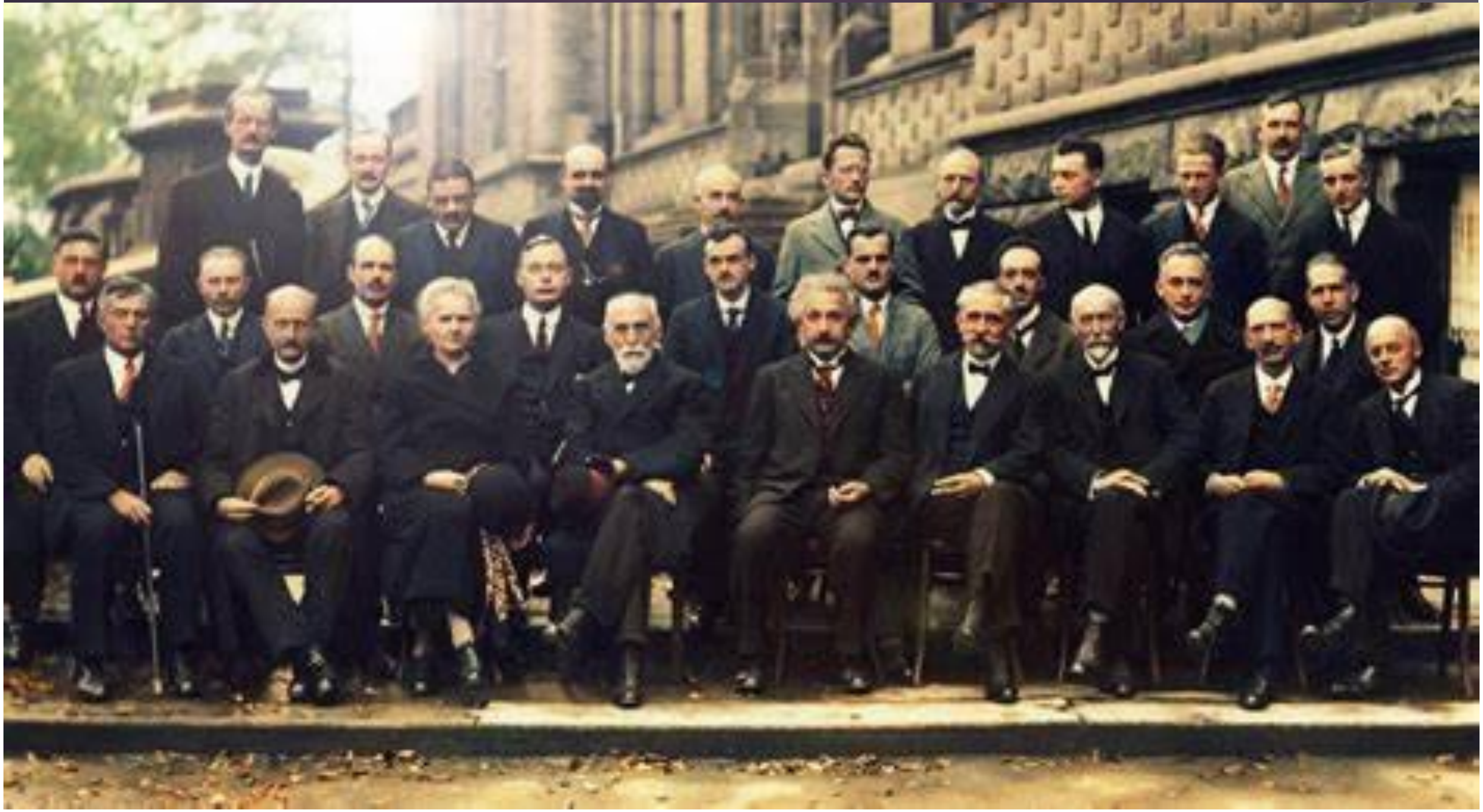
量子物理



19世纪末的物理学

从伽利略开始，物理学发展到19世纪末，经典力学、电磁学、光学、热力学被麦克斯韦形成统一的理论——于是，19世纪末的许多物理学家认为，当时的他们几乎已经知晓了物理学全部知识，包括物质与能量的相互作用，物体运动的规律等等，至少在理论上，他们几乎可以解释全部的物理现象，除了两个与光学相关的现象——“两朵乌云”。

迈克耳孙-莫雷实验

黑体辐射理论

两朵乌云：

在1900年4月27日，开尔文在英国皇家研究所做了一篇名为《在热和光动力理论上空的十九世纪乌云》的发言，演讲中开尔文称：“动力学理论认为热和光都是运动的方式，现在这一理论的优美和明晰，正被两朵乌云笼罩着。”

开尔文所言的两朵乌云分别是指迈克尔逊-莫雷实验中对光速测量的实验结果和黑体辐射理论对光的能量解释中出现的问题。开尔文相信这两个问题会被最终扫清，并针对这两个问题提出了自己的解决方案。但他很有可能没有想到的是，这两朵乌云给物理学带来的是一场突如其来的风暴，这场风暴颠覆了旧理论体系的框架，分别导致了二十世纪物理学的两大理论体系：相对论和量子力学的诞生。

量子力学的诞生

三个实验	三个飞跃
（1）黑体辐射	（1）普朗克量子假说
（2）光电效应	（2）德布罗意物质波假设
（3）原子光谱	（3）薛定谔方程与玻恩概率波解释

A、旧量子论的形成（冲破经典→量子假说）

1900年	普朗克	42	能量子	原子及量子概念
1905年	爱因斯坦	26	光量子假说	
1910年	卢瑟福	39	原子有核模型	（早期量子论）
1913年	波尔	28	氢原子光谱规律	

B、量子力学的建立（崭新概念）

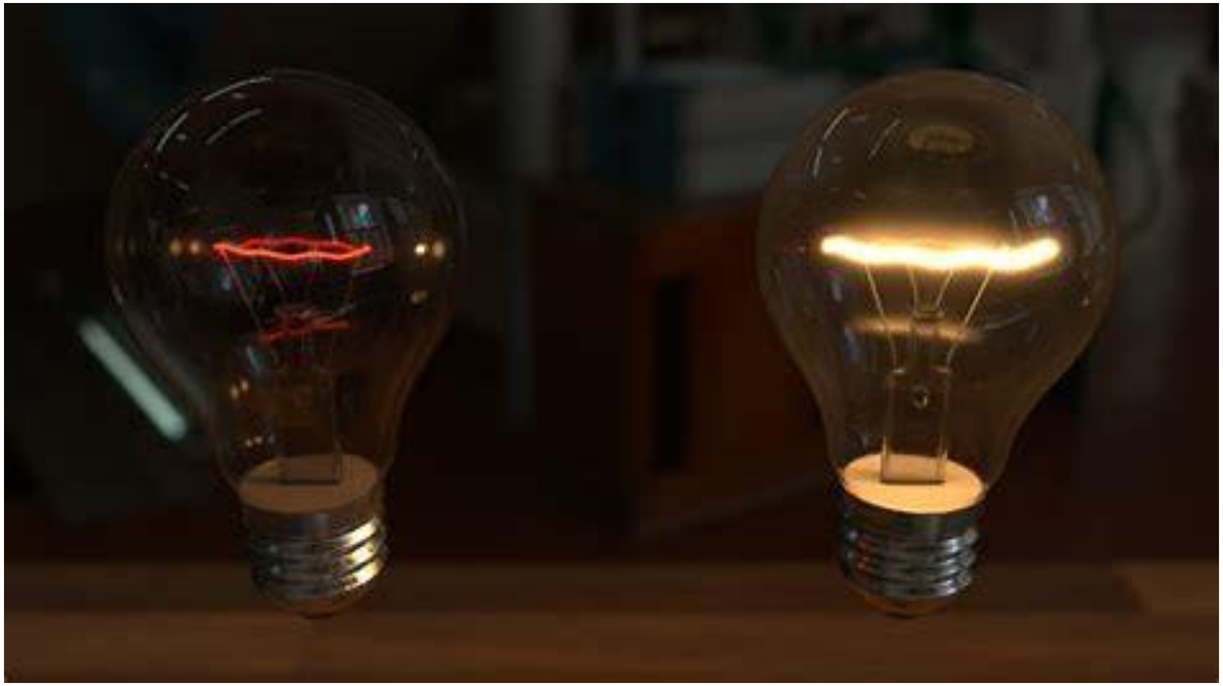
1924年	德布罗意	32	物质波，波粒二象性	
1925年	海森伯	24	矩阵力学	
1926年	薛定谔	34	波动力学	
			量子力学理论	量子力学理论
1927年	海森伯		测不准关系	
	波恩	45	波函数的统计诠释	
	狄拉克	26	相对论量子力学	

C、量子力学的进一步发展（应用、发展）

§1 黑体辐射 普朗克量子化假设

灯泡（白炽灯）为什么会发光?

19世纪中期，人们开始利用给电阻丝通电的方式将电阻丝加热到一定温度后让电阻丝（当时一般用钨丝）发光，从而形成照明光源。



热辐射：

物体发出的各种电磁波的能量按**频率**（波长）的分布随**温度**而不同的电磁辐射现象。

温度：分子平均动能

温度是用于衡量分子平均动能的物理量。在通常的热力学定义中，分子平均动能与温度之间的关系为：

$$\mathrm{E}_k = \frac{1}{2} m \left\langle v^2 \right\rangle = \frac{3}{2} kT$$

其中 $k = 1.380649 \times 10^{-23}\ \mathrm{J \cdot K^{-1}}$ 为**玻尔兹曼常数**

灯泡为什么会发光？

当给白炽灯中的钨丝两端通电后，受到电场的激发，钨丝中的一些电子将在原子核附近快速地振动起来。电子振动的加快代表着电子平均动能，即温度的增加。而电子的运动亦代表着电场的变化，电场的变化代表着电磁波的产生与传播——即电磁辐射。因此，当物质处于热平衡状态时，可以用一个温度来描述物质的状态，而物体所辐射出的电磁波特性，仅仅与这个温度相关。

对热辐射的初步认识

1. 任何物体任何温度($T \neq 0$)均存在热辐射
2. 热辐射谱是连续谱
3. 热辐射谱与温度有关

20瓦的白炽灯 **200瓦的白炽灯**

昏黄色 **特别亮 刺眼**

（1）单色辐出度 单位时间内从物体单位表面积发出的频率在ν附近单位频率区间内的电磁波的能量.

$M_\nu(T)$ 单位： $\mathrm{W\cdot m^{-2}\cdot Hz^{-1}}$

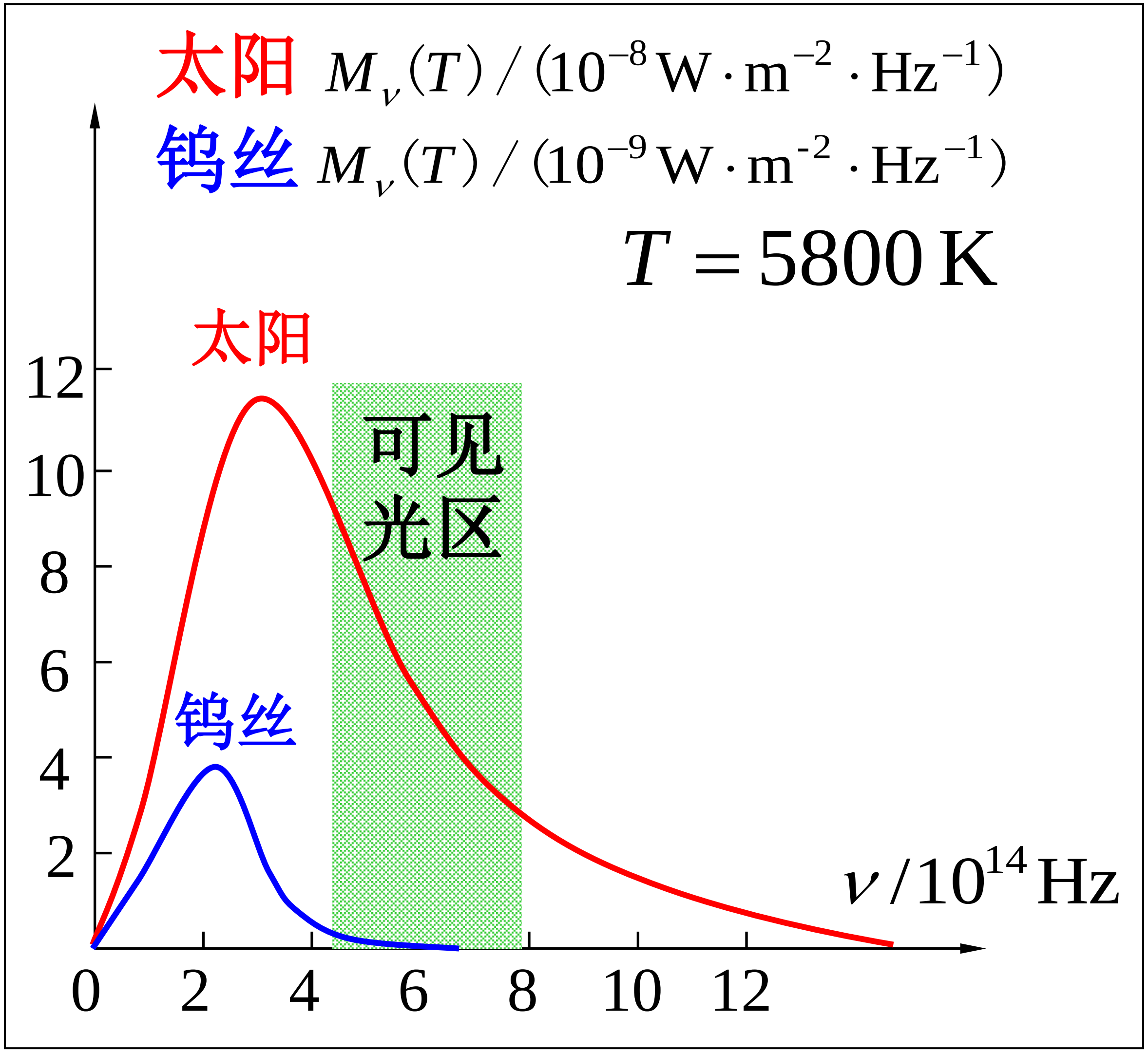
$M_\lambda(T)$ 单位： $\mathrm{W\cdot m^{-3}}$

（2）辐出度 单位时间，单位面积上所辐射出的各种频率（或各种波长）的电磁波的能量总和.

$$M(T)=\int_0^\infty M_\nu(T)\mathrm{d}\nu \qquad M(T)=\int_0^\infty M_\lambda(T)\mathrm{d}\lambda$$

$$M_\nu(T)=\frac{\mathrm{d}M(T)}{\mathrm{d}\nu} \qquad M_\lambda(T)=\frac{\mathrm{d}M(T)}{\mathrm{d}\lambda}$$

钨丝和太阳的单色辐出度曲线



黑体（black body）

黑体：在任何温度，能吸收一切外来的电磁辐射

注意：1）黑体是理想化的模型，实际中的物体的吸收比总是小于1

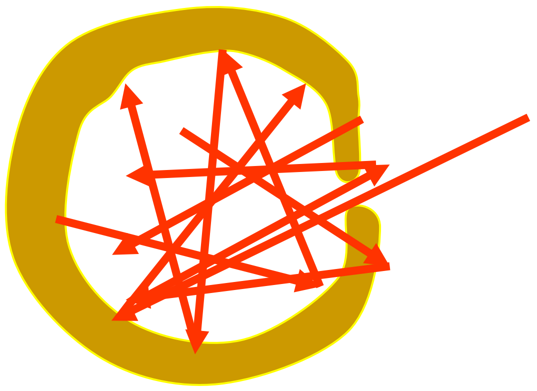
$$\alpha(\lambda, T)=\frac{\text{吸收的电磁波能量}}{\text{入射的电磁波能量}}$$

抛光的铜镜表面：$\alpha = 0.02$

一般金属表面：$\alpha = 0.6-0.8$

煤烟：$\alpha = 0.95-0.98$

2）一个开有小孔的内表面粗糙的空腔可近似看成理想的黑体。

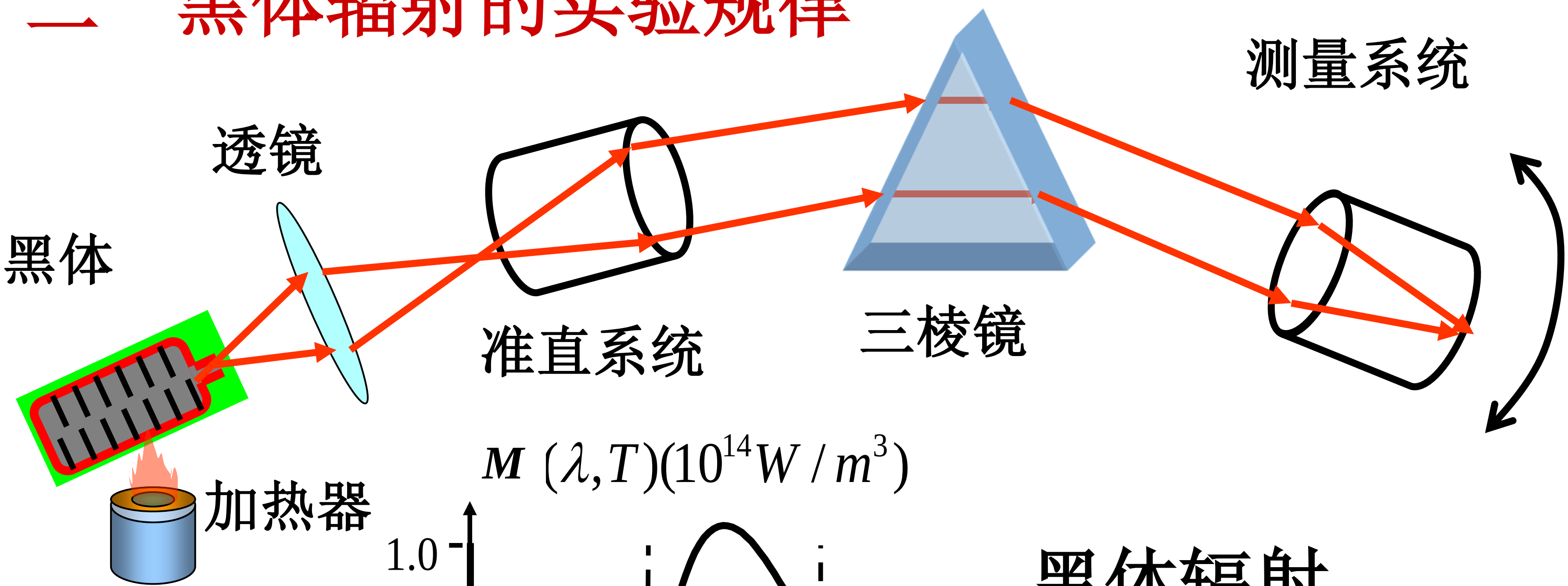


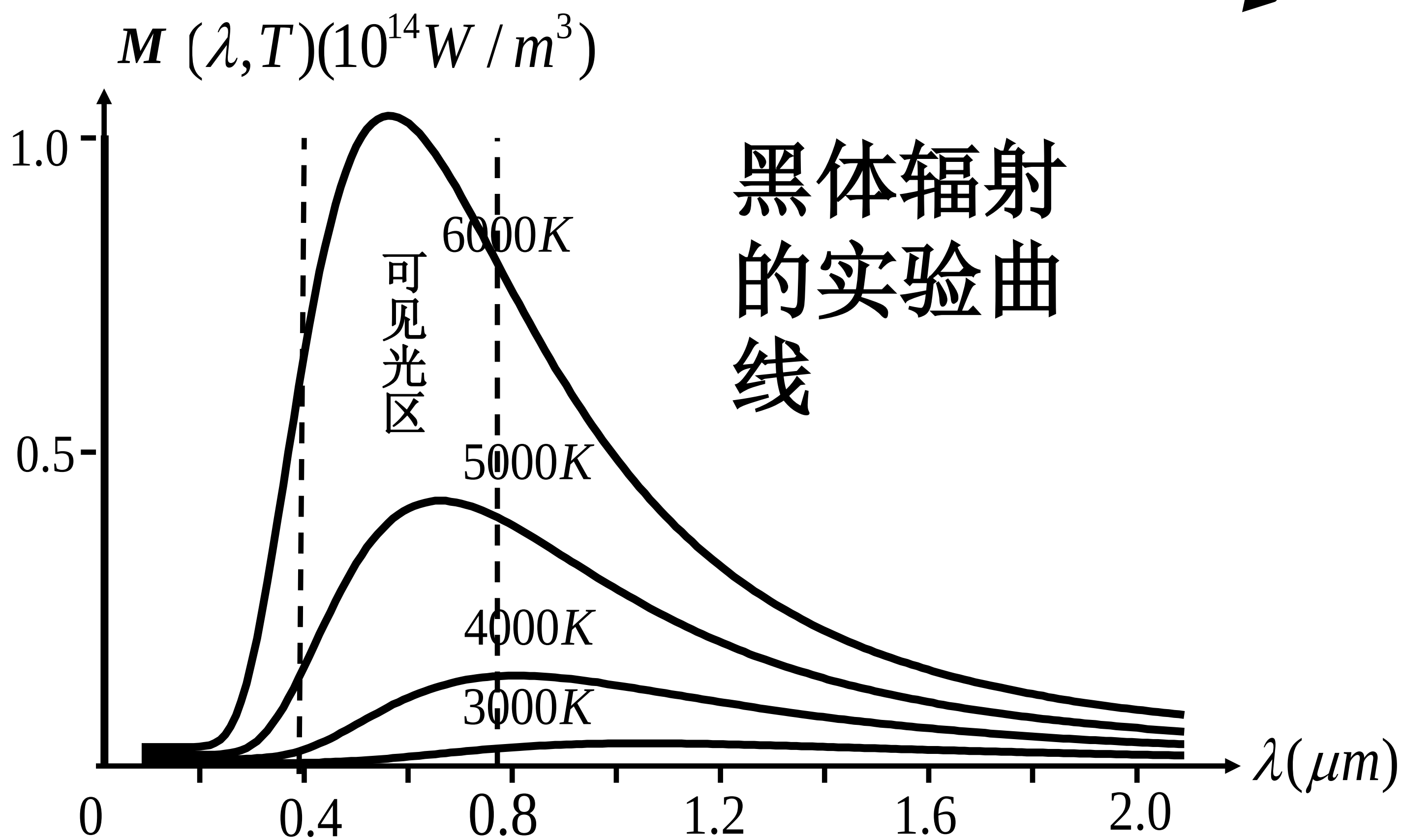
向远处观察打开的窗子近似黑体

研究热辐射时，太阳被看成黑体

黑体能够辐射出各种频率的电磁波，但不同频率电磁波的辐射能量不同

二　黑体辐射的实验规律





黑体辐射的实验曲线

1　斯特藩 － 玻耳兹曼定律

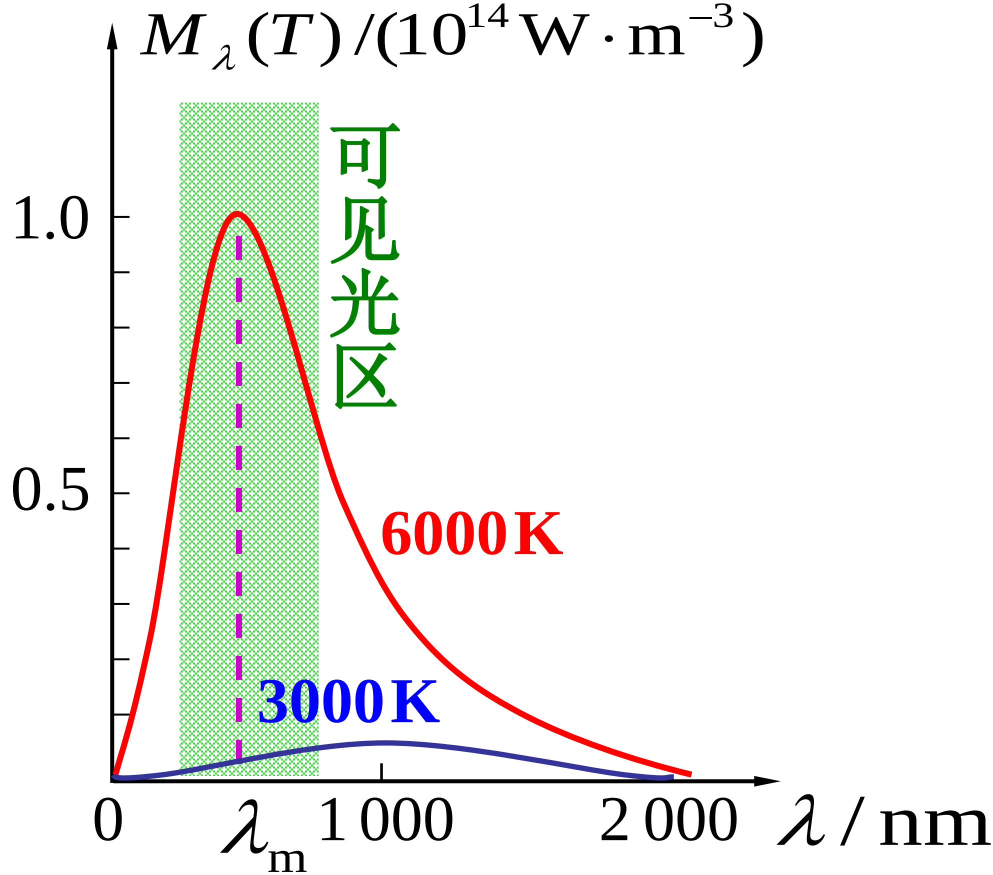
辐出度

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

式中

$$\sigma=5.670\times10^{-8}\ \mathrm{W\cdot m^{-2}\cdot K^{-4}}$$

斯特藩 － 玻耳兹曼常数



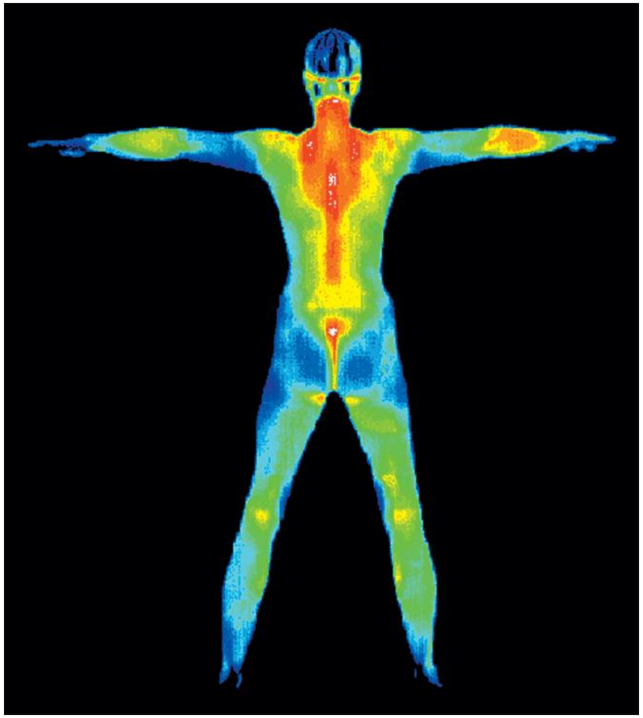
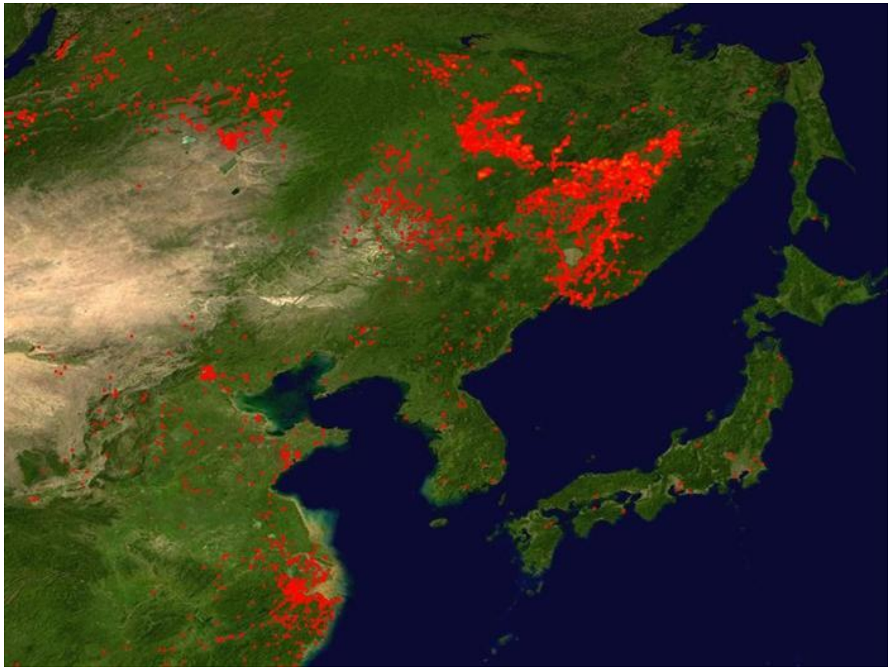
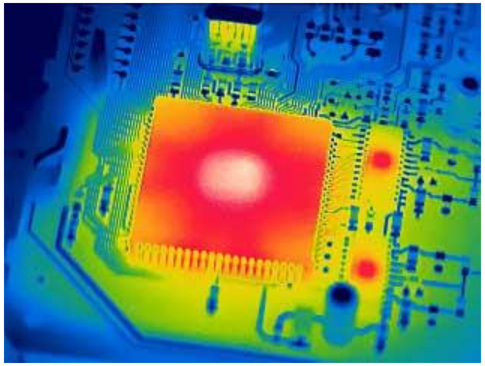
2　维恩位移定律

$$\lambda_m T=b$$

峰值波长

维恩常数 $b=2.898\times10^{-3}\ \mathrm{m\cdot K}$

黑体辐射应用：遥感和红外追踪，高温比色测温仪，估算表面温度


例1： 温度为 $20^{\circ}\mathrm{C}$ 的黑体，其单色辐出度的峰值所对应的波长是多少？**(2)** 太阳的单色辐出度的峰值波长 $\lambda_{\mathrm{m}}=483\,\mathrm{nm}$ ，试由此估算太阳表面的温度. **（3）** 以上两辐出度之比为多少？

解 **（1）** 由维恩位移定律

$$\lambda_{\mathrm{m}}=\frac{b}{T_1}=\frac{2.898\times10^{-3}}{293}\,\mathrm{nm}=9890\,\mathrm{nm}$$

（2） 由维恩位移定律

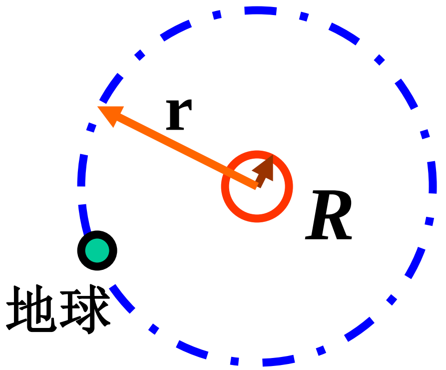
$$T_2=\frac{b}{\lambda_{\mathrm{m}}}=\frac{2.898\times10^{-3}}{483\times10^{-9}}\,\mathrm{K}\approx6000\,\mathrm{K}$$

（3） 由斯特藩 – 玻耳兹曼定律

$$M(T_2)/M(T_1)=(T_2/T_1)^4=1.76\times10^5$$

例2：太阳常量I_0 =1.35 kW /m², 试估计太阳表面温度.

解： 太阳单位时间辐射能量为



$$4\pi R^2 M_0(T) = 4\pi r^2 I_0$$

$$\therefore M_0(T) = \frac{r^2 I_0}{R^2},$$

由 $M_0(T) = \sigma T^4$ 得 $\sigma T^4 = \dfrac{r^2}{R^2} I_0$

太阳与地球之间的平均距离为

$$r = 1.496 \times 10^{11} m$$

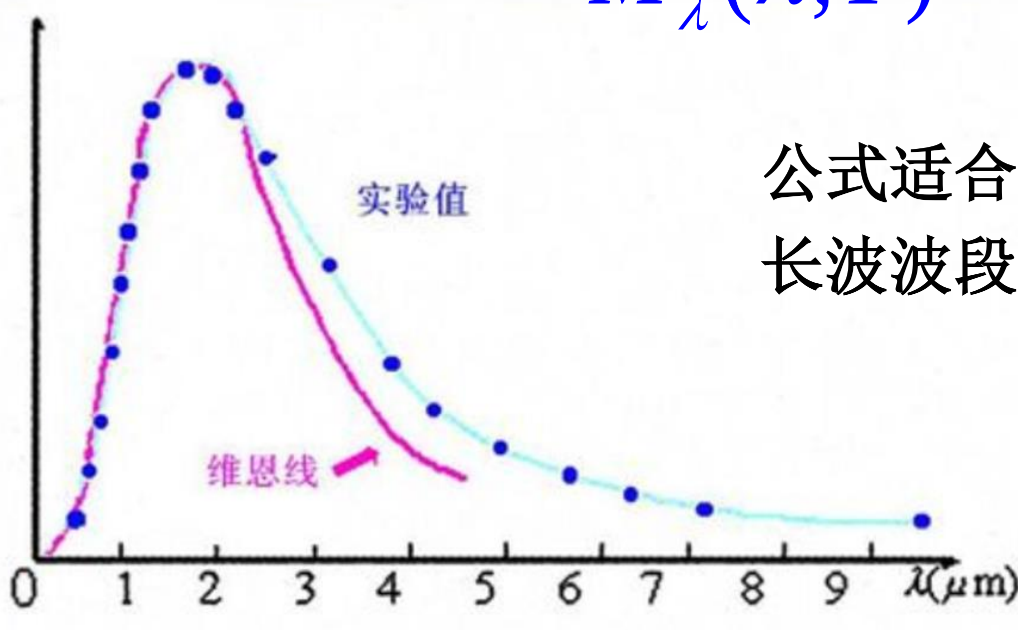
太阳半径为 $R = 6.960 \times 10^8 m$

故太阳表面温度为 $T = \left(\dfrac{r^2 I_0}{\sigma R^2}\right)^{\frac{1}{4}} = 5.76 \times 10^3 (k)$

三 瑞利—金斯公式 经典物理的困难

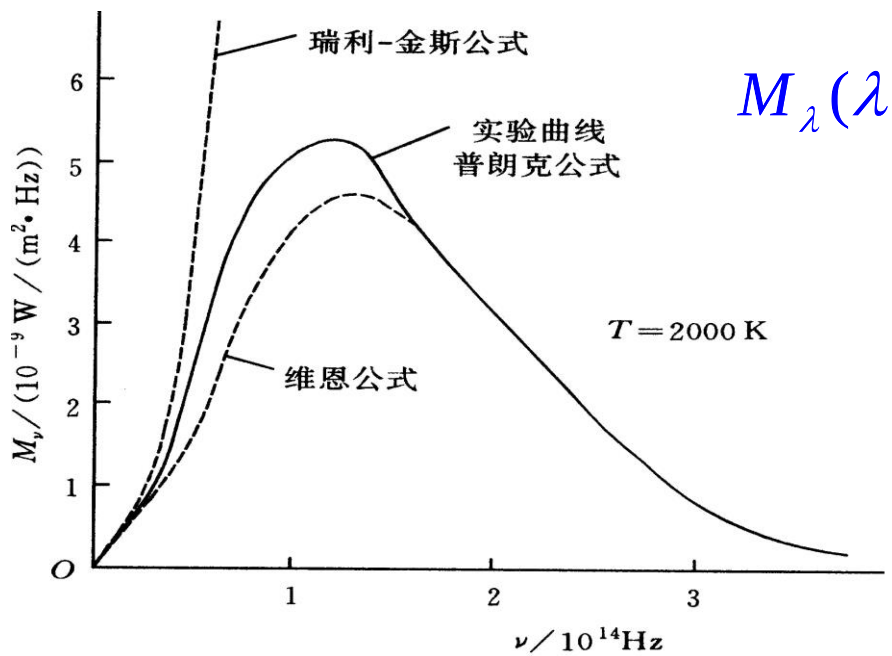
然而物理学家们更想知道的是，在给定的温度下，每个波长下，黑体所辐射的光的能量，即给出每条曲线的具体公式。现在他们遇到了很大的麻烦：维恩根据他的实验结果，从数学出发，对曲线进行了拟合(1893)。他的公式在短波的情况下拟合得不错，但在长波的情况出现了较大的误差。

$$M_{\lambda}(\lambda,T)=\frac{\alpha c^{2}}{\lambda^{5}}\mathrm{e}^{-\beta c/\lambda T}$$



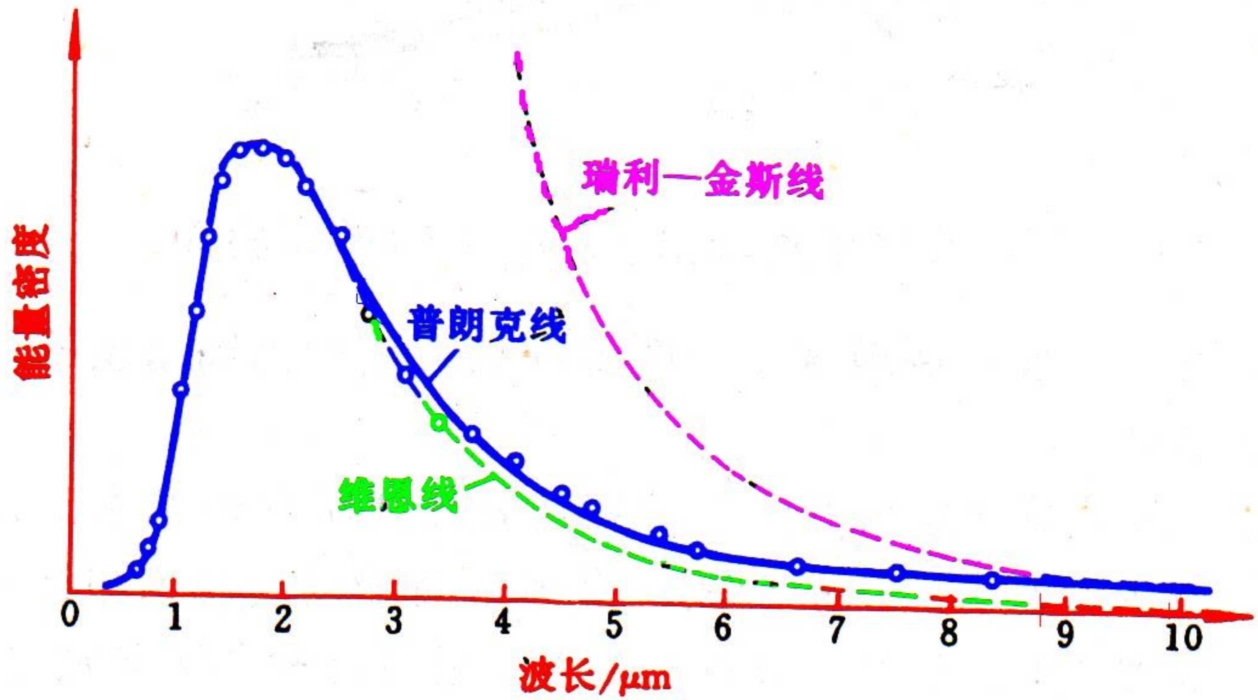
公式适合于短波波段，
长波波段与实验偏离。

英国物理学家约翰·威廉·斯特拉特（**John William Strutt，Third Baron Rayleigh**，瑞利男爵三世）和詹姆斯·金斯根据经典的热力学原理推导出了瑞利-金斯公式(**1900, 1905**)，然而，当辐射光的频率（光的波长变短时）趋于无穷大时，他们的公式完全失效——这在当时被称为“紫外灾难”，开尔文所说的笼罩在热和光动力理论上空的“两朵乌云”中的其中一朵，也正是指拟合黑体辐射实验曲线时出现的问题。



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

公式只适用于长波段,
而在紫外区与实验不符,
——紫外灾难



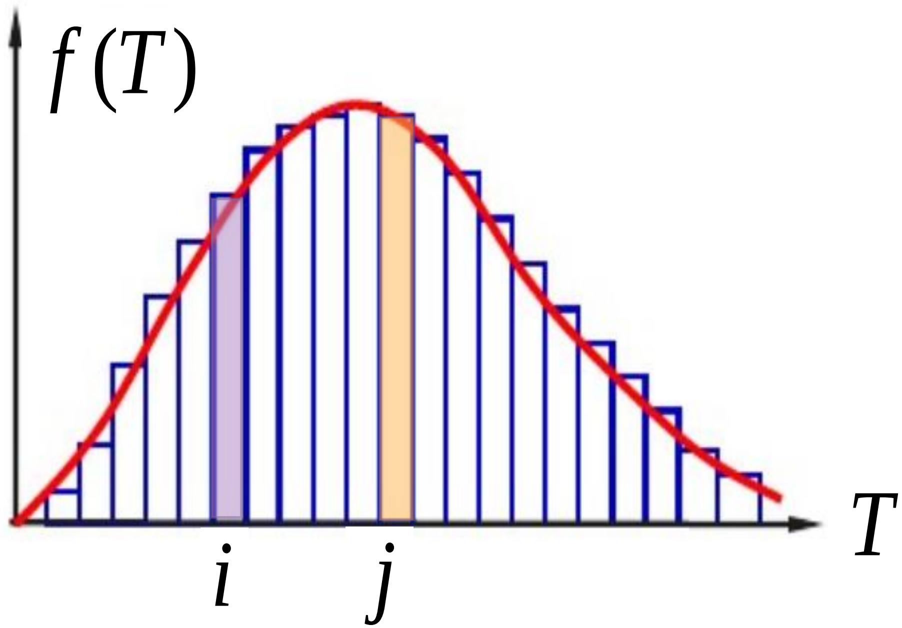
黑体辐射公式与实验曲线

$$M_\nu(T)=\frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT \qquad M_\nu(T)=\alpha\nu^3 e^{-\beta\nu/T}$$

公式只适用于长波段　　　公式只适用于短波段

**经典物理的困难

经典热力学中，麦克斯韦-玻尔兹曼分布早已给出了在某些假设条件下，给定系统的温度，在系统中发现的具有平均动能的粒子数的规律（即粒子具有某个温度的概率）：



$$\langle E\rangle = k_B T \qquad \sum_i N_i = N$$

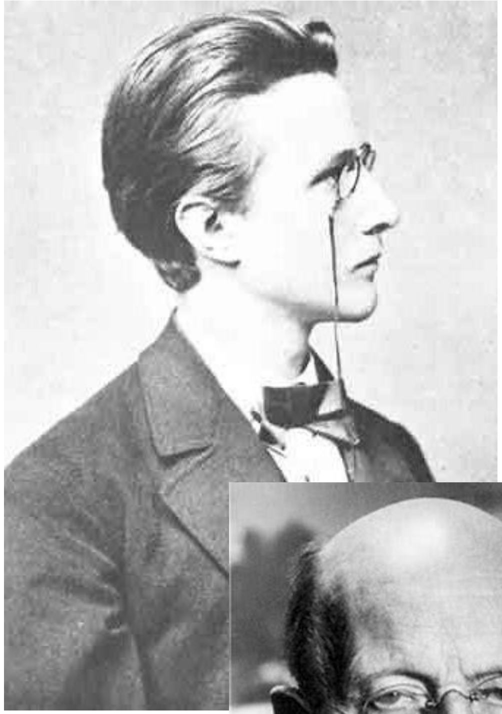
$$\langle E_i\rangle = k_B T_i$$

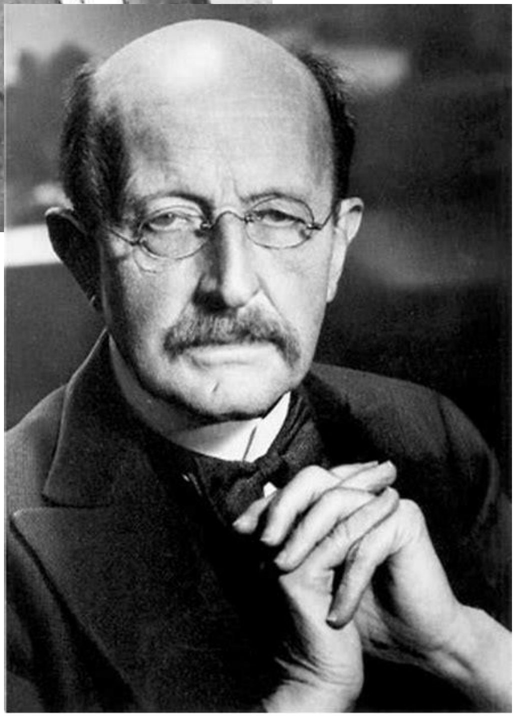
$$\langle E_j\rangle = k_B T_j \qquad \frac{N_i}{N_j} = e^{-\frac{E_i - E_j}{k_B T}}$$

$$f_{(\vec{v},\vec{r})} = f_0 \cdot \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_k + \varepsilon_p}{kT}} = f_0 \cdot \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$$

四 普朗克假设 普朗克黑体辐射公式

马克思·普朗克（1858-1947），德国理论物理学家，量子力学的奠基人之一。1900年12月14日，他在德国物理学会的圣诞年会上，宣读了以《关于正常光谱中能量分布定律的理论》为题的论文，提出了能量的量子化假设，这被认为是量子力学的开端。为了表彰普朗克在量子力学中贡献，他被授予1918年的诺贝尔物理学奖（[for] the services he rendered to the advancement of Physics by his discovery of energy quanta）。





普朗克的假设

1900年，德国物理学家马克思·普朗克（Max Planck）为了得到与黑体辐射实验曲线一致的公式，不得不对微观系统中的谐振子模型做出如下假设：虽然金属中的电子还可以视为谐振子模型，但是，它吸收或者辐射电磁波时，不能像经典力学中的谐振子那样连续地吸收或者辐射能量，而必须以与振子频率成正比的能量子（quanta）为基本单元来吸收或者辐射能量。这个基本单元是：

$$\varepsilon = h\nu$$

其中h为普朗克常数：

$$h = 6.626067015\times 10^{-34}\, J\cdot s$$

普朗克的假设：

在普朗克的假设下，视为谐振子的电子吸收或者发射的能量，只能等于这个能量子的整数倍，即：

$$\varepsilon = nh\nu, n = 1, 2, 3\ldots\ldots$$

那么，谐振子的平均能量也不再是 kT，必须根据统计力学的原理做出修正：

经典理论 $\bar{\varepsilon} = \dfrac{\int_0^{\infty} \varepsilon e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon}{\int_0^{\infty} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon} = kT$ $\quad M_\nu(T) = \dfrac{2\pi\nu^2}{c^2} kT$

（瑞利——金斯公式）

普朗克的假设：

$$\varepsilon_0 = h\nu$$

$$\varepsilon = n\varepsilon_0 = nh\nu$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\varepsilon_0 e^{-n\varepsilon_0/kT}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\varepsilon_0/kT}} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1}$$

这样，再结合经典的统计力学原理，就可以得到几乎能够完美拟合黑体辐射曲线的普朗克黑体辐射公式：

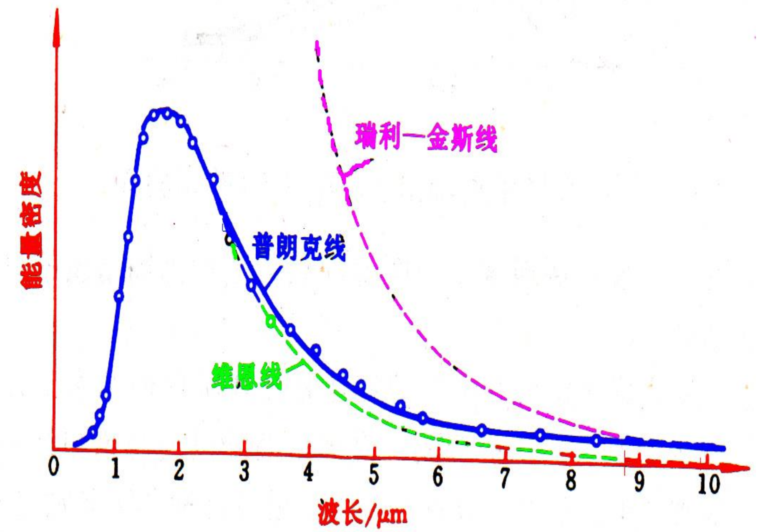
$$\langle E \rangle = kT \longrightarrow \bar{\varepsilon} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}$$

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

普朗克黑体辐射公式

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

$$M_\lambda(T)=\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{hc/k\lambda T}-1}$$



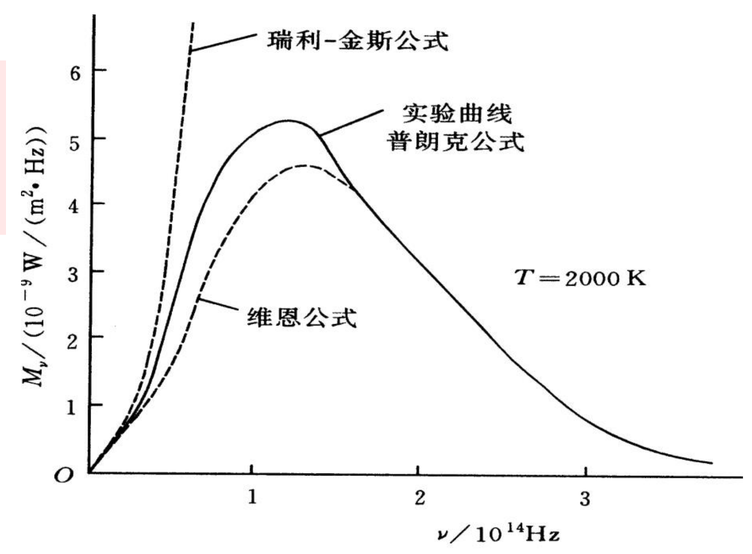
黑体辐射公式与实验曲线

基本物理思想：

物体发射或吸收电磁辐射只能以“量子”的形式进行，每个能量子能量为：

$$\varepsilon=h\nu$$

$$h=6.6260755\times10^{-34}\,J\bullet s$$



$$M_\nu(T)=\frac{2\pi h}{c^2}\frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT}-1}$$ 普朗克黑体辐射公式

***讨论：**

（1） $M(T)=\int_0^\infty M_\nu(T)d\nu=\int_0^\infty\frac{2\pi h}{c^2}\frac{\nu^3 d\nu}{e^{h\nu/kT}-1}$ $\rightarrow$ $\boxed{M(T)=\sigma T^4}$

（斯特藩——玻耳兹曼定律）

（2）由 $\frac{dM_\nu}{d\nu}=0$ $\rightarrow$ $\boxed{\nu_m=C_\nu T}$

（维恩位移定律）

由 $\frac{dM_\lambda}{d\lambda}=0$ $\rightarrow$ $\boxed{\lambda_m T=b}$

（3）当ν大时（短波段） $e^{h\nu/kT}>>1$

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

（维恩的半经验公式）

（4）当ν小时（长波段） $h\nu/kT\to 0$

$$e^{h\nu/kT}\approx 1+\frac{h\nu}{kT}$$

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

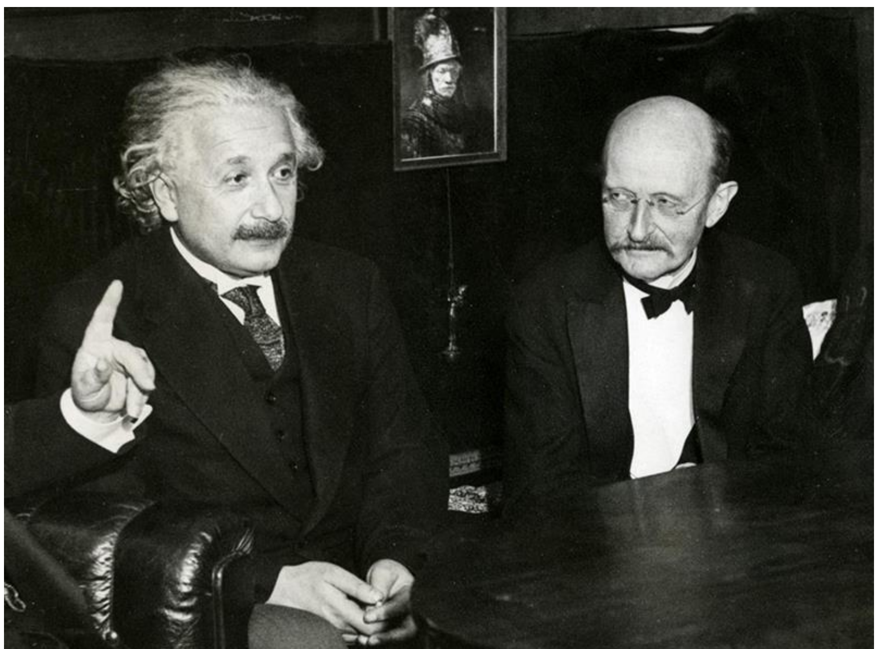
（瑞利----金斯公式）

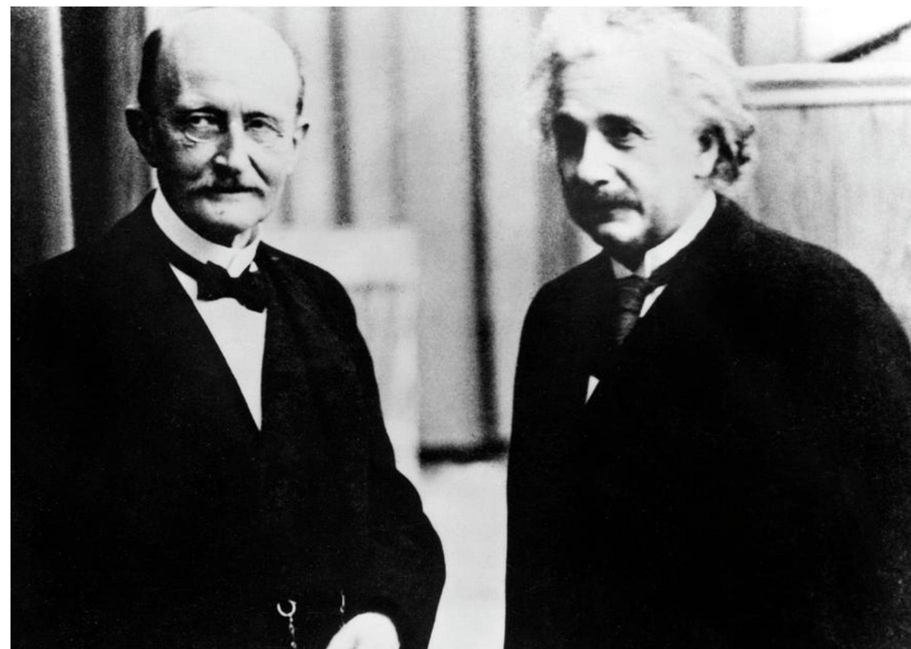
19-20世纪：量子力学的建立

第一次索尔维会议于1911年秋天在布鲁塞尔举行，主席为德高望重的荷兰物理学家洛伦兹。主题为“辐射与量子”，通过物理学和量子力学的方法考察这一问题，著名参与者有庞加莱、玛丽·居里、爱因斯坦、普朗克等。

坐者（从左至右）：沃尔特·能斯特、马塞尔·布里渊、欧内斯特·索尔维、亨德里克·洛伦兹、埃米尔·沃伯格、让·佩兰、威廉·维恩、玛丽·居里、亨利·庞加莱。
站者（从左至右）：罗伯特·古德施密特、马克斯·普朗克、海因里希·鲁本斯、阿诺·索末菲、弗雷德里克·林德曼、莫里斯·德布罗意、马丁·克努森、弗里德里希·哈泽内尔、豪斯特莱、爱德华·赫尔岑、詹姆斯·金斯、欧内斯特·卢瑟福、海克·卡末林·昂内斯、阿尔伯特·爱因斯坦、保罗·朗之万。

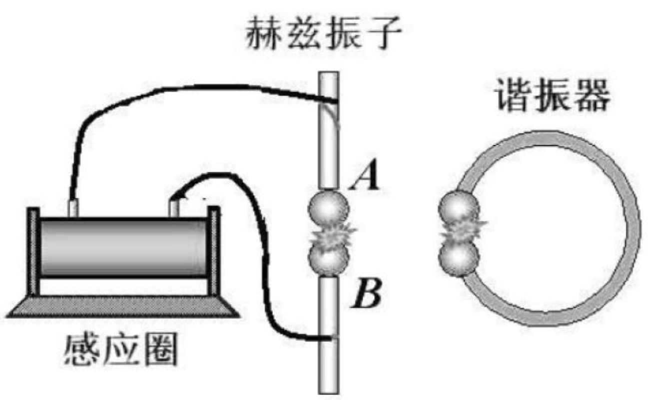
与当时的洛伦兹类似，普朗克提出的能量量子化的假设虽然从理论上解决了困扰大家已久的“第二朵乌云”，但连普朗克自己都不愿意接受这个理论——他认为自己错了，因为这个理论把本来非常和谐的经典物理学弄得一团糟；甚至在爱因斯坦在他的启发下用光量子解释了光电效应的现象后，他的观点依然没有改变。直到后来玻尔解释了氢原子的光谱规律后，他才逐渐接受了这个观点。





§2 光电效应 光的波粒二象性

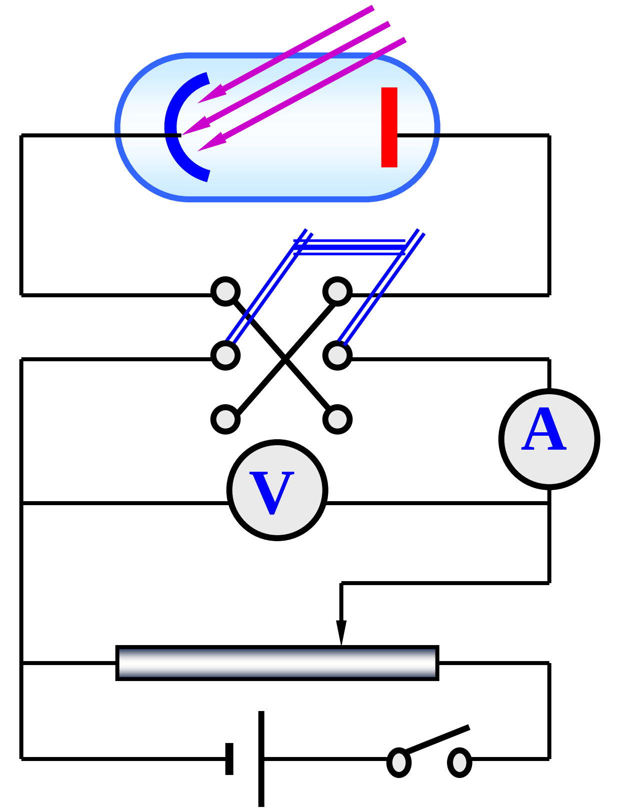
1887年赫兹的实验证实了麦克斯的预言。麦克斯韦理论奠定了经典动力学的基础，为无线电技术和现代电子通讯技术发展开辟了广阔前景。



赫兹在实验中发现，紫外线对金属接收环的照射有助于电火花的产生。他将这些实验结果发表于**1887**年的一期《物理年鉴》中（**On an effect of ultra-violet light upon the electric discharge**）。他没有对该效应做进一步的研究，但他的实验结果在当时引起了大量物理学家的注意。他们进行了一系列关于光波对于带电物体所产生效应的实验调查。

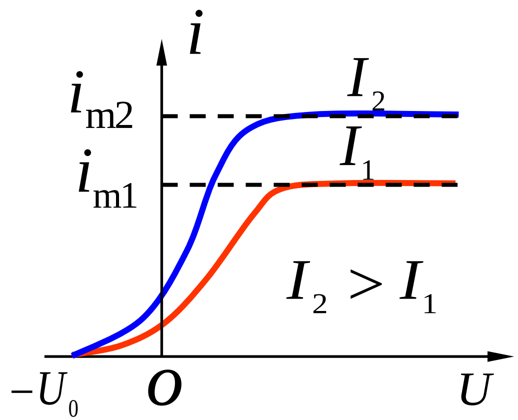
一　光电效应实验的规律

1　实验装置及现象



2　实验规律

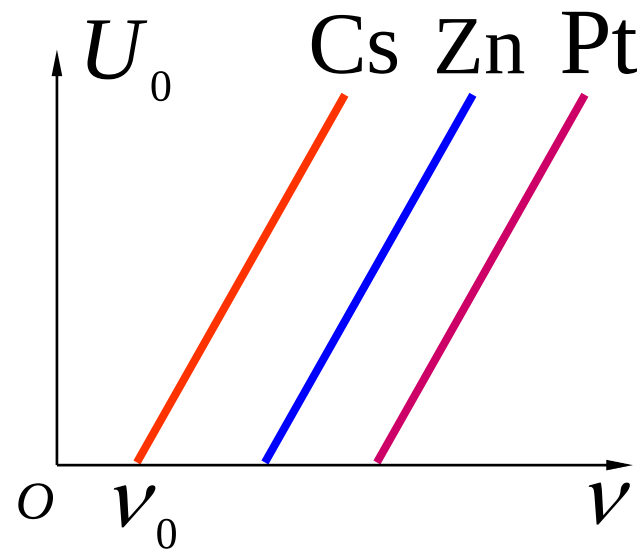
(1) 饱和光电流强度与入射光强成正比



(2) 截止频率（红限）ν_0

对某种金属来说，只有入射光的频率大于某一频率 ν_0 时，电子才会从金属表面逸出. ν_0称为截止频率或红限频率.　截止频率与材料有关，与光强无关.

(3) 遏止电势差 U_0



使光电流降为零所外加的反向电势差称为遏止电势差 U_0，对不同的金属，U_0 的量值不同.

$$E_{k,\max} = eU_0$$

遏止电势差与入射光频率具有线性关系.

(4) 瞬时性

光照射到金属表面上时，立即有光电子逸出（<10^{-9} s）

3　光的经典波动学说的缺陷

按经典理论，光波能量只与光强和振幅有关，与频率无关，不能解释截止频率，不能解释瞬时性。

1. 金属中的电子从入射光中吸收能量，逸出金属表面的初动能应决定于光的强度。

实验：初动能与入射光的频率有关，与光强无关

2. 如果入射光的光强的能量足够提供电子逸出的能量，光电效应对各种频率的入射光都能发生。

实验：存在红限频率

3. 金属中的电子吸收能量，需要积累时间。入射光越弱，积累时间越长。

实验：不需积累时间，瞬间完成

二　光子　爱因斯坦方程

1　光量子假设

光可看成是由光子组成的粒子流，单个光子的能量为 $\varepsilon = h\nu$.

2　爱因斯坦光电效应方程

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

逸出功与材料有关

几种金属逸出功的近似值(eV)

钠	铝	锌	铜	银	铂
2.46	4.08	4.31	4.70	4.73	6.35

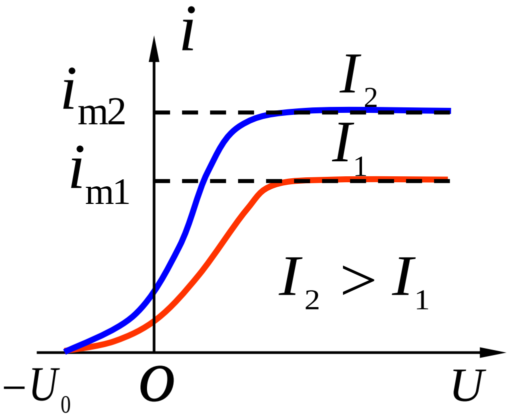
理论解释:

➢ 光强越大，光子数越多，单位时间内

产生光电子数目越多，光电流越大.（$\nu > \nu_0$时）

➢ 遏止电势差

外加反向的遏止电势差 U_0 恰能阻碍光电子到达阳极, 即 $eU_0 = \frac{1}{2}mv^2$



➢ 频率限制: 只有$\nu \geq \nu_0$ 时才会发生

$$W = h\nu_0 \qquad \nu_0 = W/h$$（截止频率）

➢ 瞬时性：光子射至金属表面，一个光子的能量将一次性被一个电子吸收，若 $\nu > \nu_0$，电子立即逸出.

3 普朗克常数的测定

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

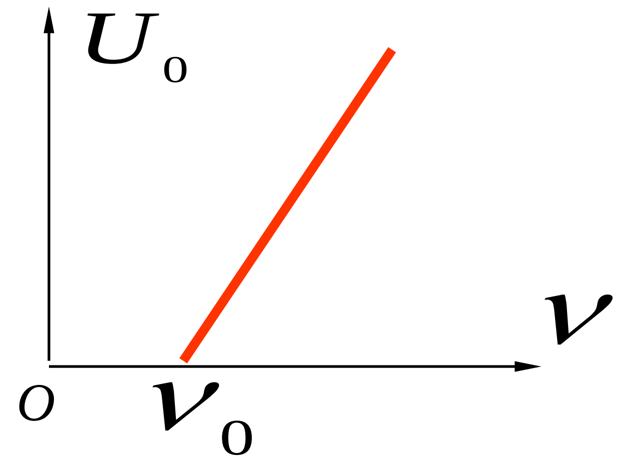
$$h\nu = eU_0 + W$$

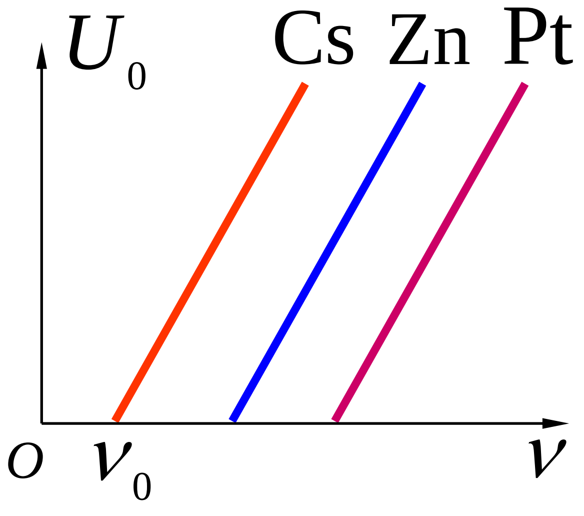
$$U_0 = \frac{h}{e}\nu \boxed{-\frac{W}{e}}$$ 截距

$$\Delta U_0 / \Delta\nu = h/e$$

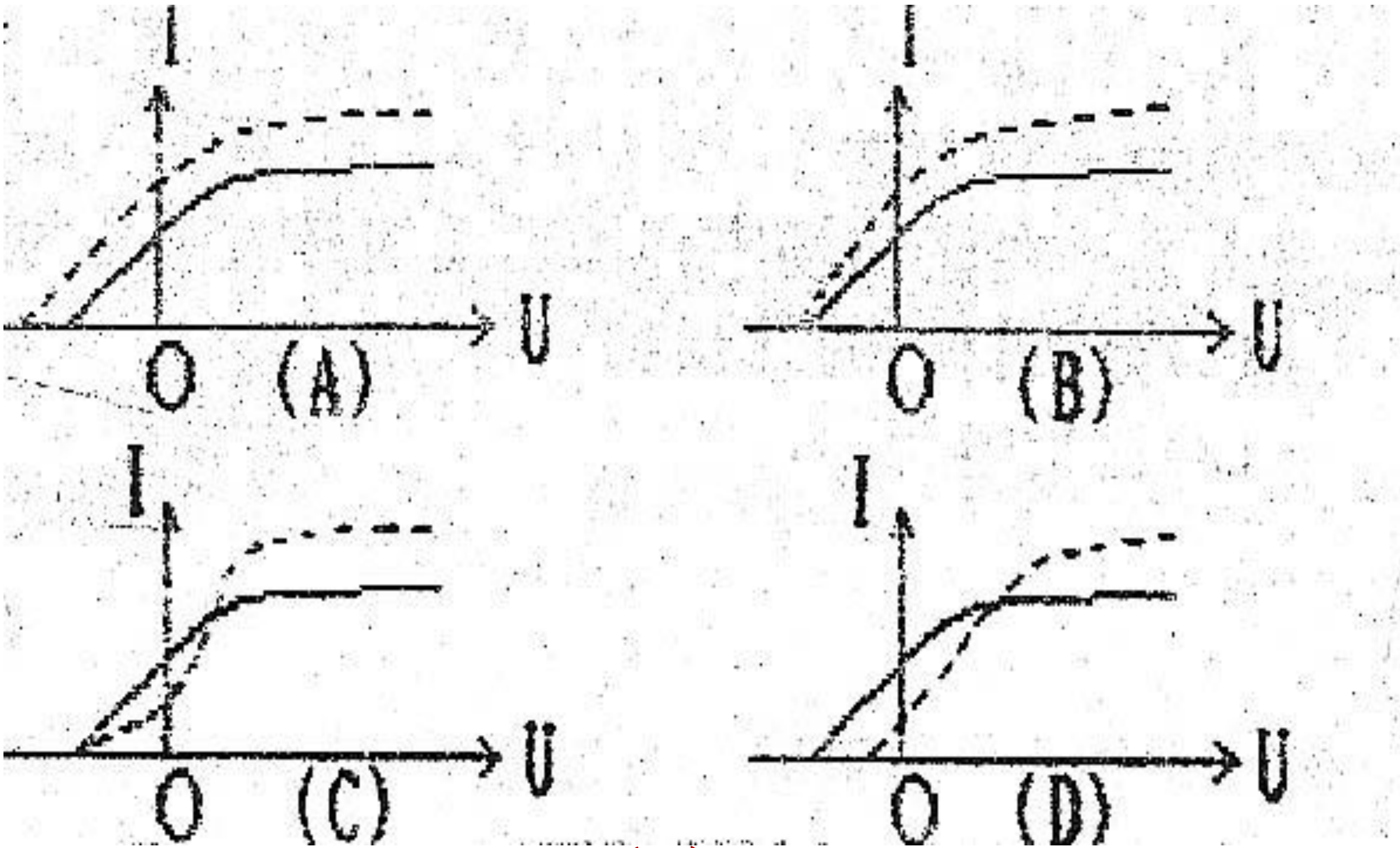
$$h = \frac{\Delta U_0}{\Delta \nu} e$$

遏止电势差和入射光频率的关系





例3： 以一定频率的单色光照射在某种金属上，测得其光电流曲线在图中用实线表示，然后保持光的频率不变，增大照射光的强度，测出其光电流曲线在图中用虚线表示。满足题意的图是：



（B）

例4： 铝的逸出功是 4.2eV, 今用波长为 2000埃的光照射铝表面，求：

（1） 光电子最大初动能；

（2） 遏止电压；

（3） 铝的红限波长。

解： 由光电效应方程 $h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + W$

（1） 光电子最大初动能

$$E_{\mathrm{k,max}} = \frac{1}{2}mv^2 = h\nu - W = \frac{hc}{\lambda} - W = 3.23\times10^{-19}\,J$$

（2） 初动能全部用于克服电场力作功，遏止电压为

$$eU_0 = \frac{1}{2}mv^2 \qquad U_0 = \frac{1}{2}mv^2/e = 2.02\,V$$

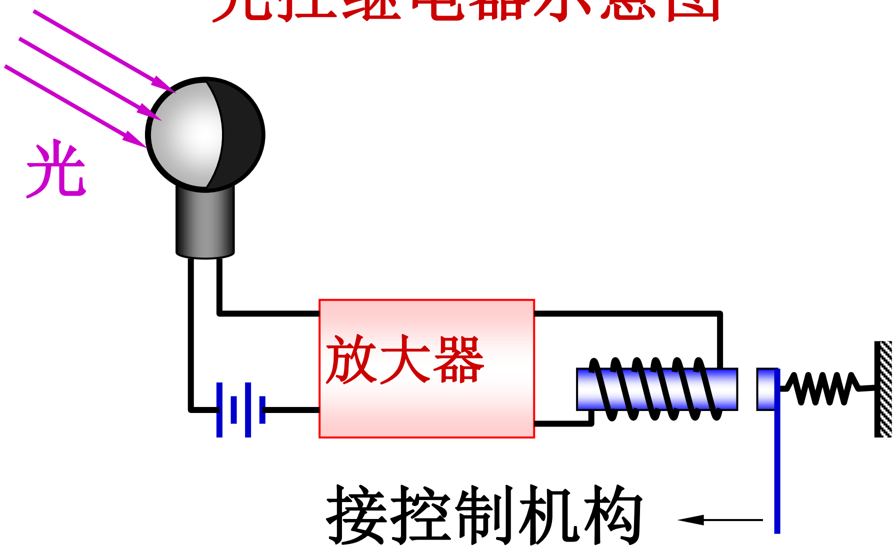
（3） 由光电效应方程，电子最大初动能为零时

$$\frac{hc}{\lambda_0} = W \qquad \lambda_0 = \frac{hc}{W} = 296\,nm$$

三 光电效应在近代技术中的应用

光控继电器、自动控制、
自动计数、自动报警等.

光控继电器示意图



光电倍增管

四　光的波粒二象性

（1）波动性：光的干涉和衍射

（2）粒子性：　$E = h\nu$（光电效应等）

- 相对论能量和动量关系　$E^2 = p^2c^2 + E_0^2$

- 光子

$$E_0 = 0, \quad E = pc$$

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

描述光的粒子性 $\left\{ \begin{array}{l} E = h\nu \\ p = \dfrac{h}{\lambda} \end{array} \right\}$ 描述光的波动性