

DIFRAÇÃO DE ELÉTRONS

Material Utilizado:

- 1 tubo de difração de elétrons (PHYWE 06721.00)
- 1 fonte de alta tensão (12 kV)
- 1 ponta de prova de alta tensão (30 kV, com fator de atenuação de 100)
- 1 resistor de resistência elevada (10 M Ω) (PHYWE 07160.00)
- 1 voltímetro (300 V CC)
- 1 conjunto constituído de
 - 1 fonte de potência universal com saídas de
 - 6,3 V; 2 A (CA)
 - 250 V; 50 mA (CC)
 - 0 ... 50 V; 50 mA (CC, ajustável)
 - 0 ... 250 V; 50 mA (CC, ajustável)

(Exemplo: fonte PHYWE 13672.93 + divisor de tensão (300 Ω , 1/2 W, com derivação em 5/6 da resistência máxima, por exemplo com resistências de 220 k Ω e 1 M Ω)

- cabos para conexão (elétrica)
- 1 régua transparente de plástico com escala milimetrada

Objetivo do Experimento: Evidenciar o caráter ondulatório de uma partícula material e demonstrar a sua aplicação (determinação da estrutura de um sólido cristalino por difração).

INTRODUÇÃO

Um dos resultados mais importantes da Física Moderna é que tanto radiação eletromagnética quanto matéria podem manifestar-se com caracteres corpuscular ou ondulatório.

Historicamente, para fótons (pacotes de onda eletromagnética), o caráter ondulatório foi descoberto primeiramente, e o caráter corpuscular (demonstrado no efeito fotoelétrico, por exemplo) foi descoberto mais tarde. Para partículas materiais a ordem foi inversa.

Esta dualidade onda-corpúsculo é expressa pela relação de de Broglie que estabelece que uma partícula com quantidade de movimento p é um pacote de onda com comprimento de onda λ dado por

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (1)$$

onde h é a constante de Planck. É importante ressaltar que, embora esta relação tenha sido introduzida no contexto da discussão do comportamento de partículas materiais, ela é igualmente válida para fótons.

Em analogia com a discussão acerca dos limites de validade da Óptica Geométrica para a radiação, partículas materiais apresentam um comportamento ondulatório se seu comprimento de onda for comparável ou maior que as dimensões lineares do instrumento com a qual a partícula interage.

Neste experimento, cujo objetivo é demonstrar o caráter ondulatório da matéria, a partícula material escolhida é o elétron e o fenômeno ondulatório a ser observado é a difração. O experimento será realizado com auxílio de um tubo de difração de elétrons, onde se obtém um feixe monoenergético de elétrons que é feito incidir sobre uma amostra policristalina de grafite.

Internamente o tubo está representado esquematicamente pela Fig. 1. Um catodo K é aquecido pela bobina aquecedora H. Os elétrons emitidos pelo catodo são acelerados por um campo elétrico criado pelo sistema de grades G_1 , G_2 , G_3 e G_4 . O cilindro (de Wehnelt) G_1 deflete o feixe eletrônico estreito na direção do eixo de simetria do tubo (eixo óptico). A partir do cilindro de Wehnelt os elétrons são acelerados para frente pela grade G_2 , cujo potencial é positivo. Subsequentemente, os elétrons que atravessam o orifício na grade G_2 são vigorosamente acelerados em virtude do potencial positivo elevado no anodo, G_3 . A grade G_4 é usada para focar o feixe eletrônico, proporcionando, juntamente com o anodo, um sistema de lente eletrônica. As conexões elétricas para o tubo de difração bem como as magnitudes das voltagens utilizadas estão mostradas na Fig. 2.

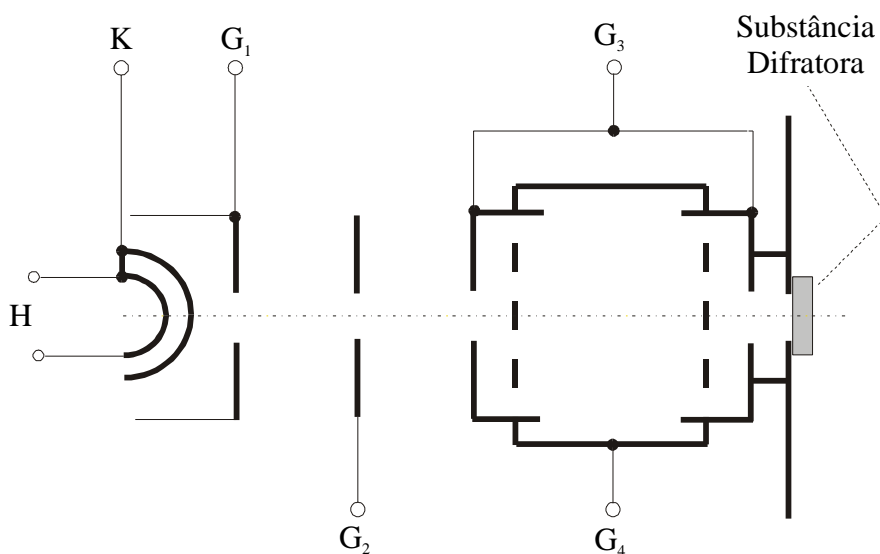


Figura 1 – Esquema da construção interna do tubo de difração.

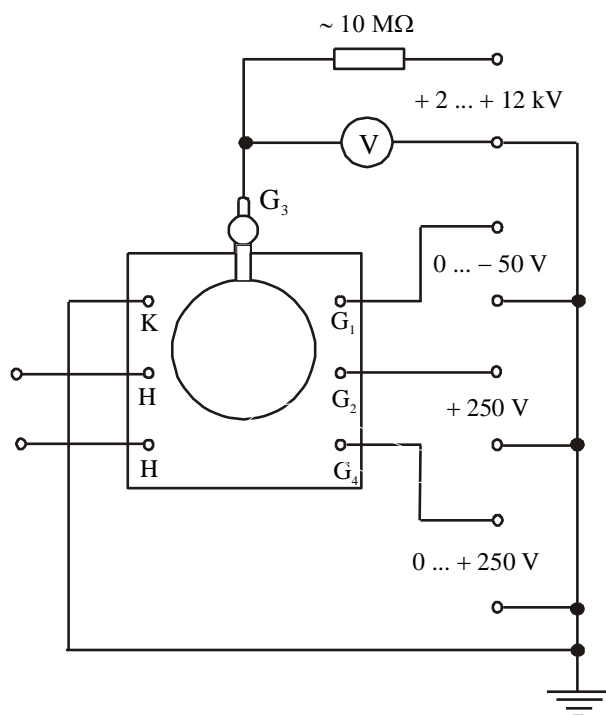


Figura 2 – Esquema de conexão elétrica para o tubo de difração.

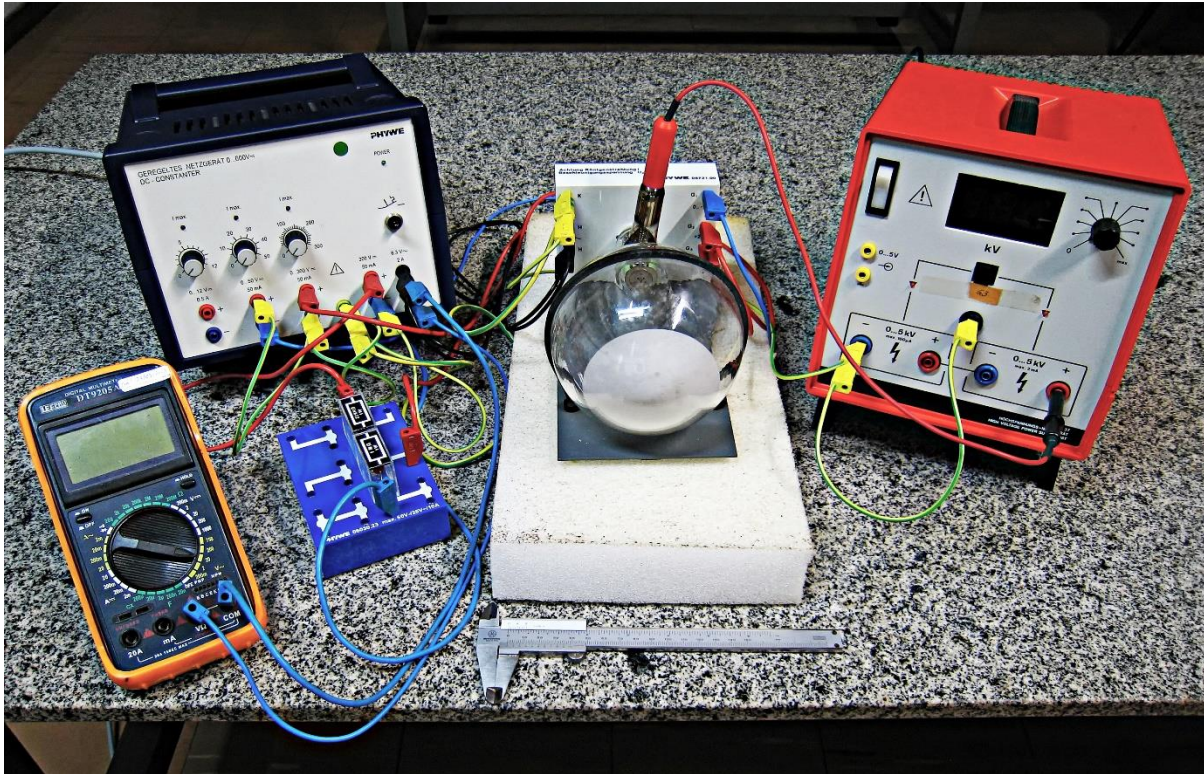


Figura 3 – Arranjo do experimento “Difração de Elétrons”. Note que, para o caso particular do tubo utilizado, fez-se também uso de um divisor de tensão para fornecimento, em conexão com a fonte, de um valor adequado de tensão a um dos eletrodos.

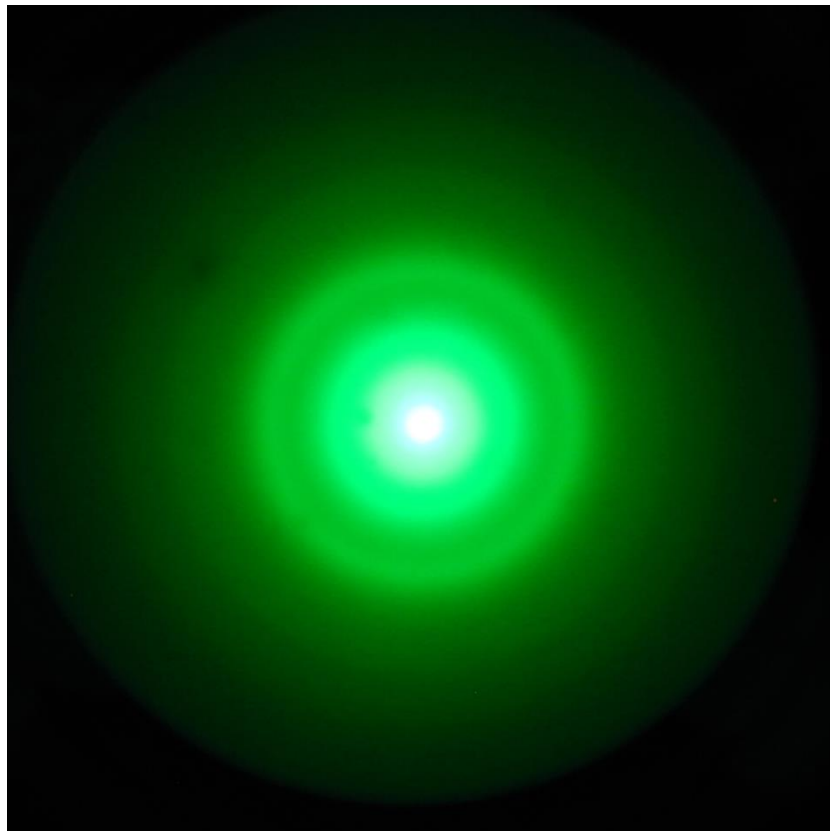


Figura 4 – Anéis de difração observados com o arranjo da Fig. 3.

Os elétrons acelerados incidem sobre um filme montado perpendicularmente ao eixo óptico. O filme consiste de uma malha de cobre sobre a qual está colocada uma camada de grafite policristalino. Ao atravessar esta camada, os elétrons são defletidos da direção original de incidência segundo várias direções e penetram na região esférica do tubo. Na parede interna da parte dianteira do tubo existe uma camada fluorescente. Quando os elétrons incidem sobre esta camada, há emissão de luz. Em áreas de maior incidência de elétrons a emissão de luz é mais intensa. Em decorrência de a amostra de grafite ser policristalina, estas áreas têm o formato de anéis. Os anéis brilhantes estão associados a direções especiais (orientadas segundo cones cujos eixos coincidem com a direção do feixe incidente na amostra) ao longo das quais há uma interferência construtiva entre elétrons espalhados por um grande número de átomos da rede cristalina. A idéia de que elétrons (ou outras partículas materiais) podem interferir (construtiva ou destrutivamente) é obviamente incompatível com a imagem clássica do elétron como um corpúsculo. É necessário que aceitemos a possibilidade de os elétrons comportarem-se como ondas para que possamos compreender o fenômeno acima descrito.

Para melhor compreender a discussão que segue, recomendamos ao leitor referir-se a um texto padrão introdutório ao tema difração de raios-X (veja, por exemplo, a seção pertinente no texto *Halliday & Resnick, "Fundamentos de Física"*, na qual nos inspiramos para escrever este parágrafo). Considere a situação em que uma onda plana de comprimento de onda λ incide sobre um cristal. De acordo com a teoria de Bragg, se este comprimento de onda for comparável ao espaçamento interatômico no cristal (por simplicidade consideramos aqui um cristal constituído de apenas uma classe de átomos), as ondas espalhadas por cada átomo ou molécula no cristal interferirão construtivamente segundo direções de observação dadas por (Fig. 5)

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

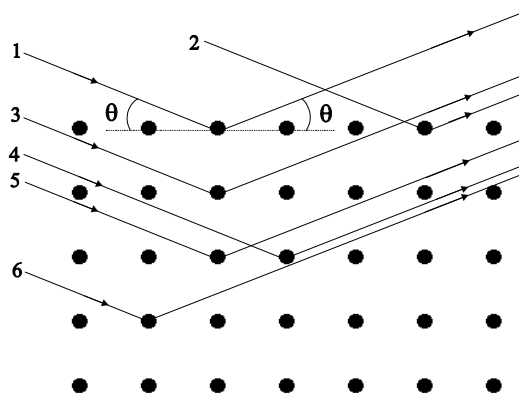


Figura 5 – Difração de uma onda plana por uma estrutura cristalina.

onde 2θ é o ângulo de espalhamento (isto é, o ângulo entre as direções de incidência e de observação), d é a distância entre dois planos atômicos adjacentes (de uma família de planos atômicos paralelos) e n é a ordem de difração (obviamente o valor de n está limitado à condição de que a grandeza $\frac{n\lambda}{2d}$ não seja superior à unidade). É fácil compreender que um cristal ideal possui um número infinito de famílias de planos atômicos paralelos, onde cada família é caracterizada por uma densidade de centros de espalhamento e uma distância interplanar (veja Fig. 6).

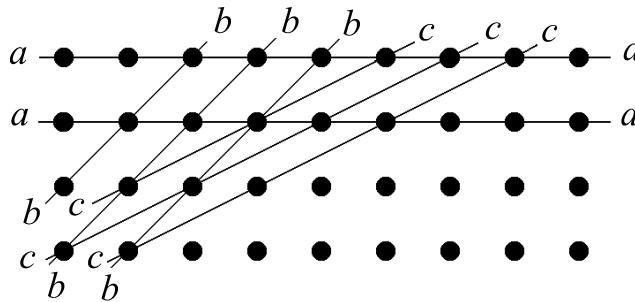


Figura 6 – Famílias de planos atômicos diversos de uma estrutura cristalina.

A lei de Bragg estabelece que, fixadas a orientação do cristal e a direção da onda incidente, ocorrerá interferência construtiva apenas ao longo de certas direções específicas de observação, e a cada uma destas direções está associado um conjunto de átomos pertencentes a uma família de planos atômicos paralelos, todos os átomos deste conjunto atuando de forma coletiva, espalhando coerente (e construtivamente) a onda recebida. Para o caso em que a amostra é policristalina (isto é, constituída de pequenos monocristais orientados ao acaso), estas direções específicas estão distribuídas ao longo de superfícies cônicas em relação à direção de incidência. Sobre uma superfície sensível (como uma camada fluorescente neste experimento) cada superfície cônica produz um anel brilhante. A intensidade do anel depende do família de planos responsável pelo espalhamento bem como da ordem de difração. Como sugerido pela relação (2), se se conhece o comprimento de onda, diversas distâncias interplanares podem ser determinadas, a partir dos diversos ângulos de difração máxima. Na prática, a observam-se apenas difrações de ordem mais baixa, normalmente correspondentes a anéis de maior intensidade. A análise do padrão de difração permite a determinação da estrutura interna do cristal.

Neste experimento de difração de elétrons, concentraremos nossa atenção aos dois anéis mais brilhantes observados no padrão de difração, ambos associados a uma difração de primeira ordem ($n = 1$). O ângulo de difração não é medido diretamente, mas sim o raio r do anel correspondente. Como pode ser deduzido da geometria do tubo (Fig. 7), a relação entre r e o ângulo de máximo de difração 2θ é dada por

$$\text{sen}2\theta = \frac{r/\cos2\theta}{D} \quad (3),$$

onde D é a maior distância entre a camada de grafite e a parede da esfera de vidro (por construção, o diâmetro desta esfera). Combinando a relação (2), para $n = 1$, e a relação (3), obtém-se:

$$d = \frac{\lambda}{2\sin\left[\left(\frac{1}{4}\right)\arcsen\left(\frac{2r}{D}\right)\right]} \quad (4)$$

É fácil mostrar que, se especializarmos a relação de de Broglie (1) para elétrons não-relativísticos, para os quais a energia cinética pode ser expressa como $K = p^2 / 2m$ (onde m é a massa eletrônica), obtemos

$$\lambda = \sqrt{\frac{0,1504 \text{ keV}}{K}} \text{ \AA} \quad (5)$$

No tubo de difração de elétrons a energia cinética dos elétrons incidentes na camada de grafite é dependente da tensão de anodo U_A (produzida pela grade G_3 e responsável pela aceleração dos mesmos) através da relação $K = eU_A$, onde e é a carga do elétron. Desta forma, obtemos de (2)

$$\lambda = \sqrt{\frac{0,1504 \text{ kV}}{U_A}} \text{ \AA} \quad (6)$$

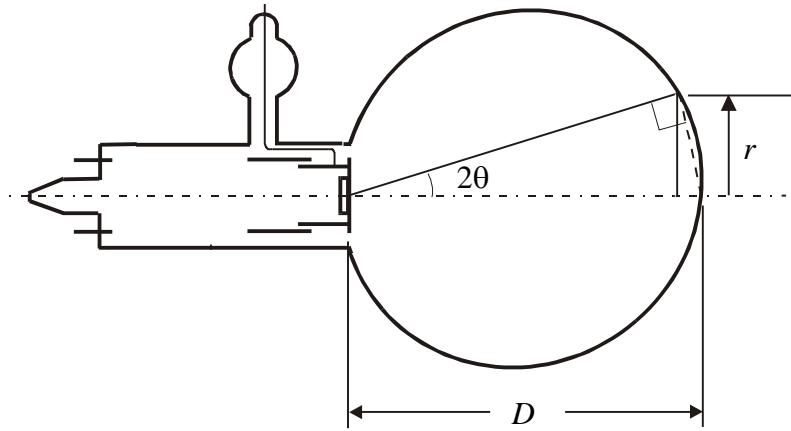


Figura 7– Formação de um anel brilhante (interferência construtiva) no tubo de difração.

Neste experimento, faremos variar o comprimento de de Broglie λ dos elétrons incidentes variando a tensão de anodo U_A , o que provocará uma correspondente mudança nos raios dos anéis de difração [segundo (2), (3) e (6)]. Para um certo número de diferentes valores de U_A , mediremos os valores correspondentes de r . Fazendo uso de (6) e (4), obteremos alguns valores para o espaçamento interplanar d . Uma medida para d pode ser obtida a partir da média dos valores encontrados (Teoricamente, é claro, todos os cálculos de d obtidos a partir de (4), para diferentes valores de U_A , devem resultar em um mesmo valor).

Podemos questionar a adoção, acima, da aproximação não-relativística para a energia cinética? Com relação a este ponto cumpre destacar que, uma vez que tensão de anodo máxima utilizada no experimento é de 12 kV, a velocidade máxima dos elétrons em relação à velocidade da luz é algo como 22 %. É deixado como exercício para o leitor mostrar que, neste caso, a adoção da aproximação não relativística causa um erro na avaliação do comprimento de onda de de Broglie não superior a 1,2 %.

Uma outra contribuição à imprecisão na avaliação do comprimento de onda de de Broglie resulta da tolerância na medida da distância D . Segundo o fabricante, esta contribuição é da ordem de 2,5 %.

Antes de finalizar esta secção é apropriado dizer algo sobre a estrutura cristalina do grafite. Como mostrado na Fig. 6, um monocristal de grafite é constituído de planos atômicos paralelos e igualmente espaçados nos quais os átomos de carbono estão dispostos segundo um padrão hexagonal. Uma amostra policristalina de grafite (como no caso deste experimento), gerada pela quebra da ligação química entre alguns desses planos, é constituída de um grande número de pequenos monocristais, todos com a estrutura mostrada na Fig. 8, mas orientados ao acaso. Como explicado anteriormente, em decorrência de a amostra ser policristalina, o padrão de difração na tela fluorescente será constituído de anéis concêntricos. Duas famílias de planos atômicos com suas distâncias interplanares estão representadas na Fig. 9. Será evidenciado pelo experimento que elas correspondem aos dois anéis mais internos (e mais intensos) observados no padrão de difração.

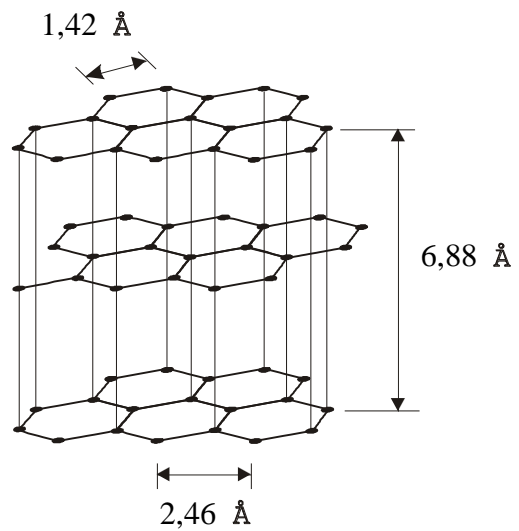


Figura 8 – Estrutura cristalina do grafite.

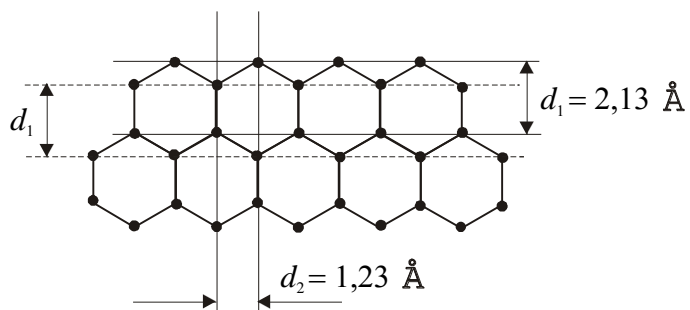


Figura 9 – Planos atômicos no grafite correspondentes aos dois anéis brilhantes mais internos.

PROCEDIMENTO

1. Duas fontes são necessárias para a realização do experimento, uma fonte de alta tensão para gerar a tensão de anodo, e uma fonte “universal” para fornecer as tensões dos demais eletrodos. Se a fonte PHYWE 13672.93 for adotada como fonte “universal”, será também necessário fazer uso de um divisor de tensão para obter a partir de uma de suas saídas (300 V CC, 50 mA) uma das tensões necessárias no experimento (250 V CC). Neste caso, conecte um voltímetro à saída do divisor de tensão. Orientando-se pela Fig. 8, faça as conexões elétricas entre os terminais tubo de difração, as fontes e o voltímetro (se for o caso), com estes desconectados da rede. Todas as suas chaves seletoras de tensão das diversas fontes devem ser iniciadas na posição de mínimo e deve-se selecionar um fundo de escala apropriado para o voltímetro. Também tenha em mente que é necessário conectar o anodo à alta tensão através de uma resistência protetora de 10 M Ω . Certifique-se de aterrar o soquete do tubo e as carcaças das fontes, como representado no circuito da Fig. 8. Devido à presença de uma alta tensão no experimento (da ordem de 10 kV) é importante, para evitar descargas elétricas por faiscamento, manter uma distância mínima de 4 cm entre todos os cabos e entre estes e superfícies condutoras (as carcaças dos equipamentos, por exemplo). Peça o professor para conferir as conexões elétricas.
2. Para efeito referência, o seguinte conjunto de valores deve ser selecionado como ajuste inicial para as voltagens de grade (referentes ao catodo):

 V_{G_1} (grade G_1 – cilindro de Wehnelt): – 25 V
 V_{G_2} (grade G_2): + 250 V
 V_{G_3} (grade G_3 – anodo): + 10 kV
 V_{G_4} (grade G_4): aproximadamente + 250 V
3. Atuando nas chaves seletoras das fontes, estabeleça os valores iniciais de tensões indicadas no item 2. Para a segurança do tubo de difração bem como para o operador (com relação à emissão de raios-X pelo tubo), o valor da tensão de anodo V_{G_3} não deve exceder 12 kV. Se a fonte de alta tensão permitir, ajuste a tensão de anodo neste valor. Ajuste também as tensões das grades G_3 e G_4 de forma que anéis de difração bem definidos sejam observados na tela fluorescente do tubo. É conveniente escurecer a sala o máximo possível para observar com clareza o padrão de difração.

4. Comece com uma tensão de anodo $U_A (= V_{G_3})$ da ordem de 10 kV e registre seu valor, na tabela apropriada da folha de resultados. Meça com auxílio de um paquímetro os diâmetros $2r_1$ e $2r_2$ dos anéis mais internos (e mais intensos) do padrão de difração e registre-os na mesma tabela. Na verdade, cada anel possui uma certa largura e, portanto, é interessante registrar o que você percebe como limites inferior e superior $2r_1(\text{inf})$ e $2r_1(\text{sup})$, e $2r_2(\text{inf})$ e $2r_2(\text{sup})$, para os dois anéis mais internos.
5. A partir de agora você fará diminuir, a partir do valor estabelecido no item anterior e em passos de 0,50 kV até o valor aproximado de 7,50 kV, a tensão de anodo U_A , registrando os valores correspondentes de U_A , $2r_1(\text{inf})$ e $2r_1(\text{sup})$, e $2r_2(\text{inf})$ e $2r_2(\text{sup})$. Ao variar a tensão de anodo U_A é necessário ajustar a tensão da grade G_1 (cilindro de Wehnelt) de modo a manter o padrão de difração o mais claro possível.
6. Após completar o processo de medição no item 5, volte à posição de mínimo todas as chaves seletoras de tensão das fontes e desconecte as mesmas da rede.
7. Complete a tabela da folha de respostas calculando, para cada tensão de anodo U_A empregada, os valores do comprimento de onda λ do elétron, e das distâncias interplanares d_1 e d_2 da rede cristalina do grafite, fazendo uso das expressões (6) e (4), respectivamente. Na expressão (4) adote, para o diâmetro da parte esférica do tubo, o valor $D = 127 \text{ mm}$ fornecido pelo fabricante. As incertezas nas distâncias interplanares d_1 e d_2 também deverão ser calculadas. Para tanto você deverá considerar, com base nas expressões supramencionadas (veja Apêndice), a distância interplanar como uma função das grandezas U_A e $2r$, e trabalhar com o conceito de incerteza padrão combinada.
8. A partir dos valores encontrados na tabela, obtenha uma medida (isto é, o valor mais provável acompanhado de sua incerteza) para cada uma das distâncias interplanares, d_1 e d_2 , trabalhando com o conceito de incerteza tipo A (veja o livro-texto *Física Experimental Básica na Universidade*, dos autores Agostinho Campos, Elmo Salomão e Nivaldo Speziali).
9. Compare as medidas obtidas por você no item 9 com medidas encontradas na literatura.

FOLHA DE DADOS E RESULTADOS

Difração de Elétrons

ANÉIS DE DIFRAÇÃO DE ELÉTRONS PARA AMOSTRA POLICRISTALINA DE GRAFITE

		ANEL 1		ANEL 2		Distância Interplanar	Distância Interplanar
U_A (kV)	λ (Å)	$2r_1(\text{inf})$ (mm)	$2r_1(\text{sup})$ (mm)	$2r_2(\text{inf})$ (mm)	$2r_2(\text{sup})$ (mm)	d_1 (Å)	d_2 (Å)

MEDIDAS DE DISTÂNCIAS INTERPLANARES (ESTATÍSTICA)

$$d_1 = (\text{_____} \pm \text{_____}) \text{ Å}$$

$$d_2 = (\text{_____} \pm \text{_____}) \text{ Å}$$

Apêndice – Cálculo de Incertezas

Considere a expressão para o cálculo da distância interplanar $d = \frac{\lambda}{2\text{sen}\left[\left(\frac{1}{4}\right)\arcsen\left(\frac{2r}{D}\right)\right]}$, onde

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU_A}}.$$

Podemos considerar d uma função de U_A e $2r$, que colocaremos na forma

$$d(U_A, 2r) = \alpha \frac{U_A^{-1/2}}{\text{sen}\left[\left(\frac{1}{4}\right)\arcsen\left(\frac{2r}{D}\right)\right]}, \text{ onde } \alpha = \frac{h}{2\sqrt{2me}}.$$

As grandezas U_A e $2r$ foram diretamente medidas, com incertezas que chamaremos de $u(U_A)$ e $u(2r)$. Então, para calcular a incerteza padrão combinada (veja o texto Agostinho Campos, Elmo Salomão e Nivaldo Speziali 2018, *Física Experimental Básica na Universidade*, p. 13) $u_c(d)$ de d obtendo

$$u_c^2(d) = \left(\frac{\partial d}{\partial U_A}\right)^2 u^2(U_A) + \left[\frac{\partial d}{\partial (2r)}\right]^2 u^2(2r)$$

Teremos

$$\frac{\partial d}{\partial U_A} = (-1/2)\alpha \frac{U_A^{-3/2}}{\text{sen}\left[\left(\frac{1}{4}\right)\arcsen\left(\frac{2r}{D}\right)\right]} = (-1/2)\left(\frac{d}{U_A}\right).$$

$$\frac{\partial d}{\partial (2r)} = -\alpha \frac{U_A^{-1/2}}{\text{sen}^2\left[\left(\frac{1}{4}\right)\arcsen\left(\frac{2r}{D}\right)\right]} \cos\left[\left(\frac{1}{4}\right)\arcsen\left(\frac{2r}{D}\right)\right] \left(\frac{1}{4}\right) \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{2r}{D}\right)^2}} \left(\frac{1}{D}\right),$$

Onde fizemos uso de $\frac{d}{dx}(\arcsen x) = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}}$.

Prosseguindo

$$\begin{aligned} \frac{\partial d}{\partial (2r)} &= \left(-\frac{1}{4}\right)\alpha \left(\frac{1}{D}\right) \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{2r}{D}\right)^2}} \frac{U_A^{-\frac{1}{2}}}{\text{sen}^2\left[\left(\frac{1}{4}\right)\arcsen\left(\frac{2r}{D}\right)\right]} \cos\left[\left(\frac{1}{4}\right)\arcsen\left(\frac{2r}{D}\right)\right] \\ &= \left(-\frac{1}{4}\right)\alpha \left(\frac{1}{D}\right) \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{2r}{D}\right)^2}} \frac{U_A^{-\frac{1}{2}}}{\text{sen}^2\left[\left(\frac{1}{4}\right)\arcsen\left(\frac{2r}{D}\right)\right]} \sqrt{1 - \text{sen}^2\left[\left(\frac{1}{4}\right)\arcsen\left(\frac{2r}{D}\right)\right]} \\ &= \left(-\frac{1}{4}\right)\alpha \left(\frac{1}{D}\right) \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{2r}{D}\right)^2}} \frac{U_A^{-\frac{1}{2}}}{\left(\frac{\alpha^2 U_A^{-1}}{d^2}\right)} \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 U_A^{-1}}{d^2}} = \left(-\frac{1}{4}\right)\left(\frac{1}{D}\right) \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{2r}{D}\right)^2}} \frac{d^2 U_A^{\frac{1}{2}}}{\alpha} \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 U_A^{-1}}{d^2}} \end{aligned}$$

$$= \left(-\frac{1}{4}\right) \left(\frac{d}{D}\right) \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{2r}{D}\right)^2}} \frac{d}{\alpha U_A^{-\frac{1}{2}}} \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 U_A^{-1}}{d^2}} = \left(-\frac{1}{4}\right) \left(\frac{d}{D}\right) \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{2r}{D}\right)^2}} \sqrt{\left(\frac{d}{\alpha U_A^{-\frac{1}{2}}}\right)^2 - 1}$$

Note que a grandeza $\frac{d}{\alpha U_A^{-\frac{1}{2}}}$ é adimensional.

Obtemos

$$u_c^2(d) = \left(\frac{\partial d}{\partial U_A}\right)^2 u^2(U_A) + \left[\frac{\partial d}{\partial (2r)}\right]^2 u^2(2r),$$

o que nos leva a

$$\begin{aligned} u_c^2(d) &= \left(\frac{\partial d}{\partial U_A}\right)^2 u^2(U_A) + \left[\frac{\partial d}{\partial (2r)}\right]^2 u^2(2r) \\ &= \left[(-1/2) \left(\frac{d}{U_A}\right)\right]^2 u^2(U_A) + \left[\left(-\frac{1}{4}\right) \left(\frac{d}{D}\right) \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{2r}{D}\right)^2}} \sqrt{\left(\frac{d}{\alpha U_A^{-\frac{1}{2}}}\right)^2 - 1}\right]^2 u^2(2r) \\ &= d^2 \left\{ (1/4) \left[\frac{u(U_A)}{U_A}\right]^2 + (1/16) \left(\frac{2r}{D}\right)^2 \frac{1}{1-\left(\frac{2r}{D}\right)^2} \left[\left(\frac{d}{\alpha U_A^{-\frac{1}{2}}}\right)^2 - 1\right] \left[\frac{u(2r)}{2r}\right]^2 \right\}, \end{aligned}$$

ou

$$\left[\frac{u_c(d)}{d}\right]^2 = \left(\frac{1}{4}\right) \left\{ \left[\frac{u(U_A)}{U_A}\right]^2 + \left(\frac{1}{4}\right) \frac{1}{\left(\frac{D}{2r}\right)^2 - 1} \left[\left(\frac{d}{\alpha U_A^{-\frac{1}{2}}}\right)^2 - 1\right] \left[\frac{u(2r)}{2r}\right]^2 \right\}.$$

ou ainda

$$\frac{u_c(d)}{d} = \left(\frac{1}{2}\right) \sqrt{\left[\frac{u(U_A)}{U_A}\right]^2 + \left(\frac{1}{4}\right) \frac{1}{\left(\frac{D}{2r}\right)^2 - 1} \left[\left(\frac{d}{\alpha U_A^{-\frac{1}{2}}}\right)^2 - 1\right] \left[\frac{u(2r)}{2r}\right]^2}.$$

Note que a grandeza $\alpha U_A^{-\frac{1}{2}} = \frac{h}{2\sqrt{2meU_A}}$ pode ser calculada em Å, conforme destacado no texto, mediante a prescrição $\alpha U_A^{-\frac{1}{2}} = \frac{h}{2\sqrt{2meU_A}} = \left(\frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{0,1504 \text{ kV}}{U_A}} \text{ Å}$, quando U_A é expressa em kV.

Prof. Djalma Nardy Domingues
Outubro de 2023