

Raio X : produção e interação com a matéria

M. F. Araujo de Resende,^{*} T. Fernandes,[†] D. A. S.

Gioielli Santos,[‡] V. Guimarães,[§] and A. D. dos Santos[¶]

Instituto de Física, Universidade de São Paulo, 05508-090 São Paulo SP, Brasil

(Dated: September 10, 2016)

O objetivo destas notas é o de servir como uma espécie de “guia” para que os estudantes, que estão cursando a disciplina “4300313 – Física Experimental V”, possam bem desenvolver um experimento que está relacionado não apenas à produção de raios X, mas à interação destes raios com a matéria.

I. INTRODUÇÃO

Se nos inspirarmos sobre a lógica que nos permite realizar a luz em termos de fótons, podemos afirmar que os *raios X* nada mais são do que os fótons que estão associados à uma radiação eletromagnética que é um pouco mais energética que a luz. Em termos um pouco mais específicos, uma radiação cujo espectro de energia varia aproximadamente dos 12 eV [1] até algo em torno dos 100 keV, uma vez que fótons com energias da mesma ordem desta última já começam a caracterizar um outro tipo de radiação – no caso, a *radiação γ* .

Embora seja perfeitamente possível dizer várias coisas importantes sobre essa radiação X (como, por exemplo, os aspectos históricos envolvidos para com a sua descoberta), certamente a coisa mais importante que precisamos mencionar aqui se refere à sua produção, que ocorre basicamente de duas maneiras: através de um processo que ficou popularmente conhecido como “*bremsstrahlung*” e através de um outro, que possui um nome bem menos complicado, que é o de *fluorescência*.

Apesar da complicação do nome do primeiro processo, esse nome (sozinho) consegue bem

^{*}E-mail: resende@if.usp.br

[†]E-mail: tiagof@if.usp.br

[‡]E-mail: gioielli@if.usp.br

[§]E-mail: valdirg@if.usp.br

[¶]E-mail: adsantos@if.usp.br

explicar o que acontece fisicamente no primeiro processo. Afinal de contas, a tradução literal do termo “bremsstrahlung” (que é alemão e fruto da união de outros dois termos) é *freio* (“bremsen”) de *radiação* (“strahlung”), e é exatamente isso o que acontece: esses raios X são produzidos pela desaceleração de um feixe com partículas carregadas em decorrência da colisão destas com partículas atômicas [2], o que acaba produzindo fótons com um espectro contínuo de energias. E se pensarmos num processo artificial de produção de raios X onde, antes da desaceleração, esse feixe de partículas carregadas é acelerado por um campo elétrico que possui um potencial igual a U , é possível afirmar que os fótons que caracterizam essa radiação X possuem energias que vão desde *zero* até qU , onde q é a carga típica de cada uma dessas partículas sob aceleração.

Já em relação ao processo de fluorescência, a razão dele existir se deve, tão somente, ao fato de que o processo de desaceleração dessas partículas carregadas ocorre por efeito da colisão destas com um material-alvo que, como qualquer material típico que existe na natureza, é composto por átomos. Ou seja, como essas partículas carregadas, ainda que desaceleradas, serão perfeitamente capazes de atingir os átomos desse material-alvo com energias suficientes para ionizá-los e promover transições nas suas camadas mais internas, conforme exemplifica a Figura 1, esse processo de fluorescência acaba sendo caracterizado pela presença de linhas características de emissão, quando olhamos para o espectro de energia dessa radiação X “como um todo”. É exatamente isso o que bem ilustra a Figura 2 abaixo, onde vemos o espectro típico de uma radiação X que é obtida pela colisão de um feixe de elétrons acelerado contra um alvo de Molibdênio. E no caso das linhas características especificamente relacionadas ao Molibdênio, as energias emitidas e necessárias para a ionização das camadas K e L, por exemplo, constam nas tabelas que estão dispostas na Figura 3.

II. SOBRE O EXPERIMENTO

Conforme já deve ter ficado subentendido, o estudo experimental que faremos sobre a radiação X se apoiará inteiramente sobre um processo artificial criado com o auxílio do equipamento *554 800 Röntgengerat X-Ray Apparatus*: ou seja, sobre um processo onde raios X são produzidos artificialmente dentro de um invólucro de vácuo como consequência da aceleração de um feixe de *elétrons* contra um alvo de Molibdênio. E no caso desses elétrons, eles são previamente emitidos por um filamento aquecido, e acelerados por um

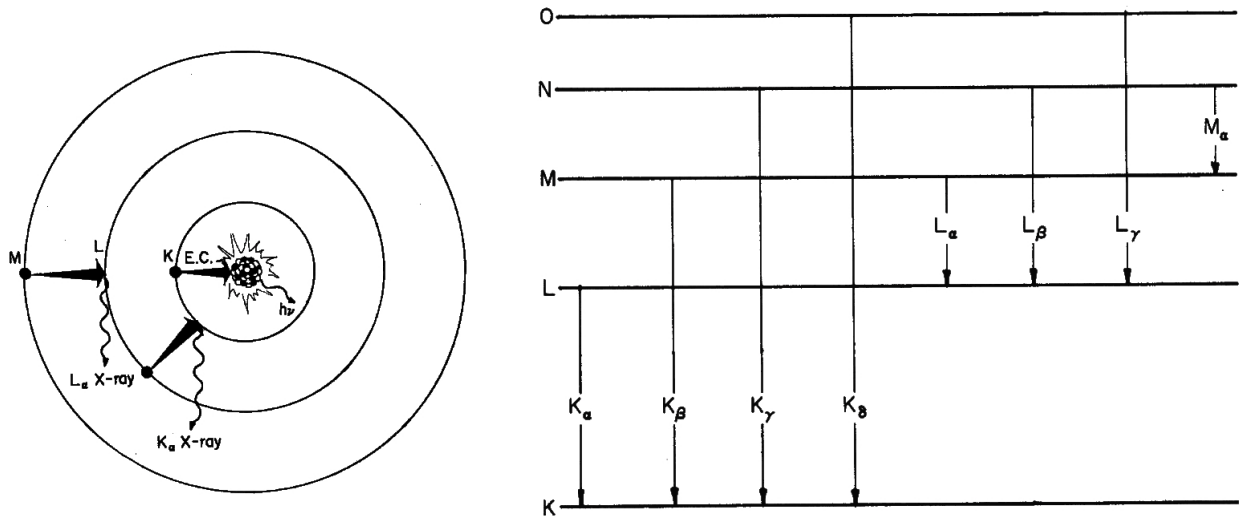


FIG. 1: À esquerda, temos o esquema relacionado a um átomo cujo núcleo captura de um elétron (EC) e emite radiações X e γ . À direita, constam os níveis de energia que estão relacionados aos elétrons presentes num átomo (K, L, M etc.), onde são evidenciadas as linhas características que estão associadas aos raios X emitidos (K_α , K_β , K_γ etc.) [2].

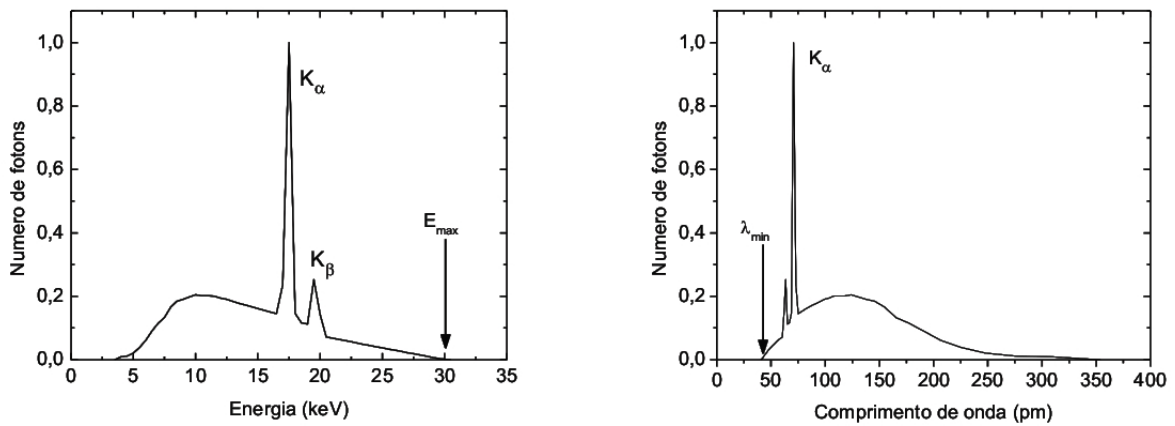


FIG. 2: Espectro da radiação X que é emitida quando elétrons são desacelerados através da colisão contra um alvo de Molibdênio. No caso do gráfico à esquerda, temos um espectro em função da energia dos fótons emitidos. Já à direita, temos o mesmo espectro, só que analisado considerando o comprimento de onda como variável [1].

campo elétrico cujo potencial U é o próprio experimentador que define. Aliás, essa não é a única variável sobre a qual o experimentador tem controle; as outras são: a corrente elétrica

	Molibdênio	
	Emissão Transição	Energia (keV)
<K_α>=17,44 keV	K-L2	17,37
	K-L3	17,48
<K_β>=19,60 keV	K-M2	19,59
	K-M3	19,61
	K-M4	19,77
	K-M5	19,78

Absorção Ionização	Energia (keV)
Molibdênio	
Borda K	20,000
Borda L	2,867
Zircônio	
Borda K	17,996
Borda L	2,530

FIG. 3: Na tabela à esquerda, temos as energias relacionadas às linhas de emissão do Molibdênio, enquanto que, na tabela à direita, constam as energias de ligação associadas às bordas K e L do Molibdênio e do Zircônio [3].

I , que está associada ao feixe em questão; os ângulos inicial β_{\min} e final β_{\max} que definem o arco de circunferência que será varrido pelo contador Geiger; assim como o passo angular $\Delta\beta$ e temporal Δt que bem caracteriza essa varredura.

Uma boa visão do equipamento que será utilizado no experimento consta na Figura 4, onde estão bem evidentes algumas das suas principais “peças”, como é o caso do contador Geiger que será o grande responsável por aferir a quantidade de raios X por segundo que chega até ele após passar propositalmente por um cristal. Ou seja, os raios X que serão investigados ao longo do experimento serão apenas aqueles que foram difratados por um cristal. E a razão para isso acontecer é bem simples: afinal, se os raios X detectados foram previamente difratados por um cristal, todo esse aparato nos permite avaliar o comportamento do seu espectro em função do ângulo de incidência θ que consta na Figura 5 e que está diretamente relacionado com a *Lei de Bragg*, uma vez que esta lei modela os máximos de interferência desta radiação através de

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad , \quad (1)$$

onde

- n é a ordem desse máximo de difração,
- λ é o comprimento da onda utilizada, e



FIG. 4: Visão frontal do equipamento *554 800 Röntgengerat X-Ray Apparatus* de onde pode ser observado que os raios X que serão detectados pelo contador Geiger são majoritariamente aqueles que foram difratados por um cristal.

- d é o espaçamento médio que existe entre os planos cristalinos.

É exatamente isso que justifica a inserção dos valores β_{\min} , β_{\max} e $\Delta\beta$ que mencionamos anteriormente.

A. Primeira aula

Em linhas gerais, o grande objetivo da primeira aula é fazer com que dos estudantes ganhem alguma familiaridade com o equipamento e já comecem a fazer algumas análises bem simples, obtendo informações físicas relevantes como, por exemplo, uma estimativa experimental para a constante de Planck h . E a lógica por trás dessa estimativa se baseia no simples fato de que, já que os raios X são vistos como os fótons de uma radiação X, é possível modelar a sua energia como

$$E = h\nu \quad ,$$

sendo ν a frequência da radiação que ele representa. Afinal de contas, como é esperado que alguns elétrons percam toda a sua energia cinética devido ao processo de “bremsstrahlung”,

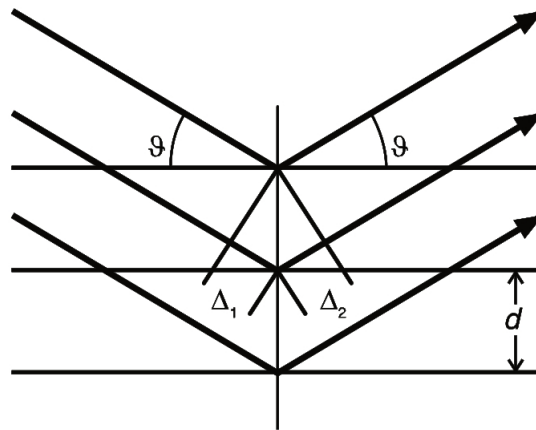


FIG. 5: Esquema que serve como uma ilustração da Lei de Bragg, onde a radiação que incide pela esquerda é refletida para a esquerda pelos planos paralelos que caracterizam um cristal. No caso, Δ_1 e Δ_2 modelam respectivamente a diferença de caminho dos raios incidente e refletido.

e como isso implica que essa energia será totalmente transmitida aos fótons que estão associados a tais elétrons, isso significa que a energia máxima aferível no espectro obtido será tal que

$$E_{\max} = h\nu_{\max} = eU \Rightarrow \frac{hc}{\lambda_{\min}} = eU \quad . \quad (2)$$

Ou seja, como a magnitude da carga elétrica e , a velocidade da luz c e o potencial U são constantes muito bem conhecidas, será perfeitamente possível fazer uma estimativa para h desde que seja possível descobrir qual é o menor comprimento de onda λ_{\min} que se faz presente na radiação X sob estudo.

Na prática, a primeira coisa que será feita ao longo da primeira aula será obter o número de contagens de raios X (por segundo) em função do ângulo de varredura considerando

$$U = 35 \text{ kV} \quad , \quad I = 1,0 \text{ mA} \quad , \quad \Delta t = 1 \text{ s} \quad ,$$

$$\beta_{\min} = 2,5^\circ \quad , \quad \beta_{\max} = 30,0^\circ \quad \text{e} \quad \Delta\beta = 0,1^\circ \quad .$$

E um dos objetivos dessa primeira obtenção é deixar claro qual é a “silhueta geral” que está relacionada a esse espectro, para que o estudante tome ciência, por exemplo, que essas linhas características K_α e K_β ocorrem em diversas ordens. Afinal, ao contrário do que mostra na Figura 2, essa configuração permite observar nitidamente as três primeiras ordens relacionadas às transições que caracterizam essas mesmas linhas num espectro que é bem

similar ao

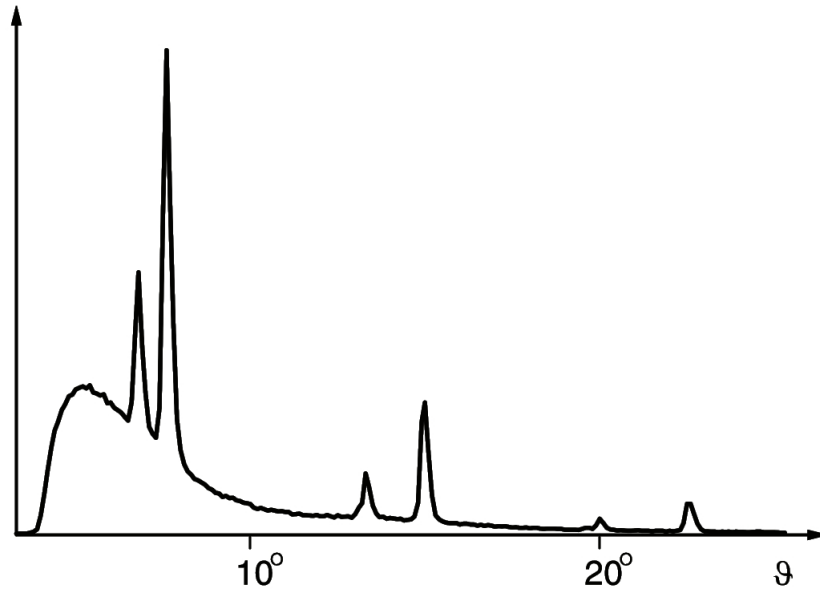


FIG. 6: Espectro característico relacionado aos raios X, que foram produzidos pela aceleração de elétrons contra um alvo de Molibdênio, aos serem refratados por um difratômetro de Bragg. Apesar de não constar na gráfico, os dados relacionados à ordenada devem se referem ao número de fótons que atinge o detector Geiger por segundo.

Diante dessas observações, o próximo passo ainda será obter o número de contagens de raios X (por segundo) em função do ângulo de varredura, porém dividindo essa obtenção em duas etapas restritas apenas ao arco de circunferência que fica compreendido entre $\beta_{\min} = 2,5^\circ$ e $\beta_{\max} = 12,0^\circ$. Na primeira delas, manteremos a corrente com o valor constante $I = 1,0 \text{ mA}$ e trabalharemos com três valores distintos para o potencial; especificamente eles são

$$U = 27 \text{ kV} \quad , \quad U = 22 \text{ kV} \quad \text{e} \quad U = 18 \text{ kV} \quad .$$

Já na segunda etapa, voltaremos ao primeiro potencial $U = 35 \text{ kV}$ e o parâmetro que será variado é a corrente; e, no caso, os valores que devem ser escolhidos para ela são

$$I = 1,0 \text{ mA} \quad , \quad I = 0,8 \text{ mA} \quad , \quad I = 0,6 \text{ mA} \quad \text{e} \quad I = 0,4 \text{ mA} \quad .$$

1. Como obter a constante de Planck?

É claro que várias informações relevantes podem ser obtidas desses espectros, entre as quais podemos apontar não apenas a estimativa da constante de Planck que já sugerimos

acima, mas também os valores das energias que estão associadas às transições K_α e K_β , por exemplo. Por se dizer, tudo isso deve ser realmente obtido e apresentado no relatório (e na síntese correspondente às atividades desta primeira aula), assim como também deve ser apresentada toda uma discussão bem elaborada sobre o comportamento destes espectros, e sobre o que muda quando trabalhamos com correntes diferentes.

No entanto, voltando as nossas atenções para a causa específica da obtenção da constante de Planck, cabe uma dica importante que está diretamente relacionada para com a Lei de Bragg (1). Afinal de contas, se por um lado o espectro que é obtido pelo equipamento é expresso em função do ângulo de incidência θ da radiação X sobre o cristal, por outro a Lei de Bragg nos diz que existe uma relação linear entre o comprimento de uma onda eletromagnética que é difratada pelo mesmo cristal e o seno deste mesmo ângulo θ . Nestes termos, se considerarmos todos os espectros que foram obtidos mantendo a corrente fixa, por exemplo, uma maneira bem simples de encontrar qual é o menor valor do comprimento de onda λ_{\min} que está associado a cada um desses espectros é construindo outros quatro gráficos (um para cada espectro), que mostra apenas a contagem de raios X (por segundo) com o seno dos menores ângulos de incidência. A lógica por trás disso é que, cada um desses gráficos nos fornecerá um valor para $\sin \theta_{\min}$ que poderá ser substituído em (1) para a obtenção de um valor de λ_{\min} . Assim, já que teremos quatro valores distintos para esse comprimento λ_{\min} , um para cada potencial diferente, como a relação (2) nos mostra que

$$\lambda_{\min} = \left(\frac{hc}{e} \right) U^{-1} ,$$

fica bem claro que, através de um ajuste linear que adota U^{-1} como abcissa e λ_{\min} como ordenada, seremos capazes de fazer uma estimativa para a constante de Planck: basta dividirmos o valor do coeficiente angular assim obtido pela constante c/e .

B. Segunda e terceira aulas

Ainda em preparação. Por enquanto, fiquem com a imagem que está presente na Figura 7 a seguir.



FIG. 7: Visão frontal de um cachorro que ainda não faz a menor ideia do ele está fazendo, sentado diante desta mesa.

Agradecimentos

Os autores agradecem à professora Rosangela Itri pelo fornecimento de parte do material didático que eles vêm utilizando durante as aulas, e de onde algumas informações e imagens foram retiradas para compor estas notas. Apesar da imagem utilizada na última figura não constar no material fornecido pela Rosangela, os autores declaram, desde já, que ela também poderá utilizá-la nas suas aulas, uma vez que o cachorro não morde, é fofo, e provavelmente também não faz a menor ideia de como se faz isso.

[1] E. Okuno, E. M. Yoshimura: *Física das Radiações* (Ed. Oficina de Textos, São Paulo 2010).

- [2] M. F. L'Annunziata: *Radioactivity – Introduction and History* (Elsevier, Amsterdam 2007).
- [3] NIST Physical Reference Data – <http://www.nist.gov/pml/data/> .

Updated: September 10, 2016.