

Roteiro elaborado com base na documentação que acompanha o conjunto por:

Máximo F. da Silveira – UFRJ

Tópicos relacionados

Bremsstrahlung, radiação característica, espalhamento de Bragg, lei de absorção, coeficiente de absorção específico, fronteira de absorção, meia-largura, efeito fotoelétrico, espalhamento Compton, formação de pares.

Princípio

Raios-X policromático são selecionados por comprimento de onda (energia) através de um cristal analisador. A radiação monocromática selecionada é usada como fonte primária incidente, para estudo do comportamento de absorção de diversos metais em função de sua espessura e do comprimento de onda da radiação primária.

Equipamento

Unidade de raios-X	09056.97	1
Tubo contador, tipo A, BNC	09025.11	1
Contador Geiger-Müller	13606.99	1

Conjunto de absorção p/raios-X	09056.02	1
Cabo BNC blindado, l 300 mm	07542.10	1

Problemas

1. Determinar a atenuação de intensidade da radiação primária para o alumínio e o zinco em função da espessura do material para dois diferentes comprimentos de onda. Os coeficientes de absorção específicos são obtidos a partir das correspondentes representações gráficas
2. Determinar o coeficiente de absorção específico de uma folha de espessura constante para o alumínio e o estanho como função do comprimento de onda e comparar com valores teóricos. Mostrar, pela representação gráfica que $\mu/\rho = f(\lambda^3)$.
3. Determinar os coeficientes de absorção para o cobre e o níquel, próximo à fronteira de absorção, como função do comprimento de onda e representa-los graficamente. Calcular as energia do nível K para ambos.
4. Provar que o comportamento $\mu/\rho = f(Z^{3,12})$ se aplica.



Fig. 1: Montagem experimental para determinação de absorção de raios-X.

Montagem e procedimentos

Monta-se o experimento conforme mostrado na Fig. 1. Coloca-se o colimador de $d = 2$ mm na saída dos raios-X. Pressionando o “botão zero”, posiciona-se o dispositivo do tubo contador e do suporte do cristal na posição inicial. O suporte do cristal é montado com a sua superfície posicionada horizontalmente. O tubo contador é montado de forma que o entalhe central do tubo se alinhe com a face posterior do suporte. Finalmente, o suporte das lâminas de absorção é cuidadosamente ajustado ao tubo contador com a fenda posicionada horizontalmente. A tensão do tubo contador é de 500 V. O tempo de contagem deve ser ajustado para 50 s ou 100 s. De forma a limitar o erro relativo deve-se trabalhar com medidas sempre acima de 1000 pulsos. Para baixas taxas de contagem ($I/\Delta t$), deve-se levar em conta a radiação de fundo. Esta deve ser inicialmente determinada com a tensão de aceleração do anodo em $U_A = 0$ Volt. E devido ao tempo morto τ do tubo contador, deve-se adotar a correção para altas taxas de contagem N , com o valor corrigido N' dado pela relação

$$N' = N/(1 - \tau N) \quad (\tau = 100 \mu\text{s})$$

Para os experimentos com os metais Al, Zn, Sn e Ni, trabalhe com a tensão de aceleração máxima $U_A = 25$ kV. Após pré-aquecimento de aproximadamente 10 minutos, determine a taxa de contagem da radiação primária para o problema 1 em um ângulo de inclinação (do cristal de LiF) $\theta = 22,5^\circ \rightarrow \lambda = 154$ pm (linha Cu- K_α). Em seguida determinam-se as taxas de contagem para o Al e Zn como função da espessura do metal (use combinações de 2 lâminas metálicas). Repete-se a série de medidas para o Al em um ângulo $\theta = 15^\circ \rightarrow \lambda = 104$ pm. A constância da intensidade da radiação primária deve ser verificada constantemente. A representação gráfica dos resultados pode ser visto na Fig. 2.

Determine a absorção do Al ($d = 0,08$ mm) e para o Zn ($d = 0,025$ mm) no intervalo, $8^\circ < \theta < 20^\circ$ em intervalos de $\Delta\theta = 1^\circ - 2^\circ$ e apresente os resultados graficamente como nas Fig. 3 e 4.

De modo a assegurar boa precisão nos resultados do experimento com Ni e Cu ($d = 0,025$ mm), o número de pontos medidos próximos à fronteira de absorção deve ser aumentado assim como o intervalo de variação dos comprimentos de onda (Fig. 5 e 6). A tensão de aceleração para o Cu deve ser ajustada excepcionalmente em $U_A = 15$ kV. Isto significa que a intensidade de radiação primária só está disponível para $\theta > 12^\circ$.

Teoria e desenvolvimento

Se raios-X com intensidade I_0 incidem em uma lâmina de material com espessura d , a intensidade I após atravessá-la é determinada por

$$I(d) = I_0 e^{-\mu(\lambda)d} \quad (1)$$

A grandeza $\mu(\lambda)$ tem unidade de cm^{-1} , é chamada de coeficiente de atenuação linear e depende do comprimento de onda da radiação primária incidente.

De modo a comparar de forma mais imediata a absorção de diversos materiais, é vantajoso usar a quantidade definida como meia largura $d_{1/2}$. Este valor representa a espessura do material que reduz a intensidade da

radiação primária em um meio. Aplicando esta definição à equação (1) temos

$$d_{1/2} = 0,69.1/\mu \quad (2)$$

Como o coeficiente de atenuação linear é proporcional à densidade do material, o coeficiente de absorção específico μ/ρ (ρ = densidade de massa) é geralmente usado em unidades de cm^2/g .

A atenuação de intensidade é causada pelos seguintes processos de interação da radiação com a matéria:

- (1) efeito fotoelétrico
- (2) espalhamento
- (3) formação de pares

O terceiro processo ocorre na faixa de radiação gama devido à energia mínima necessária, equivalente ao dobro da energia de massa de repouso do elétron.

$$2E_0 = 2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV.}$$

De forma que, o coeficiente de absorção de raios-X é formado apenas pelos seguintes componentes:

$$\mu = \tau + \sigma \quad (3)$$

τ = coeficiente de absorção fotoelétrico
 σ = coeficiente de espalhamento

Para a faixa de comprimento de onda usada aqui, o efeito fotoelétrico é o principal processo envolvido na absorção. Ou seja, $\tau > \sigma$.

A seguinte relação (determinada empiricamente), se aplica com suficiente precisão:

$$|\tau/\rho| = C.\lambda^3 - D.\lambda^4 \quad (4)$$

$$C = 4,86 \times 10^{-3} . Z^{3,12}$$

$$D = 1,37 \times 10^{-6} . Z^{5,18}$$

$$Z = \text{número atômico}$$

Os fatores numéricos das constantes C e D acima referem-se apenas à faixa de comprimentos de onda $\lambda < \lambda_K$, onde λ_K é o comprimento de onda correspondente à fronteira de absorção do nível de energia K. Para $\lambda_K < \lambda < \lambda_L$, outros fatores numéricos C e D se aplicam. Se a diferença na eq. (4) é calculada com os valores C e D para diversos comprimentos de onda e números atômicos Z , o valor $|\tau/\rho|$ é inicialmente dominado pelo termo $C.\lambda^3$. O que permite representar o coeficiente de absorção específico pela seguinte equação:

$$\mu/\rho \approx \tau/\rho = f(\lambda^3, Z^{3,12}) \quad (5)$$

Fica evidente que a absorção cresce drasticamente tanto com o comprimento de onda da radiação primária quanto com o número atômico do elemento absorvedor.

Como absorção é uma característica exclusivamente atômica, vemos que absorção molecular é determinada pela adição dos coeficientes de absorção dos elementos. De modo a produzir um feixe primário de radiação monocromática, necessário para a análise de absorção, a partir do espectro de raios-X do Cu, um monocristal de LiF é usado como monocromador. O comprimento de onda λ é determinado por meio da equação de Bragg

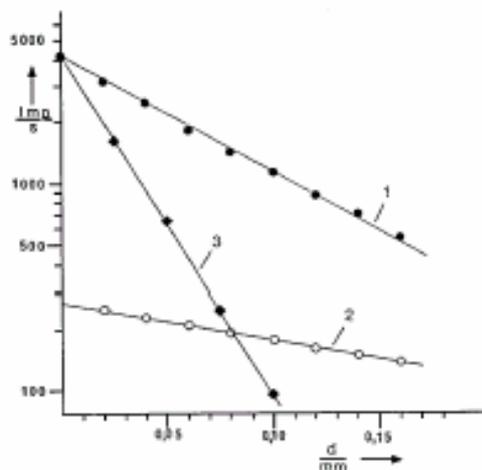
$$2 d \sin \theta = n \lambda \quad (6)$$

θ = ângulo de incidência
 n (1, 2, 3...) = ordem de espalhamento
 $d = 201,4 \text{ \AA}$ = constante de rede do cristal LiF

Na Fig. 2, as taxas de contagem de pulsos, medidas para diferentes espessuras do absorvedor, estão registradas em um gráfico semi-logarítmico. As curvas 1 ($\lambda=154 \text{ \AA}$) e 2 ($\lambda=104 \text{ \AA}$) correspondem ao Al ($Z=13$, $\rho=2,7 \text{ g/cm}^3$). A curva 3 ($\lambda=154 \text{ \AA}$) corresponde ao Zn ($Z=30$, $\rho=7,14 \text{ g/cm}^3$).

Fig. 2: Representação em escala semi-logarítmica das taxas de contagem de pulsos em função da espessura do absorvedor; $U_A = 25 \text{ kV}$

Curva 1: Al ($Z = 13$); $\lambda = 154 \text{ \AA}$
 Curva 2: Al ($Z = 13$); $\lambda = 104 \text{ \AA}$
 Curva 3: Zn ($Z = 30$); $\lambda = 154 \text{ \AA}$



Fica claro, pela Fig. 2, que a absorção aumenta tanto com o comprimento de onda da radiação primária quanto com o número atômico. Os resultados obtidos da análise do gráfico pelas equações (1) a (5) estão listados na Tabela 1.

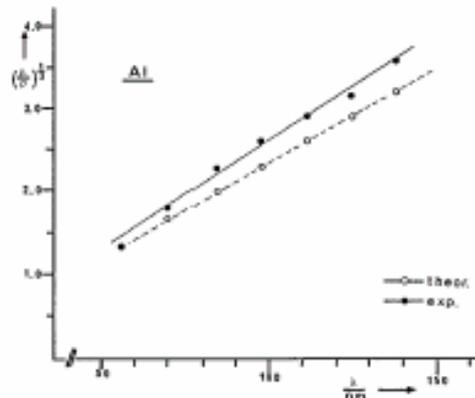
Table 1: Dependência da absorção com o comprimento de onda

	μ [cm^{-1}] exp.	$d_{1/2}$ [cm] exp.	μ/ρ [cm^2/g] exp. / lit.	(μ_1/ρ) (μ_2/ρ)	$(\lambda_1/\lambda_2)^3$
Al - $Z=13$ $\rho=2,7 \text{ g/cm}^3$ $\lambda_1=154 \text{ \AA}$	126	$5,5 \cdot 10^{-3}$	46,7 / 45,2		
	38,5	$1,8 \cdot 10^{-2}$	14,3 / 14,0	3,26	3,24
$\lambda_2 = 104 \text{ \AA}$					
Zn - $Z=30$, $\rho=7,14 \text{ g/cm}^3$ $\lambda_1=154 \text{ \AA}$	375	$1,8 \cdot 10^{-3}$	52 / 59	-	-

Ocorre para o Al, uma boa correspondência entre os coeficientes de absorção experimentalmente determinados e os calculados pela equação (4). A dependência com o comprimento de onda, de acordo com (5), também é verificada. Uma verificação da dependência com Z dos coeficientes de absorção específicos do Al e do Zn, de acordo com (5) não é possível; pois nesse caso, o comprimento de onda da radiação primária encontra-se dentro dos limites da

fronteira de absorção K do Zn. A validade da equação (5) só ocorre fora das fronteiras.

Fig. 3: $(\mu/\rho)^{1/3}$ para o Al em função do comprimento de onda da radiação primária; $U_A = 25 \text{ kV}$.



A Fig. 3 apresenta as medidas da dependência com o comprimento de onda para a absorção do Al. O resultado mostra uma boa correspondência com os valores calculados de acordo com (4). E na Fig. 4 é apresentado o resultado correspondente para o Sn ($Z = 50$, $\rho = 7,28 \text{ g/cm}^3$) comparado a valores da literatura.

Se o comprimento de onda dos raios-X é reduzido até valores em que sua energia seja equivalente a de um dos níveis atômicos do absorvedor, um brusco crescimento da absorção é observado. Esta situação é vista para o Cu, Fig. 5 ($Z = 29$, $\rho = 8,96 \text{ g/cm}^3$). Consequentemente, de acordo com (5), os valores $(\mu/\rho)^{1/3}$ caem linearmente até um comprimento de onda crítico λ_K quando sobem subitamente num estreito intervalo ($\lambda < \lambda_K$), voltando a decrescer linearmente quase em seguida. Neste experimento tem-se $\lambda_K = 137,5 \text{ \AA}$. Com este valor e a equação

$$E_K = \frac{h \cdot c}{e \cdot \lambda_K} \quad (7)$$

$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ constante de Planck
 $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$ velocidade de luz
 $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ carga do elétron

pode-se obter o seguinte valor para a energia da fronteira de absorção K do Cu:

$$\text{Cu} - E_K = 9,02 \text{ keV} \quad (\text{da literatura: } 8,98 \text{ keV}).$$

Para uma comparação, a absorção calculada segundo a relação (4) no intervalo $\lambda < \lambda_K$ foi também representada. A concordância entre os valores calculados e experimentais, nesta faixa, piora conforme o comprimento de onda cresce devido ao ganho de fótons com pequeno comprimento de onda. Estes fótons são produzidos pelo espalhamento de 2ª ordem de difração. Como os valores numéricos de C e D não são conhecidos no intervalo $\lambda_K < \lambda < \lambda_L$, a curva de comparação correspondente não pode ser calculada.

A curva de absorção para o Ni ($Z = 28$, $\rho = 8,99 \text{ g/cm}^3$) pode ser vista na Fig. 6. Como o número atômico do Ni é menor que o do Cu,

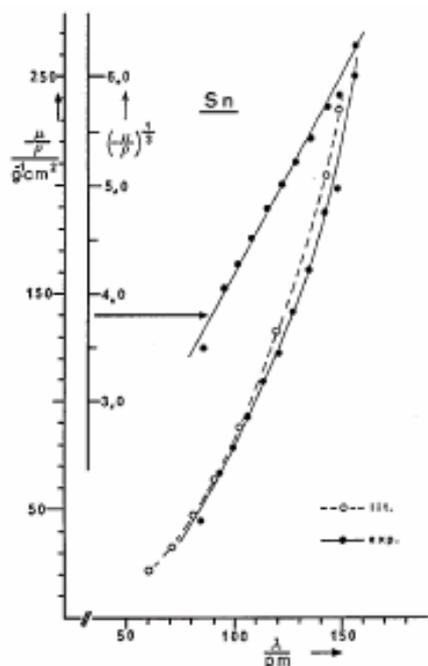
$$Ni - E_K < Cu - E_K \text{ e conseqüentemente}$$

$Ni - \lambda_K > Cu - \lambda_K$. Em concordância com o valor $\lambda_K = 152,5 \text{ pm}$, obtido a partir do gráfico da Fig. 6:

De acordo com (7), e o valor λ_K anteriormente obtido, temos a energia para a fronteira de absorção do Ni:

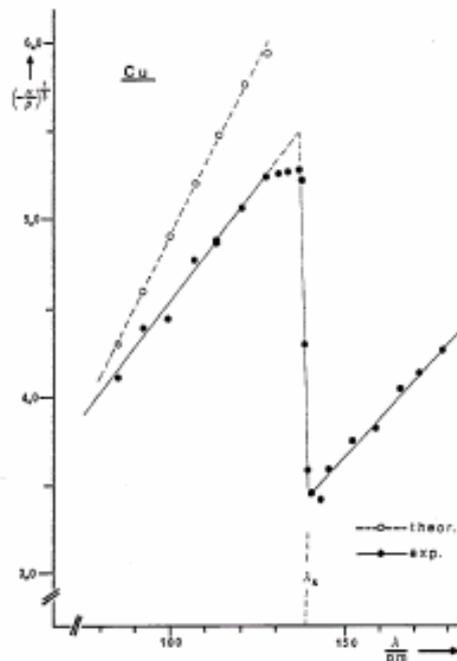
$$Ni - E_K = 8,13 \text{ keV} \text{ (da literatura: } 8,33 \text{ keV)}.$$

Fig. 4: Coeficiente de absorção específico do Sn, em função do comprimento de onda da radiação primária; $U_A = 25 \text{ kV}$.



99,2 pm selecionada pelo cristal de LiF (em $\theta = 14,3^\circ$), contém uma percentagem de fótons de menor comprimento de onda. Como consequência, o absorvedor “parece” ser mais transparente do que de fato é. Este efeito perturbativo parece não afetar drasticamente os resultados na Fig. 5. Isto por que, com a escolha de uma tensão de aceleração mais baixa ($U_A = 15 \text{ kV}$), o espectro contínuo só é ativado em ângulos de incidência mais altos.

Fig. 5: Fronteira de absorção do Cu



$U_A = 15 \text{ kV}$; $\lambda_K = 137,5 \text{ pm}$

Filtros de Ni são usados para obter radiação monocromática do Cu em tubos de raios-X. Nesses casos, somente a radiação característica $K\alpha$ -Cu

$$E_{K\alpha} = E_K - E_{L_{2,3}} = (8,98 - 0,95) \text{ keV} \approx 8,03 \text{ keV}$$

Consegue passar, enquanto a linha $K\beta$, com

$$E_{K\beta} = E_K - E_{M_{2,3}} = (8,98 - 0,074) \text{ keV} \approx 8,9 \text{ keV}$$

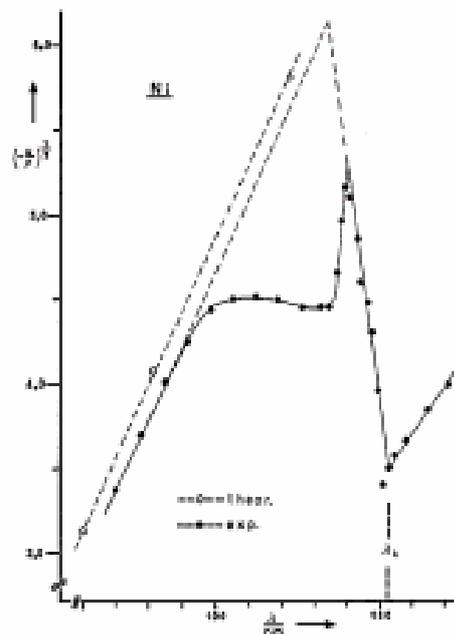
é fortemente absorvida. A redução na curva de absorção em torno de 100 pm é o resultado de espalhamento de 2ª ordem de difração. Vejamos como um cálculo simples pode ajudar a esclarecer esse fato.

O início do espectro de raios-X em altas energias é determinado pela tensão de aceleração aplicada ao anodo do tubo de raios-X. De acordo com (7), uma tensão de 25 kV produz um feixe de raios-X cujos fótons de maior energia correspondem a um $\lambda_c = 49,6 \text{ pm}$. Para este comprimento de onda, verifica-se que o espalhamento de 2ª ordem de difração ($n = 2$, na equação de Bragg) ocorre para um ângulo de incidência $\theta = 14,3^\circ$.

Contudo, sob esse mesmo ângulo de incidência, raios-X de comprimento de onda $\lambda = 99,2 \text{ pm}$ são emitidos em 1ª ordem de difração. Ou seja, a radiação primária, com $\lambda =$

Fig. 6: Fronteira de absorção do Cu.

$U_A = 25 \text{ kV}$; $\lambda_K = 152,5 \text{ pm}$



Além disso, a intensidade do espectro contínuo para $U_A = 15$ kV é menor do que para $U_A = 25$ kV.

Finalmente, a Fig. 7 apresenta a dependência da absorção com o número atômico Z . Lembre-se que as quantidades C e D na eq. (4) têm diferentes valores nas regiões $\lambda < \lambda_K$ e $\lambda > \lambda_K$. Logo a dependência em Z dos coeficientes de absorção só podem ser comparados dentro das faixas de absorção equivalentes. Para a faixa $\lambda < \lambda_K$, os valores do Cl ($Z = 17$) e Ca ($Z = 20$), calculados de acordo com a equação (4), foram adicionados ao gráfico para confirmar a consistência dos valores medidos.

Literatura

1. Valores dos níveis de energia:
Handbook of chemistry and physics; CRC-Press, Inc.; Florida
2. Mass absorption coefficient calculation:
I.A. Victoreen; J. Appl. Phys.;
Vol. 20; p. 1141; 1949.

Fig. 7: $f(Z) = (\mu/\rho)^{1/3,12}$

