

IFUSP/P 453
B.I.F. - USP

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**INSTITUTO DE FÍSICA
CAIXA POSTAL 20516
01498 - SÃO PAULO - SP
BRASIL**

publicações

IFUSP/P-453



MANUAL PARA MEDIDAS DE ESPESSURA DE ALVOS POR
ABSORÇÃO DE RAIOS-X

M.I.C. Cataldi e M.N. Martins

Instituto de Física, Universidade de São Paulo

Fevereiro/1984

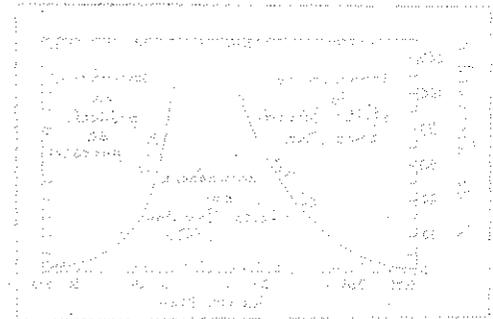
**MANUAL PARA MEDIDAS DE ESPESSURA
DE ALVOS POR ABSORÇÃO DE RAIOS-X**

M.I.C. Cataldi e M.N. Martins

Instituto de Física, Universidade de São Paulo

SUMÁRIO

É descrito em detalhe um sistema para medida de espessuras de alvos, ou filmes finos (espessura ≥ 1 mg/cm²) utilizando absorção de raios-X.



I. INTRODUÇÃO

Neste manual descrevemos em detalhe um sistema para medida de espessura de alvos ou filmes finos (espessura $\geq 1 \text{ mg/cm}^2$) utilizando absorção de raios-X. A descrição detalhada da operação do sistema e respectiva análise dos resultados é específica dos equipamentos e programas de análise existentes no laboratório do Acelerador Linear, porém pode ser adaptado a outros módulos eletrônicos, em outros laboratórios. A descrição bastante detalhada visa tornar o sistema facilmente utilizável por estudantes do Laboratório.

II. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

A interação dos fótons com a matéria pode se dar através de vários processos. Os três que ocorrem com maior frequência são: o Efeito Fotoelétrico, o Espalhamento Compton e a Produção de Pares. Cada uma dessas interações contribui para a formação do coeficiente de absorção linear (μ). A proporção de cada contribuição depende da energia dos fótons e do número atômico do material, como pode ser observado na figura 1. Para o

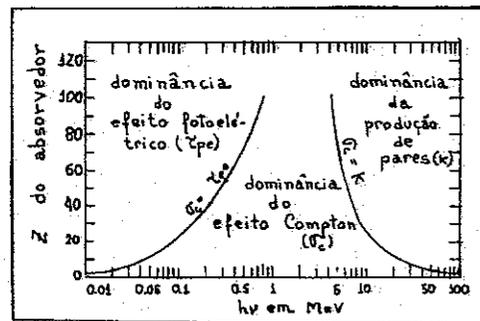


Fig.1 - Este gráfico mostra como se distribuem os mecanismos de interação em função da energia e do número atômico.

alumínio, por exemplo, o Efeito Fotoelétrico predomina para energias abaixo de 50 KeV⁽²⁾, em contrapartida para o chumbo, o predomínio é abaixo de 500 KeV⁽²⁾.

A faixa de energia utilizada em nossos experimentos é da ordem de 5 até 50 KeV. Neste intervalo,

como foi dito, há o predomínio do Efeito Fotoelétrico. Este fenômeno pode ser verificado, quando um fóton com energia $h\nu$ é absorvido por um dos elétrons do átomo. Parte de sua energia será cedida para remover esse elétron de sua camada e a restante para emití-lo com uma energia cinética (E) dada por:

$$E = h\nu - W \quad (1)$$

onde W é a função trabalho. Esta função tem um valor fixo para cada material, mas varia de acordo com o material utilizado. Segundo Arya, a probabilidade do elétron emitido ser da camada k é de 80%.

A emissão do elétron só é possível se a energia do fóton for maior ou igual à função trabalho, caso contrário esse efeito não ocorre. É interessante observar que, ultrapassada a energia da função trabalho, por menor que seja a energia dos fótons, há emissão de elétrons e quanto mais intensa é a radiação, maior é o número de elétrons ejetados.

Quando um elétron é emitido um outro elétron do átomo, passa de uma camada de maior energia para a camada do elétron expelido, emitindo raios-X, cuja energia é igual a diferença de energias entre as camadas.

O coeficiente de absorção linear tem dimensão do inverso do comprimento, $[\mu] = \text{cm}^{-1}$, mas é conveniente usar uma outra grandeza, o coeficiente de atenuação (μ/ρ), onde ρ é a densidade volumétrica. Se μ for expresso em cm^{-1} e ρ em g/cm^3 , então μ/ρ terá dimensão de cm^2/g .

O coeficiente de atenuação é proporcional à soma das contribuições de todos os mecanismos de interação (σ_{TOT}) por átomo. Esta relação é:

$$\frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right] = \sigma_{\text{TOT}} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{atom}} \right] \cdot \frac{N_A}{M} \frac{\left[\frac{\text{atom}}{\text{g-atom}} \right]}{\left[\frac{\text{g}}{\text{g-atom}} \right]} \quad (2)$$

onde N_A é o número de Avogadro ($6,02252 \times 10^{23}$ atom/g-atom), M é massa atômica do material utilizado e σ_{TOT} é a soma da seção de choque do Efeito Fotoelétrico (τ_{pe}), do Espalhamento Compton (σ_c) e da produção de pares (K) ⁽⁶⁾.

Os valores do coeficiente de atenuação foram tabelados por: J.H. Hubbell ⁽⁵⁾, ⁽⁶⁾ para 23 elementos com energia entre 10 KeV a 100 GeV e também para 40 elementos com energia entre 1 KeV a 20 MeV. E. Storm e H.I. Israel ⁽⁴⁾ tabelaram os valores para todos os elementos entre $Z=1$ e $Z=100$ com energia entre 1 KeV a 100 MeV.

A equação que descreve a absorção dos raios γ na matéria é a mesma dos raios X, pois ambos são radiações eletromagnéticas da mesma espécie e, portanto, não podemos diferenciar suas propriedades. Convencionalmente instituiu-se que os raios gama são procedentes dos decaimentos entre os estados excitados de um núcleo, enquanto que os raios X são provenientes dos decaimentos de elétrons de um nível excitado para um menos excitado. Portanto a discussão sobre a absorção dos fótons pela matéria, aplica-se tanto para raios X quanto para raios γ .

Quando um raio gama passa através de uma fina camada de matéria, uma fração dI/I , absorvida do raio incidente, é proporcional à espessura da camada dx , sendo expressa por:

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx \quad (3)$$

A constante de proporcionalidade é o coeficiente li-

near de absorção (μ). Integrando a equação 3 temos:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x} \quad (4)$$

sendo: I a intensidade do feixe incidente com o alvo, I_0 a intensidade do feixe incidente sem alvo e x a espessura do alvo.

A intensidade I pode ser escrita como:

$$I = B hv \quad (5)$$

onde B é o número de fótons que atravessaram o material por unidade de área e por unidade de tempo, e hv é a energia por fóton; B é frequentemente chamado de fluxo e I é o correspondente fluxo de energia. A equação 4 pode ser escrita como:

$$B = B_0 e^{-\mu x} \quad (6)$$

Como já vimos é conveniente usar o coeficiente de atenuação (μ/ρ), em vez do coeficiente de absorção linear (μ). Neste caso é necessário multiplicar a espessura x pela densidade volumétrica (ρ) na expressão 6. Este produto ($x\rho$) é chamado densidade superficial (e) e sua unidade é g/cm^2 . A equação 6 pode ser reescrita como:

$$B = B_0 e^{-e\mu/\rho} \quad (7)$$

Usando a equação 7, sabendo o coeficiente de atenuação pelas tabelas e determinando os valores de B e B_0 , podemos obter a densidade superficial dos alvos:

$$e = -\frac{1}{\mu/\rho} \ln \frac{B}{B_0} \quad (8)$$

Tomando o coeficiente de atenuação sem erros, as tabelas não fornecem erros, podemos calcular o erro da densidade superficial usando a propagação de erros:

$$\sigma_e = \frac{1}{\mu/\rho} \left[\left(\frac{\sigma_B}{B} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{B_0}}{B_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (9)$$

onde σ_B e σ_{B_0} são respectivamente os erros no fluxo atenuado e no incidente.

III. PARTE EXPERIMENTAL

A parte experimental consiste, basicamente, em três etapas: a montagem do sistema eletrônico, a montagem da mesa onde colocamos a fonte e o alvo e finalmente na análise dos nossos dados.

a) Montagem do sistema eletrônico

Os módulos eletrônicos necessários para a experiência são:

- Detector de germânio hiperpuro de raios X
- Pré-amplificador
- Amplificador: ORTEC 571
- Fonte de alta tensão: ORTEC 456
- Multicanal ("Séries Memory Unit"): NORTHERN NS-421.

O esquema experimental é mostrado na figura 2.

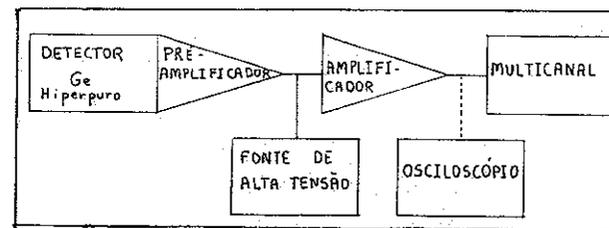


Fig. 2 - Esquema do sistema eletrônico para medir a espessura de alvos usando raios X

O detector de germânio hiperpuro é alimentado por uma fonte de alta tensão e a polaridade usada neste detector é de 1000 Volts-negativos. Na parte posterior da fonte existe um parafuso que determina sua polaridade. O pré-amplificador está acoplado ao detector e por ele saem quatro conectores: o "Bias" que conectamos a um cabo "SHV" e ligamos à entrada da fonte de alta tensão; o "Power" que conectamos a um cabo "Amphenol" e ligamos no conector de saída atrás do amplificador; "Out" ligado a um "BNC" à entrada do amplificador e o "test" ligado num cabo de "BNC" que serve para simular experimentos físicos, no nosso caso, o cabo fica sem conexão.

A polaridade do amplificador, nestas medidas, deve ser negativa e sua saída tanto pode ser um pulso unipolar (—) como um bipolar (—). A saída unipolar é usada quando o pulso não tem que percorrer um cabo longo (< 5 metros), pois o pulso vai se deformando, à medida que vai percorrendo o cabo. Esse fato não ocorre com o pulso bipolar, porém a informação transmitida pelo pulso, não é tão precisa quanto o unipolar.

O sistema multicanal é formado por uma série de aparelhos: um Conversor Análogo-Digital (ADC), um multicanal, um "Mixer", um "Digital Readout Control Unit" e um "Two Parameter

Adapter". Esse conjunto de módulos eletrônicos foram interligados como mostra a fig. 3.

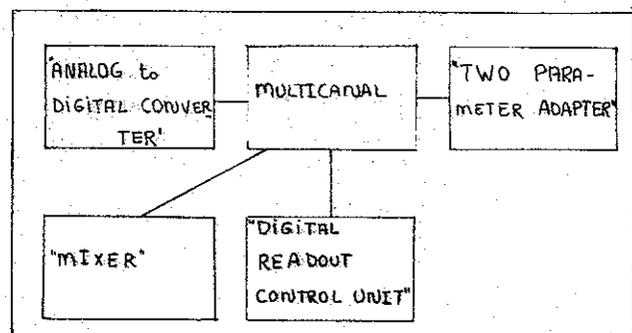


Fig. 3 - Esquema dos módulos eletrônicos do sistema de multicanal.

A saída unipolar do amplificador deve ser conectada à entrada ("input") de 0 - 10 V do ADC com ligação direta ("Coupling" em DC).

O ADC (NS-623-NORTHERN) recebe um pulso, carrega um capacitor até a altura do pulso, depois descarrega-o, mas simultaneamente, um trem com pulsos fixos é liberado. O número de pulsos produzidos, até descarregar o capacitor, determina o número de canal no qual o pulso deve ser guardado na memória do multicanal. Uma vez com o endereço selecionado, o número de contagens já armazenadas na memória nesse endereço é transferido para um contador que aumenta o número antigo de uma unidade e o número é reescrito na memória.

No ADC existem três discriminadores, com interesse em nossas medidas, a saber:

- "Lower Level" faz o limite inferior sobre os sinais convertidos no ADC. É usado em 1,0 de sua escala e é utilizado para eliminar o ruído.

- "Upper Level" faz o limite superior sobre os sinais convertidos no ADC, normalmente usado no máximo de sua escala.

- "Zero Level Controls" ajusta o nível da entrada analógica com o correspondente canal zero (extrapolado).

O número máximo de canais utilizado pode ser ajustado com o "Conversion Gain". Foi usado em nossas medidas 4096 canais. Os outros seletores do ADC possuem suas funções especificadas no seu manual e não possuem uma relevância muito grande nesse trabalho. Utilizamos esses seletores nas seguintes condições operacionais:

- "Baseline Restorer" em "Out"
- "Analyse/OFF" em "Analyse"
- "Coin/Anti Coin" em "Anti Coin"
- 0 - 100%/0 - 10% em 0 - 10%
- "Digital off set" em "off", isto é, todos os pinos abaixados
- "Group Size" em 4096.

O multicanal, como foi dito, servirá para guardar em sua memória o espectro obtido, quando trabalhamos em PHA ("Pulse Height Analysis"). Ele possui vários seletores:

- Grupo de Memória ("Memory Group"), indicando em que grupo de memória estamos trabalhando, primeira metade, segunda metade.
- Modo de Leitura ("Read Mode"), como o nome próprio indica é usado para determinar se o modo de leitura é o vídeo (CRT) ou pelo computador ("Computer").
- Base de Tempo ("Time Base"), este seletor só trabalha na base 2, seu limite máximo é de 2^{16} segundos.
- "Live" or "Clock", selecionando-se a medida de tempo é o tempo

do relógio ("clock") ou, se é o tempo em que o multicanal está livre para contar os pulsos de entrada ("live"). Normalmente nos interessa o tempo vivo.

- A escala no vídeo ("Z Display Scale").
- "Analog Configuration" em "Profile".
- "Erase" que limpa a memória.
- "Start Measure" é o seletor que dá a partida na contagem.
- "Stop", este seletor pára a contagem.
- "Start Readout", este seletor mostra o espectro contado no vídeo.
- "Normal or Live Static" usado em "Live Static", para diminuir a possibilidade de perda de canal.
- "Multiplex or Off" em "Off".

Algumas observações são procedentes quando vamos transferir um espectro devemos mudar o seletor "Read Mode" para "Computer", porém isso só pode ser feito quando o estado do multicanal é "stop", pois se assim não for, podemos perder o espectro.

O "Mixer" (NS459A - NORTHERN) é usado no "Group Size" para entrada de 4096 canais e os outros seletores em DC. O "Digital Readout Control Unit" (NS421 - NORTHERN) deve ser utilizado com seu seletor em "off". O "Two Parameter Adapter" (NS - 641N NORTHERN) permite escolher o tempo de medida para a experiência, juntamente com o multicanal. Possui diversos seletores: o "Mode" usado em X + Y; o "XY Coin Resolving Time" em 2.5 µsec e o "X ADC Timer": "clock" em interno; "time" em "live" e CTS/min: 1000 ou 100. Todos esses módulos possuem manuais que pode ser utilizados para resolver qualquer dúvida.

Depois de todos os aparelhos ajustados, resta-nos regular a amplitude do pulso de saída do amplificador, com ajuda de um osciloscópio conectado em sua saída unipolar. Neste módulo e

xistem dois seletores para determinar o ganho e consequentemente a amplitude do pulso de saída: "Fine gain" e o "Coarse gain". Preferencialmente devemos deixar o ganho fino no máximo, para evitar ruído em nossas medidas. Portanto o ganho grosso é que determinará o ganho, obtido pelo produto do ganho fino com o grosso. Quanto maior for o ganho, maior será o deslocamento do pico no multicanal, em relação ao canal zero. Portanto regulando o ganho poderemos colocar o pico em qualquer região do espectro que desejamos. O conector: "Delay/out" deve, neste caso, ser usado em "out", pois não nos interessa nenhum atraso no pulso; o "BLR Auto/Thresh" usamos no "Auto", para trabalharmos no modo automático.

Para finalizar o ajuste dos módulos eletrônicos, devemos verificar se o pulso de saída do amplificador não apresenta "undershoot" ou "overshoot", isto é, se não apresenta uma deformação no pulso como mostra a figura 4a e 4b. Ocorrendo essa deformação coloca-se o seletor "BLR Auto/Thresh" no meio e com ajuda de uma chave de fenda, ajusta-se o pulso por um parafuso a baixo do seletor referido acima. O pulso de saída estará bem ajustado quando este não apresentar nem "overshoot" e nem "undershoot" como mostra a figura 4c.

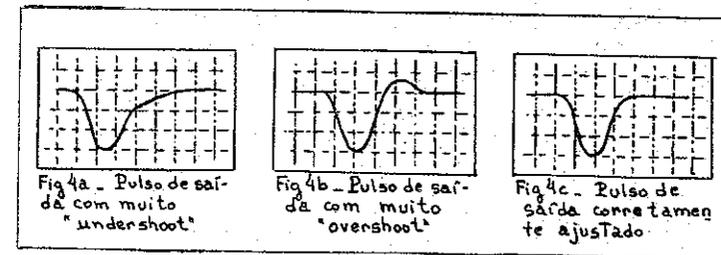


Fig. 4 - Esquema do ajuste do pulso de saída do amplificador.

b) Montagem da mesa de medidas

A mesa onde é colocada o alvo, a fonte de radiação, o colimador e a blindagem pode ser esquematizada pela figura 5.

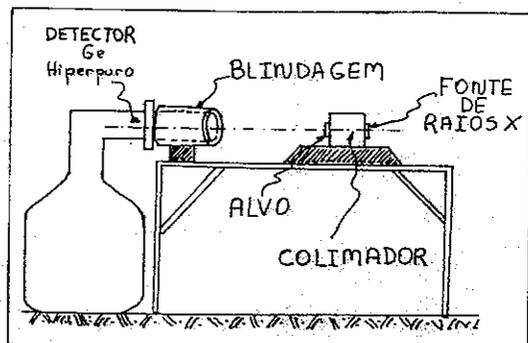


Fig. 5 - Esquema do material necessário para determinar a densidade superficial.

A blindagem é um cilindro oco de cobre com espessura de 20 mm e um raio de 4,0 cm, envolvendo o detector e tem como função atenuar o fundo proveniente de fontes externas. O colimador é um bloco de chumbo com 8,0 cm de comprimento por 5,0 cm de largura e 10 cm de altura, com um orifício central de aproximadamente 2 mm. As fontes de radiação usadas foram as do Laboratório do Acelerador Linear, tendo sido consideradas pontuais, isto é, com dimensões muito pequenas em relação às distâncias envolvidas. Os alvos, normalmente, possuem um raio de 25 mm e são fixos em suportes de alumínio.

É necessário antes de iniciar o experimento, alinhar o colimador com o detector. Esse alinhamento é obtido com uma fonte de luz (no caso uma pequena lanterna), colocada na posição da fonte de radiação. O colimador, então, é ajustado de tal forma que o feixe de luz incida no centro de detector. A fonte,

dentro de um suporte, é fixada no colimador, determinando a geometria do sistema. Depois de alinhado, o sistema não é mais medido, com exceção do alvo que é tirado e colocado.

O feixe de radiação emitido sem alvo, é coletado pelo detector. O tempo de exposição da fonte radioativa depende da precisão desejada nas medidas, como também da intensidade do pico. Quanto mais intenso for o pico menor será o tempo de medida. No multicanal se obterá um espectro semelhante à figura 6, no caso usando ^{57}Co .

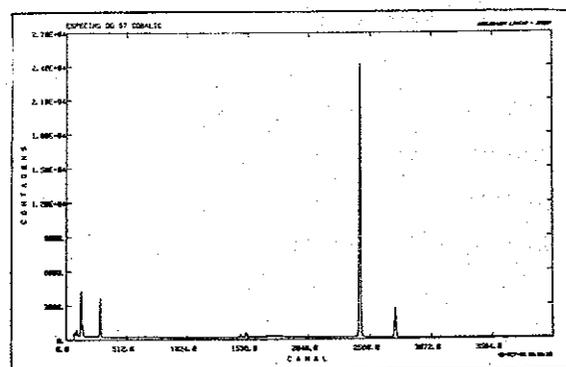


Fig. 6 - Espectro de ^{57}Co visto no multicanal depois de 5,0 horas de exposição da fonte.

Para transferir para o computador utiliza-se um programa chamado TRANSF do computador do Laboratório do Acelerador Linear, não podendo esquecer de mudar o seletor do multicanal para "Computer", caso contrário pode-se perder o espectro.

Repete-se a experiência usando o alvo. Os tempos de medida não precisam ser, necessariamente, iguais. Existe uma relação linear entre o tempo de medida e a área do pico. Porém quanto maior for a área menor será o erro relativo desta área e consequentemente haverá uma maior precisão nas medidas.

c) Análise dos dados

A análise dos dados tem quatro etapas:

- 1ª) Obter as energias dos picos em função do número de canal.
- 2ª) Determinar as áreas dos picos.
- 3ª) Ajustar o coeficiente de atenuação.
- 4ª) Obtenção da densidade superficial (e).

19) Obtenção das energias dos picos

Num espectro existem alguns picos cuja identificação é imediata, isto é, podemos relacioná-los com energias obtidas na literatura especializada, (por exemplo, o Lederer⁽⁷⁾), facilmente. A posição do pico, isto é, em que canal do multicanal o pico é encontrado pode ser obtido com precisão usando um outro programa do P.D.P. do Laboratório do Acelerador Linear, chamado IDEFIX, esse programa ajusta a função que melhor representa a forma do pico e fornece a posição do pico, seu erro na posição, a largura na meia altura, o χ^2 , a área do pico, o erro da área e vários outros dados.

Tendo a posição e a energia do pico para no mínimo três picos, podemos ajustar uma curva que representa a energia em função da posição para todo o espectro. Um programa do mesmo PDP que faz esse ajuste chama-se CALIB. Este programa fornece a função: energia versus número de canal. Com essa função podemos identificar cada pico do espectro, bastando saber em que posição o pico se encontra.

Existe no Laboratório do Acelerador Linear manuais que explicam como funcionam cada um desses programas referidos anteriormente.

29) Determinação das áreas dos picos

Sabendo a posição de um pico, podemos determinar sua área usando o programa IDEFIX. Como exemplo, no espectro do ^{57}Co temos dois picos situados em 106.59 e um outro em 115.37, suas áreas são respectivamente: 92.659 ± 361 e 19048 ± 197 como pode ser visto nas figuras 7 e 8.

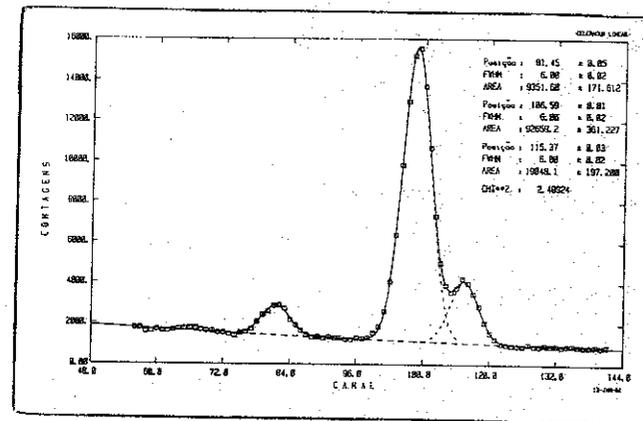


Fig. 7 - Espectro do ^{57}Co sem atenuação (tempo de medida: 20 horas).

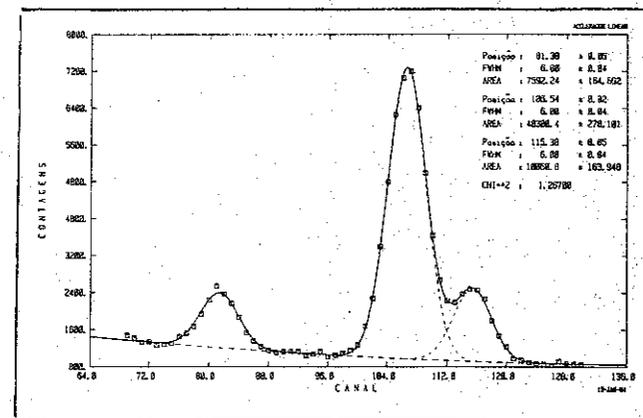


Fig. 8 - Espectro do ^{57}Co com atenuação de um alvo de ^{209}B (tempo de medida: 20 horas).

39) O coeficiente de atenuação

Os valores do coeficiente de atenuação (μ/ρ), encontrados na literatura, são catalogados para valores discretos de energia, portanto é necessário ajustar uma função para os pontos dados, com o objetivo de se obter os valores do coeficiente de atenuação para qualquer energia. Usamos para isso, o programa AJUSTE do PDP.

A curva do coeficiente de atenuação não é lisa, isto é, apresenta "dentes" (serras) para determinadas energias, como pode ser visto na figura 9. Portanto só podemos ajustar os va-

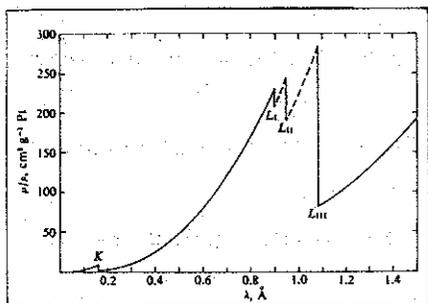


Fig.9 - Gráfico do coeficiente de atenuação μ/ρ pelo comprimento de onda (λ) para a Platina.

lores de μ/ρ nos trechos onde a curva é suave. Essa condição limita a utilização desse método de determinação de espessura, porque algumas vezes o melhor pico, para as nossas medidas, caem exatamente nessa região com "dentes". Quando esse fato ocorre é necessário escolher um pico com energia diferente o que implica, muitas vezes em mudar a fonte de radiação.

40) Determinação da densidade superficial

Dispondo dos dados referentes às áreas dos picos e do coeficiente de atenuação, podemos calcular o valor da densidade superficial (e) dada pela equação (8)

$$e = - \frac{1}{\mu/\rho} \ln \frac{B}{B_0} \quad (8)$$

onde: B_0 é a área do pico sem alvo, B é a área do mesmo pico com alvo e (μ/ρ) é o coeficiente de atenuação para a energia do pico. Por exemplo para uma fonte de ^{57}Co e um alvo de Bismuto obtivemos os valores da tabela 1.

| energia do pico | (μ/ρ) g/cm ² | B_0 | σ_{B_0} | B | σ_B | (e) mg/cm ² | (σ_e) mg/cm ² |
|-----------------|--------------------------------|--------|----------------|--------|------------|--------------------------|---------------------------------|
| 6,54 KeV | 406,744 | 92.659 | 361 | 40.300 | 270 | 2,05 | 0,02 |
| 7.03 KeV | 318,176 | 19.048 | 197 | 10.061 | 164 | 2,01 | 0,06 |

Tabela 1 - Dados para a determinação da densidade superficial (tempo de medida: 20 horas).

Podemos obter um valor médio para a densidade superficial (\bar{e}) e seu respectivo erro ($\sigma_{\bar{e}}$)

$$\bar{e} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{e_i}{\sigma_{e_i}^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{e_i}^2}} \quad (10)$$

$$\sigma_{\bar{e}}^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{e_i}^2}} \quad (11)$$

Usando os valores da tabela 1 e das equações (10) e (11), teremos que a densidade superficial pode ser escrita como: $\bar{e} = (2,05 \pm 0,02)$ mg/cm².

Construindo um gráfico da razão B/B_0 em relação à densidade superficial (e), mantendo constante o coeficiente de atenuação, obteremos a figura 10.

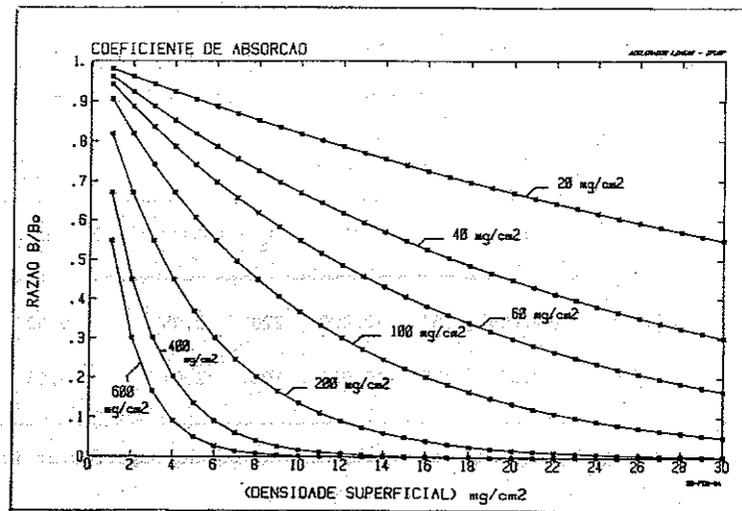


Fig. 10.- Gráfico da razão B/B_0 em relação à densidade superficial (e), mantendo valores fixos para o coeficiente de atenuação.

Quando temos alta estatística ($B > 45.000$ contagens) o erro (\sqrt{N}) na determinação da área é de aproximadamente 0,05% do valor da área. Se quisermos uma precisão, nas medidas, de 1%, a razão B/B_0 tem que ser da ordem de 0,5. Sabendo que o coeficiente de atenuação é dado em função da energia e que varia para cada material, podemos avaliar a energia necessária para obter a densidade superficial na precisão requerida. Por exemplo: para um alvo de Bismuto com 3 mg/cm^2 , podemos usar picos com energia de até 7 KeV, para obter a densidade superficial com uma precisão de 1%.

É interessante observar que existe um limite inferior para a determinação da densidade superficial. Para alvos abaixo de 1 mg/cm^2 , esse método não é utilizável, porque as energias dos picos seriam muito baixas e o detector não consegue detectá-los.

AGRADECIMENTOS

Aos professores Paulo R. Pascholatti e Elisa Wolynech pelas discussões e contribuições a este trabalho.

Ao pessoal da eletrônica pela dedicação e paciência durante as tomadas de dados.

À Izabel T. Yokomizo, datilógrafa deste trabalho, pela eficiência e boa vontade demonstradas.

REFERÊNCIAS

- (1) P.A. Arya, Fundamentals of Nuclear Physics, Allyn and Bacon, INC, 3ª ed., 1970.
- (2) I. Kaplan, Nuclear Physics, Addison-Wesley Publishing Company, INC, 3ª ed., 1956.
- (3) R.D. Evans, The Atomic Nucleus, McGraw-Hill Book Company, INC, 1ª ed., 1955.
- (4) E. Storm and H.I. Israel, Photon Cross Sections from 1 KeV to 100 MeV for elements $Z=1$ to $Z=100$, Nuclear Data Table A7, 565 (1970).
- (5) J.H. Hubbel, Photon Mass Attenuation and Energy-Absorption Coefficients from 1 KeV to 20 MeV, Int. J. Appl. Isot. Vol. 33, 1269 (1982).
- (6) J.H. Hubbel, Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients and Energy Absorption Coefficients from 10 KeV to 100 GeV. NSRDS - NBS 29 (August 1969).
- (7) C.M. Lederer e V.S. Shirley, Tables of Isotopes, John Wiley & Sons, INC, 70ª ed., 1978.