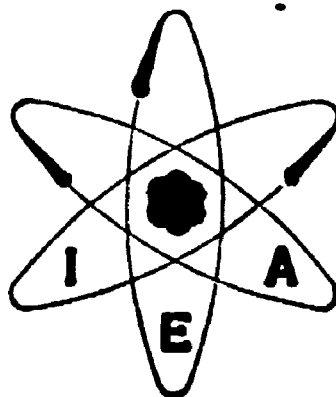


h17600062



**MEDIDA DO ESPECTRO DE NEUTRONS TÉRMICOS DO REATOR
ARGONAUTA DO IEN, USANDO UM ESPECTRÔMETRO
DE CRISTAL**

**R. FULFARO, A. M. FIGUEIREDO NETO, E. STASIULEVICIUS
e L. A. VINHAS**

PUBLICAÇÃO IEA N.º 397
Julho — 1975

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

**MEDIDA DO ESPECTRO DE NÉUTRONS TÉRMICOS DO REATOR
ARGONAUTA DO IEN, USANDO UM ESPECTRÔMETRO
DE CRISTAL**

**R. Fulfaro, A. M. Figueiredo Neto, E. Stasiulevicius^{*}
e L. A. Vinhas**

**Coordenadoria de Física Nuclear
Instituto de Energia Atômica
São Paulo - Brasil**

**Publicação IEA Nº 397
Julho - 1975**

^{*} Instituto de Engenharia Nuclear, Ilha do Fundão, RJ

Instituto de Energia Atômica

Conselho Superior

Eng^o Roberto N. Jafet - Presidente

Prof. Dr. Emilio Mattar - Vice-Presidente

Prof. Dr. Jose Augusto Martins

Prof. Dr. Milton Campos

Eng^o Helcio Modesto da Costa

Superintendente

Prof. Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni

MEDIDA DO ESPECTRO DE NÊUTRONS TÊRMICOS DO REATOR ARGONAUTA DO IEN, USANDO UM ESPECTRÔMETRO DE CRISTAL

R. Fulfaro, A. M. Figueiredo Neto, E. Stasiulevicius
e L. A. Vinhas

RESUMO

O espectro de nêutrons têrmicos do reator Argonauta do IEN foi medido no intervalo de comprimentos de onda de 0,7 a 1,3Å, utilizando-se um espectrômetro de cristal. Um cristal único de Alumínio, em transmissão, foi usado como monocromador.

A refletividade do cristal de Alumínio, utilizada na análise dos resultados, foi calculada para as cinco primeiras ordens de reflexão. Nos cálculos foi usado um coeficiente de absorção efetivo do cristal, em vez de secção de choque macroscópica do elemento.

A razão de contagem do espectro medido foi corrigida para eficiência do detector, contaminações de ordens superiores e reflexões parasitas e, em seguida, processada de maneira a obter-se o espectro real de nêutrons têrmicos em função do comprimento de onda.

Uma equação de tipo Maxwelliana, de expoente variável, foi ajustada por mínimos quadrados aos pontos experimentais. Os resultados experimentais são também comparados com uma distribuição Maxwelliana teórica, tendo sido associada uma temperatura efetiva de 380 ± 20 K à distribuição de nêutrons têrmicos. Esta temperatura é 87 K mais alta do que a temperatura do moderador, fato este explicado pela pequena quantidade de moderador existente entre o núcleo do reator e o início do canal de irradiação.

1. Introdução

Em um reator nuclear, os nêutrons que perdem energia durante o processo de moderação e alcançam o equilíbrio têrmico com os núcleos do moderador são chamados nêutrons têrmicos.

Esta classe de nêutrons apresenta uma distribuição de velocidades aproximadamente Maxwelliana⁽¹¹⁾, onde a energia cinética correspondente à velocidade mais provável, na temperatura absoluta T, é dada $\frac{1}{2}mv^2 = kT$, sendo m a massa do nêutron e k a constante de Boltzmann. A obtenção de uma expressão que descreva a distribuição spectral dos nêutrons têrmicos em ergos de um canal de irradiação do reator, é de grande utilidade para qualquer tipo de experiência que venha a ser efetuada com esses nêutrons. Esta distribuição é particularmente interessante para a padronização de folhas de materiais detectores de nêutrons usados nas técnicas de medida de fluxo⁽¹⁴⁾.

O presente trabalho descreve a medida do espectro do reator Argonauta do Instituto de Engenharia Nuclear do Rio de Janeiro, usando um espectrômetro de cristal para nêutrons.

O princípio de operação do espectrômetro é baseado na difração seletiva de um monocristal, que é governada pela equação de Bragg

$$\lambda = (2d \operatorname{sen}\theta)/n \text{ com } n = 1,2,3, \dots \quad (1)$$

onde n é a ordem de reflexão, λ é o comprimento de onda do nêutron, d é a distância entre planos cristalinos apropriados do cristal e θ é o ângulo de Bragg entre estes planos e o feixe de nêutrons.

Variações de θ produzem variações correspondentes em λ , ou na energia do nêutron E , uma vez que:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{0.286}{\sqrt{E(\text{eV})}} \text{ \AA} \quad (2)$$

onde h é a constante de Planck, m é a massa e v a velocidade do nêutron.

A figura 1 representa um diagrama esquemático de um espectrômetro de cristal para nêutrons.

O feixe polienergético de nêutrons emergente de um canal de irradiação do reator passa através do 1º colimador, é difratado pelo cristal, em seguida passa através do 2º colimador e é detectado por um contador proporcional de trifluoreto de boro colocado na extremidade do braço do espectrômetro.

Para cada comprimento de onda, isto é, ângulo θ fixo, a razão de contagem medida será uma função da colimação, da refletividade do cristal, da eficiência do detector e da distribuição espectral dos nêutrons emergentes do reator.

Portanto, para obter a distribuição de nêutrons térmicos a partir de medidas de razão de contagem, é necessário calcular a refletividade do cristal, levar em conta a resolução experimental e calcular a eficiência do detector. É também necessário corrigir os dados experimentais para os efeitos de contaminação de ordem superior e reflexões parasitas.

II. Estudo dos Fatores de Correção

Refletividade

Antes de apresentar as equações para o cálculo da refletividade do cristal, é interessante fazer algumas considerações sobre a natureza dos cristais usados como monocromadores de nêutrons. Esses cristais são divididos em pequenas regiões conhecidas como "blocos mosaicos" que, embora sejam individualmente perfeitas, ficam separadas umas das outras por deslocamentos e portanto não estão em perfeito alinhamento

A distribuição angular dos "blocos mosaicos" tem normalmente a forma de uma Gaussiana⁽¹²⁾:

$$W(\Delta) = (1/\eta\sqrt{2\pi}) \exp - (\Delta^2/2\eta^2) \quad (3)$$

onde $\eta = \beta/2\sqrt{2\ln 2}$, e a "largura de mosaico" β é a largura total na meia altura da distribuição⁽¹⁹⁾.

Na equação (3), W é definido de modo que $W(\Delta) \cdot d\Delta$ seja a fração dos blocos mosaicos que possuem suas normais entre os ângulos Δ e $\Delta + d\Delta$ em relação à normal à superfície do cristal.

Geralmente os cristais monocromadores de nêutrons são do tipo "idealmente imperfeitos", onde os blocos mosaicos são suficientemente pequenos de modo que a "extinção primária" pode ser ignorada, isto é, não ocorre em cada bloco a atenuação do feixe devido a uma estrutura perfeitamente ordenada. Somente a "extinção secundária" é considerada, ou seja, a atenuação do feixe devido ao espalhamento de Bragg por blocos mosaicos identicamente orientados.

Em cristais desse tipo a variação real de intensidade dentro do cristal pode ser aproximada por uma curva monótona, para a qual uma equação diferencial pode ser proposta e resolvida⁽⁵⁾.

Expressões para a refletividade de cristais já foram deduzidas por diversos autores^(2,5,9). O presente trabalho trata do caso de transmissão através de um cristal idealmente imperfeito fixo em sua posição de Bragg em um feixe colimado de nêutrons polienergéticos. A solução para o par de equações diferenciais que descrevem o comportamento dos feixes incidente e difratado ao atravessar uma camada dt de um cristal de espessura total t_0 é dada por

$$R^\theta = \text{cte} \int I_1(\delta_1) P(\theta, \Delta) I_2(\delta_2) d\Delta \quad (4)$$

onde $I_1(\delta_1)$ e $I_2(\delta_2)$ são as funções transmissão dos colimadores. Estas funções podem, em boa aproximação, serem consideradas como tendo formas Gaussianas⁽¹⁹⁾ com meias larguras iguais às divergências angulares α_i de colimadores:

$$I_i(\delta_i) = \frac{1}{\alpha_i' \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{\delta_i^2}{2\alpha_i'^2} \right] \quad (5)$$

com $\alpha_i' = \alpha_i/2 \sqrt{2 \ln 2}$ e δ_i sendo a divergência angular em relação à linha central de passagem através do colimador. No caso das divergências angulares dos dois colimadores serem diferentes⁽¹⁶⁾, $\alpha_1 \neq \alpha_2$, equações (4) e (5) podem ser simplificadas substituindo α_i por $\alpha_e/\sqrt{2}$, com $\alpha_e = (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{1/2}$.

A função $P(\theta, \Delta)$ representa a refletividade dos blocos mosaicos com deslocamento angular Δ da orientação média, para nêutrons caracterizados pelo ângulo de Bragg θ . É dada por:

$$P(\theta, \Delta) = \frac{\Gamma}{2\gamma_0} e^{-A} \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{j+1} \frac{C^j}{j!} e^{-(j \Delta^2 / 2\eta^2)} \quad (6)$$

onde

$$C = \frac{2 Q t_0}{\sqrt{2\pi} \eta \Gamma} \quad \left| \quad \begin{aligned} \frac{1}{\Gamma} &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_H} \right) \\ \gamma_0 &= \cos(\theta - \chi) \\ \gamma_H &= \cos(\theta + \chi) \end{aligned} \right.$$

$$A = \frac{\mu t_0}{T}$$

χ → ângulo entre a normal à superfície e o plano do cristal sob consideração.

μ → coeficiente de absorção efetivo do cristal.

A quantidade cristalográfica Q é dada por:

$$Q = (\lambda^3 N_c^2 / \sin 2\theta) F^2 \quad (7)$$

onde N_c é o número de células unitárias por unidade de volume, e F é o fator de estrutura cristalino dado por:

$$F_{hkl}^2 = \left[\sum b e^{-2M} \exp 2\pi Ni(hx_i + ky_i + lz_i) \right] \quad (8)$$

A soma é feita sobre todos os átomos da célula unitária, sendo b a amplitude de espalhamento nuclear. O fator correção de temperatura de Debye Waller e^{-2M} , que leva em conta as vibrações térmicas dos átomos do cristal foi discutido e justificado por vários autores^(3,20). O M é expresso por:

$$M = \frac{6 h^2}{m k \theta} \left(\frac{n}{2d}\right)^2 \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta}\right)^2 \cdot \Lambda\left(\frac{\theta}{T}\right)\right] \quad (9)$$

Onde, θ é a temperatura de Debye do cristal, h e k as constantes de Planck e Boltzmann, respectivamente, m é a massa nuclear, d é a distância interplanar, n é o número de ordem, e T a temperatura do cristal em graus Kelvin. A função de Debye $\Lambda\left(\frac{\theta}{T}\right)$ é dada por⁽³⁾:

$$\Lambda(Z) = \int_0^Z \frac{x}{e^x - 1} dx \quad (10)$$

Nas equações (6), o coeficiente de absorção efetivo μ , representa a secção de choque macroscópica total do cristal, mas sem considerar o espalhamento coerente elástico dos planos monocromadores. É dado por⁽⁸⁾:

$$\mu = N \{ \sigma_a + \sigma_i + \sigma_c [1 - (1 - e^{-\tau})/\tau] \} \quad (11)$$

onde N é o número de átomo/cm³ do cristal, σ_a é secção de choque microscópica de absorção proporcional a $1/v$, σ_i é a secção de microscópica de espalhamento incoerente para um núcleo isolado, e $\sigma_c = 4\pi b^2$ é a secção de choque coerente nuclear.

$$\tau = \frac{24 E m'}{k \theta m} \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta}\right)^2 \cdot \Lambda\left(\frac{\theta}{T}\right)\right] \quad (12)$$

onde todos os símbolos já foram definidos anteriormente para a eq. (9), exceto a energia E e a massa m' do nêutron. O gráfico da figura 2 mostra a curva de μ calculada pela equação (11) para um cristal de alumínio, no intervalo de comprimento de onda de 0,2 a 3,5 Å.

Para esse cálculo, feito para temperatura ambiente $T_c = 295K$, foram usados os valores $\theta_D = 428K$, $b = 0,35 \times 10^{-12} \text{ cm}$, $m = 4,478 \times 10^{-23} \text{ g}$, $N = 6,06 \times 10^{22} \text{ átomos/cm}^3$ e os valores das secções de choque microscópicas foram compiladas da referência (17).

O cálculo da refletividade R^θ , da maneira como foi definida pela eq. (4), pode ser feito usando o conjunto de equações de (5) a (12). O R^θ é interpretado fisicamente como o intervalo angular sobre o qual a reflexão pode ser considerada completa.

Ao se efetuar a derivada da equação de Bragg, um intervalo angular $\Delta\theta$ é relacionado a um intervalo de comprimento de onda $\Delta\lambda$

$$\Delta\lambda = (2d \cos\theta \Delta\theta) / n \quad (13)$$

Para o nosso caso de um cristal fixo num feixe de nêutrons polienergéticos, pode-se considerar a distribuição espectral constante dentro de um intervalo $\Delta\lambda$, e escrever a refletividade integrada R^λ na seguinte forma⁽¹¹⁾

$$R^\lambda = R^0 (2d \cos\theta/n) \quad (14)$$

O R^λ pode ser interpretado como o intervalo de comprimentos de onda sobre o qual a reflexão é completa. No R^λ estão incluídas a refletividade do cristal ou a eficiência de reflexão em um dado comprimento de onda, e a função resolução do instrumento, que é o intervalo de comprimento de onda sobre o qual a reflexão ocorre.

Portanto, se $\phi(\lambda)$ é o fluxo de nêutrons por unidade de intervalo de comprimento de onda, então o número de nêutrons que abandona o segundo colimador por unidade de área e atinge o detector por segundo é $\phi(\lambda)R^\lambda$. Se $\epsilon(\lambda)$ é a eficiência do detector, a contagem por unidade de tempo observada experimentalmente será proporcional a $\phi(\lambda)R^\lambda \epsilon(\lambda)$.

Nessas condições, a menos de uma constante pode-se escrever:

$$I(\lambda) = \phi(\lambda)R^\lambda \epsilon(\lambda) \quad (15)$$

Eficiência do Detector

Para um feixe de nêutrons incidente axialmente sobre um detector de BF_3 , à alta pressão e enriquecido, a eficiência é dada por⁽⁷⁾:

$$\epsilon = \exp - (n_1 \sigma_1 t_1 + n_2 \sigma_2 t_2) [1 - \exp(- n_2 \sigma_2 t_3)] \quad (16)$$

onde $n_1 \sigma_1$ é a secção de choque macroscópica de absorção do material da janela, t_1 é a espessura da janela, n_2 é o número de átomos de ^{10}B por cm^3 , σ_2 é a secção de choque do ^{10}B , t_2 é o comprimento da região inativa do tubo junto à janela e t_3 é o comprimento ativo de detector.

Nas medidas feitas nesse trabalho, o feixe de nêutrons difratado pelo cristal é detectado por um contador proporcional de BF_3 , enriquecido a 96% no isótopo ^{10}B e a uma pressão de 40 cm de Hg. O detector, fabricado pela Nancy Wood Co, possui 2" de diâmetro, $t_2 = 2,2$ cm e $t_3 = 31,3$ cm. Para este detector $n_1 \sigma_1 t_1$ é desprezível comparado com $n_2 \sigma_2 t_2$.

Para o cálculo da eficiência do detector pela eq (16) foi usado o valor de 3838 barns para σ_2 na energia térmica⁽¹⁸⁾, e o gráfico de 0,020eV a 0,17eV pode ser visto na figura 3.

Contaminação de Ordem Superior

A contaminação de ordem superior está sempre presente nos processos de difração, que produzem as reflexões de Bragg, uma vez que todos os nêutrons que satisfazem a equação (1), isto é $n\lambda = 2d \sin\theta$, estão em condições de serem refletidos. O comprimento de onda desejado λ é obtido pela reflexão de primeira ordem para o valor de $n = 1$, enquanto que os valores de $n = 2, 3, \dots$ acarretam as indesejadas contaminações. Portanto, o feixe refletido pelo cristal é composto por nêutrons com o comprimento de onda λ e uma contaminação de nêutrons com comprimentos de onda $\lambda/2$, $\lambda/3$, etc.

A contaminação de ordens é particularmente séria em comprimentos de onda acima do pico do espectro térmico, uma vez que o fluxo em $\lambda/2$, ou $\lambda/3$ pode ser comparável ou maior do que o fluxo no comprimento de onda primário λ . Portanto, quando a contagem por unidade de tempo é medida na região de comprimentos de onda mais altos, deve-se acrescentar termos adicionais ao segundo membro da eq (15). A contagem por unidade de tempo observada experimentalmente será dada por:

$$I(\lambda) = \sum_{n=1}^m \phi(\lambda/n) R^{\lambda n} \epsilon(\lambda/n) \quad (17)$$

o valor m , limite superior da somatória, dependerá da parte do espectro em que está sendo feita a medida e da precisão desejada.

As reflexões de ordem superior, em relação à reflexão de primeira ordem, são reduzidas por meio de diversos fatores. Ao se observar a figura 2, nota-se que o coeficiente de absorção efetivo tende a discriminar contra nêutrons de comprimento de onda menor, em favor daqueles de comprimento de onda maior. O R^θ , como função de n , é reduzido com n^3 através do fator Q dado pela eq. (7) que é função de λ^3 . O fator de Debye Waller, eqs. (8) e (9) também contribui para reduzir as ordens superiores como uma função de n ; e finalmente, na eq. (14) um fator adicional $1/n$ é introduzido na transformação de R^θ em R^λ .

A refletividade do cristal $R^{\theta n}$ para as várias ordens de reflexão foi calculada com o auxílio do programa para computador REFLETI (Apêndice I), que pode ser usado para qualquer cristal monocromador tanto em transmissão como em reflexão, bem como qualquer conjunto de planos cristalinos, espessura de cristal, largura de mosaico e divergência angular dos colimadores.

A figura 4 mostra a refletividade $R^{\theta n}$ para os planos (111) de um cristal de Al usado em transmissão para os valores de $n = 1, 2, 3, 4$ e 5.

Para o cálculo das curvas da fig. 4, além dos valores já mencionados, foram usados os valores $|F| = 16b^2$, $N_c = 1,515 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $t_0 = 1,27 \text{ cm}$ e $\chi = 20^\circ$.

Reflexões Parasitas

A curva de contagem por unidade de tempo, do feixe refletido pelo cristal, como função do comprimento de onda, contém flutuações na forma de picos invertidos identificados como efeitos de reflexões parasitas.

Uma reflexão parasita ocorre quando planos cristalinos, diferentes daquele que está sendo usado para a obtenção do feixe monocromático, também satisfazem, simultaneamente, as condições de Bragg para um dado comprimento de onda. A reflexão de nêutrons por mais de um plano cristalino acontece quando a esfera de reflexão intercepta mais de um ponto da rede recíproca⁽¹²⁾.

O problema das reflexões parasitas já foi bem estudado, devido à influência dessas reflexões na medida do espectro de reatores com espectrômetro de cristal^(4,6,15). Uma das maneiras de contornar esse problema é efetuar uma rotação do cristal sobre o eixo perpendicular aos planos refletores primários^(6 e 13) evitando desse modo que outro ponto do retículo recíproco coincida com a esfera de reflexão. Após o giro sobre esse ângulo azimutal,

um novo ponto experimental da taxa de contagem é obtido, ponto este que dá seqüência contínua ao ponto contíguo ao pico invertido que existia sobre a curva.

III. Medida do Espectro do Reator do IEN

A medida do espectro de nêutrons térmicos foi feita com o espectrômetro de cristal instalado na saída da coluna térmica externa do reator Argonauta do IEN, operando a 170 watts.

Foi utilizado como monocromador um cristal de Alumínio em forma de placa com dimensões $3'' \times 3'' \times \frac{1}{2}''$, com planos (111) formando um ângulo de 20° com as faces $3'' \times \frac{1}{2}''$. Este cristal, crescido pela firma Semi Elements Inc. of Saxonburg, Pennsylvania, monocromatiza nêutrons por transmissão. Esse cristal Al (111), possui distância interplanar $d_{111} = 2,3333 \text{ \AA}$ e largura de mosaico $\beta = 0,169^\circ$. O valor de β foi determinado, em experiência paralela, utilizando o Difrátômetro de Nêutrons do IEA.

As divergências angulares do primeiro e do segundo colimador, usados com o espectrômetro do IEN, foram $\alpha_1 = 2,29^\circ$ e $\alpha_2 = 3,27^\circ$, respectivamente. O valor do α_e usado no cálculo da refletividade R^θ foi $\alpha_e = 2,82^\circ$.

Na figura 5 pode ser vista a contagem por unidade de tempo, já corrigida para o "background", observada para nêutrons monocromatizados pelos planos (111) do cristal de Al usado em transmissão. Os pontos experimentais estão colocados em função do dobro do ângulo de Bragg. Para evitar a influência das flutuações de potência do reator, os tempos de contagens para essas medidas foram condicionados a um número predeterminado de contagens de um monitor instalado junto da coluna térmica.

Efeitos de reflexões parasitas podem ser notados na figura 5, caracterizados por pequenas depressões dos pontos experimentais no intervalo de 2θ entre 25° e 39° . Como a mesa de suporte do cristal monocromador não permitia a rotação do mesmo, esse problema foi contornado trabalhando-se com uma curva ajustada aos pontos, e na região mencionada a curva foi traçada pelos pontos mais altos sem considerar as depressões.

Neste trabalho, os cálculos foram efetuados considerando as cinco primeiras ordens, sendo $m = 5$ o limite superior da somatória na eq. (17), que pode ser reescrita na forma:

$$I(\lambda) = I_1(\lambda) + \sum_{n=2}^5 I_n(\lambda) \quad (18)$$

com

$$I_n(\lambda) = \phi(\lambda/n) R^{\lambda n} \epsilon(\lambda/n) \quad (19)$$

Entretanto, somente a segunda ordem mostrou-se significativa para o intervalo de comprimentos de onda medidos de 0,7 a 1,9Å.

Na região de comprimentos de onda menores que o pico do espectro térmico ($\cong 1\text{Å}$) a contaminação pode ser considerada desprezível, e uma boa aproximação é fazer $I(\lambda) \cong I_1(\lambda)$.

De fato, o $I_2(\lambda)$ calculado de 0,7 a 1,2Å é no máximo 1,7%, porém no comprimento de

onda máximo medido (1,9Å) chega a ser 75%.

Portanto, nas medidas realizadas no intervalo de comprimento de onda $1,2 \leq \lambda \leq 1,9\text{Å}$, todos os comprimentos de onda de contaminação λ/n correspondem à região onde a intensidade $I(\lambda/n)$ é só de primeira ordem ($n=1$), e nessas condições, pode-se determinar todos os fluxos $\phi(\lambda/n)$ através da eq. (19), reescrevendo-a na forma:

$$\phi(\lambda/n) = \frac{I(\lambda/n)}{R(\lambda/n) \epsilon(\lambda/n)} \quad (20)$$

onde $R(\lambda/n)$ representa a refletividade de primeira ordem no comprimento de onda λ/n .

Usando as eqs. (19) e (20) obtém-se:

$$I_n(\lambda) = I(\lambda/n) \frac{R^{\lambda_n}}{R(\lambda/n)} \quad (21)$$

onde R^{λ_n} é a refletividade de ordem n no comprimento de onda λ .

Com a eq. (21) pode-se calcular todas as $I_n(\lambda)$ que contaminam o $I(\lambda)$ medido, e assim pode-se determinar o $I_1(\lambda)$ que é a intensidade desejada.

$$I_1(\lambda) = I(\lambda) - \sum_{n=2}^5 I_n(\lambda) \quad (22)$$

O fluxo de nêutrons por unidade de intervalo de comprimento de onda foi calculado a partir da intensidade de primeira ordem usando a seguinte expressão:

$$\phi(\lambda) = I_1(\lambda) / R^{\lambda} \epsilon(\lambda) \quad (23)$$

Na figura 6, os pontos experimentais do $\phi(\lambda)$ resultante estão colocados em gráfico versus comprimento de onda.

IV. Discussão dos Resultados

O fluxo de nêutrons térmicos, emergentes de um reator, pode ser aproximadamente descrito por uma distribuição Maxwelliana⁽¹¹⁾, na forma:

$$\phi(\lambda) = 2N(E/kT)^2 \{ \exp(-E/kT) \} / \lambda \quad (24)$$

onde $\phi(\lambda)d\lambda$ é o número de nêutrons que emergem por segundo no intervalo de comprimento de onda entre λ e $\lambda + d\lambda$; N é o fluxo total de nêutrons de todas as energias, E é a energia correspondente ao comprimento de onda λ ; k é a constante de Boltzmann e $T(K)$ é a temperatura característica da distribuição.

Geralmente o espectro de nêutrons térmicos emergente por um canal de irradiação do reator não é exatamente uma Maxwelliana correspondendo à temperatura do moderador. A distribuição espectral é deslocada para energias mais altas correspondendo a uma temperatura efetiva mais alta do que a temperatura do moderador^(6,10 e 13). Entre várias causas que tendem a deslocar o espectro pode-se citar: uma moderação incompleta na quantidade de moderador disponível entre os elementos combustíveis e o início do canal de irradiação, e uma quantidade restante de nêutrons, ainda sendo moderada, que contribui para o espectro $1/E$.

Uma curva do tipo Maxwelliana, na forma: $\phi(\lambda) = K \lambda^{-M} \exp \left[-\frac{5}{2} \left(\frac{\lambda'}{\lambda} \right)^2 \right]$ foi ajustada aos pontos experimentais do fluxo, utilizando um programa de computador para efetuar a escolha dos parâmetros por mínimos quadrados. A equação resultante é dada por:

$$\phi(\lambda) = 1,37 \times 10^2 \cdot \lambda^{-5,30} e^{-\frac{5}{2}(1,00/\lambda)^2} \quad (25)$$

onde $\lambda' = (1,00 \pm 0,02)\text{Å}$ é o comprimento de onda correspondente ao pico da distribuição, e $K = (1,37 \pm 0,01) \cdot 10^2$ é o coeficiente de normalização.

Na figura 6 pode ser vista a curva calculada pela eq. (25) descrevendo os pontos experimentais do fluxo no intervalo de comprimento de onda entre 0,7 e 1,9Å. Esta curva descreve o espectro disponível para uso experimental na saída do canal de irradiação da coluna térmica externa do reator Argonauta do IEN.

Uma curva Maxwelliana, isto é, com o expoente $M = 5$ calculada utilizando os outros parâmetros determinados para a equação (25), é também mostrada na figura 6.

Uma vez que a curva experimental, descrita pela equação (25), não difere drasticamente da Maxwelliana pura, associou-se ao comprimento de onda pico $\lambda' = (1,00 \pm 0,02)\text{Å}$, a temperatura característica da distribuição $T = (380 \pm 20)\text{K}$.

Durante as medidas, a temperatura média do moderador do reator foi 293K; a diferença de 87K observada entre as temperaturas está de acordo com as diferenças geralmente obtidas em medidas análogas efetuadas em outros reatores^(6,10,13). Uma diferença desta ordem era esperada devido à quantidade relativamente pequena de moderador entre o núcleo do reator e o início do canal de irradiação.

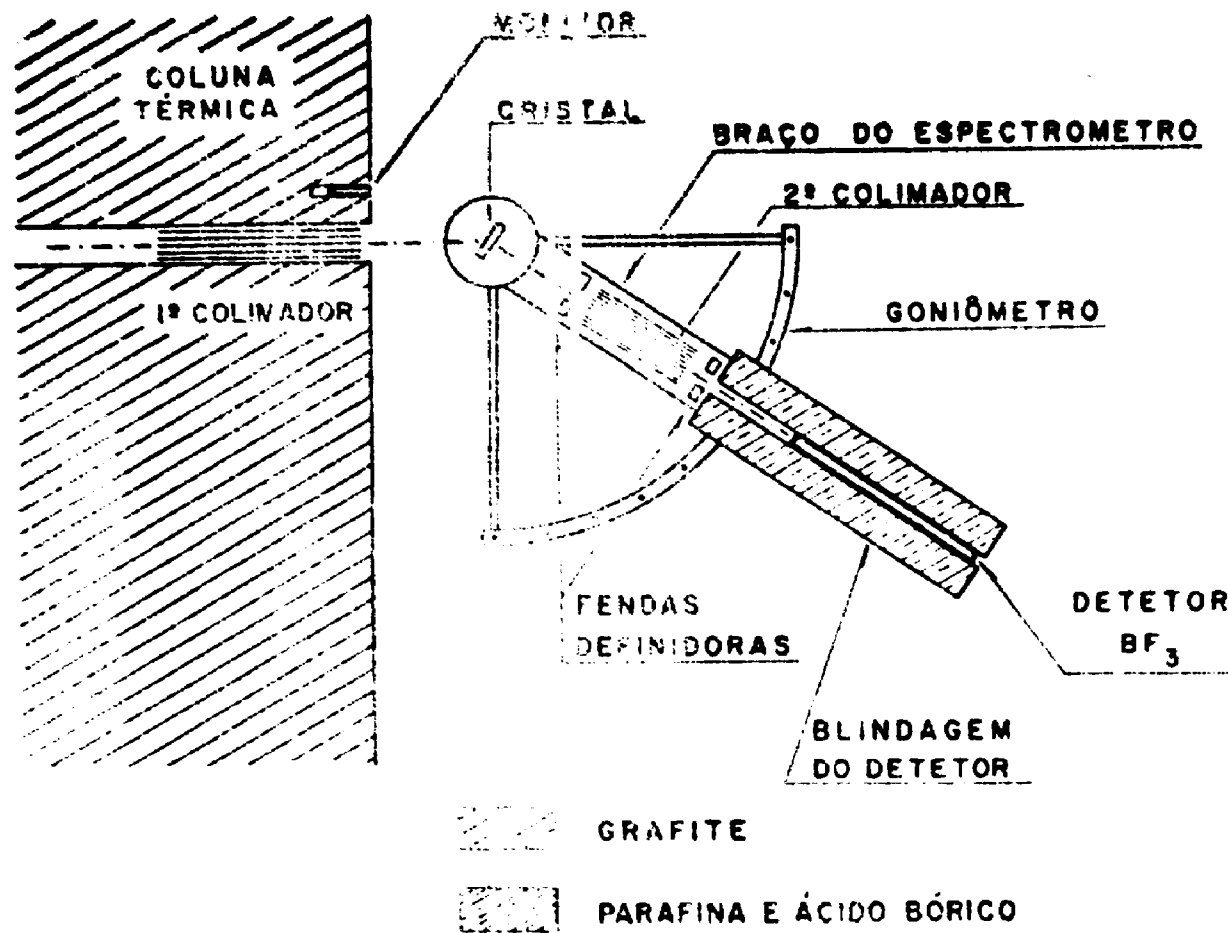


Figura 1
Diagrama esquemático do espectrômetro de cristal do IEN

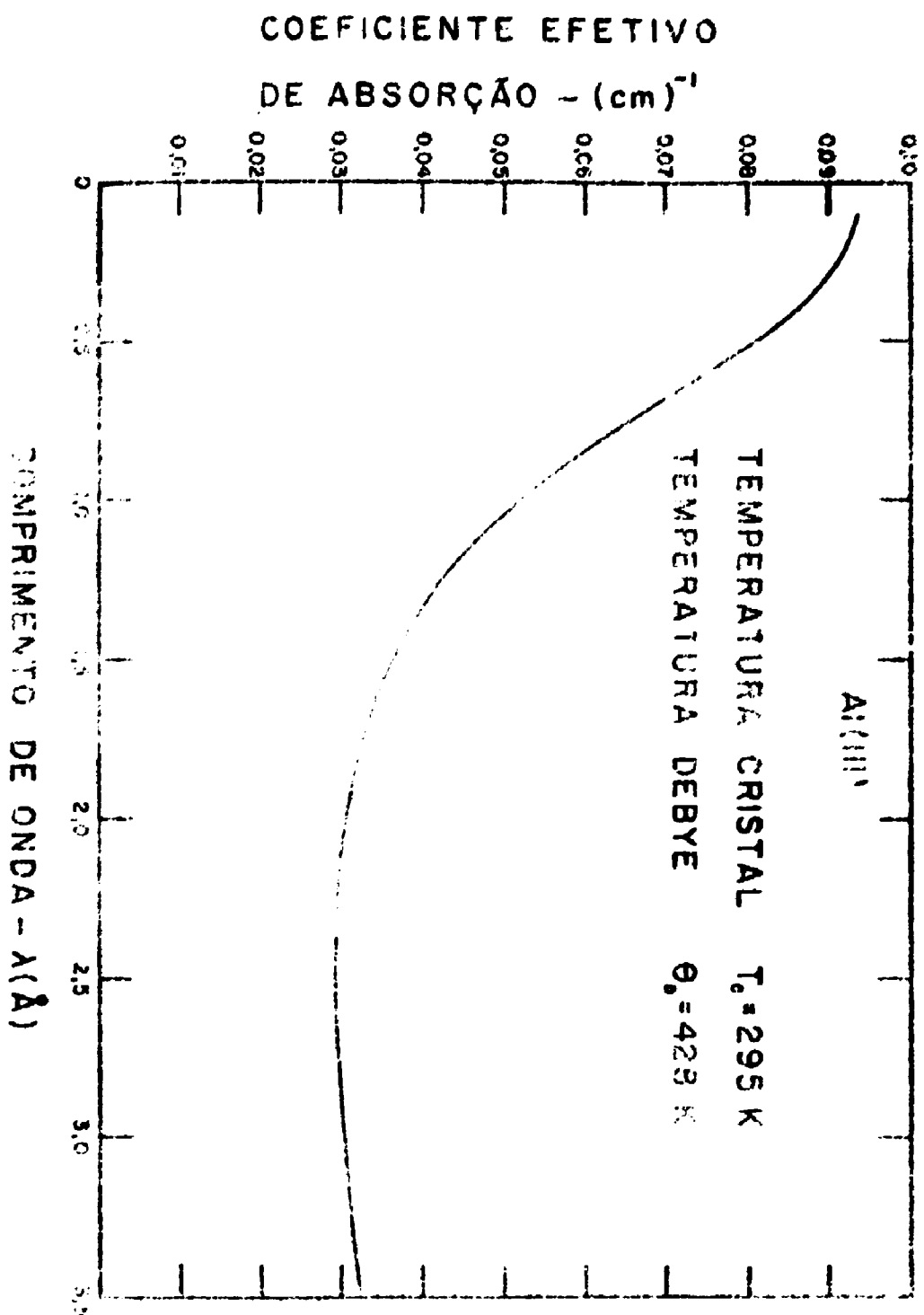


Figura 2

Coefficiente de absorção efetivo do monocristal de Alumínio

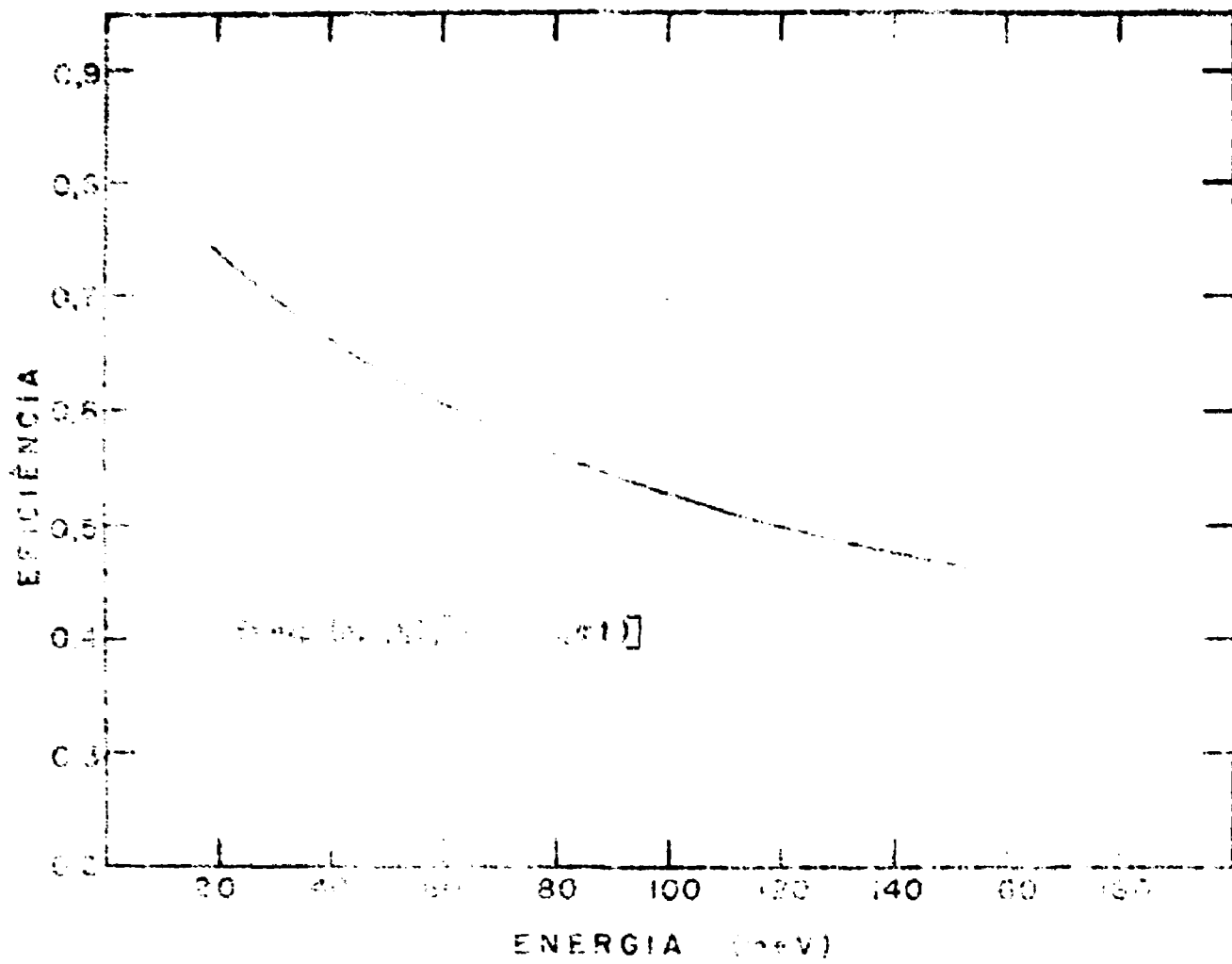


Figura 3
Curva de eficiência do detector

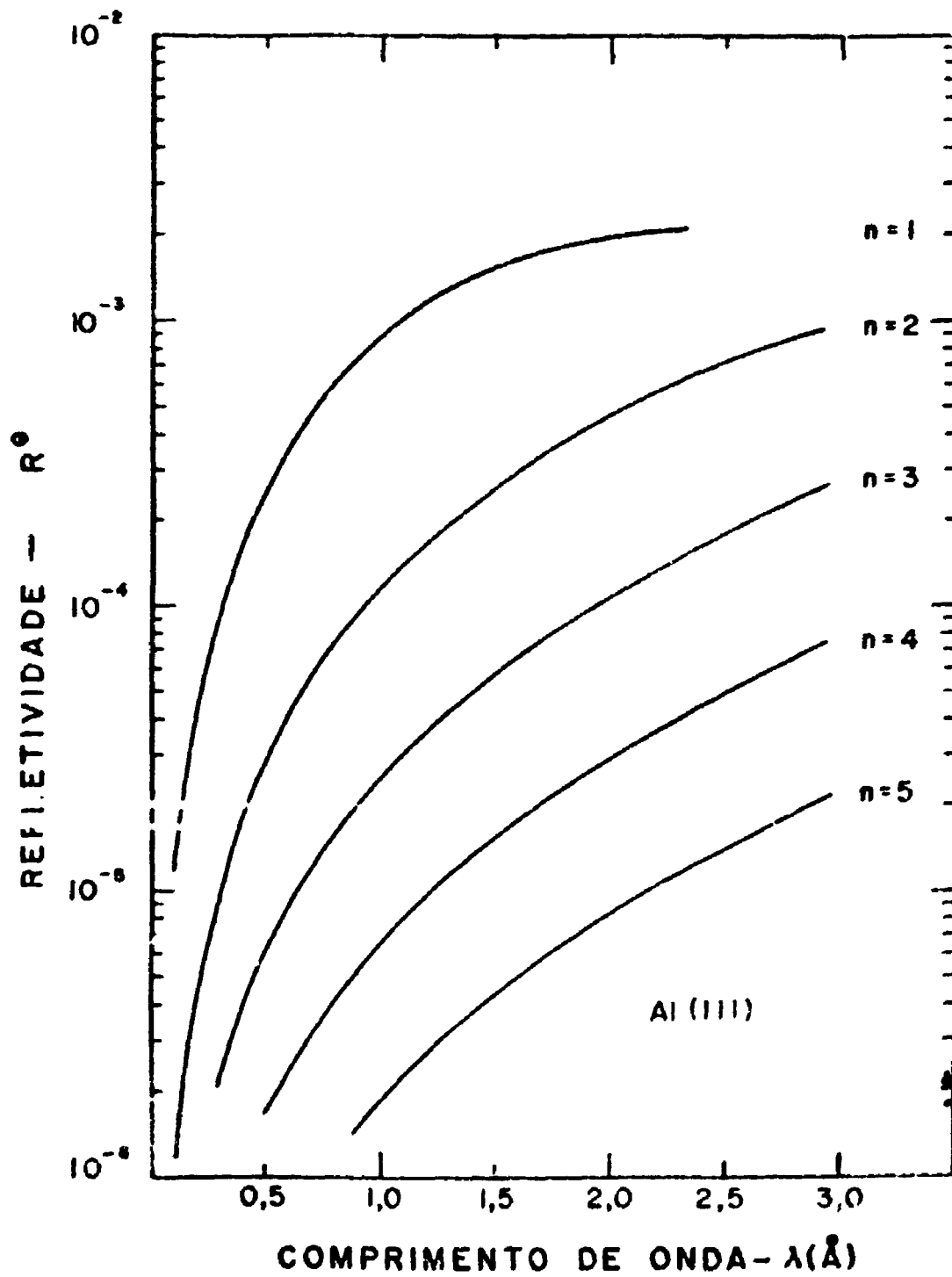


Figura 4

Refletividade para a família de planos (111) de cristal de Alumínio usado por transmissão.

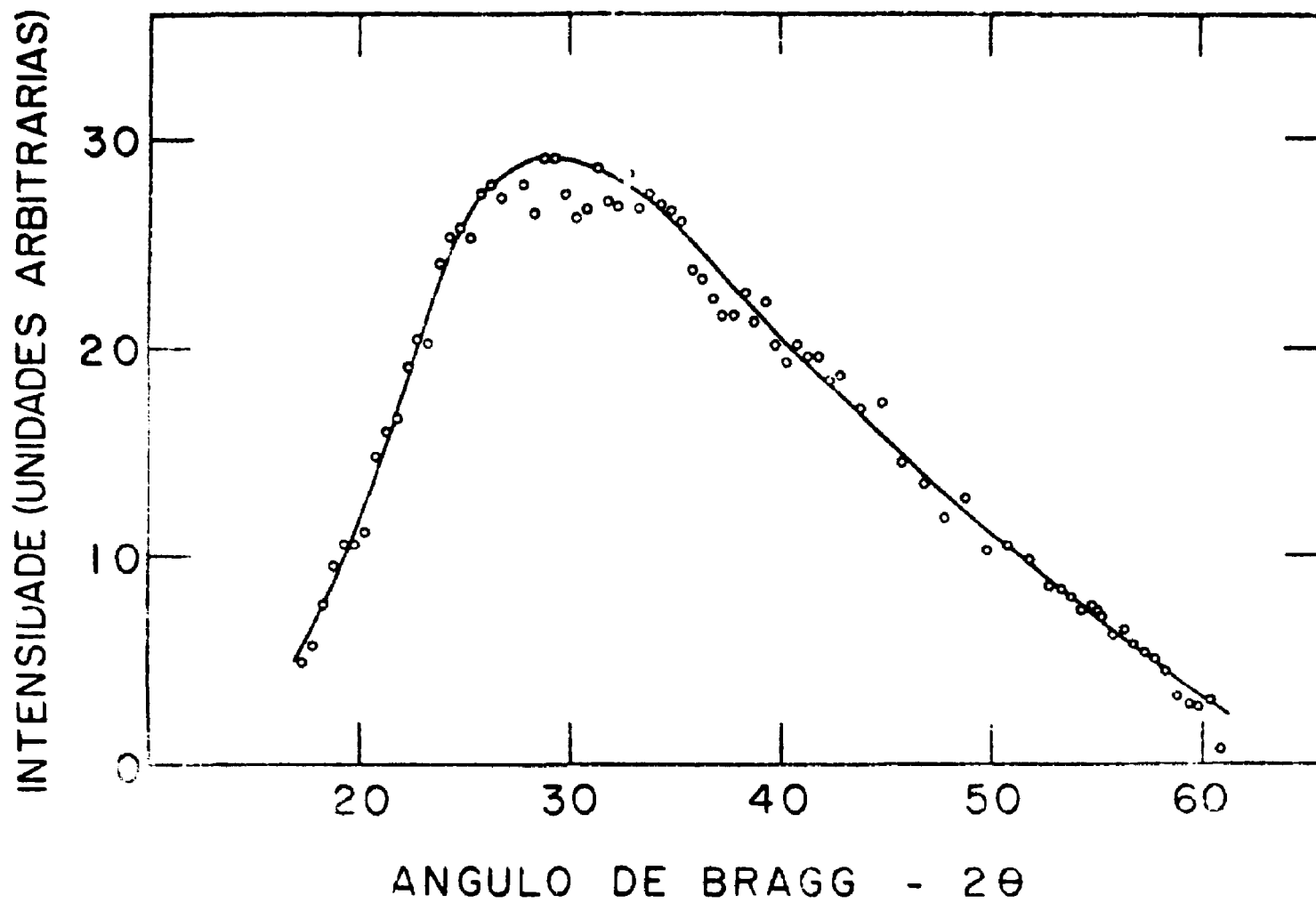


Figura 5
Contagem por unidade de tempo medida com Al(11) em transmissão

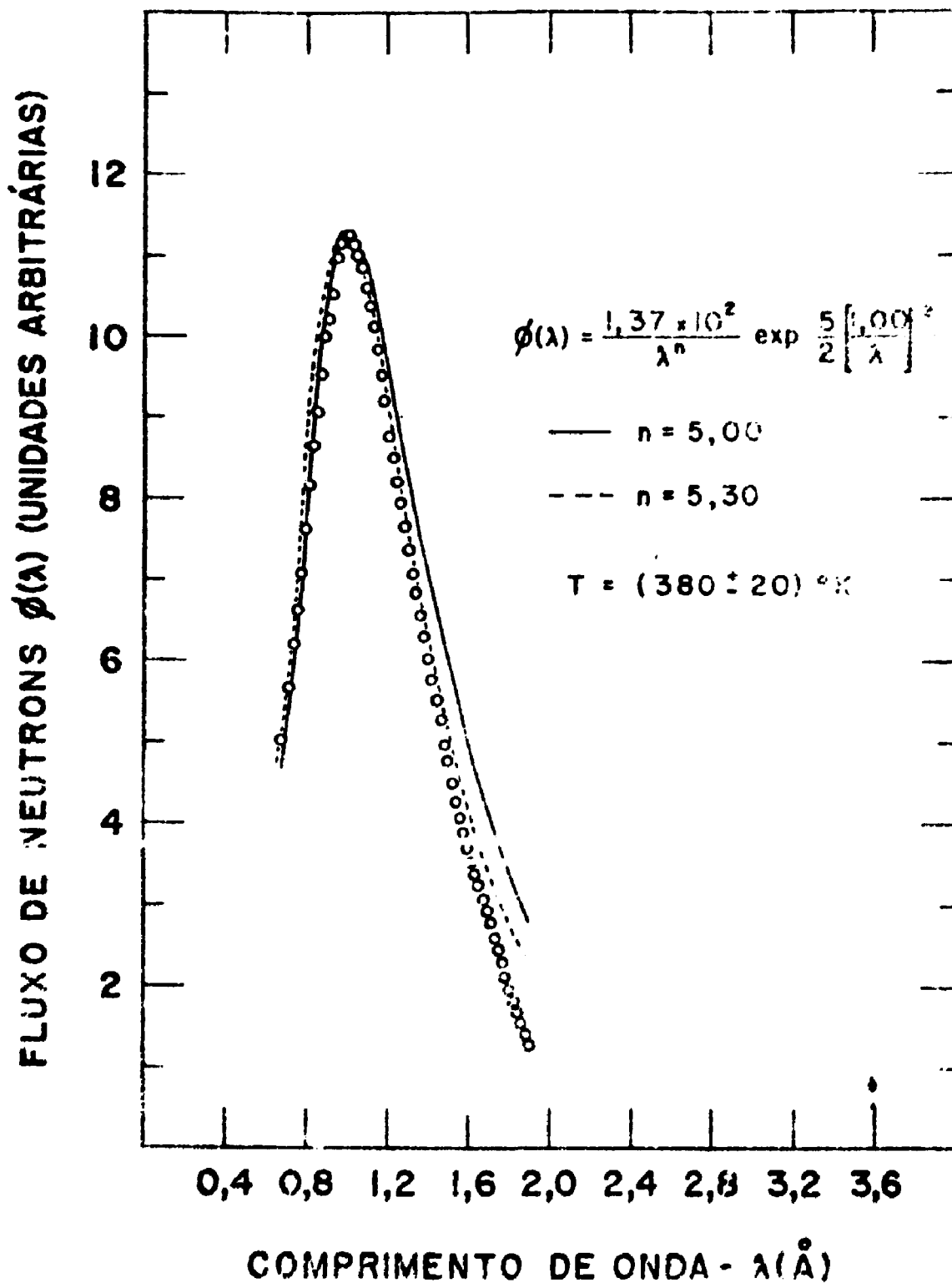


Figura 6

Distribuição espectral dos neutrons emergentes do canal de irradiação J-9 do Reator Argonauta do IEN

Programa Refleti (Subroutine Afal)

FORTRAN IV G LEVEL 21

```

          MAIN                      DATE = 74350          09/04/55
C AFAL-ALUMINIL
  SUBROUTINE AFAL
  COMMON ETA,DP,TZERO,FPI,ENEG,EFE,ENEP,SENTET,COSTET,RTETA,X,UBUC
  PI=3.1415926
  GAMAC=COSTET*CCS(X)+SENTET*SIN(X)
  GAMAH=COSTET*CCS(X)-SENTET*SIN(X)
  GAMAG=2.*GAMAC+GAMAH/(GAMAH+GAMAC)
  A=L*1+TZERO/GAPAG
  GAMA=R.*DP**2+TZERO*ENEG**2+EFE/(2.*PI)**.5*(ETA+ENEP**3)
  SCMA=0
  DO 10 J=1,15
  MJ=J
  SUM=(-1.)**(J+1)*GAMA**J/( FAT(J)*(AJ+2.*CUCCI)**.5)*(SENTET*SENTET
  1/(GAMAG+COSTET))**J
  SCMA=SCMA+SUM
10 CONTINUE
  RTETA=(PI/2.)**.5*GAMAG/GAPAC*(ETA*EXP(-A)*SCMA
  RETURN
  END

```

Programa Refleti (Function Fat)

FORTRAN IV G LEVEL 21

```

          FAT
0001          FUNCTION FAT(I)
0002          PA=1
0003          AI=1
0004          G=1
0005          1 FAT=FAT*G
0006          G=G+1
0007          IF(G-AI)1,1,2
0008          2 RETURN
0009          END

```

Agradecimentos

Os autores agradecem ao Prof. Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni, DD. Superintendente do IEA, pelas facilidades oferecidas neste trabalho de colaboração IEA-IEN.

Manifestamos nossos agradecimentos ao idealizador e incentivador deste trabalho, o Eng^o Luiz Osório de Brito Aghina, Diretor do IEN.

Nossos agradecimentos estendem-se aos seguintes colaboradores: Dr. Carlos Benedicto Ramos Parente, pela orientação do cristal monocromador de alumínio, ao pessoal técnico do Laboratório de Neutrônica, da Divisão de Apoio do IEN, ao bacharel Getúlio de Jesus Vilar, na obtenção das medidas e ao Sr. Celso Fuhrmann, na cuidadosa elaboração das figuras.

ABSTRACT

The thermal neutron spectrum of the IEN Argonauta reactor has been measured in the wavelength from 0.7 to 1.9Å, using a neutron crystal spectrometer. A Aluminium single crystal, in transmission, was used as monochromator.

The Aluminium crystal reflectivity employed in the analysis of the data was calculated for the first five permitted orders. An effective absorption coefficient of the crystal was used to perform the calculations instead of the macroscopic cross section of the element.

The measured spectrum count rate has been corrected for the detector efficiency, high order contamination and parasitic reflections, and processed in order to obtain the effective thermal neutron spectrum as a function of wavelength.

A Maxwellian equation type, with variable exponent, was adjusted by least squares fit to the experimental points. Also, the experimental results are compared with a theoretical Maxwellian distribution, and the effective neutron temperature determined for the neutron distribution was $380 \pm 20\text{K}$. This temperature is 87K above the average moderator temperature. This fact can be attributed to the relative small quantity of moderator between the reactor core and the end of the beam hole.

RÉSUMÉ

Le spectre de neutrons thermiques du réacteur Argonauta du IEN a été mesuré dans une intervalle de longueurs d'onde entre 0.7 et 1,9Å, en employant, un spectromètre à cristal. Un monocristal de Aluminium, en transmission, a été utilisé comme monochromateur.

La réflectivité du cristal d'Aluminium utilisée dans l'analyse des résultats a été calculée pour les cinq premières réflexions possibles. Pour les calculs, un coefficient effectif d'absorption du cristal a été utilisé, au lieu de la section efficace macroscopique de l'élément.

Les courbes de la raison de comptage du spectre mesuré ont été corrigées pour l'efficacité du détecteur, et pour la contamination d'ordres supérieurs et réflexions parasites, et elles ont été traitées afin d'obtenir l'allure effective du spectre des neutrons thermiques en fonction de la longueur d'onde.

Une equation du type Maxwellien avec exposant variable, a été ajustée par la méthode de moindres carrés aux points expérimentaux. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et une distribution Maxwellienne théorique a été effectuée, y résultant une température neutronique effective de $380 \pm 20\text{K}$. Cette température est de 87K au dessus de la température moyenne du modérateur; cette différence est attribuée à la petite quantité de modérateur existant entre le cœur du réacteur et le canal expérimental.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. BACON, G. E. *Neutron diffraction* Oxford. Clarendon, 1962.
2. BACON, G. E. & LOWDE, R. D. Secondary extinction and neutron crystallography. *Acta crystallogr.*, Copenhagen, 1:303-14, 1948.

3. BLAKE, F. C. On the factors affecting the reflection intensities by the several methods of X-ray analysis of crystal structures. *Rev. mod. Phys.*, New York, 5:169-202, 1933.
4. BLINOWSKI, K. & SOSNOWSKI, J. Parasitic reflections of neutrons in crystal monochromators. *Nucl. Instrum. Meth.*, Amsterdam, 10:289-94, 1961.
5. DIETRICH, O. W. & ALS-NIELSEN, J. The effect of experimental resolution on crystal reflectivity and secondary extinction in neutron diffraction. *Acta crystallogr.*, Copenhagen, 18:184-8, 1965.
6. DOMENICI, M. & ZUCCA, T. *Misure spettrali e di temperatura neutronica mediante spettrometro a cristallo*. Sallugia, SORIN Centro Ricerche Nucleari, 1964. (SORIN-44)
7. FOWLER, I. L. & TUNNICLIFFE, P. R. Boron trifluoride proportional counter. *Rev. Sci. Instrum.*, New York, 21:734-40, 1950.
8. FULFARO, R. Total neutron cross section and the effective absorption coefficient of a Ge(111) single crystal. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1971. (IEA-235)
9. HOLM, M. W. The reflectivity of NaCl and Be crystals for slow neutrons. Idaho Falls, Idaho, Phillips Petroleum Co., 1955. (IDO-16115, 1st.rev.)
10. HOLMRYD, S. et alii. A slow neutron chopper time-of-flight spectrometer at the reactor R2 in Sweden. *Nucl. Instrum. Meth.*, Amsterdam, 27:61-8, 1964.
11. HUGHES, D. J. *Pile neutron research*. Cambridge, Mass., Addison-Wesley, 1953.
12. JAMES, R. W. *The optical principles of the diffraction of X-rays*. London, Bell, 1958.
13. JONES, I. R. *The LPTR single-crystal neutron spectrometer and reactor spectrum measurements*. Livermore, Calif., Univ. of California, Lawrence Radiation Laboratory, 1963. (UCRL-7611)
14. LEME, M. P. T. *Medida absoluta do fluxo de nêutrons lentos em um feixe colimado: aplicação do método de ativação utilizando ouro e disprósio*. São Paulo, Universidade de São Paulo, 1970. (Dissertação-Mestrado)
15. O'CONNOR, D. A. & SOSNOWSKI, J. Parasitic multiple Bragg scattering in neutron crystal spectrometer. *Acta crystallogr.*, Copenhagen, 14:292-97, 1961.
16. POPOVICI, N. & GELBERG, D. On optical properties of the neutron crystal spectrometers. *Nucl. Instrum. Meth.*, Amsterdam, 40:77-83, 1966.
17. RINGO, G. R. Neutron diffraction and interference. In: FLUEGGE, S. *Hand-buch der Physik*. Berlin, Springer, 1957 v.32. p.552-642.
18. SAFFORD, G. T. et alii. Precision determination of the slow neutron absorption cross section of ^{10}B . *Phys. Rev.* Ithaca, N.Y., 119:1291-94, 1960.
19. SAILOR, V. L. et alii. High resolution crystal spectrometer for neutrons. *Rev. Scient. Instrum.*, New York, 27:26-34, 1956.
20. WEINSTOCK, R. Inelastic scattering of slow neutrons. *Phys. Rev.*, Ithaca, N.Y., 65:1-20, 1944.

