

物 理 学 讲 义

(初 稿)

下 册

華東紡織工學院

物理教研組編

1960.9.

下 册 目 录

第四編 原子 分子 量子論

第 一 章 量子力学基礎	1
§ 4—1—1 热輻射 基尔霍夫定律	1
§ 4—1—2 绝对黑体的輻射定律 普郎克量子假設	4
§ 4—1—3 光电效应与爱因斯坦方程	9
§ 4—1—4 玻耳理論	13
§ 4—1—5 德布罗依波 微觀粒子二象性 电子繞射	25
§ 4—1—6 測不准关系	29
§ 4—1—7 薛定諤方程 波函数的統計意义	33
§ 4—1—8 平均值	37
§ 4—1—9 电子的相对論理論	40
第 二 章 原子和分子的量子論	44
§ 4—2—1 势壘 势阱与隧道效应	44
§ 4—2—2 定态与諧振子	49
§ 4—2—3 量子力学对氢原子的应用	53
§ 4—2—4 电子的自旋 硷金屬的双綫結構	58
§ 4—2—5 倫琴射綫光譜	66
§ 4—2—6 原子的壳层結構 泡利不相容原理 門捷列夫週期表	72
§ 4—2—7 分子的光譜	82

第五編 固 体 物 理

第 一 章 金屬导体	87
------------	----

§5-1-1	晶体点陣	87
§5-1-2	晶体的缺陷与位錯	94
§5-1-3	晶体中质点結合的力和能	96
§5-1-4	經典金屬电子理論	101
§5-1-5	金屬电子的量子理論	104
§5-1-6	接触电势差	107
§5-1-7	温差电效应	111
§5-1-8	超导电性	117
第二章	半导体	120
§5-2-1	半导体的电导率 霍尔系数	120
§5-2-2	能带理論	123
§5-2-3	杂质对半导体的影响	126
§5-2-4	$p-n$ 結及势壘的产生	129
§5-2-5	半导体的应用	132
第三章	电介質	139
§5-3-1	电极化現象	139
§5-3-2	电极化矢量 极化率与介电系数	143
§5-3-3	电介質的击穿	146
§5-3-4	压电效应与电致伸縮	148
§5-3-5	铁电体	150
§5-3-6	固体的原子热容量	152
第四章	磁質	157
§5-4-1	物質的磁性 磁化强度与磁化率	157
§5-4-2	电子的軌道磁矩和自旋磁矩	160
§5-4-3	抗磁性	162
§5-4-4	順磁性	165
§5-4-5	铁磁質 磁滯迴綫	168
§5-4-6	磁畴說	172

第五章 高分子物理	177
§5-5-1 高分子物的结构和特性	177
§5-5-2 高聚物的物理状态	180
§5-5-3 分子吸力与高分子结构	184
§5-5-4 分子量分布及平均分子量的测定	186
§5-5-5 研究高分子结构的物理方法	188
§5-5-6 电子显微镜	191

第六編

第一章 原子核的一般性質与結構	200
§6-1-1 核的組成与大小	200
§6-1-2 結合能	201
§6-1-3 自旋与宇称	203
§6-1-4 核磁矩与核磁共振	205
§6-1-5 稳定性核与不稳定性核 衰变規律	209
§6-1-6 α 衰变	212
§6-1-7 β 衰变	214
§6-1-8 γ 輻射和电子内变换	216
§6-1-9 核力性質	217
§6-1-10 核模型	219
第二章 核反应及其应用	224
§6-2-1 核反应	224
§6-2-2 中子引起的核反应 重核裂变	225
§6-2-3 中子截面 鈾的中子截面 与中子能量的关系	229
§6-2-4 反应堆的原理和构造	233
§6-2-5 輕核的聚变 热核反应	237
§6-2-6 热核反应的人工控制	239

§6-2-7	加速器	245
第三章	射綫与物質的相互作用 放射性同位素的应用	250
	I、射綫和物質的相互作用	250
§6-3-1	带电粒子和物质的作用	250
§6-3-2	γ 光子和物质的作用	257
§6-3-3	中子与物质的作用	262
	II、放射性探测仪器	263
§6-3-4	放射性探测原理	263
§6-3-5	云雾室 气泡室 厚层照相底片	264
§6-3-6	电离室	265
§6-3-7	气体的电离作用和电压的关系	269
§6-3-8	計数管	271
§6-3-9	定标器	275
§6-3-10	閃爍計数器	277
	III、放射性同位素的应用和防护	280
§6-3-11	放射性强度的单位	280
§6-3-12	放射性同位素的应用	280
§6-3-13	射綫的防护	290
第四章	宇宙射綫和基本粒子	292
§6-4-1	宇宙射綫	292
§6-4-2	基本粒子及其相互轉变	299
§6-4-3	基本粒子相互轉变过程中的守恒定律	301
	結 束 語	

第四編 原子 分子 量子論

第一章 量子力学基础

§ 4-1-1 热辐射 基尔霍夫定律

由于物体中带电粒子的热运动而发出电磁波的现象叫做热辐射。不但温度很高的物体有热辐射现象，温度低的物体中带电粒子也有热运动，因此也有热辐射，只不过温度低的物体热辐射的能量较少而已。

现在我们就来讨论热辐射现象中的一些规律。

首先研究基尔霍夫找到的一个热辐射定律。为说明这一定律，我们先定义两个名词——辐射本领和吸收系数。

实验发现，一辐射体辐射的能量中，各种波长的能量不等。如一辐射体单位表面积在单位时间内辐射的波长在 $(\lambda \rightarrow \lambda + d\lambda)$ 区间内的辐射能为 dE_λ ，则

$$e_\lambda = \frac{dE_\lambda}{d\lambda} \quad (4-1-1)$$

叫做物体表面相应于波长 λ 的辐射本领，实验发现，辐射本领 e_λ 与物体的温度有关。

当辐射能射到某一不透明物体表面时，则一部份能量被物体所吸收，另一部分能量从表面上反射出去。物体吸收的能量占入射能的百分比与入射辐射能的波长有关。如单位时间照射到某物体单位表面积上波长在 $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ 区间内的电磁波能量为 dE_λ ，其中一部分 dE'_λ 被该物体所吸收，则

$$a_{\lambda} = \frac{dE'_{\lambda}}{dE_{\lambda}}$$

(4-1-2)

表示能量被吸收的百分比，称为物体相应于此波长的吸收系数。实验发现，吸收系数 a_{λ} 也与温度有关。如果有一物体，它在任何温度时对于任何波长的吸收系数都等于 1，那么称这物体为绝对黑体。

下面的实验能够说明物体的辐射本领 $e(\lambda, T)$ 与吸收系数 $a(\lambda, T)$ 之间有一定关系。这关系称为基尔霍夫辐射定律。设有 n 个不同的物体 $A_0, A_1, A_2, A_3, \dots$ 放在温度维持在 T 的容器 C 内，其中 A_0 为绝对黑体(图4-1-1)。设容器内部为真空，则各物体相互之间以及各物体与容器壁之间，只能通过辐射能的发射和吸收来交换能量。实验指出，经过一段时间之后，这个物

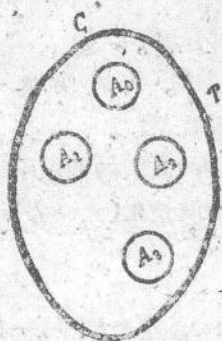


图4-1-1
恒温器内的物体

体系统就会达到平衡，即各个物体的温度都达到和容器相同的温度 T 而且保持不变。在这种情况下，每个物体吸收的辐射能必须等于它所发出的辐射能。那么只有在辐射本领较大的物体同时也吸收较多能量的情况下才有可能。由此可以肯定辐射本领和吸收系数之间必然有一定的关系。设 $e_0(\lambda, T), e_1(\lambda, T), e_2(\lambda, T), e_3(\lambda, T), \dots$ 和 $a_0(\lambda, T) = 1, a_1(\lambda, T),$

$a_2(\lambda, T), a_3(\lambda, T), \dots$ 分别为物体 $A_0, A_1, A_2, A_3, \dots$ 的辐射本领和吸收系数，基尔霍夫指出，上述关系为：

$$\frac{e_0(\lambda, T)}{1} = \frac{e_1(\lambda, T)}{a_1(\lambda, T)} = \frac{e_2(\lambda, T)}{a_2(\lambda, T)} = \frac{e_3(\lambda, T)}{a_3(\lambda, T)} = \dots$$

由上式可得任何物体的辐射本领和吸收系数之比为：

$$\frac{e(\lambda, T)}{a(\lambda, T)} = e_0(\lambda, T). \quad (4-1-3)$$

这个关系式是一切物体的热辐射的普遍定律，称为基尔霍夫定律，可用文字叙述如下。

任何物体在某一温度下对于某一波长的辐射本领和吸收系数之比值都相同，它等于绝对黑体在同一温度下对同一波长的辐射本领。

如果我们将(4-1-3)式对全部波长积分，得

$$E(T) = \int_0^{\infty} e(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} a(\lambda, T) e_0(\lambda, T) d\lambda, \quad (4-1-4)$$

式中 $E(T) = \int_0^{\infty} e(\lambda, T) d\lambda$ 为物体在温度 T 时在单位时间内从单

位面积上发出的总辐射能。在同一情况下绝对黑体的总辐射能则

为 $E_0(T) = \int_0^{\infty} e_0(\lambda, T) d\lambda$ 。对于任何波长说来， $a(\lambda, T)$ 总为小

于1的纯数，所以比值 $\frac{E(T)}{E_0(T)}$ 也是小于1的纯数，用 $A(T)$ 表

示此比值，得

$$\boxed{\frac{E(T)}{A(T)} = E_0(T)}. \quad (4-1-5)$$

把上式和(4-1-3)式比较，可知 $A(T)$ 表示物体对于全部辐射能的吸收系数，而上式的意义是：任何物体在某一温度下对于全部辐射能的辐射本领和吸收系数的比值等于绝对黑体在同一温度

下對於全部輻射能的輻射本領。式(4-1-3)和(4-1-5)分別地被稱為基爾霍夫定律的微分形式和積分形式。

§4-1-2 絕對黑體的輻射定律 普朗克量子假設

由基爾霍夫定律，可見絕對黑體輻射問題的重要性。要能夠完全了解其它物體的輻射性質並運用基爾霍夫定律，必須準確地知道絕對黑體的輻射本領，從理論和實驗來確定絕對黑體的輻射本領 $c_0(\lambda, T)$ 是熱輻射的中心問題。

在自然界中，絕對黑體是沒有的，吸收係數最大的是煤煙和黑色珪瑯質，但對太陽光線來說，這些物體的吸收係數 $a(\lambda, T)$ 也不超過0.99，然而我們可以做出一種物體來，使它在任何溫度下能夠吸收輻射能量的百分比達到接近於100%，這種物體便是絕對黑體的模型。1883年俄國物理學家米海里遜(В.А.Михельсон)首先製成並應用這種絕對黑體模型。這種模型是用吸收係數 $a(\lambda, T)$ 為任意值的不透明材料作成的一個空心容器，容器上開一小孔 o (圖4-1-2)，當射線穿入小孔後，將在空腔內發生多次反射。每反射一次就被容器的內表面吸收一部分能量。設初次進入小孔

o 時的能量為1，經過 n 次反射後再由小孔穿出器外時的能量將為 $(1-a)^n$ 。如果小孔的面積比容器內表面的總面積小得很多，則 n 很大，因而 $(1-a)^n$ 之值可以非常的小。這小孔就非常近似絕對黑體，能把小孔內的一切射線幾乎全部吸收掉。如果將此物體的內腔加熱，則從小孔發射出來的輻射也和絕對黑體的輻射幾乎一樣。

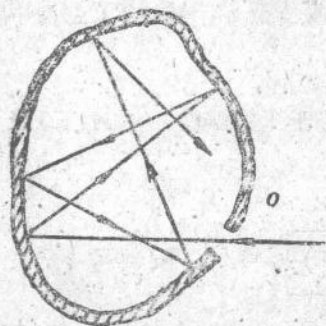


圖4-1-2

絕對黑體的模型

有了絕對黑體模型，就可以由實驗來研究絕對黑體的輻射性

质，仪器装置略如图4—1—3所示。图中的 A 为绝对黑体的模型，

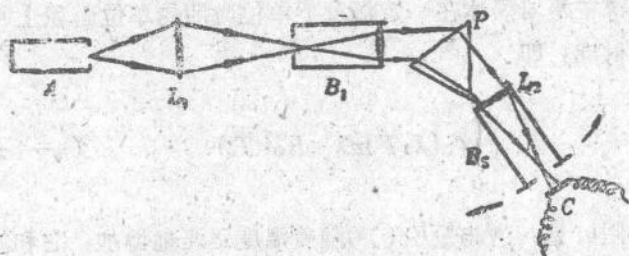


图4—1—3 测定绝对黑体辐射本领的实验简图

从 A 的小孔上发出辐射来。经过透镜 L_1 ，和平行光管 B_1 ，使射线成为平行光线而入射于棱镜 P 上。不同波长的射线将在棱镜内发生不同的偏折角，因而从 P 射出时取不同的方向。如果聚光管 B_2 对准某一方向，则对应于这个方向的具有一定波长的射线将聚焦于热电偶 C 上，因而可以测出它的功率（即单位时间内照射在热电偶上的能量）。当聚光管换一个方向时，即可测出具有另一波长的功率。这样，就可以由实验测定 $e_0(\lambda, T)$ 和 λ 与 T 的关系，结果可以由图4—1—4表示之。

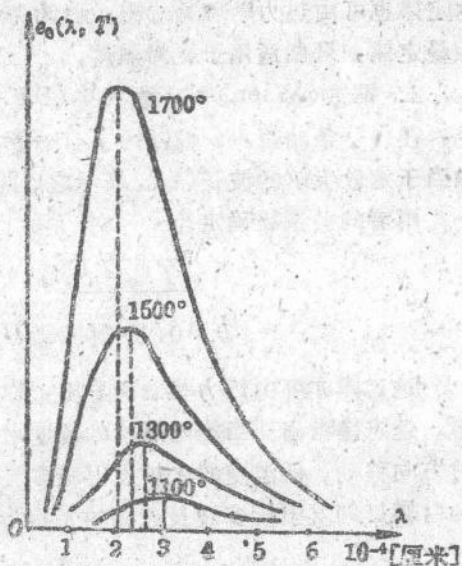


图4—1—4

绝对黑体的辐射本领随波长分布曲线

从实验结果，可以得到下述绝对黑体辐射的若干普遍定律。

1. 斯忒藩——玻尔兹曼定律：在图4-1-4中，每一条曲线下面积等于绝对黑体在一定温度下单位时间内单位面积上所发出的总辐射能，即

$$\int_0^{\infty} e_0(\lambda, T) d\lambda = E_0(T). \quad (4-1-6)$$

由图可见，这能量 $E_0(T)$ 随着温度迅速地增加，它和绝对温度 T 的关系经实验确定为

$$E_0(T) = \sigma T^4, \quad (4-1-7)$$

$$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} [\text{尔格}][\text{秒}]^{-1} [\text{厘米}]^{-2} [\text{度}]^{-4}.$$

这定律也可由热力学理论导出，称为斯忒藩 (Stefan) ——玻尔兹曼定律，只能适用于绝对黑体。

2. 维恩 (Wien) —— 葛利岑 (Б.Б.Голдцвин) 定律：由图可见，在每一条曲线上， $e_0(\lambda, T)$ 有一最大值，即最大辐射本领。相当于这最大值的波长以 λ_m 表示之。绝对温度 T 愈高， λ_m 值愈小，两者的关系经确定为

$$T\lambda_m = b, \quad (4-1-8)$$

$$b = 0.2897 [\text{厘米}] \cdot [\text{度}]$$

这定律亦可由热力学理论导出，称为维恩——葛利岑位移定律。这定律指出：当绝对黑体的温度增高时，最大辐射本领向短波方向移动。低温度的火炉发出较多波长较长的红光，而高温度的白炽灯则发出较多波长较短的光而形成白光，就是这定律的例子。

根据上面所讨论的辐射定律，可以由绝对黑体辐射的性质来测定它的温度（特别是很高的温度）。这种方法称为光测高温学

的方法。已为近代工业技术广泛地采用。

以前所述，最基本的黑体辐射规律就是由实验结果所归纳成的图4-1-4上的曲线。应该找出符合曲线的函数式 $e_0 = f(\lambda, T)$ ，也就是应该找出绝对黑体辐射本领与绝对温度及辐射波长的关系式。

上世纪末曾有許多物理学家想在经典物理学的基础上来推出这个公式，但是这种企图终于遭到失败。其中最典型的是瑞利——金斯公式和维恩公式，均与实验曲线不符。这就充分揭露了经典物理学存在着主要缺陷。

1900年，普朗克提出了一个新的公式，很好地符合实验结果（见图4-1-5），称为普朗克公式：

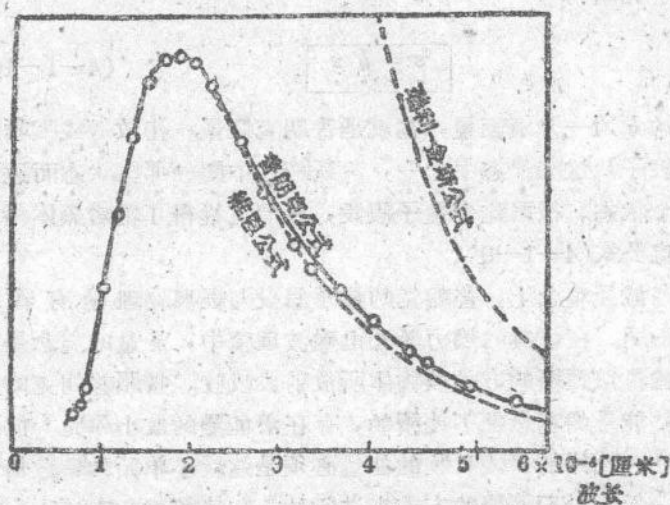


图4-1-5 辐射的理论公式与实验值比较

$$e_0(\lambda, T) = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1} \quad (4-1-9)$$

式中的 c 是光速， k 是玻尔兹曼恆量， h 是一个普遍恆量称为普朗克恆量，其量值为：

$$h = 6.624 \times 10^{-27} \text{ [尔格] [秒] .}$$

普朗克公式符合了实验结果，解决了黑体辐射规律中导出 $e_0(\lambda, T)$ 公式的问题。但是为了导出这个公式，普朗克不得不作出一个与经典物理学完全矛盾的假设，称为普朗克能量子假设。普朗克设想：辐射物质中具有带电的线性谐振子，这些谐振子并不象经典物理学中所述可以具有任意的能量，而只可能处于某些特殊的状态。在这些状态中，它们的能量是某一最小能量 ϵ 的整数倍，即 $\epsilon, 2\epsilon, 3\epsilon, 4\epsilon \dots n\epsilon$ ， n 为整数；频率为 ν 的谐振子的最小能量为

$$\boxed{\epsilon = h \nu} \quad (4-1-10)$$

式中的 h 为一普遍恆量，也就是普朗克恆量。在放射或吸收的时候，振子从这些状态中之一，飞跃跨过中间的那些状态而达到其它一个状态。根据这个量子假设，普朗克推得了绝对黑体辐射的普朗克公式(4-1-9)。

在能量观念上，普朗克的量子假设与经典物理学有着本质上的不同。在经典的热力学和电磁波理论中，能量的观念是连续的，能量以连续的方式被物体所放射或吸收。按照普朗克的量子假设，能量的观念是不连续的，存在着能量的最小单元（能量子 $h\nu$ ），物体放射或吸收的能量必须是这最小单元的整数倍，且是以一份一份不连续的方式来进行的。在热辐射的问题上，经典物理学的失败和量子假设的成功，第一次揭露出：在客观世界中，与物质的不连续性相对应，物质的能量也是不连续的。

量子假设不独圆满地解释了热辐射现象，还被其它物理学家发展推广，逐渐形成了近代物理学中极重要的量子理论。许多物

理学家甚至认为：正如1900年是二十世紀的开始一样，1900年发表的量子假设也是二十世紀理論物理学的开端。

§ 4-1-3 光电效应与爱因斯坦方程

1888年赫芝首先发现：当感应线圈的电极用鋅质的小球制成，如果用紫外綫照射，尤其是照在阴极上，放电现象就极易发生。此后，俄国物理学家斯托列托夫（А.Г.Столетов）对充电现象作了系统的精密研究，他证明了金属板在光的作用下带有带负电的粒子从金属逸出，并得出了光电现象的一些实验规律。以后科学家证明在光照射下从金属逸出的带负电的粒子是电子。

现在我們以图（4-1-6）中所示的仪器来研究光电效应。图中C为一真空的玻璃容器，K为金属阴极，A为阳极，两电极分别地与电流計G、电池B及伏特計V相连接，光通过石英窗照射到阴极表面。

从实验得到这样的一些结果：

(1) 当用一定强度的单色光照射电极K时，K极板上就释放出电子来，这电子称为光电子，光电子被电场加速，奔向阳极，

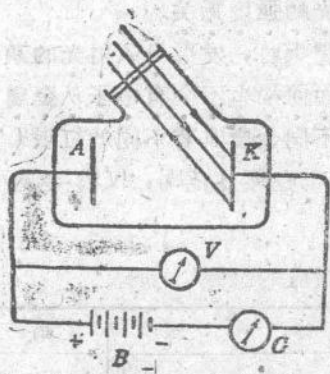


图4-1-6

光电效应的伏特安培特性曲线

形成线路中的电流称为光电流。实验指出，光电流强度 I 随两极间的加速电势差 $U = U_A - U_K$ 而改变，其伏特安培特性曲线如图4-1-7所示。当加速电势差 U 增加到一定量值时，电流强度 I 达到饱和电流 I_H 。饱和电流的强弱与单位时间照射到板上的光能（即光的功率）成正比。饱和电流的产生是由于受光板逸出的光电子全部达到阳极所致，设 n 为单位时间内从受光板上

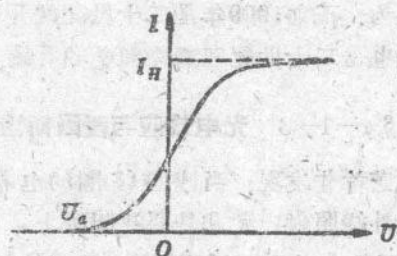


图4-1-7 真空中光电效应实验简图

逸出的电子数，则 $I_H = ne$ 。因此，这一实验结果证明单位时间从金属表面逸出的光电子数目与入射光的功率成正比。

当电势差减低到零时，仍有电流存在，直到电势差继续减小到某一电势差 $-U_a$ 时 (U_a 为减速电势差)，光电流才为零。可知光电子的初动能应该等于反抗减速电场力所作之功，令 v 为电子的初速度，则

$$\frac{1}{2}mv^2 = e|U_a| \quad (4-1-11)$$

当用同一频率不同强度的单色光照射时，发现 U_a 的数值不变，这说明光电子的初动能与入射光的强度无关。

(2) 当用不同频率的光照射金属板时，发现当入射光的频率小于某一频率 ν_0 时，无论光的强度如何强也不会有电子从金属板逸出。这一频率叫做金属的红限，不同金属具有不同的红限（见表4-1-1），绝大多数金属的红限都在紫外范围，仅铯金属的红限在可见光范围以内。

表4-1-1 光电效应的红限

金属	铯	钠	锌	银	铂
ν_0 [秒] ⁻¹	4.515×10^{14}	6.00×10^{14}	8.065×10^{14}	1.153×10^{15}	1.929×10^{15}
$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ [埃]	6600	5000	3720	2600	1962

(3) 当用频率大于红限的单色光照射时，发现减速电势差 U_a 与频率 ν 成直线性关系。

$$|U_a| = K\nu - U_0,$$

式中 K 为不随金属种类而变的一个恒量， U_0 为对不同金属有不同值的一个恒量。将此式代入上式，得

$$\boxed{\frac{1}{2} m v^2 = cK\nu - cU_0}, \quad (4-1-12)$$

亦即说明：光电子的初动能随着入射光的频率 ν 直线地增加。

(4) 不论入射光如何微弱，自光开始照射金属到光电子逸出所需的时间很短，据现代测定不超过 10^{-9} 秒。

光电效应的规律是很难以光的波动说来说明的。按波动说，可以这样设想，当光照射到物质时，投射到物质上的电磁波引起电子的受迫振动，其振幅与光波的振幅成正比。当光波振幅足够大时，电子获得足够的能量，便可从金属逸出，如果这样的话，那么光电子的初动能应与入射光的强度有关，只要入射光相当强就可以释放电子，不会存在红限，但这结论与上述光电效应的基本规律有尖锐的矛盾。

1905年爱因斯坦提出了光的粒子性的概念，爱因斯坦指出，如果把频率为 ν 的光看作是由能量 $\epsilon = h\nu$ 的粒子所组成的粒子流，光的强度决定于单位时间通过单位面积的光子数，那么光电效应的规律便能得到解释，爱因斯坦称这种粒子为光子。他认为光电效应的发生是这样的，光照射到金属表面时，具有能量 $\epsilon = h\nu$ 的光子被金属中的电子吸收，假如这能量足够使电子克服逸出金属表面所需的逸出功时，那么电子就可逸出金属表面。因为一个电子同时吸收二个光子的几率非常小，所以每个逸出的电子吸收一个光子。因此逸出的电子数正比于吸收的光子数，即正比于光的强度。电子从光子吸收的能量 $h\nu$ 除了消耗于逸出表面时

的逸出功外，都轉变为电子的动能，其能量轉換关系可以下式表示：

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + A, \quad (4-1-13)$$

$h\nu$ 为光子的能量， A 为电子逸出金屬表面时的逸出功， $\frac{1}{2}mv^2$ 为电子的初动能。这关系式称为爱因斯坦光电效应方程，这方程說明了光电子的动能与光子的頻率間的直綫性关系。很显然，如果 $h\nu < A$ ，即光电子的能量小于电子逸出功时，那么电子便不能逸出金屬表面，这就說明了为什么存在着紅限，由爱因斯坦方程可以知道紅限与金屬逸出功的关系为

$$\nu_0 = \frac{A}{h}.$$

非常微弱的光只不过是光子少些而已，因此即使照射到金屬的光很微弱，仍有个别的电子吸收光子获得能量而逸出，并不需要积累过程，这就說明了光电效应的時間問題。

光子的能量与光的頻率 ν 有关，等于 $h\nu$ ，根据相对論，物质的质量与能量有密切的联系，因此光子也具有一定的质量，由质量与能量的关系

$$\epsilon = mc^2,$$

得到光子的质量 m 为

$$m = \frac{\epsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (4-1-14)$$

光子具有一定的质量 m ，且以光速 c 运动，那么也应具有一定的动量 p

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}, \quad (4-1-15)$$