1.3 玻尔(Bohr)氢原子模型

一、原子模型提出背景

- 核式模型
- 光谱实验
- 量子论

（一）光谱的研究基础

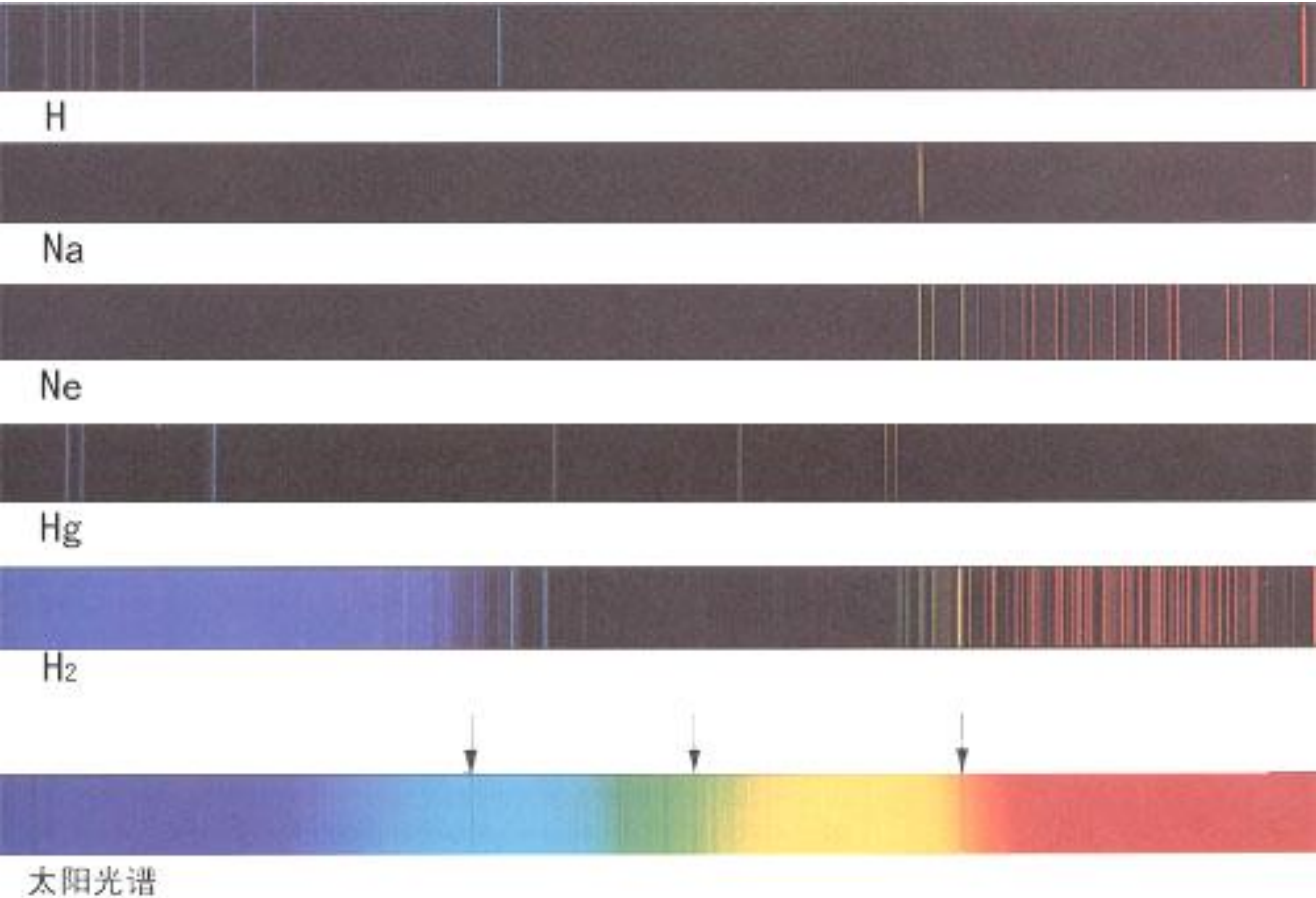
- 光谱是光强按频率或波长的分布。用函数表示为$I=I(\lambda)$，或者$I=I(\nu)$。

Solar Spectrum

Nitrogen Spectrum

元素的光谱

- 1852年，瑞典物理学家**埃斯特朗**(A. J. Ångström)发表了一篇论文，列出了一系列物质的特征光谱，现在常用的波长单位埃（$1Å=10^{-10}m$）就是以其姓氏而命名。
- 1859年，德国科学家**基尔霍夫**和**本生**研究了各种火焰和火花的光谱，注意到每种元素都有其独特的光谱，他们发明了**光谱分析法**，并用这种方法发现了新元素铯和铷。


H
Na
Ne
Hg
H2
太阳光谱

吸收光谱与发射光谱

- 原子受到激发后，会发光，光谱由其特性决定
- 原子也会吸收光，从而在透射光谱中出现一系列的暗线
- 吸收光谱与发射光谱是一一对应的

氢原子的发射光谱

氢原子的吸收光谱

氢原子的光谱

1、氢原子受到激发后，可以发出线状光谱。
其中最著名的光谱线有以下四条

名称	H_δ	H_γ	H_β	H_α
波长（Å）	4101.20	4340.10	4860.74	6562.10
颜色	紫	青	深绿	红

2、氢原子的Balmer线系

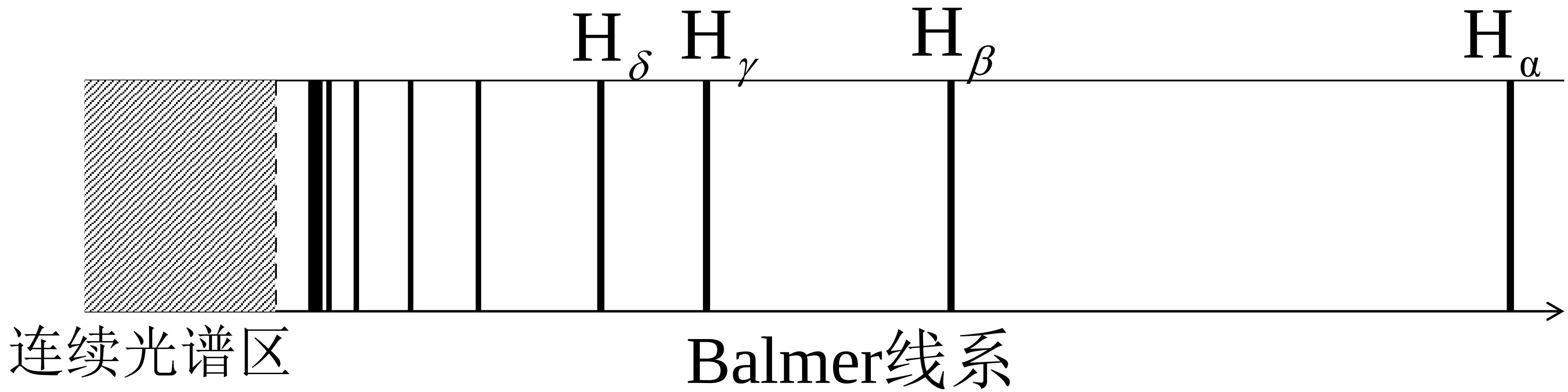
- 巴尔末(Balmer)发现，对于当时已知的14条氢的光谱线，可以用一个简单的公式表示其波长分布（1885年）

J. J. Balmer, Switzerland, 1825~1898

$$\lambda_n = B\frac{n^2}{n^2-4} \quad n = 3, 4, 5, \cdots 16 \quad \text{Balmer公式}$$

其中 $B = 3645.6\,\mathring{A}$

$$n \to \infty, \lambda_\infty = B = 3645.6\,\mathring{A}$$



- 也可以将Balmer公式改写，得到新的形式

$$\lambda = B\frac{n^2}{n^2-4} \qquad \frac{1}{\lambda}=\frac{1}{B}\frac{n^2-2^2}{n^2}=\frac{4}{B}[\frac{1}{2^2}-\frac{1}{n^2}]$$

Johannes Robert Rydberg
Sweden ,1854-1919

$$\frac{1}{\lambda}=\tilde{\nu}$$

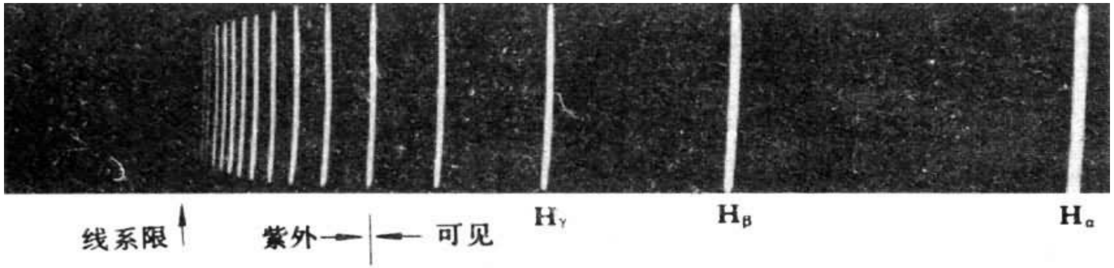
波数

$$\frac{4}{B}=R_{\mathrm{H}}=1.0967758\times10^{7}m^{-1}$$

里德伯(Rydberg)常数

$$\tilde{\nu}=R_{\mathrm{H}}[\frac{1}{2^2}-\frac{1}{n^2}]$$

-——Rydberg方程



巴耳末线系示意图

3、氢原子的其它线系

- 赖曼（Lyman）系 1916 $\tilde{\nu}=R_{\mathrm{H}}[\frac{1}{1^2}-\frac{1}{n^2}], n=2,3,4,\cdots$
- 巴尔末（Balmer）系 1885 $\tilde{\nu}=R_{\mathrm{H}}[\frac{1}{2^2}-\frac{1}{n^2}], n=3,4,5,\cdots$
- 帕邢（Paschen）系 1908 $\tilde{\nu}=R_{\mathrm{H}}[\frac{1}{3^2}-\frac{1}{n^2}], n=4,5,6,\cdots$
- 布喇开（Brackett）系 1922 $\tilde{\nu}=R_{\mathrm{H}}[\frac{1}{4^2}-\frac{1}{n^2}], n=5,6,7,\cdots$
- 普丰特（Pfund）系 1924 $\tilde{\nu}=R_{\mathrm{H}}[\frac{1}{5^2}-\frac{1}{n^2}], n=6,7,8,\cdots$

氢原子的光谱线系

氢原子的赖曼系 紫外

n	2	3	4	5	6	7	8	9	10	∞
λ(nm)	121.6	102.5	97.2	94.9	93.7	93.0	92.6	92.3	92.1	91.15

氢原子的巴尔末系 可见光

n	3	4	5	6	7	8	9	∞
Name	H_α	H_β	H_γ	H_δ	H_ε	H_ζ	H_η	**线系限**
λ(nm)	656.3	486.1	434.1	410.2	397.0	388.9	383.5	364.6

氢原子的帕邢系 红外

n	4	5	6	7	8	9	10	∞
λ(nm)	1874.5	1281.4	1093.5	1004.6	954.3	922.6	901.2	820.1

可以用通式表示为：

$$\tilde{\nu} = R_{\mathrm{H}}[\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}] \qquad m = 1, 2, 3, \cdots$$

Rydberg方程

$$n = m+1, m+2, m+3, \cdots$$

对于其中的每一个m，$n=m+1$，$m+2$，……

可以构成一个谱线系

$$\tilde{\nu} = T(m) - T(n) \qquad T(m) = \frac{R_{\mathrm{H}}}{m^2} \qquad T(n) = \frac{R_{\mathrm{H}}}{n^2}$$

$T(m)$、$T(n)$称为**光谱项**

$n = m+1$ 共振线

$n \to \infty$ 线系限

如此简单的物理规律之后必定隐藏着某种物理本质！

（二）“能量量子化”的基础

经典理论的困难

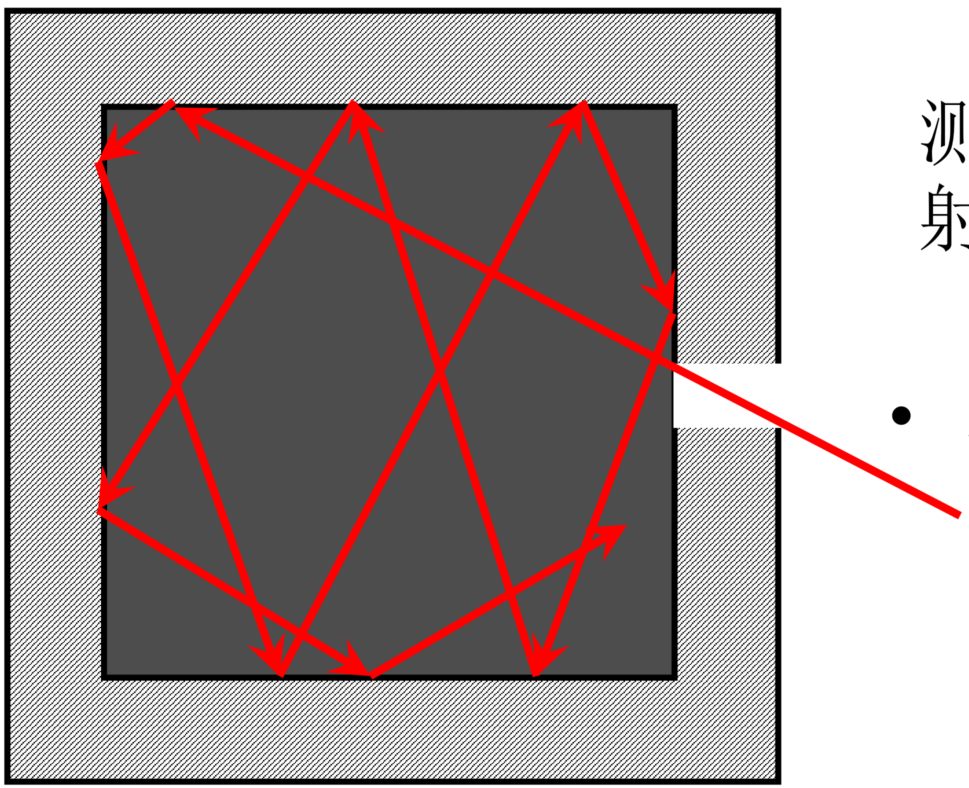
- 黑体辐射研究，普朗克提出能量量子化假设
- 光电效应研究，爱因斯坦提出“光量子”假设

1. 黑体辐射和普朗克(Plank)的量子假设

黑体辐射 $\dfrac{r(\nu,T)}{A(\nu,T)}=f(\nu,T)$ f为普适函数

绝对黑体 $A(\nu,T)\equiv 1$

- 开有小孔的空腔，对射入其中的光几乎可以全部吸收



- 等效于绝对黑体

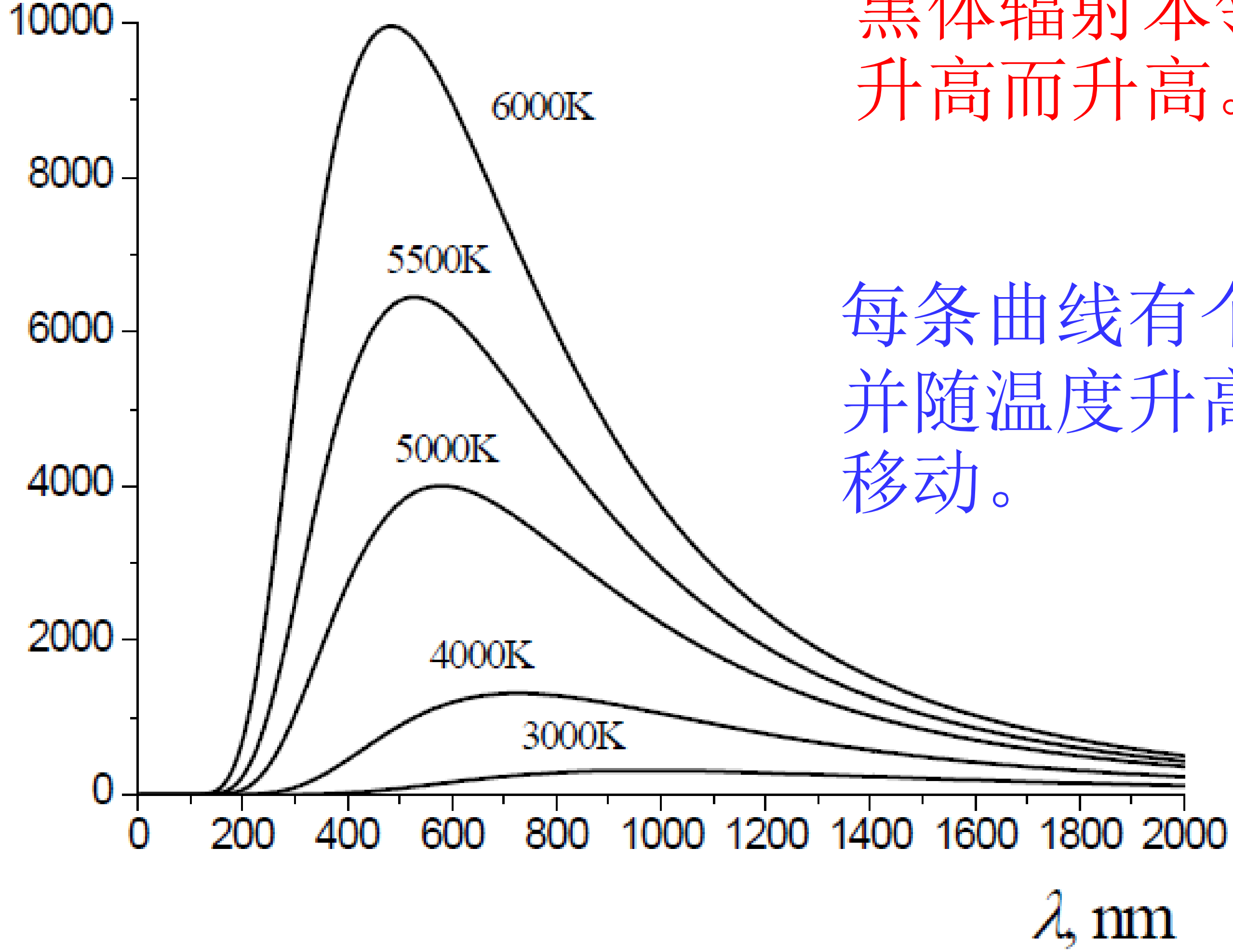
测量空腔开口处的辐射本领

- 即可以得到 $r(\nu,T)$

$$f(\nu,T)=r(\nu,T)$$

实验测量的结果

$r(\lambda, T)$



黑体辐射本领随温度升高而升高。

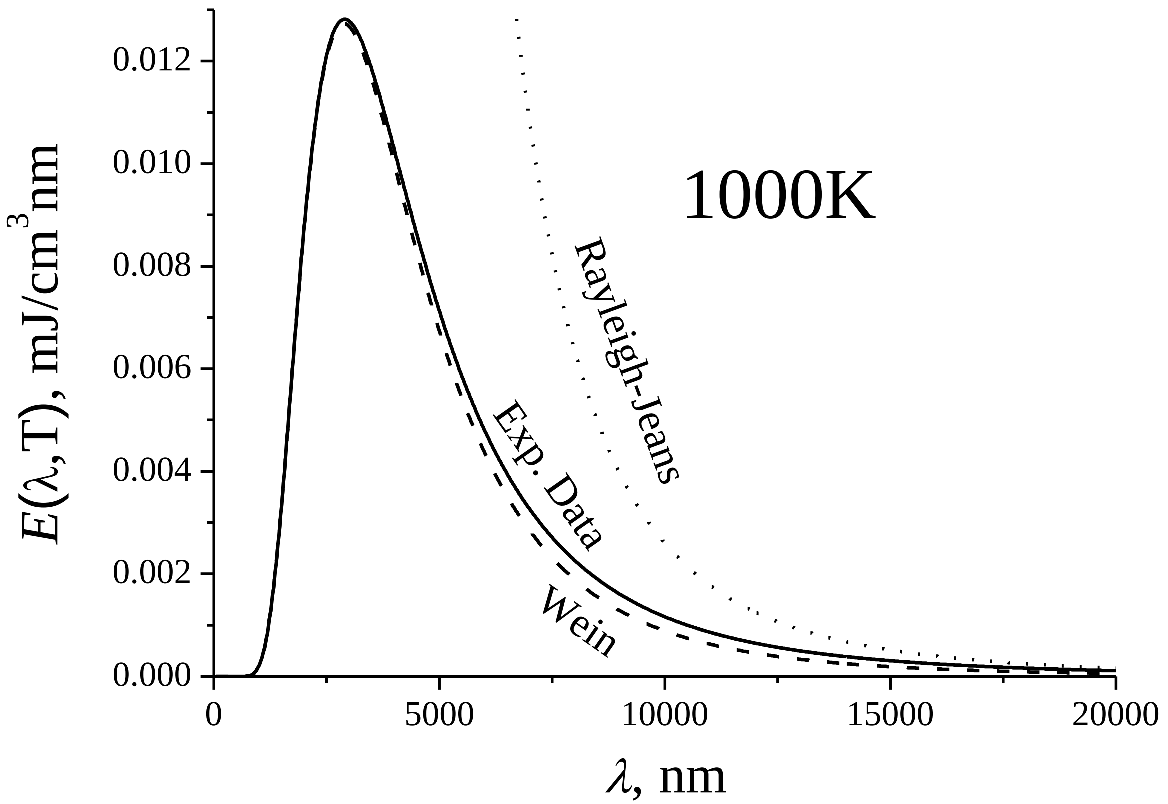
每条曲线有个最大值，并随温度升高向短波移动。

理论与实验

Wien公式： $r(\lambda,T)=c_1\lambda^{-5}e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$ 短波符合，长波偏离

Rayleigh-Jeans公式：$r(\lambda,T)=\dfrac{2\pi}{c^2}\nu^2 kT=\dfrac{2\pi c}{\lambda^4}kT$ 长波符合，短波发散

“紫外灾难”



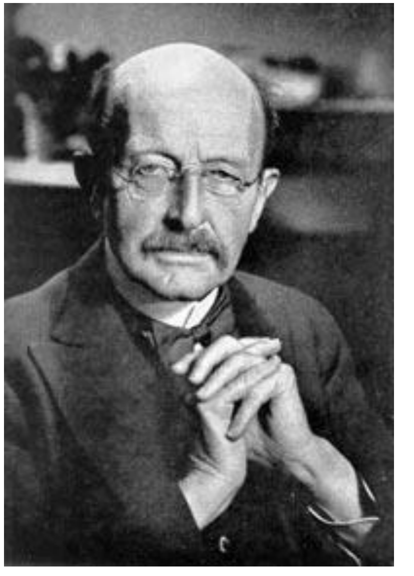
普朗克假说

$$E(\nu,T)=\frac{2\pi h}{c^2}\frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}$$

- 1900年提出，1918年获Nobel奖
- 空腔中的驻波是一系列的谐振子，
- **只能取一些分立的能量**，即

$$\varepsilon=0,\varepsilon_0,2\varepsilon_0,3\varepsilon_0,4\varepsilon_0\cdots$$

$$\varepsilon_0=h\nu \qquad h=6.63\times10^{-34}Js$$



马克斯·普朗克（Max Planck，1858~1947），德国物理学家

一个谐振子处于能态 $E_n=n\varepsilon_0$ 的几率为 $e^{-\frac{n\varepsilon_0}{kT}}$

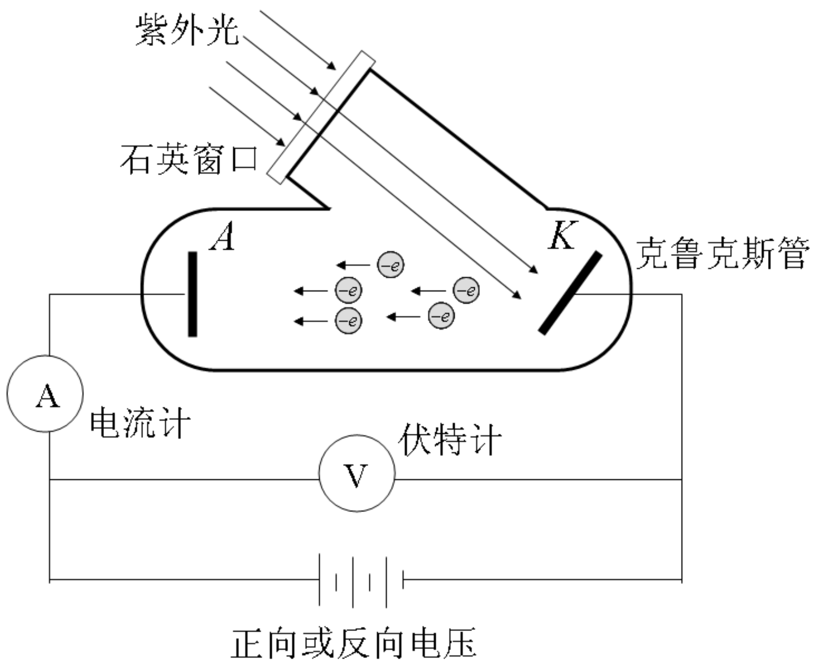
一个谐振子的平均能量为

$$\bar{\varepsilon}=\sum_n n\varepsilon_0 e^{-\frac{n\varepsilon_0}{kT}}\Big/\sum_n e^{-\frac{n\varepsilon_0}{kT}}=\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}$$

重要意义：引入了量子化概念，能量的吸收是量子化的。

2. 光电效应

光电效应的实验研究装置



实验现象

1) 无光照，无电子逸出，无电流

2) 光照金属（阴极）表面

a.光的频率

$\nu < \nu_0$ 即使光强很大，也无电流，无电子发射

$\nu > \nu_0$ 即使光强很小，有电子发射

b. 逸出电子具有初动能，反向截止电压

$$eV_0 = m\mathrm{v}_m^2 / 2$$

c.出射电子的数目与光强成正比，单个电子的能量与光强无关

d.电子的发射与光照同时发生，没有延迟。

经典理论解释失败

1.电子能量与频率的关系

经典物理：决定电子能量是强度，不是光的频率。

2.响应时间

经典物理：光照，电子吸收能量，应有一定的响应时间。

爱因斯坦光量子假设

1905年,爱因斯坦用光量子假设进行了解释

（1）电磁波由大量光量子（光子）组成，一个光子能量

$\varepsilon = h\nu$ （其中h是普朗克常数）

（2）光子具有“整体性”，一个光子只能整个地被电子吸收或发射。

（3）对光电效应的解释

电子逸出时动能

$$m\mathrm{v}_m^2/2 = h\nu - A = h(\nu - \nu_0)$$

Albert Einstein
1879~1955
1905年用光量子假说解释光电效应

- 两个经典实验结果：黑体辐射、光电效应
- 经典物理理论无法给出圆满的解释
- 引入新的概念：能量量子化、光子，从而完全解释了黑体辐射及光电效应的实验结果

量子化的概念已破土而出！

二、Bohr的氢原子模型（1913年）

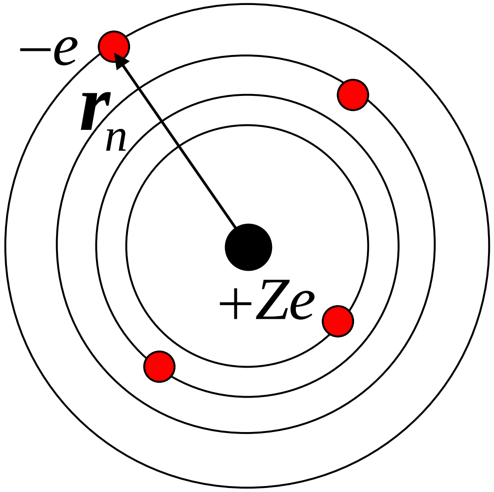
1. Bohr的三点假设

根据氢原子的光谱和量子思想，提出三个基本假设

(1) 定态条件（分立轨道假设）

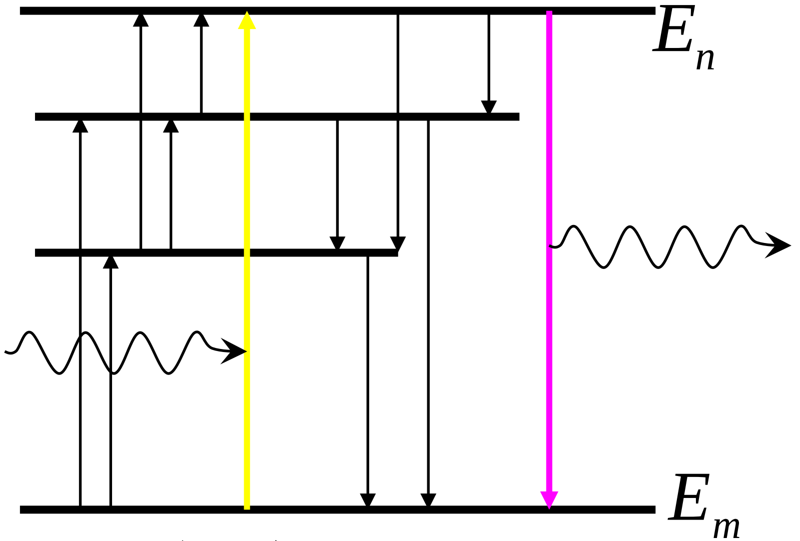
- **核外电子只能处于一系列分立的轨道上，绕核转动；**
- **电子在固定的轨道上运动时，不辐射电磁波，即原子处于一系列的定态。**

N. Bohr

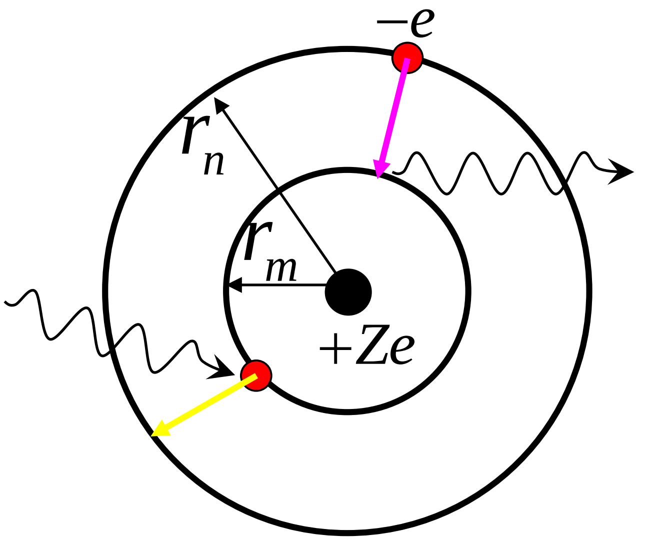


(2) 频率条件

- 电子可以在不同的轨道之间跃迁，或者说电子可以在不同的能级之间跃迁，并以电磁波的形式辐射或吸收能量



原子能级跃迁



电子轨道跃迁

$$h\nu = \Delta E = \left| E_n - E_m \right|$$

(3) 角动量量子化假设

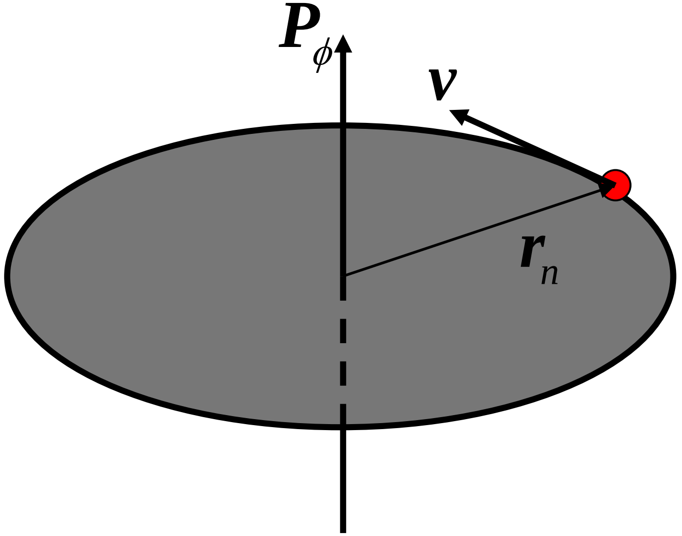
- 电子轨道运动的角动量是**量子化**的，只能取一些特定的数值。

$$P_\phi = m_e \mathrm{v} r_n = n\frac{h}{2\pi} = n\hbar$$

$$n = 1, 2, 3, 4\cdots$$

h 普朗克常数

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$ 约化普朗克常数



Bohr氢原子模型可解释：

- 氢原子的大小
- 氢原子的能量（能级）
- 氢原子的光谱规律

很好地解释氢原子问题！

2. 氢原子模型

(1)氢原子大小(经典+量子：旧量子论)

分立定态轨道 $\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n^2} = \frac{m_e v^2}{r_n}$ $\quad m_e v^2 r_n = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0}$

角动量量子化 $m_e v r_n = n\hbar$ $\quad m_e v^2 r_n^2 = \frac{(n\hbar)^2}{m_e}$

$$\Rightarrow \begin{cases} r_n = \dfrac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{m_e e^2}\dfrac{n^2}{Z} \\ v_n = \dfrac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar}\dfrac{Z}{n} \end{cases} \Rightarrow \quad r_n = a_0\frac{n^2}{Z}$$

$$a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{m_e e^2}$$ 玻尔半径

$$= 0.529166\times10^{-10}\,\mathrm{m} = 0.53\,\mathring{\mathrm{A}}$$

$Z=1$ 氢原子

氢原子第一轨道半径

$$v_n = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar}\frac{1}{n} = \frac{\alpha c}{n},\quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

精细结构常数

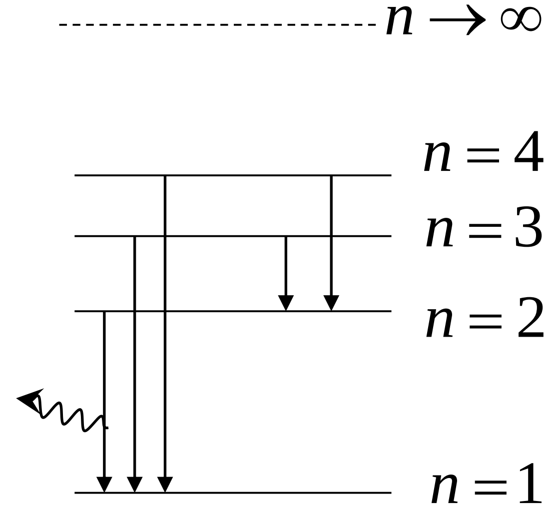
速度小于光速，不考虑相对论效应

(2)氢原子能级

$$E_n = T + V = \frac{1}{2}m_e v_n^{\,2} - \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n} \qquad E_n = -\frac{1}{2}\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n}$$

$$= \frac{m_e}{2}\frac{e^4}{(4\pi\varepsilon_0\hbar)^2}\frac{Z^2}{n^2} - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{m_e e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}\frac{Z^2}{n^2}$$

$$\Rightarrow \quad = -\frac{2\pi^2 m_e e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 h^2}\frac{Z^2}{n^2} \qquad E_n = -\frac{Z^2}{n^2}\frac{1}{2}m_e\alpha^2c^2$$



$$Z = 1 \quad E_1 = -\frac{1}{2}m_e\alpha^2c^2 = -13.6\,\text{eV}$$

基态

$$E_2 = \frac{1}{4}E_1\,\text{eV} \qquad E_3 = \frac{1}{9}E_1\,\text{eV} \qquad E_n = \frac{1}{n^2}E_1\,\text{eV}$$

第一激发态　　第二激发态

讨论：

（a） $r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{m_e e^2}\frac{n^2}{Z}$ $E_n = -\frac{1}{2}\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n}$ 量子化的取值

分立的轨道和量子化的能级！

（b）能级间隔

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = \frac{1}{2}m_e\alpha^2c^2\frac{2n+1}{n^2(n+1)^2}$$

$n \to \infty, \Delta E \to 0$ 趋于连续谱

（c）电离能

电离能 $= E_\infty - E_1 = 13.6eV$

(3)氢原子光谱

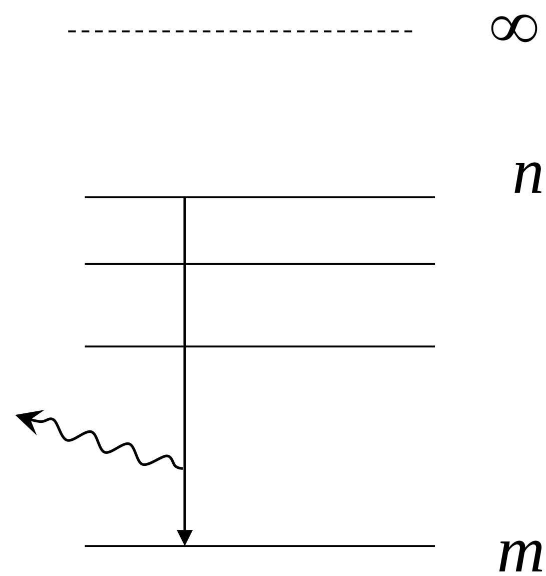
电子$n \rightarrow m$的跃迁

$$E_n = -\frac{1}{2}\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n}$$

$$h\nu = \Delta E = E_n - E_m \qquad h\nu = \frac{1}{2}\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{1}{r_m} - \frac{1}{r_n}\right]$$

$$h\nu = h\frac{c}{\lambda} = hc\tilde{\nu} = \frac{1}{2}\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{1}{r_m} - \frac{1}{r_n}\right]$$

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{2}\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 hc}\left[\frac{1}{r_m} - \frac{1}{r_n}\right]$$



与两个整数有关

而Rydberg方程为 $\tilde{\nu} = R\left[\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right]$

$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{m_e e^2}\frac{n^2}{Z}$$

两者有相同的形式

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m_e e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 h^2}\frac{Z^2}{n^2} \qquad E_m = -\frac{2\pi^2 m_e e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 h^2}\frac{Z^2}{m^2}$$

$$\tilde{\nu} = \frac{E_n - E_m}{hc} = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 h^2}\left(\frac{Z^2}{m^2} - \frac{Z^2}{n^2}\right)\frac{1}{hc}$$

$$= \frac{2\pi^2 m_e e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 h^3 c}\left[\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right]Z^2$$

与Rydberg方程联系起来，可以得到Rydberg常数

$Z = 1$

$$R = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 h^3 c}$$

理论值 $R = 1.0973731\times10^7\ \mathrm{m}^{-1}$

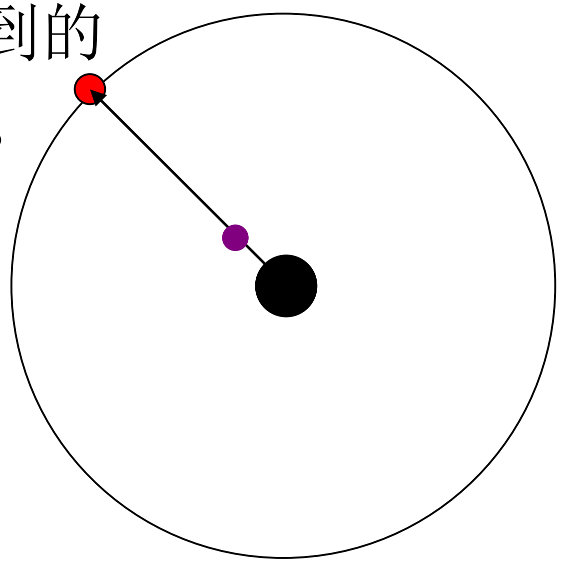
实验值 $R_H = 1.0967758\times10^7\ \mathrm{m}^{-1}$

符合得出人意料的好！误差约万分之五

Rydberg常数理论值与实验值的偏差

前面的推导是在假设核静止不动的前提下得到的

但核并非静止的，所以应当采用质心坐标系。



在有心力场的两体问题中，只需要用折合质量代替电子的质量，则上述结论就对应于质心系。

$$\mu = \frac{Mm_{\mathrm{e}}}{M + m_{\mathrm{e}}}$$

M：核质量；

m_{e}：电子质量

$$R = \frac{2\pi^2 \mu e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 h^3 c} = \frac{2\pi^2 m_{\mathrm{e}} e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 h^3 c}\frac{M}{M + m_{\mathrm{e}}} = \frac{2\pi^2 m_{\mathrm{e}} e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 h^3 c}\frac{1}{1 + m_{\mathrm{e}}/M}$$

$M >> m_{\mathrm{e}}$　　$R_\infty = \dfrac{2\pi^2 m_e e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 h^3 c}$

$$R_A = R_\infty \frac{1}{1 + m_{\mathrm{e}}/M}$$

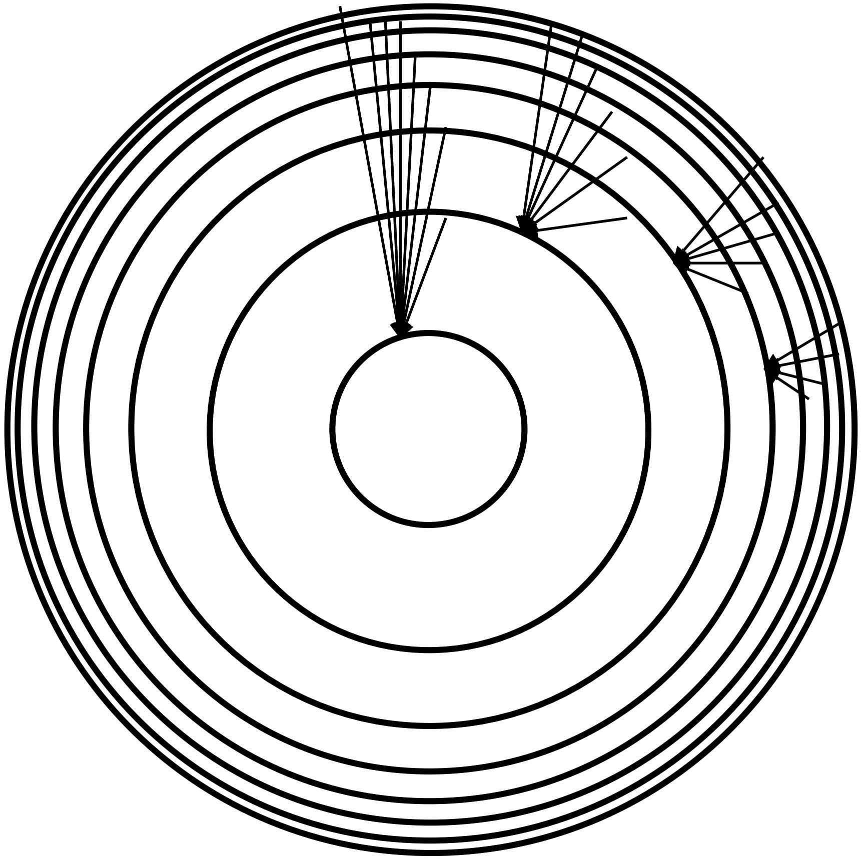
- 对于氢原子，m_e/M=1/1836.15

$$R_A = R_\infty \frac{1}{1+m_e/M}$$

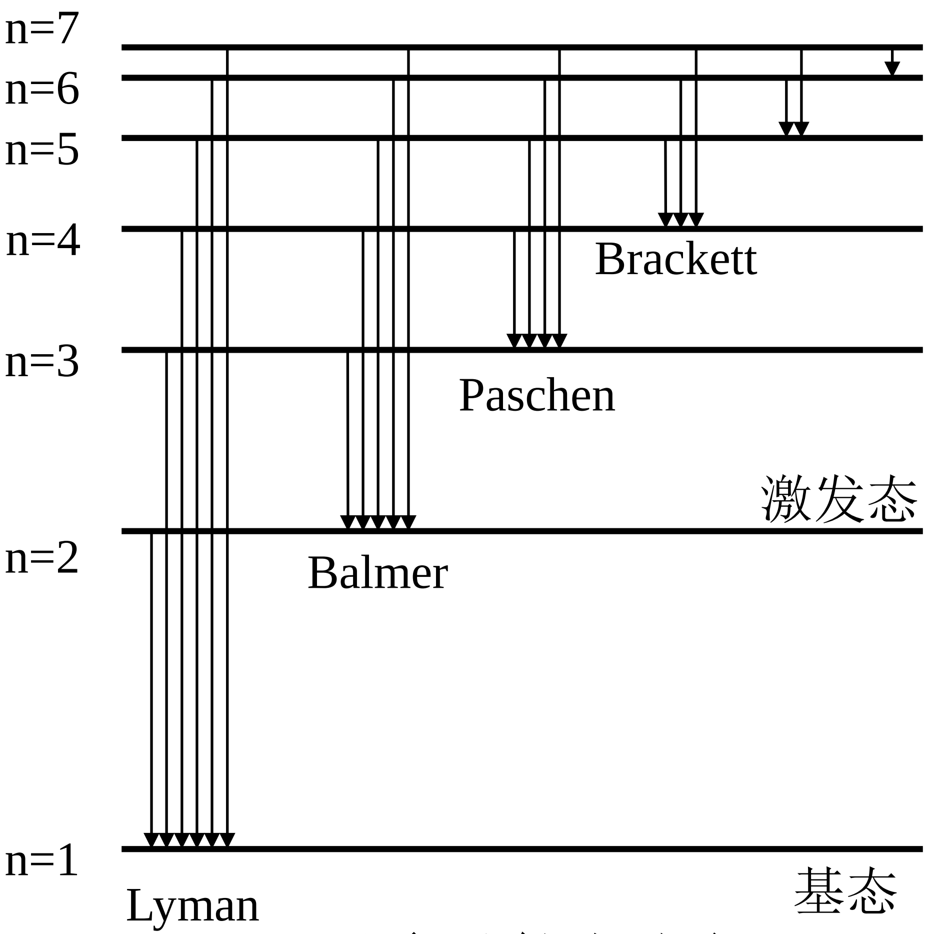
$$=10973731\times\frac{1}{1+1/1836.15}$$

$$=10967758\,\mathrm{m}^{-1}$$

与实验值完全吻合！



轨道模型



原子能级图

电子在轨道间跃迁时，原子处在不同的能态。

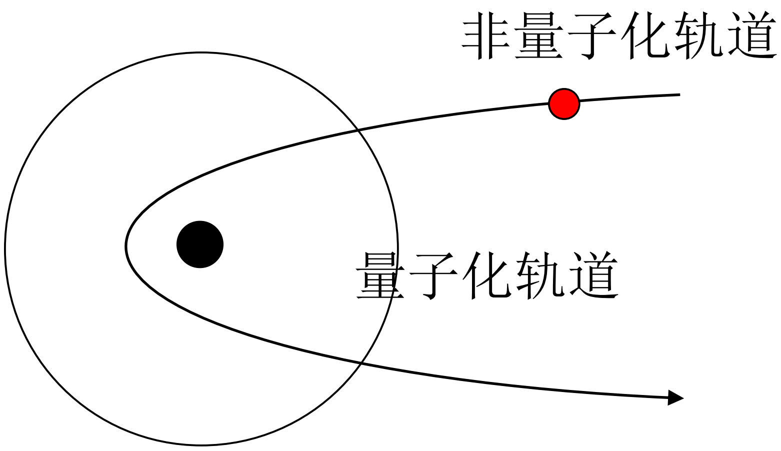
(4)氢原子连续光谱

- Balmer线系之外还有一个连续光谱区。
- 这是由非量子化轨道的电子跃迁而产生的。

当原子的能量较高时，体系的能量为正值。

电子距核较远时，只有动能；
靠近时，同时有动能和势能。

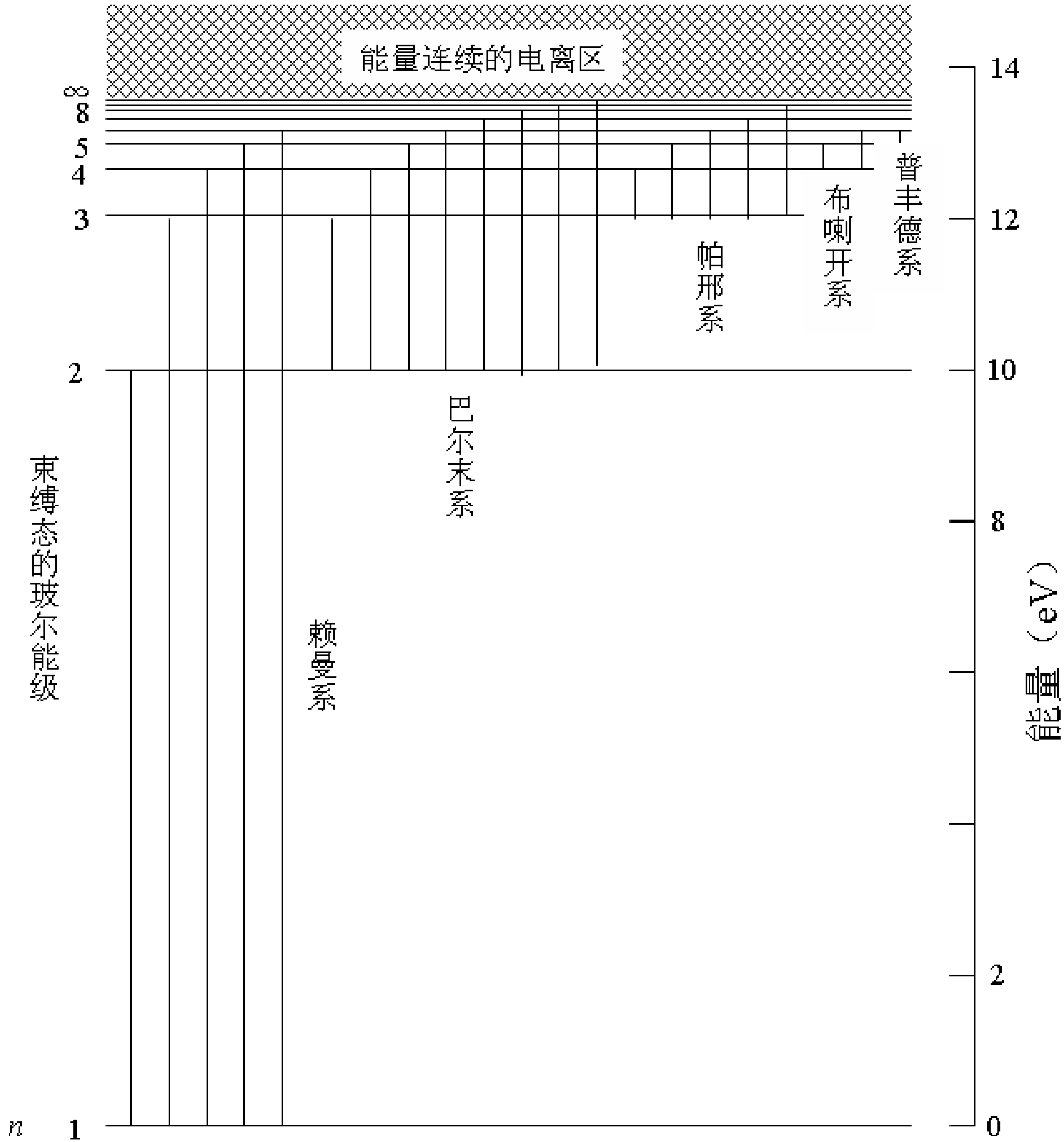
$$E=\frac{1}{2}m_e\mathrm{v}_0^2=\frac{1}{2}m_e\mathrm{v}^2-\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$$



向量子化轨道跃迁时

$$h\nu=E-E_n=\frac{1}{2}m_e\mathrm{v}^2-\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}+\frac{hcR}{n^2}$$

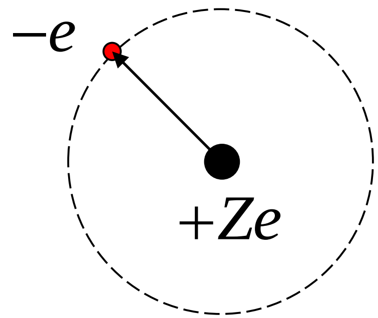
发出连续谱


能量连续的电离区
∞
8
5
4
3
2
n 1
14
12
10
8
2
0
能量（eV）
束缚态的玻尔能级
赖曼系
巴尔末系
帕邢系
布喇开系
普丰德系

三 类氢离子的光谱

- 类氢离子

只有一个核外电子的离子



结构与氢原子类似

H　　He^{+}　　Li^{++}　　Be^{+++}

HI　　HeII　　LiIII　　BeIV

理论上，可得到类似前述的公式

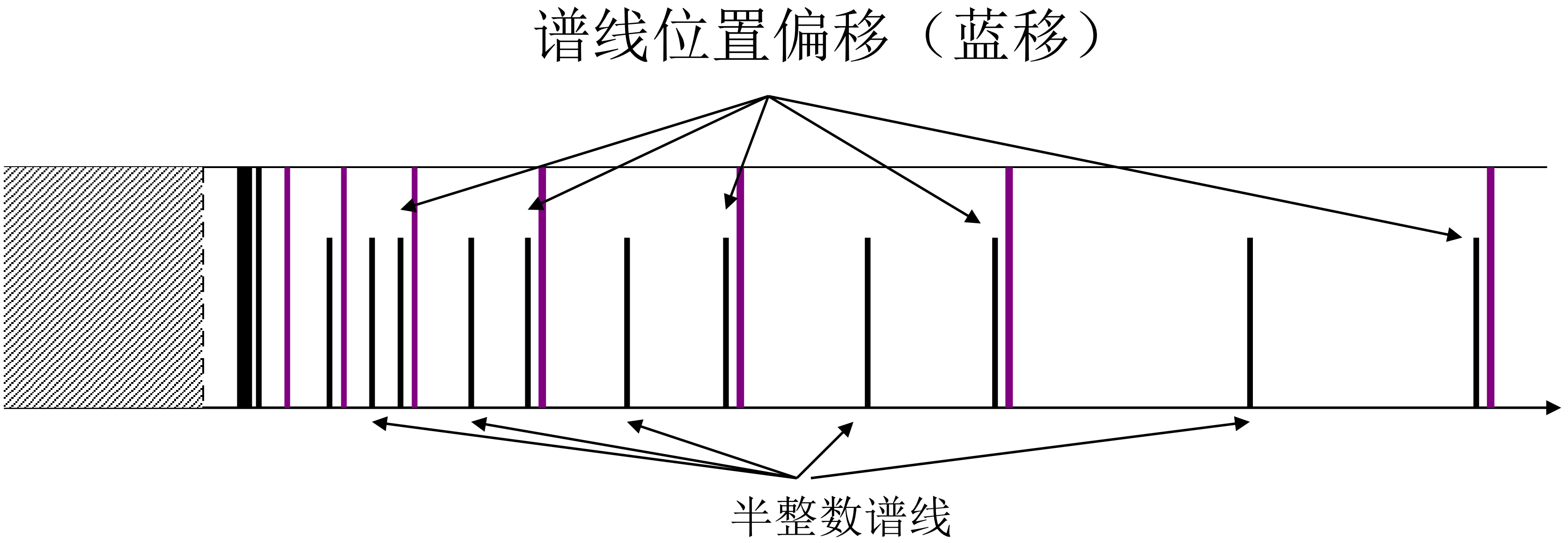
$$e^2 \to Ze^2 \qquad R_H \to Z^2 R_M$$

$$E_n \to Z^2 E_n^H \qquad r_n \to \frac{r_n^H}{Z}$$

$$\tilde{\nu} = Z^2 R_M \left[\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right]$$

◈ 毕克林(Pickering，美)线系

- 1897年，发现来自一个星体的谱线系与Balmer线系相似



后来被证实是一价氦离子的谱线

- 解释

$$E_n = -\frac{hcR_A}{n^2}Z^2$$

$$\tilde{\nu} = \frac{E_n - E_m}{hc} = Z^2 R_{He}[\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}] = R_{He}[\frac{1}{(m/Z)^2} - \frac{1}{(n/Z)^2}]$$

$$= R_{He}[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n/2)^2}]$$

$$Z = 2, m = 4$$

$$n = 6, 7, 8\cdots \qquad n/2 = 3, 3.5, 4, 4.5, \cdots$$

半整数

- 对于LiⅢ、BeⅣ，类似地有

$$\tilde{\nu}_{Li^{++}} = 3^2 R_{Li}[\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}] = R_{Li}[\frac{1}{(n_2/3)^2} - \frac{1}{(n_1/3)^2}]$$

$$\tilde{\nu}_{Bi^{+++}} = 4^2 R_{Be}[\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}] = R_{Be}[\frac{1}{(n_2/4)^2} - \frac{1}{(n_1/4)^2}]$$

谱线位置蓝移

由Rydberg常数的变化产生

$$R_A = R_\infty \frac{1}{1 + m_e / M_A}$$

由于核质量增大， Rydberg常数增大，光谱线蓝移。

里德伯原子 原子中的一个电子被激发到高量子态（n很大）的高激发原子态（半径大，寿命较长），类似高激发态的氢原子。

四、氘的发现（Urey，1932年）

◈ 在氢光谱中发现了极其相似的光谱线

H_α包含两条很接近的谱线

$$\begin{cases} 6562.79\,\mathring{A} \\ 6561.00\,\mathring{A} \end{cases}, \Delta\lambda = 1.79\,\mathring{A}$$

Harold Clayton Urey
1893~ 1981 (美国)

- 假定存在同位素 $M_H / M_D = 1/2$

$$\tilde{\nu}_D = R_D[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}]$$

$$\tilde{\nu}_H = R_H[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}]$$

$$\begin{cases} R_D = R_\infty \dfrac{1}{1 + m_e / M_D} \\ R_H = R_\infty \dfrac{1}{1 + m_e / M_H} \end{cases}$$

$$\frac{\lambda_D}{\lambda_H} = \frac{R_H}{R_D} \qquad \frac{R_H}{R_D} = \frac{1 + m_e / M_D}{1 + m_e / M_H} = 1 - \frac{m_e}{2M_H + m_e}$$

$$\lambda_H - \lambda_D = \lambda_H \left(1 - \frac{R_H}{R_D}\right) = \lambda_H \frac{m_e}{2M_H + m_e}$$

	H_α	H_β	H_γ	H_δ	
λ_H	656.279	486.132	434.049	410.173	nm
$\Delta\lambda$	0.179	0.132	0.118	0.112	nm

与实验结果一致　　肯定了氘（D）的存在

1.4 弗兰克-赫兹(Franck-Hertz)实验（1914年）

任何重要的物理规律都必须得到至少两种独立的实验方法的验证！

- 除了光谱学方法之外，可以用其它方法证明原子中分立能级的存在。

一、基本思想

利用加速电子碰撞原子，使之激发。测量电子所损失的能量，该能量等于原子所吸收的能量。

如果原子只处于某些分立的量子态，则只有某种能量的电子才能引起原子的激发。

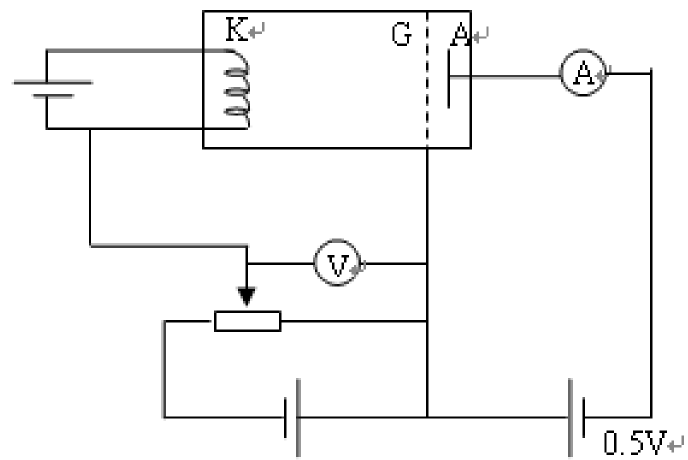
$$
\text{加速电子} \rightarrow \text{原子}\begin{cases}\text{吸收能量，产生跃迁, 非弹性碰撞}\\ \text{不能激发，不吸收能量, 弹性碰撞}\end{cases}
$$

- 加速电子与原子碰撞。当电子能量较低时，原子内部不吸收电子的能量。
- 电子能量较高时，原子全部或部分吸收电子能量。

  电子的动能被吸收，不足以克服反向电压，回路中电流降低。
- 如果和原子碰撞吸收后电子的动能仍很大，则电流随电压继续增大。

James Franck ,
1882~1964 (德)

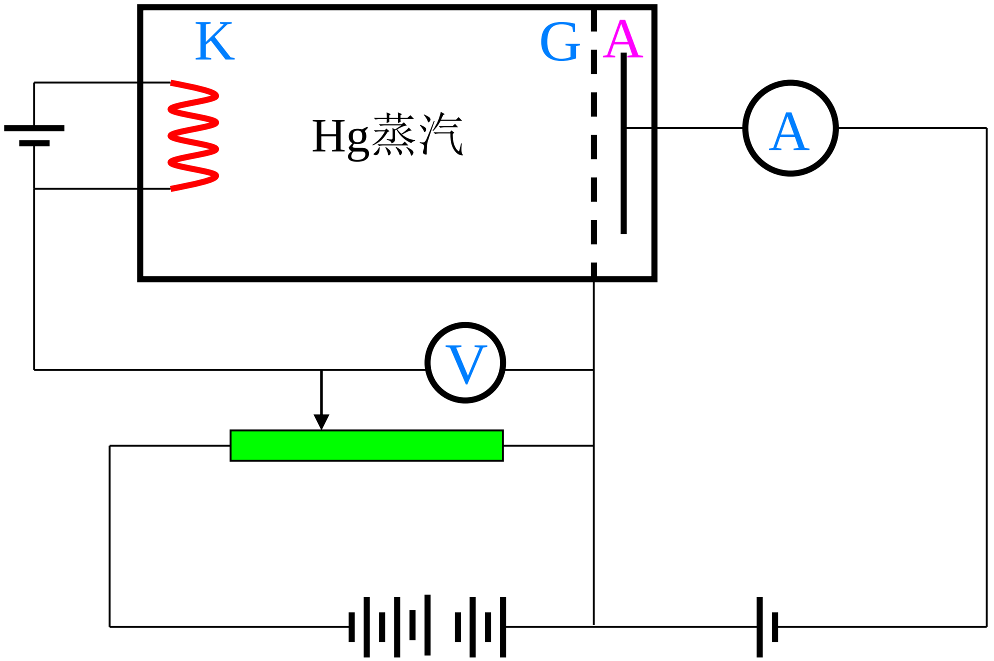
Gustav Hertz ,
1887~1975 (德)

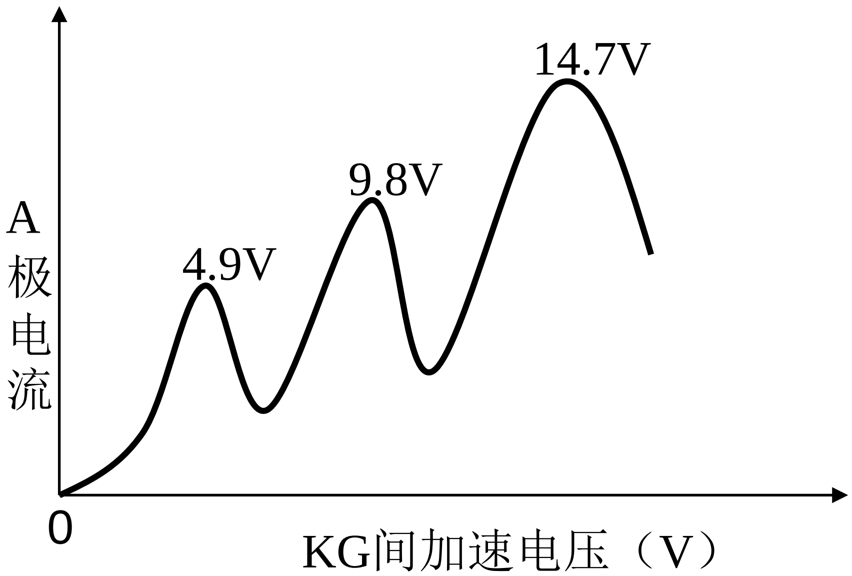


二、Frank-Hertz实验

实验装置

- K:热阴极
- G:栅极
- A：接收极
- KG空间：加速、碰撞
- GA空间：反向电压，动能足够大的电子通过，到达A极
- 测量接收极电流与加速电压间的关系





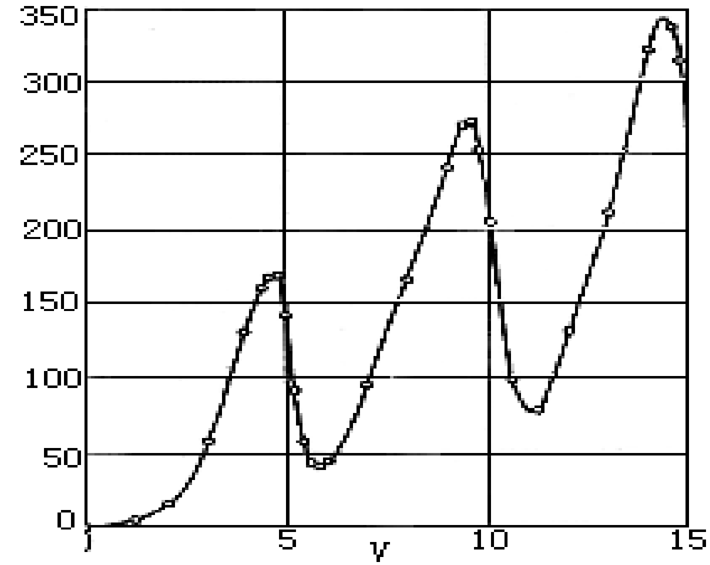


图 25-1 每隔4.9V电势差，板极电流都要突降一次

实验现象：

当电子的加速电压增加，电流增加，电压为4.9V时，出现一个峰，随后周期变化。电流峰值的间隔为4.9eV。

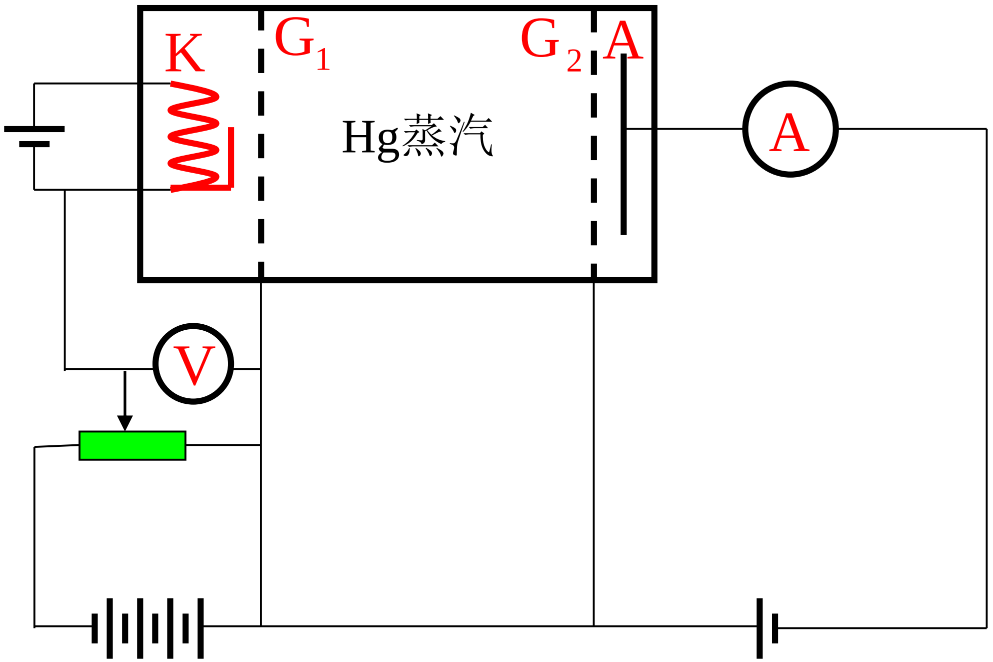
结果分析：电压加速使电子动能达到可以使Hg原子由于吸收电子的能量而从基态跃迁到最近的激发态，电子由于动能损失而无法到达阳极，回路中电流迅速降低。

4.9V为Hg的**第一激发电势**

三、改进的Frank-Hertz实验装置

作如下改进：

1、K极边上加旁热式极板



2、增加栅极G_1，并使Hg蒸汽更稀薄，K G_1间距小于电子的平均自由程

- G_1，G_2等电位
- K G_1间：加速区
- G_1G_2间：碰撞区

Frank-Hertz实验有力地证实了原子体系的内部能量是量子化的！

1925年诺贝尔物理学奖！

电离电势

- 改进后的实验装置可以使电子获得更大的动能。
- 当电子的动能足够大时，原子由于吸收能量，可以使其中的电子被电离掉。
- 相应的加速电压被称作**电离电势。**
- 使中性原子电离为1价正离子的加速电压（电离电势），称为**第一电离电势。**

本章小结

一、原子模型

（汤姆逊模型，卢瑟福模型）

1. 模型要点

2. 意义及不足

二、重要的实验

1. α粒子散射实验

2. 光谱实验

3. 弗兰克-赫兹实验

4. 证明光量子的实验

（黑体辐射、光电效应、康普顿散射）

三、Bohr模型的理论与成功之处

1. Bohr假设
   - 经典轨道+定态条件
   - 频率条件 $h\nu = \Delta E = \left| E_n - E_m \right|$
   - 角动量量子化 $mvr = n\hbar, n = 1, 2, 3, \ldots$

2. Bohr处理氢原子结构的方法

（1）电子的绕核运动——用经典理论描述

（2）电子的轨道半径——用量子化条件处理

3. Bohr将卢瑟福模型、量子化概念和不相干的光谱结合起来，解释了

原子的稳定性（原子的大小，原子能级）

里德伯公式

H的光谱

氦离子光谱

预言氘的存在

4 . Bohr模型的实验验证

1. 光谱实验
2. 独立于光谱实验的弗兰克-赫兹实验

四、解题注意事项

1. 里德伯常数的核修正（约化质量）；
2. 能级跃迁;
3. 理解散射公式。