

冉绍尔-汤森效应

李梦琳 08300300059

摘要: 冉绍尔汤森效应实验中,运用充气氩流管,测量低能电子与气体原子的散射概率 P_s 与电子速度的关系;测定散射概率或散射截面最小时的电子能量 E_{\min} ,验证冉绍尔汤森效应,并测量氩原子的电离电位。发现实验所得数据与理论值存在一定误差,是由补偿电压值不准确造成的。现通过对实验结果的讨论,提出改进测量接触电势差,即补偿电压的方法。从而提高实验准确性。

关键词: 充气闸流管; 冉绍尔汤森效应; 补偿电压; 散射概率

1. 引言

冉绍尔汤森效应表明散射截面与电子的运动速度是相关的,可从散射效率与电子能量关系的图像中得到此结果。这一结论也彻底推翻了经典理论关于二者关系的描述。

当电子能量较高时,电子与氩原子的碰撞散射截面随着电子能量的降低而增大;当电子能量小于十几个电子伏特后,发现散射截面却随着电子的能量的降低而迅速减小,并在一个电子伏特附近达到其最小值。

本实验中,因考虑到栅极与接收板之间的散射,有接触电势差的存在,需要额外加一个补偿电压将其对加速电压的不良影响抵消。运用边手动调节,边观测示波器显示屏信号的方法,达到了一定的补偿效果,但仍有一些不足。这些不足也集中体现在了直流测量以及氩原子电离电压测定的实验结果中。

本文旨在关注实验所得数据及找出问题,并提出一些初步解决的设想。

2. 实验部分

2.1 测量原理

碰撞管是用来研究电子与原子碰撞的,由发射电子的阴极、电子加速极、电子与原子碰撞的等势空间以及透射电子收集极组成。

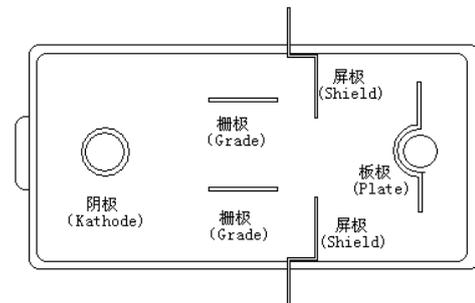


图1 电子碰撞管结构

如图一所示,当加热灯丝时,阴极电流为 I_k ,电子在板极电压的加速下,一部分电子达到栅极之前,为屏蔽极吸收,形成电流 I_{s1} ;有一部分则穿越 S ,形成电流 I_0 。 S 与 P 之间为等势空间,电子穿越 P 后以恒速运动,收到气体原子散射的电子到达屏蔽极,形成散射电流 I_{s2} ,为受到散射的电子到达板极,形成透射电流 I_p 。

$$I_k = I_0 + I_{s1}$$

$$I_s = I_{s1} + I_{s2}$$

$$I_0 = I_P + I_{s2}$$

几何因子 $f = \frac{I_0}{I_{s1}}$. 把充气闸流管的管端部分浸到温度为 77K 的液氮中, 管内气体冻结, 气体原子密度很小, 对电子的散射可以忽略不计, 此时板流 I_P^* , 栅流 I_S^* , $f = \frac{I_P^*}{I_S^*}$. 等势区内散射概率

$$P_s = 1 - \frac{I_P}{I_0} = 1 - \frac{1}{f} \frac{I_P}{I_{s1}} = 1 - \frac{I_P^*}{I_S^*} \frac{I_P}{I_{s1}}$$

测量不同的加速电压 V 时的 P_s , 可得 P_s 与 \sqrt{V} 的关系曲线。

2.2 补偿电压

板极和栅极之间增加一个补偿电源 E_C , 用以补偿碰撞空间的接触电势差。

2.3 二极管法测量氙原子电离电压

用二极管法作图可有效测出氙原子的电离电压。

真空二极管工作在空间电荷限制区, 阳极电流与阳极电压关系

$$I = KV^{\frac{3}{2}}$$

$$\lg I = \frac{3}{2} \lg V_A + \lg K$$

作 $\lg I - \lg V_A$ 曲线, 其中 $I = I_P + I_S$. 当电子能量达到氙原子电离临界值时, 电子对氙原子的碰撞引起氙原子电离, 阳极电流迅速上升, 曲线突然偏离二分之三次方的关系。

3. 测量与结果

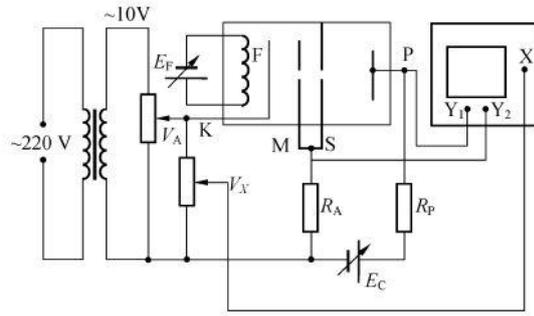


图2 使用交流加速电压时的观察电路图

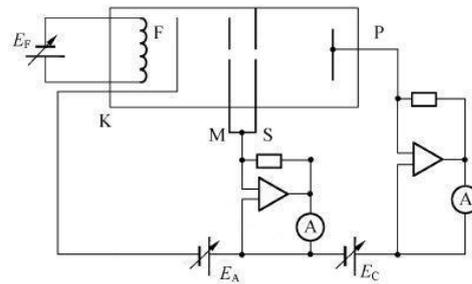


图3 使用直流加速电压时的测量线路图

3.1 测量方法

图2为加速电压为交流时的电路图。

$E_F = 2.00V$. 在此电压下观察

I_P 与 I_S 随 E_a 的变化规律。调节 E_C , 使两电流在示波器上的图像起始端重合, 即此时接触电势差得到补偿。将电子碰撞管下端二分之一处, 缓缓进入 77K 液氮之中。观察低温时, 此电压下观察 I_P 与 I_S 随 E_a 的变化规律。并调节 E_C , 使两电流可以同时出现。

图3为加速电压为直流时的测量用电路图。此时管子浸于液氮中, 保持 E_F 不变, 仔细调节 E_a 和 E_C , 使 I_P 与 I_S 在微电流计上的示数可以同时从零值跳起, 此时 S 和 P 之间形成等势空间。此时的 E_C 值即为补偿电压值。记录 I_P^* 与 I_S^* 随 E_a 的变化规律。移走液氮, 待电子碰撞管恢复室温。为保证 77 K 和常温下阴极

电子发射情况一致, 在常温下需要对阴极电压 E_F 进行调整。使 $I_P + I_S = I_P^* + I_S^*$, 观察 I_P 与 I_S 随 E_a 的变化规律。

保持直流加速电压的电路不变, 改用稍高(可达到14V以上)的直流电源。补偿电压保持不变, 记录 E_a 在0—14V范围, I_P 与 I_S 随 E_a 的变化规律。

3.2 测量结果

3.2.1 交流电压下观察 I_P 与 I_S 随 E_a 的变化规律

图4为交流电压时 I_P 与 I_S 随 E_a 变化的图像。此时初步确定的补偿电压 $E_c = 0.81V$ 。低温环境下, 确定补偿电压 $E_c = 0.72V$ 。灯丝电压 $E_F = 2.00V$ 。

3.2.2 直流电压下观察 I_P 与 I_S 随 E_a 的变化规律

低温下 $E_a = 0.4V$, 使电流同时出现, 确定的 $E_c = 0.81V$ 。记录 I_P^* 与 I_S^* 随 E_a 的变化规律。

室温下, $E_a = 1V$, 使 $E_F = 2.27V$, $I_P + I_S = I_P^* + I_S^* = 38.8\mu A$, 选择 $E_a = 1V$ 是因为在加速电压为1V时的散射概率最小, 最接近真空的情况。

$E_c = 0.81V$, 记录 I_P 与 I_S 随 E_a 的变化规律, 如图4所示。

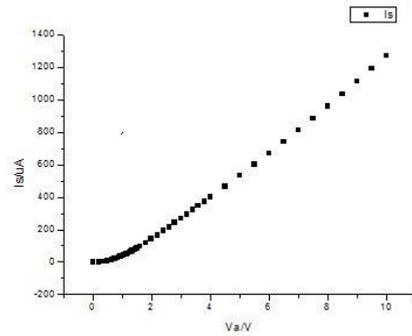
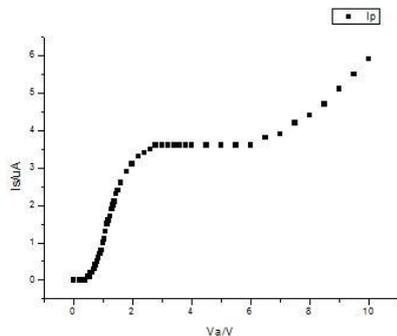


图4 直流测量 $E_a \sim I_P$, $E_a \sim I_S$ 拟合图

从而得到 P_S 与 \sqrt{V} 的关系曲线, 如图5所示。极小值在0.92eV处出现。

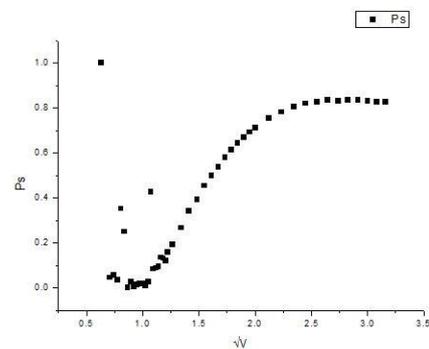


图5 直流测量 $P_S \sim \sqrt{E_a}$ 拟合图

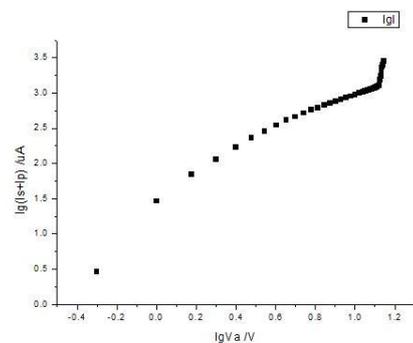


图6 氙原子电离电压测定 $\lg V_A \sim \lg I$ 拟合图

3.2.3 氙原子电离电压测定

记录

E_a 在0—14V范围, I_P 与 I_S 随 E_a 的变化规律, 作出 $\lg V_A \sim \lg I$ 图像, 如图6所示。电离电压值为12.30V, 与理论值12.13V比较, 相对误差为1.4%。

4. 分析与讨论

4.1 P_s 与加速电压 E_a 关系

观察 $P_s \sim \sqrt{E_a}$ 关系图像。在加速电压较低时，散射概率随加速电压的增加略有下降，在 1eV 附近有极小值出现，并随后随加速电压的升高而升高。此极小值的出现明确了散射效率与电子能量的相关性，通过进一步处理数据和作图，可得到散射截面与电子速度的关系，从而证明这二者的相关性。此结果推翻了经典理论的阐述，同时也在一定程度上奠基了量子力学的地位。

图中有四个点偏离其他点的曲线趋势。其中最小的点的异常是由于在 $E_a = 0$ 时， I_p, I_s, I_p^*, I_s^* 均无示数。其他三点的异常可能是因为电压较小时，电流较小，易由于电流计示数的不稳定受到干扰。通过观察 $E_a \sim I_p, I_s, I_p^*, I_s^*$ 图像知，应该不是记录或读数时的错误所致。

4.2 氙原子电离电压

由二极管法原理可知，在加速电压达到氙原子电离电压之前，图像的斜率应为 1.5 ，但实际测量的图像前段却带有一定的弧度。对弧线的斜率比较发现，加速电压大于 2.5V 时，图像线性基本良好，斜率约为 1.5 。因此问题主要集中在 E_a 较小时。加速电压较小时， I_p, I_s 两电流值十分不稳定。尤其是 I_p 的电流示数，始终处于 10^{-4}A 数量级，并始终伴随外界影响在一定范围来回跳动，经过几分钟后才趋于稳定，而稳定的示数通常大于先前的电流示数。因此，在电流计波动较大时，实验中读取的电流值一般略小于实际电流值，从而造成

此时的图像斜率大与理论值。

测量氙原子电离电压，还有另外一种比较成熟的办法——三极管法。在本实验中选择二极管法的原因是，二极管法得到的数据数量级明显大于三极管法，在外围因素对电流计影响严重的情况下，二极管法的实验结果更加精确。

由图像，得到其斜率突增的位置为 $E_a = 12.30\text{V}$ ，与理论值 12.13V 比较，误差为 1.4% 。误差在一定程度上来自于所测电流值过小、微电流计受外界影响示数波动。

另一方面，补偿电压的不准确也导致了误差的存在。交流观察、直流测量与氙原子电离电压的测定，三个内容中确定补偿电压均为手动，因此得到的 E_c 很不精确。

在 S 与板极 P 之间存在的接触电势差 E ，与加速电压 E_a 是方向相反的串联关系。现加入与 E_a 方向相同的 E_c 来抵消 E 的影响。所加 E_c 与 E 相等时，刚好可以补偿接触电势差，此时测得的加速电压值比较准确；所加 E_c 大于 E 时，接触电势差补偿过度，此时测得的加速电压值比实际偏小；所加 E_c 小于 E 时，接触电势差补偿不足，此时测得的加速电压值比实际大。

所以，为得到较准确的实验结果，建议在冉绍尔汤森实验之前，首先运用定量的方法，确定补偿电压，再进行后续测量实验。现初步提出两个解决方式。

4.3 测量补偿电压方法的改进

4.3.1 利用氙原子电离

使补偿电源 $E_c = 0$ ，在此条件下测

量氙原子的电离电压, 并把数据与理论值 12.13V 相减, 即可得到较准确的电路补偿电压值。

4.3.2 栅阴电压反接的方法

在原直流加速电压测量电路的基础上, 将栅极与阴极电压反接。在此情况下, 测量 $I_s=0$ 时的电压值, 此电压即为应该给予补偿的接触电势差。但需要注意的是, 此方法忽略了热效应和空间电荷效应的影响, 因此在使用时, 最好事先在室温和液氮温度下, 分别选用三种不同的灯丝电压来测量 P_s 与 \sqrt{V} 关系曲线, 并把三中灯丝电压下的测量结果进行比较, 以估计热效应和空间电荷效应对补偿电压值的影响程度。

致谢

感谢我的合作者韩雪松, 这个实验是我们两人共同完成的。包括这个实验在内的所有实验在实验前准备, 实验过程, 数据处理每一个环节我们都作了很多讨论, 相互激发出很多新想法。还要感谢马世红, 乐永康, 姚红英, 白翠琴老师及其他所有实验室老师给与的热情指导和认真评改。

参考文献

- [1] 戴道宣, 戴乐山. 近代物理实验[M]. 上海: 复旦大学出版社, 1994.
- [2] 吴思诚, 王祖铨. 近代物理实验 I (基本实验) [M]. 北京: 北京大学出版社, 1986.
- [3] 李菁田. 测量氙原子的电离电位求补偿电压 E_c 的讨论.
- [4] 胡永茂, 张桂檣. 氙原子散射截面反常现象的观测分析[J]. 物理实验. 2008. 7

5. 总结

本实验运用充氙闸流管与适当的直流电路观察到了散射概率对电子加速电压的改变而变化的趋势, 从而证明了散射截面与电子能量之间的联系, 很好的重现了冉绍尔汤森效应, 这是一种典型的量子效应, 经典散射理论无法对其做出解释。

二极管法测量氙原子电离电位, 相比于三极管法, 体现出其测量结果准确性方面的优势, 同时无法避免补偿电压不准确带来的不足。本实验针对补偿电压的原理和实验结果中的具体问题, 试提出了两种解决方案。其中 4.3.1 的方法更加直观易操作, 同时避免了热效应等其他方面的干扰。