原子物理学

（2020年春季学期）

任课教师：刘玉鑫，高原宁

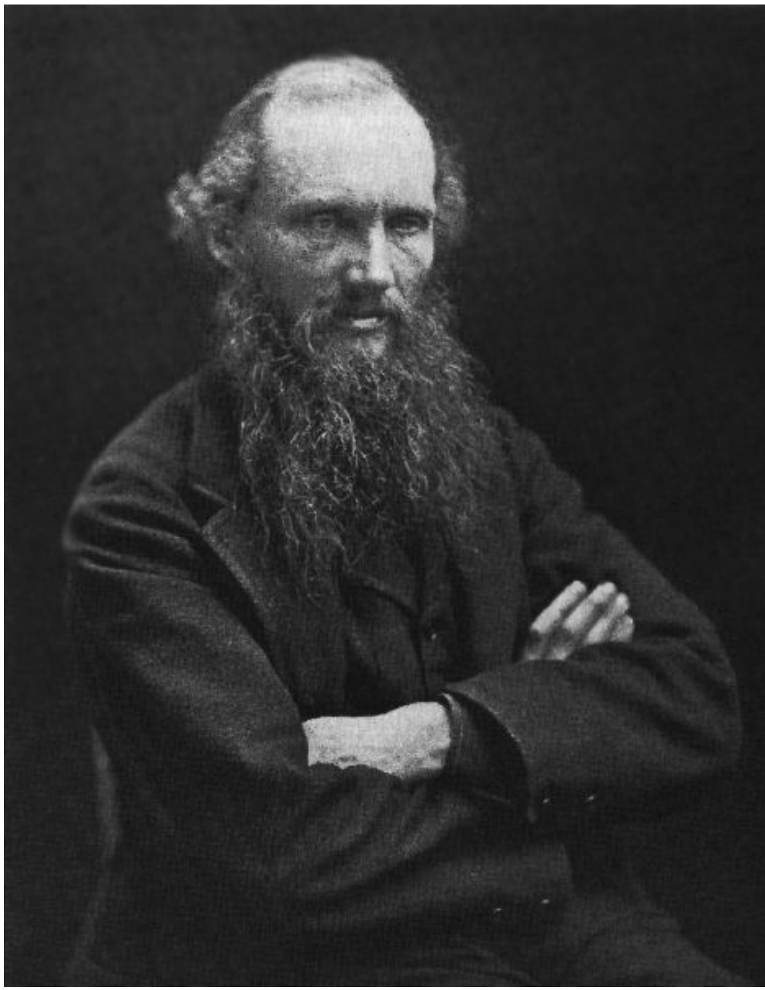
主要参考书目

1. 刘玉鑫　《原子物理学》　（自编讲义）
2. 杨福家　《原子物理学》　（高等教育出版社）
3. 赵凯华等　《量子物理》　（高等教育出版社）
4. 褚圣麟　《原子物理学》　（人民教育出版社）
5. 卢希庭　《原子核物理》　（原子能出版社）

6. R. Eisberg and R. Resnick, *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei and Particles*, 2nd Edition, John Wiley & Sons, 1985.

“物理学清朗天空的两朵乌云…”

Lord Kelvin



热辐射的
“紫外灾难”

量子论

M-M实验
的零结果

相对论

“在已经基本建成的物理学大厦中,后辈物理学家只要做一些零碎的修补工作就行了……”,接着他又说：“但是,在物理学晴朗的天空的远处,还有两朵小小的令人不安的乌云”.

人类跨入新的世纪的时候， 物理学也开始了新的纪元 ——从经典物理走向了近代物理。

近代物理（20世纪）包括：

▲ 相对论

1905 狭义相对论

1916 广义相对论 —— 引力、天体

▲ 量子力学

◆ 旧量子论的形成：

1900 Planck 振子能量量子化

1905 Einstein 电磁辐射能量量子化

1913 N.Bohr 原子能量量子化

- **量子力学的建立：**

  1923 de Broglie 电子具有波动性

  1926 – 27 Davisson， G.P.Thomson
  电子衍射实验

  1925 Heisenberg 矩阵力学

  1926 Schröedinger 波动方程

  1928 Dirac 相对论波动方程

- **量子力学的进一步发展：**

  量子力学 → 原子、分子、原子核、固体

  量子电动力学（QED）→ 电磁场

  量子场论 → 原子核和粒子

在量子物理的学习中要处理好三个关系：

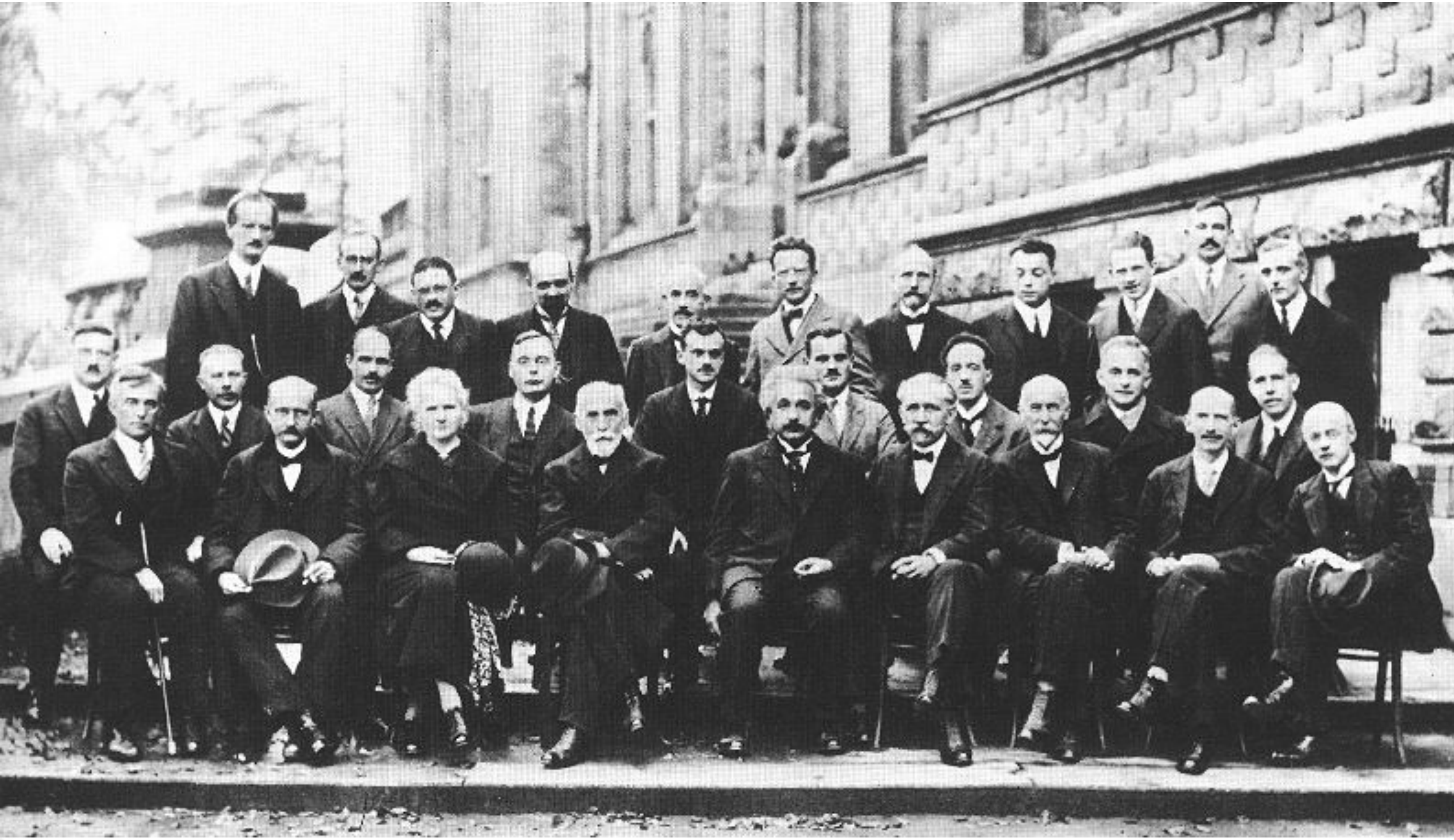
- ▲ 形象和抽象
  —— 注意培养抽象思维能力
- ▲ 演绎和归纳
  —— 注意学习归纳法培养创造性思维
- ▲ 物理和技术
  —— 学习应用物理原理在技术上创新

物理学是高新技术的基础和先导

信息技术的物理基础

——量子力学、固体物理和近代光学

Einstein: "God does not play dice."
Bohr: "Einstein, stop telling God what to do."



A. PICCARD E. HENRIOT P. EHRENFEST Ed. HERZEN Th. DE DONDER E. SCHRÖDINGER E. VERSCHAFFELT W. PAULI W. HEISENBERG R.H. FOWLER L. BRILLOUIN
P. DEBYE M. KNUDSEN W.L. BRAGG H.A. KRAMERS P.A.M. DIRAC A.H. COMPTON L. de BROGLIE M. BORN N. BOHR
I. LANGMUIR M. PLANCK Mme CURIE H.A. LORENTZ A. EINSTEIN P. LANGEVIN Ch.E. GUYE C.T.R. WILSON O.W. RICHARDSON

第一周课程概要

- 黑体辐射
- 光电效应
- 康普顿散射

光的粒子性：$E = h\nu$

$$p = \frac{h\nu}{c}$$

黑体辐射（Black-body radiation）

一. 热辐射理论发展的背景

▲ 科技发展的需要:

①提高照明效率
②研究高温测量
③测星体表面温度
④电磁波谱的研究

▲ 理论上出现了矛盾:“紫外灾难”

Max von Laue

“热力学和光学已发展到这样的程度，以至于它们俩的结合，能够产生一个婴儿，它注定会引起物理学的最大革命。”

二. 热辐射的基本概念

▲ 热辐射（ **heat radiation** ）：

物体受热就会发光，也就是辐射电磁波。

温度不同时,辐射的波长（或频率）也不同，这种与温度有关的电磁辐射，称为热辐射。

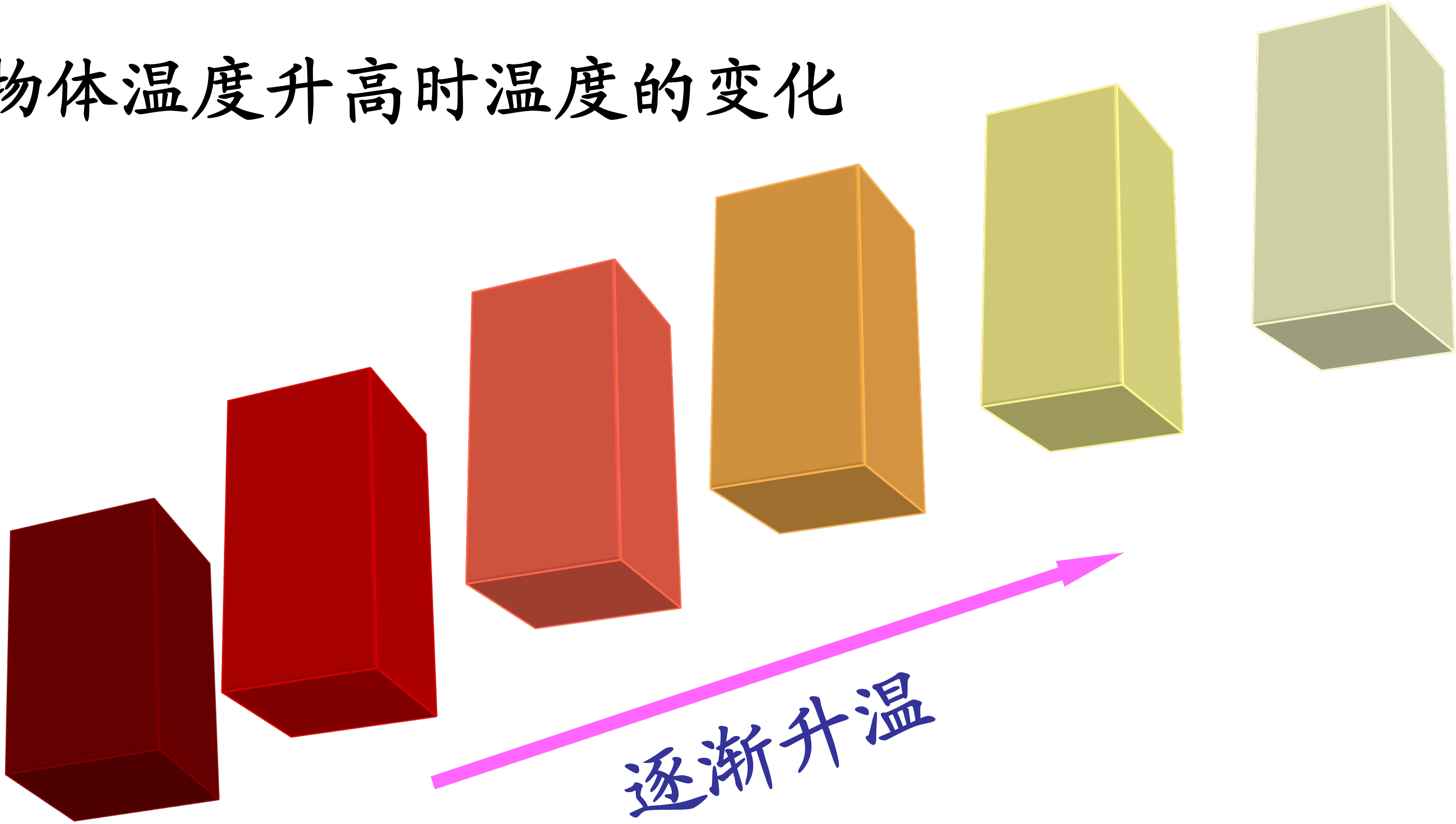
物体中带电粒子（主要是电子）的热运动

→粒子加速运动产生电磁辐射

并不是所有发光现象都是热辐射，例如:

激光、 日光灯发光就不是热辐射。

物体温度升高时温度的变化



①辐射的总功率增大;

②强度在光谱中的分布由长波向短波转移。

任何物体（气、液、固）在任何温度下，都会有热辐射。

热辐射波谱是连续谱，各种波长(频率)都有，但是强度不同。

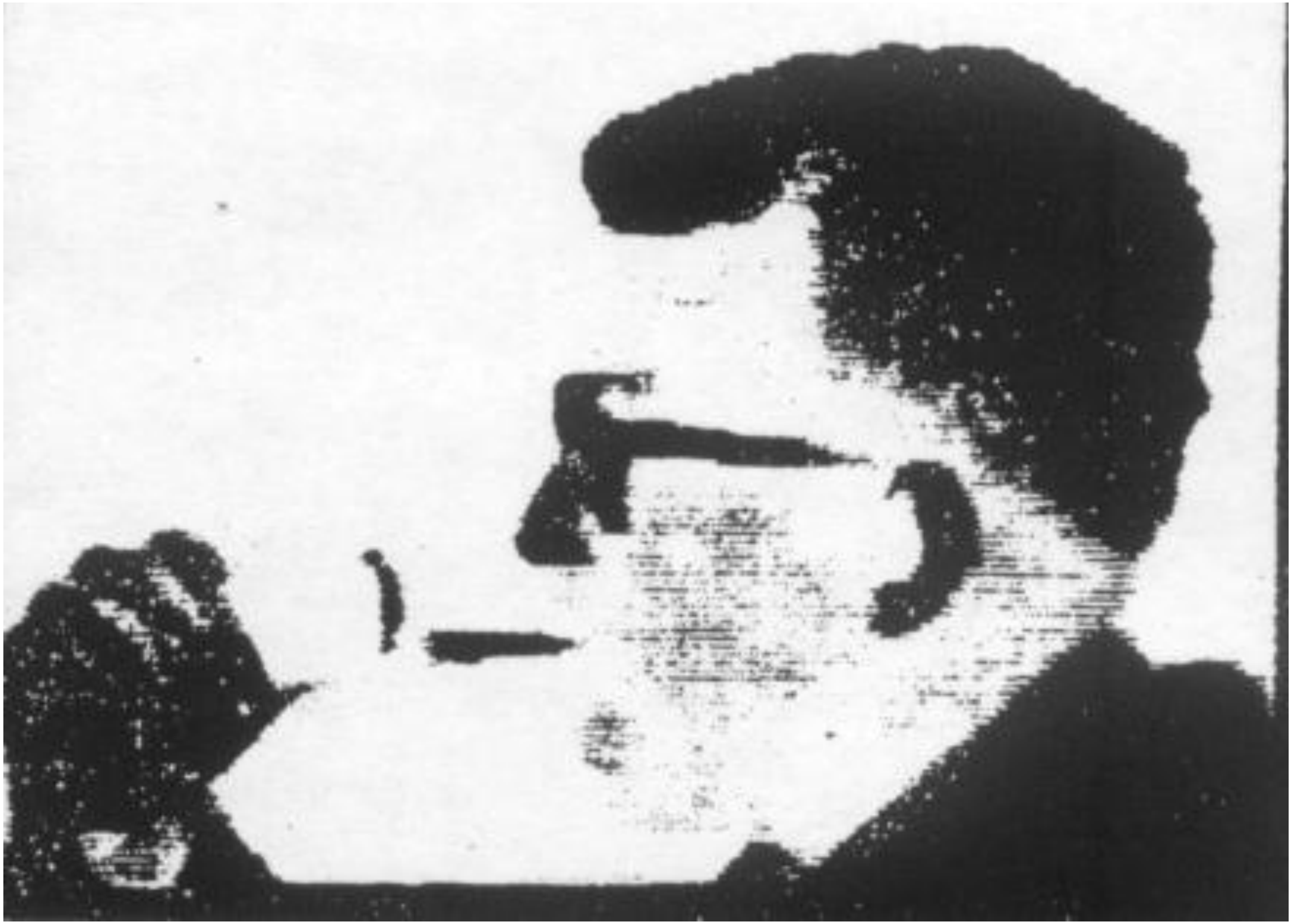
热辐射强度按波长(频率)的分布和温度有关，

温度↑ → 短波长的电磁波的比例↑ 。

低温物体发出的是红外光，

炽热物体发出的是可见光，

高温物体发出的是紫外光。



红外照相机拍摄的人的头部的热图

热的地方显白色，冷的地方显黑色

炼钢的热辐射

红外夜视仪拍的照片

红外体温计

▲ 平衡热辐射

加热一物体，若物体所吸收的能量等于在同一时间内辐射的能量，则物体的温度恒定。这种温度不变的热辐射称之为平衡热辐射。

▲ 辐射本领$r(\lambda,T)$

光谱辐出度（单色辐出度）$M(\nu,T)$

$$E=\int_0^\infty r(\lambda,T)\mathrm{d}\lambda=\int_0^\infty M(\nu,T)\mathrm{d}\nu$$

$r(\lambda,T)$ 与 $M(\nu,T)$的关系（自己推导）？

▲ $M(\nu,T)$ 也常写作$M_\nu(T)$

▲（总）辐出度（总发射本领）$M(T)$

$$\boxed{M(T)=\int_0^\infty M_\nu(T)d\nu}$$ 单位：$\mathrm{w/m^2}$

▲单色吸收比（率）$\alpha_\nu(T)$

$$\boxed{\alpha_\nu(T)=\frac{\mathrm{d}E_{\nu(\text{吸收})}}{\mathrm{d}E_{\nu(\text{入射})}}}$$

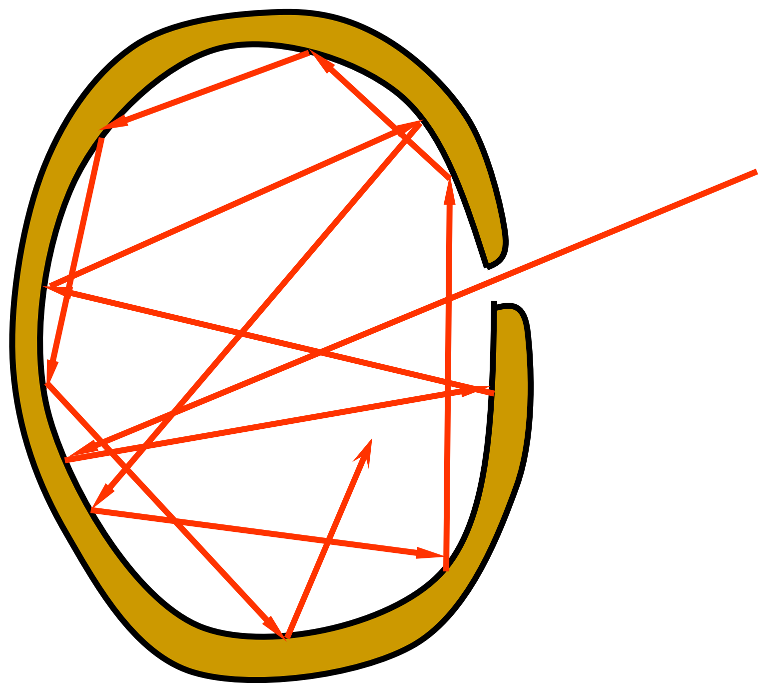
三.黑体

1. 黑体（black body）：能完全吸收各种波长电磁波而无反射的物体，即$\alpha_\nu = 1$的物体。

黑体是理想化模型，即使是煤黑、黑珐琅对太阳光的α也小于 99%。

维恩设计的黑体

—— 小孔空腔

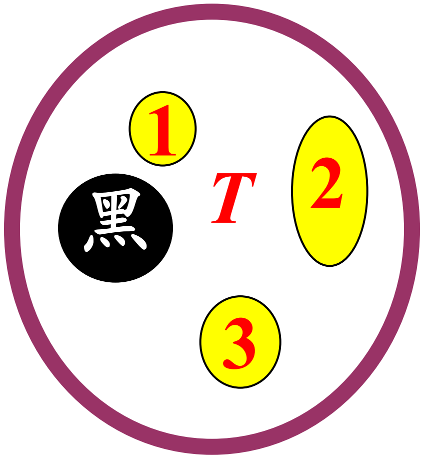


电磁波射入小孔后，很难再从小孔中射出。

从远处观察打开的窗子

近似黑体

2. 基尔霍夫（Kirchhoff）辐射定律:



在平衡热辐射时，有规律:

$$\boxed{\frac{M_{\nu i}}{\alpha_{\nu i}} = M_{\nu\,黑体}}$$

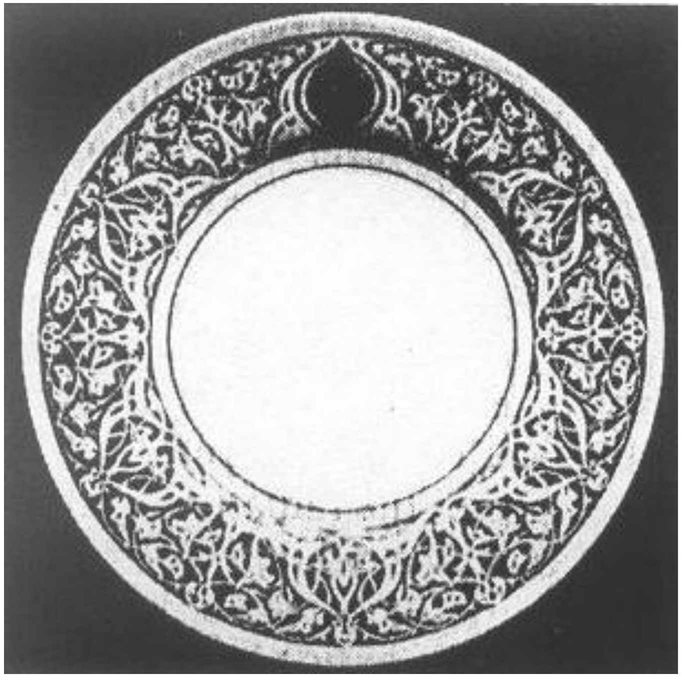
与材料无关

这表明: 1) 黑体光谱辐出度最大

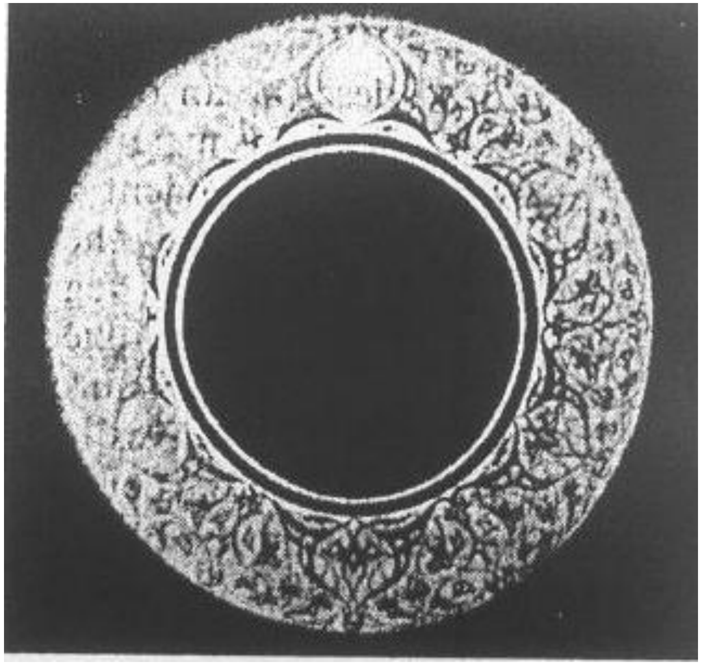
2) 好的辐射体也是好的吸收体

3) 若$M_{\nu\,黑体}$已知，则 $M_\nu \Leftrightarrow \alpha_\nu$

利用黑体可撇开材料的具体性质，来普遍地研究热辐射本身的规律。



室温下，反射光

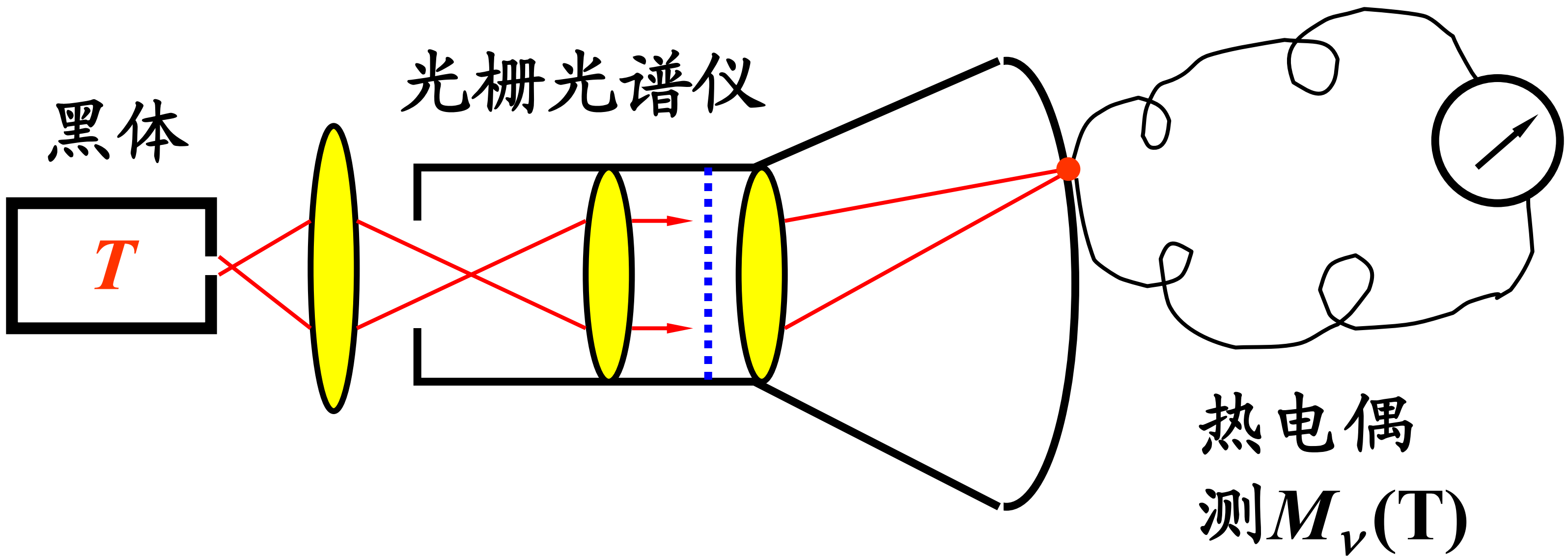


1100K，自身辐射光

一个黑白花盘子的两张照片

四. 黑体辐射谱（即$M_\nu \sim \nu$关系）的规律

1.黑体辐射测量的实验装置

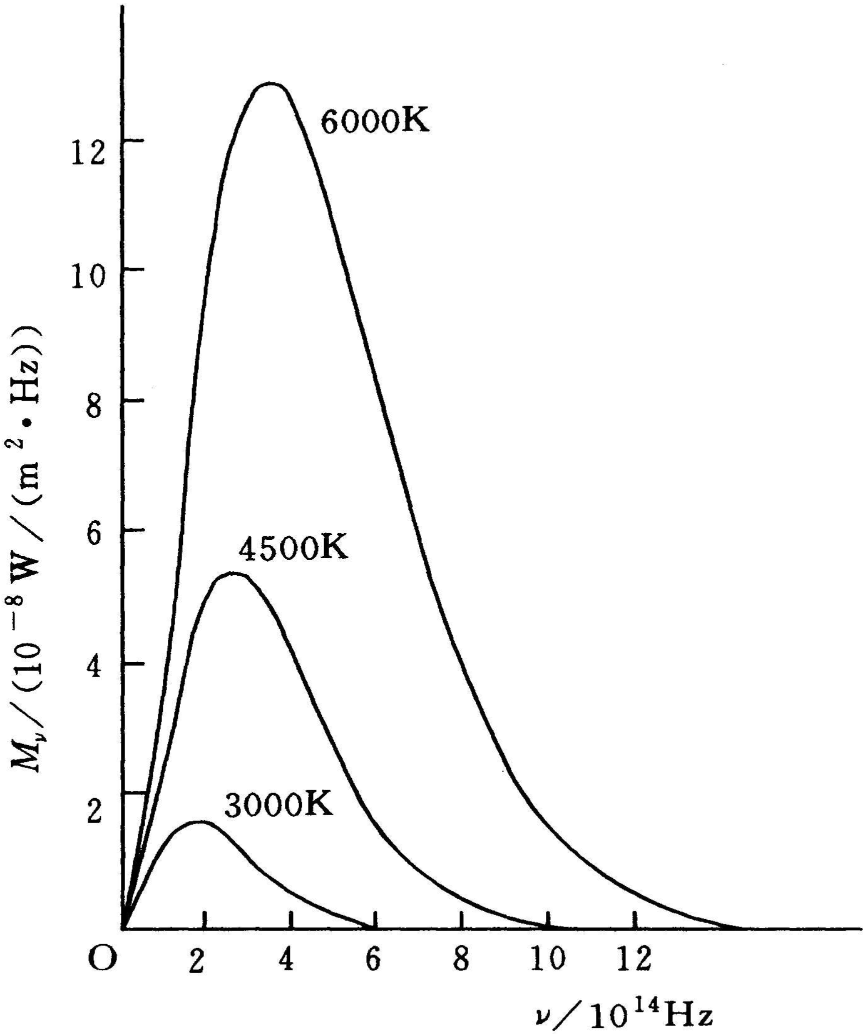


对黑体加热，会放出热辐射。

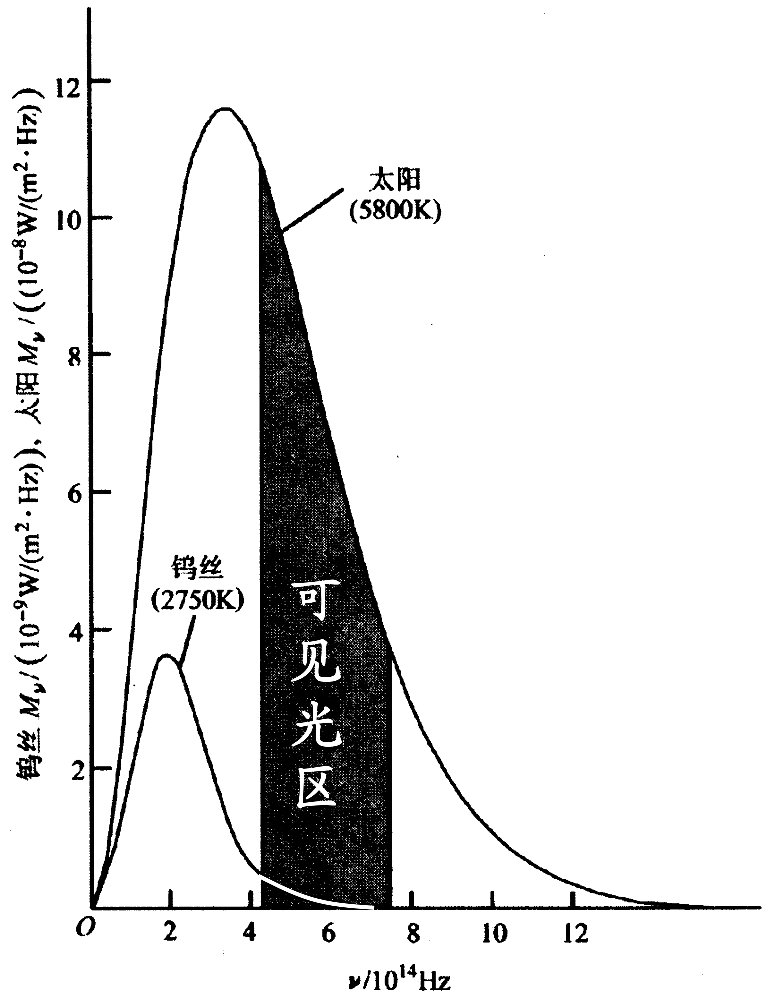
通过光栅可得到黑体辐射的频谱。

通过热电偶可得到黑体辐射的光谱辐出度。

2. 黑体辐射谱（实验规律）



不同温度下的黑体辐曲线



钨丝和太阳的热辐射曲线

曲线与横轴围的面积就是$M(T)$

3.黑体辐射定律

1）维恩位移定律

（Wien displacement law）

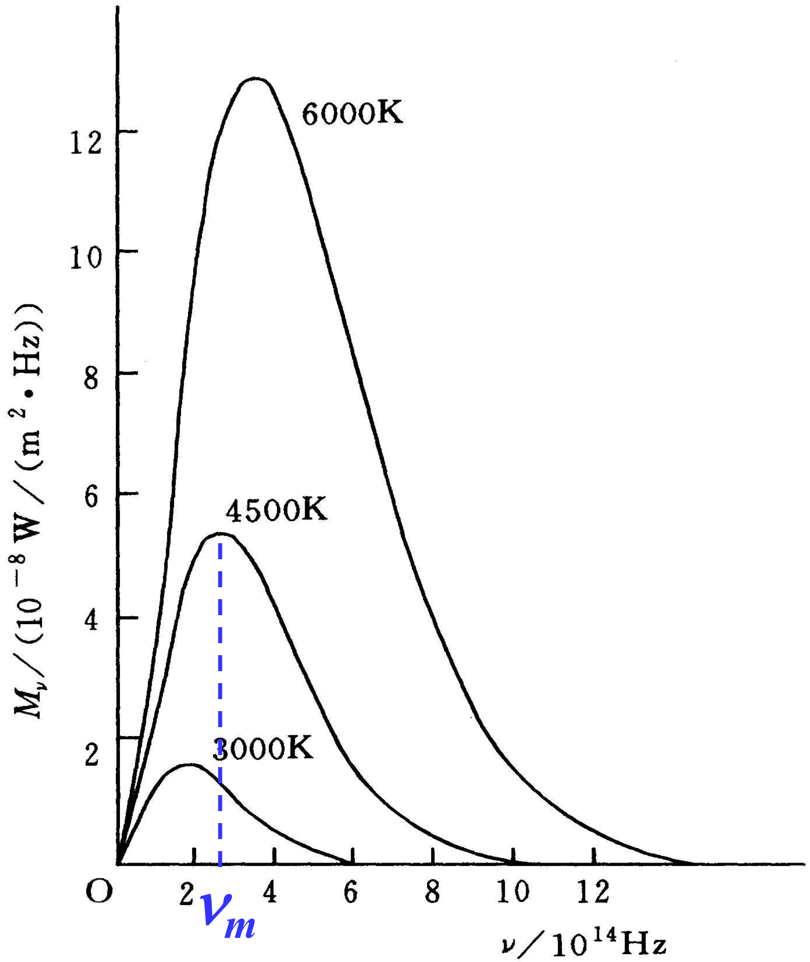
1893年由理论推导而得

$$\boxed{\nu_m = C_\nu T}$$

$$C_\nu = 5.880 \times 10^{10}\ \text{Hz/K}$$

或 $$\boxed{T\lambda_m = b}$$

$$b = 2.898 \times 10^{-3}\ \text{m} \cdot \text{K}$$



若视太阳为黑体，测得 $\lambda_m = 510\text{nm}$，定出：

$$T_{\text{表面}} = 5700\text{K}$$

2）斯特藩 — 玻耳兹曼定律

Stefan（德）Boltzman（奥）

$$\boxed{M(T) = \sigma T^4}$$

$$\sigma = 5.67\times10^{-8}\ \mathrm{w/m^2 \cdot K^4}$$

—— 斯特藩 — 玻耳兹曼常量

1879年斯特藩从实验上总结而得

1884年玻耳兹曼从理论上证明

斯特藩 — 玻耳兹曼定律和维恩位移定律是测量高温、遥感和红外追踪等的物理基础。

五. 经典物理学遇到的困难

如何从理论上找到符合实验的函数式?

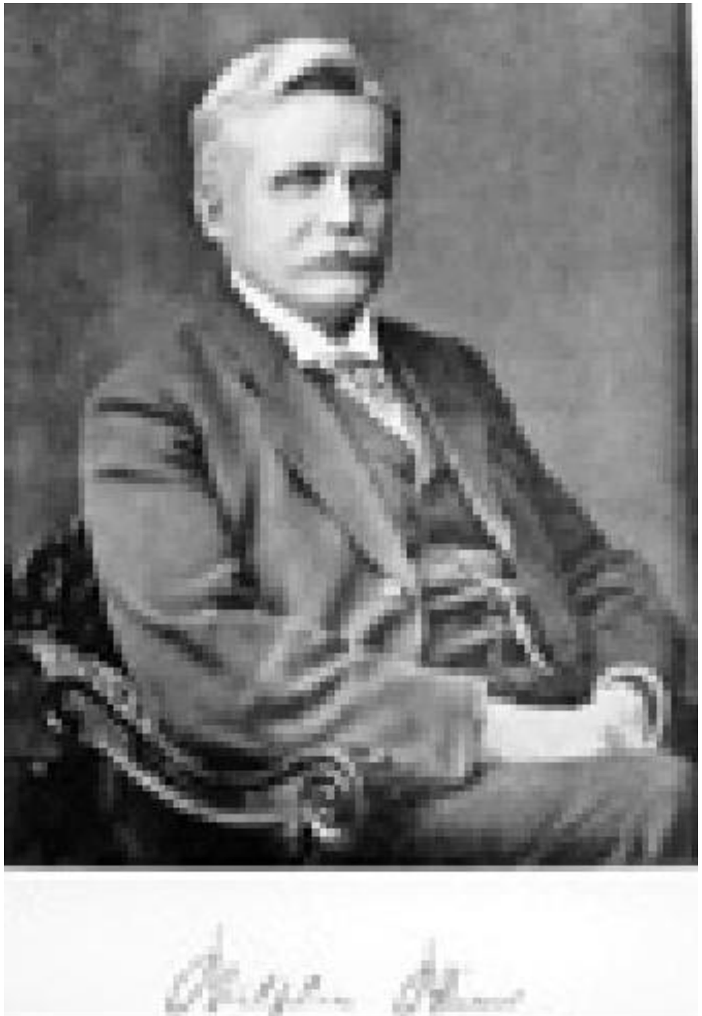
▲著名公式之一：维恩公式

$$M_\nu(T)=\alpha\nu^3 e^{-\beta\nu/T} \qquad \alpha,\ \beta\text{为常量}$$

1896年从热力学理论及实验数据的分析而得。

维恩公式在高频段与实验曲线符合得很好，

但在低频段明显偏离实验曲线。



1911年诺贝 尔物理学奖获得者 —— 维恩

- 德国人
- **Wilhelm Wien**
- **1864-1928**
- 热辐射定律的发现

▲著名公式之二：瑞利 —— 金斯公式

(Rayleigh)　(Jeans)

$$M_\nu(T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT$$

$$k = 1.380658 \times 10^{-23} J \cdot K^{-1}$$

1900年从经典电动力学和统计物理学理论（能量均分）推导而得。

该公式在低频段与实验曲线符合得很好。

$\nu \uparrow \rightarrow$ 单位频率间隔驻波数多 $\rightarrow$ 能量$\uparrow$

$\nu \rightarrow \infty$时，$M_\nu \rightarrow \infty$，“紫外灾难”！

瑞利—金斯公式的推导

平衡热辐射时，黑体内的辐射场看作真空中的自由电磁场（无电荷，无电流），选库仑规范

$$\nabla^2\vec{A}(\vec{r},t)-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}(\vec{r},t)}{\partial t^2}=0$$

矢量势满足横波条件$\nabla\cdot\vec{A}=0$, 电磁波有2个偏振方向。任一分量满足

$$\nabla^2\Psi(\vec{r})-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Psi(\vec{r})}{\partial t^2}=0$$

波动方程的平面波解为

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r},t)=\Phi_{\vec{k}}(t)e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

$$\boxed{\ddot{\Phi}_{\vec{k}}(t)+\omega^2\Phi_{\vec{k}}(t)=0}$$

波矢$\vec{k}$, 圆频率$\omega=ck=2\pi\nu$。对应于每一个$\vec{k}$模式，相当于一个简谐振子。

对于一个边长为 L 的立方体盒子，采用周期性边条件（根据Weyl-Courant定理，在一定条件下以下讨论的结论与盒子形状和边条件无关）

$$\Psi(x+L,y,z,t)=\Psi(x,y,z,t)$$
$$\Psi(x,y+L,z,t)=\Psi(x,y,z,t)$$
$$\Psi(x,y,z+L,t)=\Psi(x,y,z,t)$$

要求波矢满足

$$\vec{k}=\frac{2\pi}{L}(n_x,n_y,n_z)$$

$n_x,n_y,n_z=\pm1,\pm2,\ldots$ 或者

$$n_x^2+n_y^2+n_z^2=\left(\frac{Lk}{2\pi}\right)^2=\left(\frac{L}{c}\nu\right)^2$$

所以，频率在 $0-\nu$ 之间允许的状态数目为

$$N_\nu=\frac{4}{3}\pi\left(\frac{L}{c}\nu\right)^3\times2=\frac{8\pi L^3}{3c^3}\nu^3$$

2个偏振方向

频率在 $\nu-\nu+\mathrm{d}\nu$ 之间状态数目密度

$$\mathrm{d}n_\nu=\mathrm{d}N_\nu/L^3=\frac{8\pi}{c^3}\nu^2\mathrm{d}\nu$$

如果采用驻波条件，每个方向上满足

$$\frac{\lambda}{2}\times n = L$$

满足条件的波矢为

$$\vec{k} = \frac{\pi}{L}(n_x, n_y, n_z),\ n_x, n_y, n_z \text{ 为正整数}$$

$$k^2 = \left(\frac{2\pi\nu}{c}\right)^2 = \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$$

$$n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 = \left(\frac{2\nu L}{c}\right)^2$$

因此在 $0-\nu$ 的驻波数目为

$$N_\nu = \frac{1}{8}\times\frac{4}{3}\pi\left(\frac{2\nu L}{c}\right)^3 \times 2$$

电磁波是横波，两个偏振

结果与采用周期性边条件一致。

对于每一个允许的$\vec{k}$模式，对于一个简谐振动

$$\ddot{\Phi}_{\vec{k}}(t)+\omega^2\Phi_{\vec{k}}(t)=0$$

这个简谐振动的能量包含动能和势能两个平方项

根据经典统计物理的能量均分定理，每个平方项贡献平均能量为$\frac{1}{2}kT$，简谐振动的两个平方项的平均能量为kT，空腔内电磁场的能量密度为

$$w_\nu(T)\mathrm{d}\nu=\frac{8\pi}{c^3}\nu^2 kT\mathrm{d}\nu$$

光谱辐出度为

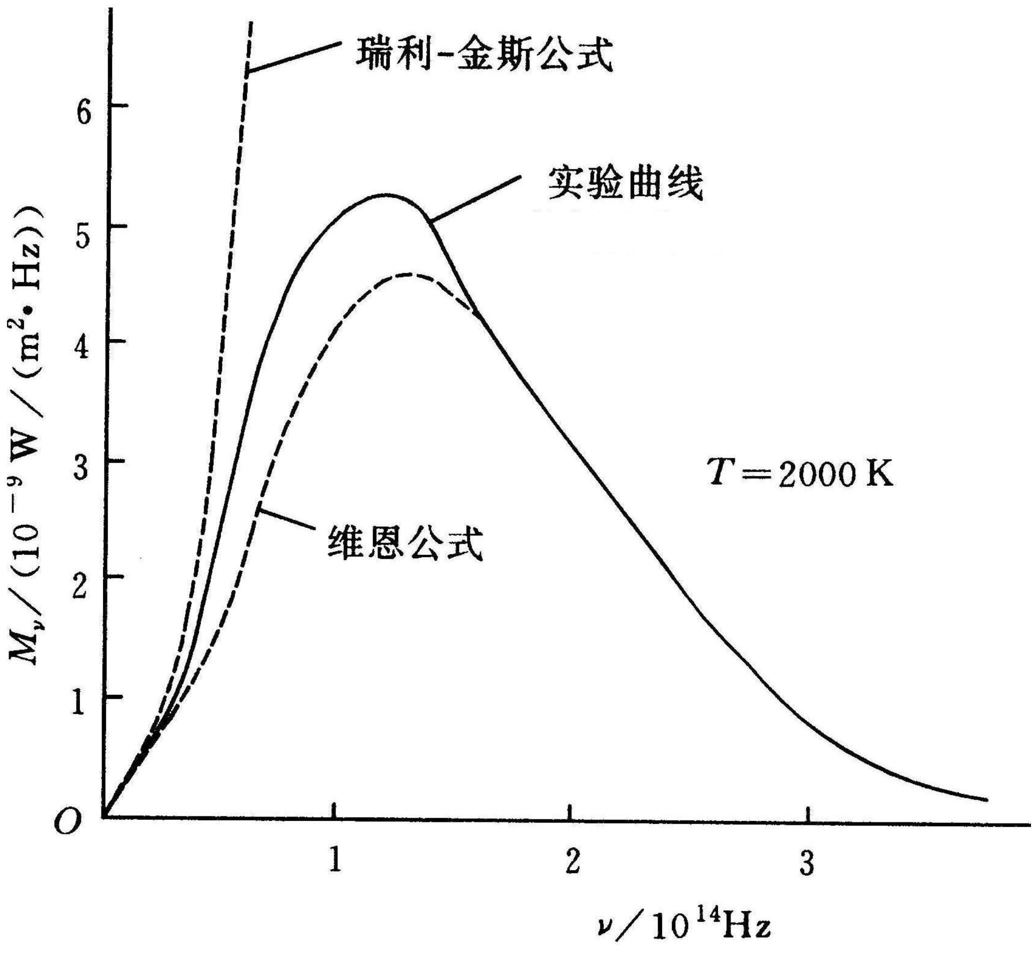
$$M_\nu(T)=\frac{c}{4}w_\nu(T)=\frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT$$

1904年诺贝尔物理学奖获得者

——瑞利

- 英国人
- **Lord Rayleigh**
- **1842-1919**
- 氩的发现

由经典理论导出的 $M_\nu(T) \sim \nu$ 公式都与实验曲线不完全符合！



这正所谓是

"物理学晴朗天空中的一朵乌云！"

六.普朗克的能量子假说和黑体辐射公式

1900.10.7实验物理学家鲁本斯（Rubens）给普朗克带来了热辐射理论与实验比较的信息。

当晚普朗克就用内差法搞出了一个公式:

$$M_\nu(T)=\frac{\alpha\nu^3}{e^{\beta\nu/T}}\xrightarrow[\text{可改写成}]{\nu\text{很大时}}\boxed{M_\nu(T)=\frac{\alpha\nu^3}{e^{\beta\nu/T}-1}}\ (\clubsuit)$$

维恩公式

$$\xrightarrow[\text{分母展开}]{\nu\text{很小时}}M_\nu(T)=\frac{\alpha\nu^3}{1+\frac{\beta\nu}{T}-1}=\frac{\alpha T\nu^2}{\beta}\overset{\text{令}}{=}\frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT$$

瑞利—金斯公式

$\rightarrow\dfrac{\alpha}{\beta}=\dfrac{2\pi k}{c^2}\rightarrow$ 可引入另一个常量代替α和β

在维恩公式的分母上加（-1），对ν很大时的维恩公式无影响，但由此却可在ν很小时，过渡到了瑞利 — 金斯公式。

∴ (♣)式就应该是热辐射的正确公式。

普朗克引入了常量h，并把(♣)式写成为：

$$\boxed{M_\nu(T)=\frac{2\pi h}{c^2}\cdot\frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT}-1}}$$

——普朗克公式

（Planck formula）

普朗克常量 $h=6.55\times10^{-34}\ \mathrm{J\cdot s}$ （1900）

鲁本斯把这“幸运地猜出来的内插公式”同新的实验结果比较，发现：

该公式在全波段与实验结果惊人地符合！

普朗克不满足内差公式的成功，他在给伍德的信中写到：“这属于物理方面的基本问题”“一定要不惜任何代价，找到一个理论根据”。

普朗克认为：辐射黑体中的分子原子可看作线性谐振子，振动时辐射能量或吸收能量。他设想：

(1)振子熵 $S = k \ln \Omega$，Ω 应有限→能量应分立。

(2)应该有 $\Delta E \propto \nu$，才能避免“紫外灾难”。

他提出交换能量的最小单位是“能量子” $\varepsilon = h\nu$

能量 $E = nh\nu$（n =1，2，3...）　$\Delta E = (\Delta n)h\nu$

普朗克由此从理论上导出了前面的辐射公式。

普朗克公式的推导

– 按前面的推导，腔体内的驻波数密度

$$n_\nu \mathrm{d}\nu = \frac{8\pi}{c^3}\nu^2 \mathrm{d}\nu$$

– 根据玻耳兹曼分布率，这些驻波数随能级的分布

$$\propto e^{-\varepsilon/kT}$$

按经典理论，$\varepsilon \propto A^2$（A是振幅），在 $0 \to +\infty$间连续分布，因此得到能量均分定理的结果 $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2}kT$

– 按照普朗克假设，

$$\varepsilon_n = nh\nu \qquad n = 0, 1, 2, \cdots$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n e^{-\varepsilon_n / kT}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\varepsilon_n / kT}} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu e^{-nh\nu / kT}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nh\nu / kT}} = \frac{h\nu}{e^{h\nu / kT} - 1}$$

- 由此得到普朗克公式

$$w_\nu(T)\mathrm{d}\nu = \frac{8\pi}{c^3}\nu^2 \frac{h\nu}{e^{h\nu / kT} - 1}\mathrm{d}\nu$$

$$M_\nu(T) = \frac{c}{4} w_\nu(T) = \frac{2\pi h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu / kT} - 1}$$

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

普朗克公式

积分 $\rightarrow M=\sigma T^4$

求导 $\rightarrow \nu_m = C_\nu T$

长波段 $\rightarrow M_\nu(T)=\dfrac{2\pi\nu^2}{c^2}kT$

短波段 $\rightarrow M_\nu(T)=\alpha\nu^3 e^{-\beta\nu/T}$

1921 叶企孙，W.Duane， H.H.Palmer 测得:

$$h=(6.556\pm 0.009)\times 10^{-34}\ \mathrm{J\cdot s}$$

1986推荐值: $h=6.6260755\times 10^{-34}\ \mathrm{J\cdot s}$

1998推荐值: $h=6.62606876\times 10^{-34}\ \mathrm{J\cdot s}$

一般取: $h\approx 6.63\times 10^{-34}\ \mathrm{J\cdot s}$

▲ 1900.12.14. Planck把“关于正常谱中能量分布的理论”的论交到了德国自然科学会，这一天后来被定为“量子论的诞生日”。

▲ 普朗克公式的得出，是理论和实验结合的典范。

1922年Planck写到：“没有Rubens的介入，辐射定律的形式，以至于量子理论的基础，也许会以别的形式出现，或者不会在德国发展。”

▲ 量子论是不附属于经典物理的全新的理论，它的发展在此后又经过了十几年的曲折和反复。

▲ 1918年Planck 60岁时获得了诺贝尔物理奖。

1918年诺贝尔物理学奖获得者——

普朗克（Max Karl Ernst Ludwig Planck）

德国人　1858 — 1947　发现能量子

附一：爱因斯坦关于辐射系统的熵的导出

辐射系统中单模振动的态密度：$\rho(\nu)=\frac{8\pi}{c^3}\nu^2$ ，

辐射本领： $r(\nu)=\frac{2\pi\nu^2}{c^3}k_B T,\qquad (\frac{\nu}{T}<<1);$

$r(\nu)=\frac{2\pi\nu^3}{c^3}e^{-\frac{h\nu}{k_B T}},\qquad (\frac{\nu}{T}>>1)$.

系统的熵可表述为 $S=V\int_0^\infty \Phi(r,\nu)d\nu$ ，

其中 $\Phi(r,\nu)$ 为待定的函数。

因为达到平衡态时系统的熵极大，能量确定，即有

$\delta\int_0^\infty \Phi(r,\nu)d\nu=0$ ，　　$\delta\int_0^\infty r d\nu=0$.

引入拉格朗日乘子λ，则有

$$\int_0^\infty \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} - \lambda\right) \delta r d\nu = 0 \ .$$

于是有：

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} - \lambda = 0 \ ,$$

从而 $\frac{\partial \Phi}{\partial r}$ 与ν无关。

那么

$$dS = V \int_0^\infty \frac{\partial \Phi}{\partial r} dr d\nu = V \frac{\partial \Phi}{\partial r} dE \ .$$

与 $dS = \frac{dE}{T}$ 比较，

则得

$$V \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{1}{T} \ .$$

由辐射本领的Wein公式 得

$$V\frac{\partial\Phi}{\partial r}=\frac{1}{T}=-\frac{k_B}{h\nu}\ln\left(\frac{c^3}{2\pi h\nu^3 V}r\right).$$

解之得:

$$\Phi(r,\nu)=-\frac{k_B r}{Vh\nu}\left[\ln\left(\frac{c^3}{2\pi h\nu^3 V}r\right)-\frac{2\pi h\nu^3 V}{c^3}\right].$$

由 $dS=V\frac{\partial\Phi}{\partial r}dE$ ，

则得: $\Delta S=\frac{k_B E}{h\nu}\ln\frac{V}{V_0}$.

辐射场的熵公式 A. Einstein, Ann. Phys. 17 （1905）132

设辐射腔内电磁场的能量密度为$w(\nu,T)$, 普朗克公式

$$w(\nu,T)=\frac{8\pi h}{c^3}\nu^3\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}$$

取高频近似（维恩公式）

$$w(\nu,T)=\alpha\nu^3e^{-\beta\nu/T},\alpha=\frac{8\pi h}{c^3},\beta=h/k$$

假设系统的熵为

$$S=V\int_0^\infty\phi(w,\nu)d\nu$$

熵极大、腔内能量确定要求$w\to w+\delta w$ 时

$$\delta\int_0^\infty\phi(w,\nu)d\nu=0,\qquad\delta\int_0^\infty wd\nu=0$$

设辐射腔内电磁场的能量密度为$w(\nu,T)$, 普朗克公式

$$\delta\int_0^\infty\left(\frac{\partial\phi(w,\nu)}{\partial w}-\lambda\right)\delta w\mathrm{d}\nu=0,$$

由于$\delta w(\nu,T)$是任意函数，所以 $\frac{\partial\phi(w,\nu)}{\partial w}=\lambda$ ，与ν无关。

如果温度升高dT，系统吸收热量

$$\mathrm{d}Q=\mathrm{d}E=V\int_0^\infty\mathrm{d}w\mathrm{d}\nu$$

熵改变

$$\mathrm{d}S=V\int_0^\infty\frac{\partial\phi(w,\nu)}{\partial w}\mathrm{d}w\mathrm{d}\nu=\frac{\partial\phi}{\partial w}\mathrm{d}Q$$

由热力学公式

$$T\mathrm{d}S=\mathrm{d}Q\rightarrow\frac{\partial\phi}{\partial w}=\frac{1}{T}$$

将维恩公式代入 $$\frac{1}{T}=-\frac{1}{\beta\nu}\ln\frac{w}{\alpha\nu^3}=\frac{\partial\phi}{\partial w}$$

$\nu\to\nu+\mathrm{d}\nu$ 频率区间的能量 $\mathrm{dE}=Vw\mathrm{d}\nu\to w=\frac{1}{V}\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}\nu}$，熵可以写作

$$\mathrm{d}S=\frac{\partial\phi}{\partial w}\mathrm{d}E=-\frac{1}{\beta\nu}\ln\frac{w}{\alpha\nu^3}\mathrm{d}E=-\frac{1}{\beta\nu}\ ln\frac{\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}\nu}}{V\alpha\nu^3}\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}\nu}\mathrm{d}\nu$$

等温膨胀 $V_0\to V$

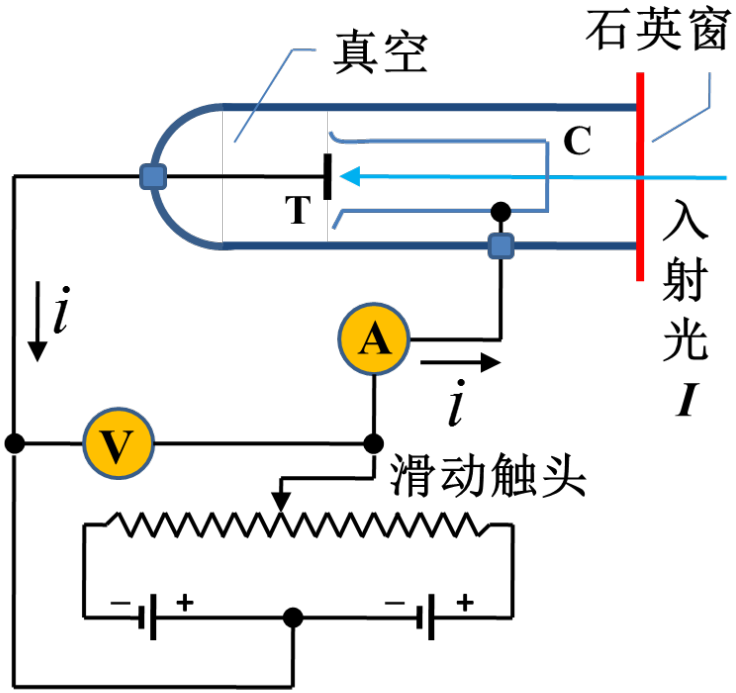
$$d(S-S_0)=\frac{\mathrm{d}E}{\beta\nu}\ln\frac{V}{V_0}=\frac{k\mathrm{d}E}{h\nu}\ln\frac{V}{V_0}$$

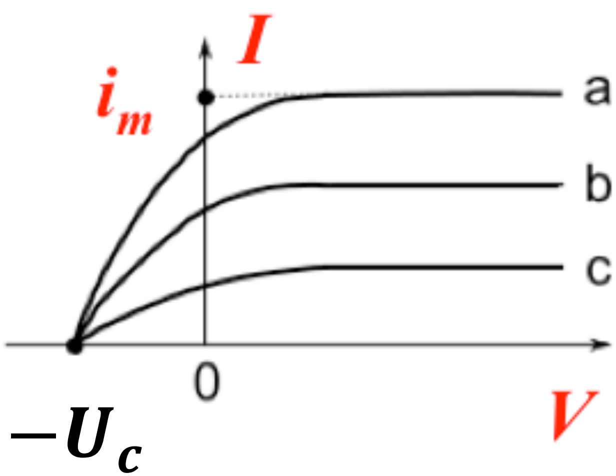
如果$\nu\to\nu+d\nu$ 频率区间的能量是由$N=nN_A$个颗粒组成，每个颗粒能量$h\nu$

$$\Delta S=nR\ln\frac{V}{V_0}$$

为什么在推导过程中使用维恩公式，而不是普朗克公式呢？按今天的理解，热辐射系统实际是由光子气体组成的系统，光子气体系统的粒子数是不守恒的，这与经典的理想气体系统是由差别的。但热运动很难使高能光子（高频电磁波）发生产生和湮灭过程，因此只有高频段与经典理想气体比较接近。

光电效应实验



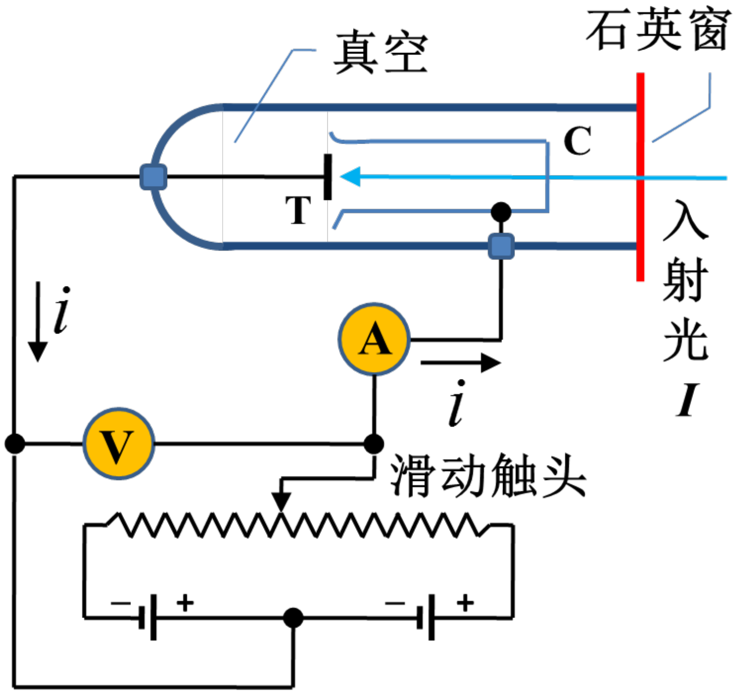


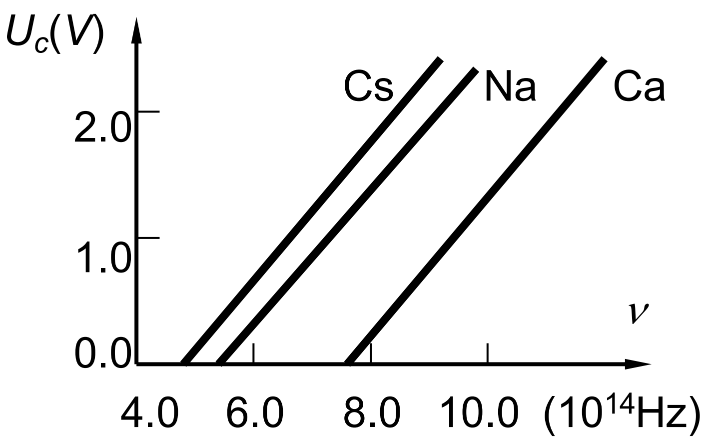
1. 实验规律（特点）：

① 光强 I 对饱和光电流 i_m 的影响：

在 ν 一定时，$i_m \propto I$ 。

光电效应实验





1. 实验规律（特点）：

② 频率的影响：

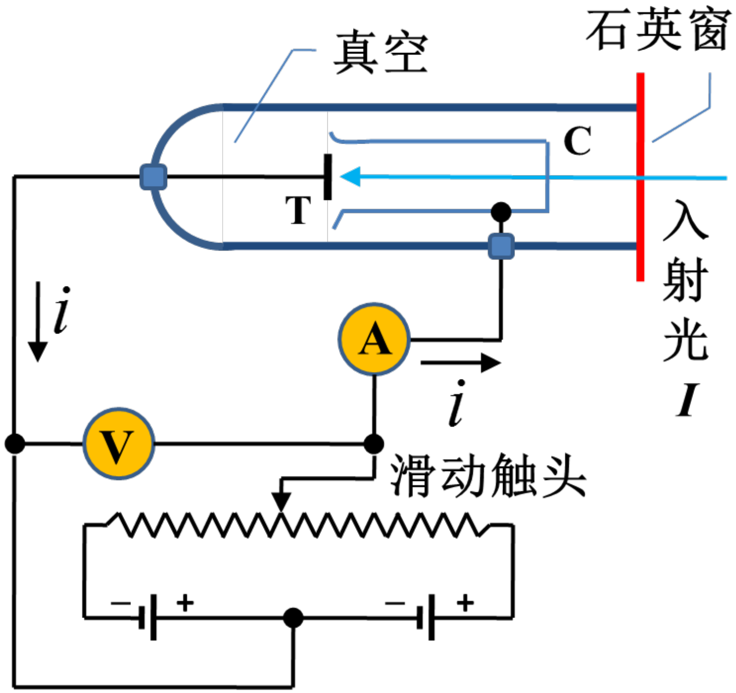
$$eU_c = eK\nu - eU_0$$

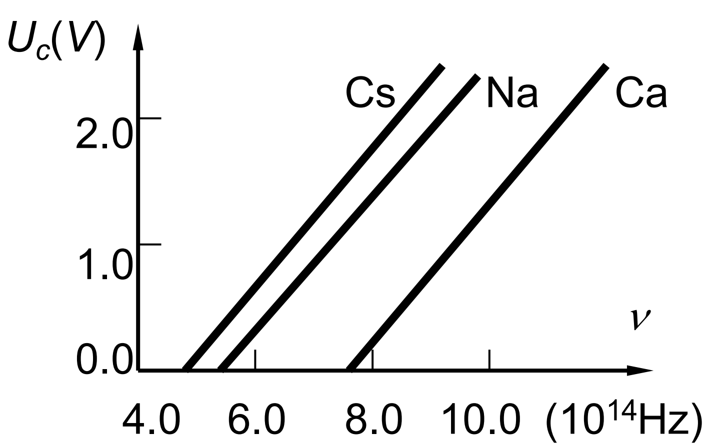
与光强 I 无关。

③ 红限频率

对给定金属，ν 高于一定值才会发生光电效应。

光电效应实验





1. 实验规律（特点）：

④ 转换时间极短<10^{-9}s 。

光子 (photon)

一.爱因斯坦的光子理论

当普朗克还在寻找他的能量子的经典理论的根源时，爱因斯坦却大大发展了能量子的概念。

爱因斯坦光量子假设（1905）：

▲ 电磁辐射由以光速c运动的局限于空间某一小范围的光的能量子单元（光子）所组成，

光子能量 $\varepsilon = h\nu$ （不是$nh\nu$）

▲ 光量子具有 "整体性"：

光的发射、传播、吸收都是量子化的。

一束光就是以速率 c 运动的一束光子流。

光强 $I = N \cdot h\nu$ N: 光子数流通量

二. 光子理论对光电效应的解释

一个光子将全部能量交给一个电子,

电子克服金属对它的束缚，从金属中逸出。

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

A: 逸出功

(eU_c) $(eK\nu)$ (eU_0)

▲ 光子打出光电子是瞬时发生的

▲ $I\uparrow \rightarrow N\uparrow$ → 单位时间打出光电子多 → $i_m\uparrow$

（ν一定）

▲ $h\nu > A$ 时才能产生光电效应， 当 $\nu < A/h$ 时，不发生光电效应，所以存在：

红限频率 $$\boxed{\nu_0 = \frac{A}{h}}$$

光量子假设解释了光电效应的全部实验规律！

但是光量子理论在当时并未被物理学界接受！

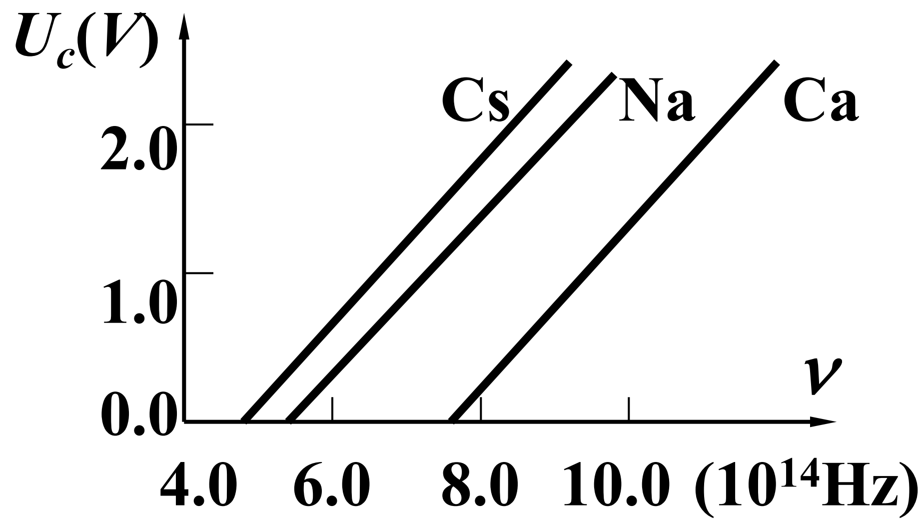
普朗克在推荐爱因斯坦为柏林科学院院士时说：

“···光量子假设可能是走得太远了。”

1916年密立根（R.A.Milikan）做了精确的光电效应实验，利用U_c—ν的直线斜率K，计算出$h = 6.56\times10^{-34}$J.s，这和当时用其他方法定出的h符合得很好。从而进一步证实了爱因斯坦的光子理论。

$$\left.\begin{aligned}\frac{1}{2}mv_m^2 &= h\nu - A\\ eU_c &= eK\nu - eU_0\end{aligned}\right\}$$

$$\longrightarrow h = eK$$



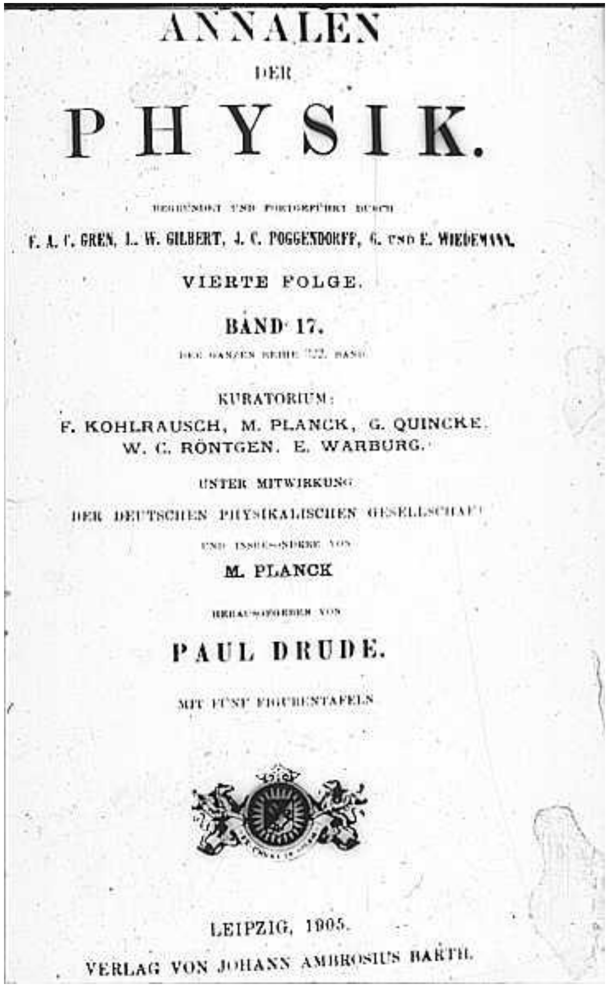
爱因斯坦1921年获得了诺贝尔物理奖。

1879 — 1955

爱因斯坦由于对光电效应的理论解释和对理论物理学的贡献， 获得1921年诺贝尔物理学奖

1868 — 1953

密立根由于研究基本电荷和光电效应，特别是通过著名的油滴实验，证明电荷有最小单位，获得1923年诺贝尔物理学奖


ANNALEN
DER
PHYSIK.

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. UND E. WIEDEMANN.

VIERTE FOLGE.

BAND 17.

KURATORIUM:
F. KOHLRAUSCH, M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

M. PLANCK

PAUL DRUDE.

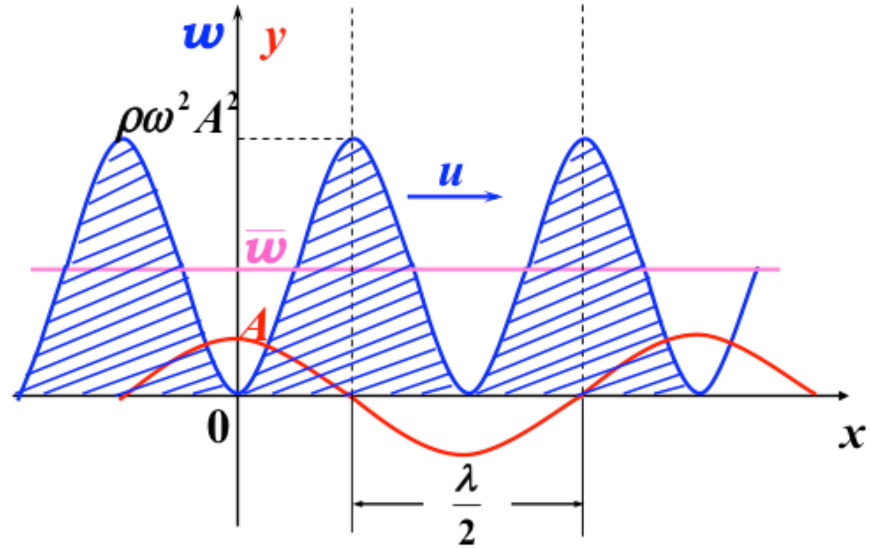
LEIPZIG, 1905.
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

普朗克是该杂志的主编，他对爱因斯坦的工作给予了高度的评价

在普朗克获博士学位五十周年纪念会上普朗克向爱因斯坦颁发普朗克奖章

经典物理观点

电磁波能量密度 w（类比于弹性波）$\propto A^2$



$\because$波的强度（光强）

$$I = \bar{w}u \sim A^2$$

$\therefore$电子要克服靶表面的束缚，需要增大振幅 A。

【例】求在离一个$P_{发射}$=1.5W光源 R=3.5m 处的钾箔需要多长时间的照射才能逐出电子。

关键点：假设光源向四周均匀、连续、平稳地发射，钾箔对光完全吸收，吸收过程是钾单个原子对光的吸收。已知钾的功函数为Φ=2.2eV

解：一方面，全吸收意味着 $P_{发射}=P_{吸收}$

另一方面，如果电子要被逐出，其获得的能量ΔE应该等于功函数Φ，因此

$$\Delta t=\frac{\Delta E}{P_{吸收}}=\frac{\Phi}{P_{吸收}}$$

与光强 I 和单个钾原子截面积 A 的关系

$$\Delta t=\frac{\Delta E}{P_{吸收}}=\frac{\Phi}{P_{吸收}}=\frac{\Phi}{P_{发射}}=\frac{\Phi}{IA}=\frac{\Phi}{I(\pi r^2)}$$

利用球面波假设，光强

$$I=\frac{P_{发射}}{4\pi R^2}$$

典型原子半径

$r=5.0\times10^{-31}m$

于是

$$\Delta t=\frac{4\pi R^2\Phi}{P_{发射}A}=\frac{(4\pi)(3.5\mathrm{m})^2(3.5\times10^{-19}\mathrm{J})}{(1.5\mathrm{W})\pi(5.0\times10^{-11}\mathrm{m})^2}$$

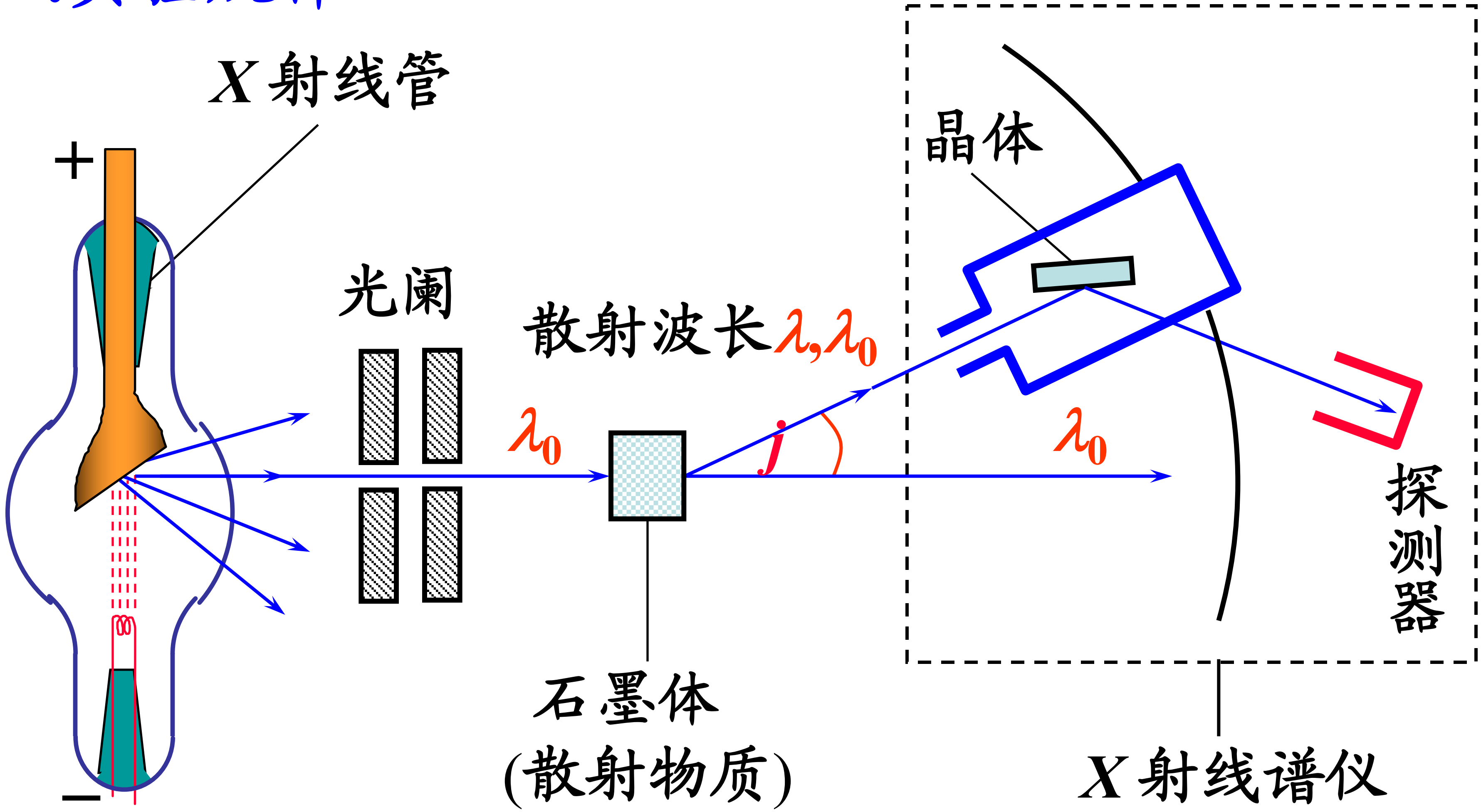
$$=4580s\approx1.3h$$

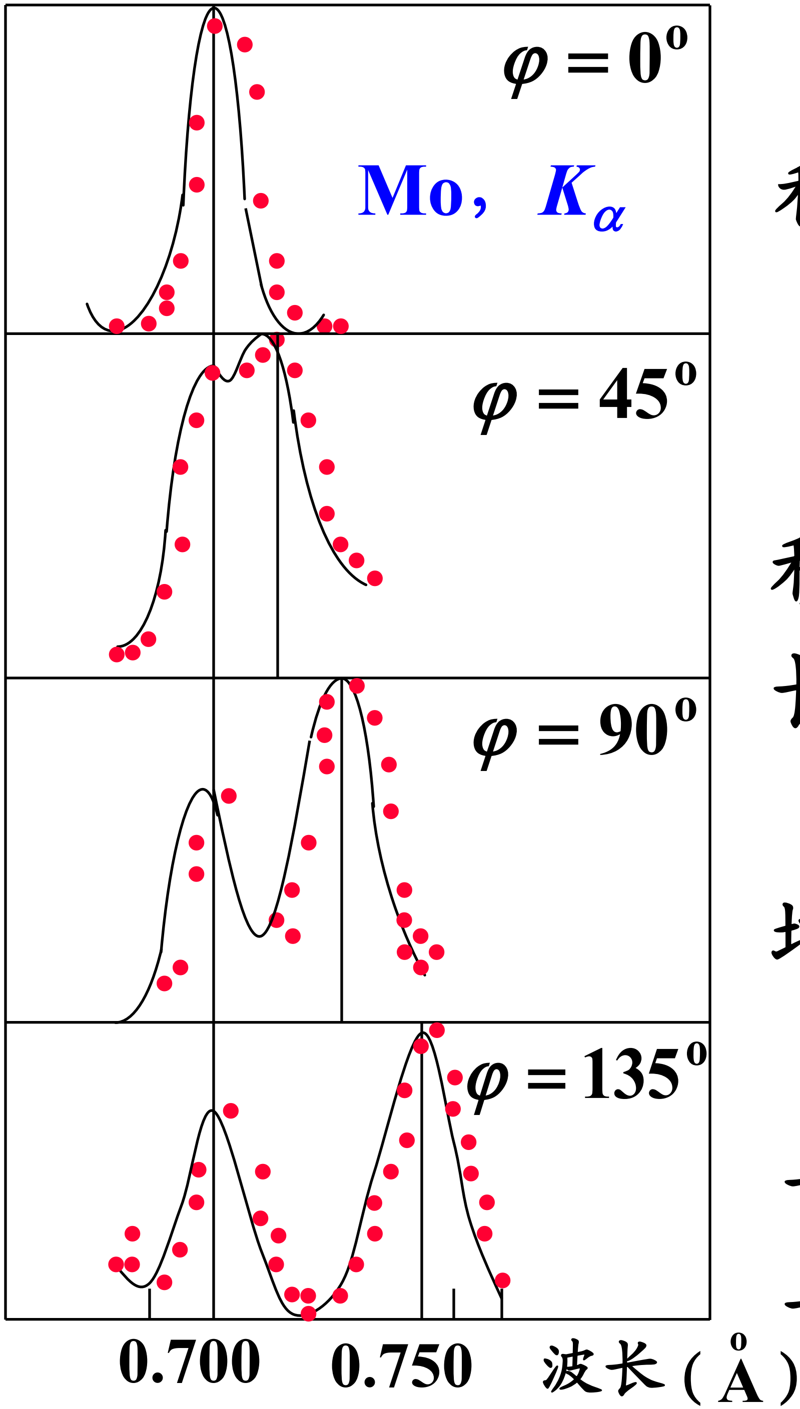
经典物理告诉我们逐出一个电子要等1个多小时，但是实际上是小于 10^{-9} 秒。

康普顿效应（Compton effect）

1922–23年康普顿研究了X射线在石墨上的散射

一.实验规律





散射出现了$\lambda \neq \lambda_0$的现象，称为**康普顿散射**。

散射曲线的三个特点：

1. 除原波长λ_0外，出现了移向长波方面的新的散射波长λ。

2. 新波长λ随散射角φ的增大而增大。

3. 当散射角增大时，原波长的谱线强度降低，而新波长的谱线强度升高。

实验表明：新散射波长λ>入射波长λ_0，波长的偏移$\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0$只与散射角$\varphi$有关，和散射物质无关。实验规律是：

$$\boxed{\Delta\lambda=\lambda_c(1-\cos\varphi)=2\lambda_c\sin^2\frac{\varphi}{2}}$$

$\lambda_c=0.0241\text{Å}=2.41\times10^{-3}\text{nm}$（实验值）

λ_c称为电子的康普顿波长

只有当入射波长λ_0与λ_c可比拟时，康普顿效应才显著。因此要用X射线才能观察到。

二.康普顿效应的理论解释

经典电磁理论难解释为什么有$\lambda \neq \lambda_0$的散射，

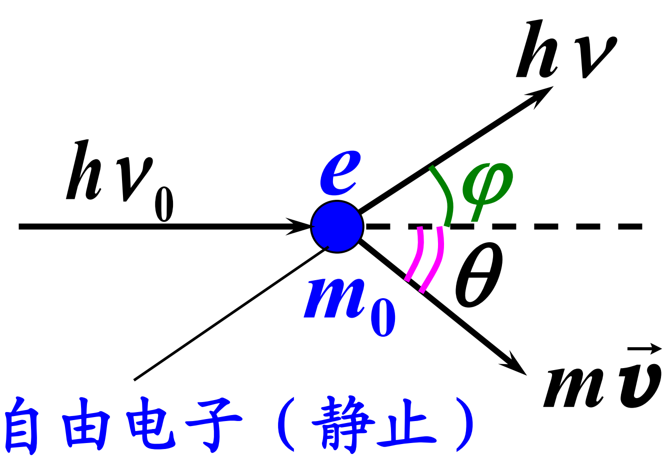
康普顿用光子理论做了成功的解释:

▲ X射线光子与"静止"的"自由电子"弹性碰撞

（波长1Å的X射线，其光子能量$\varepsilon \sim 10^4$ eV，

外层电子束缚能~ eV，室温下 kT~10^{-2}eV，）

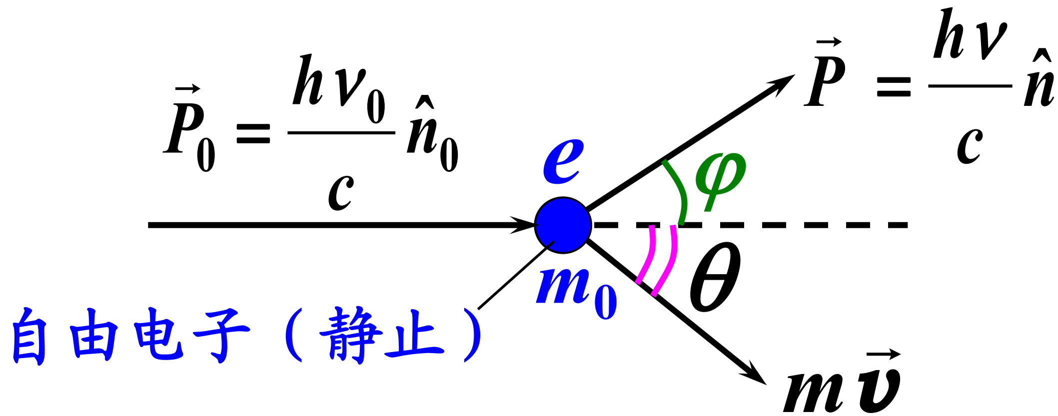
▲ 碰撞过程中能量与动量守恒



碰撞⇒光子把部分能量

传给电子 ⇒光子的能量↓

⇒散射X射线频率↓ 波长↑



利用能量、动量守恒条件，得到:

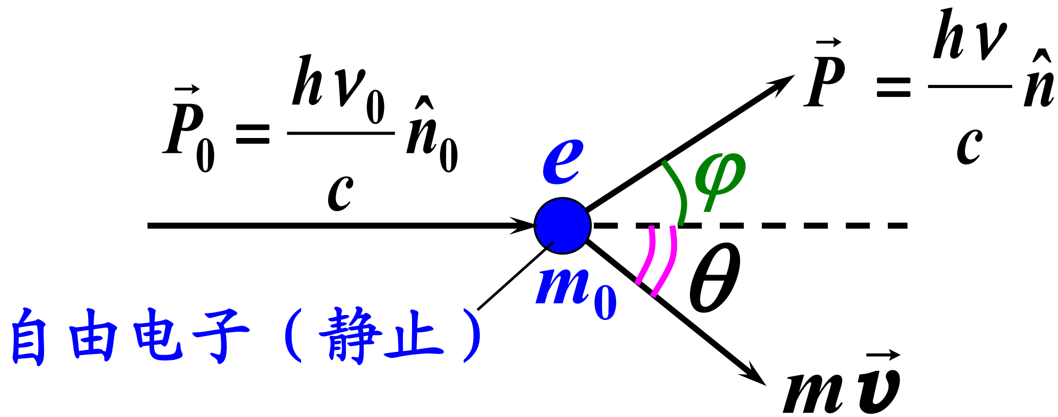
$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{c}{\nu} - \frac{c}{\nu_0} = \frac{h}{m_0 c}(1-\cos\varphi) = \lambda_c(1-\cos\varphi)$$

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = \frac{6.63\times10^{-34}}{9.1\times10^{-31}\times3\times10^{8}}(\mathrm{m}) = 2.43\times10^{-3}\mathrm{nm}$$

（理论值）

$= 2.41\times10^{-3}\mathrm{nm}$（实验值）

理论推导:



$$
\begin{cases}
\text{能量守恒:} \quad h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2 \\
\text{动量守恒:} \quad \dfrac{h\nu_0}{c}\hat{n}_0 = \dfrac{h\nu}{c}\hat{n} + m\vec{\upsilon} \\
\text{反冲电子质量:} \quad m = m_0 / \sqrt{1-\upsilon^2/c^2}
\end{cases}
$$

解得: $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \dfrac{c}{\nu} - \dfrac{c}{\nu_0} = \dfrac{h}{m_0c}(1-\cos\varphi) = \lambda_c(1-\cos\varphi)$

为什么康普顿散射中还有原波长λ_0呢?

这是因为光子还可与石墨中被原子核束缚得很紧的电子发生碰撞。

内层电子束缚能10^3~10^4eV，不能视为自由，而应视为与原子是一个整体。所以这相当于光子和整个原子碰撞。$\because\ m_{原子} >> m_{光子}$

$\therefore$ 在弹性碰撞中，入射光子几乎不损失能量，即散射光子波长不变，散射线中还有与原波长相同的射线。

三. 讨论几个问题

1. 为什么康普顿效应中的电子不能像光电效应那样吸收光子而是散射光子?

因为自由电子若吸收光子，就无法同时满足能量守恒和动量守恒。

$\boxed{\text{自由电子吸收光子}}$

$$\left.\begin{array}{l} h\nu_0 + m_0c^2 = mc^2 \\ \dfrac{h\nu_0}{c}\hat{n}_0 = m\upsilon\hat{n}_0 \\ m = m_0/\sqrt{1-\upsilon^2/c^2} \end{array}\right\} 1-\frac{\upsilon}{c} = \sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}} \rightarrow \upsilon = c$$

违反相对论!

$\therefore$ 自由电子不可能吸收光子，只能散射光子。

2. 为什么在光电效应中不考虑动量守恒?

在光电效应中，入射的是可见光和紫外线，光子能量低，电子与整个原子的联系不能忽略，原子也要参与动量交换，光子－电子系统动量不守恒。又因原子质量较大，能量交换可忽略，∴光子－电子系统能量仍可认为是守恒的。

3. 为什么可见光观察不到康普顿效应?

因可见光光子能量不够大，原子内的电子不能视为自由，所以可见光不能产生康普顿效应。

四. 康普顿散射实验的意义

▲ 支持了"光量子"概念，进一步证实了

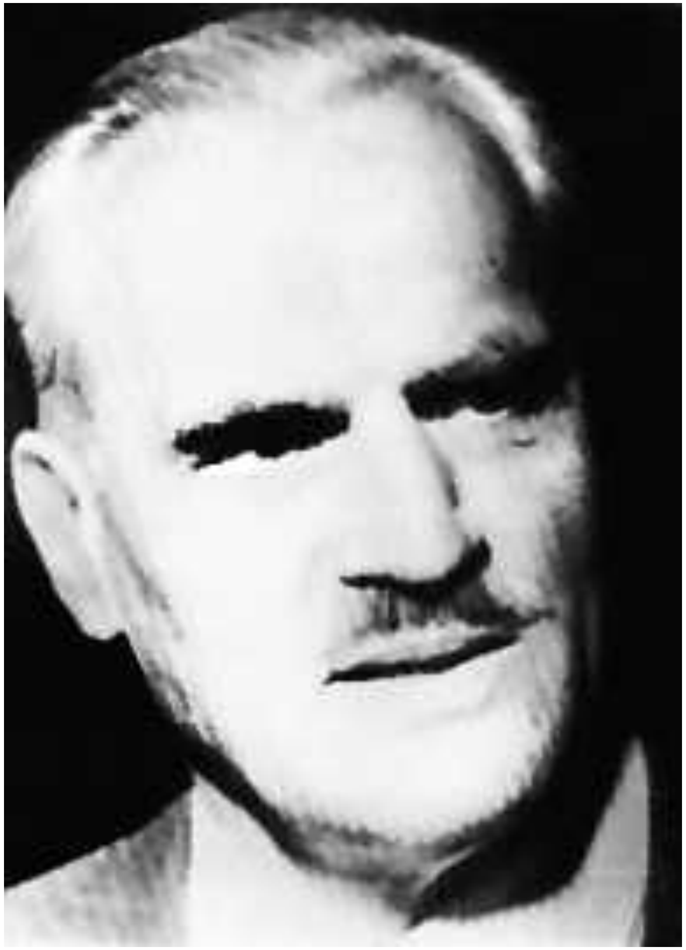
$$\varepsilon = h\nu$$

▲ 首次实验证实了爱因斯坦提出的"光量子具有动量"的假设

$$p = \varepsilon / c = h\nu / c = h / \lambda$$

▲ 证实了在微观领域的单个碰撞事件中，动量和能量守恒定律仍然是成立的。

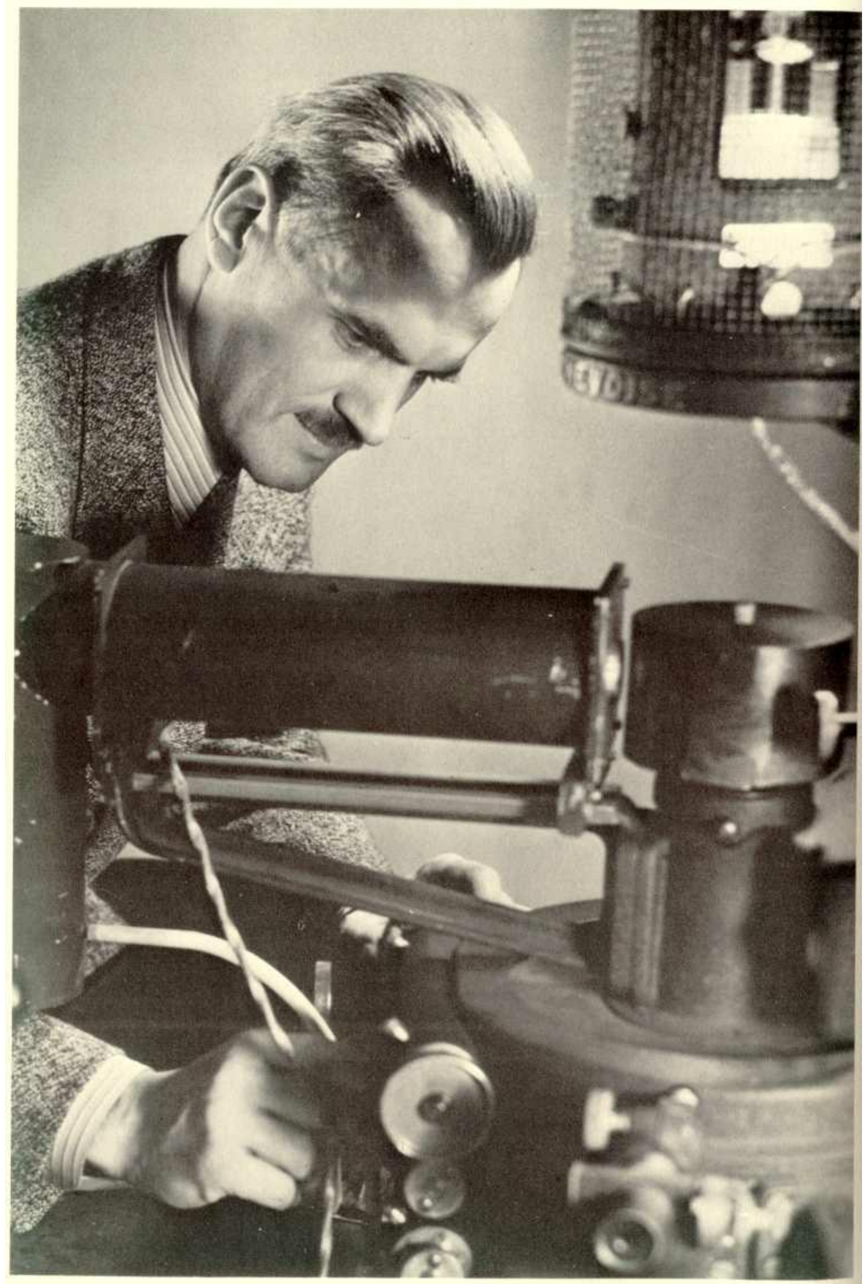
康普顿获得1927年诺贝尔物理学奖。



康普顿

（A. H.Compton)

美国人(1892-1962）



Stephen Deutch photo / Courtesy of AIP Niels Bohr Library

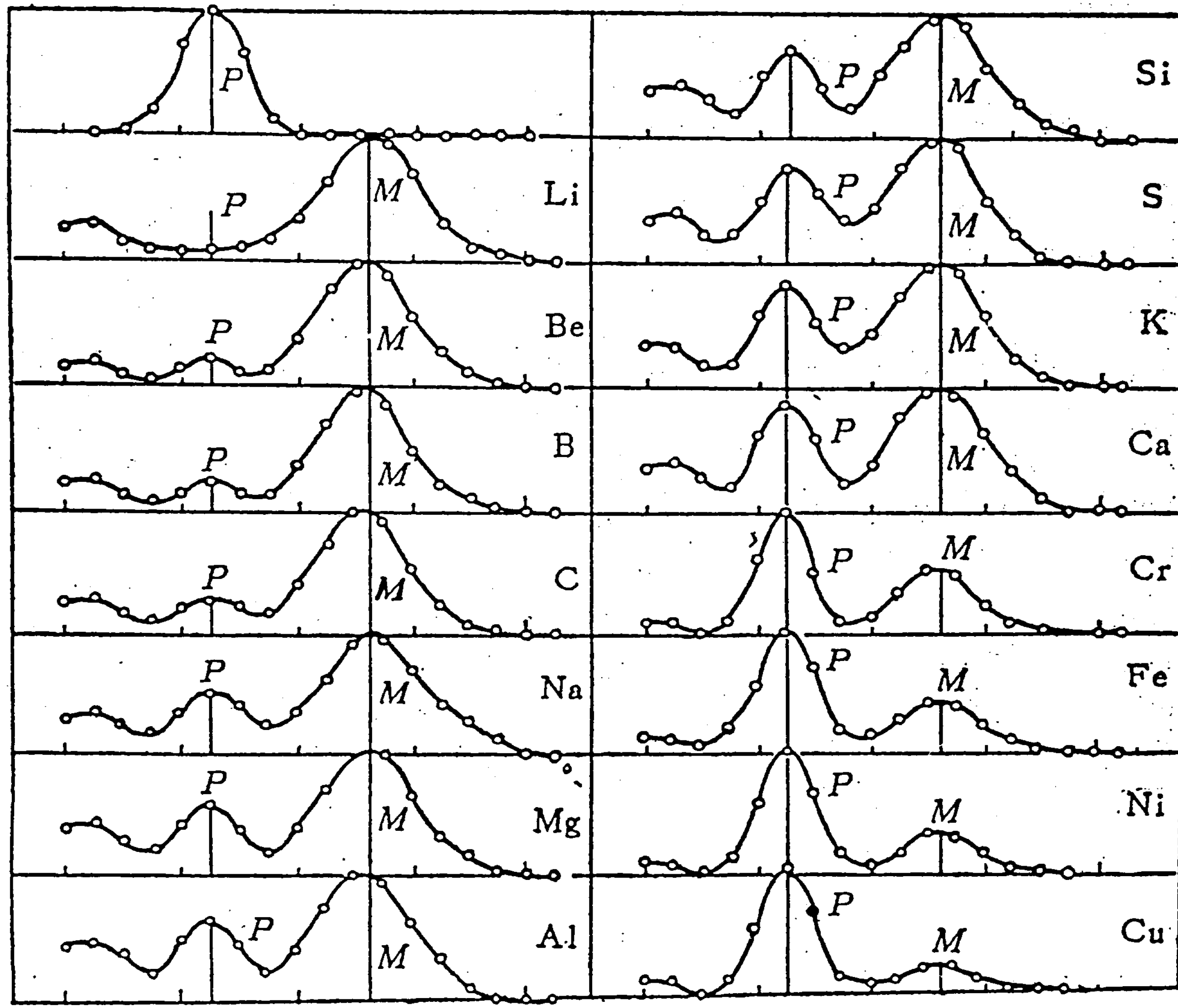
五. 吴有训对研究康普顿效应研究的贡献

1923年参加了发现康普顿效应的研究工作，

1925–26年，吴有训用银的*X*射线（λ_0 =5.62nm）为入射线，以15种轻重不同的元素为散射物质，在同一散射角（φ=120°）测量各种波长的散射光强度，作了大量 *X* 射线散射实验。

对证实康普顿效应作出了重要贡献。

吴有训的康普顿效应散射实验曲线



散射角 $\varphi = 120^0$

曲线表明:1. $\Delta\lambda$与散射物质无关,仅与散射角有关。

2.轻元素 $I_\lambda > I_{\lambda_0}$，重元素 $I_\lambda < I_{\lambda_0}$。

吴有训工作的意义:

▲ 证实了康普顿效应的普遍性

▲ 证实了两种散射线的产生机制:

λ － 外层电子（自由电子）散射

λ_0 －内层电子（整个原子）)散射

在康普顿的一本著作

"X-Rays in theory and experiment"(1935)中，

有19处引用了吴有训的工作。

书中两图并列作为康普顿效应的证据。

五十年代的吴有训

吴有训（1897—1977）

物理学家、教育家

中国科学院副院长

1928年被叶企孙聘为

清华大学物理系教授

曾任清华大学物理系

主任、理学院院长

对证实康普顿效应作

出了重要贡献

光的二象性（dualism）

波动性特征：ν、λ、E_0（振幅）

粒子性特征：ε、m、p

$$\left.\begin{cases} \varepsilon = h\nu \\ m = \dfrac{h\nu}{c^2} \\ p = \dfrac{h\nu}{c} = \dfrac{h}{\lambda} \end{cases}\right\}$$ 二者的联系

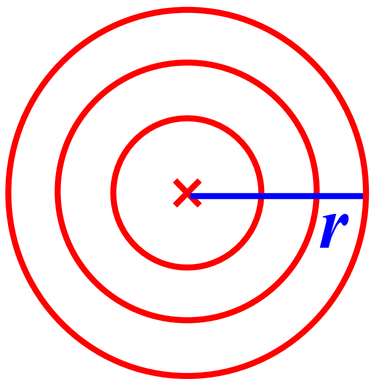
波长大或障碍物小→波动性突出

波长小或障碍物大→粒子性突出

光作为电磁波是弥散在空间而连续的
光作为粒子在空间中是集中而分立的
} 统一于**概率波**理论

光子在某处出现的概率由光在该处的强度决定，

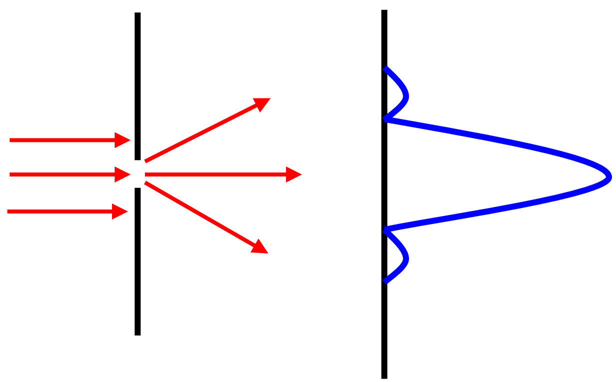
光子是分立的，光强分布可以是连续的。



点光源

$$I \propto \frac{1}{r^2}$$

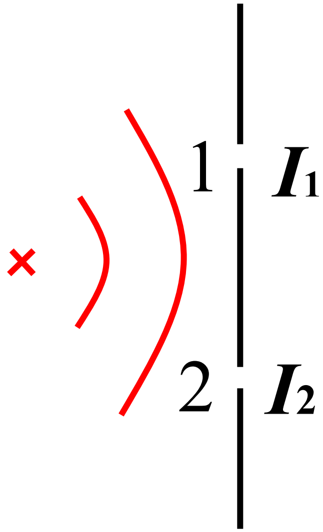
光子各向辐射等概率



单缝衍射

I大，光子出现概率大；

I小，光子出现概率小。



双缝实验

波面被分割，不表示光子被割，

光子通过 1缝的概率正比于I_1，

光子通过2缝的概率正 比于I_2 。

光子在某处出现的概率和该处光振幅的平方成正比。