

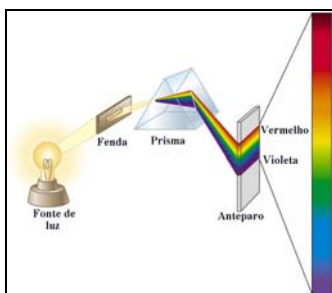
A SÉRIE DE BALMER

OBJETIVOS

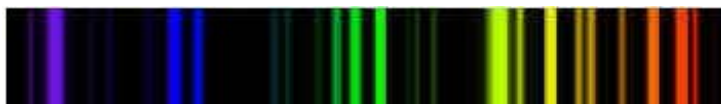
Nesta experiência buscamos determinar as características espectrais dos gases monoatômico presentes em alguns tipos de lâmpadas, a relação entre os comprimentos de ondas emitidos pelo gás com a série de Balmer e, também, a constante de Rydberg, sempre relacionadas ao modelo atômico de Bohr. Para tanto, faremos uso de grades de difração. Nesse sentido, aproveitaremos para detalhar algumas características especiais desses dispositivos, como: equação da rede, ordem de difração, dispersão e poder de resolução de uma rede. Caracterização de uma rede: determinação de seu parâmetro de rede, análise das linhas espectrais de Hidrogênio, Hélio e outros gases.

INTRODUÇÃO

Sabemos que quando um feixe de luz branca (p.ex o Sol) é direcionado através de um prisma existe a separação entre as várias cores do *espectro visível* da fonte de luz. Nesse caso, o espectro é contínuo, caracterizado por uma sucessão contínua de cores, que no caso da luz solar se estende do vermelho ao violeta (figura 1).



Entretanto, certas situações fazem surgir espectros discretos, ou seja, constituído por um número limitado de linhas (raias espectrais) com comprimentos de onda bem definidos (figura 2).



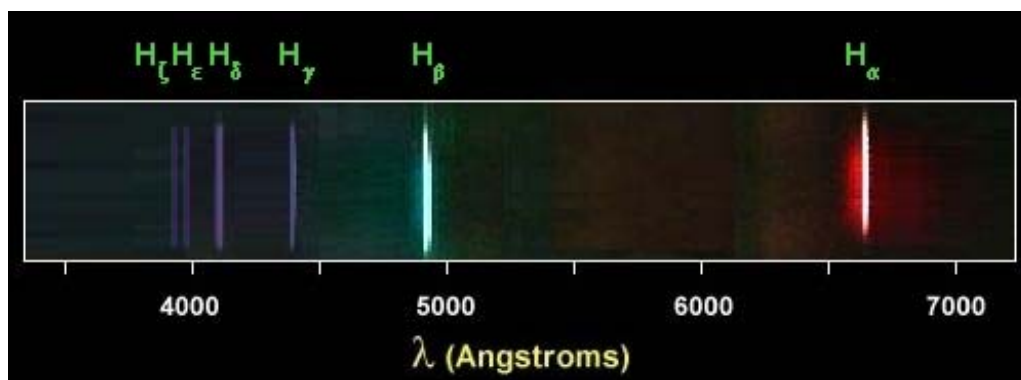
Cada raia espectral é caracterizada por um comprimento de onda bem definido. Constitui fato experimental de grande importância o de cada elemento químico originar raias espectrais cujos comprimentos de onda lhe são característicos. Por exemplo, o sódio produz duas raias amarelas brilhantes, próximas uma da outra; são as raias D_1 e D_2 de comprimentos de onda 589,6nm e 589.0nm, respectivamente.

Uma investigação dos espectros emitidos por diferentes tipos de átomos permite demonstrar que cada tipo tem seu espectro característico. É interessante notar que o estudo das descargas elétricas através dos gases, além de revelar a complexidade do átomo, veio sugerir a existência do elétron como constituinte do átomo. Contrário à radiação térmica emitida por corpos aquecidos (radiação do corpo negro) que é contínua, o espectro de emissão dos átomos é discreto.

Neste estudo, pois, estaremos interessados em estudar o espectro de emissão de certos gases, baseado no modelo atômico de Bohr.

MODELO DE BOHR

Particularmente interessante, pela contribuição que gerou ao estudo da estrutura do átomo, é o espectro do atômico do hidrogênio atômico, do qual a parcela que se encontra no visível é representada na figura 3.



A regularidade óbvia do espectro fez com que muitos pesquisadores tentassem obter uma fórmula empírica que representasse esse espectro, obtida pela primeira vez em 1885 por J.J. Balmer:

$$\lambda = 3646 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (1),$$

em que: $n = 3$, chamado de H_α , $n = 4$ para H_β e $n = 5$ para H_γ .

Esse modelo, empírico, era capaz de prever o comprimento de onda das nove primeiras linhas da série. Tal descoberta iniciou uma busca equações similares que se aplicariam à série de dos espectros de outros elementos, bem mais complexos. A maior parte deste tra-

balho foi realizado por Rydberg, que considerou conveniente lidar com o recíproco do comprimento de onda das linhas. Em termos do número de onda k a equação 1 fica escrita como:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2),$$

com $n = 3,4,5,\dots$ e R_H denominada *constante de Rydberg* para o hidrogênio, cujo valor é:

$$R_H = 10967757,6 \pm 1,2 \text{ m}^{-1}.$$

Após as pesquisas de Balmer, outras raiais foram descobertas no espectro do hidrogênio, na região do infravermelho e na região do ultravioleta, como mostra a tabela 1. Elas obedecem a uma expressão mais geral e estabelecida por Ritz em 1908, dada por:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (3),$$

com n_1 e n_2 inteiros e $n_2 > n_1$.

A tabela abaixo indica as séries estabelecidas por vários pesquisadores.

Pesquisador	Comp. de Onda	Equação	Inteiros
Lyman	Ultravioleta	$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 2,3,4,\dots$
Balmer	Ultravioleta Próx. e visível	$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 3,4,5,\dots$
Paschen	Infravermelho	$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 4,5,6,\dots$
Brackett	Infravermelho	$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 5,6,7,\dots$
Pfund	Infravermelho	$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 6,7,8,\dots$

A existência dessas formas empíricas levou à tentativa de modelar o que se observava. Verificou-se, quase que em conjunto com a elaboração dessas equações que a existência dos espectros de linhas fornece a mais importante prova experimental para o modelo atômico de Bohr.

Em 1913, Niels Bohr, visando conciliar as idéias de Rutherford com a radiação eletromagnética, propôs um modelo para o átomo de hidrogênio, capaz de descrever as raiais espectrais do hidrogênio, bem como a estrutura de outros átomos. Bohr imaginou que os elétrons poderiam girar ao redor do núcleo, sem irradiar, desde que permanecessem em

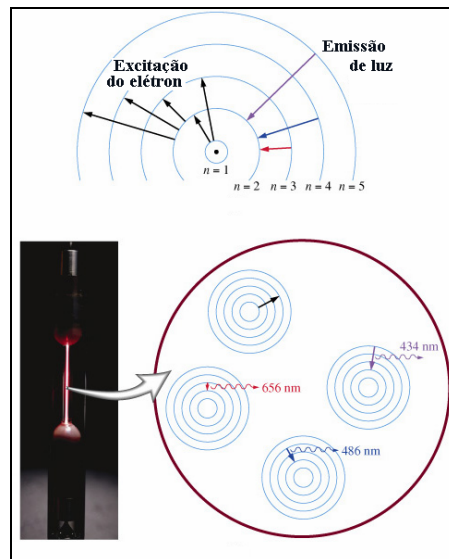
órbitas determinadas e correspondentes a certos estados energético. Por outro lado, um elétron emitiria uma radiação, sob a forma de um *quantum*, sempre que decaísse de uma órbita de energia elevada à outra de energia menor. Inversamente, um elétron para passar de uma órbita de baixa energia para mais outra mais elevada, deveria absorver energia do meio externo. Para tanto, Bohr partiu de quatro postulados:

1. Um elétron em um átomo move-se em uma órbita circular em torno do núcleo sob influência da atração Coulombiana, obedecendo às leis da mecânica clássica.

2. Em vez da infinidade de órbitas que seriam possíveis, segundo a mecânica clássica, um elétron só poderia se mover em uma órbita na qual seu momento angular orbital L é um múltiplo inteiro de \hbar , em que \hbar é um múltiplo da constante de Planck.

3. Apesar de estar constantemente acelerado, um elétron que se move em uma dessas órbitas possíveis não emite radiação eletromagnética. Portanto sua energia total E permanece constante.

4. A radiação eletromagnética é emitida se um elétron, que se movimenta sobre uma órbita de energia E_i , muda seu movimento, descontinuamente, para uma órbita de energia E_f (Fig. 3). A frequência da radiação emitida ν é igual à quantidade $(E_i - E_f)$ dividida pela constante de Planck.



De modo mais detalhado, considere um átomo constituído por um núcleo de carga $+Z.e$, massa M , e um único elétron de carga $-e$ e massa m , desprezível em relação à massa do núcleo. Considere, também, que o núcleo permanece fixo no espaço e que o elétron descreve uma trajetória circular de raio r , ao redor do núcleo, com velocidade v . A condição de estabilidade mecânica do elétron, dada pelo *postulado 1*, é:

$$\frac{1}{4.\pi.\epsilon_0} \cdot \frac{Z.e^2}{r^2} = m \cdot \frac{v^2}{r} \quad (4).$$

O momento angular orbital do elétron, $L = m.v.r$, deve ser uma constante, pois a força que atua sobre o elétron é *central*. Aplicando o *postulado 2, condição de quantização*, tem-se:

$$m.v.r = n.\hbar \quad (5),$$

com $n = 1, 2, 3, \dots$

De modo que:

$$r = \frac{n.\hbar}{m.v} \quad (5a).$$

Substituindo a equação 5a na equação 4, obtém-se :

$$v = \frac{1}{4.\pi.\epsilon_o} \cdot \frac{Z.e^2}{n.\hbar} \quad (6).$$

O *postulado 3* exige que a energia total, $E = V + K$, se conserve, isto é:

$$E = \frac{-1}{4.\pi.\epsilon_o} \cdot \frac{Z.e^2}{r} + \frac{m.v^2}{2} \quad (7),$$

sendo que o primeiro termo representa a energia potencial elétrica e o segundo termo a energia cinética do elétron. Substituindo as equações 5a e 6 na equação 7, vem:

$$E = -\frac{m.Z^2.e^4}{(4.\pi.\epsilon_o)^2 \cdot 2.\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (8).$$

A equação 8 mostra que a quantização do momento angular implica na quantização da energia total.

A frequência da radiação eletromagnética emitida pelo elétron quando sofre uma transição de estado quântico n_i para o estado quântico n_f é determinado pelo *postulado 4*. Assim:

$$v = \frac{E_i - E_f}{h} = \left(\frac{1}{4.\pi.\epsilon_o} \right)^2 \cdot \frac{m.Z^2.e^4}{4.\pi.\hbar^3} \cdot \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (9).$$

Em termos do número de onda, a equação 9 fica escrita como:

$$\frac{1}{\lambda} = \left(\frac{1}{4.\pi.\epsilon_o} \right)^2 \cdot \frac{m.e^4}{4.\pi.\hbar^3 \cdot c} \cdot Z^2 \cdot \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (10).$$

Para o átomo de hidrogênio ($Z = 1$), e considerando as transições nas quais $n_f = 2$, os comprimentos de onda são:

$$\frac{1}{\lambda} = \left(\frac{1}{4.\pi.\epsilon_o} \right)^2 \cdot \frac{m.e^4}{4.\pi.\hbar^3 \cdot c} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (11).$$

Esta fórmula é a mesma obtida para a série de Balmer, equação 3. Comparando as duas equações, verifica-se que a constante de Rydberg é dada por :

$$R_H = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{m.e^4}{4\pi\hbar^3.c} \quad (12).$$

Cada uma das cinco séries conhecidas do espectro do hidrogênio surge de um subconjunto de transições nas quais o elétron passa a um estado final n_f específico. Assim, para a série de Lyman, $n_f = 1$; para a série de Balmer, $n_f = 2$; para a de Paschen, $n_f = 3$; para a série de Brackett, $n_f = 4$; e para a série de Pfund, $n_f = 5$. Essas séries estão representadas na figura 5, abaixo.

