v'_{1CM} = v_{1CM}$$

$$v'_{2CM} = v_{2CM}$$

Em consequência, no CM, os módulos das velocidades do neutron e do núcleo são em todo momento constantes e inversamente proporcionais às respectivas massas, e a colisão se reduz a uma troca de direção no movimento relativo das partículas antes e depois do choque.

Para voltar agora ao sistema de laboratório basta considerar a velocidade de CM, e somá-la vetorialmente às das partículas.

A Fig. 3 ilustra o cálculo vetorial da velocidade do neutron depois da colisão, num sistema de duas coordenadas.

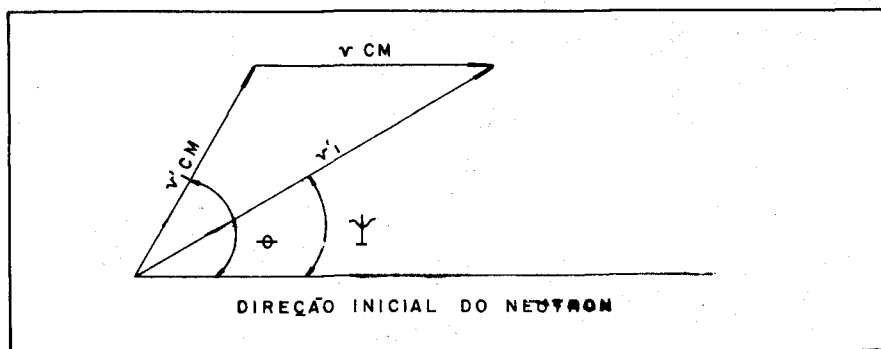


FIGURA 3 : - DIAGRAMA VETORIAL DAS VELOCIDADES DO NEUTRON E DO CENTRO DE MASSA (C.M.), NUM SISTEMA DE REFERÊNCIA FIXO DE DUAS COORDENADAS.

Da figura acima mencionada pode-se deduzir que o módulo  $v'_i$  da velocidade do neutron após o choque, medido no sistema de laboratório, vale:

$$(v'_i)^2 = (v'_{1CM})^2 + (v'_{2CM})^2 - 2 v'_{1CM} v'_{2CM} \cos \theta \quad (13)$$

Das equações (6) e (11):

$$(v_1')^2 = \frac{(v_1)^2 (A^2 + 2A \cos \theta + 1)}{(1 + A)^2} \quad (14)$$

A relação entre o ângulo de espalhamento  $\Psi$  no sistema de laboratório e o ângulo  $\theta$  no sistema de centro de massas resulta, da Fig. 3.:

$$v_1' \cdot \cos \Psi = v_{1CM}' \cos \theta + v_{CM} \quad (15)$$

$$\cos \psi = \frac{v_{1CM}' \cos \theta + v_{CM}}{v_1'}$$

e das equações (6), (11) e (14):

$$\cos \psi = \frac{A \cos \theta + 1}{(A^2 + 2A \cos \theta + 1)^{1/2}} \quad (16)$$

Os 2º e 3º termos do denominador de eq. (16) podem ser desprezados em face a  $A^2$ , quando o núcleo do alvo é muito pesado ( $A \gg 1$ ). Neste caso:

$$\cos \Psi \approx \cos \theta + \frac{1}{A} \quad (\text{para } A \gg 1) \quad (17)$$

Como para  $A \gg 1$  também pode-se desprezar  $1/A$  frente a  $\cos \theta$ , resulta finalmente:

$$\cos \Psi \approx \cos \theta$$

o que significa que o ângulo de espalhamento é igual em ambos os sistemas. Portanto, para  $A \gg 1$ , se a dispersão elástica é isotrópica no CM, também o será no sistema de laboratório.

Interessa conhecer agora a perda de energia cinética do neutron por causa da colisão. A energia cinética antes da colisão é:

$$E = \frac{1}{2} (v_1)^2 \quad (18)$$

e depois:

$$E' = \frac{1}{2} (v_1')^2 = \left[ \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{2(1 + A)^2} \right] (v_1)^2 = \frac{(A^2 + 2A \cos \theta + 1)}{(1 + A)^2} E \quad (19)$$

Portanto, a perda total de energia é:

$$E - E' = \frac{1}{2} (v_1)^2 \left[ 1 - \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(1 + A)^2} \right] = \frac{(1 - \cos \theta) 2AE}{(1 + A)^2} \quad (20)$$

Da eq. 19 deduz-se que a mínima energia que o neutron pode possuir após a colisão corresponde a  $\theta = \pi$  (choque frontal). Neste caso

$$E'_{\min} = \frac{(A^2 - 2A + 1)}{(1 + A)^2} E = \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2 E \quad (21)$$

e fazendo:

$$\alpha = \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2 \quad (22)$$

resulta:

$$E'_{\min} = \alpha E \quad (23)$$

A máxima energia cinética do neutron depois da colisão se terá quando  $\theta = 0$ , em cujo caso:

$$E'_{\max} = \frac{A^2 + 2A + 1}{(1 + A)^2} E \equiv E \quad (24)$$

isto é, não existe perda de energia cinética. Isto se explica porque  $\theta = 0$  é o caso limite em que não há dispersão do neutron e portanto, não existe uma colisão propriamente dita.

As equações 23 e 24 mostram que um neutron de energia cinética  $E$  pode ter, após uma colisão com um núcleo de massa  $A$ , uma energia cinética  $E'$  compreendida entre  $\alpha E$  e  $E$  ( $\alpha E \leq E' \leq E$ ), sendo  $\alpha$  a função de  $A$  expressa pela equação 22.

A perda fracional  $\Delta E/E$  de energia cinética numa colisão pode ser obtida da equação 20 e vale:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E - E'}{E} = \frac{(1 - \cos \theta)2A}{(1 + A)^2} \quad (25)$$

Daqui se observa que  $\Delta E/E$  é somente função da massa  $A$  do núcleo alvo e do ângulo  $\theta$  de espalhamento do neutron no CM, e é independente da energia inicial do neutron.

A experiência demonstra que o espalhamento elástico de neutrons de até  $\approx 10$  MeV é esfericamente simétrico ou isotrópico no CM. Portanto a perda fracional média de energia por colisão para um neutron que se movimenta num meio de massa atômica  $A$ , será constante e igual para qualquer um dos choques elásticos que ele possa experimentar até sua termalização. Este fato caracteriza uma relação exponencial entre a energia cinética  $E_n$  que o neutron possuirá em média, após  $N$  colisões, e o número de colisões, isto é:

$$E_n = E_0 e^{-\xi N} \quad (26)$$

onde:

$E_0$  : energia inicial do neutron

$\xi$  : constante que depende da massa A do núcleo alvo.

Com efeito, fazendo  $N = i$  e  $N = i - 1$  na eq. 26, tem-se as seguintes relações:

$$E_i = E_0 e^{-\xi i} \quad (27)$$

$$E_{i-1} = E_0 e^{-\xi (i-1)} = E_0 e^{-\xi i} e^{\xi} = E_i e^{\xi} \quad (28)$$

e a perda fracional de energia para o choque "i" resulta, em média:

$$\frac{E_{i-1} - E_i}{E_{i-1}} = 1 - e^{-\xi} = \text{cte} \quad (29)$$

Portanto, a relação exponencial dada pela equação 26 satisfaz efetivamente a condição de que a perda fracional média de energia cinética por colisão, é constante e igual para todas as colisões.

Da eq. 26:

$$\xi = \frac{1}{N} \ln \frac{E_0}{E_N} \quad (30)$$

Por outra parte, o valor médio por colisão, da expressão:

$$\ln \frac{E}{E'}$$

onde E e E' são respectivamente as energias do neutron antes e depois do choque, resulta por definição:

$$\overline{\ln \frac{E}{E'}} = \frac{1}{N} \sum_i \ln \frac{E_{i-1}}{E_i} \quad (31)$$

$$\overline{\ln \frac{E}{E'}} = \frac{1}{N} \left( \ln \frac{E_0}{E_1} + \ln \frac{E_1}{E_2} + \ln \frac{E_2}{E_3} + \dots + \ln \frac{E_{N-1}}{E_N} \right)$$

$$\overline{\ln \frac{E}{E'}} = \frac{1}{N} \left( \ln \frac{E_0 E_1 E_2 \dots E_{N-1}}{E_1 E_2 E_3 \dots E_N} \right)$$

e, finalmente:

$$\overline{\ln \frac{E}{E'}} = \frac{1}{N} \ln \frac{E_0}{E_N} \quad (32)$$

Comparando as equações 30 e 32, conclui-se que:

$$\xi = \overline{\ln \frac{E}{E'}} = \frac{1}{N} \ln \frac{E_0}{E_N} \quad (33)$$

Portanto  $\xi$  representa a média da diferença  $[\ln E - \ln E']$  por colisão, isto é, o decremento logarítmico médio da energia cinética do neutron numa colisão, ou simplesmente, o "decremento logarítmico médio".

Se  $\xi$  for conhecido, poderia-se calcular o número médio  $N$  de choques que um neutron deve experimentar, para que sua energia diminuía do valor  $E_0$  ao valor  $E_N$ .

O valor do decremento logarítmico médio por colisão pode ser calculado a partir da distribuição probabilística das energias que o neutron pode ter após uma colisão. Já se viu que a energia  $E'$  do neutron espalhado deve estar compreendida entre  $\alpha E$  e  $E$ , sendo  $E$  a energia do neutron antes da colisão e  $\alpha$  uma função da massa do núcleo alvo, dada pela relação  $(A-1)^2 / (A+1)^2$ . Deseja-se agora determinar a probabilidade de que, depois do espalhamento elástico, o neutron tenha uma energia final dentro da faixa limitada por  $E'$  e  $E' + dE'$ . Para isto deve-se estabelecer primeiro a probabilidade de ocorrência de qualquer ângulo final de dispersão, porque  $E'$  depende de  $\theta$  segundo a eq. 19. Já foi mencionado acima o fato experimentalmente comprovado, de que o espalhamento elástico de neutrons de até  $\approx 10$  MeV é isotrópico no sistema de centro de massas. Isto significa que todas as direções de dispersão são igualmente prováveis. Baseando-se nesta lei empírica pode-se agora deduzir a probabilidade de ocorrência de uma energia cinética final  $E'$ .

Da Fig. 4, a probabilidade  $p(\theta) d\theta$  de que um neutron seja dispersado num elemento de ângulo sólido  $d\Omega$  correspondente a um elemento cônico delimitado por  $\theta$  e  $\theta + d\theta$  é:

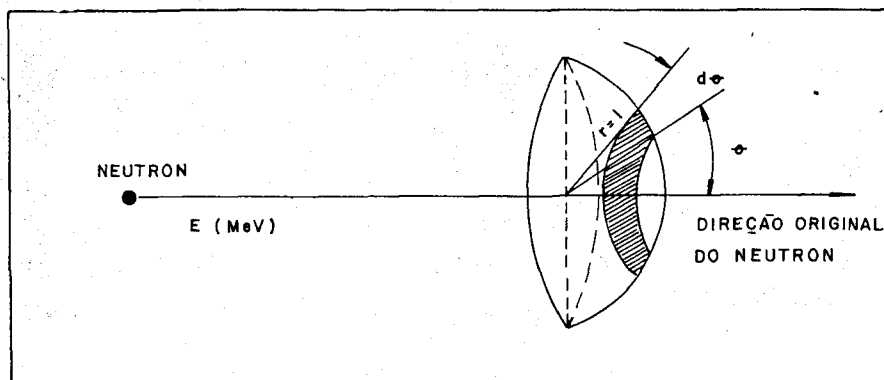


FIGURA 4:— ELEMENTO  $d\Omega$  DE ANGULO SÓLIDO CORRESPONDENTE A DISPERSÃO DE NEUTRONS ENTRE  $\theta$  e  $\theta + d\theta$  (ÁREA GRI-SADA NA ESFERA DE RÁDIO UNITÁRIO).



$$p(\theta)d\theta = \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{4\pi} = \frac{1}{2} \sin \theta d\theta \quad (34)$$

( $4\pi$  é a área da esfera de raio unitário)

A probabilidade de que, depois da colisão, um neutron com energia inicial  $E$  adquira uma energia compreendida entre  $E'$  e  $E' + dE'$  é:

$$p(E') |dE'| = p(\theta) |d\theta| = p(\theta) \left| \frac{d\theta}{dE'} \right| |dE'| \quad (35)$$

Nesta expressão tem sido considerado o fato de que existe uma relação matemática entre  $E'$  e  $\theta$  e que quando  $d\theta$  é positivo  $dE'$  é negativo.

Da equação 19:

$$\cos \theta = \frac{1}{2A} \left[ \frac{E'}{E} (1 + A)^2 - (A^2 + 1) \right] \quad (36)$$

Por outro lado, da relação

$$\alpha = \frac{(A - 1)^2}{(A + 1)^2} \quad \text{resulta:}$$

$$\frac{A^2 + 1}{2A} = \frac{1 + \alpha}{1 - \alpha} \quad (37)$$

Combinando as eqs (36) e (37) tem-se:

$$\cos \theta = \left[ \frac{2E'}{E} - (1 + \alpha) \right] \frac{1}{1 - \alpha}$$

e, diferenciando:

$$-\sin \theta d\theta = \frac{2 dE'}{E(1 - \alpha)}$$

Portanto:

$$\left| \frac{d\theta}{dE'} \right| = \left| \frac{2}{E(1 - \alpha)\sin \theta} \right| \quad (38)$$

Finalmente, combinando eqs. (34), (35) e (38) obtém-se a probabilidade de uma dada energia final após o espalhamento:

$$p(E') \left| \frac{dE'}{dE'} \right| = \frac{|dE'|}{E(1 - \alpha)} \quad (39)$$

Em consequência, a probabilidade de que a energia cinética do neutron caia no intervalo  $dE'$  centrado em volta de  $E'$ , é independente do valor de  $E'$ . Em outras palavras, dentro do intervalo de energias permitidas (que está dado pelo denominador da eq. 39) todas as energias  $E'$  são igualmente prováveis, isto é:

$$p(E') = \frac{1}{E(1-\alpha)} = \text{constante (para um dado valor de } E) \quad (40)$$

A Fig. 5 mostra esquematicamente a distribuição de  $p(E')$  entre  $E'_{\min} = \alpha E$  e  $E'_{\max} = E$ .

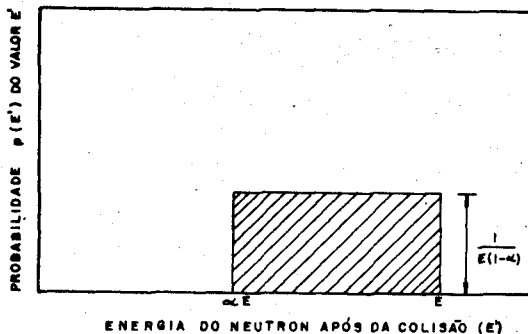


FIGURA 5. — GRÁFICO ESQUEMÁTICO DA DISTRIBUIÇÃO DE PROBABILIDADE  $p(E')$  ENTRE  $E'_{\min} = \alpha E$  e  $E'_{\max} = E$ .

A soma das probabilidades parciais  $p(E')dE'$  calculada sobre todo o intervalo das energias possíveis, representa a probabilidade total de que  $E'$  caia dentro desse intervalo e deve, portanto, ser igual a unidade. De fato;

$$\int_{\alpha E}^E p(E') |dE'| = \int_{\alpha E}^E \frac{|dE'|}{E(1-\alpha)} = \frac{1}{1-\alpha} \int_{\alpha E}^E |dE'| = 1 \quad (41)$$

Esta integral corresponde a área grisada da Fig. 5.

Agora que se conhece  $p(E')$  pode-se estabelecer também a distribuição probabilística de  $\ln \frac{E}{E'}$  e daí deduzir o decremento logarítmico médio por colisão  $\bar{\ln} \frac{E}{E'}$ .

A probabilidade numa colisão de que o decremento logarítmico de energias seja o correspondente a uma energia final  $E'$  quando a energia inicial é  $E$ , está dado pelo produto:

$$p(\ln \frac{E}{E'}) = p(E') \ln \frac{E}{E'}$$

O decremento logarítmico médio por colisão deverá ser tal que

$$p(E') \cdot E(1 - \alpha) \overline{\ln \frac{E}{E'}} = \int_{\alpha E}^E (\ln \frac{E}{E'}) p(E') |dE'| \quad (42)$$

Da eq. (39):

$$p(E') |dE'| = \frac{|dE'|}{E(1 - \alpha)} \text{ e } p(E') E(1 - \alpha) = 1$$

Substituindo estes valores na eq. (42) tem-se:

$$\xi \equiv \overline{\ln \frac{E}{E'}} = \int_{\alpha E}^E (\ln \frac{E}{E'}) \frac{|dE'|}{E(1 - \alpha)} \quad (43)$$

Resolvendo esta integral obtém-se

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

mas:

$$\alpha = \left( \frac{A - 1}{A + 1} \right)^2$$

de onde, finalmente:

$$\xi = 1 + \frac{(A - 1)^2}{2A} \ln \frac{A - 1}{A + 1} \quad (44)$$

Quando  $A \gg 1$  pode-se demonstrar que

$$\ln \frac{A - 1}{A + 1} = -\frac{2}{A}$$

de maneira que para valores grandes de A:

$$\xi = \frac{2}{A} \quad (45)$$

se  $1/A^2$  é desprezado face a  $2/A$ .

Neste caso  $\xi$  coincide com a perda fracional média de energia por colisão, que está definida pela relação:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E(1 - \alpha)}{E} = \frac{1 - \alpha}{2} \quad (46)$$

já que a perda absoluta média é:

$$\overline{\Delta E} = E - \overline{E'} = E - \frac{\alpha E + E}{2} = \frac{E(1 - \alpha)}{2}$$

Para valores de A menores, obtém-se uma melhor aproximação de  $\xi$  com a fórmula empírica:

$$\xi = \frac{2}{A + \frac{2}{3}}$$

O erro introduzido no cálculo de  $\xi$  por aplicação desta fórmula, ainda no caso do hélio ( $A = 2$ ) é somente de 3,3%.

Agora pode-se calcular, com auxílio das eqs. (26) e (44), o número  $N$  de colisões que um neutron tem que experimentar em média, para diminuir sua energia inicial  $E_0$  até o valor  $E_N$ :

$$N = \frac{\xi u \frac{E_0}{E_N}}{\xi}$$

Na tabela 1 indicam-se os valores de  $\xi$  para diferentes nuclídeos, e o número médio  $N$  de colisão necessário para levar um neutron de 2 MeV até a energia térmica de 0,025 eV.

Tabela 1

Decremento logarítmico médio de energia por colisão  $\xi$ , e número médio de colisões  $N$  para um neutron de 2 MeV atinja 0,025 eV, referidos a vários nuclídeos.

Nuclídeo	A	$\xi$	N
Hidrogênio	1	1	18
Deutério	2	0,725	25
Hélio	4	0,425	43
Litio	7	0,268	67
Berílio	9	0,209	80
Boro	11	0,176	103
Carbono	12	0,158	115
Oxigênio	16	0,120	150
Ferro	56	0,035	575
Urânio	238	0,0084	2.141

Para um dado meio moderador, o neutron perde, em média, sempre a mesma fração de energia em cada uma das sucessivas colisões, até atingir a zona de energia térmica dos núcleos do moderador, e permanece térmico, se difundindo até ser capturado ou escapar do meio.

Já se viu que, durante este processo, o espalhamento elástico de neutrons é isotrópico no sistema de centro de massas.

No sistema de laboratório, a dispersão de neutrons é aproximadamente isotrópica só quando a massa do núcleo alvo é muito maior que um. Neste caso o centro de massas do conjunto de partículas está localizado praticamente no núcleo alvo, em virtude do que ambos os sistemas de referência, o de laboratório e o de centro de massas, são quase coincidentes.

A medida que a massa do núcleo alvo tende a um ( $A \rightarrow 1$ ) é evidente que o espalhamento

de neutrons, no sistema de laboratório, orientar-se-à de preferência na direção e sentido do neutron incidente, isto e, para a frente. Por definição, a média de  $\cos \psi$  por colisão é:

$$\mu_0 = \overline{\cos \psi} = \frac{\int_0^\pi \cos \psi p(\theta) d\theta}{\int_0^\pi p(\theta) d\theta} \quad (47)$$

onde  $\cos \psi$  está dado pela eq. 16 e  $p(\theta) d\theta = \frac{1}{2} \sin \theta d\theta$ .

Resolvendo a integral acima, obtém-se:

$$\mu_0 = \overline{\cos \psi} = \frac{2}{3A} \quad (48)$$

Se  $A$  é muito grande ( $A \gg 1$ ),  $\mu_0 \approx 0$  e o espalhamento no sistema de laboratório é praticamente isotrópico (como acontece no CM).

### 1.3.4 Seções de choque

A probabilidade de ocorrência de qualquer uma das interações possíveis entre um neutron e um núcleo, tanto nos choques inelásticos como na dispersão elástica, é expressa em  $\text{cm}^2/\text{átomo}$  e se denomina seção eficaz microscópica de choque  $\sigma$ , para a interação considerada.

Dado que os valores de  $\sigma$  são relativamente pequenos em relação com  $1 \text{ cm}^2/\text{átomo}$ , emprega-se para a medida das seções microscópicas de choque a unidade conhecida como "barn" e que equivale a  $10^{-24} \text{ cm}^2/\text{átomo}$ .

O produto  $N\sigma$ , onde  $N$  é o número de átomos por  $\text{cm}^3$  de material, denomina-se seção eficaz macroscópica de choque, e leva por símbolo a letra  $\Sigma$ .

$$\Sigma = N\sigma \text{ cm}^{-1} \quad (49)$$

A seção macroscópica de choque equivale, portanto, área total de choque apresentada pelos núcleos alvos contidos num  $\text{cm}^3$  de material, e tem como unidade  $\text{cm}^{-1}$ .  $\Sigma$  representa a probabilidade por unidade de caminho percorrido num material de massa atômica  $A$ , de que um neutron experimente uma interação qualquer que o desvie de sua trajetória original ou que simplesmente o elimine por captura.

Supõe-se que um feixe colimado de  $n_0$  neutrons mono-energéticos incide sobre um material de  $x$  cm de espessura. A medida que os neutrons vão penetrando no meio alguns são removidos do feixe, seja por dispersão ou por absorção, de modo que apenas " $n$ " neutrons chegarão a ultrapassar a profundidade  $y$  cm. Conseqüentemente, entre  $y$  e  $y + dy$  cm serão removidos do feixe  $dn$  neutrons, sendo:

$$dn = -n \Sigma dy \text{ neutrons} \quad (50)$$

(o sinal negativo indica que a variável  $n$  decresce com o aumento de  $y$ ).

O número de neutrons que emerge da outra face do material obtém-se integrando a eq. 50 entre  $y = 0$  e  $y = x$ . Resulta

$$n = n_0 e^{-\Sigma x} \text{ neutrons} \quad (51)$$

A atenuação de neutrons segue, portanto, uma lei exponencial, análoga a que rege a atenuação de raios gama.

Também pode-se definir aqui o livre caminho médio para um neutron, que representa a distância média percorrida pelo neutron antes de uma colisão.

$$\ell = \frac{1}{\Sigma} = \frac{1}{N\sigma} \text{ cm} \quad (52)$$

Como o neutron pode ter mais que um tipo de interação,  $\sigma$  representa a soma de um número de seções eficazes parciais, por exemplo:

$$\sigma \equiv \sigma_{\text{total}} = \sigma_c + \sigma_f + \sigma_s + \text{etc} \frac{\text{cm}^2}{\text{átomo}} \quad (53)$$

onde:

- $\sigma_c$  : seção eficaz de captura ( $\text{cm}^2/\text{átomo}$ )
- $\sigma_f$  : seção eficaz de fissão ( $\text{cm}^2/\text{átomo}$ )
- $\sigma_s$  : seção eficaz de dispersão elástica ( $\text{cm}^2/\text{átomo}$ )

A captura radioativa e a fissão são ambos processos de absorção e às vezes são englobados numa única seção eficaz de absorção  $\sigma_a$ , tal que:

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_c \frac{\text{cm}}{\text{átomo}} \quad (54)$$

Em forma semelhante definem-se  $\Sigma_s$ ,  $\Sigma_c$ ,  $\Sigma_f$ ,  $\Sigma_a$ , e  $\ell_s$ ,  $\ell_c$ ,  $\ell_f$  e  $\ell_a$ .

Quando o meio onde se propagam os neutrons está constituído por uma mistura ou por um composto de "n" elementos, a seção eficaz macroscópica do material obtém-se como somatória das seções eficazes macroscópicas parciais de cada elemento:

$$\Sigma_{\text{total}} = \sum_1^n N_i \sigma_i \text{ cm}^{-1} \quad (55)$$

sendo:

$N_i$  : número de átomos de elemento "i" por  $\text{cm}^3$  de material ( $\text{átomos}/\text{cm}^3$ ).

$\sigma_i$  : seção microscópica do elemento  ${}^A_Z X$  ( $\text{cm}^2/\text{átomo}$ )

Outra forma de expressar a seção eficaz macroscópica é substituir N por:

$$N = \frac{N_0 \rho}{M} \text{ átomos/cm}^3 \quad (56)$$

onde:

$N_0$  : número de Avogadro ( $6,02 \times 10^{23}$  átomos/mol)

$\rho_0$  : densidade do alvo ( $\text{g/cm}^3$ )

M : peso de um mol do elemento alvo ( $\text{g/mol}$ )

Portanto:

$$\Sigma = \frac{N_0 \rho \sigma}{M} \text{ cm}^{-1} \quad (57)$$

e a equação (51) transforma-se em:

$$n = n_0 e^{-\frac{N_0 \rho \sigma}{M} x} \quad \text{neutrons} \quad (58)$$

#### 1.3.4.1 - Variação das seções eficazes com a energia

Os neutrons emitidos pelas fontes radioisotópicas utilizadas nas perfilagens neutrônicas, correspondem a categoria de neutrons rápidos. Durante sua propagação num meio qualquer, os neutrons rápidos experimentarão todo tipo de reações.

Alguns deles, por causa de choques elásticos sucessivos, perderão gradativamente energia, especialmente se o meio tem baixa seção eficaz de absorção e alta seção de espalhamento. Nestas condições produz-se a moderação gradual da velocidade dos neutrons até estes atingirem o equilíbrio térmico com os átomos do meio, isto é, uma energia média de 0.025 eV. O processo termina com o desaparecimento do neutron por captura.

É interessante conhecer quais são as interações mais prováveis em função da energia dos neutrons.

a) **Espalhamento elástico:** a seção eficaz microscópica de espalhamento elástico da maioria dos núcleos está compreendida na faixa de 2 a 10 barn. Para grande parte da região de energias abaixo de 1 MeV a seção eficaz permanece bastante constante; porém acima de 1 MeV a seção tende ao valor limite de  $\pi R^2$ , onde R é o raio do núcleo atômico (seção eficaz geométrica).

b) **Espalhamento inelástico:** para que a dispersão inelástica possa acontecer, o neutron tem que

possuir suficiente energia para deixar o núcleo num estado excitado. Para elementos de médio e alto peso atômico a mínima energia de excitação varia entre 0,1 e 1 MeV. Para elementos leves a energia de excitação é muito mais alta que 1 MeV. Em consequência, o limiar de energia para a dispersão inelástica é de aproximadamente 0,1 MeV.

c) **Captura radioativa:** a captura radioativa ocorre com neutrons de qualquer energia, isto é, não existe um limiar de energia para reações deste tipo. Quanto menor a velocidade do neutron, maior a probabilidade de que este seja atraído pelas forças do campo nuclear, ao passar perto de um núcleo atômico. Consequentemente, a seção eficaz de captura é proporcional ao tempo que o neutron permanece nas vizinhanças do núcleo e, portanto, inversamente proporcional à velocidade do neutron:

$$\sigma_c \approx \frac{1}{v} \approx \frac{1}{E^{1/2}} \quad (59)$$

Nos casos de captura por ressonância, que se apresentam quando a energia do neutron, coincide com a diferença de energias entre níveis de excitação do núcleo, verificam-se afastamentos com relação a esta lei, e a seção de captura pode atingir valores extremamente altos em comparação com os derivados pela simples aplicação da equação (59).

d) **Fissão:** a fissão para  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  e  $^{233}\text{U}$  pode acontecer com neutrons de qualquer energia. A seção eficaz de fissão para  $^{238}\text{U}$  varia em função da energia em forma bastante similar à seção de captura, ajustando-se à lei da inversa da velocidade na região térmica e apresentando vários picos de ressonância na faixa de energias intermediárias. Normalmente, os processos de fissão não afetam as perfilagens neutrônicas

### 1.3.5 Teoria das perfilagens neutrônicas

As perfilagens neutrônicas baseiam-se na detecção, medição e análise dos efeitos das formações rochosas na distribuição do fluxo de neutrons, quando a formação é irradiada com alguma das fontes de neutrons rápidos descritas anteriormente.

Dos elementos comumente presentes nas rochas, o hidrogênio é o que causa as modificações mais notáveis na distribuição do fluxo de neutrons. Isto é devido ao fato de que o hidrogênio tem, com relação aos demais elementos normalmente encontrados nas formações litológicas, uma seção eficaz microscópica de dispersão elástica relativamente alta e apresenta o máximo decremento logartímico médio de energias por colisão. Em outras palavras: os neutrons rápidos têm uma grande probabilidade de experimentar uma colisão elástica com um núcleo de hidrogênio e a perda fracional média de energia por choque é também grande.

A propriedade física dos núcleos que têm em conta a probabilidade de colisão com um neutron e a perda fracional de energia do neutron, denomina-se "poder moderador" e se expressa como:

$$\text{Poder moderador} = \xi \Sigma \text{ cm}^{-1} \quad (60)$$

O número  $N$  de colisões necessário, em média, para levar um neutron rápido de energia  $E_0$



até a energia térmica  $E_t$ , é segundo já se viu:

$$N = \frac{1}{\xi_m} \ln \frac{E_0}{E_t} \text{ colisões}$$

onde  $\xi_m$  é o decremento logarítmico médio do material moderador homogêneo.

O livre caminho médio percorrido por um neutron entre duas colisões elásticas sucessivas vale, da eq.52:

$$\ell_{sm} = \frac{1}{\Sigma_{sm}}$$

onde:

$\Sigma_{sm}$  : seção eficaz macroscópica de espalhamento elástico do material ( $\text{cm}^{-1}$ )

Portanto, a distância que percorre um neutron de energia  $E_0$  até sua termalização resulta, em média:

$$\bar{L} = N\ell_{sm} = \frac{1}{\xi_m \Sigma_{sm}} \ln \frac{E_0}{E_t} \text{ cm} \quad (61)$$

(na suposição de que  $\Sigma_{sm}$  mantém se praticamente constante para todo o intervalo de energias de  $E_0$  a  $E_t$ , o qual é apenas uma aproximação à realidade).

Quando a propagação dos neutrons no material é isotrópica com relação a fonte emissora, poderá definir-se também uma esfera de raio médio  $\bar{r}_1$ , dentro da qual todos os neutrons emitidos terão atingido o estado térmico. É lógico supor que existe uma relação físico-matemática entre  $\bar{r}_1$  e  $\bar{L}$  e que ambos os valores são inversamente proporcionais ao poder moderador do meio para os neutrons rápidos que nele se propagam. Isto significa que quanto maior seja o poder moderador do material, tanto menor será o raio médio  $\bar{r}_1$  da esfera dentro de cujos limites os neutrons são termalizados.

Uma conclusão imediata destas considerações fenomenológicas é que nas formações com alto conteúdo de hidrogênio (e portanto com alto poder moderador), os neutrons rápidos serão termalizados nas vizinhanças da fonte que os emite.

A nuvem de neutrons térmicos assim gerada, tende a difundir-se pelo meio, segundo uma lei física semelhante a que rege a difusão molecular de um gás em outro, porque os neutrons térmicos comportam-se como moléculas de gás e exibem, essencialmente, a mesma distribuição de energias de Maxwell Boltzman. A diferença fundamental entre os processos de difusão dos gases e dos neutrons térmicos consiste em que estes últimos têm uma alta probabilidade de serem absorvidos por captura radioativa, desaparecendo assim da população de neutrons térmicos.

Portanto, se a maioria dos neutrons rápidos são termalizados nas vizinhanças da fonte, é obvio que numa região afastada dela, existirão poucos neutrons térmicos.

Concomitantemente com a moderação de neutrons rápidos e com a difusão de neutrons térmicos produzir-se-á a emissão de raios gama de espalhamento inelástico no primeiro caso (para neutrons de energia  $E > 0,1$  MeV) e de captura radioativa no segundo. O processo de emissão gama estará também governado espacialmente pela concentração de hidrogênio e, ademais, pela presença de elementos com alta seção eficaz de captura na formação investigada.

Deste modo, tanto a detecção de neutrons térmicos como a de raios gama de captura, efetuadas ambas a uma dada distância da fonte de neutrons rápidos, pode fornecer informação sobre o conteúdo de hidrogênio e de elementos com alta seção de captura, nos estratos atravessados por uma perfuração.

Nestes princípios gerais baseia-se o funcionamento da maioria das sondas de perfilagem neutrônica. As sondas consistem numa fonte radioisotópica de neutrons rápidos e em um ou mais detetores (de neutrons lentos ou de raios gama) adequadamente espaçados e alinhados com relação àquela.

A resposta da sonda em função da concentração de hidrogênio dependerá, entre outros fatores, da distância fonte-detetor. Como normalmente a presença de hidrogênio se deve ao conteúdo de água ou de hidrocarbonetos nas formações, a resposta da sonda pode-se relacionar, como se verá adiante, com a porosidade das rochas.

Os métodos até aqui delineados, baseiam-se na medição de um fluxo estacionário de neutrons, onde a concentração de neutrons de uma dada energia em um dado ponto do material, não varia em função do tempo.

Desde uns cinco anos atrás, começaram a ser desenvolvidas e aplicadas outras técnicas de perfilagem que empregam fontes intermitentes de neutrons rápidos. Nelas se analisa a distribuição de energias dos raios gama emitidos nas distintas etapas de moderação e difusão de neutrons, ou se mede a variação do fluxo de neutrons térmicos em função do tempo. Ambas as informações podem ser correlacionadas com certas características das rochas.

A continuação estudar-se-á com mais detalhes, a teoria de ambos os métodos de perfilagem.

### 1.3.5.1 - Técnicas baseadas num fluxo estacionário de neutrons

Suponha-se uma fonte de neutrons que emite  $S_0$  neutrons rápidos por segundo, submersa num meio homogêneo de volume praticamente "infinito" com relação ao alcance dos neutrons, composto de distintos elementos em concentrações diferentes, como é o caso geral das formações litológicas.

Uma vez alcançado o equilíbrio na propagação dos neutrons através do meio, poder-se-á definir para cada elemento de volume  $\Delta V$  do material, uma certa concentração de neutrons por  $\text{cm}^3$ .

Sendo o meio homogêneo, a propagação de neutrons resultará isotrópica com respeito a fonte. Portanto, para simplificar o estudo do fluxo, convém considerar a  $\Delta V$  como o elemento de volume de material compreendido entre duas esferas concêntricas, de raios  $r$  e  $r + \Delta r$  com

respeito a fonte.

Em virtude dos processos prévios de dispersão elástica e inelástica, os neutrons contidos em  $\Delta V$  terão um espectro contínuo de energias, de zero a  $E_{\max}$ , e se moverão ao acaso, em distintas direções e com diferentes velocidades.

Para estudar a propagação dos neutrons, se faz necessário então classificá-los em grupos de igual energia, por exemplo neutrons com energias entre  $E$  e  $E + \Delta E$ . Neste intervalo de energias poderá ser definida uma velocidade média para os neutrons, de  $v$  cm/s.

Seja  $n$  (neutrons/cm<sup>3</sup>) a concentração de neutrons com energias no intervalo  $\Delta E$ , centrado em volta de  $E$ . O produto  $n.v$  tem como unidade neutrons/s.cm<sup>2</sup>, e recebe o nome de fluxo  $\phi$  de neutrons:

$$\phi = n.v \frac{\text{neutrons}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \quad (62)$$

Esta quantidade representa, ademais, a soma das distâncias que percorreriam num segundo, todos os neutrons com energias entre  $E$  e  $E + \Delta E$ , (e velocidade média  $v$ ), contidos num cm<sup>3</sup> de material.

Se  $\ell_m$  é o livre caminho médio para os neutrons dessa energia no material considerado, a taxa de interações por cm<sup>3</sup> e por segundo será:

$$\frac{n.v}{\ell_m} = n v \Sigma_m = \phi \Sigma_m \frac{\text{interações}}{\text{cm}^3 \text{ s}} \quad (63)$$

onde:

$\Sigma_m$  seção eficaz macroscópica total do meio, para neutrons de energia  $E$ .

Dado que em cada interação o neutron é absorvido ou espalhado com perda de energia, a equação (63) representa também o número de neutrons que desaparece do grupo, por cm<sup>3</sup> e por segundo.

No equilíbrio estacionário, o número de neutrons de uma dada energia que ingressa em  $\Delta V$  por unidade de tempo, mais o número dos que são eventualmente "gerados" neste volume, deve ser igual a quantidade de neutrons da mesma energia que desaparece de  $\Delta V$  na unidade de tempo.

Denominando para  $\Delta V$  e para o grupo de neutrons com energias no intervalo  $\Delta E$  centrado em volta de  $E$ :

$\vec{J}_i$  : densidade de corrente neutrônica que entra (neutrons/cm<sup>2</sup>. s);

$\vec{J}_e$  : densidade de corrente neutrônica que sai (neutrons/cm<sup>2</sup>. s);

$S$  : neutrons "gerados" por cm<sup>3</sup> e por segundo (neutrons/cm<sup>3</sup>. s)

$S_a$  : neutrons que desaparecem por cm<sup>3</sup> e por segundo (neut/cm<sup>3</sup>. s);

$A$  :  $4\pi r^2$  = área da esfera de raio  $r$  cm (cm<sup>2</sup>); tem-se no equilíbrio, para um intervalo

$\Delta t$  segundos:

$$(A\vec{J}_i + S\Delta V) \Delta t = (A\vec{J}_e + S_a \Delta V) \Delta t \text{ neutrons}$$

$$A (\vec{J}_e - \vec{J}_i) = (S - S_a) \Delta V \frac{\text{neutrons}}{s} \quad (64)$$

O termo  $(\vec{J}_e - \vec{J}_i)$  é a variação da densidade de corrente neutrônica  $\vec{J}$  na distância  $\Delta r$ , e pode ser expressa como:

$$\vec{J}_e - \vec{J}_i = \frac{\partial \vec{J}}{\partial r} \cdot \Delta r \frac{\text{neutrons}}{s \cdot \text{cm}^2} \quad (65)$$

Por outro lado, o número de neutrons que desaparece de  $\Delta V$  por  $\text{cm}^3$ , seja porque são capturados ou porque perdem energia por choque, vem dado pela equação 63:

$$S_a = \phi \Sigma_m \frac{\text{neutrons}}{s \cdot \text{cm}^3} \quad (66)$$

onde  $\phi$  é agora o fluxo de neutrons de energia  $E$  a distância  $r$  cm da fonte.

Substituindo as equações (65) e (66) em (64):

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial r} \cdot A \Delta r = (S - \phi \Sigma_m) \Delta V \frac{\text{neutrons}}{s \cdot \text{cm}^3}$$

Como  $A \cdot \Delta r = \Delta V$ , resulta:

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial r} = S - \phi \Sigma_m \frac{\text{neutrons}}{s \cdot \text{cm}^3} \quad (67)$$

O termo  $\frac{\partial \vec{J}}{\partial r}$  representa o fluxo líquido de partículas por unidade de volume, e em matemática e física se conhece como divergência de  $\vec{J}$ :

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial r} = \text{div } \vec{J}$$

Em coordenadas cartesianas, se  $\vec{J}$  é o vetor densidade de corrente (em partículas por  $\text{cm}^2$  e por segundo) num ponto, e  $J_x$ ,  $J_y$  e  $J_z$  são suas componentes com respeito aos três eixos do sistema, pode-se demonstrar que:

$$\text{div } \vec{J} = \nabla \cdot \vec{J} = \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} \frac{\text{partículas}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}$$

Para a densidade de corrente neutrônica deduz-se que

$$J_x = -D \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)$$

$$J_y = -D \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)$$

$$J_z = -D \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)$$

sendo D o coeficiente de difusão para neutrons de energia E no meio considerado.

Portanto, neste caso:

$$\operatorname{div} \vec{J} = -D \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) = -D \nabla^2 \phi \quad \frac{\text{neutrons}}{\text{s. cm}^3} \quad (68)$$

e a equação 67 transforma-se em:

$$-D \nabla^2 \phi = S - \phi \Sigma_m \quad \frac{\text{neutrons}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}} \quad (69)$$

ou ainda:

$$D \nabla^2 \phi + S - \phi \Sigma_m = 0 \quad (70)$$

Esta é a equação de difusão dos neutrons com energias compreendidas entre E e E + ΔE, para o caso de equilíbrio estacionário onde a concentração de neutrons de uma dada energia em qualquer parte do material, não varia em função do tempo.

Em vista da simetria esférica que rege a propagação de neutrons no caso de uma fonte pontual num meio homogêneo de volume infinito, convém expressar a equação (70) em coordenadas esféricas, tendo r como única variável independente. O resultado desta transformação é:

$$D \left( \frac{d^2 \phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\phi}{dr} \right) + S - \phi \Sigma_m = 0 \quad (71)$$

$$D \frac{d^2(\phi r)}{r dr^2} + S - \phi \Sigma_m = 0 \quad (72)$$

Desta equação pode-se obter a distribuição do fluxo em função de r (e dos outros parâmetros que intervêm na equação) para cada caso particular, i.e:

$$\phi(E) = f(r, S, \Sigma_m, D)$$

Como em cada elemento de volume do material coexistem grupos de neutrons de diferentes energias, para descrever com exatidão o fluxo total de neutrons num ponto, teria-se que recalcular a solução da eq. (72) para a energia de cada grupo. Este é um procedimento complicado que requer o emprego da teoria de difusão de multigrupos ou de métodos numéricos ou estatísticos (como o de Monte Carlo) com o auxílio de computadores apropriados.

Porém, pode-se obter uma solução suficientemente aproximada para as finalidades práticas deste caso, introduzindo algumas simplificações. A primeira delas é considerar somente dois grupos de neutrons: um o epitérmico que engloba todos os neutrons de energia maior que 0,025 eV, e outro o grupo térmico formado pelos neutrons térmicos propriamente ditos.

Em primeiro lugar analisar-se á seguidamente, a distribuição do fluxo  $\phi_1$  de neutrons epitérmicos.

Para qualquer ponto do material que não contenha a fonte se terá  $S = 0$ . Portanto, a equação (72) se reduz a:

$$D_1 \frac{1}{r} \frac{d^2(r\phi_1)}{dr^2} = \phi_1 \Sigma_1 \frac{\text{neutrons}}{\text{s. cm}^3} \quad (73)$$

Nesta equação  $\Sigma_1$  (em  $\text{cm}^{-1}$ ) é a seção eficaz macroscópica média do material, para as interações que eliminam neutrons do grupo definido como epitérmico.

Supondo que a única interação existente é o espalhamento elástico e que  $\Sigma_{sm}$  é a seção média de dispersão para todas as energias do grupo, ter-se á, de acordo com a equação (61)

$$\Sigma_1 = \frac{1}{L} = \frac{\xi_m \Sigma_{sm}}{\ln \frac{E_o}{E_t}} = \frac{1}{N \lambda_{sm}} \text{ cm}^{-1} \quad (74)$$

sendo agora  $E_o$  a energia média do grupo epitérmico,  $\Sigma_{sm}$  a seção eficaz macroscópica média de dispersão elástica do material para a distribuição de energias no intervalo, e  $\xi_m$  o decremento logarítmico médio de energia por colisão para o meio moderador.

O produto  $\xi_m \Sigma_{sm}$  pode se considerar o poder moderador do material para as energias do grupo epitérmico, e como  $E_o/E_t$  é uma constante do grupo,  $\Sigma_1$  resulta finalmente proporcional ao poder moderador assim definido.

A solução da eq. (73) é:

$$\phi_1 = \frac{S_o e^{-rK_1}}{4\pi r D_1} \frac{\text{neutrons}}{\text{s. cm}^2} \quad (75)$$

onde:

$$K_1^2 = \frac{\Sigma_1}{D_1} \text{ cm}^{-2} \quad (76)$$

A equação 75 mostra que o fluxo dos neutrons classificados no grupo epitérmico decresce continuamente a medida que aumenta a distância  $r$  entre o ponto considerado e a fonte emissora, tendendo a zero para  $r$  tendendo a infinito. Este decréscimo é tanto mais rápido quanto maior a relação  $\Sigma_1/D_1$ .

O coeficiente  $D_1$  é dado por:

$$D_1 = \frac{1}{3\Sigma_{sm}(1-\bar{\mu}_o)} = \frac{\lambda_{sm}}{3(1-\bar{\mu}_o)} \quad (77)$$

sendo  $\bar{\mu}_0$  o coseno médio do ângulo de espalhamento elástico dos neutrons no sistema de laboratório (equação 48),

Definindo o livre caminho médio de transporte  $\lambda_{t1}$  dos neutrons do grupo epitérmico como:

$$\lambda_{t1} = \frac{\lambda_{sm}}{1 \cdot \bar{\mu}_0} \text{ cm resulta}$$

$$\Sigma_{t1} = \frac{1}{\lambda_{t1}} \text{ cm}^{-1} \text{ (seção eficaz macroscópica de transporte)}$$

e a equação 77 pode se escrever:

$$D_1 = \frac{\lambda_{t1}}{3} = \frac{1}{3\Sigma_{t1}} \quad (78)$$

A equação 75 e subsequentes permitem calcular o fluxo de neutrons do grupo epitérmico a r cm da fonte. A taxa a que estes neutrons são removidos do grupo por  $\text{cm}^3$  e por segundo, vem dada, segundo já foi visto nas eqs. 66 e 73, pelo produto  $\phi_1 \Sigma_1$ , onde  $\Sigma_1$  está definido pela equação 74.

O volume elementar  $dV$  da camada esférica de espessura  $dr$  a distância  $r$  da fonte é:

$$dV = 4\pi r^2 dr \text{ cm}^3$$

Consequentemente, o número de neutrons eliminados do grupo epitérmico por unidade de tempo, dentro do volume  $dV$  será:

$$\frac{dn}{dt} = -dV \cdot \phi_1 \Sigma_1 = -4\pi r^2 dr \phi_1 \Sigma_1 \frac{\text{neutrons}}{s}$$

A expressão acima, é também uma medida da probabilidade de que um neutron seja eliminado do grupo epitérmico quando ele se encontra dentro de uma camada esférica de espessura  $dr$ , a distância  $r$  da fonte.

Portanto, a distância radial média quadrática percorrida por um neutron desde a fonte até o ponto onde ele é removido do grupo epitérmico estará definida por:

$$\bar{r}_1^2 = \frac{\int_0^\infty r^2 (4\pi r^2 dr \phi_1 \Sigma_1)}{\int_0^\infty 4\pi r^2 dr \phi_1 \Sigma_1} \text{ cm}^2 \quad (79)$$

Substituindo  $\phi_1$  pela expressão derivada em eq. 75 tem-se:

$$\bar{r}_1^2 = \frac{\int_0^\infty r^3 e^{-K_1 r} dr}{\int_0^\infty r e^{-K_1 r} dr} \text{ cm}^2 \quad (80)$$

cuja solução é:

$$\bar{r}_1^2 = \frac{6/\Sigma_1^4}{1/K_1^2} = \frac{6}{K_1^2} \text{ cm}^2 \quad (80)$$

Pode-se definir agora como "comprimento de difusão"  $L_1$  dos neutrons do grupo epitérmico no material, à relação:

$$L_1 = \frac{1}{K_1} = \sqrt{\frac{D_1}{\Sigma_1}} \text{ cm} \quad (81)$$

Segundo esta definição, o percurso radial médio dos neutrons emitidos pela fonte, antes de serem eliminados do grupo classificado como epitérmico e dado pela raiz média quadrática:

$$\bar{r}_1 = \sqrt{\bar{r}_1^2} = L_1 \sqrt{6} = \sqrt{\frac{6D_1}{\Sigma_1}} \quad (82)$$

Substituindo na eq. 75 os valores:

$$K_1 = \frac{1}{L_1} \text{ cm}^{-1}$$

$$D_1 = L_1^2 \Sigma_1 \text{ cm}$$

tem-se uma outra expressão para  $\phi_1$  :

$$\phi_1 = \frac{S_0 e^{-r/L_1}}{4\pi r \Sigma_1 L_1^2} \frac{\text{neutrons}}{\text{s cm}^2} \quad (83)$$

A análise anterior mostra que o fluxo de neutrons epitérmicos medido a uma distância fixa ( $r > 0$ ) da fonte, pode-se relacionar com o conteúdo de hidrogênio, independentemente de que existam no material elementos com alta seção de captura para os neutrons térmicos. Um maior conteúdo de hidrogênio traduzir-seá num aumento do poder moderador e, portanto, de  $\Sigma_1$ . Consequentemente, como se vê da equação 82 os neutrons epitérmicos serão eliminados deste grupo dentro de um percurso médio radial  $\bar{r}_1$  menor com respeito à fonte, e a intensidade detetada num ponto afastado da fonte também diminuirá. Este processo é relativamente independente da composição química da formação onde os neutrons rápidos se propagam, e constitui o princípio de funcionamento das sondas para a perfilagem denominada "neutron neutron epitérmico", que se abrevia como N-NE.

Resta agora considerar a distribuição do fluxo  $\phi_2$  de neutrons classificados dentro do grupo térmico.

Neste caso, a equação de difusão é:

$$D_2 \frac{d^2(\phi_2 r)}{r dr^2} = \phi_2 \Sigma_2 - S \frac{\text{neutrons}}{\text{s cm}^3} \quad (84)$$



A razão de incluir S na equação, é que agora existe por unidade de volume no ponto considerado, uma fonte de neutrons térmicos constituída pelos neutrons que abandonam neste local por unidade de tempo o grupo epitérmico.

De acordo com as equações 63 e 74:

$$S = \phi_1 \Sigma_1 \frac{\text{neutrons}}{\text{s. cm}^3} \quad (85)$$

Ademais, para os neutrons térmicos:

$$\Sigma_2 = \Sigma_a \text{ cm}^{-1}$$

pois eles são removidos do grupo somente por captura.

Nestas condições:

$$D_2 \frac{1}{r} \frac{d^2(\phi_2 r)}{dr^2} = \phi_2 \Sigma_a - \phi_1 \Sigma_1 = \frac{\text{neutrons}}{\text{s.cm}^3} \quad (86)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d^2(\phi_2 r)}{dr^2} = \phi_2 \frac{\Sigma_a}{D_2} - \phi_1 \frac{\Sigma_1}{D_2} = \phi_2 k_2^2 - \phi_1 K_{1,2}^2 \quad (87)$$

e a solução, quando a fonte não emite neutrons térmicos, é:

$$\phi_2 = \frac{S_0 (e^{-r/L_1} - e^{-r/L_2})}{4\pi r \Sigma_a (L_1^2 - L_2^2)} \frac{\text{neutrons}}{\text{s. cm}^2} \quad (88)$$

onde:

$S_0$  : intensidade da fonte (neutrons rápidos/s).

$L_1$  : comprimento médio de difusão dos neutrons do grupo epitérmico =

$$\sqrt{\frac{D_1}{\Sigma_1}} = \sqrt{\frac{1}{3\Sigma t_1 \Sigma_1}} \quad (\text{cm})$$

$L_2$  : comprimento de difusão dos neutrons do grupo térmico =

$$\sqrt{\frac{D_2}{\Sigma_a}} = \sqrt{\frac{1}{3\Sigma t_2 \Sigma_a}} \quad (\text{cm})$$

A equação 88 mostra a dependência da distribuição espacial do fluxo térmico com relação ao poder moderador do meio para a energia dos neutrons epitérmicos (implícito no parâmetro  $L_1$ ) e a presença de elementos com alta seção macroscópica de captura (representada por  $\Sigma_a$ ).

A distância radial média  $\bar{r}_2$  dentro da qual os neutrons térmicos são eliminados por captura resulta, por um raciocínio análogo ao anterior (eq. 79):

$$\bar{r}_2 = \sqrt{6(L_1^2 + L_2^2)} \text{ cm}$$

Com o aumento do poder moderador,  $L_1$  diminui e o raio médio  $\bar{r}_1$  se encurta, aumentando em consequência a concentração de neutrons térmicos nas vizinhanças da fonte. Contrariamente, se o material contém elementos com alta seção de captura (por exemplo cloro) os neutrons térmicos desaparecem dentro de uma esfera de raio médio  $\bar{r}_2$  menor, e sua concentração perto da fonte também diminuirá.

Nas sondas utilizadas na perfilagem de poços denominada **neutron-neutron térmico**, cuja abreviação é N-NT, o detetor está afastado da fonte. Neste caso o fluxo de neutrons térmicos diminui com o aumento do poder moderador (concentração de hidrogênio) e, obviamente, com a presença de elementos que possuem alta seção de captura.

A experiência demonstra que independentemente da concentração de hidrogênio, a intensidade de neutrons térmicos detetada numa formação, será tanto maior quanto menor seja a distância fonte-detetor. Portanto a sensibilidade de medição aumenta quando o detetor está perto da fonte. Em contrapartida, o volume de formação investigado é menor, e a influência de perturbações locais sobre a resposta do instrumento é maior que no caso da perfilagem N-NE. Nestas condições operam as sondas neutrônicas que se empregam para medir a umidade de solos.

A teoria até aqui exposta é como foi dito, uma mera aproximação à realidade, e requer, entre outras correções, uma avaliação apropriada dos parâmetros  $L_1$  e  $L_2$  (da equação 88) ou, o que é equivalente, das seções macroscópicas médias  $\Sigma_{t1}$ ,  $\Sigma_1$ ,  $\Sigma_2$  e  $\Sigma_a$ . Estas seções serão função da distribuição de energias dos neutrons emitidos pela fonte e da composição química do material irradiado.

De fato, na equação 61 supõe-se que o livre caminho médio  $l_{sm}$  percorrido pelos neutrons epitérmicos, entre duas colisões elásticas sucessivas, mantinha-se constante e igual para todos os neutrons do grupo, durante as  $N$  colisões requeridas em média para thermalizá-los. A partir desta suposição definiu-se na equação 74 a seção eficaz macroscópica média de dispersão elástica do material, para a distribuição energética do neutron do grupo epitérmico.

Porém, na prática, cada neutron terá uma energia particular, e o livre caminho médio que ele percorre entre duas colisões elásticas sucessivas, variará tendendo a encurtar-se, a medida que sua energia diminui com o número de colisões. O número  $N$  de colisões, por sua vez, dependerá da energia inicial do neutron.

Esta situação está representada esquematicamente na Fig. 6

Obviamente, o neutron se movimenta num espaço tridimensional e, portanto, as

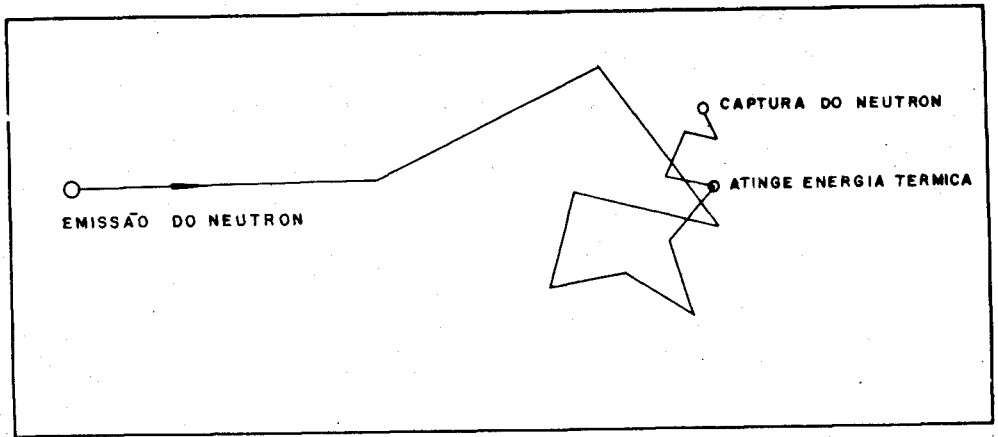


FIGURA 6:— GRÁFICO ESQUEMÁTICO DO PERCURSO TÍPICO DE UM NEUTRON RÁPIDO DESDE SUA EMISSÃO ATÉ SUA CAPTURA. AS LINHAS RETAS REPRESENTAM LIVRE CAMINHO MÉDIO ENTRE COLISÕES ELÁSTICAS, (PONTOS DE INTERSECÇÃO.)

trajetórias entre colisões não jazem num mesmo plano.

O primeiro livre caminho médio representado na Fig. 5 é mais comprido que os outros, significando isto que para a energia inicial do neutrão, a probabilidade de que ele experimente um choque com um núcleo qualquer por cm de trajetória, é relativamente baixa.

A probabilidade relativa total de choque por cm, para neutrons de uma dada energia que se propagam em areia pura, pode ser estimada a partir da Fig. 7

Para isto basta somar as ordenadas das três curvas mostradas, no ponto das abscissas correspondentes à energia dos neutrons. A seta no eixo x indica a energia média dos neutrons emitidos por fontes de Ra-Be ou Po-Be. Verifica-se que a soma das três ordenadas aumenta gradativamente a medida que a energia dos neutrons diminui, até atingir uma espécie de patamar ("plateau") abaixo de  $10^4$  eV, e depois continua a crescer novamente a partir de 1 eV.

O poder moderador do meio também não é uma constante para os neutrons do grupo epitérmico. Ele depende tanto da composição química da formação, como da energia particular de cada neutrão. A Fig. 8 mostra esta relação para uma areia pura típica com 15% de porosidade, saturada de água.

A forma das curvas que relacionam o poder moderador de cada um dos elementos desta

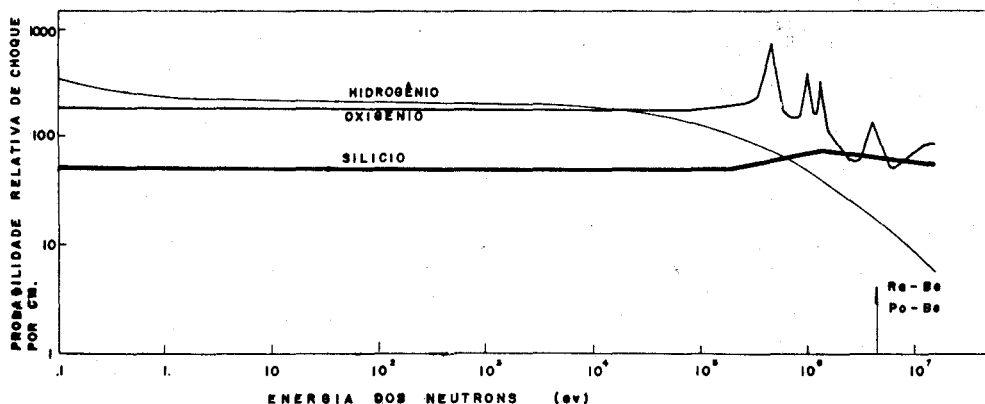


FIGURA 7.— PROBABILIDADE RELATIVA DE CHOQUE POR CM DE TRAJETÓRIA, PARA DIFERENTES NÚCLEOS, EM FUNÇÃO DA ENERGIA DE NEUTRONS PROPAGANDO-SE NUMA AREIA PURA TÍPICA COM 15 % DE POROSIDADE SATURADA COM ÁGUA.

formação com a energia dos neutrons é a mesma que para as correspondentes secções de choque representadas na Fig. 7. Porém, em virtude do fato de que o decremento logarítmico médio de energia  $\xi$  é diferente segundo se trata de H,O ou Si, o deslocamento relativo das curvas da Fig. 8 no eixo das ordenadas, não é o mesmo que na Fig. 7.

A Fig. 8 permite apreciar a forte influência do hidrogênio no poder moderador das formações. Embora a probabilidade relativa de que um neutron com energia menor que  $2 \times 10^4$  eV venha experimentar uma colisão com hidrogênio é apenas levemente maior que para oxigênio, o poder moderador dos núcleos de hidrogênio presentes é uma ordem de magnitude maior que para os de oxigênio. A grande perda fracional de energia, (valor de  $\xi$  alto), sofrida pelos neutrons nas colisões com núcleos de hidrogênio, faz com que a influência do H no processo de moderação de neutrons seja importante, ainda para energias até 10 MeV. A contribuição do silício no poder moderador das formações é ainda muito menor que a do oxigênio e, para todos os efeitos práticos, pode ser ignorada quando os neutrons têm energias menores que  $10^5$  eV aproximadamente. (Ver figura 8 na página 91).

No entanto, na faixa das altas energias, (neutrons de 14 MeV), ou quando a concentração de H é muito baixa, a composição da matriz da rocha tem logicamente, e como o demonstra a experiência, uma participação importante no processo de moderação de neutrons. A medida que aumenta o teor de H a presença de outros elementos faz-se menos significativa, e as diferenças em suas concentrações, tal como acontece entre dolomitos e calcários, praticamente não afetam o processo de moderação de neutrons.

Após estas ressalvas e esclarecimentos com relação à validez da equação 88, pode-se voltar a análise do fluxo de neutrons térmicos.

Sabe-se que os neutrons térmicos presentes numa formação desaparecem por captura radioativa, e que este processo está caracterizado pela emissão quase simultânea de um ou mais raios gama (em cascata) de altas energias. O número de raios gama emitidos e a sua distribuição

energética, depende do tipo de núcleo que participa da reação e são específicos para cada nuclídeo.

Por outro lado, segundo a equação 63, a taxa de interações por captura de neutrons térmicos, estará dada por:

$$\text{taxa de interações por captura} = \phi_2 \Sigma_a \frac{\text{capturas}}{\text{cm}^3 \text{ s.}} \quad (89)$$

onde  $\phi_2$  e  $\Sigma_a$  tem os significados já definidos anteriormente.

Em consequência, a energia eletromagnética  $I_\gamma$  irradiada por  $\text{cm}^3$  de formação e por segundo, será proporcional a expressão anterior, isto é:

$$I_\gamma \sim \phi_2 \Sigma_a \frac{\text{MeV}}{\text{cm}^3 \text{ s.}} \quad (90)$$

$I_\gamma$  é a potência gama emitida por  $\text{cm}^3$  de formação, a  $r$  cm da fonte de neutrons. Sob este aspecto, equivale a uma atividade gama específica aparente do material, no ponto considerado. Consequentemente, a resposta de um detector de raios gama resultará proporcional a  $I_\gamma$ , e, portanto, ao fluxo  $\phi_2$  de neutrons térmicos, já que  $\Sigma_a$  é uma constante da formação.

Esta equivalência entre a detecção dos raios gama de captura e a detecção dos neutrons térmicos, constitui o fundamento das técnicas de perfilagem denominada **neutron-gama**, que se abrevia como N G.

### 1.3.5.2 Técnicas baseadas num fluxo neutrônico variável no tempo.

A análise detalhada dos efeitos e forma de propagação de uma vaga de neutrons rápidos e monoenergéticos, gerada artificialmente num intervalo de tempo extremamente curto, permite obter informações úteis sobre a natureza e composições das rochas.

Suponha-se uma fonte intermitente de neutrons, dentro de um material de volume "infinito", e seja:

$$\dot{n} = \frac{dn}{dt} \quad \frac{\text{neutrons}}{\text{segundos}}$$

a taxa instantânea a que são gerados os neutrons de 14 MeV, a medida que se processa a onda.

Se a duração total da onda é  $\Delta t$  segundos, o número  $n$  de neutrons rápidos gerados em cada descarga da fonte será:

$$n = \int_0^{\Delta t} \dot{n} dt \quad \frac{\text{neutrons}}{\text{disparo}} \quad (91)$$

Fazendo  $\Delta t$  suficientemente pequeno com relação ao tempo requerido para atingir a termalização de neutrons de 14 MeV no material investigado, os únicos neutrons presentes na formação, desde o início até a terminação da onda, serão neutrons rápidos. A partir da descarga os neutrons rápidos se propagam através da formação, experimentando colisões inelásticas e elásticas primeiro, e só elásticas depois, até que a perda total de energia resultante destas interações, os coloca na categoria de neutrons térmicos.

Esta primeira etapa de moderação, que dura da ordem de 100 micro segundos ( $\mu s$ ), está caracterizada por uma profusa emissão de raios gama de espalhamento inelástico.

Segue, a continuação, uma segunda e última etapa, na qual os neutrons térmicos assim formados se difundem na formação, de onde desaparecem finalmente por captura radioativa. Esta última fase se caracteriza, em consequência, pela emissão de raios gama de captura radioativa, e tem uma duração em torno de 1000 milissegundos (ms).

De acordo com a equação 82, os neutrons térmicos serão eliminados por captura, dentro de uma esfera de material de raio médio:

$$\bar{r}_2 = \sqrt{6(L_1^2 + L_2^2)} \text{ cm}$$

onde  $L_1$  e  $L_2$  tem os significados já vistos.

A concentração instantânea  $n(P,t)$  de neutrons térmicos num ponto P, localizado dentro da esfera de raio  $\bar{r}_2$ , será:

$$n(P,t) = \frac{\Delta n}{\Delta V} \frac{\text{neutrons térmicos}}{\text{cm}^3}$$

sendo  $\Delta V$  um elemento de volume centrado em volta de P, e  $\Delta n$  o número de neutrons térmicos em  $\Delta V$ , no instante t.

Das equações 62 e 63 sabe se que quando  $n$  é a concentração de neutrons de uma dada energia cinética ou velocidade  $v$ , a taxa I de interações por  $\text{cm}^3$  por segundo será:

$$I = nv\Sigma = \phi \Sigma \frac{\text{interações}}{\text{cm}^3 \text{ s}}$$

Tratando se de neutrons térmicos num meio homogêneo:

$$\phi = \phi_2 \frac{\text{neutrons}}{\text{cm}^2 \text{ s.}}$$

$$\Sigma = \Sigma_a \text{ cm}^{-1} (\text{seção macroscópica média de absorção})$$

Praticamente em forma simultânea com cada interação, produzir-se-ão raios gama de captura radioativa. A quantidade e a distribuição energética dos fotons emitidos são específicas do núcleo que participa da reação.

Num material homogêneo, composto de vários elementos em concentrações diferentes, poder-se a definir junto a seção macroscópica média de absorção  $\Sigma_a$ , um rendimento médio de

fotons por interação  $\eta_\gamma$  com uma dada energia promédio.

Nestas condições, o volume elementar  $\Delta V$  se comporta como uma fonte emissora de raios gama, com atividade específica aparente  $I_\gamma$  tal que:

$$I_\gamma = \eta_\gamma \phi_2 (P,t) \Sigma_a \frac{\text{fotons}}{\text{cm}^3 \text{ s}} \quad (92)$$

A contribuição  $\Delta R$  c.p.s do elemento  $\Delta V$  a resposta de um detector de raios gama localizado a uma distância fixa com relação à fonte intermitente, será, em todo momento, proporcional ao número total de fotons emitido por  $\Delta V$  na unidade de tempo, isto é:

$$\Delta R \sim I_\gamma \Delta V \sim \eta_\gamma \phi_2 (P,t) \Sigma_a \Delta V \text{ contagens} \quad (93)$$

Dado que  $\eta_\gamma$  e  $\Sigma_a$  são constantes para qualquer ponto do material:

$$\Delta R \sim \phi_2 (P,t) \Delta V \text{ cps} \quad (94)$$

Continuando com analogia entre  $\Delta V$  e uma fonte gama, observa-se que, neste caso, a atividade aparente do material "decai" rapidamente como consequência da diminuição de  $\phi_2$  originada pela contínua absorção dos neutrons térmicos no material.

A probabilidade  $\lambda$  ( $s^{-1}$ ) de que um neutron termico desapareça na unidade de tempo, é igual à distância que ele percorre num segundo, dividida por seu livre caminho médio  $\ell_a$  no material; ou seja:

$$\lambda = \frac{v(\text{cm/s}) \cdot 1 \text{ (s)}}{\ell_a} = \frac{1}{s} = v \Sigma_a \text{ s}^{-1} \quad (95)$$

$$\text{pois } \Sigma_a = 1/\ell_a \text{ cm}^{-1}$$

Por tanto, se  $I_{\gamma 0}$  era a atividade específica aparente de  $\Delta V$  no tempo  $t = 0$ , a atividade específica  $I_\gamma$  ainda remanescente em outro instante qualquer  $t > 0$ , será:

$$I_\gamma = I_{\gamma 0} e^{-\lambda t} \frac{\text{fotons}}{\text{cm}^3 \text{ segundo}} \quad (96)$$

e a contribuição de  $\Delta V$  à resposta do detector variará em função do tempo, na forma (eq. 93):

$$\Delta R \sim I_{\gamma 0} e^{-\lambda t} \Delta V \sim \eta_\gamma \phi_2 (P,0) \Sigma_a \Delta V e^{-\lambda t} \text{ cps} \quad (97)$$

Supondo agora o meio dividido numa serie de volumes elementares  $\Delta V_i$ , a contribuição  $\Delta R_i$  de cada elemento de volume à resposta total do detector gama será:

$$\Delta R_i = K_i \eta_\gamma \phi_2 (P_i,0) \Sigma_a \Delta V_i e^{-\lambda t} \text{ cps} \quad (98)$$

onde:

$K_i$ : constante que inclui o fator de calibração do detetor para converter foton/s em cps, e o fator de atenuação correspondente a localização de  $P_i$ .

A resposta  $R(t)$  total do detector se obterá somando as contribuições parciais  $\Delta R_i$ , em todo o volume de material que influe sobre as medidas.

$$R(t) = \sum_1^n K_i \eta_\gamma \phi_2 (P_i, 0) \Sigma_a \Delta V_i e^{-\lambda t} \text{ cps} \quad (99)$$

O termo  $e^{-\lambda t}$  pode-se colocar fora da somatória pois

$\lambda = v \Sigma_a s^{-1}$  é constante para todos os neutrons térmicos, em todo o volume do material homogêneo; portanto:

$$R(t) = e^{-\lambda t} \sum_1^n K_i \eta_\gamma \phi_2 (P_i, 0) \Sigma_a \Delta V_i \text{ cps} \quad (100)$$

Para  $t = 0$ :

$$R_0 = \sum_1^n K_i \eta_\gamma \phi_2 (P_i, 0) \Sigma_a \Delta V_i \text{ cps} \quad (101)$$

Portanto, para uma dada geometria fonte-detector:

$$R(t) = R_0 e^{-\lambda t} \text{ cps} \quad (102)$$

O intervalo de tempo  $T_{1/2}$  que deve transcorrer para que a concentração de neutrons em qualquer elemento de volume se reduza a metade do valor inicial, pode ser calculado da relação:

$$\frac{R}{R_0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (103)$$

Portanto, a meia-vida dos neutrons térmicos no material investigado resultará:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\ln 2}{v \Sigma_a} = \frac{0,693}{v \Sigma_a} \quad (104)$$

sendo  $v = 2,2 \cdot 10^5$  cm/s (velocidade média dos neutrons térmicos).

Expressando  $\Sigma_a$  nas unidades usuais de  $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  e  $v$  em  $\text{cm}/\mu\text{s}$  tem-se:

$$T_{1/2} = \frac{3.150}{\Sigma_a} \mu\text{s} \quad (105)$$

$$\Sigma_a = \frac{3.150}{T_{1/2}} 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \quad (106)$$

A expressão acima, mostra que a secção eficaz macroscópica de absorção de uma formação pode ser calculada a partir do valor de  $T_{1/2}$ .

Para se obter o valor de  $T_{1/2}$ , mede-se a intensidade de fotons gama de captura, em dois instantes,  $t_1$  e  $t_2 > t_1$ , contados a partir do início da onda de neutrons rápidos, e sendo  $t_1$  maior ou igual ao tempo requerido para a termalização destes neutrons. Tem-se assim:

$$R_1 = R_0 e^{-\lambda t_1} \text{ cps}$$

$$R_2 = R_0 e^{-\lambda t_2} \text{ cps}$$

$$\frac{R_1}{R_2} = e^{-\lambda(t_2 - t_1)} = e^{-\lambda \Delta t} \text{ (fazendo } \Delta t = t_2 - t_1 \text{)}.$$



Da equação 104:

$$\lambda = \frac{0.693}{T_{1/2}}$$

e portanto:

$$\frac{R_1}{R_2} = e^{-\frac{0.693}{T_{1/2}} \Delta t}$$

Aplicando logaritmos decimais a esta relação e medindo  $\Delta t$  em  $\mu$ s, resulta finalmente:

$$\Sigma_a = \frac{10\,500}{\Delta t} \log \frac{R_1}{R_2} \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \quad (107)$$

O conhecimento da seção macroscópica de absorção de uma formação é um dado importante em perfilagem de poços, pois ela está relacionada com a composição da rocha. Mais adiante dar-se-ão exemplos de sua utilização.

### 1.3.5.3 Avaliação das seções eficazes das formações

A resposta de um detector de neutrons, sejam eles térmicos ou epitérmicos, é diretamente proporcional ao respectivo fluxo neutrônico no local de detecção.

Tratando-se de uma sonda de perfilagem, onde a distância fonte-detector é fixa, o fluxo de neutrons no volume ocupado pelo detector será (sob condições ideais) somente função dos parâmetros  $L_1$ ,  $\Sigma_1$ ,  $L_2$  e  $\Sigma_a$ , de acordo com as equações 83 e 88.

Consequentemente, para a aplicação prática dos princípios teóricos analisados, é necessário conhecer a relação entre os ditos parâmetros e a composição das formações.

Denominando  $\Sigma_f$  a seção eficaz macroscópica da formação para um dado tipo de interação, ter-se-á em conformidade com a equação 55:

$$\Sigma_f = \sum_{i=1}^n N_{i,f} \sigma_i \text{ cm}^{-1} \quad (108)$$

onde:

$N_{i,f}$ : número de átomos do elemento "i" por  $\text{cm}^3$  de formação litológica (átomos/ $\text{cm}^3$ );

$\sigma_i$ : seção eficaz microscópica do elemento "i" para a interação considerada ( $\text{cm}^2/\text{átomo}$ ).

O número  $N_{i,f}$  de átomos do elemento "i" por  $\text{cm}^3$  de formação, pode ser expresso da seguinte maneira:

$$N_{i,f} = \frac{N_o}{M_i} \cdot \frac{P_i}{V_f} \frac{\text{átomos de "i"}}{\text{cm}^3 \text{ de formação}} \quad (109)$$

sendo:

$V_f$ : volume de uma amostra de formação ( $\text{cm}^3$ );

$P_i$  : peso do elemento "i" na amostra de volume  $V_f$  (g);

$M_i$  : peso de um mol do elemento "i" (g/mol);

$N_0$  : número de Avogadro ( $6,02 \times 10^{23}$  átomos/mol).

Se  $V_i$  é o volume correspondente a  $P_i$ , e  $\rho_i$  a densidade do elemento "i", tem-se:

$$P_i = V_i \rho_i \text{ g}$$

de onde:

$$N_{i,f} = \frac{N_0}{M_i} \cdot \frac{V_i}{V_f} \rho_i = \frac{N_0}{M_i} \cdot v_{i,f} \cdot \rho_i \frac{\text{átomos de "i"}}{\text{cm}^3 \text{ de formação}} \quad (110)$$

sendo:

$v_{i,f}$  : concentração volumétrica do elemento "i" na formação investigada.

Substituindo a equação <sup>110</sup> na equação 108:

$$\Sigma_f = \sum_1^n \frac{N_0}{M_i} \cdot v_{i,f} \cdot \rho_i \sigma_i \text{ cm}^{-1} \quad (111)$$

Considerando que:

$$\frac{N_0}{M_i} \rho_i = N_i \frac{\text{átomos de "i"}}{\text{cm}^3 \text{ de "i"}}$$

e que ainda:

$$N_i \sigma_i = \Sigma_i \text{ cm}^{-1} \text{ (secção eficaz macroscópica de "i")}$$

obtem-se, finalmente:

$$\Sigma_f = \sum_1^n v_{i,f} \Sigma_i \text{ cm}^{-1} \quad (112)$$

Portanto, a seção macroscópica da formação para um determinado tipo de reação, resulta de somar os produtos obtidos ao multiplicar a concentração volumétrica de cada elemento componente, por sua respectiva seção macroscópica individual.

Para facilitar o cálculo das  $\Sigma_f$ , pode-se supor agora que a formação está composta apenas de duas partes: uma, o fluido (água, gás ou petróleo) que enche os poros da formação, e, a outra, a matriz da rocha

Denominando  $v_{fl}$  e  $v_m$  às concentrações volumétricas do fluido e da matriz na formação, e  $\Sigma_f$  e  $\Sigma_m$  as suas respectivas seções eficazes macroscópicas, resulta:

$$\Sigma_f = v_{fl} \Sigma_{fl} + v_m \Sigma_m \text{ cm}^{-1} \quad (113)$$

Como ademais é :

$$v_{f\ell} + v_m = 1$$

$$\Sigma_f = v_{f\ell} \Sigma_{f\ell} + (1-v_{f\ell}) \Sigma_m \text{ cm}^{-1} \quad (114)$$

Das equações 5 e 109:

$$\Sigma_{f\ell} = \sum_{i=1}^n N_{i,f\ell} \sigma_i = \sum_{i=1}^n \frac{N_o}{M_i} \frac{P_i}{V_{f\ell}} \sigma_i = \sum_{i=1}^n \frac{N_o}{M_i} \frac{P_i}{P_{f\ell}} \rho_{f\ell} \sigma_i$$

$$\Sigma_{f\ell} = N_o \rho_{f\ell} \sum_{i=1}^n \frac{1}{M_i} \cdot \frac{P_i}{P_{f\ell}} \cdot \sigma_i = N_o \rho_{f\ell} \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{i,f\ell}}{M_i} \sigma_i \text{ cm}^{-1} \quad (115)$$

onde:

$\rho_{f\ell}$  : densidade do fluido ( $\text{g/cm}^3$ );

$\omega_{i,f\ell}$  : concentração gravimétrica do elemento "i" no fluido;

$M_i$  : peso de um mol do elemento "i" ( $\text{g/mol}$ );

$N_o$  : número de Avogadro ( $6,02 \times 10^{23}$  átomos/mol);

$\sigma_i$  : seção eficaz microscópica do elemento "i" para o tipo de interação considerada ( $\text{cm}^2/\text{átomo}$ ).

Análogamente deduz-se para  $\Sigma_m$ :

$$\Sigma_m = N_o \rho_m \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{i,m}}{M_i} \sigma_i \text{ cm}^{-1} \quad (116)$$

sendo que agora  $\rho_m$  e  $\omega_{i,m}$  são, respectivamente, a densidade da matriz (grão de rocha) e a concentração gravimétrica do elemento "i" na matriz.

Substituindo as equações 115 e 116 na equação 114:

$$\Sigma_f = N_o \rho_{f\ell} v_{f\ell} \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{i,f\ell} \sigma_i}{M_i} + N_o \rho_m (1-v_{f\ell}) \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{i,m} \sigma_i}{M_i} \text{ cm}^{-1} \quad (117)$$

O problema se reduz assim ao cálculo das duas somatórias, para cada uma das diferentes seções macroscópicas da formação que intervêm nas equações dos fluxos de neutrons térmicos e epitérmicos. Para cada tipo de seção macroscópica, deverão utilizar-se as correspondentes seções eficazes  $\sigma_i$  dos elementos que compõem o fluido e a matriz da formação.

A determinação de  $\Sigma_a$  e  $\Sigma_{t2}$ , e portanto do comprimento de difusão:

$$L_2 = \sqrt{\frac{1}{3 \Sigma_{t2} \Sigma_a}} \text{ cm}$$

dos neutrons térmicos para diferentes tipos de rochas, pode ser feita por a aplicação imediata da equação 117, substituindo as seções  $\sigma_i$  por  $\sigma_{i,a}$  num caso, e por  $\sigma_{i,t2}$  no outro. Obviamente, é preciso também conhecer ou estimar a concentração volumétrica e a densidade do fluido na formação, e a concentração gravimétrica dos elementos constituintes do fluido e da matriz da rocha.

Tabela 2

**Seções Eficazes Microscópicas de Absorção e de Transporte  
de Neutrons, para vários Elementos.**

ELEMENTO	M (g/mol)	$\sigma_a$ (barn)	$\sigma_{t2}$ (barn)
Al	27,0	0,214	1,37
Ca	40,1	0,39	2,95
Cl	35,5	30,0	15,7
Fe	55,8	2,32	10,9
H	1,01	0,294	32,9
K	39,1	1,84	1,47
Mg	24,3	0,0612	3,50
Na	23,0	0,466	3,88
O	16,0	0,00018	4,02
Si	28,1	0,142	1,66

Na tabela 2, em continuação, indicam-se valores de  $\sigma_a$ ,  $\sigma_{t2}$  e de M, para uma série de elementos típicos da crosta terrestre.

Para o caso dos neutrons epitérmicos, a determinação dos parâmetros  $\Sigma_1$ ,  $\Sigma_{t1}$  e  $L_1$  não pode ser feita por aplicação direta da equação 117, pois  $\sigma_{i,1}$  e  $\sigma_{i,t1}$  são, de acordo com as equações 61 e 74, valores ponderados em função da distribuição de energias dos neutrons, no intervalo definido como epitérmico. Por esta razão, quando possível, convém determinar os ditos parâmetros em forma empírica.

A título ilustrativo, reproduzem-se na Tabela 3, os dados experimentais obtidos por Gardner, para os comprimentos de difusão  $L_1$  do grupo de neutrons epitérmico e  $L_2$  dos neutrons térmicos, referidos ambos a um solo típico, com diferentes concentrações de água.

A equação 117 e a Tabela 3 mostram que para outras condições fixas, as seções macroscópicas da formação, e por tanto os comprimentos de difusão para neutrons epitérmicos e térmicos, dependem da concentração volumétrica do fluido. Portanto, os fluxos  $\phi_1$  e  $\phi_2$  dados pelas equações 83 e 88, e as respectivas respostas  $R_1$  e  $R_2$  das sondas, para cada tipo de formação, poderão ser expressos, em termos da distância r fonte-detetor e da concentração volumétrica  $v_{f\varrho}$  do fluido, quer dizer:

$$R_1 = f_1 (r, v_{f\varrho}) \text{ cps} \quad (118)$$

$$R_2 = f_2 (r, v_{f\varrho}) \text{ cps} \quad (119)$$

**Tabela 3**  
**Comprimentos de Difusão de Neutrons Epitérmicos e Térmicos,**  
**para um Solo Típico com diferentes Teores de Água.**

CONCENTRAÇÃO GRAVIMÉTRICA DE ÁGUA	DENSIDADE DA MISTURA (g/cm <sup>3</sup> )	COMPRIMENTO DE DIFUSÃO L <sub>1</sub> (cm)	COMPRIMENTO DE DIFUSÃO L <sub>2</sub> (cm)
1,000	1,0	7,05	2,70
0	1,5	58,00	10,7
0,0625	1,6	23,00	7,50
0,1175	1,7	16,2	5,82
0,167	1,8	12,8	4,78
0,210	1,9	10,6	4,04
0,250	2,0	9,10	2,70

Para cada valor de  $r$  (cm), poderá ter se por este método, em forma teórica experimental, a curva de calibração de uma sonda de perfilagem neutrônica, em função da concentração volumétrica dos fluidos nas formações.

Tal como foi definida,  $v_{f\ell}$  representa a porosidade  $\phi$  da formação. Quando o fluido satura completamente os poros da formação, a perfilagem neutrônica pode ser correlata com a porosidade.

Geralmente as sondas são calibradas na suposição de que o fluido armazenado pela formação é água ou petróleo. Em virtude de que ambos os compostos tem aproximadamente a mesma concentração de hidrogênio, as diferentes  $\Sigma_{f\ell}$  para água e petróleo resultam também aproximadamente iguais, e a resposta da sonda dará uma indicação correta da porosidade real da formação em ambos os casos, sempre que exista saturação.

Se não ha saturação, ou o fluido que ocupa os poros é gás, introduzir-se a um erro na medida da porosidade real. A comparação dos registros obtidos nas perfilagens neutrônicas com os de outras técnicas de perfilagem, assim como dispor de informação complementar (análise de amostras extraídas durante a perfuração e dados sobre outros poços da mesma área geológica), permite, na maioria dos casos, efetuar as correções apropriadas.

### 1.3.6 Projeto, calibração e aplicações das sondas neutrônicas

#### 1.3.6.1 Perfilagens com fluxo estacionario de neutrons

De forma semelhante ao que acontece com as sondas utilizadas na perfilagem gama gama, as sondas baseadas na medição de um fluxo estacionario de neutrons são normalmente projetadas para cumprir mais de uma função, como por exemplo, a medida simultânea da radiação gama natural das formações.

Por conseguinte, uma sonda neutrônica típica consistirá em:

- a) uma fonte radioisotópica de neutrons rápidos;
- b) um detetor de neutrons localizado a certa distância da fonte, para medir seja o fluxo térmico ou epitérmico;
- c) um detetor de radiação gama, afastado e protegido (por uma blindagem) da fonte, para medir a radiação gama natural das rochas;
- d) um circuito eletrônico para amplificar os sinais detectados, e possibilitar assim sua transmissão por cabos ao equipamento receptor instalado na superfície;

Todos estes elementos estão alojados e convenientemente distribuídos no interior de um tubo de aço fechado herméticamente, capaz de resistir as altas pressões originadas pela coluna de líquido utilizado na perfuração.

As fontes radioisotópicas de neutrons baseiam-se na reação alfa-berílio já estudada na Secção 1.3.2 (equação 3).

A continuação, descrevem-se as características principais das fontes comumente utilizadas nas sondas de perfilagem neutrônica.

**Rádio-Berílio ( $^{226}\text{Ra-Be}$ ):** atividade típica 300 mCi; gera aproximadamente  $4,5 \times 10^6$  neutrons por segundo, com energias compreendidas entre 1 e 13 MeV, sendo a energia média de 4,5 MeV. A meia-vida do  $^{226}\text{Ra}$  ( $\approx 1620$  anos) garante a estabilidade da fonte a longo prazo. A principal desvantagem desta fonte é a emissão de raios gama indesejáveis, que obrigam a utilizar uma blindagem pesada para proteção do operador, e que podem ainda interferir com as medições, quando a técnica empregada é a de perfilagem N-G.

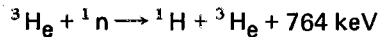
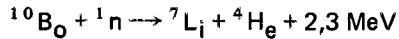
**Plutônio-Berílio ( $^{239}\text{Pu-Be}$ ):** atividade típica 5 Ci; produz da ordem de  $8,5 \times 10^6$  neutrons por segundo, com uma energia média de 4,5 MeV. A intensidade de radiação gama é 2.000 vezes menor que no caso anterior. A meia-vida do  $^{239}\text{Pu}$  é de 24.360 anos, o que assegura uma intensidade de neutrons estável em função do tempo. Em virtude da baixa atividade específica do  $^{239}\text{Pu}$ , as dimensões físicas da cápsula que contém o material radioativo são relativamente grandes.

**Americio-Berílio ( $^{241}\text{Am-Be}$ ):** atividade típica 4 Ci; meia-vida 458 anos. A fonte tem rendimento por volta de  $2,2 \times 10^6$  neutrons por segundo e por curie de emissor  $\alpha$ , numa geometria  $4\pi$ . Esta intensidade neutrônica mantém-se estável em função do tempo. O espectro de energias dos neutrons emitidos estende-se desde 0,1 MeV até 11,2 MeV.

**Californium-252 ( $^{252}\text{Cf}$ ):** neste caso os neutrons são emitidos como consequência do processo de fissão espontânea do  $^{252}\text{Cf}$ . Uma micro-grama de óxido de californium-252 fornece uma emissão de  $2,31 \times 10^6$  neutrons por segundo, dentro de uma geometria  $4\pi$ . A emissão gama é de  $1,3 \times 10^7$  ftons por segundo e por micro-grama. A meia-vida do californium-252 (2,5 anos) é relativamente baixa em relação com seu elevado custo atual. No entanto a intensidade neutrônica obtível com estas fontes é várias ordens de magnitude maior que com as outras fontes radioisotópicas, o que explica sua crescente aplicação prática em sondas para perfilagem de poços.

No que diz respeito aos detectores de neutrons, o tipo utilizado depende da técnica de perfilagem a ser aplicada, como se descreve seguidamente.

**Contadores proporcionais:** permitem medir, em forma separada, os fluxos de neutrons térmicos e epitérmicos. Os contadores proporcionais para a detecção de neutrons térmicos, baseiam-se numa das duas reacções seguintes:



e são conhecidos com os nomes de "contadores de boro" e de "helio-3" respectivamente. O boro está normalmente na forma gasosa de  $\text{BF}_3$  enriquecido em boro-10. As partículas secundárias da reacção ( ${}^7_3\text{L}_i$  e  ${}^4_2\text{H}_e$  no primeiro caso e  ${}^1_1\text{H}$  e  ${}^3_2\text{H}_e$  no segundo) resultam geralmente carregadas e compartilham a energia cinética liberada na reacção. Ao atravessar o gás do detetor, estas partículas deixam uma trajetória de íons que originam um pulso eléctrico, cuja amplitude pode ser discriminada frente à de outros pulsos derivados da radiação gama que eventualmente possa acompanhar ao fluxo de neutrons térmicos.

Em razão da alta secção eficaz de captura do  ${}^3_2\text{H}_e$  para neutrons térmicos, (5,400 barns), a eficiência de detecção dos contadores de  ${}^3_2\text{H}_e$  é 90%.

**Detectores de cintilação:** são fabricados com vidro que contém lítio (Li) enriquecido em  ${}^6_3\text{Li}$ . Podem ser utilizados para a detecção de neutrons térmicos, neutrons epitérmicos ou raios gama de captura. Suas vantagens são: alta eficiência de detecção e reduzidas dimensões.

O principal inconveniente destes detectores é a sua limitação na temperatura máxima de trabalho ( $\sim 50^\circ\text{C}$ ), o que obriga a incorporar isolantes térmicos e/ou sistemas especiais de resfriamento da sonda.

**Detectores Geiger Miiller (G. M):** podem ser utilizados para a medição de neutrons térmicos, revestindo o tubo com uma folha de cadmio de pouca espessura (perfilagem N-NT), ou para a medição de raios gama de captura radioativa (perfilagem N-G).

Uma vez seleccionados a fonte e o detector mais apropriados para uma determinada aplicação, se impõe estabelecer a distância óptima entre ambos os elementos.

As funções implícitas 118 e 119 mostram que para uma distância  $r$  (cm) entre fonte e detector, a resposta das sondas para outras condições fixas, é função da concentração volumétrica do fluido que ocupa os poros da formação, quer dizer, da porosidade da rocha.

Para cada faixa de variação de porosidade, existirá uma distância para a qual a sensibilidade do instrumento será máxima. Esta situação está posta em manifesto na Fig. 9, que representa as curvas da concentração de neutrons térmicos, em função da distância à fonte. Os cálculos relativos ao traçado destas curvas foram efetuados para uma matriz de areia de sílica pura com os poros cheios de água e para diferentes valores de porosidade. A teoria matemática utilizado nos cálculos é apenas uma aproximação à realidade, mas os aspectos qualitativos das

curvas são válidas e permitem elaborar previsões corretas sobre o desempenho das sondas.

Podese observar na Fig.9 que, independentemente do índice de porosidade, a concentração de neutrons térmicos na formação diminue a medida que o ponto considerado se afasta da fonte. Porém, para cada valor de porosidade corresponde uma curva particular.

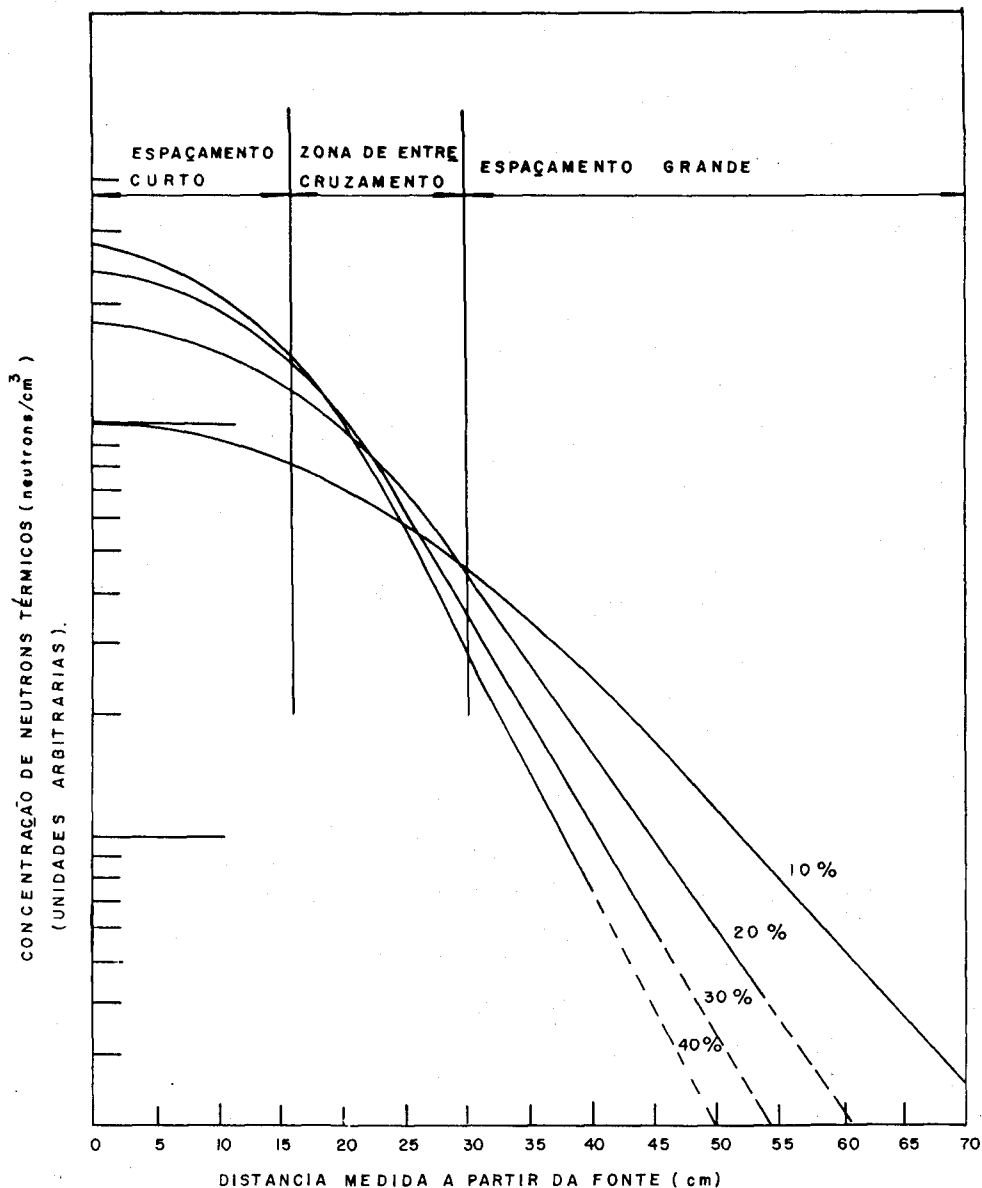


FIGURA 9:— CONCENTRAÇÃO DE NEUTRONS EM FUNÇÃO DA DISTANCIA A FONTE DE Ra - Be, PARA UMA FORMAÇÃO DE AREIA DE SÍLICA PURA COM DIFERENTES ÍNDICES DE POROSIDADE, SATURADA COM AGUA.



A continuação analisar-se-á a resposta de um detector de pequeno volume, sensível aos neutrons térmicos, em função de sua distância à fonte e da porosidade da formação. Na origem, quando o detector está encostado à fonte, a taxa de contagem aumenta com o aumento da porosidade. Ademais, o incremento percentual da taxa de contagem para uma variação de porosidade de 10% a 20% é maior que para uma variação de 30% a 40%. Portanto, a resolução do sistema é maior para baixas porosidades (ou concentração de hidrogênio) que para altos valores de porosidade.

A medida que o detector é afastado da fonte, a taxa de contagem e a resolução diminuem gradativamente para todos os valores de porosidade, em razão de que as diferentes curvas tendem a aproximar-se entre si.

Conseqüentemente, a concentração de neutrons térmicos vai sendo cada vez menos sensível a variações na porosidade da formação, a medida que o detector vai se afastando da fonte. Esta região, que pode ser denominada de "espaçamento curto", só tem aplicação na medição da umidade de solos mas não em perfilagens neutrônicas.

Se o detector é deslocado mais longe da fonte, se atinge uma "zona de entrecruzamento", onde as curvas de concentração de neutrons térmicos para diferentes porosidades, se cruzam umas com as outras. Nesta região as leituras resultariam completamente ambíguas, e, portanto, ao projetar uma sonda de perfilagem neutrônica, deve evitar-se cuidadosamente que a distância fonte-detector esteja compreendida naquela faixa.

Finalmente, quando o detector é colocado em pontos ainda mais afastados da fonte, chega-se à região denominada de "espaçamento grande", onde a concentração de neutrons térmicos diminui continuamente para todas as porosidades, com o aumento da distância fonte-detector.

Os detectores das sondas de perfilagem neutrônica estão localizados precisamente nesta região. Para prever a resposta de um instrumento para uma determinada distância fonte-detector, basta traçar uma vertical no correspondente ponto das abscissas na Fig. 9, e analisar as diferenças de ordenadas entre os sucessivos pontos de intersecção dessa reta com as curvas de porosidade.

Ao invés do que acontecia na zona de espaçamento curto, a taxa de contagem decresce com o aumento da porosidade, mas, ao mesmo tempo, para uma dada diferença de porosidade, a variação percentual é maior que no primeiro caso. A resolução na medida de porosidade é também melhor no intervalo de baixos índices de porosidade (ou teor de hidrogênio).

Por outra parte, na região de grandes espaçamentos o valor absoluto da concentração de neutrons térmicos (e portanto, da taxa de contagem) é apreciavelmente menor que quando o detector está perto da fonte. Em conseqüência as flutuações estatísticas da resposta serão maiores, o que obriga a utilizar fontes mais ativas ou menores velocidades na execução das perfilagens (maiores constantes de tempo no circuito integrador).

A seleção da distância fonte-detector resulta, na prática, de uma solução técnica de compromisso entre a resolução na medida de porosidade (que aumenta com a distância) e a taxa de contagem (que diminui com o espaçamento fonte-detector).

Embora existam métodos matemáticos para determinar a melhor solução de compromisso entre estes dois efeitos opostos, é preferível recorrer a técnicas empíricas baseadas na utilização de modelos petrofísicos, para incluir assim na calibração, a influência nas medições de outros fatores ainda não considerados no estudo teórico até aqui desenvolvido, e que são descritos seguidamente.

**1) Perturbações motivadas pela presença da sonda.** Todos os materiais que intervêm na construção da sonda, (incluindo a fonte e o detector), e suas dimensões físicas, influem sobre a resposta do instrumento, porque afetam tanto à distribuição espacial e energética dos neutrons na formação, quanto à variação da concentração de neutrons ao longo do detector.

As curvas da Fig. 9 ilustraram a distribuição espacial dos neutrons térmicos em torno de uma fonte puntiforme de neutrons rápidos, numa formação não alterada pela presença do sistema fonte-detector. Sob estas hipóteses as curvas representaram também, a menos de um fator de calibração, a taxa de contagem de um detector de neutrons térmicos de pequeno volume, cujo centro estivesse localizado no correspondente ponto das abscissas. No caso de um detector de raios gama, ele receberia também radiação proveniente de regiões mais afastadas do detector dando origem assim a um certo promédio espacial.

Porém, na realidade, o detector de uma sonda de perfuração tem um comprimento não desprezível com relação a variação do fluxo de neutrons térmicos entre os extremos de seu volume sensível. Isto significa que na Fig. 9 o comprimento do detector abrangeria várias divisões no eixo das abscissas. Nestas condições, a taxa de contagem não mais poderia ser considerada proporcional a concentração de neutrons no centro geométrico do detector, senão a um valor médio ponderado ao longo do segmento correspondente numa das curvas da Fig. 9. Este procedimento daria como resultado gráficos de taxa de contagem similares aos da Fig. 9, mas apresentando menor curvatura. A distorsão seria mais notável para aqueles espaçamentos em que a curvatura é maior.

Portanto, a utilização de um detector comprido, tende a retificar as curvas da Fig. 9. Uma outra consequência deste processo é a de estreitar a zona de entrecruzamento, onde, finalmente, as diferentes curvas se interceptariam umas com outras, quase que como linhas retas.

**2) Efeitos causados pelo fluido da perfuração.** A presença da coluna líquida de lama da perfuração introduz uma alteração na resposta do instrumento, com relação à Figura 9, ainda maior que a ocasionada pelo comprimento do detector. Isto é perfeitamente compreensível a luz dos fatos já conhecidos sobre a forte influência do hidrogênio no processo de moderação dos neutrons rápidos e, conseqüentemente, na distribuição espacial do fluxo de neutrons térmicos em torno a fonte emissora.

Nas condições reais de operação, a sonda está rodeada de um meio, (a coluna de lama), com alto teor de hidrogênio e, portanto, cada curva da Fig. 9, tenderá a deslocar-se à posição de outra curva correspondente a um índice de porosidade maior. Isto ocorrerá com todas as curvas, exceto com aquela (não mostrada na figura) correlacionada com uma porosidade de 100%. Deste modo, as novas curvas resultaram mais próximas entre si, fazendo com que o efeito do teor de hidrogênio da formação sobre a distribuição espacial da concentração de neutrons térmicos, seja menor.

Se a sonda encontra-se localizada numa formação com 20% de porosidade e começa-se a

introduzir gradualmente a coluna de fluido, o instrumento responderá como se estivesse medindo um meio de porosidade cada vez maior. Assim, na zona de espaçamento curto a taxa de contagem aumentará, enquanto que na de espaçamento grande a taxa diminuirá. Para posições do detector próximas à fonte, o raio de investigação da sonda é pequeno, e a concentração média de hidrogênio no volume de material que influe nas medições é drasticamente alterado pela presença da coluna de líquido. Se o diâmetro do poço é suficientemente grande, a maioria dos neutros serão termalizados e absorvidos por captura nas vizinhanças da fonte. O efeito global do fluido de perfuração, numa sonda que opera na região de espaçamento curto é, então, elevar todas as curvas da Fig. 9 a quase o mesmo nível, e fazer com que a taxa de contagem registrada, seja praticamente igual a que corresponderia a uma porosidade de 100%, independentemente da porosidade real da formação que rodeia a coluna líquida.

Na região de grandes espaçamentos as curvas também tendem a aproximar-se, mas, como o raio de investigação da sonda é maior que no caso anterior, a presença da coluna de lama não afeta tanto a concentração média de hidrogênio no volume de material que intervem no processo de medição. Nesta zona as curvas de porosidade resultarão mais afastadas entre si que na região de espaçamento curto, e o efeito da concentração de hidrogênio próprio da formação, sobre a resposta do equipamento, não ficará tão mascarado como quando o detector está perto da fonte.

Uma outra consequência das perturbações introduzidas no modelo teórico pela presença simultânea do detector e do fluido na perfuração, é o encurtamento da zona de entrecruzamento da Fig. 9, até confundir-se quase com um ponto, comumente denominado de "ponto de Traspassamento". Todos estes resultados estão mostrados esquematicamente na fig. 10, a qual nada mais é que a Fig. 9 após sofrer as transformações acima descritas.

Finalmente, cabe mencionar que não apenas o diâmetro da coluna de fluido de perfuração, mas também suas características físico químicas, influem nas medições. De fato, elas podem afetar tanto a distribuição espacial do fluxo de neutrons térmicos em volta da fonte, como a emissão de raios gama de captura em torno ao detector, introduzindo assim possíveis erros na interpretação das perfilagens N-NT e N-G.

Por exemplo, numa perfilagem neutron-gama, a taxa de contagem aumentará proporcionalmente ao conteúdo de sal (NaCl) na coluna de lama, em razão de que, para cada neutron térmico capturado por um núcleo de cloro, são emitidos, em média, mais de 3 raios gama, alguns deles com energia superior a 2,3 MeV. Em troca, o hidrogênio, que é o principal responsável pela captura de neutrons em lamas de água doce, emite somente um raio gama por captura, com energia de 2,3 MeV.

Portanto, no caso de perfilagem N-G, o cloro da lama compensa com excesso por emissão gama, a depressão que ele produz no fluxo de neutrons térmicos nas vizinhanças do detector. Afortunadamente este efeito só resulta significativo, para lamas com alta concentração de sal em formações de baixo índice de hidrogênio.

Com relação ao fluido de perfuração existem, ademais, outros dois efeitos motivados pela adição de elementos específicos, (tais como barita ou bentonita), para controlar a densidade, viscosidade e outras propriedades físicas da lama. Um deles é da mesma natureza que o

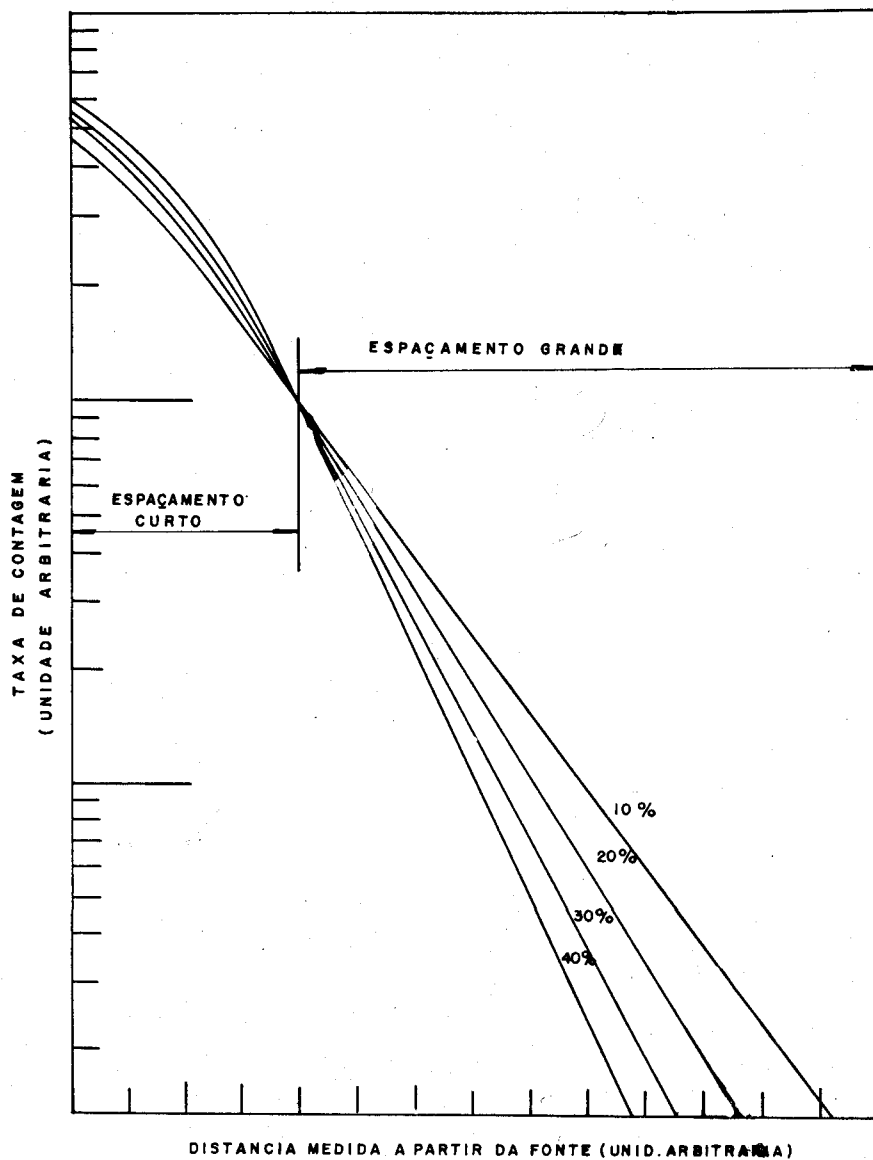


FIGURA 10: — REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DA DISTORÇÃO EXPERIMENTADA PELAS CURVAS DA FIG. 9, POR CAUSA DA PRESENÇA SIMULTANEA DO DETECTOR E DA LAMA NA PERFURAÇÃO.

anteriormente descrito, e refere-se a absorção de neutrons termicos no fluido, e ao conseqüente aumento na emissão de raios gama de captura, com energias maiores que para reações com hidrogênio. O outro tem sua origem na diminuição da concentração de hidrogênio na lama, causada pelo correspondente acrescimo de seu teor de solidos. Ambos os efeitos atuam sobre o processo de moderação dos neutrons rapidos e a distribuição espacial do fluxo de neutrons termicos, influenciando em conseqüência, na resposta das sondas de perfilagem N-G e N-NT.

Porém, no caso das perfilagens N-NE, a influência destes fatores é normalmente desprezível.

**3) Influência da natureza das formações.** De acordo com a equação 113 Seção 1.3.5.3, a seção eficaz macroscópica das formações para um determinado tipo de interação, depende das concentrações volumétricas e seções macroscópicas do fluido intersticial e da matriz da rocha. Como é precisamente a seção macroscópica da formação a que determina a distribuição espacial e energética do fluxo de neutrons, deduz-se que dita distribuição será afetada concomitantemente pelas composições químicas do fluido e da matriz e por suas respectivas concentrações volumétricas na formação.

As curvas da Fig. 9 aplicam-se a uma formação de areia de sílica pura, com diferentes índices de porosidade, saturada com água doce. Na prática, porém, as formações atravessadas por uma perfuração não estão sempre constituídas por calcários ou arenitos puros e, menos ainda, tem seus poros saturados com um único fluido, de características bem estabelecidas.

Das discussões prévias pode-se concluir que, quanto maior o índice de hidrogênio na formação, tanto menor será o efeito da matriz. No entanto, para baixo índice, a natureza da matriz tem uma influência acentuada no processo de moderação de neutrons. Este fato está demonstrado pelos graficos da Fig. 11, que representam a concentração de neutrons com energias num pequeno intervalo centrado em volta de 1,5 eV, em função da distância fonte-detector, para formações de dolomito e sílica puros, com índice de hidrogênio igual a zero.

Estas curvas foram obtidas pela companhia Schlumberger Well Surveying Corp., em condições ideais de laboratorio, utilizando uma fonte de  $^{226}\text{Ra-Be}$  e volumes "infinitos" dos materiais investigados. Elas mantêm uma certa correlação com as da Fig. 9, embora estas últimas estejam referidas a concentração de neutrons termicos.

Observa-se na Fig. 11, que a distribuição espacial de neutrons de 1,5 eV não é a mesma para ambas as formações.

Portanto, uma sonda equipada com um detector de neutrons para esta faixa de energias, não dará a mesma resposta em termos de índice de hidrogênio (ou de porosidade), em formações de arenitos e dolomitos puros, quando o teor de hidrogênio nelas seja desprezível, a menos que a distância fonte-detector elegida, fosse exatamente a que corresponde ao ponto de interseção entre ambas as curvas.

Porém, isto seria uma circunstância meramente fortuita, desde que a distância fonte-detector é determinada como já foi dito, em base a uma solução de compromisso entre a taxa de contagem e a resolução da sonda para o intervalo de porosidades em que vai ser aplicada.

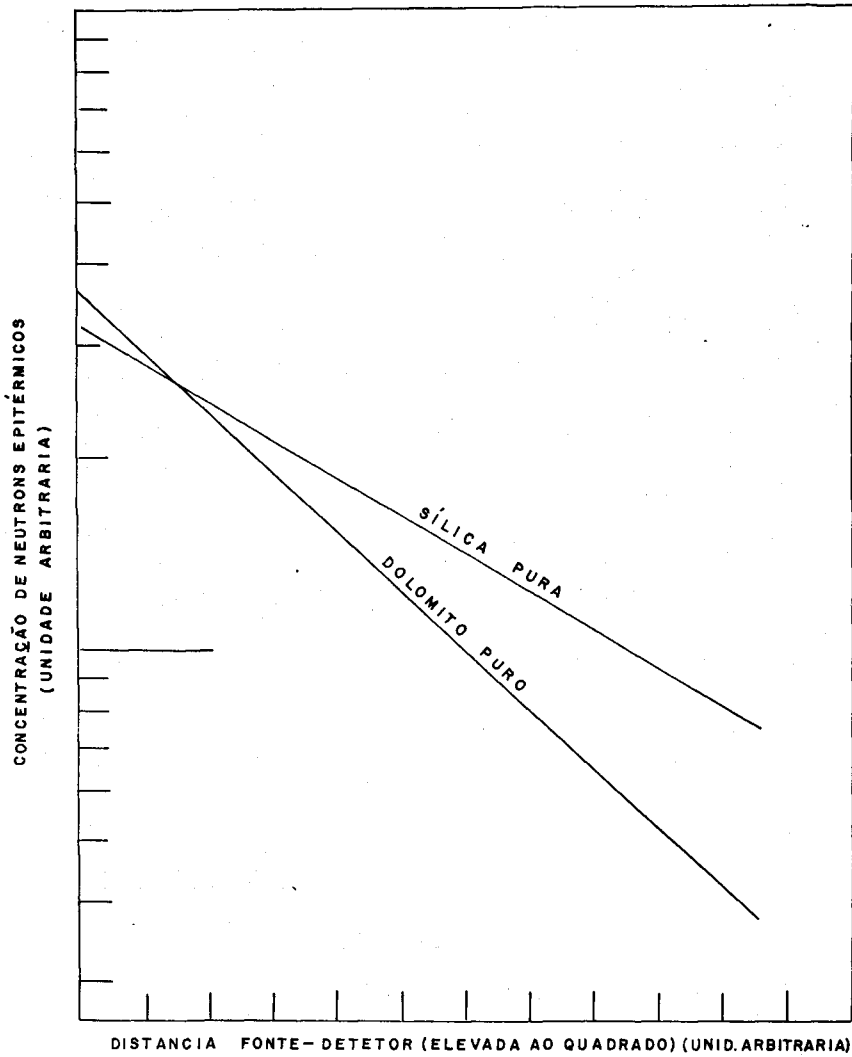


FIGURA II - RESULTADOS DE LABORATÓRIO MOSTRANDO A DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DE NEUTRONS EPITÉRMICOS DE 1,5 eV APROXIMADAMENTE, EM VOLTA DE UMA FONTE DE Ra-Ba, PARA SÍLICA E DOLOMITO PUROS, COM ÍNDICE ZERO DE HIDROGÊNIO.

Da Fig. 11 pode-se concluir que um dolomito com índice de hidrogênio zero, é um moderador de neutrons rápidos mais efetivo que uma areia com teor de hidrogênio também nulo. Consequentemente, a resposta de uma sonda de perfilagem N-NE será a mesma para um dolomito de porosidade zero, que para um arenito silicoso com baixo índice de hidrogênio. Esta situação raras vezes dá-se na prática, porque o teor de hidrogênio normalmente apresentado pelas areias, é bastante alto para tornar desprezíveis os efeitos da matriz.

Nos casos de sondas que empregam detectores de neutrons térmicos ou de raios gama, os efeitos da matriz manifestam-se também nas etapas de difusão e de emissão de raios gama de captura. Como o percurso radial médio dos neutrons térmicos é maior em formações de sílica que nas de dolomito, a resposta das sondas equipadas com detectores de neutrons térmicos ou de raios gama, segue a mesma tendência que no caso anterior, que corresponde à etapa de moderação.

Os efeitos da matriz da formação analisados acima, referem-se aos constituintes principais da rocha. Demonstrou-se que uma variação na composição destes elementos, de  $\text{CO}_3\text{Ca}$  a  $\text{SiO}_2$ , tem uma marcada influência no processo de moderação dos neutrons rápidos e também na distribuição espacial do fluxo de neutrons térmicos.

Porem, a equação 116 mostra que certos elementos acessórios da matriz, possuindo alta seção microscópica de captura ( $\sigma_{i,a}$ ), embora presentes em baixas concentrações gravimétricas ( $\omega_{i,m}$ ), podem afetar drasticamente o valor da seção macroscópica de absorção da formação, e, por conseguinte, à distribuição espacial dos neutrons térmicos em volta da fonte. Destes elementos, alguns dos que se apresentam com maior frequência são: boro, lítio, cloro, ferro, e titânio. Nas sondas de perfilagem neutron-neutron térmico (N-NT) eles reduzem a taxa de contagem introduzindo um erro por excesso na estimação de porosidade.

Em troca, as "impurezas" com alta seção de captura para neutrons térmicos, não afetam a resposta das sondas utilizadas na perfilagem neutron-neutron epitérmico (N-NE). A detecção de neutrons epitérmicos, porem, oferece certas desvantagens. Uma delas, já mencionada, é a influência da matriz sobre os resultados da medição, quando o índice de hidrogênio da formação tem valores muito baixos. Outros inconvenientes são: menor raio de investigação, menor eficiência de detecção o que obriga a utilizar fontes de grande atividade, e, finalmente, o fato de que a maioria destes detectores são também sensíveis aos raios gama. Por esta última causa, se as sondas não são projetadas adequadamente, obtém-se dois sinais simultâneos: um o correspondente à perfilagem N-NE, e, o outro, à perfilagem N-G.

O terceiro tipo de sonda, de uso muito comum, é aquele baseado na detecção de raios gama de captura. Neste caso, os elementos da matriz com alta seção de absorção para neutrons térmicos, podem atuar de três maneiras diferentes:

- 1) se a "impureza" é tal que emite em média mais raios gama de captura que os constituintes principais da matriz, a taxa de contagem aumenta;
- 2) se o número e a energia dos raios gama de captura emitidos pelo absorvente são, em média, iguais ou aproximadamente iguais que para os elementos principais, a taxa de contagem pode não ser afetada e permanecer constante;
- 3) finalmente, se a impureza presente não emite raios gama de captura (como é o caso do lítio, por exemplo), ou o número e/ou a energia deles é muito baixa, (como

acontece com o boro), a taxa de contagem pode diminuir.

A mais importante entre todas as "impurezas" mencionadas é o cloro, cuja seção microscópica de absorção é quase cem vezes maior que a do hidrogênio.

Embora ela seja menor que as seções de absorção do boro e do lítio, sua concentração é frequentemente bastante elevada como para afetar em forma sensível os resultados das perfilagens N-NT e N-G. Mediante experiências de laboratório comprovou-se que a presença de fluidos com grande salinidade, em formações de alta porosidade, podem conduzir a uma sobrestimação do índice de hidrogênio de 5 até 10 unidades na perfilagem N-NT, e aproximadamente da mesma ordem na perfilagem N-G. Isto para índices de hidrogênio na faixa de 30% a 40% e fluidos com concentrações de sal da ordem de 150.000 ppm. Nos casos de porosidades e salinidades mais baixas, este efeito diminui rapidamente.

Dado que normalmente o volume investigado pela sonda corresponde à zona invadida da formação, a influência do cloro sobre os resultados das perfilagens estará determinada, fundamentalmente, pela salinidade do filtrado da lama utilizada como fluido de perfuração.

**4) Efeitos do revestimento e do cimento.** Embora os poços revestidos com tubulação de aço estão quase sempre cimentados, resulta conveniente aos fins deste estudo, considerar separadamente os efeitos do revestimento e do cimento, sobre a resposta das sondas de perfilagem neutrônica. Supor-se-á, primeiro, que a coluna de lama está rodeada por um anel de cimento, mais sem revestimento intercalado. Das análises prévias pode-se prever o efeito do cimento com razoável certeza, atendendo a sua composição química. Ele contém um alto teor de água, e o resto de seus principais componentes, é similar aos encontrados na crosta terrestre (Si, Ca, Mg, O, Fe, Al, etc). A concentração de água no cimento é suficientemente elevada como para fornecer um índice de hidrogênio de 50%.

Supondo o anel de cimento de espessura uniforme e concêntrico com o furo do poço, as condições de medição seriam equivalentes as que se apresentam quando a sonda é introduzida numa perfuração cujo diâmetro é igual ao do anel de cimento, sendo que os primeiros 5 ou 10cm de parede estão constituídos por um material com 50% de índice de hidrogênio, e o resto, por a própria formação investigada. Dado que o índice real de hidrogênio das formações, raras vezes chega a 50%, a presença de cimento é interpretada pela sonda como um incremento no valor médio da concentração de hidrogênio, no volume de formação que afeta as medições. Portanto, o efeito do cimento para todas as sondas que operam na região de grandes espaçamentos fonte-detector, é uma diminuição do fluxo de neutrons nas vizinhanças do detector, e, por conseguinte, um erro por excesso na avaliação da porosidade real das formações. Este erro será maior quanto menor seja o verdadeiro índice de hidrogênio da formação, mas sua magnitude real é difícil de ser estabelecida, porque ela dependerá da configuração física e da localização geométrica do anel de cimento. Em geral, o anel não terá espessura radial constante, nem sempre será concêntrico com a perfuração.

Os efeitos do revestimento de aço sobre os resultados das perfilagens neutrônicas, manifestam-se no mesmo sentido que as "impurezas" da formação. De fato, a presença da tubulação de aço equivale a acrescentar o teor de ferro nas vizinhanças da sonda. O ferro, segundo já foi visto, é um bom absorvente de neutrons térmicos, podendo-se antecipar, em consequência, uma diminuição do fluxo destes neutrons em regiões próximas à tubulação. A validade desta conclusão pode ser verificada mediante simples experiências, de laboratório ou de



campo.

Por conseguinte, no caso de sondas de perfilagem N-NT, a existência do revestimento diminuirá a taxa de contagem e este efeito somar-se-á ao efeito provocado pelo anel de cimento. Porém, a influência do revestimento sobre a perfilagem N-G não pode ser pré-determinada com certeza, pois a presença da tubulação atua em diferentes sentidos no que diz respeito aos processos de emissão e detecção de raios gama de captura. O ferro da tubulação pode emitir também seus próprios raios de captura, mas, em compensação, também atenua os raios gama de captura provenientes da formação.

No entanto, comprovou-se experimentalmente que o revestimento reduz a taxa de contagem nas perfilagens N-G, com relação aos valores que seriam obtidos sem a presença da tubulação.

**5) Influência das condições geométricas de medição:** Levando em conta que as perfilagens são executadas com a perfuração cheia de lama fluida, é evidente que a posição da sonda, relativa às paredes do poço, terá um efeito importante sobre o resultado das medições. No ponto 2) desta seção, já foram estudados os efeitos causados pelo fluido da perfuração quando a sonda está centrada no poço, concluindo-se que a coluna de lama tende a mascarar a contribuição da formação na resposta do instrumento. Esta conclusão é particularmente válida quando o diâmetro do poço, em relação com o diâmetro da sonda, é tal que o detector resulta rodeado por um volume de fluido praticamente "infinito". Sob estas condições, o efeito da formação sobre a medição é nulo.

Em razão destas circunstâncias, as perfilagens processam-se tratando de manter a sonda encostada à parede do poço, mediante a ação de molas incorporadas ao corpo da sonda.

Obtém-se assim, uma maior contribuição relativa da formação na resposta global de instrumento. Porém, subsiste ainda o problema de conhecer quão exatamente a condição de contato entre a sonda e a parede é cumprida ao longo de toda a perfilagem, e qual seria, em caso de uma eventual separação, a magnitude da correção a ser introduzida. Afortunadamente, sob condições normais de perfilagem, a sonda mantém-se encostada à parede do poço, mesmo que se prescindia da pressão das molas. As excessões principais, com relação a este comportamento, estão representadas pela existência de cavidades ou revestimentos de lama nas paredes da perfuração, e por variações bruscas no diâmetro do poço.

Qualquer uma destas ocorrências resultará num aumento aparente do índice de hidrogênio da formação, já que a concentração média de hidrogênio, no volume investigado, será incrementada pela presença da lama entre a sonda e a parede do poço.

A Fig. 12 ilustra este efeito, para uma sonda neutrônica da companhia Schlumberger Well Surveying Corp.

Os dados foram obtidos em formações padronizadas com diferentes índices de hidrogênio, utilizando-se pequenos separadores de várias espessuras, a fim de evitar o contato direto entre a superfície exterior da sonda e a parede do poço.

Como era de se esperar, o efeito relativo dessa distância sobre a determinação do índice

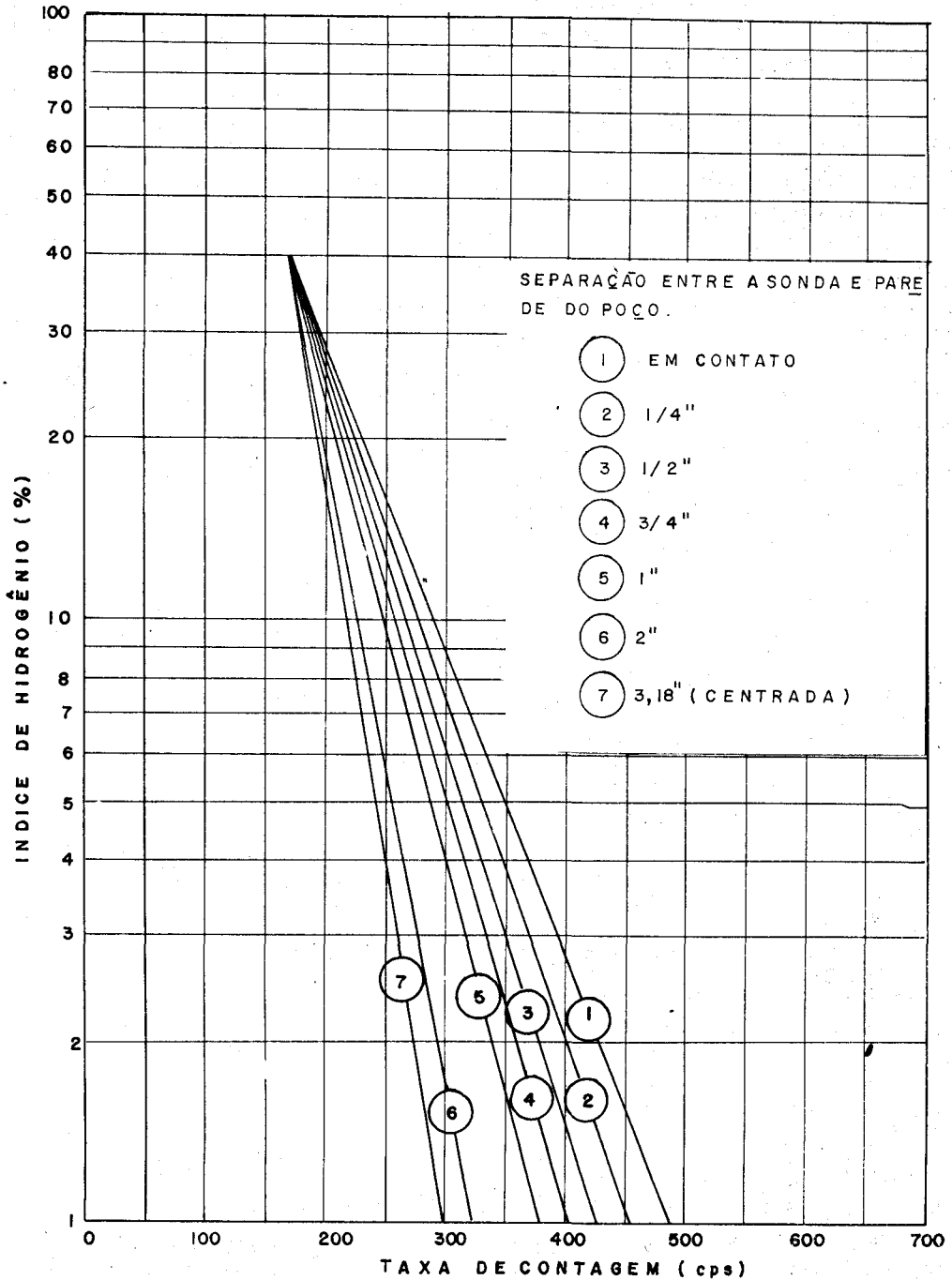


FIGURA 12:— EFEITO DA DISTANCIA ENTRE A SUPERFICIE DA Sonda E A PAREDE DO POÇO, PARA UMA PERFURAÇÃO DE Ø 10", SEM REVESTIMENTO, CHEIA COM AGUA DOCE.

de hidrogênio, é tanto maior, quanto menor a porosidade real da formação. Por outra parte, as curvas da Fig. 12 demonstram a necessidade de contar-se com dados precisos sobre o diâmetro da perfuração no local de medida, se as perfilagens neutrônicas vão ser interpretadas quantitativamente.

Até certo ponto, o modelo conceitual representado pela Fig. 12, poderá ser utilizado para estimar o efeito do revestimento de lama sobre as perfilagens neutrônicas. Por exemplo, uma camada de 1/4" de espessura, atuaria como um separador que mantém a sonda afastada da parede. Como a lama tem um índice de hidrogênio menor que a água, a correção a ser introduzida deveria ser também menor que a indicada pela curva 2 da Fig. 12. Dado que a correção seria muito pequena, mesmo que o índice de hidrogênio da camada de lama fosse 100%, pode considerar-se que o 50% do valor obtido mediante a curva 2 é uma boa aproximação.

Na prática, porém, o revestimento de lama influe tão pouco nas medições, que raras vezes é necessário corrigir os resultados por esta causa.

A análise dos diversos fatores que podem afetar a resposta das sondas de perfilagem neutrônica, mostra claramente as dificuldades de obter a calibração destes instrumentos, por meio de modelos puramente teóricos.

Daqui a necessidade de utilizar modelos petro-físicos para selecionar a distância fonte-detector ótima, e fazer depois a calibração de cada sonda em particular mediante experiências de laboratório, as quais servirão também, para determinar as correções a serem introduzidas nos diferentes casos.

A equação empírica resultante de este procedimento, relacionando a taxa de contagem com a porosidade da formação, deverá então conter o suficiente número de parâmetros, como para incluir todos os efeitos acima descritos.

A unidade de medida padrão adotada nos EEUU para calibrar os instrumentos de perfilagem neutrônica, é a "API Neutron Unit" (unidade neutron API). Cada modelo de sonda é testado num poço experimental de calibração em unidades neutron API, existente na Universidade de Houston e construído segundo o esquema da Fig. 13.

Uma unidade neutron API é definida como a milésima parte da deflexão do instrumento de leitura, (originariamente em zero), quando a sonda é localizada na seção de calcário com 19% de porosidade.

Porém, segundo já foi explicado, a resposta de uma sonda neutrônica para um determinado índice de porosidade, depende de suas características construtivas, fundamentalmente da distância fonte-detector. Portanto, a unidade neutron API determinada de acordo com o procedimento acima descrito, não permite correlacionar, em termos de porosidade, registros obtidos com sondas diferentes, mesmo que a calibração de todas elas em unidades API fosse correta.

Em outras palavras: o fato de que dois instrumentos distintos registrem em zonas diferentes a mesma leitura em unidades API, não significa necessariamente que a porosidade de

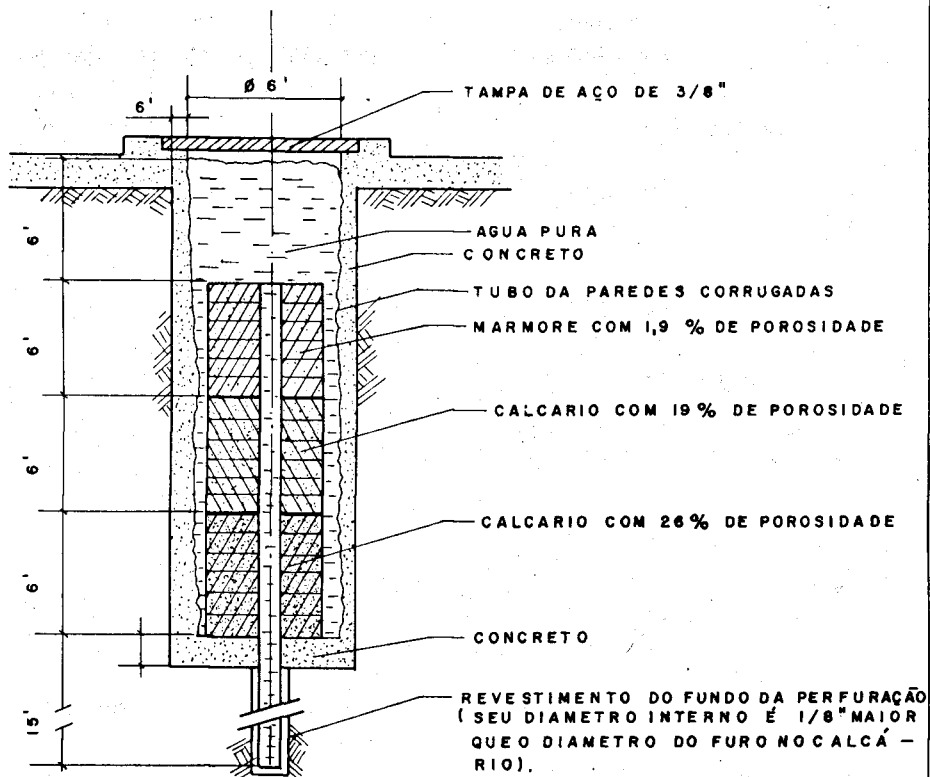


FIGURA 13.— POÇO EXPERIMENTAL DE CALIBRAÇÃO EM UNIDA -  
 DES "NEUTRON API". CADA UMA DAS TRES SE -  
 ÇÕES ESTA COMPOSTA POR 6 BLOCOS OCTOGONAIS  
 DE 1' DE ESPESURA, COM UM FURO CENTRAL DE  
 $\varnothing = 7/8"$ .

ambas as formações seja a mesma.

Uma vez efetuada a calibração primária de uma determinada sonda no poço experimental, a leitura é correlata com um padrão secundário portátil, para ser utilizado no campo em conjunto com essa sonda. A equivalência do padrão secundário de calibração em unidades neutron API, deve ser determinado independentemente para cada sonda em particular.

A calibração em unidades API da escala dos instrumentos, é verificada no local da perfuração, antes e depois de cada sondagem, mediante um procedimento análogo ao utilizado na perfilagem gama natural (Secção 1.1.4 da Informação IEA Nº 27, "Perfilagem de Poços Petrolíferos" - Parte I).

Finalmente, a equação empírica que relaciona a porosidade  $\Phi$  da formação com a resposta de uma sonda neutrônica, será, em geral, da forma:

$$e^{-K\phi} = C(N_a - N_t) = CN_f \text{ unidades API} \quad (120)$$

onde:

- $N_f$  : resposta da sonda correspondente ao índice de hidrogênio próprio da formação (unidades API);
- $N_a$  : indicação global obtida no registro da perfilagem (unidades API);
- $N_t$  : contribuição à resposta global, por parte de materiais que não pertencem à formação, valor este que é uma constante para uma dada sonda e condições de perfuração (unidades API);
- $K$  e  $C$  : parâmetros que relacionam as propriedades físicas e químicas da formação com as características construtivas e com a distância fonte-detector da sonda
- $\phi$  : porosidade da formação

Utilizam-se uma escala exponencial no eixo das ordenadas, e uma escala linear para o eixo das abscissas, a representação gráfica da porosidade  $\phi$  em função da taxa global de contagem  $N_a$ , dada pela equação 120, resulta numa reta. A curva de calibração apresentada nesta forma, facilita a correlação das indicações lineares dos registros gráficos, com a porosidade.

Na prática, requer-se á uma série de diferentes curvas de calibração para a mesma sonda, cada uma destas curvas correspondendo a um determinado diâmetro de poço. A fig. 14 mostra uma família típica de curvas de calibração, tal como elas são apresentadas para sua utilização pela companhia DRESSER ATLAS.

Quando o poço contém fluidos de perfuração, (lama, água ou petróleo), que possuem índices de hidrogênio comparáveis com os índices dos fluidos intersticiais da formação, as curvas correspondentes aos diferentes diâmetros interceptam-se num ponto comum. Este ponto de referência deve ser estabelecido para cada sonda em particular, e indicado na parte superior dos respectivos gráficos exponenciais de calibração, como está ilustrado na Fig 14.

A curva de calibração para um poço de diâmetro diferente dos especificados nesse gráfico,

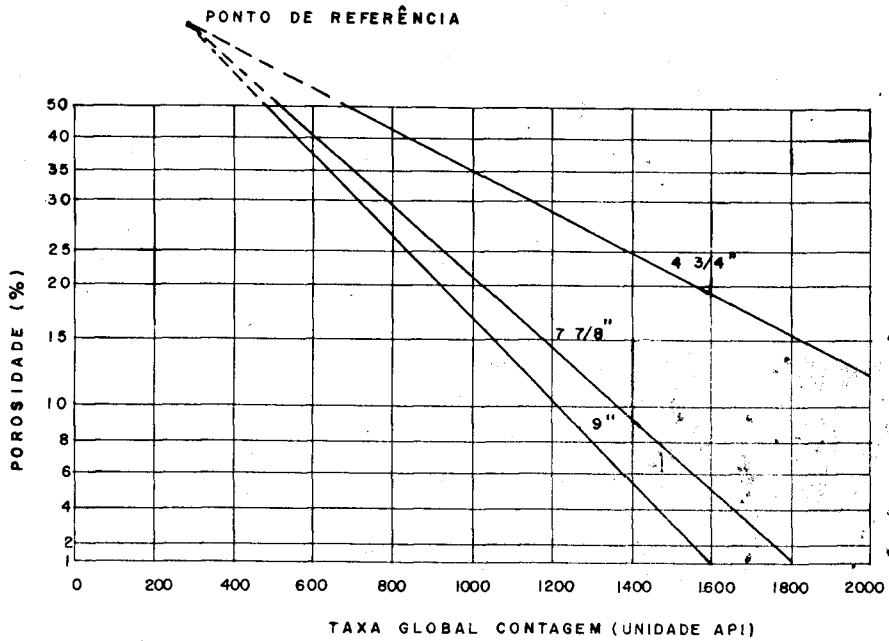


FIGURA 14:— GRÁFICO EXPONENCIAL TÍPICO DA POROSIDADE VERSUS A TAXA DE CONTAGEM NEUTRÔNICA, PARA DIFERENTES DIÂMETROS DE POÇO (INDICADOS EM CADA RETA).

pode ser então estabelecida mediante um ponto só, isto é, determinando no poço em questão, a taxa de contagem correspondente a uma porosidade conhecida.

Cabe assinalar que um dado gráfico exponencial, somente serve para interpretar perfilagens efetuadas com a mesma sonda utilizada no levantamento de dito gráfico. Além disso, tratando-se de perfilagens N-G ou N-NT deve-se obter uma nova família de curvas de calibração da sonda, para cada tipo particular de litologia.

Por último, convém reiterar que estes gráficos permitirão calcular a porosidade verdadeira das formações, só no caso em que todo o volume de poros da rocha esteja ocupado por água ou petróleo. De outro modo, como já foi explicado, a leitura teria que ser interpretada em termos de índice de hidrogênio da formação.

Dar-se-ão, seguidamente, alguns exemplos sobre o emprego e interpretação das perfilagens neutrônicas com fontes contínuas.

A figura 15 mostra os registros das perfilagens gama natural e neutron-neutron térmico, obtidos pela companhia DRESSER ATLAS, numa perfuração de 7  $\frac{7}{8}$ " de diâmetro, revestida com tubulação de 4,5", a qual esteve cheia de água durante as operações de perfilagem.

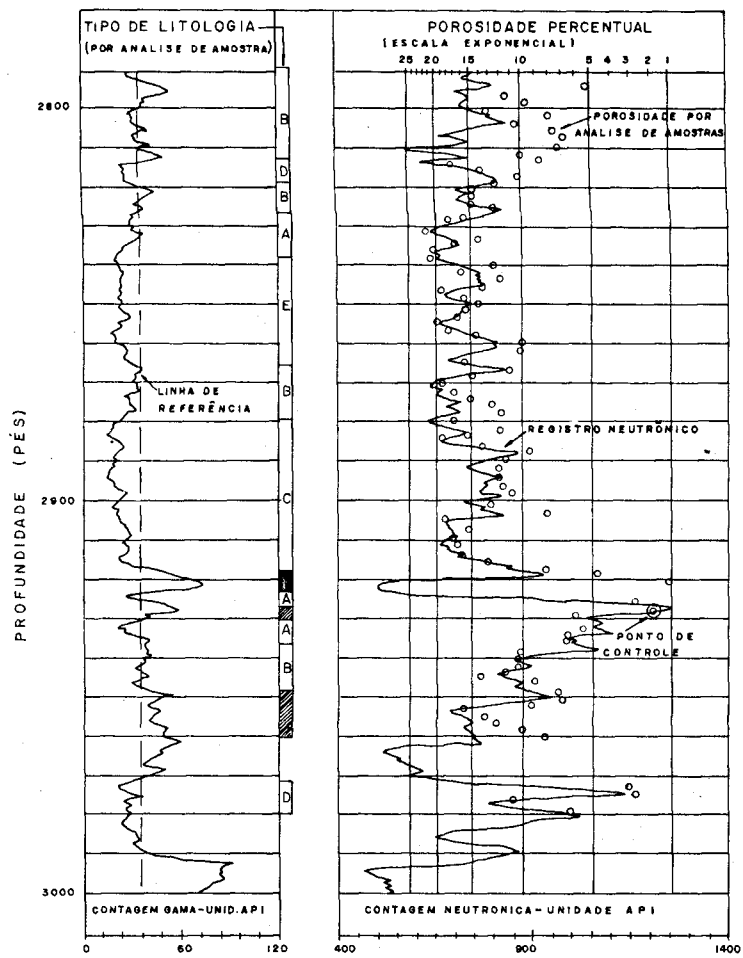
O intervalo dos registros corresponde a uma camada predominantemente dolomítica, de grande espessura. As escalas, na parte inferior de cada gráfico, representam as taxas de contagem gama e neutrônica, nas respectivas unidades API. No caso da perfilagem neutrônica, as divisões verticais do registro foram traçadas segundo a lei exponencial da equação 120, para facilitar a correlação entre os valores de porosidade indicados pelo registro gráfico, e os obtidos mediante a análise de amostras de rocha, de forma cilíndrica, extraídas com uma broca anular.

Estes últimos valores estão representados na escala exponencial de porosidade, por meio de pequenos círculos sobrepostos com o traçado do registro.

A escala exponencial de porosidade foi determinada a partir da curva da figura 16. Para o levantamento desta curva, procedeu-se da seguinte maneira:

- a) selecionou-se o gráfico calibrado especificamente para a sonda utilizada;
- b) baseando-se nas análises de amostras e no conhecimento da litologia do local, supôs-se que a formação dolomítica a 2.926 pés de profundidade, tinha uma porosidade de 2%, correspondendo a uma deflexão de 1.250 unidades neutrônicas API;
- c) os valores de 2% e 1.250 unidades API foram representadas no gráfico exponencial, e o ponto resultante foi considerado como "ponto de controle" para o traçado da curva de calibração;
- d) a curva de calibração acima mencionada obteve-se traçando uma linha reta entre o ponto comum de referência (previamente indicado no gráfico) e ponto de controle;
- e) esta reta foi utilizada, posteriormente, para correlacionar as indicações em unidades API do registro com a escala de porosidade, o que permitiu interpretar a curva da perfilagem neutrônica, diretamente em termos de porosidade porcentual.

A linha de referência que aparece no registro da radiação gama natural, tem por finalidade, sugerir uma provável linha divisória entre formações xistosas e aquelas livres de xisto.



TIPO DE LITOLOGIA:-

DOLOMITOS:- A) PURO; B) XISTOSO; C) ANIDRITO; D) QUARTZÍFERO; E) CORTE DE XISTO E ANIDRITA.

■ XISTO

▨ XISTO DOLOMÍTICO

FIGURA 15:- REGISTROS DAS PERFILAGENS GAMA NATURAL E NEUTRON-NEUTRONTERMICO, NUMA FORMAÇÃO DOLOMÍTICA.



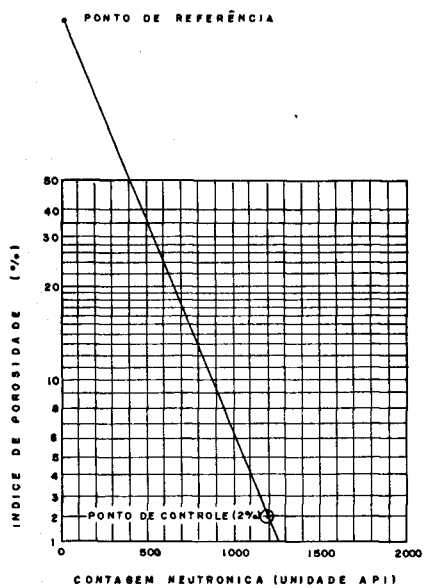


FIGURA 16:— DETERMINAÇÃO DA ESCALA DE POROSIDADES CORRESPONDENTE A UMA PERFILAGEM NEUTRÔNICA, NUM POÇO DE 7. 7/8" REVESTIDO COM TUBULAÇÃO DE 4,5", CHEIA DE AGUA.

Os índices de porosidade derivados das perfilagens neutrônicas em formações xistosas, geralmente são maiores que os valores reais, por causa do teor de hidrogênio dos folhelhos. Em troca, nos intervalos constituídos por formações dolomíticas puras, onde a radioatividade gama natural é baixa, os resultados da perfilagem neutrônica apresentam uma boa aproximação com os obtidos mediante a análise de amostras.

A comparação da curva da perfilagem gama-natural, com a representação gráfica dos valores de porosidade derivados das análises de amostras, serve para verificar a confiabilidade daquela curva na indicação de formações xistóides. Com relação a esta possibilidade, existem várias fórmulas empíricas baseadas na resposta das sondas de perfilagem gama-natural, para tentar corrigir a curva neutrônica, e avaliar quantitativamente a porosidade efetiva e o conteúdo de argila das formações. Estas fórmulas dão resultados moderadamente satisfatórios, quando aplicados em áreas geológicas limitadas.

Na figura 15, a perfilagem neutrônica em formação pura de grande espessura, exhibe a melhor correlação com a porosidade das amostras, embora, como era de se esperar, aparecem discrepâncias nos intervalos xistosos. Considerando as diferenças inerentes a ambos os métodos de medição, (neutron e análises de amostras), a concordância geral apresentada neste exemplo é bastante aceitável.

Quando as formações produtivas contém gás seco, os valores de porosidade da perfilagem neutrônica serão erroneamente baixos. Por outra parte, para poder calcular a porosidade a partir da perfilagem gama-gama, requer-se se conhecer a densidade do fluido que enche os poros da rocha, a qual também depende da saturação de gás.

Utilizados em conjunto, os resultados das duas perfilagens permitem obter valores exatos da porosidade, e sob as condições especificadas, o índice de saturação de gás.

Segundo foi explicado na seção 1.2.4 da Informação IEA. Nº 27, a porosidade  $\phi$  é calculada a partir da perfilagem gama-gama, mediante a equação:

$$\phi = \frac{\rho_g - \rho_b}{\rho_g - \rho_f} \quad (121)$$

onde:

- $\rho_g$  : densidade do grão de rocha ou matriz da formação (g/cm<sup>3</sup>);
- $\rho_b$  : densidade global obtida da perfilagem G-G (g/cm<sup>3</sup>);
- $\rho_f$  : densidade média dos fluidos nos poros da rocha (g/cm<sup>3</sup>).

Tratando-se de um poço perfurado com gás, a densidade média dos fluidos numa formação produtiva, será:

$$\rho_f = \frac{P_{liq} + P_{gás}}{V_p} \quad (122)$$

sendo:

- $V_p$  : volume de poros na amostra investigada (cm<sup>3</sup>)

$P_{liq}$  : peso da fração líquida em  $V_p$  (g)

$P_{gás}$  : peso da fração gasosa em  $V_p$  (g).

Denominando-se  $V_{liq}$  e  $V_{gás}$  aos volumes em  $cm^3$  das frações líquida e gasosa, e de  $\rho_{liq}$  e  $\rho_{gás}$  as suas respectivas densidades em  $g/cm^3$ , a equação 121 se transforma em:

$$\rho_f = \frac{V_{liq} \rho_{liq} + V_{gás} \rho_{gás}}{V_p} = \frac{V_{liq}}{V_p} \rho_{liq} + \frac{V_{gás}}{V_p} \rho_{gás} \text{ g/cm}^3 \quad (123)$$

Definindo-se agora a saturação de líquido  $S_{liq}$  como:

$$S_{liq} = \frac{V_{liq}}{V_p} \quad (124)$$

e a saturação de gás  $S_{gás}$  como:

$$S_{gás} = \frac{V_{gás}}{V_p} \quad (125)$$

obtém-se finalmente para a densidade média do fluido:

$$\rho_f = S_{liq} \rho_{liq} + S_{gás} \rho_{gás} \text{ g/cm}^3 \quad (126)$$

Se o gás é seco, com densidade praticamente nula:

$$\rho_f = S_{liq} \rho_{liq} + 0 \text{ g/cm}^3 \quad (127)$$

Quando a fração líquida é água, de densidade  $1 \text{ g/cm}^3$ :

$$\rho_f = S_{liq} \text{ g/cm}^3 \quad (128)$$

Substituindo os valores das equações 127 e 128 na equação 121, resulta:

$$\phi = \frac{\rho_g - \rho_b}{\rho_g - S_{liq}} \quad (129)$$

É importante salientar, neste ponto, que a perfilagem neutrônica vai depender da fração de porosidade que está ocupada pelo líquido, e que, no caso de formações razoavelmente puras, os valores de porosidade derivada do registro neutrônico, refletirão principalmente a saturação de líquido no volume de poros. Se uma rocha com 25% de porosidade tem todo seu volume de poros cheio de fluido em estado líquido, a porosidade  $\Phi_n$  indicada pela perfilagem neutrônica será:

$$\phi_n = 0,25 \times 1 = 0,25$$

Em troca, quando apenas 20% do volume de poros está ocupado pelo líquido, a porosidade indicada no registro neutrônico resultará:

$$\Phi_n = 0,25 \times 0,20 = 0,05$$

isto é, uma porosidade aparente de só 5%.

Como já foi demonstrado, a porosidade calculada a partir das perfilagens neutrônicas é fundamentalmente uma medida do índice de hidrogênio das formações. Os exemplos acima descritos mostram que a porosidade aparente  $\Phi_n$ , indicada pela perfilagem neutrônica, pode ser relacionada com a porosidade verdadeira  $\Phi$  e a saturação de líquido  $S_{liq}$  da formação, por meio da equação:

$$\Phi_n = \Phi \times S_{liq} \quad (130)$$

A expressão acima pode também ser escrita na forma:

$$S_{liq} = \frac{\Phi_n}{\Phi} \quad (131)$$

Substituindo este valor em equação 129:

$$\Phi = \frac{\rho_g - \rho_b}{\rho_g - \frac{\Phi_n}{\Phi}}$$

resulta, finalmente, para a porosidade corrigida:

$$\Phi = \frac{\rho_g - \rho_b + \Phi_n}{\rho_g} \quad (132)$$

Esta equação permite determinar a porosidade verdadeira, a partir da densidade global  $\rho_b$  dada pela perfilagem gama-gama, e do índice de hidrogênio  $\Phi_n$  indicado pela perfilagem neutrônica.

A fração de líquido  $S_{liq}$  pode ser então calculada mediante a equação 131, dividindo a "porosidade neutrônica"  $\Phi_n$ , pela porosidade verdadeira obtida da equação 132. Consequentemente, a saturação de gás  $S_{gás}$  resulta:

$$S_{gás} = (1 - S_{liq}) \quad (133)$$

Para esclarecer a utilização das fórmulas recentemente vistas, suponha-se que a partir de perfilagens realizadas num poço perfurado com gás, se obtiveram os seguintes dados:

$$\begin{aligned} \rho_b &= 2,25 \text{ g/cm}^3 \\ \Phi_n &= 2,50\% \\ \rho_g &= 2,70 \text{ g/cm}^3 \end{aligned}$$

Pressupondo-se que se trata de uma zona saturada 100% com gás e que  $\rho_f$  vale zero, a

porosidade aparente resulta:

$$\phi = \frac{\rho_g - \rho_b}{\rho_g - \rho_f} = \frac{2,70 - 2,25}{2,70} = 0,167 \equiv 16,7\%$$

A porosidade corrigida pela densidade do fluido, se obtém agora aplicando a equação 132.

$$\phi = \frac{\rho_g - \rho_b + \phi_f}{\rho_g} = \frac{2,70 - 2,25 + 0,025}{2,70} = 0,176 \equiv 17,6\%$$

Da equação 131:

$$S_{liq} = \frac{0,025}{0,176} = 0,142 \equiv 14,2\%$$

e por conseguinte, da equação 133:

$$S_{gás} = 1 - 0,142 = 0,858 \equiv 85,8\%$$

A solução gráfica destas equações pode ser obtida mediante ábaco da figura 17.

Para obter a porosidade verdadeira e a saturação de gás, num poço perfurado com gás, traça-se uma reta entre a densidade global indicada pela perfilagem gama-gama (escala inferior) e a densidade do grão de rocha que constitui a matriz da formação, prolongando-a, até interceptar o eixo da porosidade aparente gama, a qual pressupõe um fluido de densidade zero. Deste ponto traça-se uma linha diagonal até cruzar a reta horizontal correspondente a porosidade neutrônica  $\phi_n$ , indicada na escala esquerda do diagrama.

O novo ponto assim localizado, serve de referência para determinar a porosidade verdadeira e a saturação de gás. No primeiro caso, traça-se a partir do ponto uma reta ascendente seguindo a inclinação do diagrama, até cortar a escala da porosidade verdadeira. No segundo caso, faz-se passar uma outra reta entre a origem da escala de porosidade aparente e o ponto de referência, e determina-se sua interseção com a escala de saturação de gás.

Para esclarecer o procedimento acima descrito, mostra-se na figura 17, a solução gráfica do problema considerado anteriormente.

### 1.3.6.2 Perfilagens com fontes intermitentes de neutrons

Neste caso, a fonte de neutrons consiste num dispositivo eletro-mecânico que gera vagas de neutrons rápidos, em forma periódica e com uma frequência perfeitamente controlada. Utilizam-se normalmente como geradores de neutrons, aceleradores de partículas baseados na reação  ${}^3\text{H}({}^2\text{H},n){}^4\text{He}$ , já descrita na equação 5. Estes aceleradores fornecem vagas de neutrons mono energéticos de 14 MeV. O intervalo de tempo entre dois disparos sucessivos do gerador é, para estas aplicações, da ordem de 1.000 micro-segundos, porque durante este lapso se processa a moderação dos neutrons rápidos e a difusão e captura dos neutrons térmicos (Seção 1.3.5.2). A duração de cada disparo é da ordem de 50 micro-segundos.

Desde que os aceleradores formam parte da sonda de perfilagem, suas dimensões devem ser concordantes com o reduzido espaço nelas disponível.

As perfilagens com fontes intermitentes de neutrons se diferenciam das anteriores, em que o parâmetro medido não é a porosidade das formações, senão sua seção eficaz macroscópica para captura de neutrons térmicos.

Como consequência da elevada energia cinética dos neutrons emitidos pelos aceleradores, o raio de investigação destas sondas é consideravelmente maior que para o caso de fontes radioisotópicas. Este fato, somado a natureza própria dos fenômenos envolvidos na medição do decaimento da concentração de neutrons térmicos, faz com que a resposta seja praticamente independente das condições da perfuração e das características físicas da sonda, o que possibilita a calibração dos instrumentos por cálculos teóricos.

A figura 18 mostra, esquematicamente, a forma típica de uma curva de calibração.

A primeira parte da curva de decaimento da concentração de neutrons em volta do detector, é a resultante de uma combinação de processos complexos de moderação e absorção de neutrons, onde participam a sonda, o revestimento do poço, o anel de cimento, o fluido da perfuração e a própria formação.

Transcorrido certo período de tempo, geralmente uns 300 micro-segundos após o disparo do acelerador, estas perturbações desaparecem, e a taxa de decaimento da população neutrônica passa a ser governada pela natureza da formação. A meia-vida dos neutrons determinada a partir desse instante e a que corresponde à formação investigada. Tal como foi explicado na Seção 1.3.5.2, as taxas de contagem ( $R_1$  e  $R_2$ ) dos raios gama de captura, medidas em dois instantes de tempo  $t_1$  e  $t_2$  durante esta etapa, permitem, mediante a equação 107, calcular a seção macroscópica de absorção de neutrons térmicos  $\Sigma_{a,f}$  da formação, ou seu valor recíproco, a meia vida  $T_{1/2}$  dos neutrons (equação 105).

Na prática, estas medições são realizadas por meio de um detector de cintilação na sonda, que envia os sinais a um analisador multi-canal de tempo instalado na superfície, cujo varrido está sincronizado com o disparo do gerador de neutrons. O analisador acumula as contagens gama em dois intervalos separados de tempo, de 100 micro-segundos cada um: o primeiro a partir de 400 micro-segundos do início do disparo, e o outro, a partir de 700 micro-segundos. Estes intervalos são denominados de comporta 1 e comporta 2 na figura 18.

A perfilagem do decaimento da concentração de neutrons térmicos, consiste de três registros gráficos:

- a) taxa de contagem  $R_1$  correspondente à comporta 1
- b) taxa de contagem  $R_2$  correspondente à comporta 2
- c) medida do rendimento da fonte de neutrons

Os três registros acima mencionados estão representados na figura 19, junto com a curva de  $\Sigma_{a,f}$ , cujos valores foram computados a partir de  $R_1$  e  $R_2$  segundo a equação 107.

Embora as vezes o rendimento da fonte possa variar, as alterações vão afetar simultaneamente e na mesma proporção os registros  $R_1$  e  $R_2$  e, portanto o valor de  $\Sigma_{a,f}$  que depende da relação  $R_1/R_2$ , resultará independente dessas flutuações.

Na maioria das perfilagens com fontes intermitentes, o intervalo de tempo  $\Delta t$  que separa

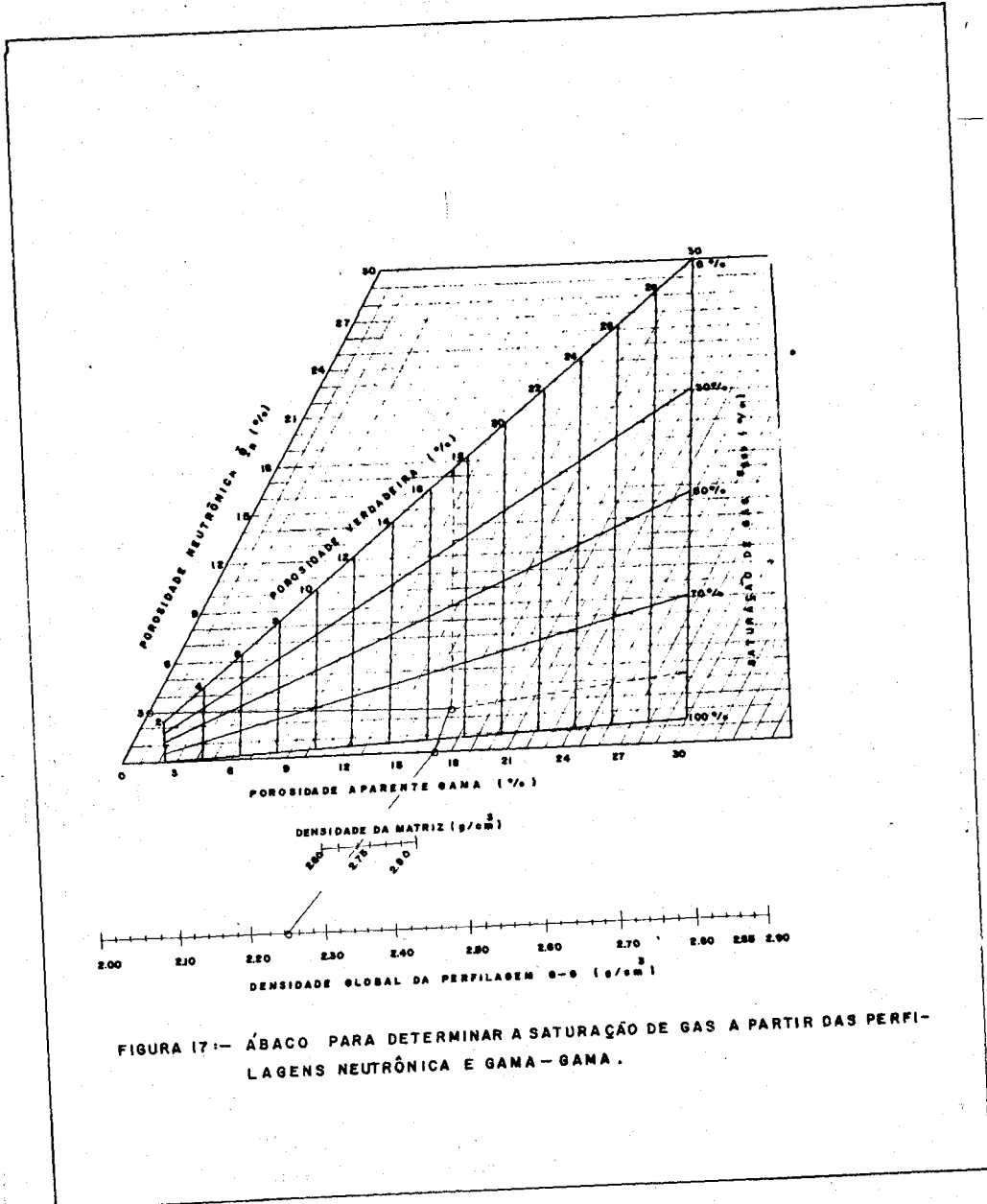


FIGURA 17:— ÁBACO PARA DETERMINAR A SATURAÇÃO DE GÁS A PARTIR DAS PERFILAGENS NEUTRÔNICA E GAMA - GAMA .

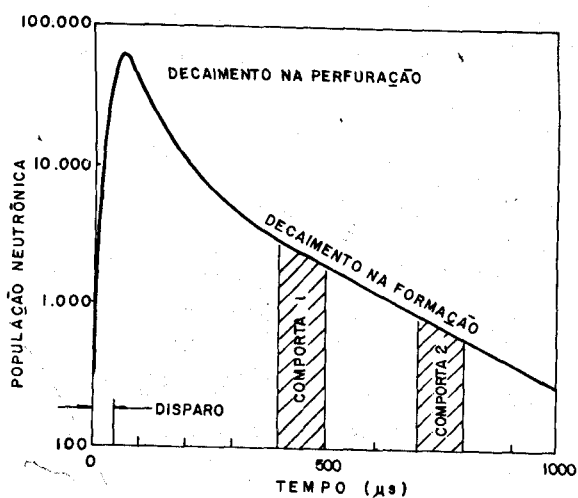


FIGURA 18 -- REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DO DECAIMENTO DA CONCENTRAÇÃO NEUTRÔNICA APÓS DO DISPARO DO GERADOR.



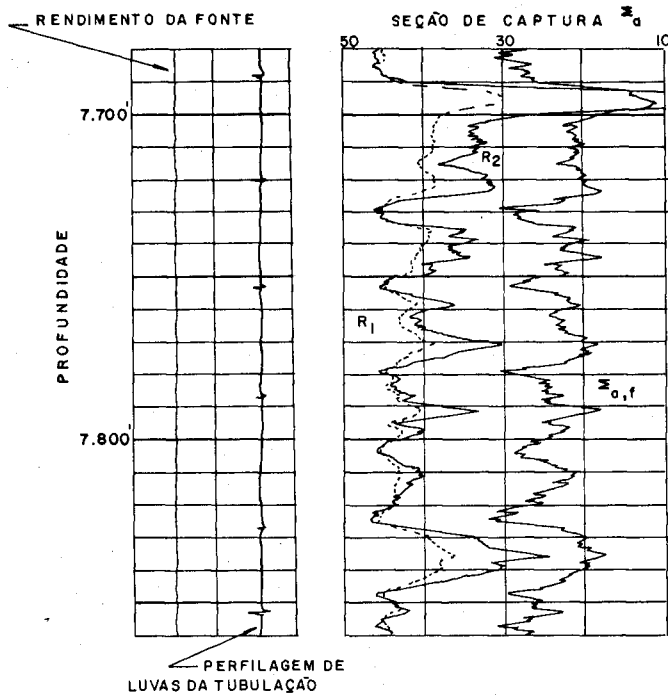


FIGURA 19 -- REGISTROS OBTIDOS DURANTE UMA PERFILAGEM NEUTRÔNICA COM FONTE INTERMITENTE, MOSTRANDO ADEMAIS, AS VARIAÇÕES DE  $\Sigma_{a,f}$  COMPUTADAS A PARTIR DE  $R_1$  e  $R_2$ .

as duas comportas é de 300 micro-segundos. Por tanto a fórmula utilizada na prática para o cálculo de  $\Sigma_{a,f}$  obtém-se substituindo  $\Delta t$  por 300, na equação 107:

$$\Sigma_{a,f} = \frac{10.500}{300} \log \frac{R_1}{R_2} = 35 \log \frac{R_1}{R_2} 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \quad (134)$$

A seção macroscópica se utiliza pela sua vez, para avaliar a saturação de água  $S_{H_2O}$  da formação, isto é, a fração do volume total de poros ocupada por água. Para tal fim, consideram-se dois casos:

- formações porosas puras em que a totalidade do volume de poros está ocupado por água e hidrocarbonetos, e
- formações porosas contaminadas com xistos argilosos.

No primeiro caso, de acordo com a equação 112, tem-se:

$$\Sigma_{a,f} = v_{H_2O} \Sigma_{a,H_2O} + v_{hc} \Sigma_{a,hc} + v_m \Sigma_{a,m} 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \quad (135)$$

$$v_{H_2O} + v_{hc} = \phi \quad (136)$$

$$v_m = 1 - \phi \quad (137)$$

Ademais, como:

$$\phi = \frac{\text{volume de poros}}{\text{volume total}}$$

resulta:

$$v_{H_2O} = \frac{\text{volume de água}}{\text{volume total}} = \phi \frac{\text{volume de água}}{\text{volume de poros}} = \phi S_{H_2O} \quad (138)$$

$$v_{hc} = \frac{\text{volume de poros} - \text{volume de água}}{\text{volume total}} = \phi - \phi S_{H_2O} = \phi(1 - S_{H_2O}) \quad (139)$$

Substituindo as expressões 136, 137, 138, e 139 na equação 135 resulta:

$$\Sigma_{a,f} = (1 - \phi) \Sigma_{a,m} + \phi S_{H_2O} \Sigma_{a,H_2O} + \phi(1 - S_{H_2O}) \Sigma_{a,hc} 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \quad (140)$$

Os subíndices m,  $H_2O$ , e hc referem-se respectivamente à matriz da formação, a água e aos hidrocarbonetos (líquidos e gasosos)

Para formações argilosas (casos b), a equação de  $\Sigma_{a,f}$  resulta:

$$\Sigma_{a,f} = (1 - \phi_e - \text{varg}) \Sigma_{a,m} + v_{arg} \Sigma_{a,arg} + \phi_e S_{H_2O} \Sigma_{a,H_2O} + \phi_e(1 - S_{H_2O}) \Sigma_{a,hc} 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \quad (141)$$

onde:

$\phi_e$  : "porosidade efetiva" da formação;

$V_{arg}$  : concentração volumétrica de argila na formação;

$\Sigma_{a, arg}$  : seção macroscópica de absorção de neutrons térmicos na argila ( $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ).

As equações 140 e 141 são as fórmulas básicas para a interpretação das perfilagens de decaimento da concentração de neutrons térmicos, e suas soluções, em termos de  $S_{H_2O}$ , requerem o conhecimento ou cálculo de todos os restantes parâmetros que os integram.

A interpretação destas perfilagens em termos de saturação de água a partir da medição de  $\Sigma_{a, f}$ , resulta em geral bastante complexa, e se realiza com a ajuda de tabelas e normogramas. Estudar-se-á, a continuação, um exemplo do procedimento seguido para determinar a saturação de água, numa formação de arenito puro. Da equação 140:

$$S_{H_2O} = \frac{\Sigma_{a, f} - \Sigma_{a, m} + \phi(\Sigma_{a, m} - \Sigma_{a, hc})}{\phi(\Sigma_{a, H_2O} - \Sigma_{a, hc})} \quad (142)$$

$\Sigma_{a, f}$  é calculada da perfilagem de decaimento neutrônico, enquanto que os outros parâmetros devem estar previamente estabelecidos, ou ser avaliados. Se a jazida potencial está localizada numa área onde as propriedades petrolíferas são conhecidas, então podem ser utilizados gráficos como o da figura 20, para determinar o valor de  $\Sigma_{a, hc}$  a partir da relação gás-petróleo.

A relação gás/petróleo é calculada em base a uma suposta dependência entre este valor e a densidade (API) do petróleo cru, nas condições de pressão e temperatura em que ele se encontra na jazida.

Se o hidrocarboneto está na forma gasosa é preciso estimar a pressão e a temperatura, e calcular a seção  $\Sigma_{a, hc}$  como se fosse metano puro, utilizando o gráfico da figura 21.

Nos casos em que não for possível dispor de nenhuma destas informações, pode-se supor, em princípio, que o hidrocarboneto é petróleo com uma seção eficaz de captura de neutrons de  $22 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Este valor de  $\Sigma_{a, hc} \approx 22 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , é representativo de uma relação média gás/petróleo para petróleos típicos com densidades na faixa de 30 a 40° API.

Se ao introduzir esse valor de  $\Sigma_{a, hc}$  na equação 142,  $S_{H_2O}$  resultar negativo, isto significa que o hidrocarboneto é provavelmente gás, e a fórmula deve ser recalculada utilizando-se a seção  $\Sigma_{a, hc}$  apropriada do metano.

Para determinar a seção eficaz macroscópica da água da formação, podem se empregar gráficos ou nomogramas como os da figura 22, que dão  $\Sigma_{a, H_2O}$  em função da salinidade.

A seção eficaz macroscópica da matriz,  $\Sigma_{a, m}$  pode ser determinada por meio de uma perfilagem de decaimento neutrônico numa zona saturada de água, ou estimada a partir de dados já existentes. De acordo com experiências de campo, a faixa de valores de  $\Sigma_{a, m}$  indicados na Tabela 4, podem ser utilizados satisfatoriamente.

Estas seções são válidas para formações puras. Em geral, quanto mais pura a formação,

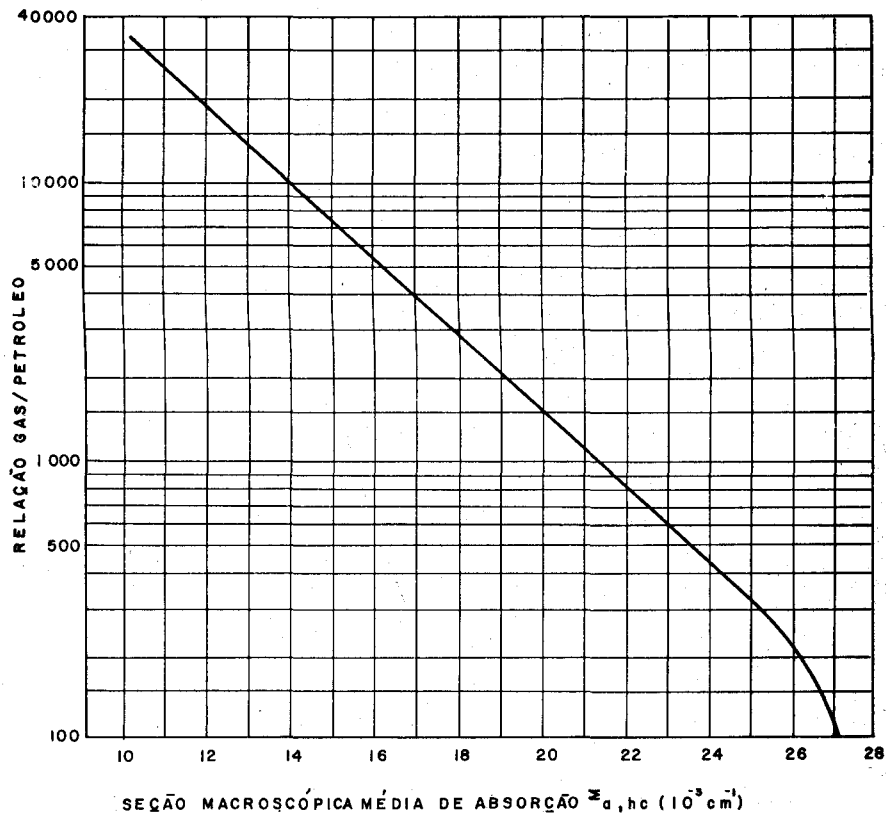


FIGURA 20:- SEÇÃO EFICAZ MÉDIA DE ABSORÇÃO DE NEUTRONS PARA HIDRO CARBONETOS, EM FUNÇÃO DA RELAÇÃO GAS/PETROLEO, PARA UM DETERMINADO TIPO DE JACIDA, DE PROPRIEDADES PETROLÍFERAS CONHECIDAS.

Tabela 4

Valores de  $\Sigma_{a,m}$  para diferentes litologias puras obtidos de perfilações de decaimento neutrônico.

LITOLOGIA	VALORES DE $\Sigma_{a,m}$ ( $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ )	
	MAIS COMUNS	LIMITES OBSERVADOS
ARENITOS	8 - 13	5 - 19
CALCÁRIOS	8 - 10	8 - 12
DOLOMITOS	8 - 12	8 - 12
ANIDRITA	18 - 21	13 - 22

menor resulta a seção macroscópica de absorção da matriz. Note-se que para formações muito "puras", (aquelas livres de materiais argilosos), as faixas de variação de  $\Sigma_m$  são aproximadamente iguais.

Os valores da Tabela 4, coincidem com os obtidos por cálculo nas formações naturais.

Para determinar a seção macroscópica de absorção da matriz por meio de uma perfilação de decaimento neutrônico, seleciona-se uma zona de areia saturada de água, onde a porosidade  $\phi$  e a salinidade da água sejam conhecidas. Reordenando a equação 140 para uma saturação de água de 100%, obtém-se:

$$\Sigma_{a,m} = \frac{\Sigma_{a,f} - \phi \Sigma_{a,H_2O}}{1 - \phi} 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \quad (143)$$

A variação de  $\Sigma_{a,f}$  correspondente a uma variação na saturação de água entre zero e 100%, resulta:

$$\Delta \Sigma_{a,f} = \phi (\Sigma_{a,H_2O} - \Sigma_{a,hc}) \quad (144)$$

sendo  $\Delta \Sigma_{a,f}$  a diferença observada entre os valores de  $\Sigma_{a,f}$  quando a formação está completamente saturada de água num caso, e de hidrocarbonetos no outro. Esta diferença, por ser independente de  $\Sigma_{a,m}$ , mantém-se constante para qualquer tipo de matriz. Portanto, o cálculo de  $\Delta \Sigma_{a,f}$  derivado do registro gráfico, de uma medida do grau de aproximação na interpretação quantitativa de uma perfilação, para definir o limite de separação entre as zonas portadoras de água e as portadoras de petróleo, numa formação produtiva.  $\Delta \Sigma_{a,f}$  é essencialmente, a amplitude de variação disponível em face a uma dada porosidade, para localizar a interfase água petróleo.

Para ilustrar a utilização das fórmulas vistas, supõe-se que se deseja determinar a saturação de água  $S_{H_2O}$  nas diferentes zonas delimitadas no registro da perfilação de decaimento neutrônico mostrado na figura 23, sabendo-se que:

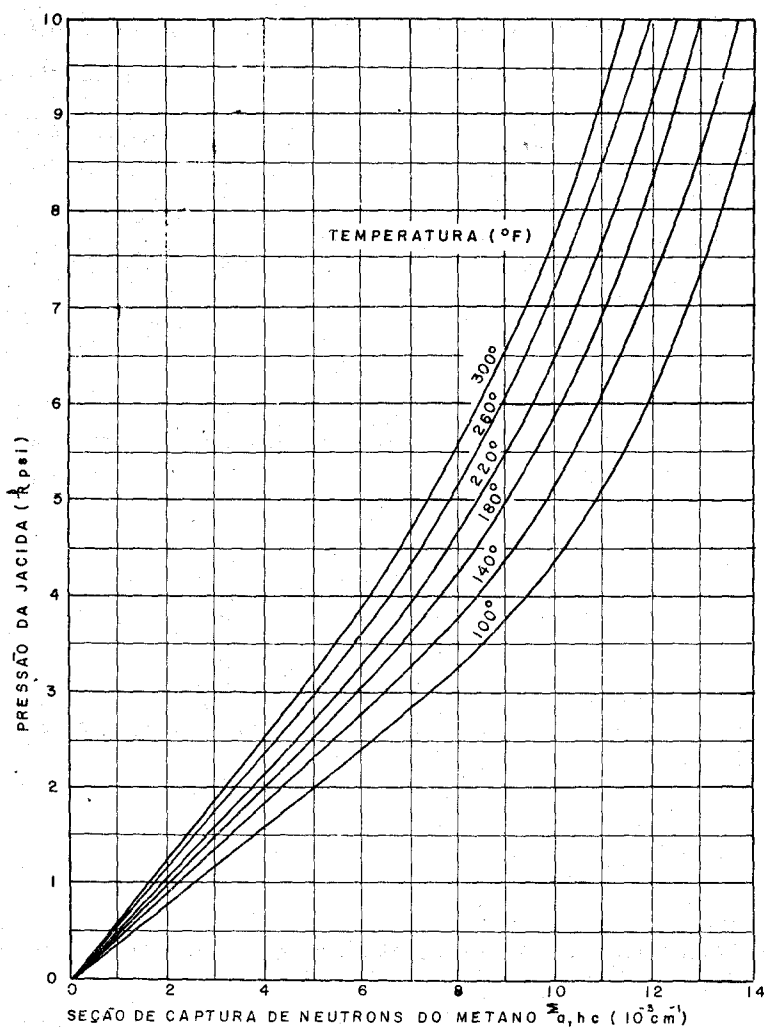
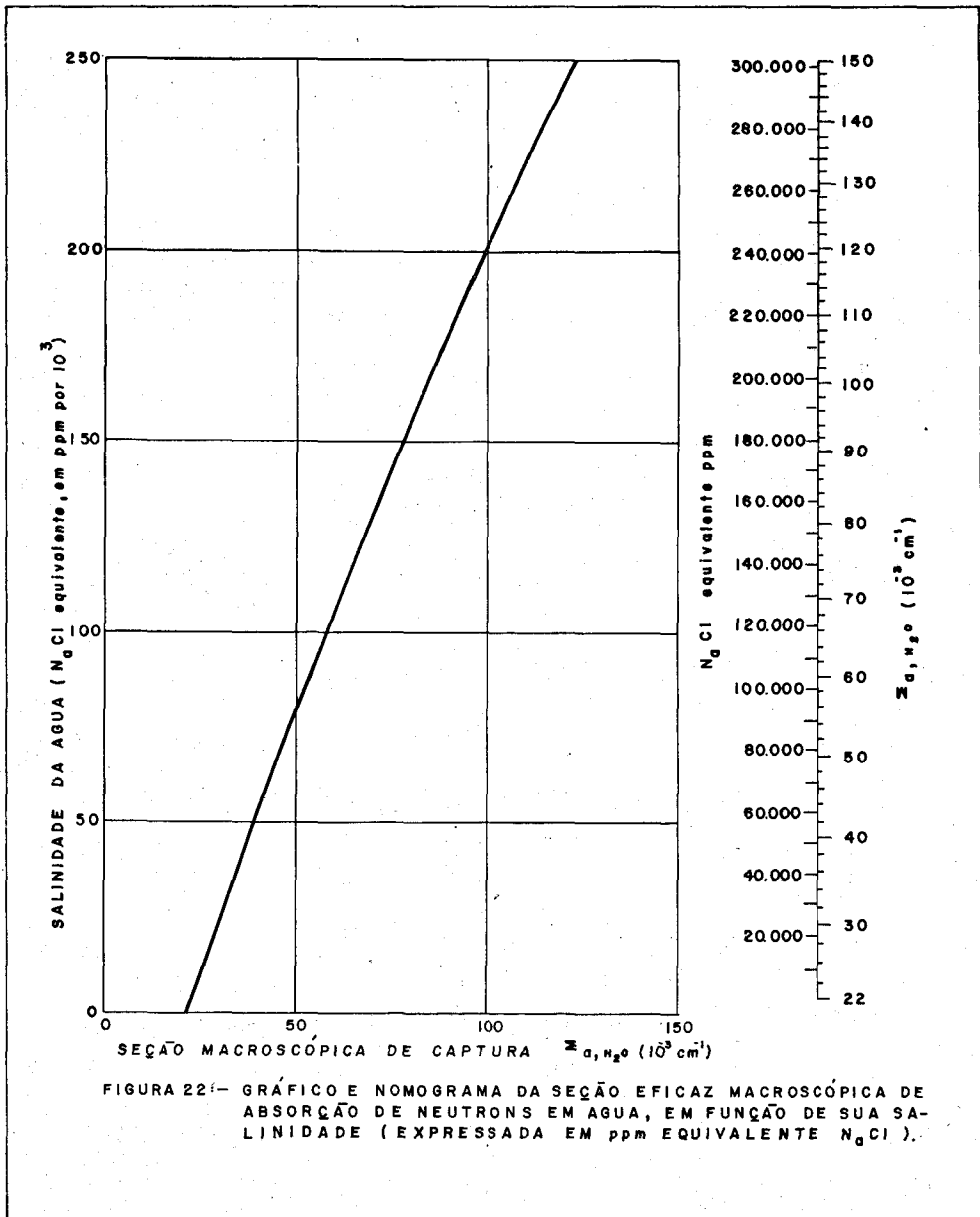


FIGURA 21 — SEÇÃO EFICAZ MACROSCÓPICA DO METANO PARA CAPTURA DE NEUTRONS TÉRMICOS, EM FUNÇÃO DA PRESSÃO E DA TEMPERATURA DA JACIDA.



porosidade da formação,  $\phi = 28\%$ ; seção macroscópica da água salgada para captura de neutrons térmicos  $\Sigma_{a,H_2O} = 84 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ .

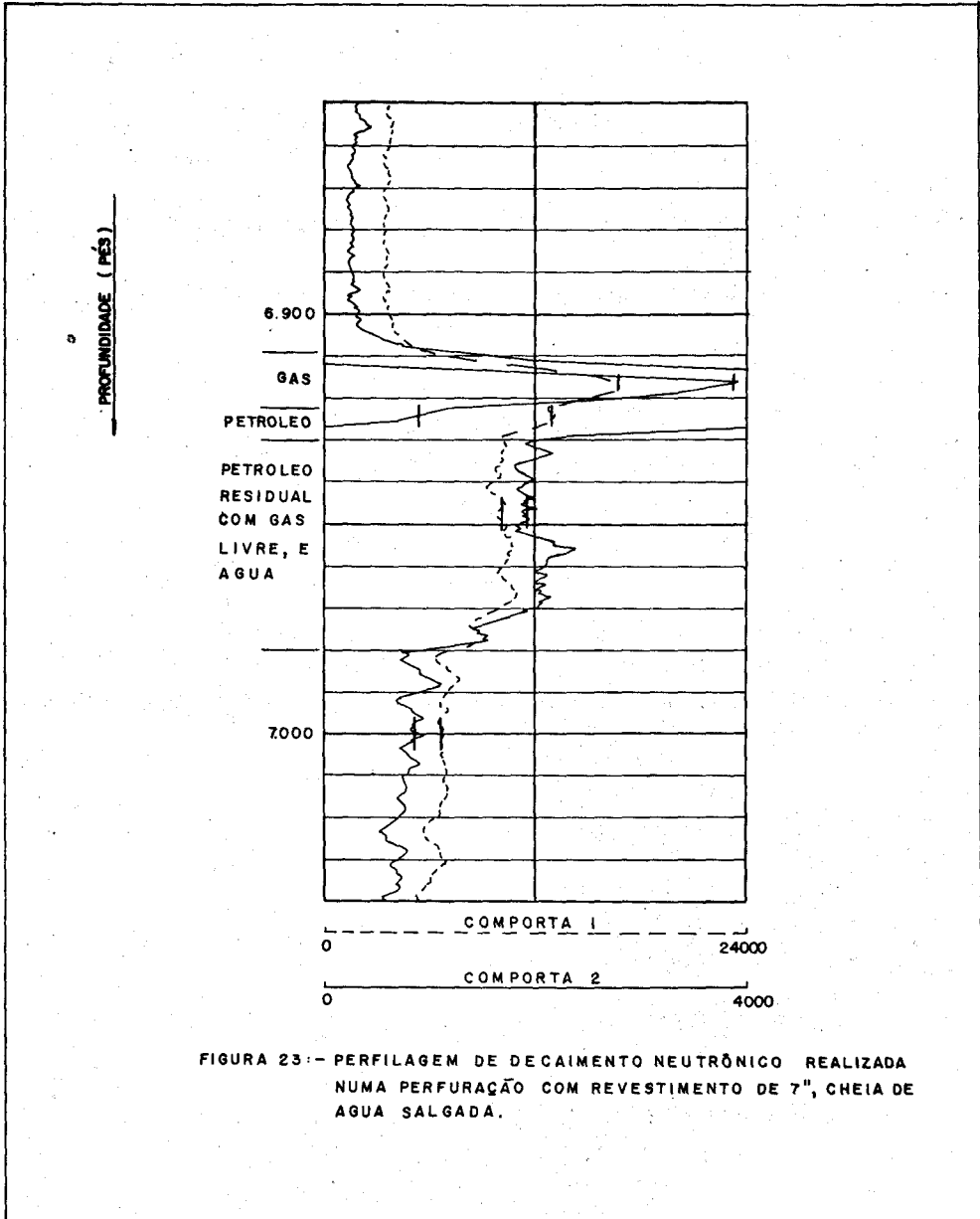


FIGURA 23:— PERFILAGEM DE DECAIMENTO NEUTRÔNICO REALIZADA NUMA PERFURAÇÃO COM REVESTIMENTO DE 7", CHEIA DE ÁGUA SALGADA.



Como a curva de  $\Sigma_{a,f}$  não está indicada na figura, os valores da seção eficaz macroscópica da formação para absorção de neutrons térmicos, pode ser calculada por meio do nomograma da figura 24.

Tem-se assim para o intervalo entre 6.966 e 7.002 pés localizado na zona da água original:

$D_1$  (divisões correspondentes ao registro  $R_1$  da comporta 1) = 5,5 divisões

$D_2$  (divisões correspondentes ao registro  $R_2$  da comporta 2) = 4,5 divisões.

Da figura 24:

$$\Sigma_{a,f} = 30,4 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

Procedendo de forma análoga para os restantes níveis de interesse, obtém-se os seguintes resultados:

PROFUNDIDADE (pés)	$D_2$ (divisões)	$D_1$ (divisões)	$\Sigma_{a,f_3}$ ( $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ )
6.966 - 7.002	4,5	5,5	30,4
6.944 - 6.950	9,6	8,4	25,5
6.923 - 6.926	24,7	10,8	14,7
6.917	39,2	14,0	11,5

Da equação 143, na zona saturada de água (6.966 - 7.002 pés):

$$\Sigma_{a,m} = \frac{\Sigma_{a,f} - \phi \Sigma_{a,H_2O}}{1 - \phi} = \frac{30,4 - 0,28 \times 84}{1 - 0,28} \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1} = 9,6 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

Agora, aplicando para os restantes níveis a equação 142 e supondo em princípio  $\Sigma_{a,hc} = 22 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  (seção macroscópica para petróleo cru em condições médias), tem-se:

1)  $\frac{\text{nível 6.944 - 6.950}}{\text{(petróleo residual, com gás livre, e água)}}$

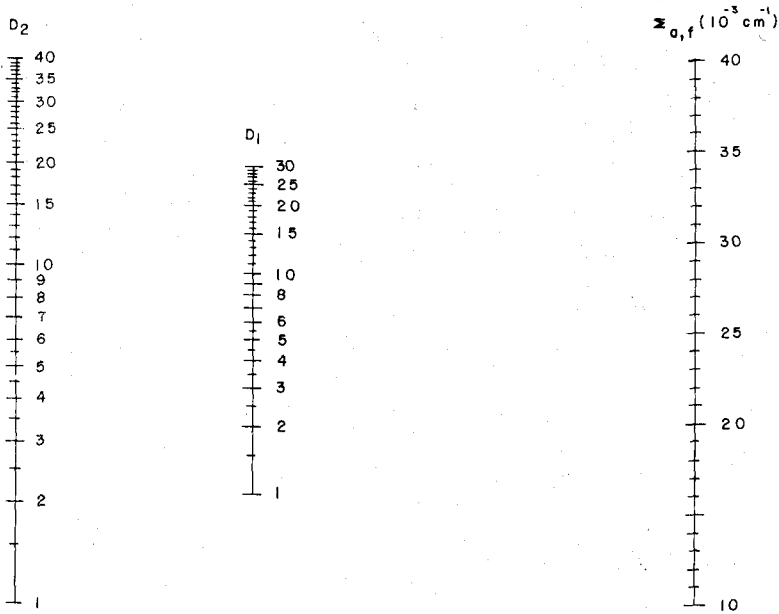
$$S_{H_2O} = \frac{\Sigma_{a,f} - \Sigma_{a,m} + \phi(\Sigma_{a,m} - \Sigma_{a,hc})}{\phi(\Sigma_{a,H_2O} - \Sigma_{a,hc})} = \frac{25,5 - 9,6 + 0,28(9,6 - 22)}{0,28(84 - 22)} = 0,71 \equiv 71\%$$

2)  $\frac{\text{nível 6.923-6.926}}{\text{(petróleo cru)}}$

$$S_{H_2O} = \frac{14,7 - 13,1}{17,4} = 0,09 \equiv 9\%$$

3) nível 6.917' (gás)

$$S_{H_2O} = \frac{11,5 - 13,1}{17,4} < 0; \text{ portanto o fluido é gás e não petróleo como foi suposto.}$$



$\Delta t = 300 \mu s$ ;  $D_2, D_1$  defleções do registro em divisões, cm, etc.

$$\frac{D_1 (\text{plena escala})}{D_2 (\text{plena escala})} = 6; \quad \Sigma_{a,f} = \frac{10.500}{300} \log \frac{6 D_1}{D_2}$$

FIGURA 24:--NOMOGRAMA PARA CALCULAR  $\Sigma_{a,f}$  A PARTIR DOS REGISTROS GRÁFICOS DE  $R_2$  e  $R_1$ , PARA  $\Delta t = 300 \mu s$ , REPRESENTADOS COM UMA RELAÇÃO DE SENSIBILIDADES IGUAL A SEIS.

Neste último caso, para determinar a saturação de água, é preciso introduzir na equação 142 o valor de  $\Sigma_{a,hc}$  correspondente a metano puro, nas condições de temperatura e pressão em que ele se encontra na formação. A temperatura pode ser obtida a partir de uma perfilagem térmica. A pressão é estimada supondo-se um gradiente normal de 0,5 psi/pé de profundidade, ou seja neste caso,  $0,5 \times 7.000 = 3.500$  psi. Se a temperatura indicada pela perfilagem for de  $210^\circ\text{F}$ , entrando agora com ambos os dados nos gráficos da figura 21, determina-se o valor apropriado de  $\Sigma_{a,hc}$  para o metano, que resulta em  $6,4 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ .

Resolvendo a equação 142 para este novo valor de  $\Sigma_{a,hc}$ , obtém-se para o nível de 6 917 pés:

$$S_{H_2O} = \frac{115, - 9,6 + 0,28 (9,6 - 6,4)}{0,28 (84 - 6,4)} = 0,13 \equiv 13\%$$

Finalmente, os resultados obtidos podem ser complementados com as seguintes conclusões:

- a) O nível 1) se trata de uma zona onde o petróleo foi deslocado pelo movimento da água; a saturação residual de petróleo é de 29,5%;
- b) O nível 2) é uma camada produtora de petróleo puro; provavelmente o baixo índice de saturação de água nesta zona, seja consequência de certa saturação de gás em volta da perfuração;
- c) O nível 3) constitui o reservatório de gás, na parte superior da jazida.

### 1.3.7 OUTRAS TÉCNICAS DE PERFILAGEM NEUTRÔNICA

A disponibilidade atual de modernas fontes intensas de neutrons, tais como os geradores miniatura que fornecem neutrons de alta energia e podem ser operados em forma contínua ou intermitente, e as fontes de californium 252 ( $^{252}\text{Cf}$ ), está possibilitando o desenvolvimento de duas novas técnicas de perfilagem neutrônica.

Uma delas, baseia-se na detecção dos raios gama de dispersão inelástica ( $n, n\gamma$ ) descrita na Seção 1.3.3.1. A energia dos raios gama emitidos como consequência deste processo de interação dos neutrons rápidos com a matéria, é característica do núcleo que participa da reação, e difere da energia dos raios gama que o mesmo núcleo emitirá na captura radioativa. Com a ajuda de um detector de cintilação apropriado, pode-se analisar o espectro de energia dos raios gama de dispersão inelástica e identificar assim diretamente o carbono, o hidrogênio, o silício, etc. Esta técnica requer o emprego de um gerador de neutrons de 14 MeV, e está sendo utilizada na União Soviética.

O outro método, consiste na ativação neutrônica (com neutrons térmicos ou rápidos) de certos elementos da formação investigada. O posterior análise da energia da radiação gama (e eventualmente também da meia vida) dos radioisótopos assim originados, permitiria identificar determinados elementos presentes na rocha, como os indicados na tabela 5.

Para que a atividade induzida mediante esta técnica possa ser detetada dentro das limitações próprias da perfilagem, as fontes devem fornecer intensidades da ordem de  $10^7$  a  $10^9$  neutrons por segundo.

Tabela 5

Características de alguns radioisótopos que podem ser obtidos por ativação neutrônica das formações.

Elemento radioativo formado	Meia vida	Energia dos raios gama (MeV)
<sup>19</sup> Na	29,5 s	1,6
<sup>24</sup> Na	15 h	1,38 - 2,76
<sup>28</sup> Al	2,27 min	1,78
<sup>31</sup> Si	2,62 h	1,26
<sup>38</sup> Cl	37,3 min	2,15
<sup>47</sup> Ca	4,7 dias	1,31

Entre os elementos que podem ser identificados por ativação neutrônica, o alumínio é dos mais importantes, porque ele é característico das argilas.

## APENDICE B

### PROJETO E CALIBRAÇÃO DE UMA SONDA NEUTRÔNICA PARA MEDIÇÃO DE UMIDADE

Com o propósito de demonstrar praticamente os princípios básicos da medição do teor de hidrogênio (ou de umidade) pela técnica de moderação de neutrons, desenvolveu-se na C.A.R.E.I. o projeto, construção e calibração de uma sonda neutrônica experimental de sub-superfície, aplicável a solos e minerais em geral.

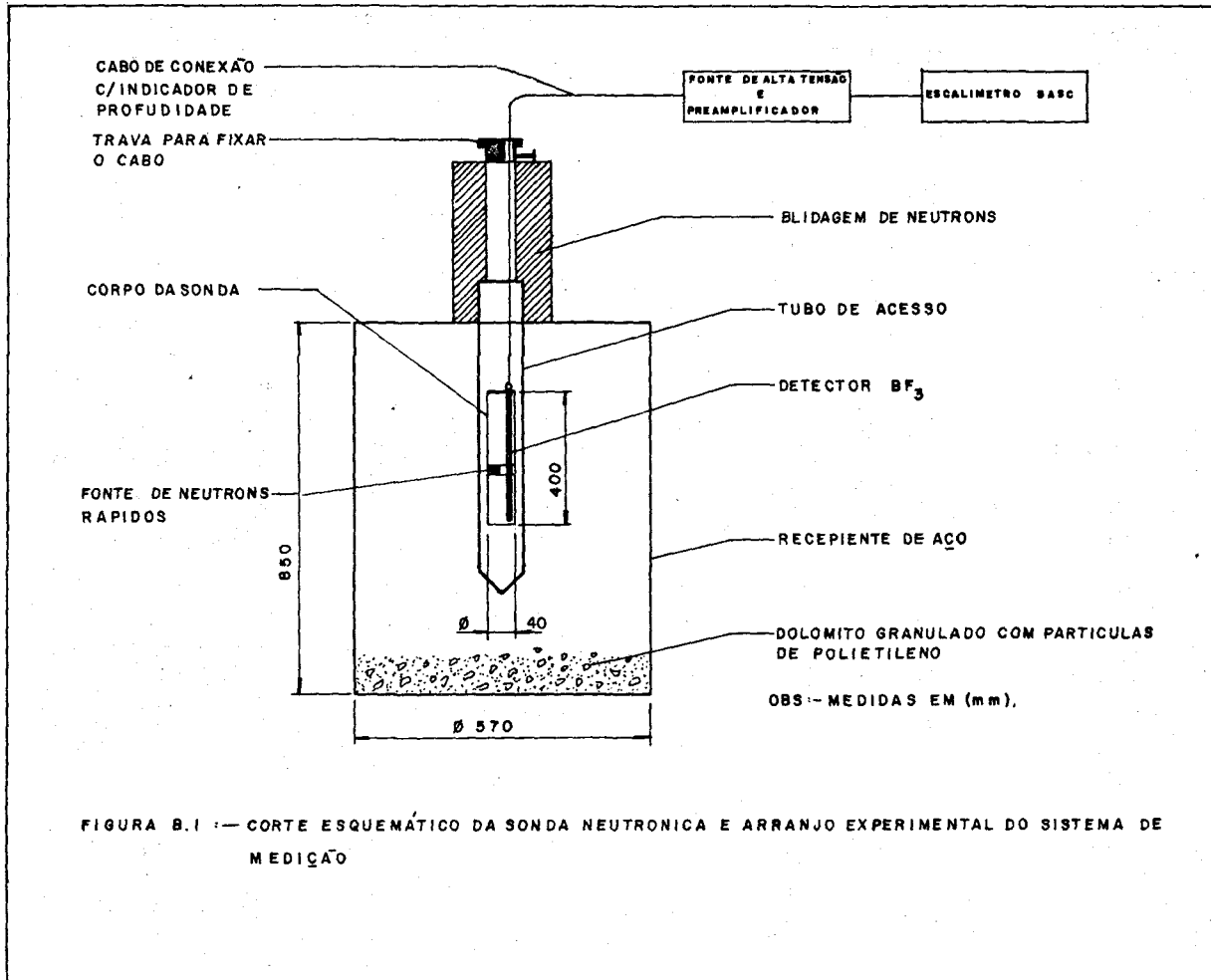
Descrevem-se a continuação, as características principais da sonda, a metodologia adotada para a execução dos testes de calibração, e os resultados experimentais obtidos em laboratório.

#### B - 1 CARACTERÍSTICAS DE CONSTRUÇÃO DA SONDA

A figura B-1 representa um corte esquemático da sonda, que mostra suas dimensões principais e a distribuição de seus elementos constitutivos, junto com o arranjo experimental do sistema de medição.

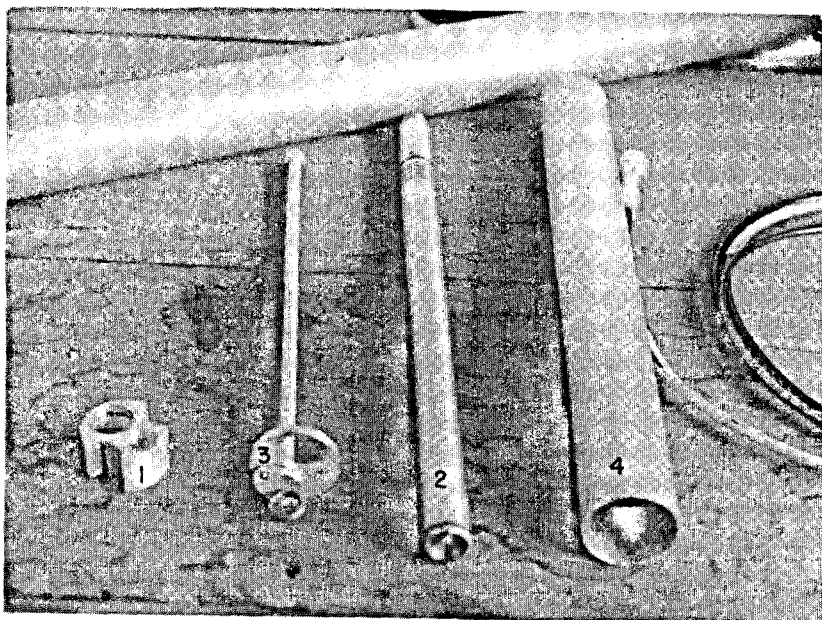
A sonda consiste basicamente de:

- 1) uma fonte de <sup>241</sup>Am/Be de 100mCi, que emite aproximadamente  $2,2 \times 10^5$  neutrons por segundo, numa geometria  $4\pi$ ;
- 2) um contador proporcional de BF<sub>3</sub> de 2,5 cm de diâmetro e 35 cm de comprimento total, para a detecção de neutrons térmicos;
- 3) um envólucro cilíndrico de alumínio de 4 cm de diâmetro por 40 cm de comprimento, que constitui o corpo externo da sonda;



- 4) um porta fonte para fixar a posição da fonte de  $^{241}\text{Am/Be}$  com relação ao detector (neste caso na metade de sua altura);
- 5) um suporte para fixar a fonte e o detector dentro do corpo da sonda;
- 6) uma blindagem externa para proteção radiológica durante a operação, transporte e armazenagem da sonda, constituída por um cilindro de parafina misturada com bórax, de 8 cm de diâmetro por 30 cm de altura.

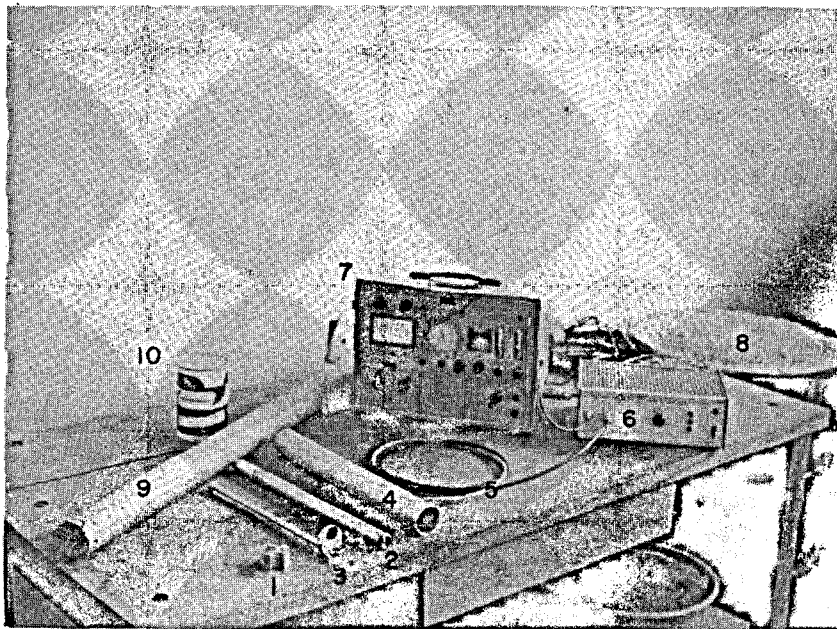
Todos estes elementos, com exceção da fonte e da blindagem de proteção, estão também mostrados nas fotografias das figuras B-2 e B-3.



### B - 2 Sistema de medição

O sistema de medição consistiu simplesmente de um preamplificador que recebia os impulsos da sonda, e um escalímetro BASC com analisador monocanal, para o processamento dos sinais e indicação das correspondentes leituras. Ambos os elementos estão representados na figura B-3, e identificados com os números 6) e 7).

O pré-amplificador continha também uma fonte adicional de alta tensão, que intercalada em série com a própria fonte do BASC, permitia a polarização do contador proporcional de  $\text{BF}_3$  até 2000 V.



A alimentação de alta tensão para o detector de  $\text{BF}_3$  e a transmissão dos impulsos provenientes do tubo até o pré-amplificador, foi realizada mediante o mesmo cabo de inter-conexão.

### B - 3 Material utilizado como amostra

A amostra empregada nos testes de calibração, esteve constituída por uma mistura homogênea de dolomito granulado e partículas de polietileno. O tamanho médio de ambas as partículas foi da ordem de 3 milímetros. A função do agregado de polietileno foi simular conteúdos variáveis de água (pelo hidrogênio equivalente), na faixa de interesse.

O material da amostra colocou-se num recipiente cilíndrico de aço, de 57 cm de diâmetro por 85 cm de altura, assegurando-se desta forma, um volume de medição praticamente "infinito" em relação com o alcance dos neutrons térmicos. A densidade global do dolomito granulado, dentro do recipiente, foi de  $1,46 \text{ g/cm}^3$ .

### B - 4 Metodologia da experiência

#### B - 4.1 Determinação da umidade inicial do dolomito

A umidade inicial do dolomito granulado foi medido pelo método gravimétrico, pesando várias amostras e levando-as à secagem a temperatura de  $110^\circ\text{C}$ , até obter-se peso constante. Deste modo ficou estabelecido que a umidade inicial do mineral era praticamente 0,0% em volume.

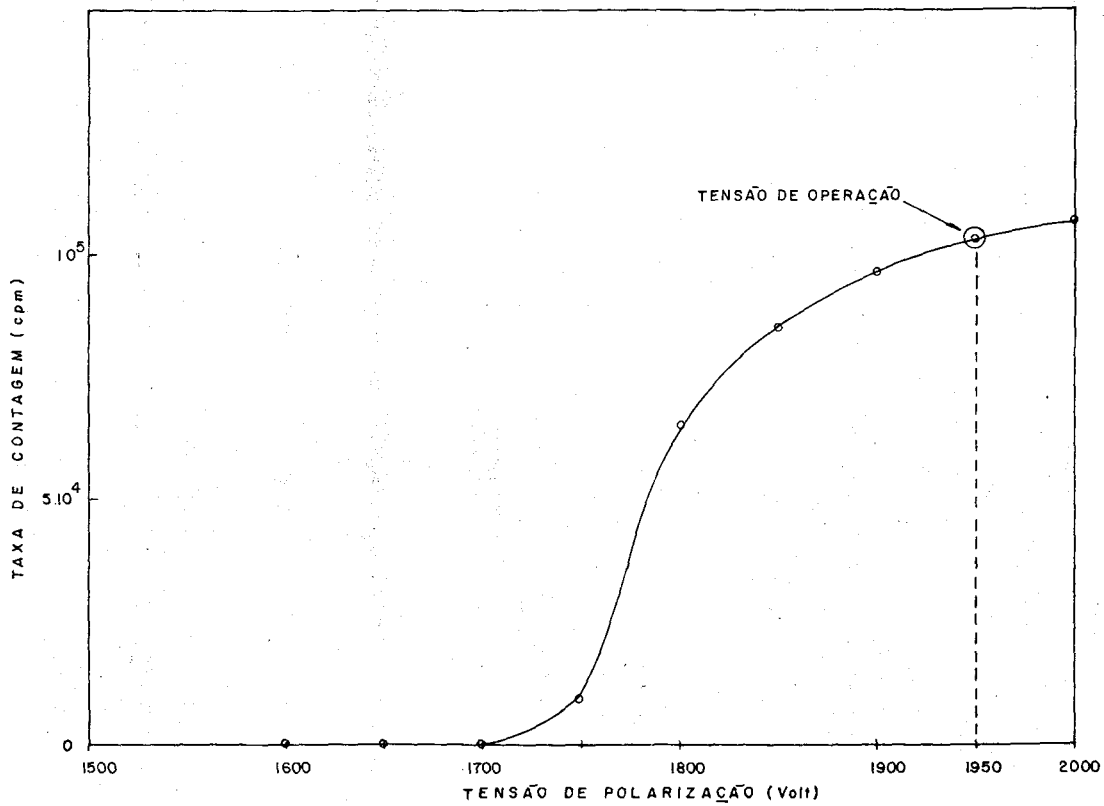


FIGURA B.4 :- CURVA CARACTERISTICA DO DETECTOR DE BF<sub>3</sub>



TABELA B - 1

Taxa de contagem do detector de  $\text{BF}_3$  em função da tensão de polarização aplicada.

TENSÃO APLICADA (Volt.)	TAXA DE CONTAGEM (c. p. m.)
1.600	100
1650	300
1.700	520
1.750	9.100
1.800	65.500
1.850	85.200
1.900	96.200
1.950	103.000
2.000	106.000

#### B - 4.2 Tensão de operação do detector de $\text{BF}_3$

A tensão de operação do detector de  $\text{BF}_3$  foi determinada da curva característica, que representa a taxa de contagem (cpm) em função da tensão de polarização do contador, efetuando estas medições numa disposição geométrica fixa. Os dados assim obtidos figuram na tabela B-1 e a curva correspondente está representada na figura B-4.

#### B - 4.3 Taxa de contagem de fundo, na amostra de dolomito puro

Uma vez estabelecidas as condições de operação para o contador, determinou-se a taxa de contagem obtida na amostra de dolomito puro, com teor de umidade praticamente nulo. Para isto o dolomito granulado foi depositado até o topo do recipiente de medições com o tubo de acesso no centro, tratando-se que as condições de carga não provocaram variações significativas de densidade em profundidade. Seguidamente, a sonda foi introduzida no tubo de acesso até uma profundidade de 60 cm, e, nesta posição, efetuaram-se uma série de medições, das quais resultou uma taxa de contagem média de contagem de fundo de 1.700 c.p.m. Este valor foi utilizado posteriormente como a taxa global de contagem correspondente a um teor de água 0%.

#### B - 4.4 Resposta global da sonda em função da umidade e da profundidade

Como já foi dito as variações de umidade no mineral foram simuladas com o agregado de quantidades crescentes de partículas de polietileno, perfeitamente misturadas com os granulos de dolomito. Para calcular as percentagens equivalentes de água, partiu-se do fato que um kilogramo de polietileno contém o mesmo peso de hidrogênio que 1,2857 kilogramos de água.

Visando avaliar o efeito da geometria de medição sobre a resposta da sonda, fizeram-se, para cada teor de água, várias leituras a diferentes profundidades da fonte, com relação à superfície da amostra. Os resultados destas medições estão representados nas curvas da figura B-5.

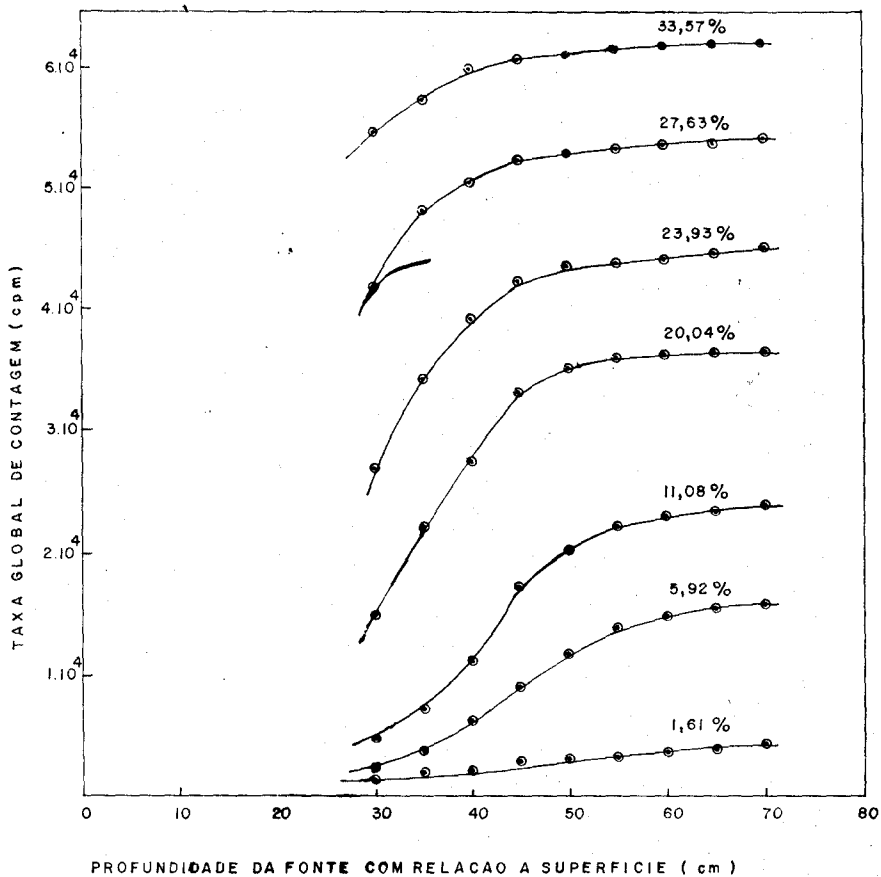


FIGURA B.5:—TAXA DE CONTAGEM EM FUNÇÃO DA CONCENTRAÇÃO DE ÁGUA NA AMOSTRA (INDICADA PELAS PERCENTAGENS ACIMA DE CADA CURVA), E A PROFUNDIDADE DA FONTE.

Estas curvas mostram que para qualquer teor de umidade, a resposta da sonda quando a fonte está a 60 cm da superfície, é praticamente independente de pequenas variações no posicionamento da sonda em profundidade.

Para cada uma das amostras constituídas pelas diferentes concentrações de polietileno no mineral, determinou-se também a densidade média global da mistura, para levar em consideração possíveis efeitos das variações deste parâmetro sobre os resultados.

#### B - 4,5 Curva de calibração

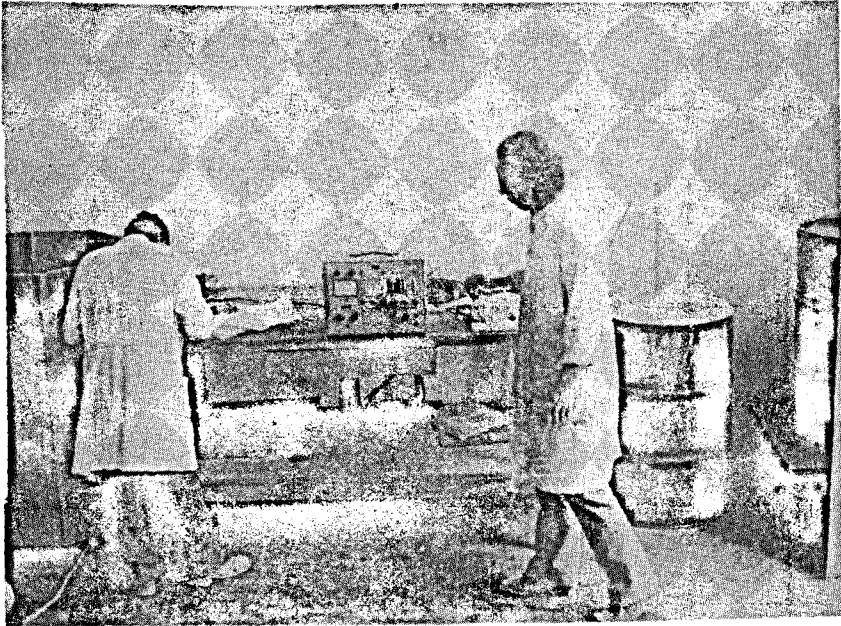
A curva de calibração que expressa a taxa global de contagem de neutrons térmicos em função da concentração volumétrica de água na amostra utilizada, foi determinada a partir das leituras obtidas com a sonda posicionada de tal forma, que a fonte ficasse aproximadamente a 60 cm de profundidade. A fig. B-6 mostra o arranjo experimental utilizado.

Os dados experimentais estão resumidos na Tabela B-2.

TABELA B - 2

Dados experimentais obtidos nos testes de calibração da sonda neutrônica

DOLOMITO (KG)	POLIETILENO AGREGADO (KG)	PESO DA AMOSTRA (KG)	DENSIDADE DA MISTURA (g/cm <sup>3</sup> )	VOLUME DA AMOSTRA (LITROS)	%H <sub>2</sub> O VOLUME	CONTAGEM GLOBAL R (cpm)
280	0,00	280,00	1,460	191,8	0,00	1700
	2,50	282,50	1,443	195,8	1,61	3562
	5,00	285,00	1,430	199,3	3,22	6817
	7,70	287,70	1,414	203,5	4,84	10363
230	7,80	237,80	1,403	169,5	5,92	14462
	15,60	245,60	1,356	181,1	11,08	22912
	23,40	253,40	1,324	191,4	15,72	28915
	27,30	257,30	1,312	196,1	17,90	32715
	31,20	261,20	1,305	200,2	20,04	36096
	35,10	265,10	1,292	205,2	22,00	39826
	39,00	269,00	1,284	209,5	23,93	43974
	42,90	272,90	1,277	213,7	25,81	48706
	46,80	276,80	1,271	217,8	27,63	53258
	54,60	284,60	1,267	224,6	31,26	55482
	60,0	290,00	1,262	229,8	33,57	61213



A taxa global de contagem indicada na Tabela B-2, foi obtida acumulando os impulsos provenientes do detector durante um intervalo de tempo adequado para que o erro relativo padrão, causado pelas flutuações estatísticas destas medidas, fosse em todos os casos, inferior a 1%.

Finalmente, a figura B-7 representa a curva de calibração da sonda neutrônica experimental, para o tipo de amostra utilizada.

No presente caso, ela resultou numa relação praticamente linear entre a taxa de contagem e a concentração volumétrica de água, que poderia ser expressa por uma equação empírica do tipo:

$$R = a + b.C \text{ : cpm}$$

onde "a" e "b" são parâmetros que definem a reta.

#### B - 4.6 Erros estatísticos

Da equação anterior, uma variação  $\Delta R$  na taxa de contagem, seria interpretada pelo observador como uma variação  $\Delta C$  na concentração de água, tal que:

$$\Delta R = b.\Delta C$$

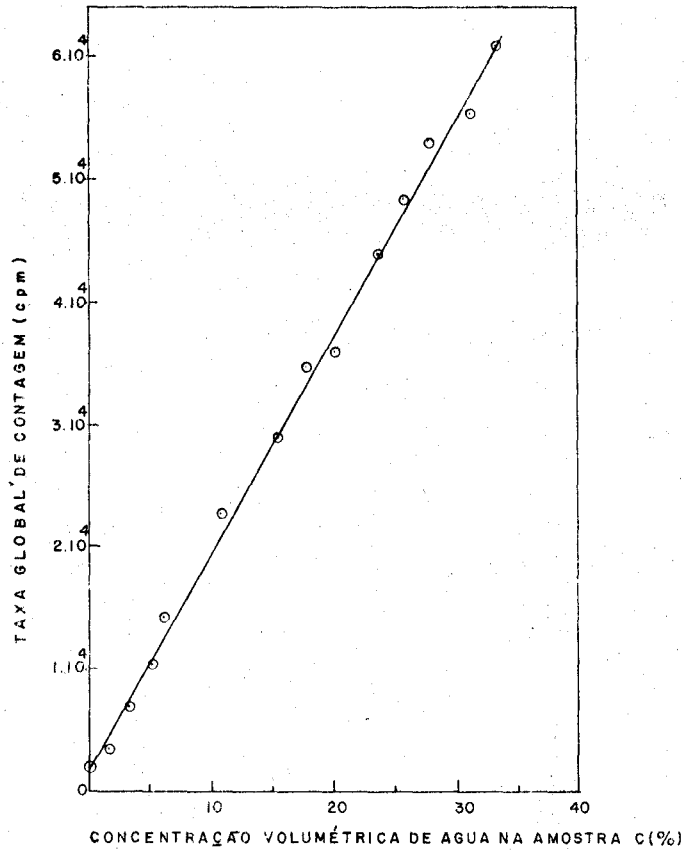


FIGURA B.7:— CURVA DE CALIBRAÇÃO DA Sonda NEUTRÓNICA EXPERIMENTAL.

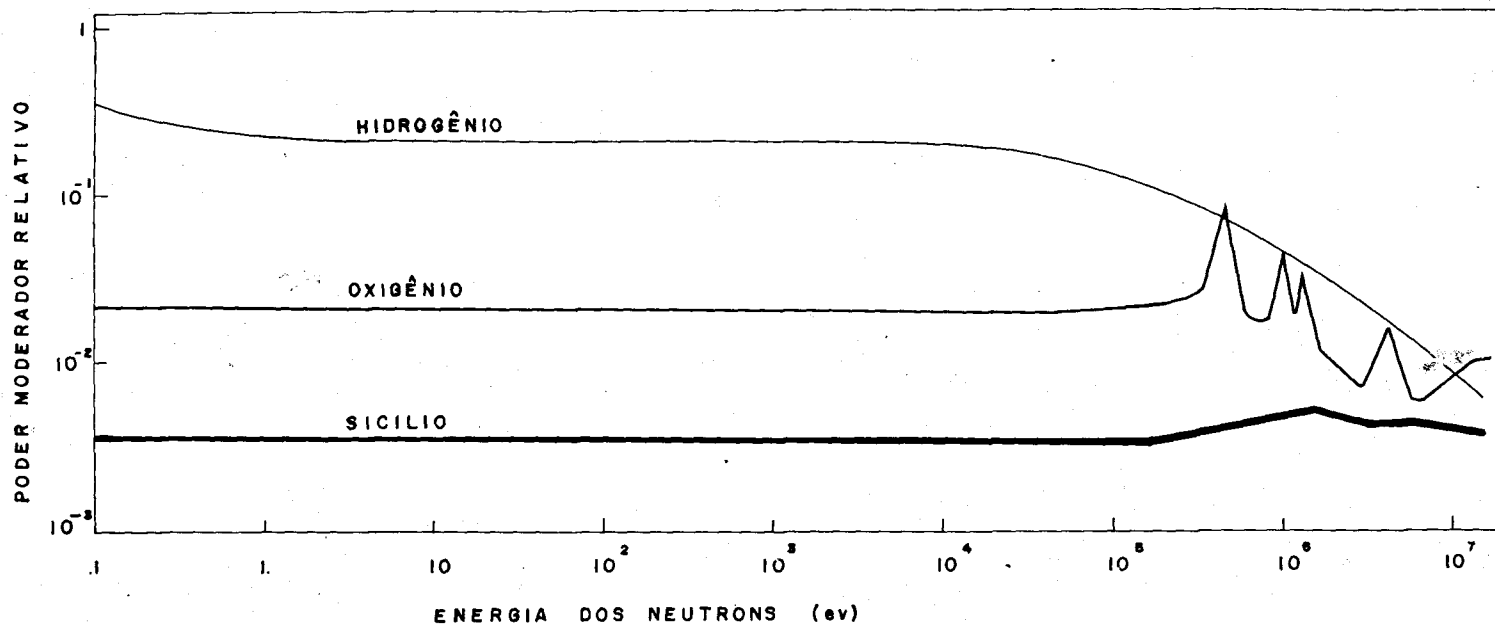


FIGURA 81 - PODER MODERADOR RELATIVO PARA TRES ELEMENTOS COMPONENTES DE UMA AREIA PURA TÍPICA COM 15% DE POROSIDADE, SATURADA DE AGUA.

Portanto, se  $\Delta R$  provém das flutuações estatísticas na medida da taxa de contagem, o erro relativo na leitura da concentração de água, será:

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta R}{b \cdot C} = \frac{\Delta R}{R-a}$$

Supondo que  $\Delta R$  representa o desvio padrão da taxa de contagem, tem-se para um tempo T de medição:

$$\Delta R \equiv \sigma \equiv \sqrt{\frac{1}{RT}}$$

Portanto, o erro relativo padrão na medida da concentração de água resultará:

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{1}{\sqrt{RT} (R-a)}$$

e diminui para valores crescentes de R e de T.

### ABSTRACT

This report contains a methodical description on both, the theory and applications of neutron loggings, and the operation principles and calibrating procedures, for the different instruments used in these techniques.

For the purposes of this study, the neutron logs were classified in two categories, according with the type of neutron source, as follows:

- a) techniques based on a steady neutron flux (by using sources of continuous emission);
- b) techniques based on a time-varying neutron flux (by using sources of intermittent emission, with controlled frequency)

Some examples on the interpretation of both types of logs, showing how they can be correlated with the true porosity and water saturation of the formations, as well as with other properties of potentially productive strata, are also given.

Finally, the project, construction and calibration of a sub-surface neutronic probe developed by the "CAREI", for the measurement of moisture content in soils and minerals, are described in the Appendix of the report.

### REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 - CASTAGNET, A. C. et alii. Perfilagens de poços petrolíferos. Pt. 1. Aplicação de radioisótopos nas indústrias do petróleo, gás e petroquímica. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1974. (Inf. IEA-27).
- 2 - DESBRANDES, R. Diagraphies de neutrons. In: INSTITUTE FRANÇAIS DU PETROLE, Paris. *Théorie et interprétation des diagraphies*. Paris, Technip, 1968. p.151-85.
- 3 - GARDNER, P. R. & ELY JR., R. L. Radiogauging with neutrons. In: *Radioisotope measurement applications in engineering*. New York, Reinhold, 1967. p.370.
- 4 - LANZA, G. Nuclear reactor theory. In: WEINSTEIN, R., ed. *Nuclear engineering fundamentals*. New York, McGraw-Hill, 1964. p.21-69.
- 5 - NEUTRON lifetime interpretation: technical manual. Houston, Tex., Dresser Atlas, 1970.
- 6 - TITTMAN, J. Radiation logging. In: PETROLEUM ENGINEERING INSTITUTE & UNIVERSITY OF KANSAS, Kansas City. *Fundamentals of logging: proceedings of a conference...*, 1956. Kansas City, 1956. p.116-54.
- 7 - WATT, H. B. *Densilog: technical bulletin*. Houston, Tex., Dresser Atlas, 1970. p.11-44.
- 8 - WOOD, R. D. *The gamma ray neutron log: technical bulletin*. Houston, Tex., Dresser Atlas, 1969.