

冉绍尔汤森实验中的 f 因子

摘要: 本文估算了冉绍尔汤森实验中的几何结构因子 f 的大小, 在不同实验条件下对 f 因子进行了测量, 并据此简要分析了影响 f 因子的因素。此外, 本文还对 f 因子在实验中所起的作用即对结果的影响做出了简要说明, 进而提出另一种处理数据的方法, 并分析该方法的优缺点。

关键词: 冉绍尔-汤森 几何结构因子 散射截面

前言:

20 世纪 20 年代初, 冉绍尔和汤森在实验中发现电子与气体碰撞中, 碰撞截面和电子速度有关。当电子能量较高时, 气体原子的散射截面随电子能量的降低而增大, 当电子能量较低时, 气体原子的散射截面随电子能量的降低而迅速减小。这种现象不符合经典气体分子运动论, 却是粒子具有量子效应的重要证明实验。

实验原理:

测量氩原子总散射截面的原理图如右图所示, 旁热式阴极 K 由灯丝电压 E_f 加热, 电子经电压 E_a 加速形成阴极电流 I_k , I_k 分为两部分, 一部分为屏蔽极吸收形成电流 I_{s1} 一部分穿越 S 上的孔形成电流 I_0 。 S 与板极 P 之间为等势空间, 电子穿过 S 后以恒速运动, 受到散射的电子到达屏蔽极, 形成 I_{s2} , 未受到散射的电子到达板极 P , 形成 I_p 。

因此有

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

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

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

则电子在等势区的散射概率为

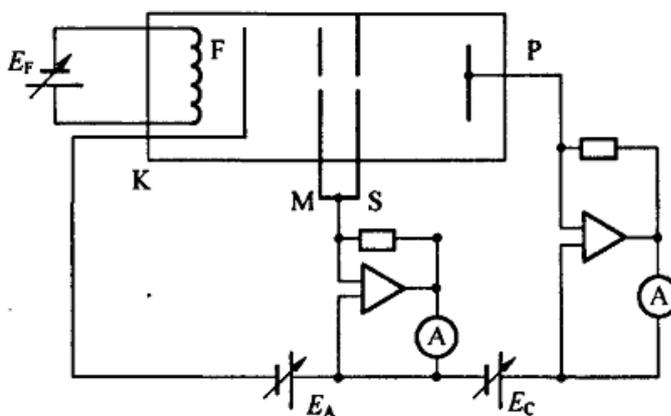
$$P_s = 1 - \frac{I_p}{I_0}$$

式中 I_0 是不能直接测得的, 需用间接的方法测量。由于阴极电流 I_k 分成两部分 I_0 和 I_{s1} , 它们之间有一比例关系, 这一比值称为几何结构因子 f , 即有

$$f = \frac{I_0}{I_{s1}}$$

可据此得到散射概率

$$P_s = 1 - \frac{1}{f} \frac{I_p}{I_{s1}}$$



(b) 使用直流加速电压时的测量线路图

I_s, I_p 与加速电压的变化关系的测量线路图

为测量 f，可把充气闸流管浸入 77k 的液氮中，试管内气体冻结，对电子的散射可以忽略不计，此时几何结构因子就等于这使得板流 I_p^* 与栅流 I_s^* 之比。即

$$f = \frac{I_p^*}{I_s^*}$$

据此可求得散射概率 P_s ，进而由

$$P_s = 1 - e^{-n\sigma L}$$

求得总吸收截面 $n\sigma$ 。

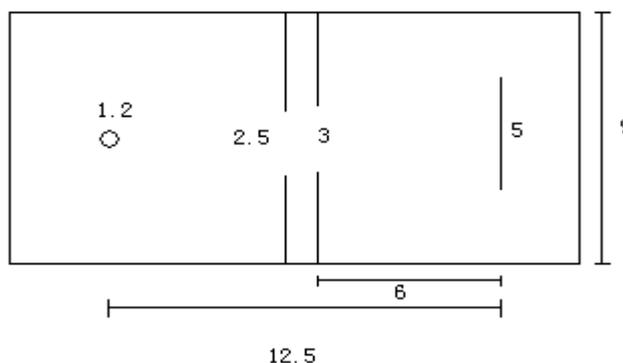
f 因子的估算

右图为氡闸流管几何尺寸（单位：mm），据此可估算出 f 因子的数值。

首先认为灯丝向 4π 方向发射电

子，并且向各方向发射电子概率相同，则 f 因子近似等于孔 S 对灯丝张角与 4π 之比，即

$$f = \frac{2.5^2 / 6.5^2}{4\pi} = 0.012$$



f 因子的实际测量

在 E_c （补偿接触电压）分别为 0.61V 与 1.20V 时，测得 f 因子与加速电压 E_a 关系如右图所示。测得的 f 因子量级基本与估算值相符。

可以看出，在一定的几何尺寸下，f 因子与 E_a ， E_c 均有关系。

在 $E_c=0.61V$ 时，f 先随着 E_a 的增大而迅速增大，当 E_a 接近 1V 时，f 随

E_a 的增大而缓慢减小。在 $E_c=1.20V$ 时，f 先随 E_a 的增大而迅速减小，当 E_a 接近 1V 时，f 随 E_a 的增大而缓慢减小。

f 因子的影响因素分析

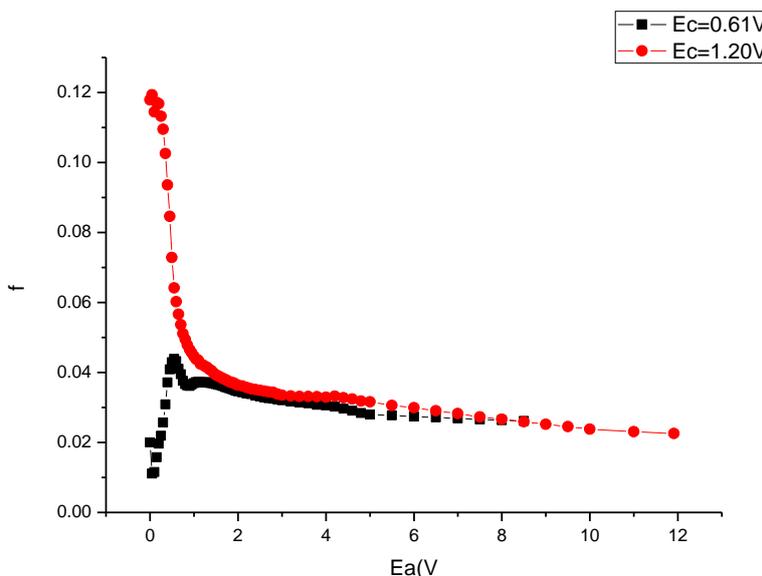
由定义知，f 因子即为透过 S 孔与未透过 S 孔的电子数的比值，因此，f 因子与几何结构和空间电荷分布有关。而在本实验中影响空间电荷分布主要有三个因素。

1 空间电荷效应

在 E_a 较小时，由灯丝发射出的电子没有较大的动能，因而在灯丝附近形成堆积。这部分电子本身带负电，会阻碍电子发射，称为空间电荷效应。 E_a 较大时，电子难以堆积，因而空间电荷效应消失，但在 E_a 较小时， E_a 增大会使积累的电

2 加速电压 E_a

加速电压加在栅极与负阴极之间，起一个将电子引到栅极周围的作用。如果 E_a 增大，会使打在栅极上的电子增多，进而减小 f 值。当加速电压较小时，这一效



应较为明显,当 E_a 较大时, E_a 对 f 的影响就会受到闸流管几何结构限制而不会有较大变化。

3 补偿电压 E_c

补偿电压的作用本是补偿负阴极与板极的接触电势差,但如果 E_c 加的较大,相当于将电子流引向板极,自然 f 就会较大。如果 E_c 加的足够大,阻止了电子堆积,从而克服空间电荷效应的影响。

综上所述,在 E_c 较小 (0.61V) 时, f 首先由于空间电荷效应随 E_a 增大而增大,接着空间电荷效应影响消失, f 由于 E_a 将电子流引向栅极而减小,形成图示曲线。而在 E_c 较大时 (1.20V), f 受空间电荷效应影响不明显, f 随 E_a 增加而变化缓慢 (图中堆积的那些数据点),而后空间电荷效应消失, f 随 E_a 增大而迅速减小,最后曲线由于几何结构限制而趋于平缓。

f 因子的作用及对实验结果的影响

实验中理论得到 P_s 的表达式为

$$P_s = 1 - \frac{1}{f} \frac{I_p}{I_{s1}}$$

但在参考文献 1 中给出的方法为

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

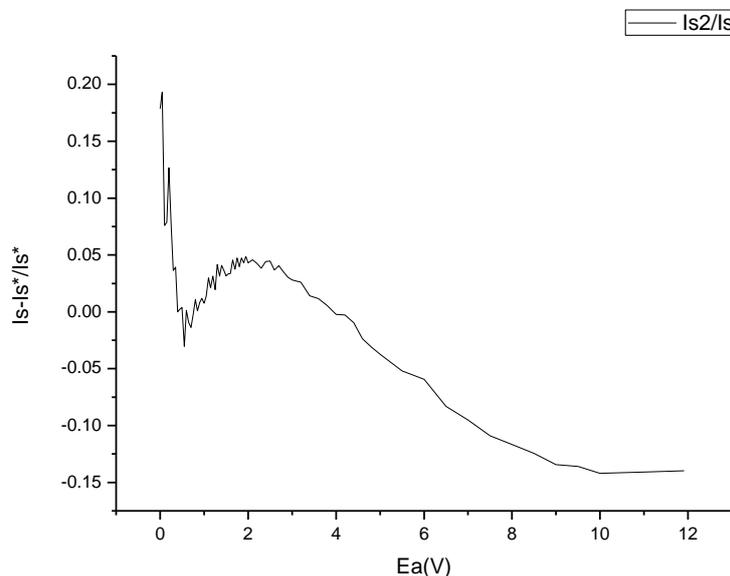
即认为 $I_s = I_s^*$, 在参考文献 2 中提到要在常温下 $E_a = 1V$ 时调节灯丝电压 E_f 使得

$$I_s^* + I_p^* = I_s + I_p$$

这样做的原因是此时 I_{s2} 的值在该温度该加速电压下最小,有效减小了计算 P_s 值时由 I_{s2} 带来的误差,这样就可以较好的利用低温下测得的 f 来计算 P_s 值。

由以上分析可以看出,在这个实验中, f 要记入计算最后结果的表达式中,是重要的试验参变量。

但在实际试验过程中发现,低温和常温下的 I_{s2} 并不是完全相同的。在相同几何结构因子下,近似认为低温下 $I_s^* = I_{s1}$, 常温下 $I_s = I_{s1} + I_{s2}$, 这样可以得到常温下 I_{s2} 对 I_s 的相对误差随加速电压 E_a 的变化 (如下图所示)。



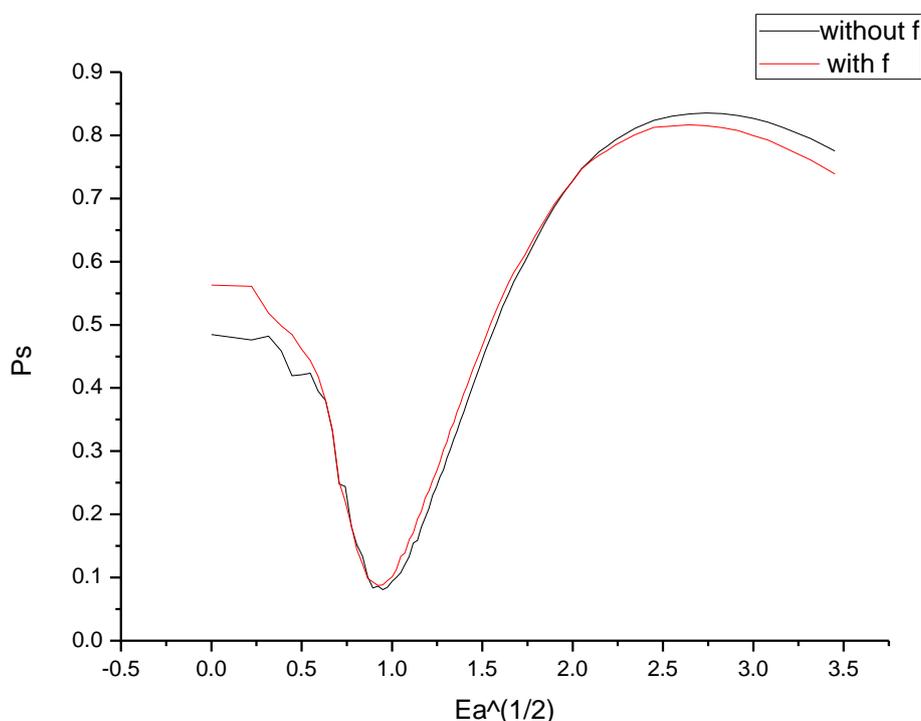
从图中可以看出，除了 Ea 较小和较大时相对误差较大，其它情况下 I_{s2} 对 I_s 的相

对误差还是可以忽略的，这就考虑在计算 P_s 的表达式 $P_s = 1 - \frac{1}{f} \frac{I_p}{I_s} = 1 - \frac{I_s^*}{I_p^*} \frac{I_p}{I_s}$ 中，

忽略 I_s^* 与 I_s 的影响，直接由 $P_s = 1 - \frac{I_p}{I_p^*}$ 得出结果的可能性。利用一次实验数据

($E_c=1.20V$) 得到两种计算方法的曲线如下 (红色对应 $P_s = 1 - \frac{1}{f} \frac{I_p}{I_s}$ 计算式，黑

色对应 $P_s = 1 - \frac{I_p}{I_p^*}$ 计算式)。



可以看出，两条曲线总体差别不大，但黑色曲线略有不稳定起伏。

误差分析

这里认为室温与低温下，有 $I_k = I_k^*$, $I_0 = I_0^*$, $I_{s1} = I_{s1}^*$ 。

理论计算 P_s 公式为

$$P_{s0} = 1 - \frac{I_p}{I_0} = 1 - \frac{I_p}{I_p + I_{s2}}$$

采用 f 计算 P_s 时，有

$$P_{s1} = 1 - \frac{I_p I_s^*}{I_s I_p^*}$$

不采用 f 计算 P_s 时, 有

$$P_{s2} = 1 - \frac{I_p}{I_p^*}$$

前者误差

$$\Delta_1 = |P_{s0} - P_{s1}| = I_p \left(\frac{I_s^* I_p + I_s I_{s2}^* - I_s I_p^*}{I_s I_p^* (I_p + I_s)} \right)$$

后者误差

$$\Delta_2 = |P_{s2} - P_{s0}| = I_p \left(\frac{I_s I_p + I_s I_{s2} - I_s I_p^*}{I_s I_p^* (I_p + I_s)} \right)$$

$$\Delta_2 - \Delta_1 = A^* (I_{s2} - I_{s2}^*) (I_0 + I_s^*) > 0$$

及后者误差大, 从曲线上也可看出后者曲线毛刺信号更多。

方法比较与分析

虽然后一种方法误差更大, 但这种方法却测量简单, 只需测量 I_p 与 I_p^* 两个量, 将测量的工作量缩小了一半, 并且所得的曲线大致体现出散射概率的变化趋势。并且, 后一种方法也为无法达到低温条件的情况提供一种实验思路, 即在不同温度下测量 I_p 与 I_p^* 两个量, 计算 P_s 。

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 年 7 月第二版
- 2 胡永茂 张桂樯等 氩原子散射截面反常现象的观测分析 物理实验 2008 28(7): 40-44
- 3 曾谨言 量子力学 卷一 科学出版社 2007 年 1 月第四版