

冉绍尔——汤森效应的观测与分析

李鸥 07300190050

(复旦大学 物理系)

摘要: 加速电子在充气闸流管中与氩原子相互作用发生散射, 实验中在室温及液氮温度下测量屏蔽极电流 I_s 和透射电流 I_p , 计算出不同电子动能下的散射截面 σ 及散射概率 P_s , 在约 1eV 时散射截面 σ 最小。介绍了补偿接触电势差、对灯丝电压控制的方法, 并讨论几何因子 f , 以及对此现象的量子力学解释。

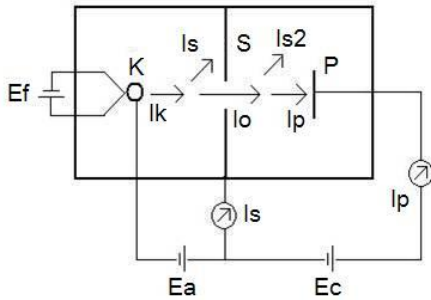
关键词: 冉绍尔——汤森效应; 充气闸流管; 散射截面; 散射概率。

1. 引言:

1921 年, 德国科学家冉绍尔 (Carl Ramsauer) 在研究电子与氩原子气体碰撞时发现散射截面的大小与电子速度有关, 电子能量从 100eV 降到 1eV 时散射截面先增大后减小。1922 年卡文迪许实验室的汤森 (J.S. Townsend) 也发现类似现象, 氩原子气中电子的自由程在能量很小时特别长, 约在 0.37eV 时出现极大值。后来冉绍尔证明了汤森的结果并在 0.2eV 时发现散射截面的极小值, 且接近于零。这种现象显然不能由经典理论解释, 是一种量子现象。

本实验中, 利用 77K 的液氮温度把气体冻结, 巧妙地测出散射截面在 0eV~10eV 的变化关系, 并对一些影响因素进行了分析和讨论。

2. 实验原理:



上图为实验装置的原理图, 旁热式阴极 K 由灯丝电压 E_f 来加热, 电子经电压 E_a 加速形成阴极电流 I_k , 一部分电流 I_0 透过屏蔽极 S, 另一部分 I_s 被屏蔽极接受形成屏蔽电流, 透过 S 的电子在等势空间 S 与 P 之间与氩原子碰撞一部分散射 I_{s2} , 最终透射电流 I_p 被收集极接受 (E_c 为补偿电压)。电子散射概率:

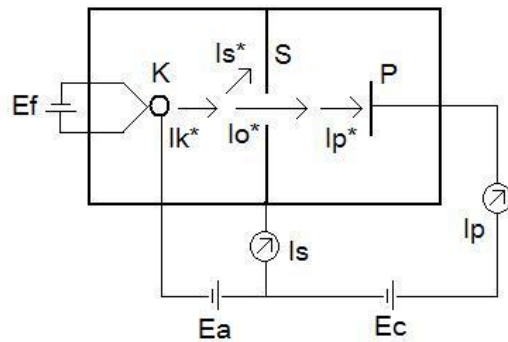
$$P_s = 1 - \frac{I_p}{I_0}$$

但 I_0 是无法直接测量, 需用其他方法间接得出。首先定义几何因子 $f(I_k, E_a) = I_0/I_s$, 它是加速电压 E_a , 阴极电流 I_k 的函数。所以:

$$P_s = 1 - \frac{I_p}{f \times I_s}$$

测量 f 需要在液氮中测量如下图 (液氮中电流加 “*” 号), 液氮中气体被冻结 $I_{s2} = 0$ 、 $I_p^* = I_0^*$ 、 $f(I_k, E_a) = I_p^*/I_s^*$ 。所以在相同的 I_k 、 E_a 分别在室温和液氮中测量屏蔽极和收集极电流, 可计算得:

$$P_s = 1 - \frac{I_s^* \times I_p}{I_p^* \times I_s}$$



总散射截面 $n\sigma$ 为 (n 为闸流管中原子数密度, L 为 S 与 P 的间距):

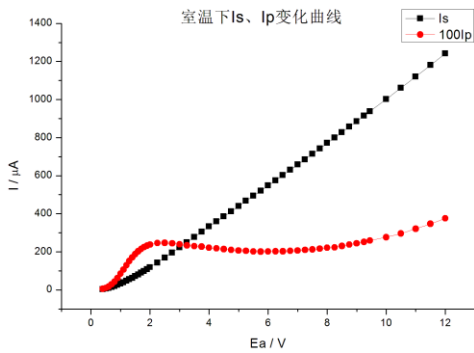
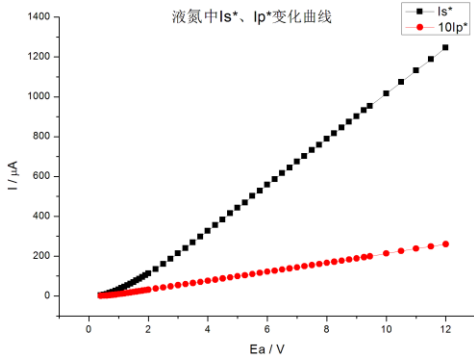
$$n\sigma = -\frac{1}{L} \ln(1 - P_s)$$

3. 实验过程与结果:

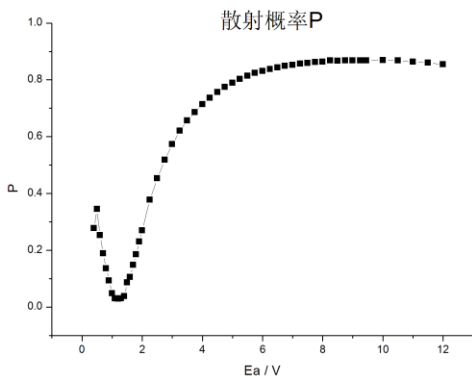
首先用交流信号源作为加速电压, 通过一个小电阻把 I_s 、 I_p 转换为电压信号由示波器观察。室温及液氮温度下的观察结果如下两图所示, 收集极电流分别进行的 10、100 倍的放大, 可以看到在室温中 1~3eV 时 I_p 有一极大值, 在液氮温度下粗调补偿电压 $E_c = -0.05V$ 来补偿 S、P 两极板间的接触电势差, 使 I_s 、 I_p 曲线初始平台齐平 (即两极板电流同时产生)。

用直流电源开始精确测量, 先在液氮温度下细

调 $E_c = -0.12V$ 、 $E_a^0 = 0.21V$ ， E_a^0 是使 I_s^* 、 I_p^*



刚有读数的加速电压用来补偿电子的热初速度和K、S间的接触电势差。 $E_f = 2V$ ， $I_f = 47.81\mu A$ ， I_f 是在 $E_a = 1.2V$ ，电子动能 $E_e = E_a - E_a^0 \approx 1V$ 时 $I_s^* + I_p^*$ 的值（此时发生冉绍尔——汤森效应几乎没有散射）。测量一组 I_s^* 、 I_p^* 随 E_a 变化的数值。再从室温下测量，为保证 I_f 不变，仍在 $E_a = 1.2V$ 时测 $I_s + I_p$ ，实验中增大 E_f 至 $2.23V$ 。测量一组与液氮温度测量时相同 E_a 下的 I_s 、 I_p 值。计算出散射概率 P_s 如下图：



在 $E_a = 1.2V$ ，即电子动能 $E_e = 0.99V$ 时散射概率最小，根据闸流管尺寸（ $L=6mm$ ）和气压（ $16Pa$ ）以及最低的 $P_s = 0.0285$ 可算出氙原子最小散射截面为（ a_0 为波尔半径）：

$$\sigma_{min} \approx 0.45a_0^2$$

4. 实验讨论与分析：

1) 接触电势差的补偿：

由于冉绍尔——汤森效应发生在 $1eV$ 左右，接触电势差（约零点几个 eV ）的影响就不能忽略。S、P间的接触电势差由 E_c 补偿，使 I_s 、 I_p 随加速电压变化时同时产生与消失。K、S间不仅有接触电势差还有电子的热初速度，为准确测量电子的速度必须予以补偿。选取使液氮温度中时 I_s^* 、 I_p^* 刚有读数的加速电压 E_a^0 来补偿。电子动能 $E_e = E_a - E_a^0$ 。

2) 用稀有气体作为靶粒子：

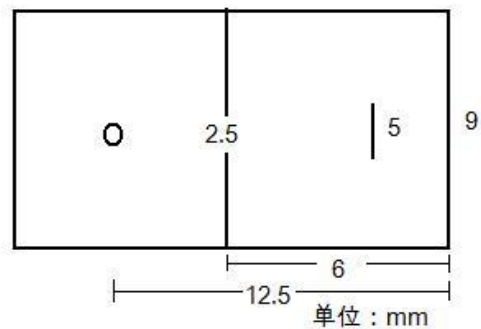
电子与原子核的库伦散射是本实验关心的主要问题，对于靶粒子的激发、电离以及与电子复合等造成透射电流显著改变的因素应尽量避免。稀有气体原子有高激发能、高电离能、不易与电子复合的特点。

3) 灯丝电压不要太高：

灯丝电压越高电子热初速度分布越广，对于实验的测定不利。并且较小的 I_k 即便于调控又能保护微电流计。

4) 几何因子及其对测量结果的影响：

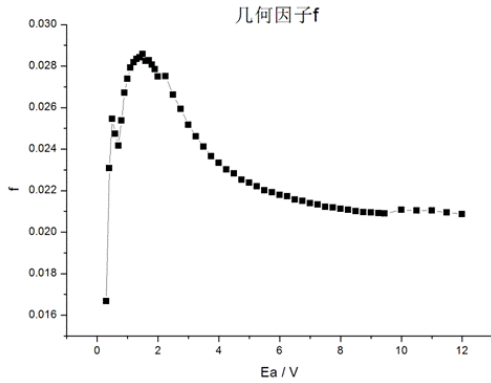
实验中认为液氮中靶粒子液化冻结，几乎没有散射，并由此来测量几何因子 f 。但液氮中闸流管内不可能为绝对的真真空，仍会有少数的靶粒子造成散射。



上图为闸流管俯视尺寸图，先估算一下 f 的量级，认为阴极K可向 4π 方向发射电子，所以：

$$f = \frac{2.5^2 / (12.5 - 6)^2}{4\pi} = 0.012$$

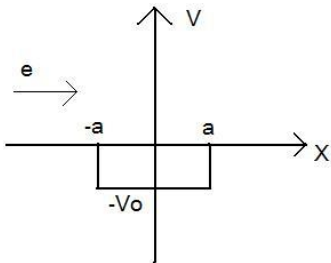
由于加速电压的影响实际值应大于此。下图为实验测量的 f 值，可以看到量级与估算一致。



但在 1eV 左右 f 显著增大，这是因为此时发生冉绍尔——汤森效应透射电流最大。根据公式 $f(I_k, E_a) = I_p^* / I_s^*$ ，所以此时 f 变大。可见液氮温度下忽略靶粒子对 f 值最多造成 20% 偏差。

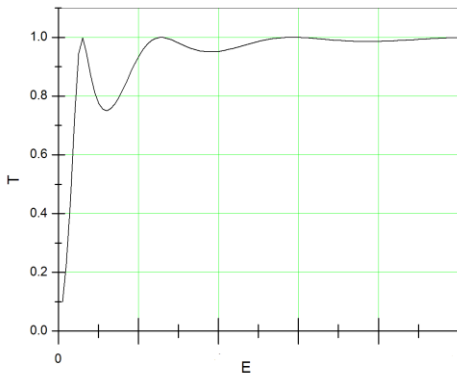
5) 量子力学对冉绍尔——汤森效应的定性解释：

首先先看一维有限深势井，因为其最简单，物理也最清楚。如下图所示，电子从左边入射



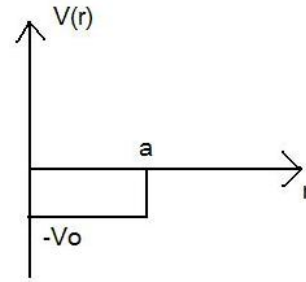
其透射率为：(E 为电子动能)

$$T = \left[1 + \frac{V_0^2}{4E(E + V_0)} \sin^2 \left(\frac{2a}{h} \sqrt{2mE + 2mV_0} \right) \right]^{-1}$$



可以看到电子动能有很多取值可以使透射率为 1，即散射截面为零。但是这与实验中测得的只有一个 σ 最小值不符。

下面再考虑三维球势井，当电子远离氦原子时由于氦原子是电中性的，电子不受任何作用。当电子与氦原子距离小于氦原子半径时，氦的电子云对原子核的屏蔽作用减小，电子受到氦原子核的吸引越来越强。为计算简便，把这一作用等效为一个半径为原子半径的有限深球势井，如下图：



电子的波函数和散射截面为 (δ_l 为第 l 分波的相移， k 为入射电子波矢)：

$$\varphi = R(r)Y_l^m(\theta, \varphi)$$

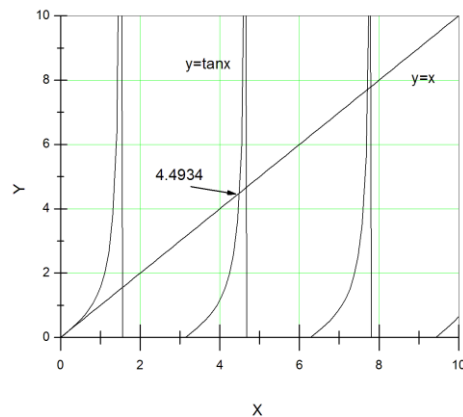
$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) \sin^2 \delta_l$$

在低能近似下 $ka \ll 1$ ，只用考虑 $l=0$ 的 s 分波，则 $\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0$ ，当 $\delta_0 = n\pi$ 时 σ 取极小值。令

$u(r) = r \cdot R(r)$ ， $k = \frac{\sqrt{2mE}}{h}$ ， $k_1 = \frac{\sqrt{2m(E+V_0)}}{h}$ 。解径向薛定谔方程得：

$$u(r) = \begin{cases} \sin k_1 r & (r < a) \\ \sin(kr + \delta_0) & (r > a) \end{cases}$$

根据 $r=a$ 时波函数的连续，并带入 $\delta_0 = n\pi$ ，得： $k_1 a = \tan(k_1 a)$ 。做图解此超越方程：



$k_1 a$ 最小取值为 4.4934, 而其它更大值不取, 因为随 k_1 增大 k 也增大, 近似条件 $ka \ll 1$ 不再成立, s 分波虽然散射截面为零, 但需要考虑更多分波使散射截面增大, 所以 σ 只有一个趋于零的最小值。

5. 参考文献:

[1].戴道宣, 戴乐山。近代物理实验。高等教育出版社, 2006。

[2].胡永茂, 张桂樯等。氫原子散射截面反常现象的观测分析。物理实验, 2008, 28 (7): 40-44。