

大学物理

张磊 (13072919527)

B824, Cyrus Tang Building

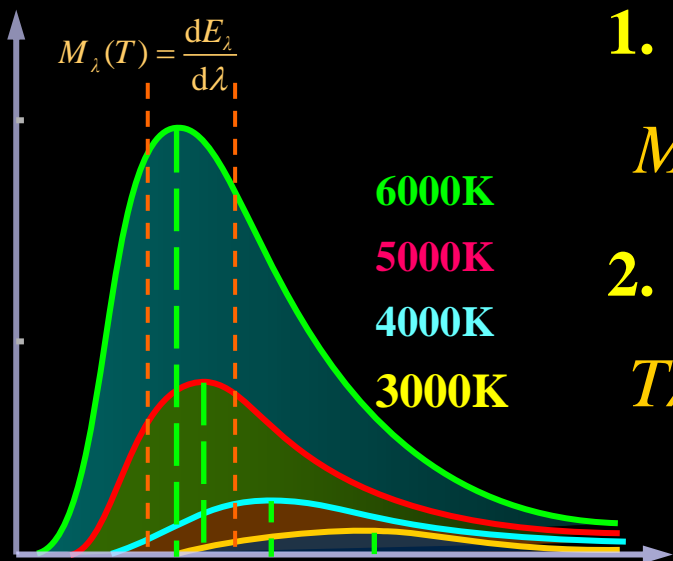


黑体辐射定律

温度

黑体热辐射

材料性质



1. 斯特藩——玻耳兹曼定律

$$M_B(T) = \int_0^\infty M_{B\lambda}(T) d\lambda = \sigma T^4$$

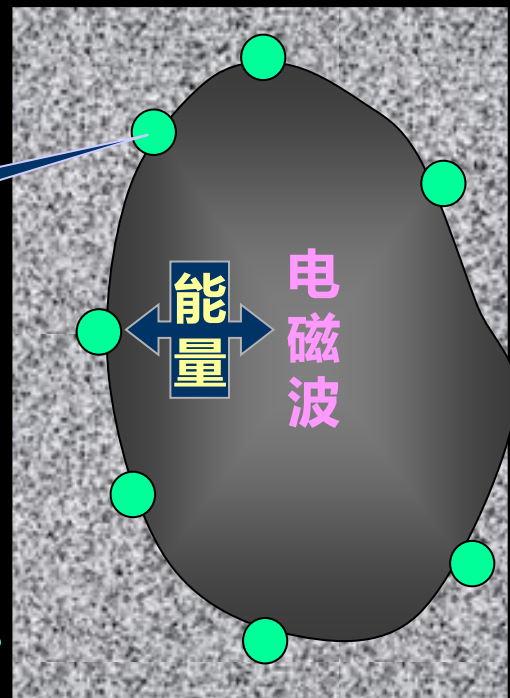
2. 维恩位移定律

$$T\lambda_m = 2.90 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

普朗克的能量子假说

若谐振子频率为 ν ，则其能量是 $h\nu, 2h\nu, 3h\nu, \dots, nh\nu, \dots$

与腔内电磁场交换能量时，谐振子能量的变化是 $h\nu$ 的整数倍。 $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$



§16.2 光电效应 爱因斯坦光子假说

一. 光电效应

1887年, Hertz发现紫外光照射的阴极能发射带电粒子

1900年, Lenard实验证明光照导致金属发射的粒子是电子

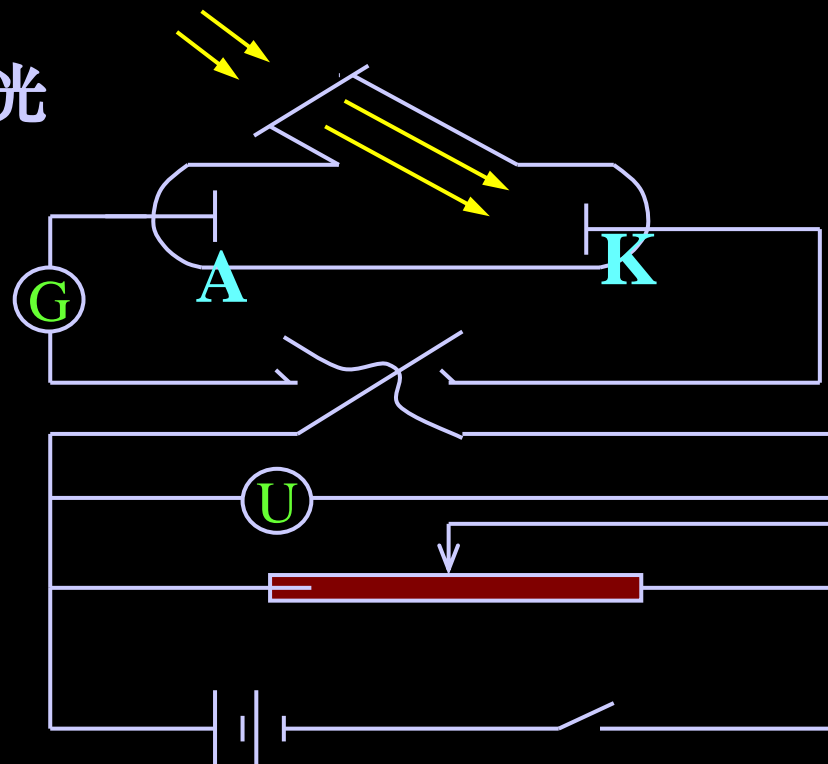
光电效应 — 金属及其化合物在光照射下发射电子的现象

光电子 — 所逸出的电子

光电流 — 由光电子形成的电流

金属的逸出功

— 使电子逸出某种金属表面所需的能量



二. 实验现象

- 饱和电流 i_s $i_s \propto I$

- 遏止电压 U_a

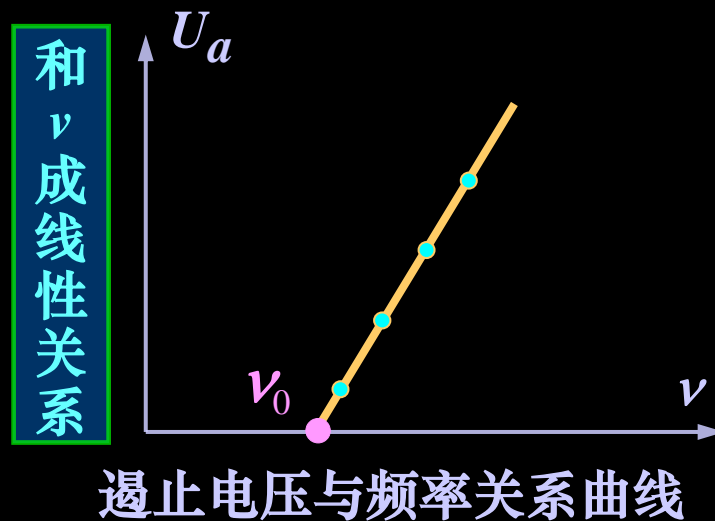
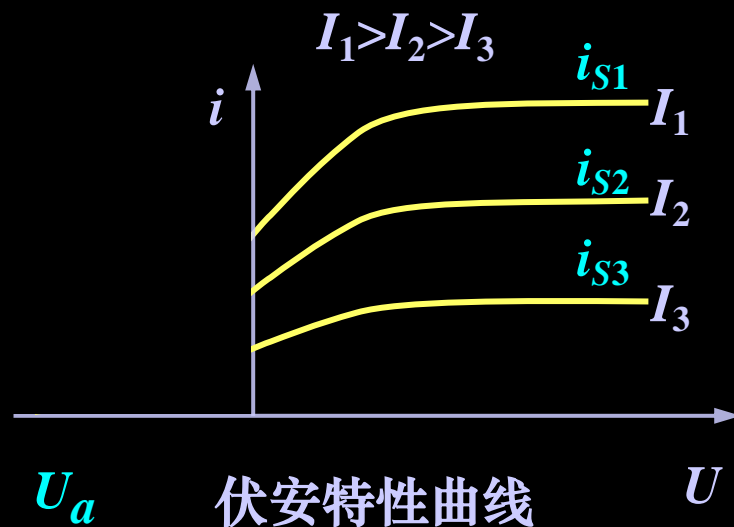
$$\frac{1}{2}mv_m^2 = eU_a$$

光电子最大初动能和
照射光频率 ν 成线性关系

- 截止频率 ν_0

- 即时发射

迟滞时间不超过 10^{-9} 秒



★ 总结

ν_0 —— 与材料有关
的光电效应红限。

- 只有光的频率 $\nu \geq \nu_0$ 时，电子才会逸出。
- 光电子最大初动能和光频率 ν 成线性关系。
- 逸出光电子的多少取决于光强 I 。
- 光电子即时发射，滞后时间不超过 10^{-9} 秒。

三. 经典物理与实验规律的矛盾

- 电子在电磁波作用下作受迫振动，直到获得足够能量(与光强 I 有关) 逸出，不应存在红限 ν_0 。
- 光电子最大初动能取决于光强，和光的频率 ν 无关。
- 当光强很小时，电子要逸出，必须经较长时间的能量积累，而与入射光频率 ν 无关

三. 爱因斯坦光子假说 光电效应方程

1. 光子假说

1905年，爱因斯坦对**光的本性**提出了**新的理论**，认为光束可以看成是由微粒构成的粒子流，这些粒子流叫做**光量子**，简称**光子**。在真空中，光子以光速 c 运动。

一个频率为 ν 的光子具有的能量 $\rightarrow \varepsilon = h\nu$

2. 光电效应的爱因斯坦方程

$$h\nu = \frac{1}{2}mv_m^2 + W$$

3. 光电效应实验现象的解释

(1) 饱和光电流强度与光强成正比

对于给定**频率**为 ν 的入射光来说，单位时间到达单位垂直面积的**光子数**为 N ，则**光强** $I = Nh\nu$ 。光强越大，入射到阴极的光子越多，则逸出的光电子越多，光电流越大。

(2) 红限频率

当入射光频率低于红限频率 ν_0 , $h\nu < W$ 不会有光电子逸出。只有当入射光频率足够高 ($\nu > W/h$), 以致每个光子的能量足够大, 电子才能克服逸出功而逸出金属表面。

(3) 截止电压与频率成线性关系

$$\frac{1}{2}mv_m^2 = h\nu - W$$

$$\frac{1}{2}mv_m^2 = eU_a$$

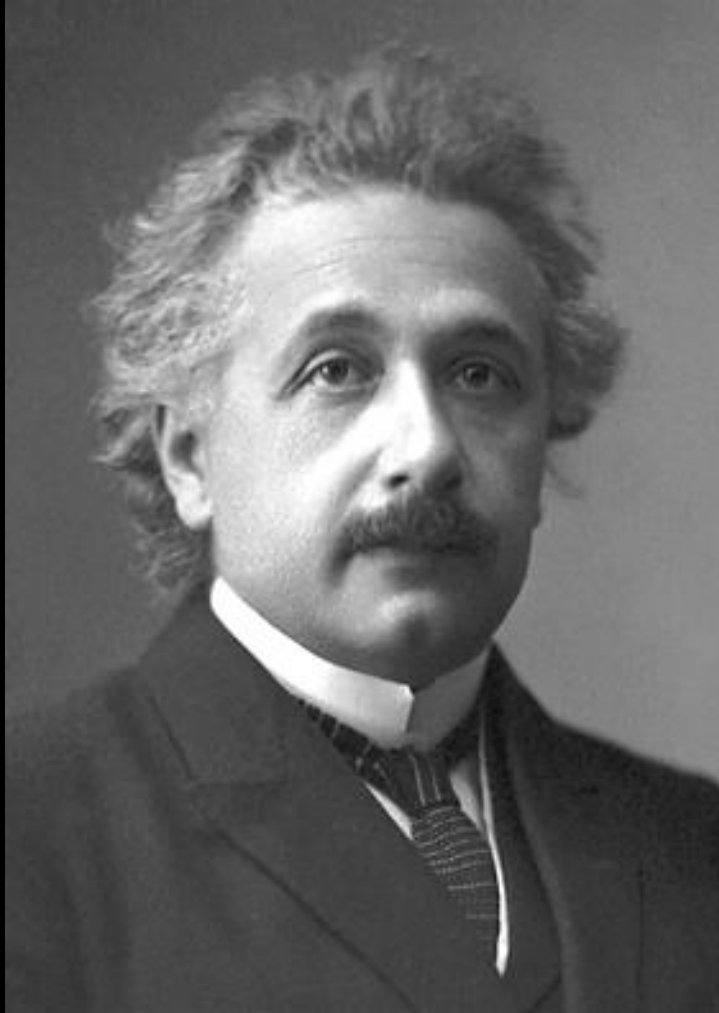
$$U_a = \frac{h}{e}\nu - \frac{W}{e}$$

$$U_a = K\nu - U_0$$

(4) 光电效应的瞬时性

当电子一次性地吸收了一个光子后, 便获得了 $h\nu$ 的能量而立刻从金属表面逸出, 没有明显的时间滞后。

光量子论肯定电磁辐射的粒子性



**The Nobel Prize in Physics
1921**

**“for his services to
Theoretical Physics, and
especially for his discovery
of the law of the
photoelectric effect”**

四. 光的波粒二象性

光子能量

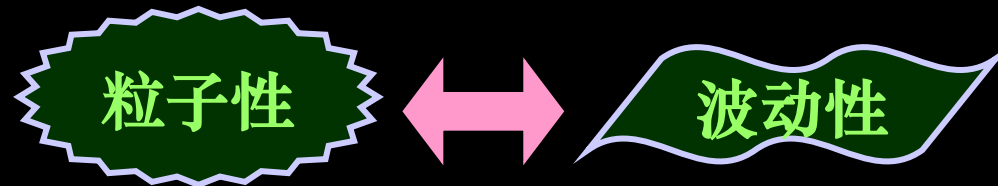
$$E = m_{\phi} c^2 = h\nu$$

光子质量

$$m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}$$

光子动量

$$p = m_{\phi} c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$



五. 光电效应的应用

光电成像器件能将可见或不可见的辐射图像转换或增强成为可观察记录、传输、储存的图像。

红外变像管 红外辐射图像 → 可见光图像

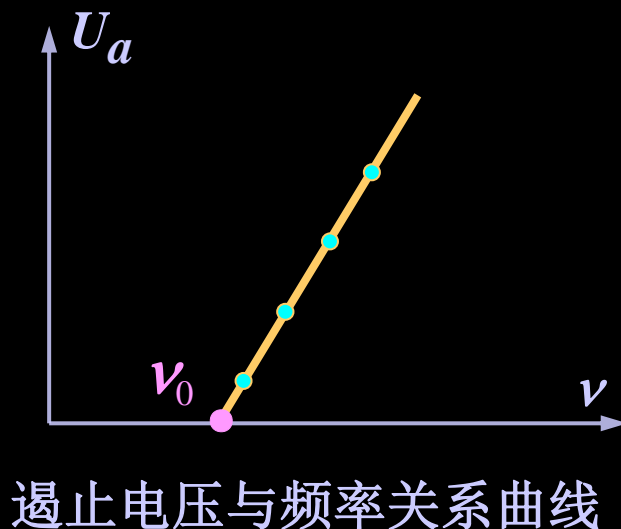
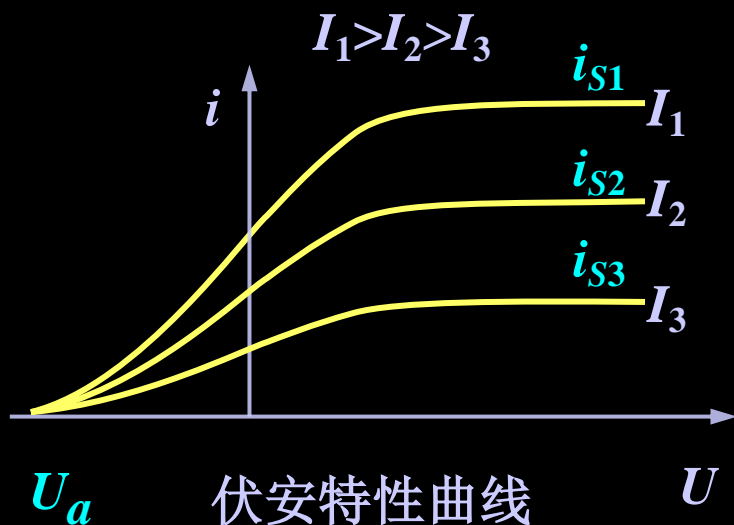
像 增 强 器 微弱光学图像 → 高亮度可见光学图像



光电倍增管

测量波长在 200~1200 nm 极微弱光的功率

光电效应



爱因斯坦的光子假说

光束可看成是由**光量子（光子）**构成的粒子流。
一个频率为 ν 的光子具有的能量为 $\epsilon = h\nu$

$$h\nu = \frac{1}{2}mv_m^2 + W$$

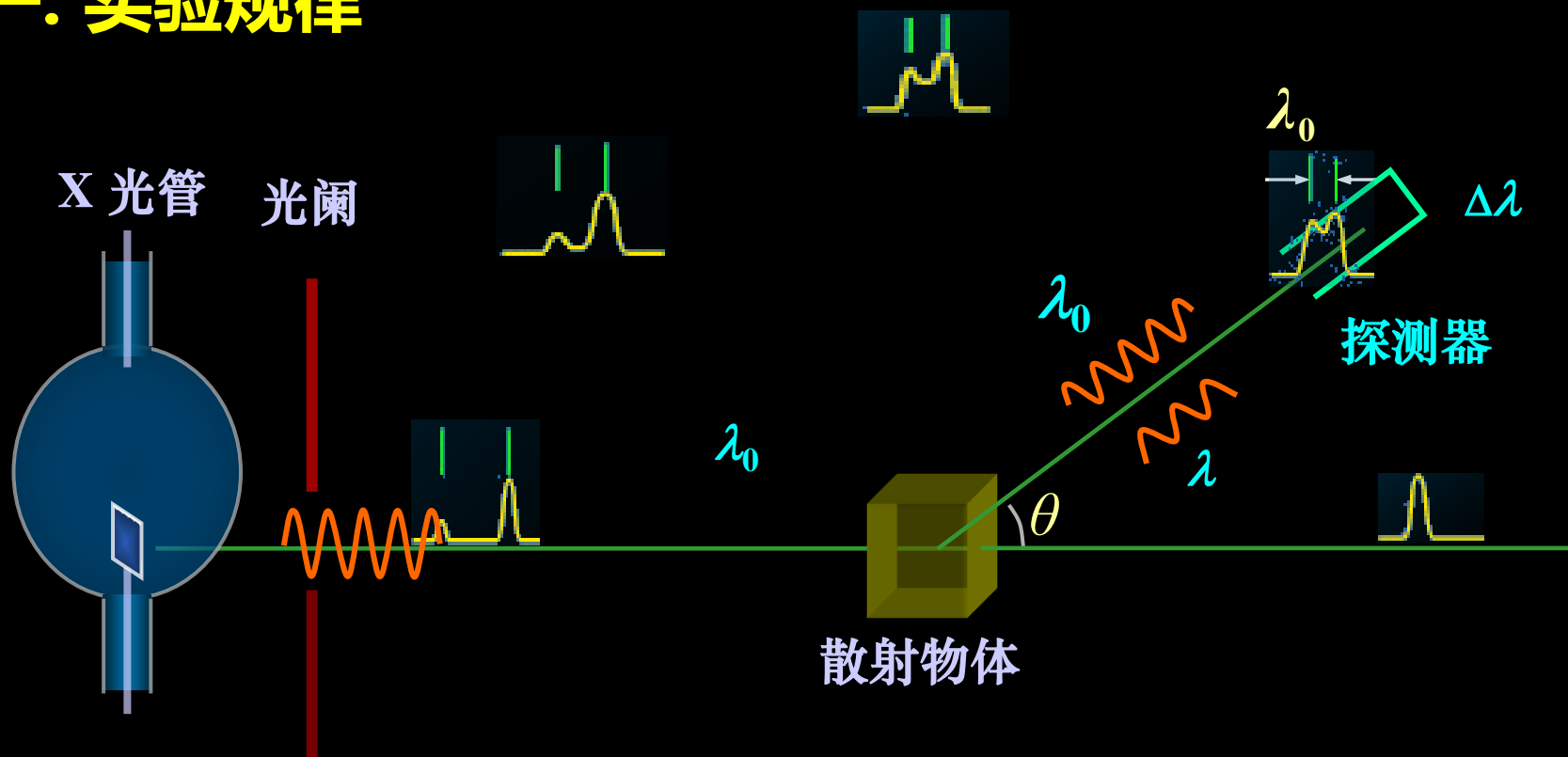
§16.3 康普顿效应

1923-1925年，美国物理学家康普顿研究X射线通过某些物质时产生的散射光谱，发现：

X射线的散射谱线中除与原入射光波长相同的成分外，还包括波长变长的成分 —— 康普顿效应

§16.3 康普顿效应

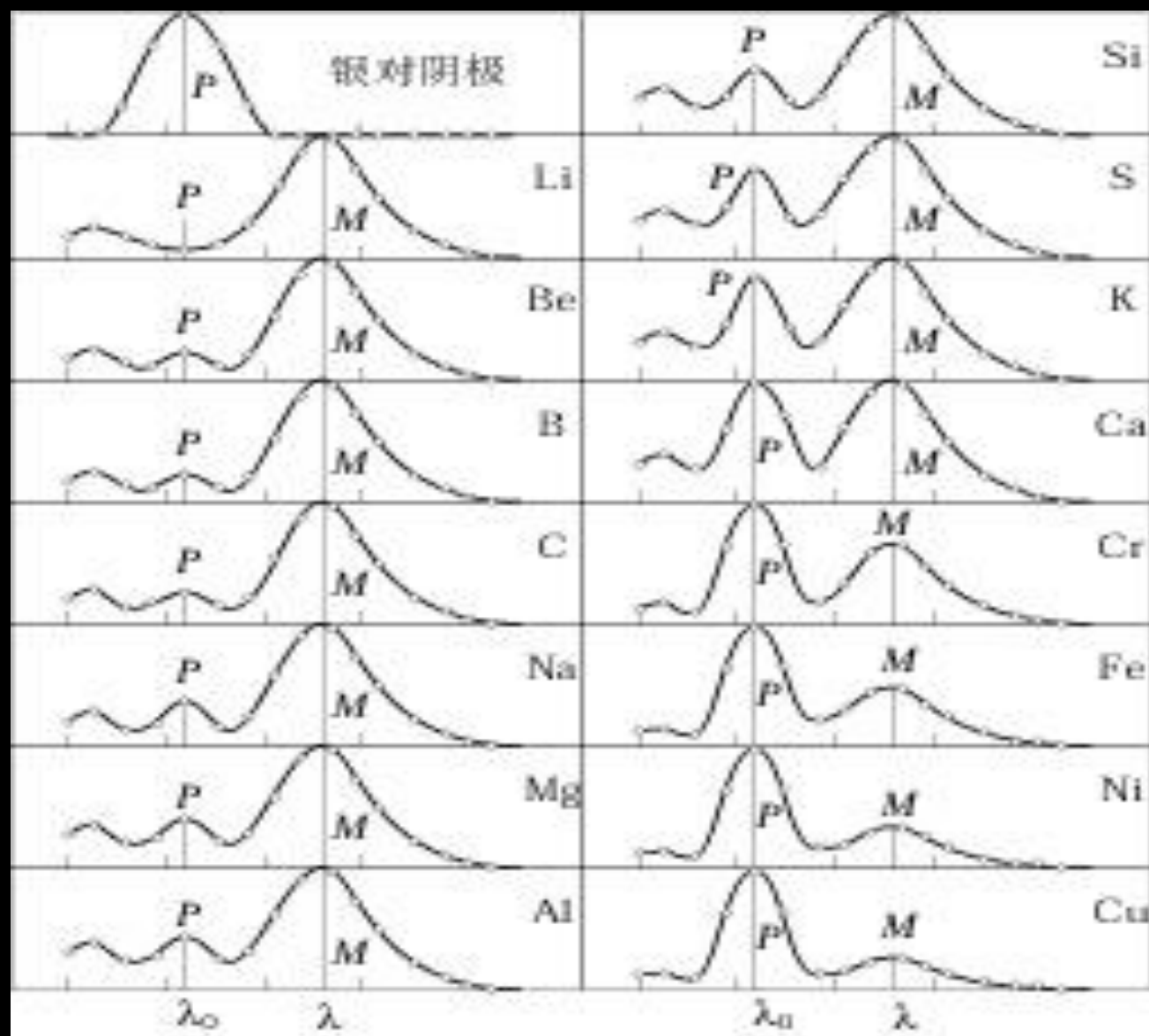
一. 实验规律



散射线中有两种波长 λ_0 、 λ

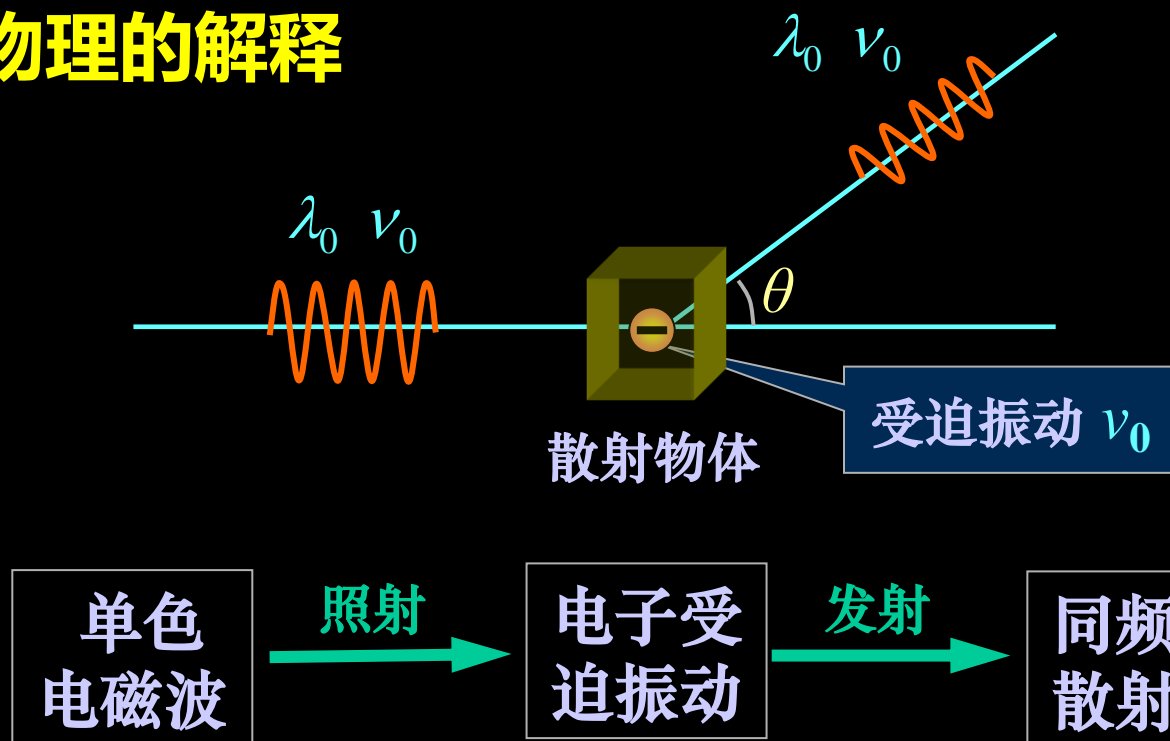
$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 \rightarrow$ 随散射角 θ 的增大而增大

康普顿 —— 吴有训实验结果



波长差与散射物质无关。散射光中原波长成分的光强随散射物的原子序数增加而增大，而波长增长成分的光强则相对减少。

二. 经典物理的解释



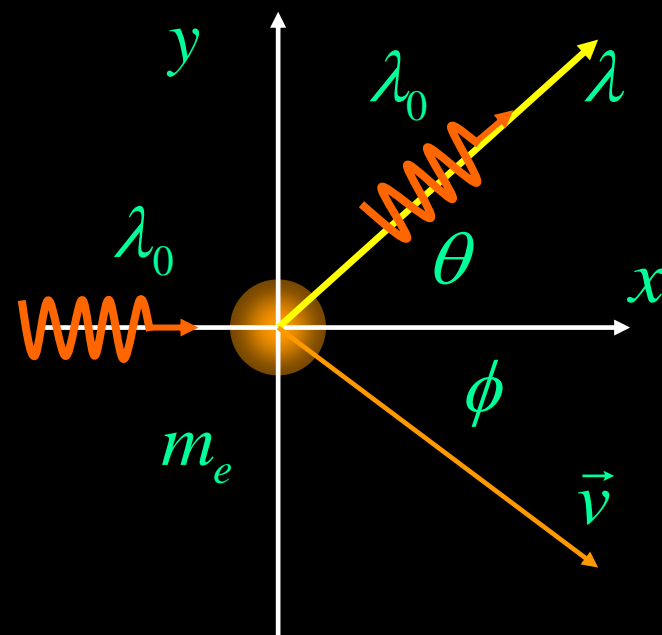
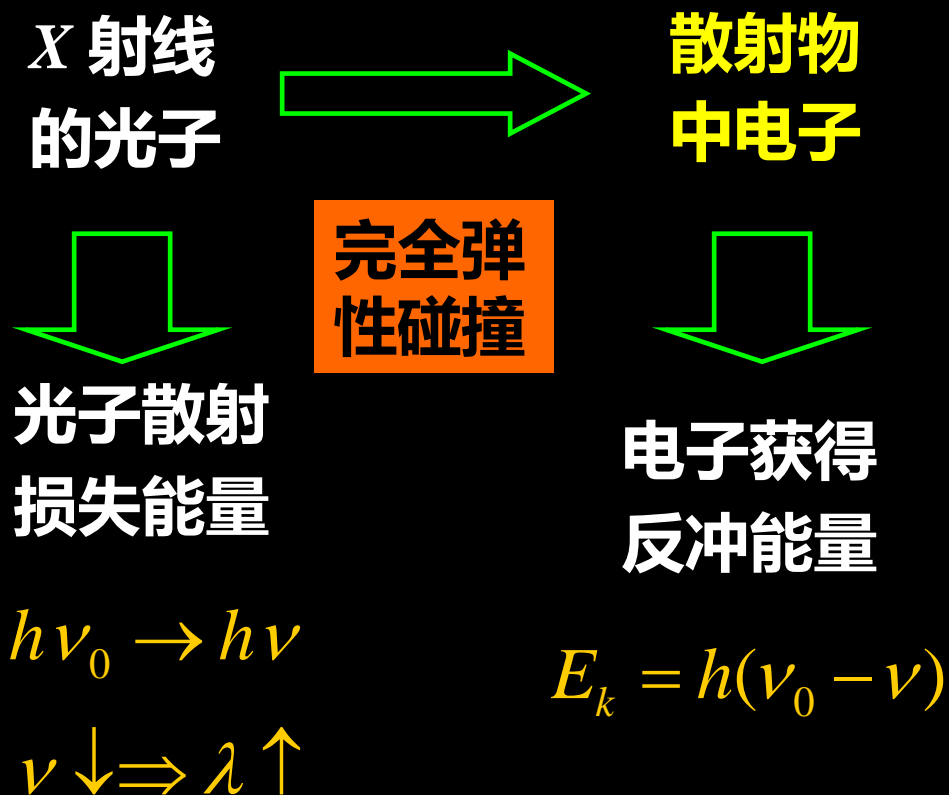
★ 说明

经典理论只能说明波长不变的散射，而不能说明康普顿散射。
单色电磁波照射物质，物质中带电粒子将作同频率的受迫振动，振动粒子发射同频率的散射波，即 $\Delta\lambda \equiv 0$

三. 光子理论解释

1. 定性解释

轻原子的核外电子
或重原子的外层电子——
自由电子



2. 定量分析： • 前提：

(1) 外层电子受原子核束缚较弱

—— 电子视为自由

(2) 电子热运动能量 远小于光量子能量

—— 电子视为静止

(3) 光子与散射物的电子构成一个系统

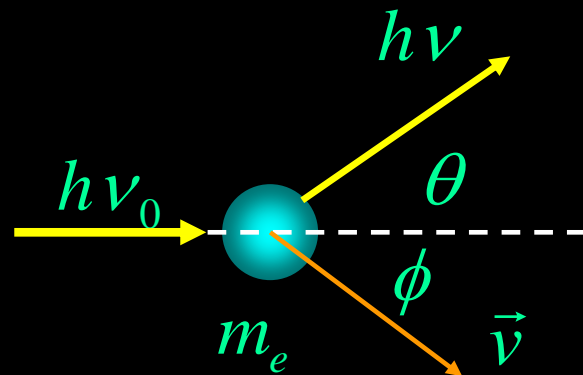
光子与电子发生完全弹性碰撞，故 —— 动量与能量守恒

碰撞前：光子： $h\nu_0$ $p_1 = h / \lambda_0$

电子： $m_0 c^2$ $p_2 = 0$

碰撞后：光子： $h\nu$ $p_1' = h / \lambda$

电子： $mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ $p_2' = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}}$

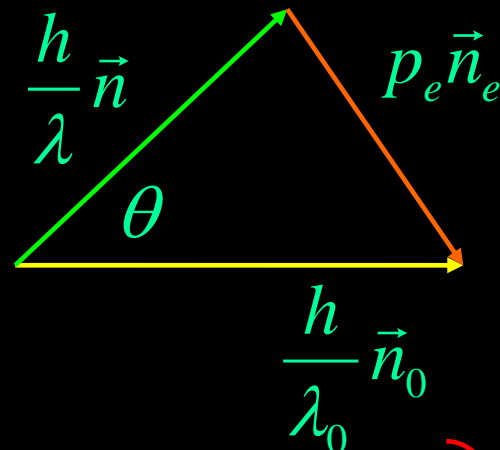


由动量守恒定律，有

$$\frac{h}{\lambda_0} \vec{n}_0 + 0 = \frac{h}{\lambda} \vec{n} + \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} \vec{n}_e$$

利用三角函数关系，可知

$$\left(\frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} \right)^2 = \left(\frac{h}{\lambda_0} \right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2 - 2 \frac{h^2}{\lambda \lambda_0} \cos \theta$$



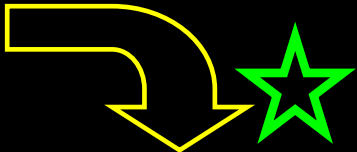
(1)

由能量守恒定律，有 $h\nu_0 + 0 = h\nu + \frac{1}{2}mv^2$ ~~\times~~

$$h\nu_0 + m_0 c^2 = h\nu + mc^2$$

$$\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{hc}{\lambda_0} - \frac{hc}{\lambda} + m_0 c^2$$

$$\left(\frac{m_0 c}{\sqrt{1-\beta^2}} \right)^2 = \left(\frac{h}{\lambda_0} - \frac{h}{\lambda} + m_0 c \right)^2 \quad (2)$$

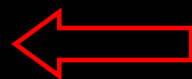
将 (2) - (1) , $\frac{2m_0hc(\lambda - \lambda_0)}{\lambda\lambda_0} = \frac{2h^2}{\lambda\lambda_0}(1 - \cos\theta)$ 

康普顿效应公式



$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$\Delta\lambda = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2} (nm)$$



$$\lambda_c = \frac{h}{m_0c} \quad \text{康普顿波长}$$

讨论: (1) 波长差与散射物质的种类、与入射光的波长无关。

(2) 在可见光范围内, $\lambda \gg \lambda_c \implies \lambda - \lambda_0 = 0$

—— 康普顿效应主要显示在短波长范围内。

(3) 反冲电子的动能

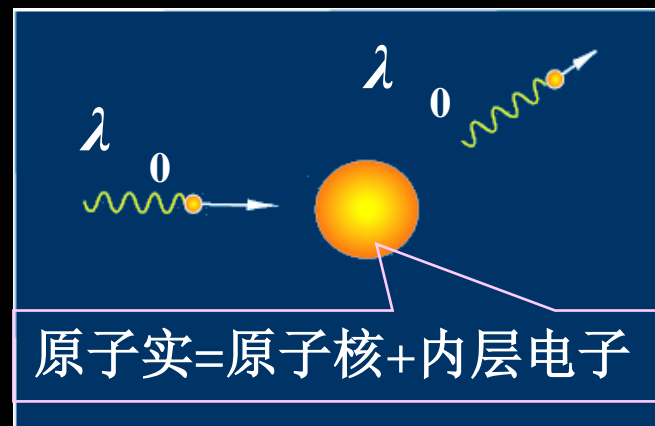
$$E_k = h\nu_0 - h\nu = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - m_e c^2$$

2. X 射线光子和原子内层电子相互作用

内层电子被紧束缚，光子相当于和整个原子发生碰撞。 $h\nu \cong 10^{-16}(\text{J})$

$$m_0c^2 \cong 10^{-27} \times 10^{16} = 10^{-11}(\text{J})$$

光子质量远小于原子，碰撞时光子不损失能量，波长不变。



内层电子被紧束缚，光子相当于和整个原子发生碰撞。

光子质量远小于原子，碰撞时光子不损失能量，波长不变。

说明 (1)

光子

内层电子



波长不变的散射线

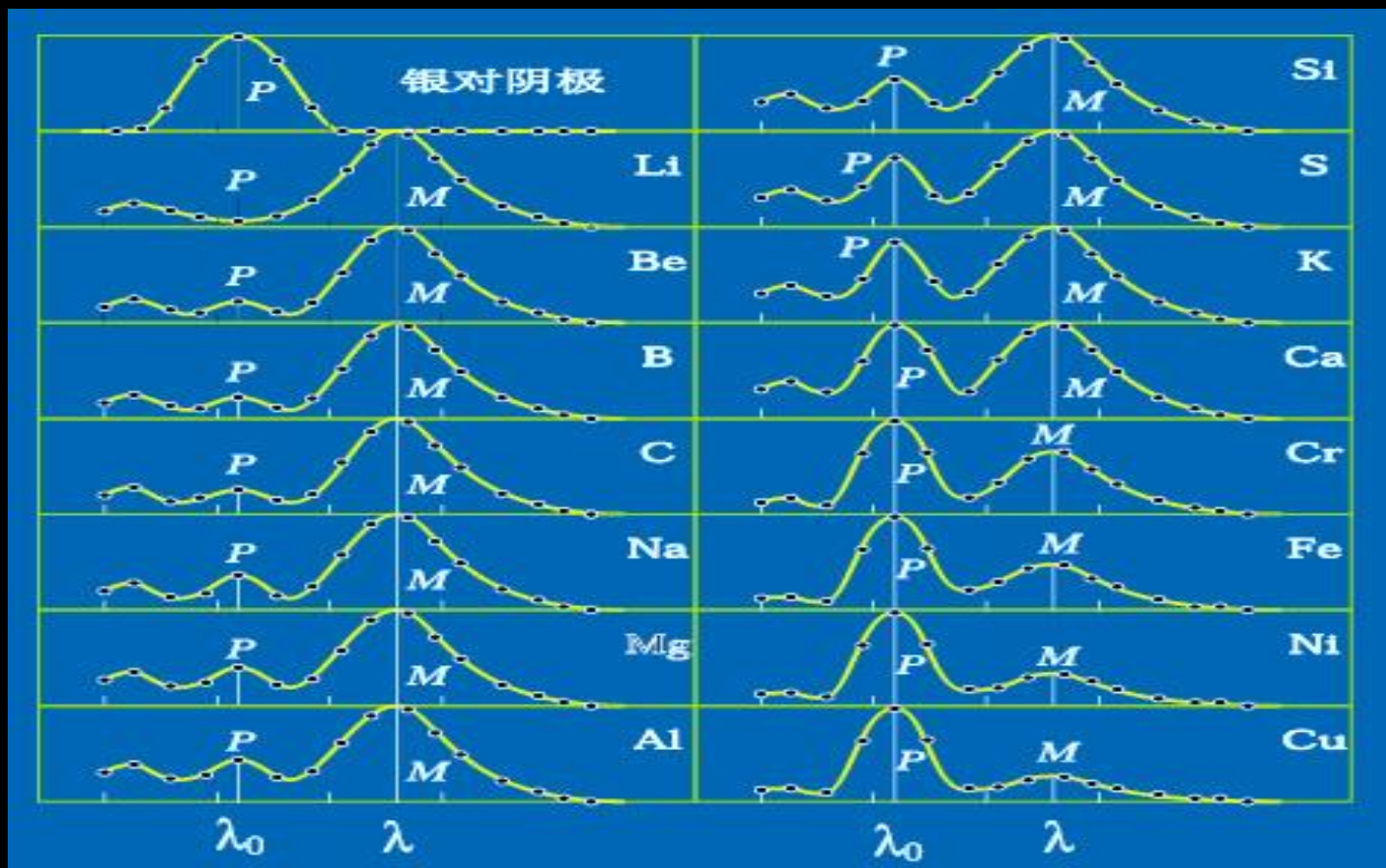
外层电子



波长变大的散射线

(2)

	波长	λ_0	λ
轻物质（多数电子处于弱束缚状态）		弱	强
重物质（多数电子处于强束缚状态）		强	弱



意义

1. 支持了“光量子”概念，首次证实了“光子具有动量”
2. 证实了在微观中动量和能量守恒定律成立

康普顿效应

1. 支持了“**光量子**”概念，进一步肯定电磁辐射的**粒子性**；
2. 证明了光子能量、动量表示式的正确性；
3. 证明在光电相互作用的过程中严格遵守能量、动量守恒定律。



The Nobel Prize in Physics 1927
(shared with C. Wilson)

“for his discovery of **the effect named after him**”

A. Compton (1892-1962)

例 $\lambda_0 = 0.02\text{nm}$ 的X射线与静止的自由电子碰撞, 若从与入射线成 90° 的方向观察散射线, 求散射线的波长 λ 。

解 动量守恒

$$p_e = h \sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} + \frac{1}{\lambda^2}}$$

能量守恒, 反冲电子动能等于光子能量之差 $\frac{h}{\lambda_0}$

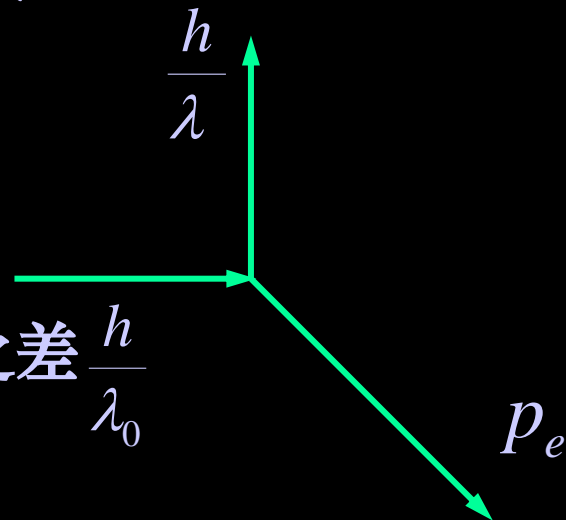
$$E_k = h\nu_0 - h\nu = \frac{hc}{\lambda_0} - \frac{hc}{\lambda}$$

根据动能、动量关系 $E_k = \frac{1}{2}m_e v^2 = \frac{p^2}{2m_e}$, 波长为

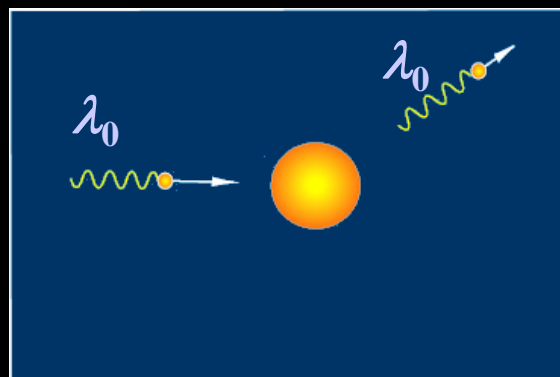
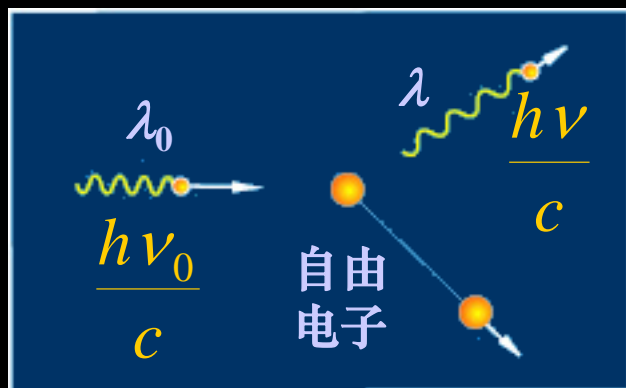
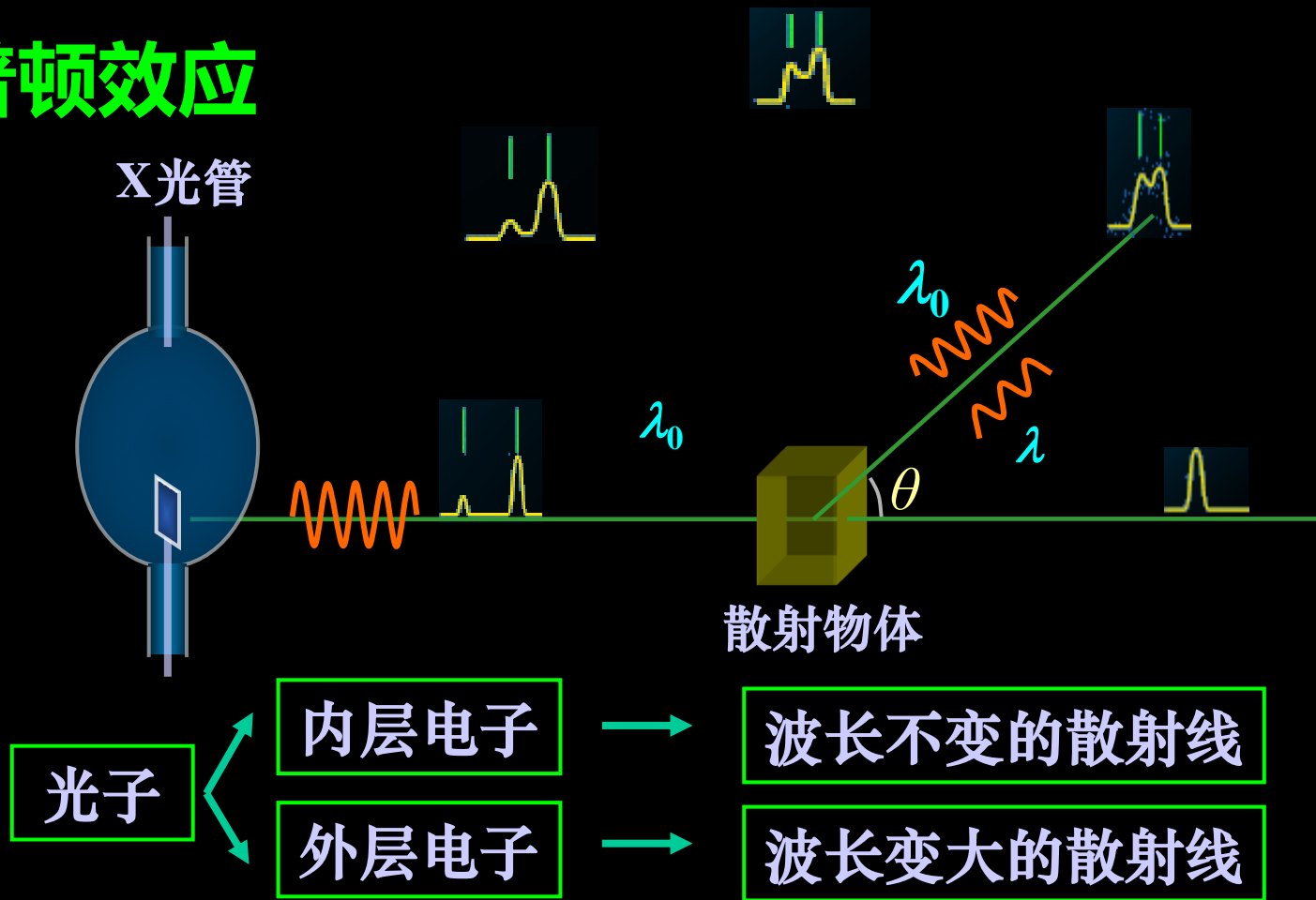
$$\lambda = 0.022\text{ nm}$$

另:

$$\Delta\lambda = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2} = \lambda_c \Rightarrow \lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda = 0.0224\text{ nm}$$



康普顿效应

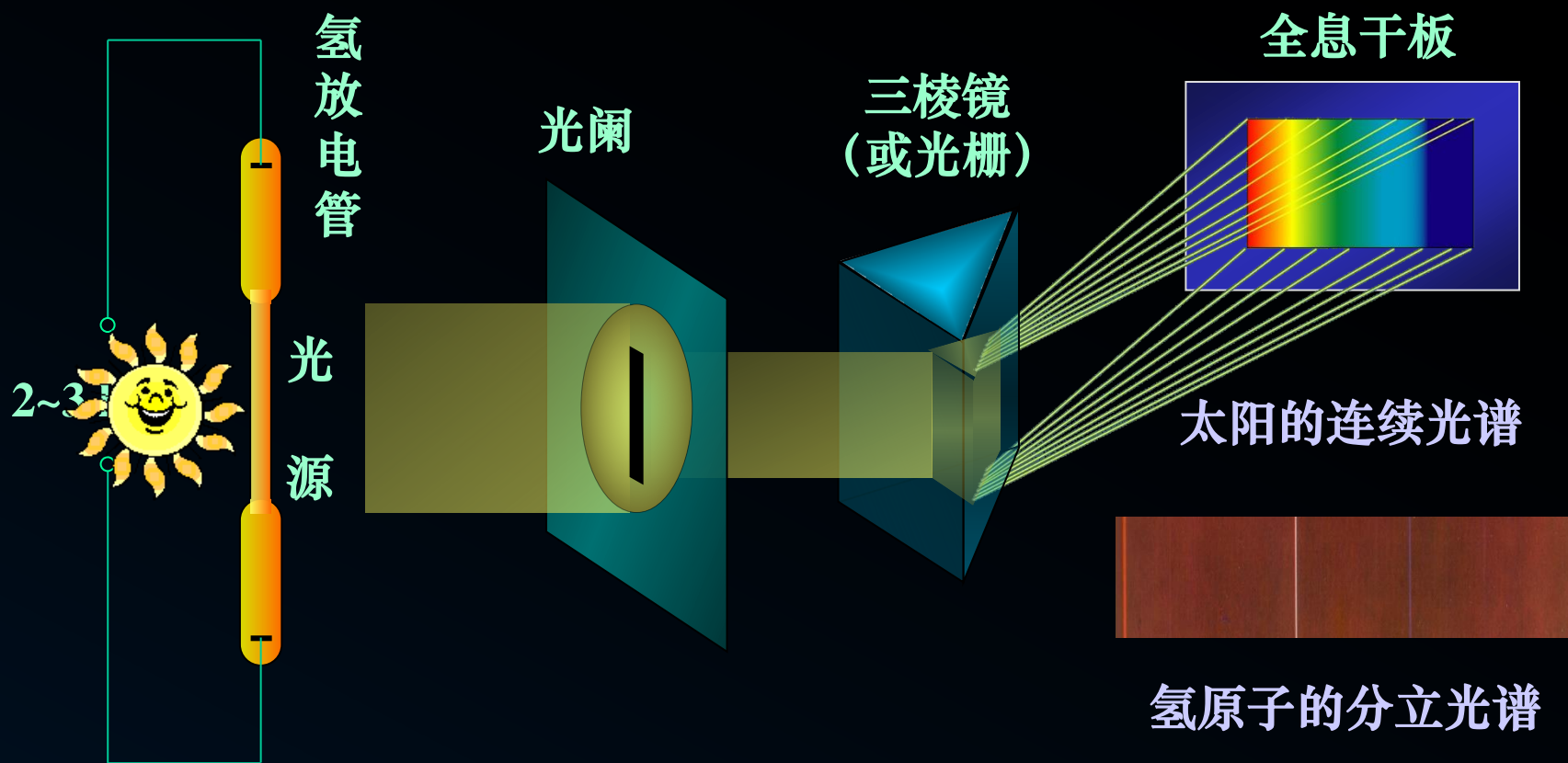


$$\begin{aligned}\Delta\lambda &= \lambda - \lambda_0 \\ &= 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}\end{aligned}$$

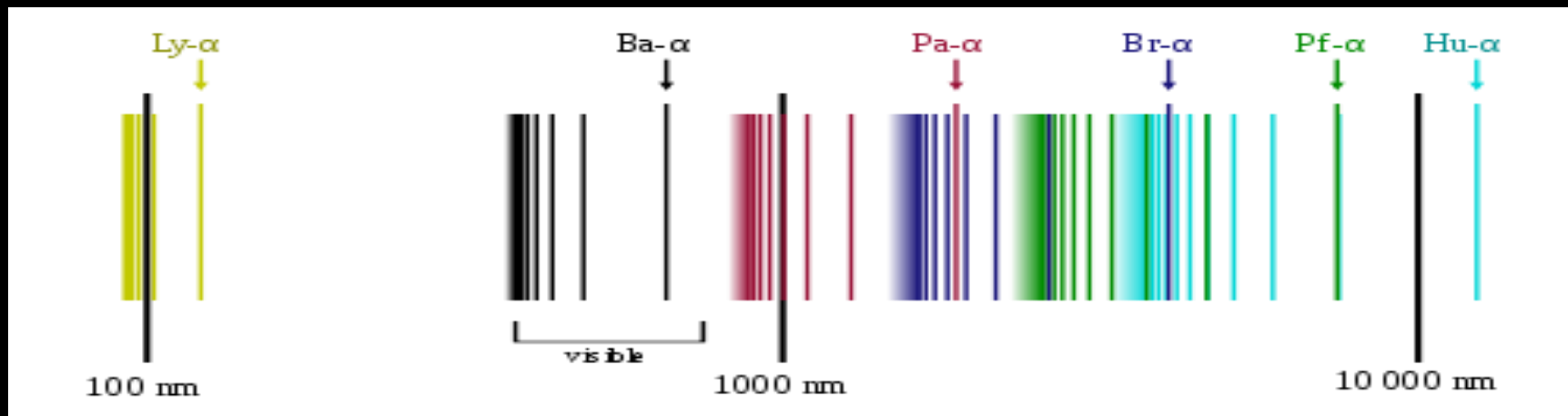
§16.4 氢原子光谱 玻尔的氢原子理论

研究原子结构的两种方法：

1. 利用高能粒子轰击原子，研究轰出的未知粒子 → 高能物理
2. 原子在外界激发下发光，研究原子的发射光谱 → 光谱分析



一. 实验规律



谱线特征:

- (1) 谱线为**分立线状光谱**
- (2) 每一条光谱线的**波数**可表示为**两项之差**, 即

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

氢光谱的里德伯常量 $R_H = 1.097\ 373\ 1 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$

$k = 2 (n = 3, 4, 5, \dots)$ 谱线系 —— **巴耳末系** (1896年)

赖曼系(1914)紫外部分 $\sigma = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad n = 2, 3, 4,$

帕邢系(1908)可见光 $\sigma = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad n = 4, 5, 6,$

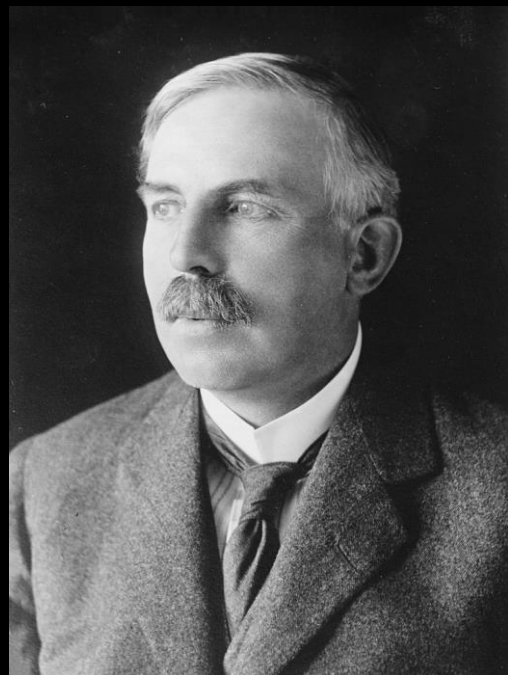
布喇开系(1922)近红外部分 $\sigma = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad n = 5, 6, 7,$

普丰德系(1924)红外部分 $\sigma = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad n = 6, 7, 8,$

汉弗莱系(1953)远红外部分 $\sigma = R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad n = 7, 8, 9,$

表面上如此繁杂的光谱线可以用如此简单的公式表示，这是一项出色的成果。但它是凭经验凑出来的，为什么与实验符合得如此之好，在公式问世将近三十年内，一直是个谜。

卢瑟福 (E. Rutherford, 1871-1937)



英国物理学家，出生于新西兰。

1895年，成为 J. J. Thomson 的研究生。

1899年1月，发现铀盐放射出 α 射线和 β 射线，提出天然放射性的衰变理论和衰变定律。

他于1908年获得诺贝尔化学奖。

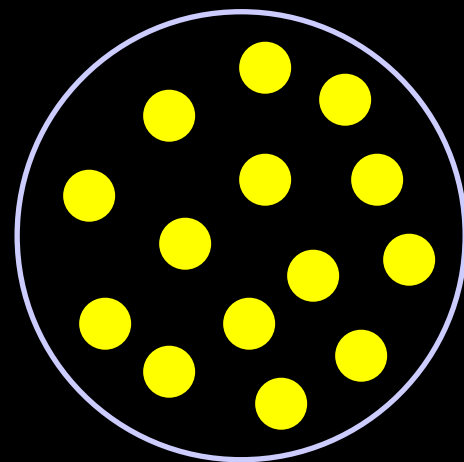
卢瑟福判定 α 粒子是带正电的氦原子核；根据 α 粒子散射实验提出原子的有核模型。

卢瑟福被誉为原子物理之父，又是开创原子核物理学的奠基人。

二. 卢瑟福的原子有核模型

1. 原子的葡萄干蛋糕模型

1903年，汤姆孙提出：原子中的正电荷和原子的质量均匀地分布在半径为 10^{-10}m 的球体范围内，而原子中的电子浸于此球中。

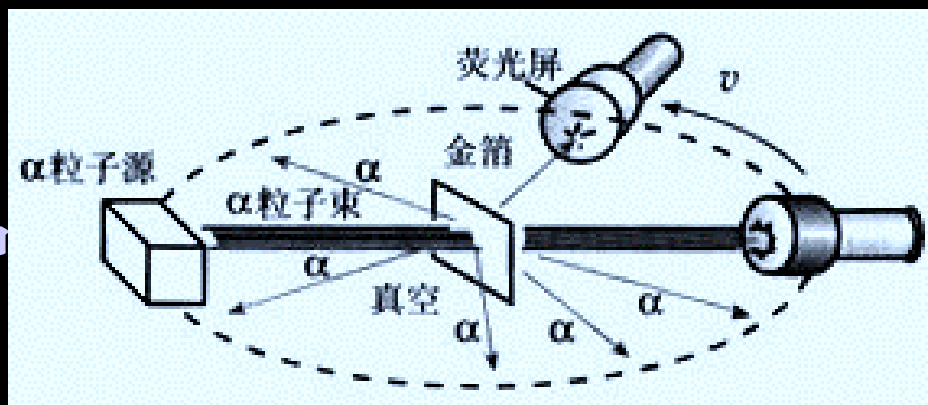


缺点：

- 不能解释正负电荷不中和
- 不解释氢原子光谱存在的谱线系

2. α 粒子散射实验

大部分 α 粒子穿过金箔后只偏转很小的角度；但是在实验中竟然发现有少量 α 粒子的偏转角度大于 90° ，甚至约有几万分之一粒子被向后散射了。

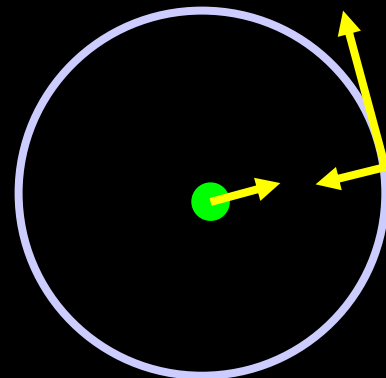


α 粒子大角度散射否定了汤姆孙的原子模型。

3. 卢瑟福的原子有核模型或行星模型

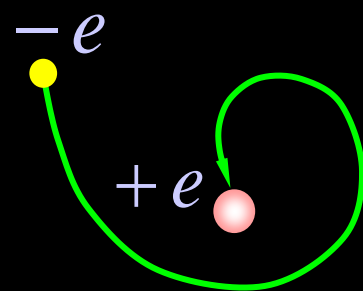
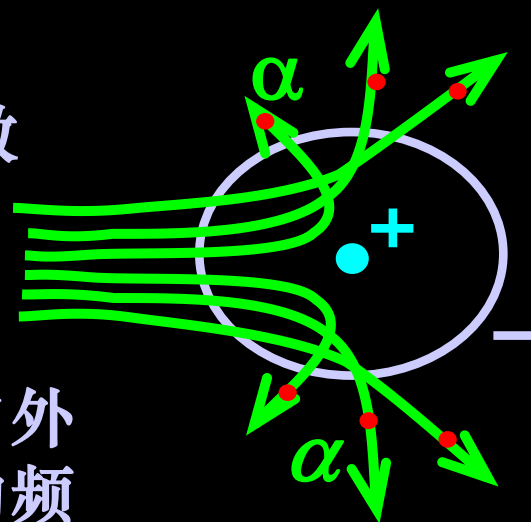
1911年，**卢瑟福**提出原子有核模型或称行星模型：原子的中心有一个带正电的原子核，它几乎集中了原子的全部质量，电子围绕这个核旋转，核的大小与整个原子相比是很小的。

原子的有核模型可以解释 α 粒子 的大角度散射问题。



4. 经典原子有核模型的困难

经典电磁理论：作加速运动的电子不断向外辐射电磁波，其频率等于电子绕核旋转的频率。由于原子不断地向外辐射电磁波，其能量会逐渐减少，电子绕核旋转的频率也要逐渐地改变，因而原子发射的光谱应该是**连续光谱**。由于原子总能量的减少，电子将逐渐接近原子核而导致电子会**落到原子核上**。



玻尔 (Niels H. D. Bohr, 1885-1962)



丹麦理论物理学家，现代物理学的创始人之一。

在**1913**年发表了《论原子结构与分子结构》等三篇论文，提出了在卢瑟福原子有核模型基础上的关于原子稳定性和量子跃迁的**三条假设**，从而圆满解释了氢原子的光谱规律。

玻尔的成功，使量子理论取得重大发展，推动了量子物理的建立，具有划时代意义。

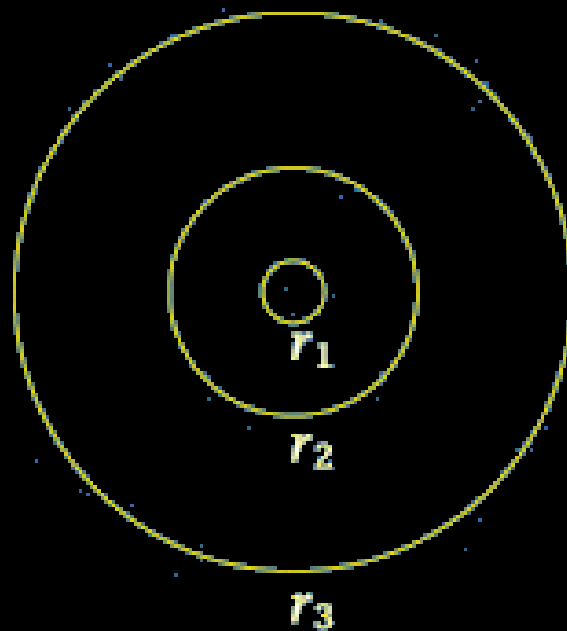
玻尔于**1922**年12月10日诺贝尔诞生100周年之际，在瑞典首都接受了当年的诺贝尔物理学奖金。

二. 玻尔氢原子理论

1. 定态假设

稳定状态

- 电子作圆周运动
- 不辐射电磁波
- 这些定态的能量不连续

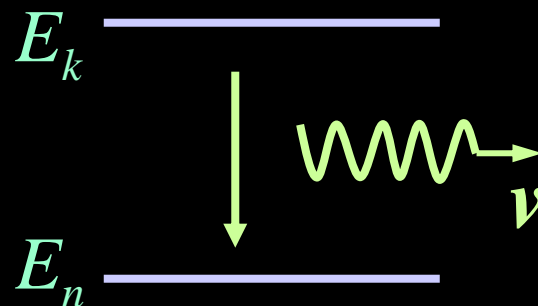


2. 跃迁假设

原子从一个定态跃迁到另一定态，
会发射或吸收一个光子

光子频率

$$\nu = \frac{|E_k - E_n|}{h}$$



3. 角动量量子化假设

轨道角动量 $L = mvr = n \frac{h}{2\pi}$

向心力是库仑力 $m \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$

由上两式得, 第 n 个定态的轨道半径为

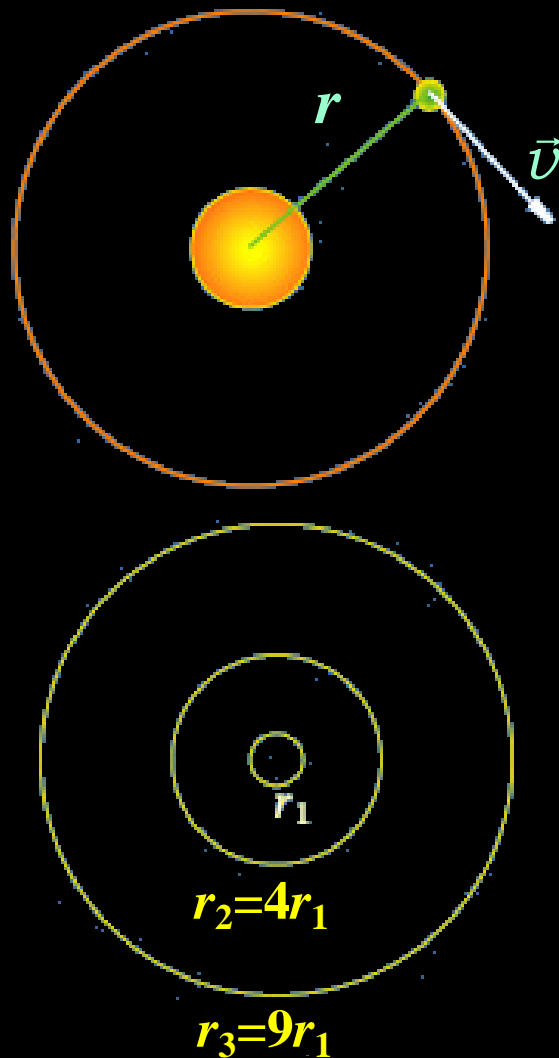
$$r_n = n^2 \left(\frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \right) = n^2 r_1 \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

玻尔半径 $r_1 = 0.0529 \text{ nm}$

电子能量

$$E_n = \frac{1}{2} m v^2 - \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{r_n} = -\frac{1}{8\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{r_n} = \frac{E_1}{n^2}$$

$E_1 = -13.6 \text{ eV}$



电子跃迁辐射规律

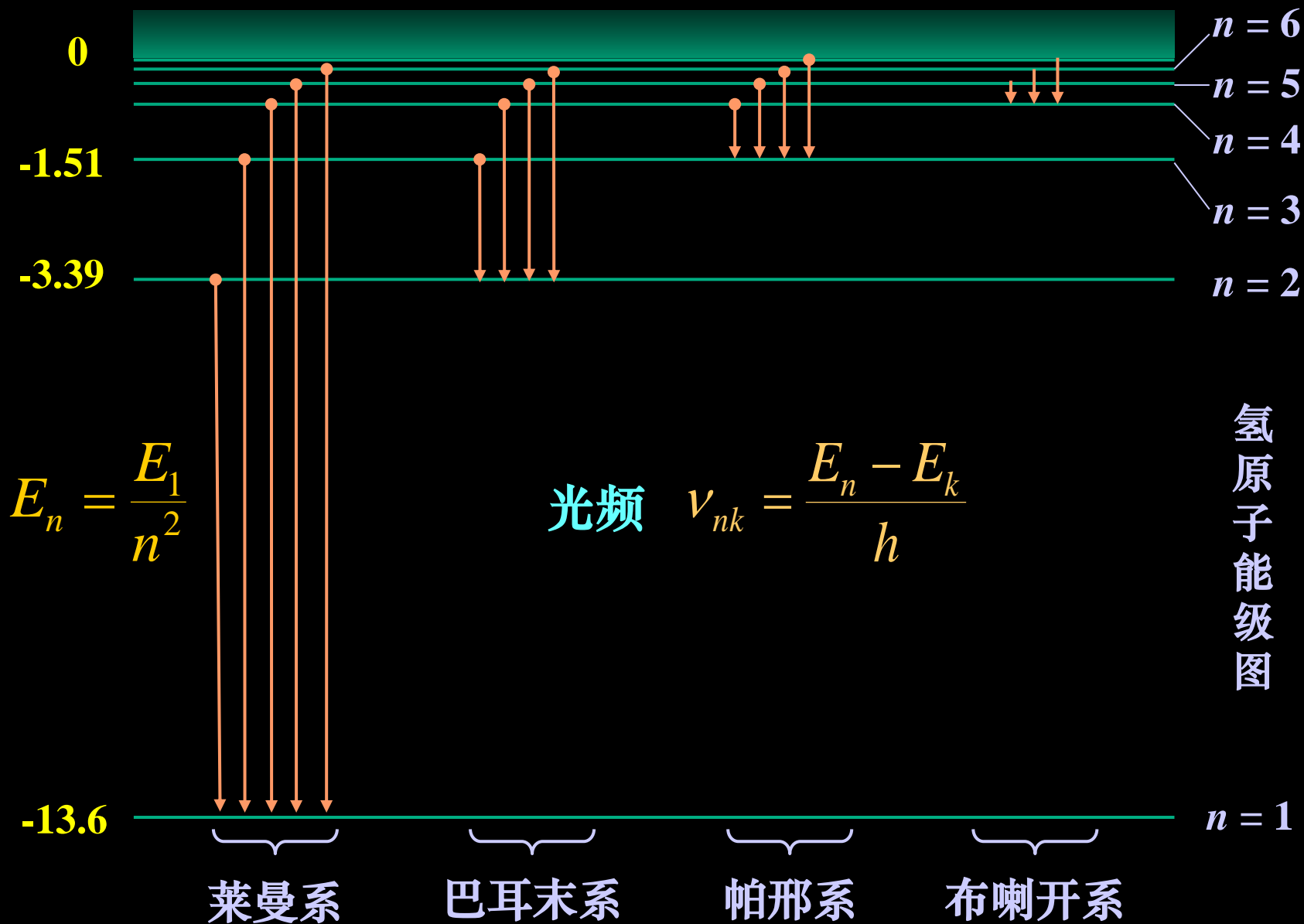
发射光子的波数(波长的倒数)为

$$\begin{aligned} \nu_{nk} &= \frac{1}{\lambda_{nk}} = \frac{\nu_{nk}}{c} \\ &= \frac{1}{hc} (E_n - E_k) = -\frac{E_1}{hc} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \\ &= R_{H\text{理论}} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \end{aligned}$$

其中计算得到 $R_{H\text{理论}} = 1.097\ 373\ 1 \times 10^7\ \text{m}^{-1}$

实验测得 $R_{H\text{实验}} = 1.096\ 775\ 8 \times 10^7\ \text{m}^{-1}$

E_n (eV)



说 明

里德伯 - 里兹并合原则
(1896年)

普朗克量子假设
(1900年)

卢瑟福原子的有核模型
(1911年)

玻尔氢原子理论
(1913年)

玻尔氢原子理论的成绩

- 成功地解释了原子的稳定性、大小及氢原子光谱的规律性。
- 从理论上计算了里德伯常量；解决了近30年之久的巴耳末公式之迷，打开了人们认识原子结构的大门，而且玻尔提出的一些概念，如能量量子化、量子跃迁及频率条件等，至今仍然是正确的。
- 能对类氢原子的光谱给予说明。

玻尔氢原子理论的困难

- 不能解释多电子原子的光谱，不能解释谱线的强度和宽度；
- 不能说明原子是如何组成分子、构成液体和固体的；
- 没有从根本上揭示出不连续性的本质；
- 在逻辑上也存在矛盾：把微观粒子看成是遵守经典力学规律的质点，又赋予它们量子化的特征。