

大学物理

College Physics

主讲

华中科技大学

刘超飞

大学物理演示实验室**公共开放**安排

本学期开放两个大学物理演示实验室，欢迎同学们前往参观。

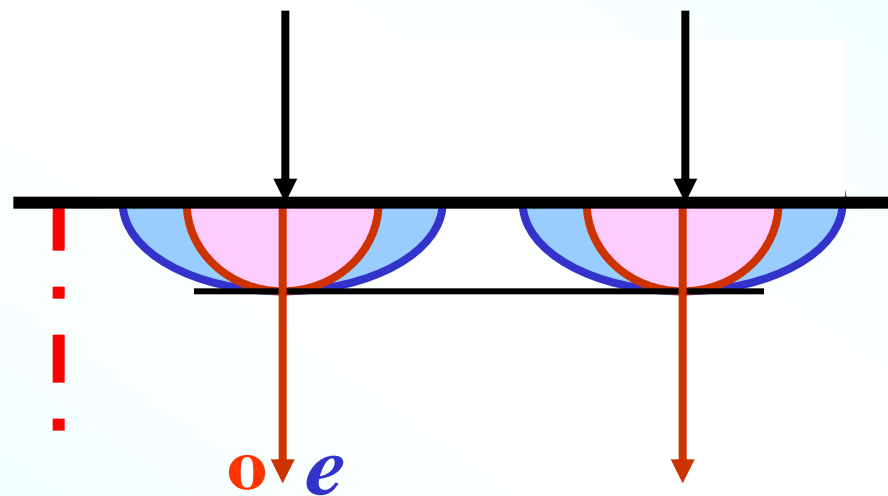
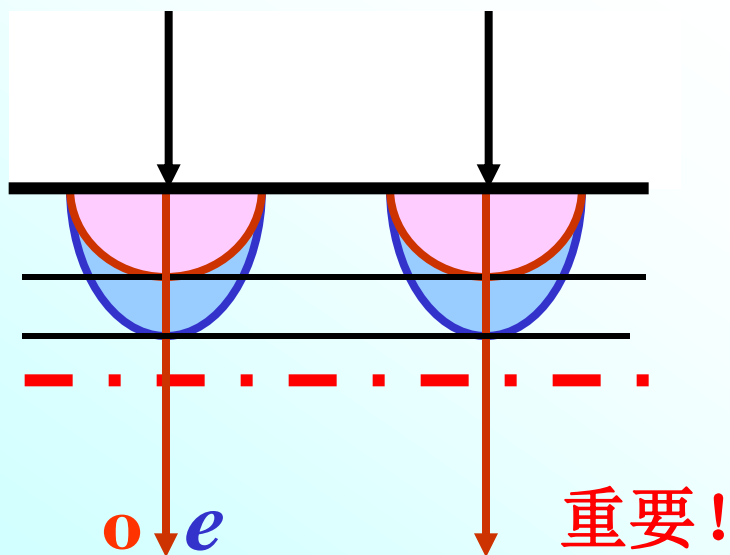
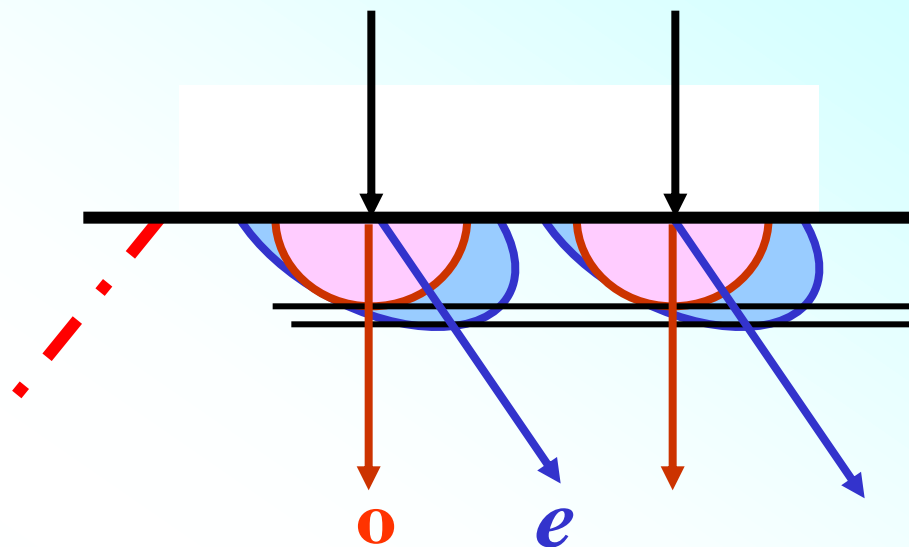
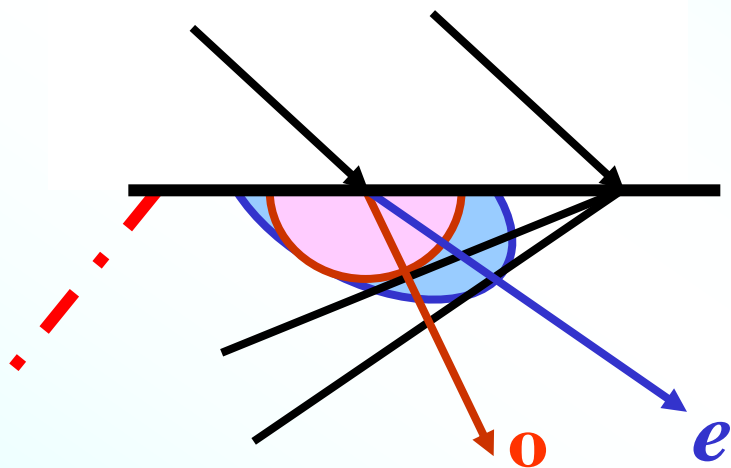
时间：第**14**周周三、周五下午**5~6**节

第**15**周周一、周二下午**5~6**节

地点：西五楼**111**室（振动与波动）

西五楼**112**室（光学）

● 双折射的几种情况



● 波晶片

o、e光光程差： $\Delta r = l_o - l_e = (n_o - n_e)d$

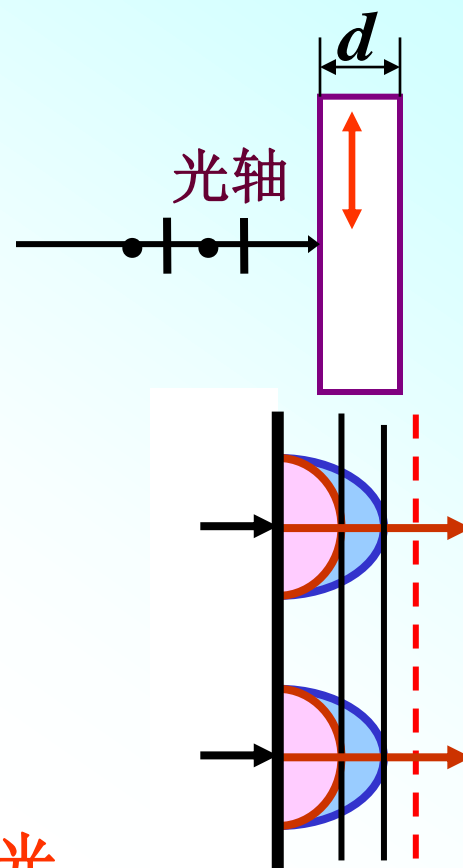
相差改变： $\Delta\phi = \frac{\Delta r}{\lambda} 2\pi = (n_o - n_e) \cdot \frac{2\pi d}{\lambda}$

对 $\lambda/2$ 波片：光程差 $\lambda/2$ 相位差 π

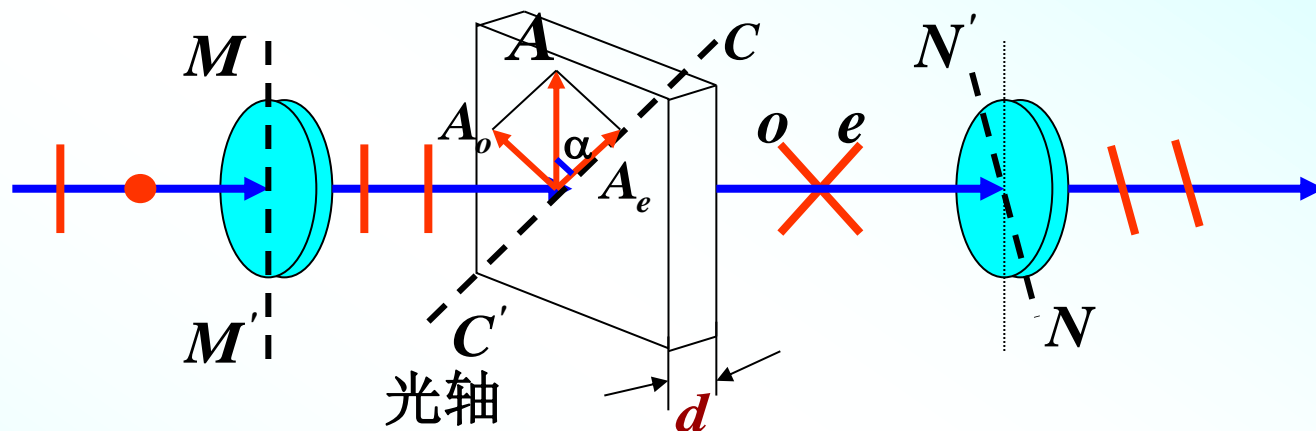
线偏振光 \leftrightarrow 线偏振光

对 $\lambda/4$ 波片：光程差 $\lambda/4$ 相位差 $\pi/2$

线偏振光 \leftrightarrow 正椭圆与圆偏振光

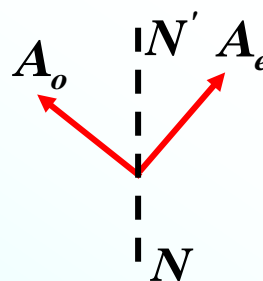


● 偏振光的干涉

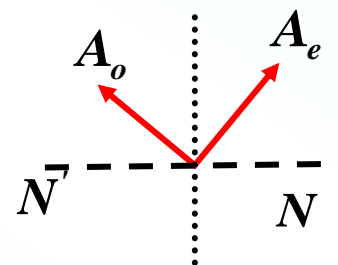


$$\Delta\phi = \frac{\Delta r}{\lambda} 2\pi = (n_o - n_e) \cdot d \cdot \frac{2\pi}{\lambda}$$

演示实验中，为什么转动偏振片时颜色会变？



o 光与 e 光沿 $N-N'$ 方向的分量 同相位



反相位

第14章 早期量子论

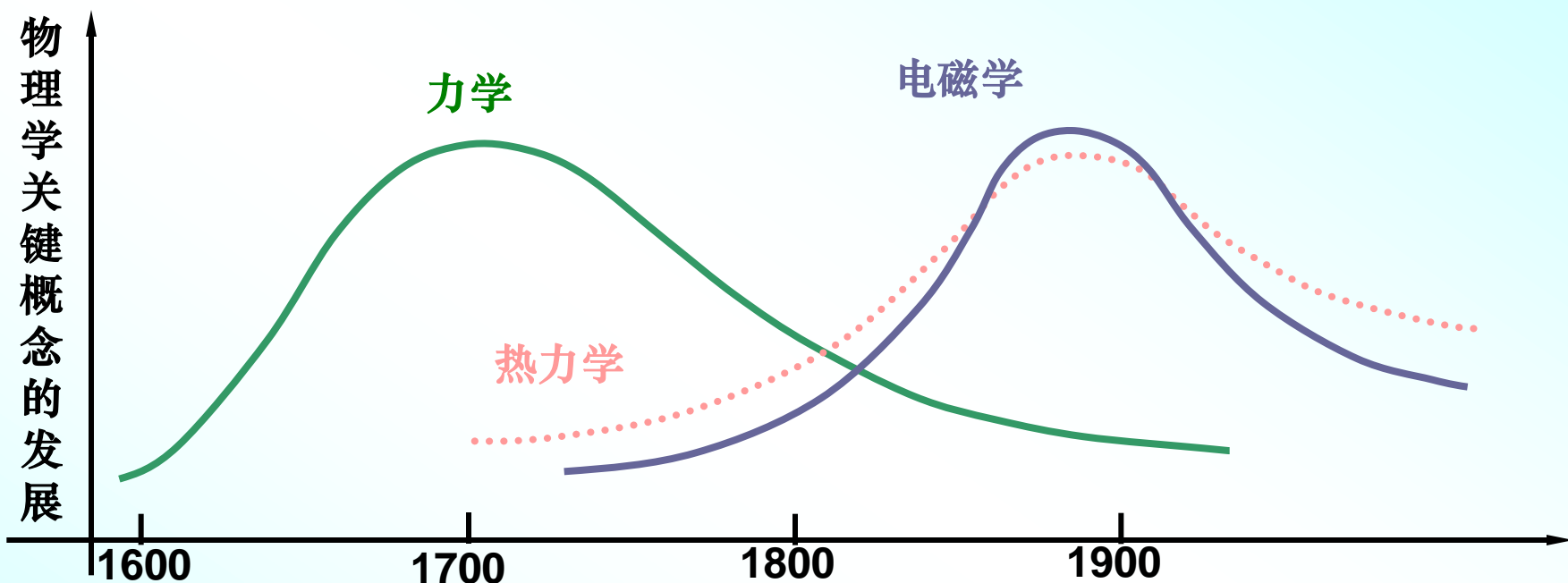
光具有波动性 { 干涉: 杨氏双缝、洛埃镜 ...
衍射: 单缝、双缝、光栅、圆孔、X射线 ...
偏振: 偏振态、双折射、色偏振 ...

那么，用光的波动性能否解释光的所有行为呢？



不能！

伽利略 ... 牛顿 ... 麦克斯韦 ...
(1564-1642) (1642-1722) (1831-1879)



以**牛顿力学**和**麦克斯韦电磁场理论**为代表的经典物理学，到19世纪末20世纪初，已经取得了空前的成就(力，热，声，光，电磁学)。

人类对物质世界的认识，已从宏观低速物体的运动规律逐渐扩展到高速传播的电磁波（包括光波）的场物质运动规律。

伽利略
(1564-1642)

...

牛顿
(1642-1722)

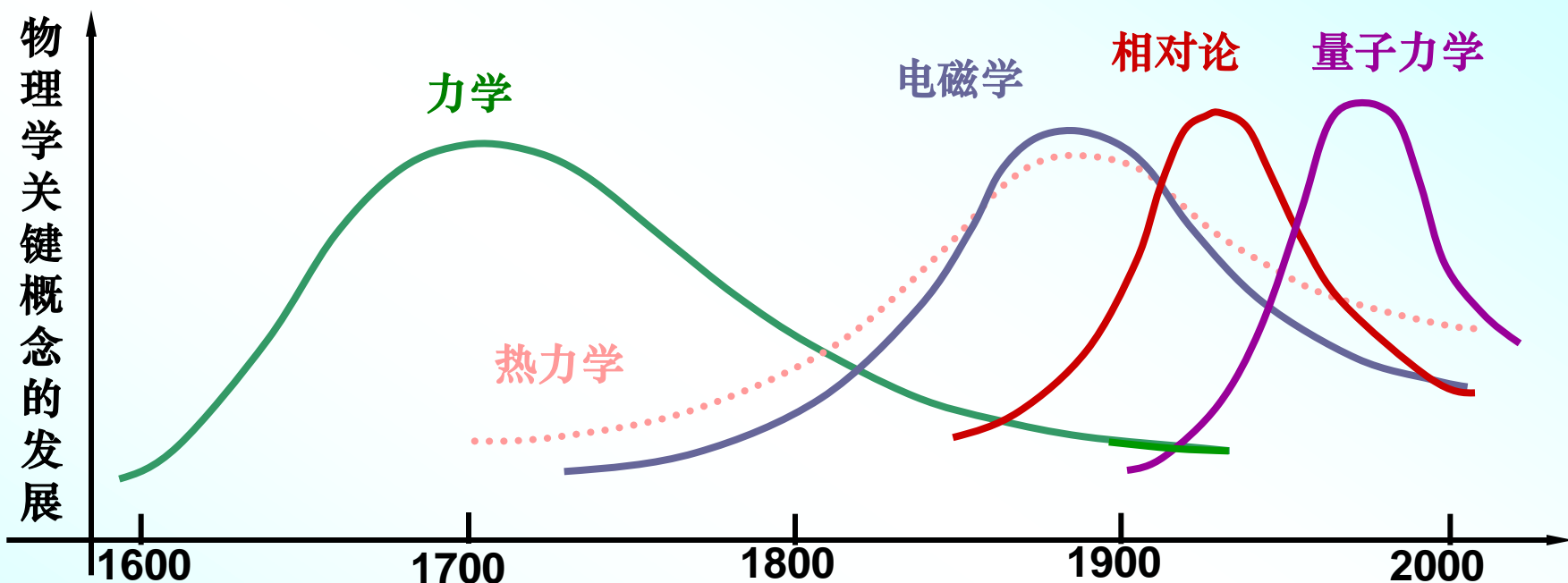
...

麦克斯韦
(1831-1879)

...

爱因斯坦
(1879-1955)

...

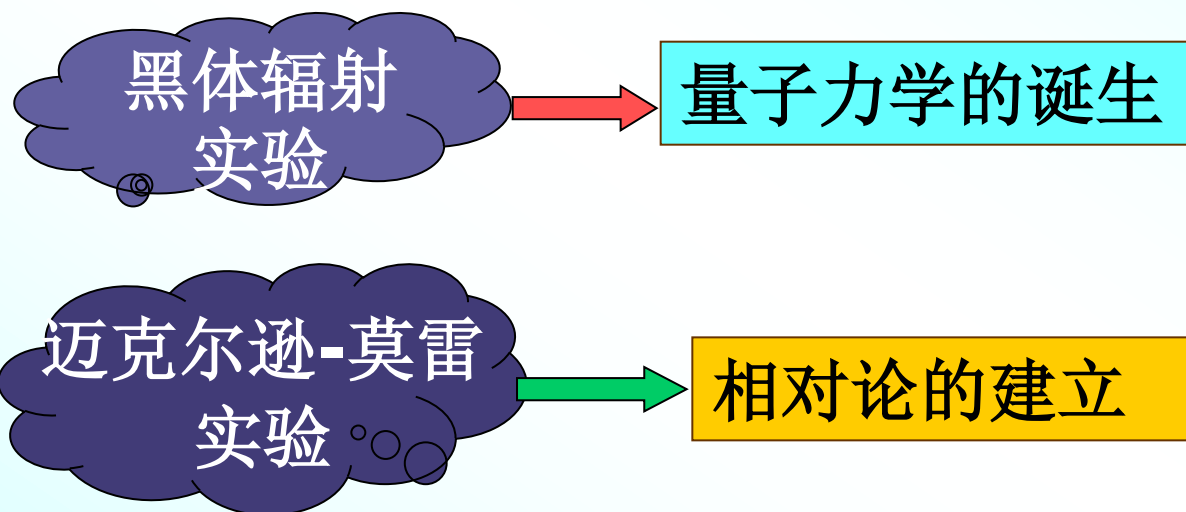


1900年,著名物理学家开尔文在元旦献词中的名言:

“在物理学的天空,一切都已明朗洁净了,只剩下两朵乌云”

但他却没有料到,这两朵小小的乌云正孕育着一场暴风雨,并促成了近代物理学的两大理论支柱——**相对论**和**量子力学**的诞生。

19 世纪末，物理学晴朗天空中飘着的“两朵乌云”。

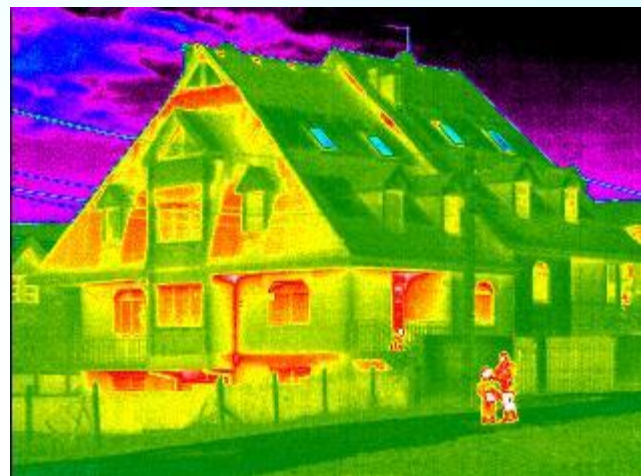


一、黑体辐射和普朗克的能量量子假说

热辐射: 任何物体（气、液、固）在任何温度下，都会辐射电磁波。

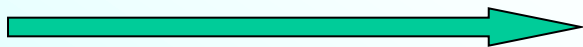
物体辐射出的电磁波的频率分布与其温度相关。

低温物体发出的是**红外光**，
炽热物体发出的是**可见光**，
极高温物体发出的是**紫外光**。



红外检测伪彩色图像

加热铁块:



波长变短



800K



1000K



1200K



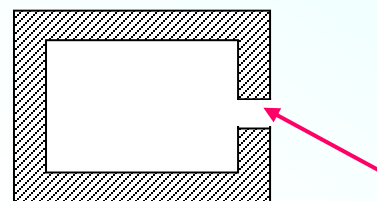
1400K

然而，我们观测一个物体的时候，除了观察到热辐射之外，往往还会观察到物体表面的反射光。

为了消除物体反射光谱以及不同材料对热辐射的影响，我们需要一个理想模型：

黑体：能100%吸收各种波长的电磁波而无反射和透射的物体。

◆ 用不透明材料制成一空心容器，壁上开一小孔，这个**小孔**就是黑体



◆ 对于温度非常高，**辐射非常强烈的物体**，其表面反射电磁波可以忽略，也可以当作一个黑体。

任何物体总能在某个温度达到热平衡，所以辐射能力越强的物体，其吸收能力也越强。

1. 黑体辐射

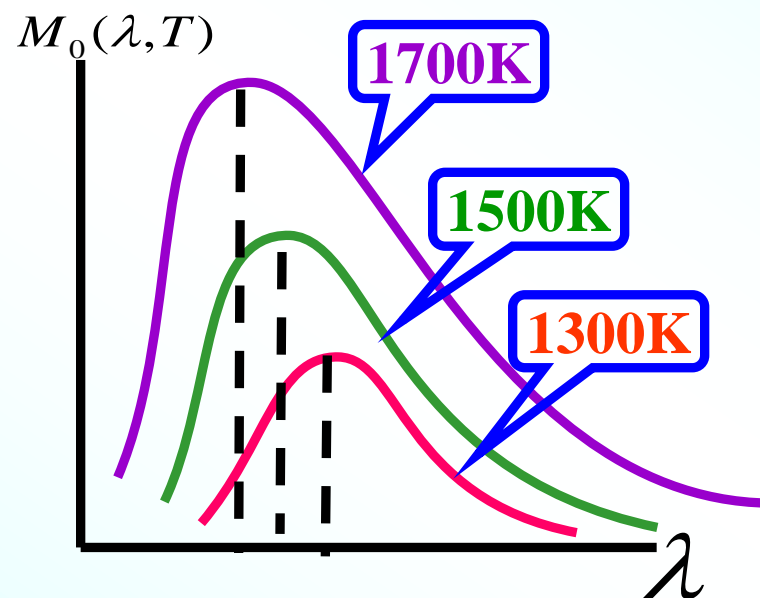
特点：在相同温度下均发出同样的热辐射，而与材料无关。

黑体辐射机制：分子的热运动使物体辐射电磁波

单色辐出度 $M_0(\lambda, T)$ ：黑体温度为 T 时，单位时间内从其表面的单位面积上发出的、在波长 λ 附近的单位波长区间内的电磁波的能量。

实验曲线：（比如：加热铁块）

- ▲ 在同一温度，对各种波长电磁波的辐射能量不同。
- ▲ 温度越高发射的能量越多，电磁波的短波成分越多。



2. 经典理论的解释

◆ 1896年，维恩(1911年诺贝尔物理学奖)根据经典热力学和麦克斯韦分布律得出：

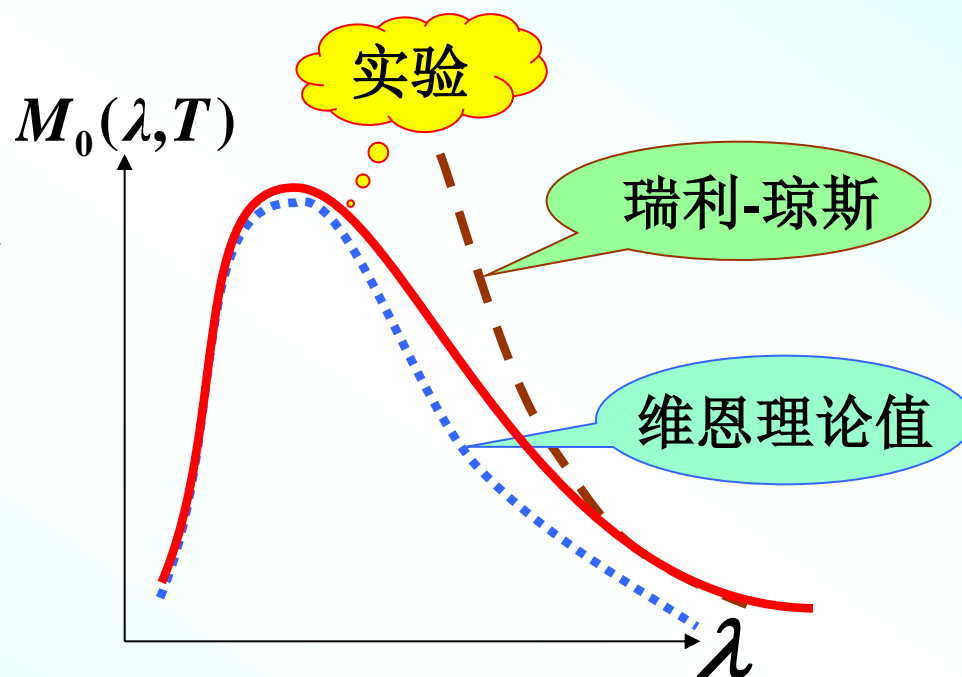
$$M_0(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{\frac{-c_2}{\lambda T}} \quad \begin{aligned} c_1 &= 3.70 \times 10^{-16} \text{ 焦耳} \times \text{米}^2 / \text{秒} \\ c_2 &= 1.43 \times 10^{-2} \text{ 米} \times \text{开} \end{aligned}$$

——只适于短波

◆ 1900年，瑞利(1904年诺贝尔物理学奖)用能量均分定理及经典电磁理论(稍后经金斯略加修正)得出：

$$M_0(\lambda, T) = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4}$$

——只适于长波



在短波区域发散——“紫外灾难”

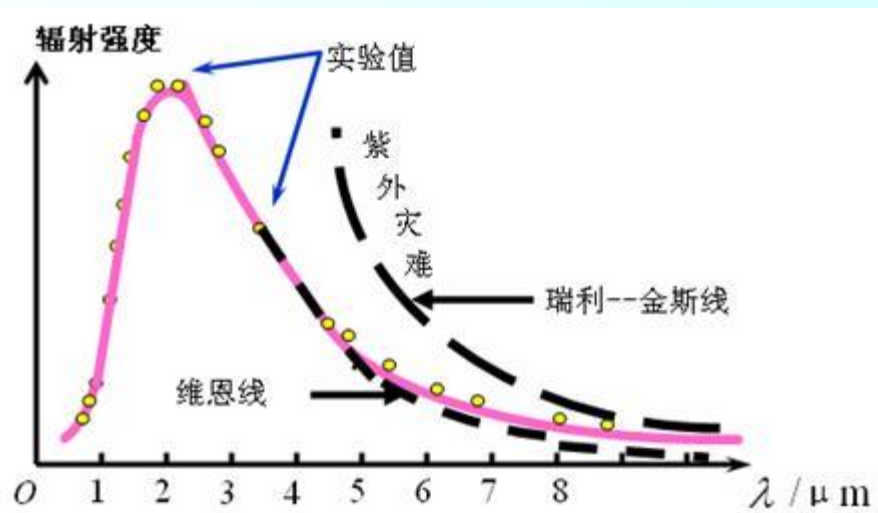
3. 普朗克的能量量子假说和黑体辐射公式

普朗克黑体辐射公式：

(1900年12月14日发表)

$$M_0(\lambda, T) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$$

在全波段与实验结果
惊人地相符！



短波近似下 \rightarrow 韦恩公式

$$M_0(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{\frac{-c_2}{\lambda T}}$$

长波近似下 \rightarrow 瑞利-金斯公式

$$M_0(\lambda, T) = \frac{2\pi c k T}{\lambda^4}$$

普朗克的能量子假说（1918年，诺贝尔奖）



Max Planck

- 辐射物体中所包含的大量谐振子的能量只取特定的**分立值**
- 存在着能量的**最小单元**：
能量子 $\varepsilon = h\nu$ ($h = 6.6260755 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$)
- 振子只能**一份**一份地按**不连续**方式辐射或吸收能量

物体发射或吸收电磁辐射：

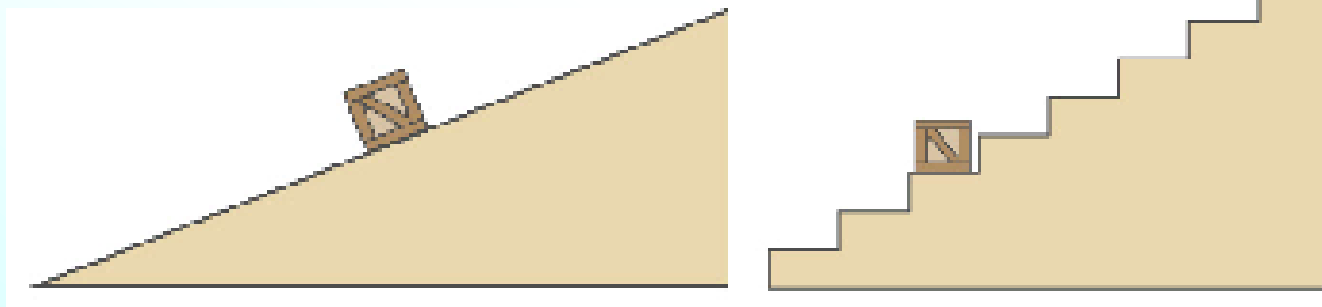
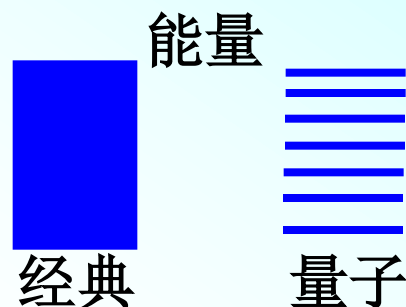
$$\varepsilon = h\nu$$

$$h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$$

普朗克的能量子假说: $\varepsilon = h\nu$ $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$

说明:

1, 这个能量子假设与经典理论有本质的区别:



2, “ h ”这个量是区别量子物理与经典物理的一个明显标志

普朗克的能量子假说: $\varepsilon = h\nu$ $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$

3. 宏观经典物理是量子物理的极限形式

例: $m=0.3\text{kg}$ 、 $k=3\text{N/m}$ 的弹簧振子, 振幅为 $A=0.1\text{m}$ 。
由于摩擦系统的能量逐渐耗散, 能量减小是不连续的。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{能量跳变: } \Delta E = h\nu \\ \text{弹簧振子的振动频率: } \nu = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} = 0.5 \text{ Hz} \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \Delta E = \frac{h}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} = 3.3 \times 10^{-34} \text{ J}$$

$$\text{系统总能量: } E = \frac{1}{2} KA^2 = 1.5 \times 10^{-2} \text{ J}$$

$$\longrightarrow \text{相对能量间隔 } \frac{\Delta E}{E} = 2.2 \times 10^{-32}$$

二、光电效应和爱因斯坦的光量子论

1. 光电效应的实验规律

- 饱和光电流强度与入射光强度成正比。
- 光电子的初动能与入射光强度无关，而与入射光的频率成线性有关：

$$eU_a = e(K\nu - U_0)$$

U_a 为反向截止电压。

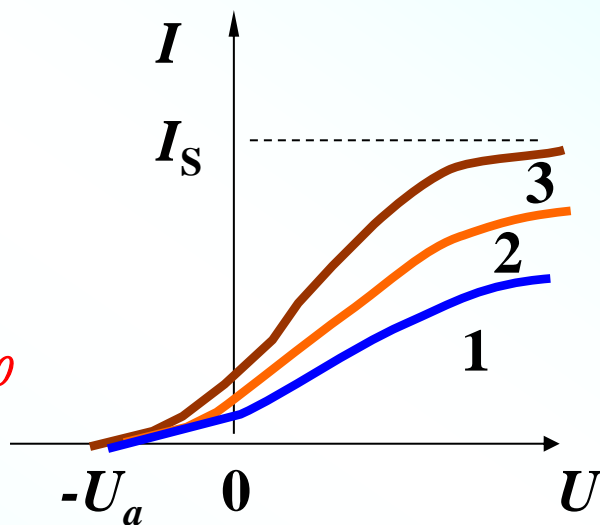
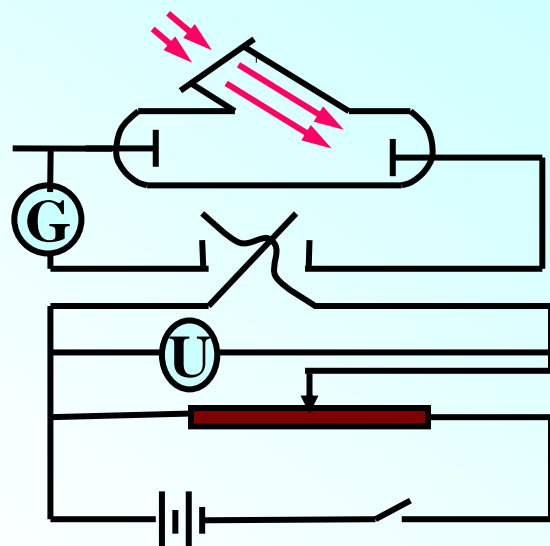
其大小反映了光电子**初动能**的大小。

最大初动能： $\frac{1}{2}mv_{\max}^2 = eU_a$

只有当入射光频率 ν 大于一定的频率 ν_0 (红限频率) 时，才会产生光电效应。

- 光电效应具有瞬时性。

驰豫时间不超过 10^{-9}s



相同频率不同入射光强度

2, 经典理论的解释极其困难

按照光的经典电磁理论:

- 光电子的最大初动能应决定于入射光的强度而不是频率。
- 光波是连续传播的, 只要入射光有足够的强度, 任何频率的入射光都应产生光电效应。
- 光电子需吸收一定的能量才能逸出金属表面, (阴极电子积累能量克服逸出功需要一段时间) 光电效应不可能瞬时发生!

3. 爱因斯坦的光量子论 (1921年, 诺贝尔奖)

1905年, 爱因斯坦在普朗克能量量子假说的基础上提出光子理论:

- 一束光, 是一束以光速 c 运动的粒子流, 这些粒子称为光量子 (光子)。
- 光的能量不是均匀地分布在波阵面上, 而是集中在微粒上。
- 光在与物质作用时、传播时都具有微粒性。



光子具有能量、质量、动量:

$$\left. \begin{array}{l} \boxed{\varepsilon_0 = h\nu} \\ \varepsilon_0 = m_{\text{光}} c^2 \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} \boxed{m_{\text{光}} = \frac{h\nu}{c^2}} \\ P = m_{\text{光}} c \end{array} \right\} \Rightarrow \boxed{p = \frac{h}{\lambda}}$$

光量子论成功解释了光电效应：

- (1) 入射光强度越大，光子数越多，光子与电子相互作用的数目越多，逸出的光电子数目多

——饱和光电流与入射光强度成正比

- (2) 一个光子被一个电子所吸收，使电子获得 $h\nu$ 的能量，一部分用于克服金属表面逸出功 A ，剩下部分即为电子最大初动能

$$\boxed{\frac{1}{2}mv_0^2 = h\nu - A} \quad \text{——最大初动能与频率成线性关系}$$

（爱因斯坦的光电方程）

所以当频率小于 A/h 时，不发生光电效应。

$$\Rightarrow \nu_0 = A/h \quad \text{——红限频率}$$

$$\Rightarrow \lambda_0 = hc/A \quad \text{——红限波长}$$

- (3) 当光照射金属时，电子吸收能量是一次性的，不需要时间积累能量，电子逸出是瞬间，无明显时间延迟。

例：钾的光电效应红限为 $\lambda_0 = 6.2 \times 10^{-7} \text{ m}$,

求：(1) 表面逸出功;

(2) 在紫外线照射下, 截止电压为多少? (紫外线 $\lambda = 3.0 \times 10^{-7} \text{ m}$)

(3) 电子的最大初速度为多少?

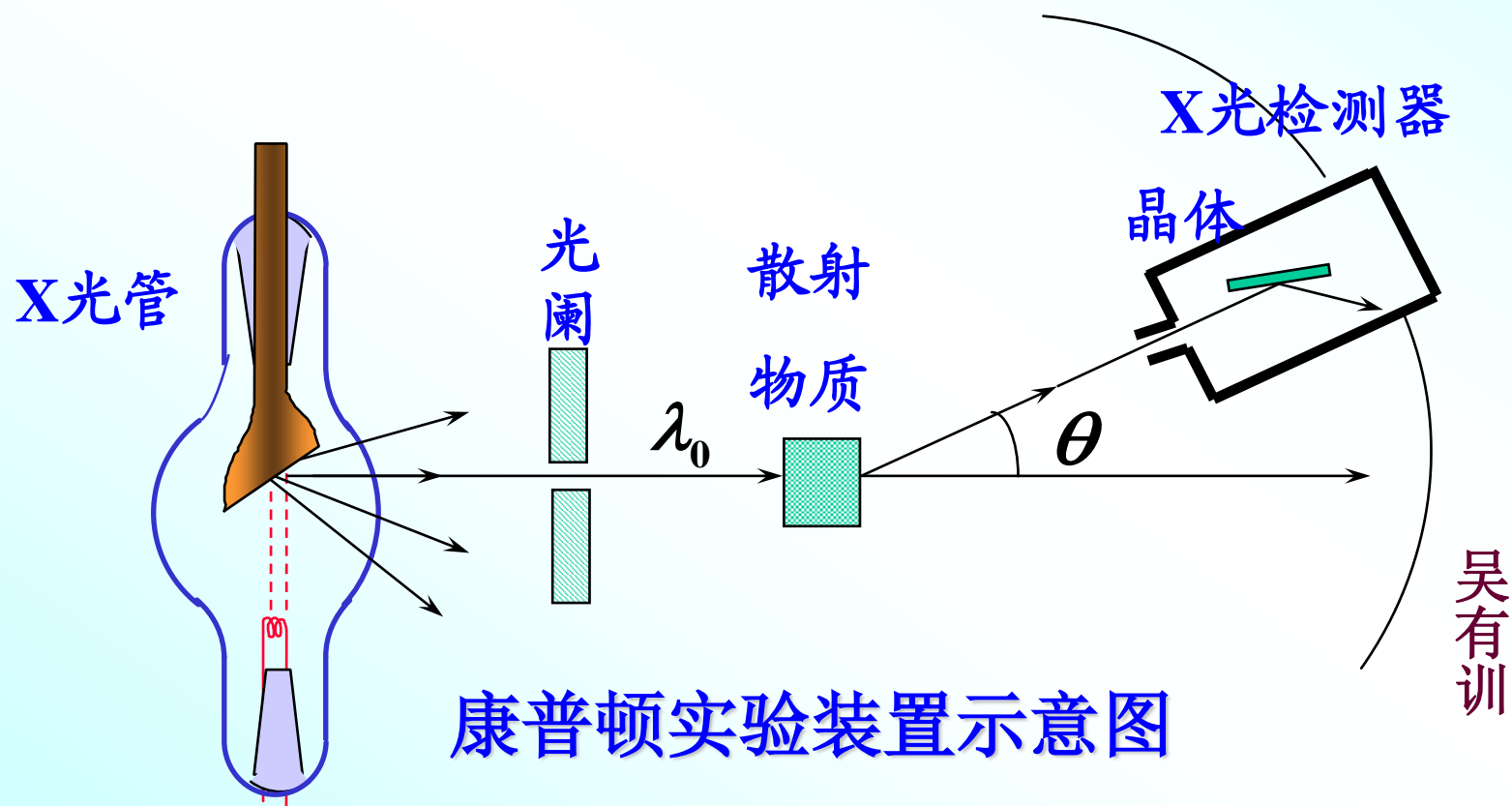
解： (1) $A_0 = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0} = \frac{6.63 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{6.2 \times 10^{-7}} = 3.21 \times 10^{-19} \text{ J}$

(2)
$$\left\{ \begin{array}{l} eU_a = \frac{1}{2}mv_{\max}^2 \\ \boxed{h\nu = \frac{1}{2}mv_{\max}^2 + A_0} \end{array} \right. \text{——爱因斯坦的光电方程}$$

$$\Rightarrow U_a = \frac{h\nu - A_0}{e} = \frac{hc}{e\lambda} - \frac{A_0}{e} = 2.14 \text{ V}$$

(3)
$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2eU_a}{m}} = \sqrt{\frac{2 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 2.14}{9.1 \times 10^{-31}}} = 8.67 \times 10^5 \text{ m/s}$$

三、康普顿效应（1927年，诺贝尔奖） （1923年，康普顿；稍后，吴有训）



实验结果:

(1) 散射的光线中有与入射波长 λ_0 相同的射线, 也有波长 $\lambda > \lambda_0$ 的射线。

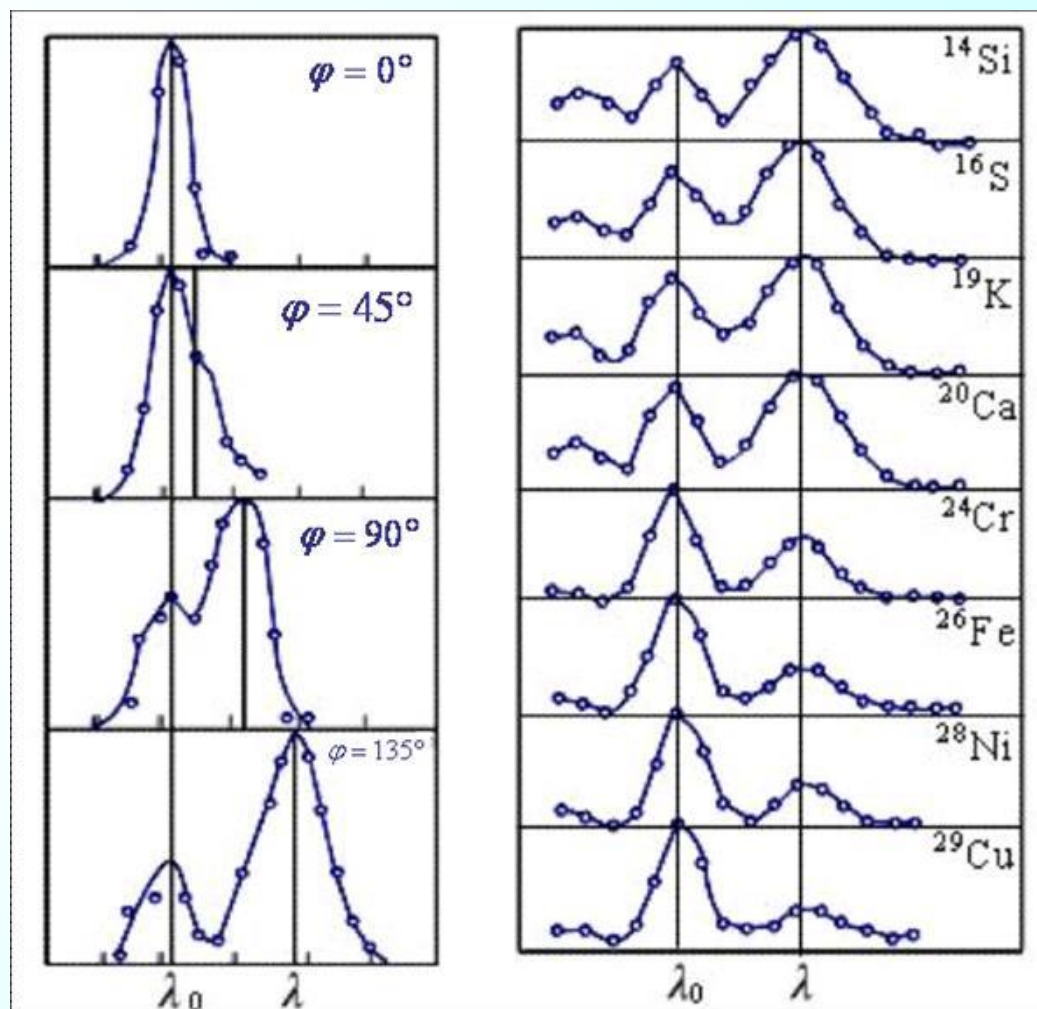
(2) 散射光波长的改变量

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$$

随散射角 θ 的增加而增加。

(3) 对同一散射角 θ , 波长的增加量 $\Delta\lambda$ 相同, 与散射物质无关。

(4) 在原子量小的物质中, 康普顿散射较强, 反之较弱

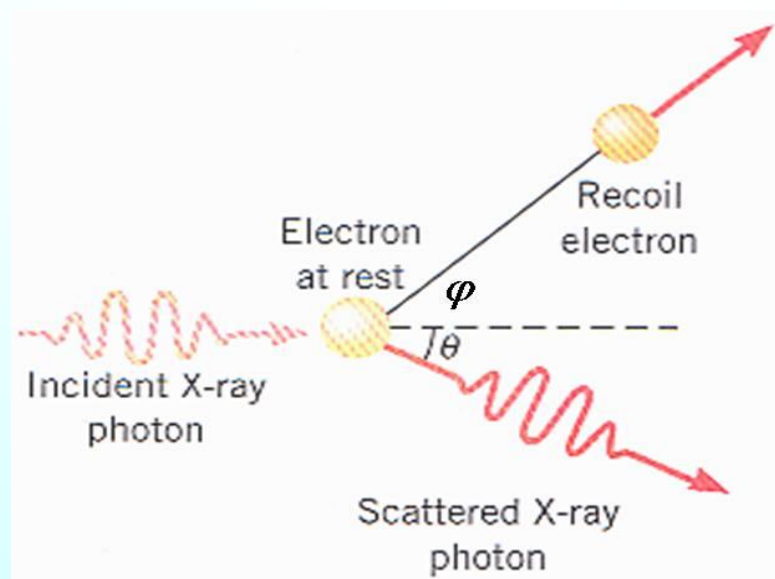


经典理论无法解释康普顿效应：

根据经典电磁波理论，在光场中作受迫振动的带电粒子，辐射的散射光的频率**应等于**入射光的频率。

光子论的解释：

此过程是**光子与静止的自由电子**发生相互作用，两粒子的碰撞是**完全弹性碰撞**，即满足动量守恒和能量守恒。



碰撞过程中能量守恒:

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2$$

动量守恒:

$$\frac{h}{\lambda_0} \vec{n}_0 = \frac{h}{\lambda} \vec{n} + m\vec{V}$$

$$P = h / \lambda$$

电子相对论质量:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}}$$

波长偏移: $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$

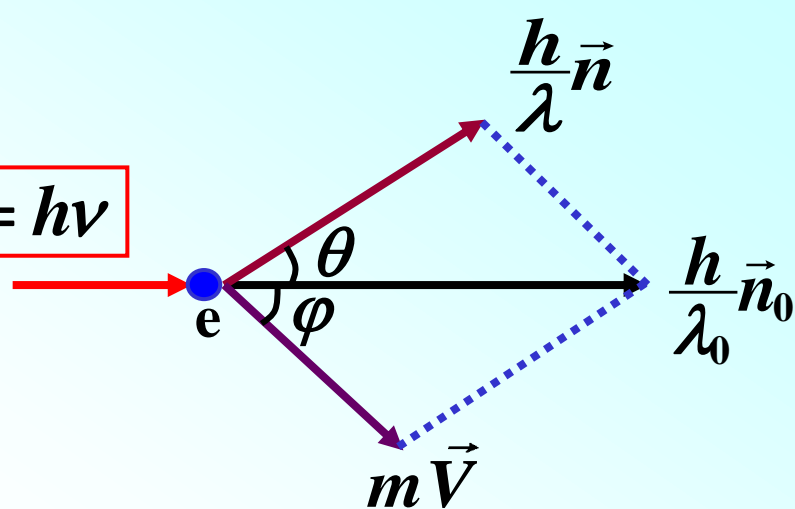
$$\Rightarrow \Delta\lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\theta)$$

推导过程

其中康普顿波长: $\lambda_c = \frac{h}{m_0c} = 2.43 \times 10^{-12} m$

$$\lambda_{c\text{实验}} = 0.024263 \text{ \AA}$$

$$\varepsilon = h\nu$$



光子与静止的自由电子
发生相互作用

可见: $\Delta\lambda$ 与 λ_0 无关,
只与散射角 θ 有关
 $\theta \uparrow$ 、 $\Delta\lambda \uparrow$

如果X射线光子与束缚
很紧的电子碰撞:

$$m_0 \rightarrow \infty \Rightarrow \Delta\lambda = 0$$

$$\Rightarrow \lambda_{\text{散}} = \lambda_{\text{入}}$$

附：推导细节

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2 \quad (1)$$

$$\frac{h}{\lambda_0} \vec{n}_0 = \frac{h}{\lambda} \vec{n} + m \vec{V} \quad (2)$$

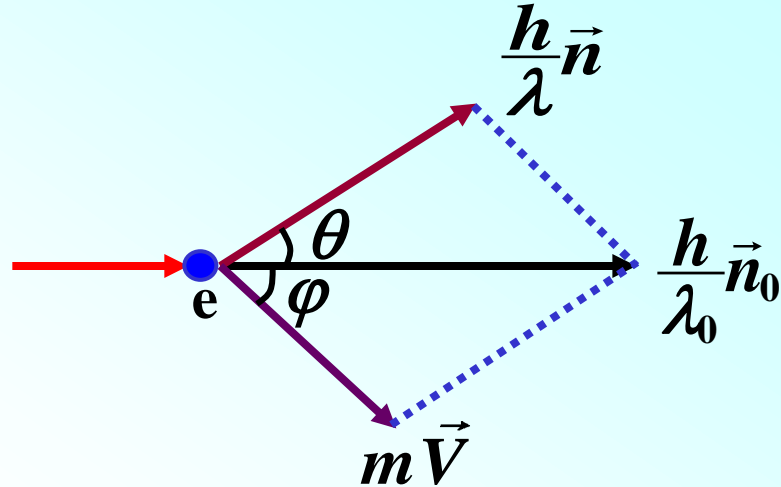
$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}} \quad (3)$$

$$(1) \Rightarrow m = m_0 + \frac{h}{\lambda_0 c} - \frac{h}{\lambda c}$$

$$(2) \Rightarrow \begin{cases} x \text{ 方向: } \frac{h}{\lambda_0} = \frac{h}{\lambda} \cos \theta + m V \cos \varphi \Rightarrow (m V)^2 \cos^2 \varphi = \left(\frac{h}{\lambda_0} - \frac{h}{\lambda} \cos \theta \right)^2 \\ y \text{ 方向: } \frac{h}{\lambda} \sin \theta = m V \sin \varphi \Rightarrow (m V)^2 \sin^2 \varphi = \left(\frac{h}{\lambda} \sin \theta \right)^2 \end{cases}$$

$$\Rightarrow (m V)^2 = \left(\frac{h}{\lambda_0} - \frac{h}{\lambda} \cos \theta \right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda} \sin \theta \right)^2$$

$$(3) \Rightarrow m^2 - m^2 V^2 / c^2 = m_0^2$$



康普顿效应
推导过程

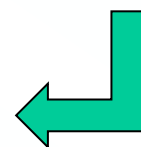
$$\left\{ \begin{array}{l} m = m_0 + \frac{h}{\lambda_0 c} - \frac{h}{\lambda c} \\ (mV)^2 = \left(\frac{h}{\lambda_0} - \frac{h}{\lambda} \cos \theta \right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda} \sin \theta \right)^2 \\ m^2 - m^2 V^2 / c^2 = m_0^2 \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \left(m_0 + \frac{h}{\lambda_0 c} - \frac{h}{\lambda c} \right)^2 - \left(\frac{h}{\lambda_0} - \frac{h}{\lambda} \cos \theta \right)^2 / c^2 - \left(\frac{h}{\lambda} \sin \theta \right)^2 / c^2 = m_0^2$$

$$\Rightarrow \left(m_0 + \frac{h}{\lambda_0 c} - \frac{h}{\lambda c} \right)^2 - \left(\frac{h}{\lambda_0 c} \right)^2 + 2 \frac{h^2}{\lambda \lambda_0 c^2} \cos \theta - \left(\frac{h}{\lambda c} \right)^2 = m_0^2$$

$$\Rightarrow m_0 \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right) - \frac{h}{\lambda \lambda_0 c} + \frac{h}{\lambda \lambda_0 c} \cos \theta = 0$$

$$\Rightarrow \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta)$$



- X射线光子与“静止”的“自由电子”弹性碰撞：

$$\lambda_{\text{散}} = \lambda_{\text{入}} + \Delta\lambda \quad \Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta)$$

- X射线光子与束缚很紧的电子碰撞： $\lambda_{\text{散}} = \lambda_{\text{入}}$

- 由上面两点可推知：

原子量较小的物质，电子束缚弱 \Rightarrow 康普顿散射较强

原子量较大的物质，电子束缚紧 \Rightarrow 康普顿散射较弱

3. 康普顿散射实验的意义

- 进一步证实了光子论，光确实具有波粒两象性；
- 证明了光子能量、动量表示式的正确性；
- 证实了在微观物理过程中能量、动量守恒定律成立。

例：波长为 2.0 \AA 的X射线射到碳块上，由于康普顿散射，波长改变 0.04% ，

求： (1) 该光子的散射角；
(2) 使这个光子散射的反冲电子的能量。

解： (1) 由已知条件：

$$\left[\begin{array}{l} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 0.04\% \Rightarrow \Delta\lambda = 4 \cdot 10^{-4} \lambda_0 \\ \text{康普顿散射: } \Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos \theta) = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \cos \theta = 0.967 \Rightarrow \theta = 14.75^\circ$$

(2) 由能量守恒，反冲电子获得的能量即光子损失的能量：

$$\begin{aligned} E_{\text{电}} = \Delta\varepsilon_{\text{光}} &= h\nu_0 - h\nu = hc \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0 \lambda} \\ &= hc \frac{0.04\%}{\lambda_0 (1 + 0.04\%)} = 2.49 \text{ eV} \end{aligned}$$

4. 康普顿散射与光电效应的区别

(1) 康普顿效应中光子被散射只将部分能量交给自由电子，而光电效应中光子被束缚电荷整个吸收。

证明：康普顿效应中光子的能量不能被自由电子全部吸收。

反证法：假设电子完全吸收光子的能量 $h\nu_0$

由能量守恒定律：

$$h\nu_0 + m_0c^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-(V/c)^2}} \Rightarrow V = \frac{c\sqrt{h^2\nu_0^2 + 2h\nu_0m_0c^2}}{h\nu_0 + m_0c^2}$$

由动量守恒定律：

$$\frac{h}{\lambda_0} = mV \Rightarrow V = \frac{h}{m\lambda_0} = \frac{h\nu_0}{mc} = \frac{h\nu_0c}{\sqrt{h^2\nu_0^2 + m_0^2c^4}}$$

≠

二者不等，所以光子的能量不能被完全吸收

4. 康普顿散射与光电效应的区别

(2) 在光电效应中不会产生康普顿效应

例：康普顿效应中最大偏转角 $\theta = \pi$

如果入射光波 $\lambda = 4000 \text{ \AA}$

$$\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos\theta) = 2\lambda_c = 4.8 \times 10^{-12} \text{ m}$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 10^{-5} \quad \text{普通光电效应中观察不到康普顿效应}$$

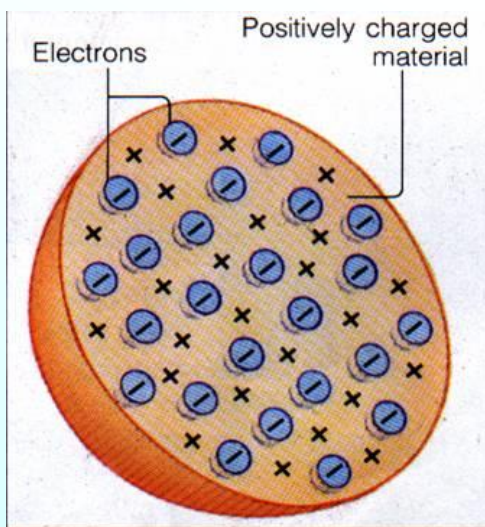
若是 $\lambda = 0.5 \text{ \AA}$

$$\Rightarrow \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 0.1 \quad \text{入射波长 } \lambda \sim \lambda_c \text{ (x光) 时康普顿效应显著}$$

四、玻尔量子理论

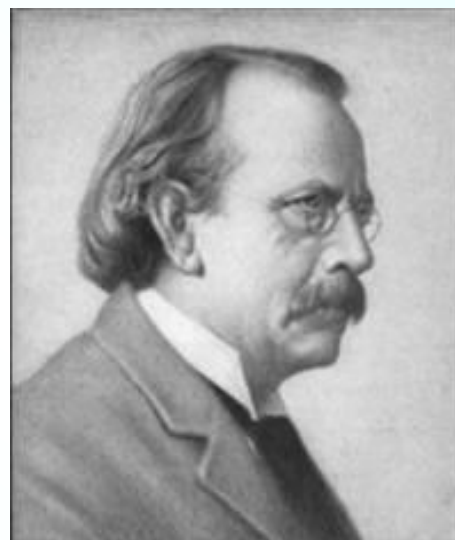
经典原子模型

1). 汤姆逊模型(1903)



汤姆逊西瓜

1897年汤姆逊发现电子



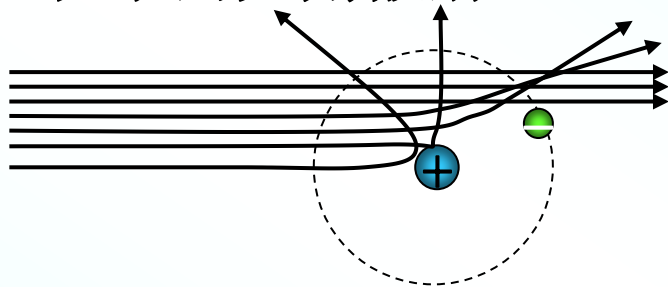
Joseph John Thomson

1856—1940

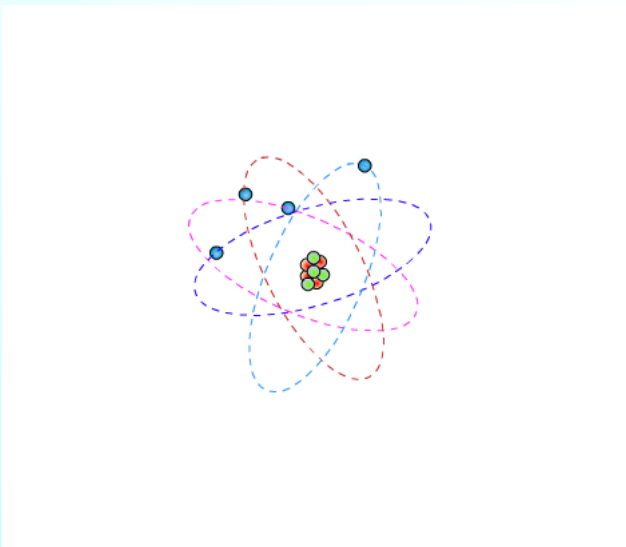
1906年诺贝尔奖

2). 卢瑟福核式模型 (1911)

α 粒子的大角散射



汤姆逊模型无法解释 α 粒子大角度散射实验.



Ernest Rutherford

1871—1937

1908诺贝尔奖

原子由原子核和核外电子构成。原子核带正电荷，占据整个原子的极小一部分空间；电子带负电，绕着原子核转动。

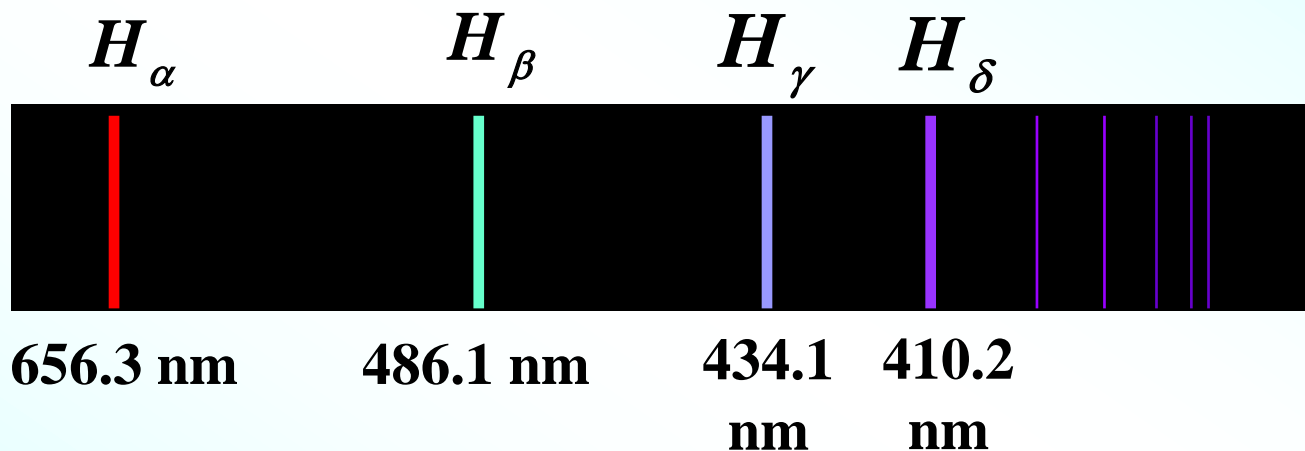
原子半径 $r = 10^{-10} \text{ m}$,

原子核半径 $r = 10^{-14} \sim 10^{-15} \text{ m}$ 。

卢瑟福核式模型的问题：

- 原子的稳定性问题？
- 原子分立的线状光谱？

1, 氢原子光谱



氢原子光谱是有规律的分立线状光谱.



Johann Jakob Balmer
1825—1898

1885年巴耳末得到氢原子可见光谱线 (Balmer series) 波长的经验公式:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 2^2} \quad (n = 3, 4, 5, \dots)$$

$$B = 364.6 \text{ nm}$$

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 2^2} \quad (n = 3, 4, 5, \dots)$$

$$B = 364.6 \text{ nm}$$

光谱学中习惯使用波数
(波长的倒数)：

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

$$\Rightarrow \tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

—— 巴耳末公式



Janne Rydberg
1854—1919



Walter Ritz
1878-1909

1889年里德伯和里兹发现普遍公式：

$$\tilde{\nu} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = T_m - T_n \quad (n > m)$$

里德伯常数： $R_H = 1.096776 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$

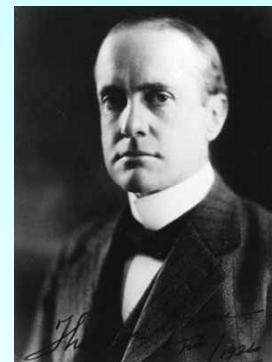
谱线的波数可以表示为两光谱项之差。

氢原子光谱的波数

$$\tilde{\nu} = R_H \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 2, 3, \dots$$

赖曼系 (紫外光)

T. Lyman 1914年发现



T. Lyman
1874-1954

$$\tilde{\nu} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, \dots$$

巴尔末系 (可见光)

$$\tilde{\nu} = R_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 4, 5, \dots$$

帕邢系 (红外光)

F. Paschen 1908年发现



F. Paschen
1865-1947

$$\tilde{\nu} = R_H \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 5, 6, \dots$$

布喇开系 (红外光)

F. Brackett 1922年发现

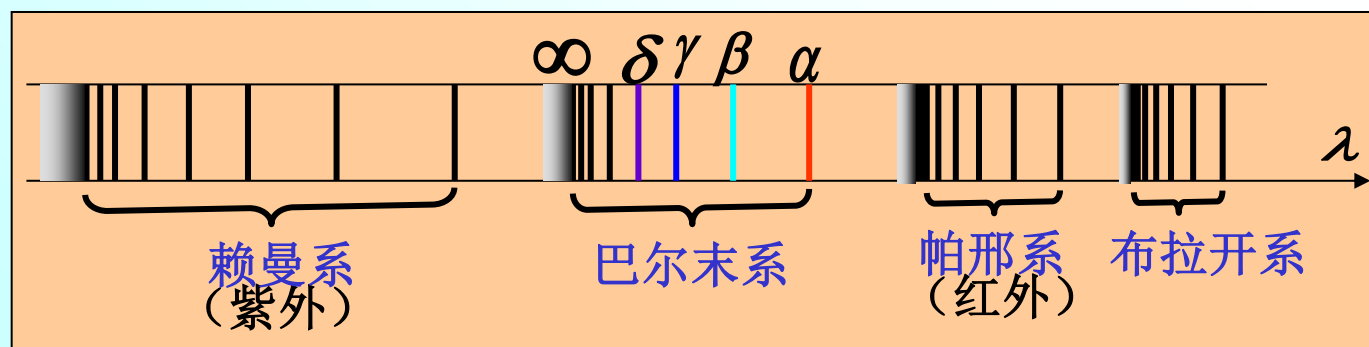
$$\tilde{\nu} = R_H \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 6, 7, \dots$$

普芳德系 (红外光)

H.A. Pfund 1924年发现



A.H. Pfund
1879-1949



卢瑟福核式模型的问题：
➤ 原子的稳定性问题？
➤ 原子分立的线状光谱？



Niels Bohr

1885-1962

1922年诺贝尔奖

2、玻尔理论

(1) **定态假设**：原子只能处在一系列不连续的稳定的能量状态（定态）

$$E_1, E_2, E_3 \cdots (\text{称能级})$$

(2) **频率公式**：当原子能级跃迁时，才发射或吸收光子，其频率满足：

$$h\nu = |E_n - E_m|$$

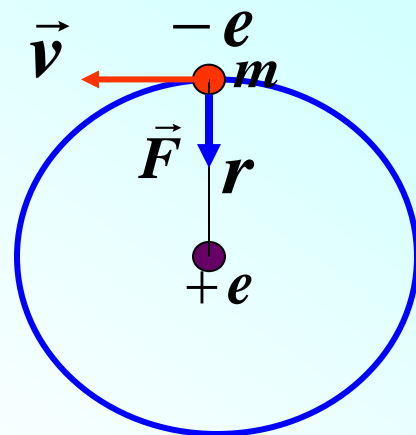
(3) **量子化条件**：定态时电子角动量 L 应等于 \hbar 的整数倍。

$$L = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

3、氢原子的轨道半径及能量

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{库仑力=向心力} \quad \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m \frac{v^2}{r} \\ \text{量子化条件} \quad mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \end{array} \right.$$

消去 v 得



1) 圆轨道半径 $r_n = n^2 \left(\frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} \right) \quad n=1,2,\dots$

$n=1$ 为第一条轨道 $\Rightarrow r_1 = 0.53\text{\AA}$ 称玻尔半径 a_0

n 为第 n 条轨道 $\Rightarrow r_n = n^2 a_0$ (原子线度为 1\AA)

2) 能量 $E_n = \frac{1}{2} m v_n^2 + \left(-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \right) = -\frac{1}{n^2} \left(\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \right) = -\frac{13.6\text{eV}}{n^2}$

作业： 14—T1-T5

作业要求

1. 独立完成作业。
2. 图和公式要有必要的标注或文字说明。
3. 作业纸上每次都要写姓名以及学号(或学号末两位)。
4. 课代表收作业后按学号排序，并装入透明文件袋。
5. 每周二交上周的作业。迟交不改。
6. 作业缺交三分之一及以上者综合成绩按零分计。