

文章编号:1005-4642(2022)03-0052-06

学
生
园
地



冉绍尔-汤森效应实验的拓展研究

李明洋[†], 马志远[†], 张志华, 关 佳, 方 恺, 赫 丽, 沈 军
(同济大学 物理科学与工程学院, 上海 200092)

摘 要:电子流与电子碰撞管中稀有气体原子发生作用时,会出现电子散射概率及总有效散射截面与电子速度相关的现象,即冉绍尔-汤森效应. 本文测量了散射概率和总有效散射截面随电子速度的变化曲线,验证了冉绍尔-汤森效应,并探究了几何因子、板极电流随电子速度的变化曲线和不同灯丝电压下的冉绍尔-汤森曲线的异同,同时探究了更简单高效地测量最佳补偿电压的方法.

关键词:冉绍尔-汤森效应;几何因子;灯丝电压;最佳补偿电压

中图分类号: O562.5

文献标识码: A

DOI:10.19655/j.cnki.1005-4642.2022.03.009

物理学家冉绍尔与汤森在研究电子与气体原子的碰撞中,发现碰撞截面的大小与电子速度有关. 这种现象用经典物理无法解释,只能通过量子力学理论解释^[1]. 为验证这种现象,利用电子碰撞管进行实验测量,通过加热灯丝产生热电子,并用加速电压加速,使电子与气体原子发生碰撞^[2],分别被屏极和板极吸收形成电流;通过在液氮温度和室温下进行实验,得到屏极和板极电流值随加速电压的变化关系,计算散射概率 P_s 和总有效散射截面 Q ,验证冉绍尔-汤森曲线. 同时做出几何因子 f 和板极电流 I_p 随加速电压的变化曲线,进一步研究这种效应. 通过改变灯丝电压测定不同的冉绍尔-汤森曲线,探讨灯丝电压对曲线和几何因子 f 、板极电流 I_p 的影响. 最后考虑到补偿电压的影响,探究了一种测量最佳补偿电压的方法.

波带法求解电子在气体原子势场中的波函数进行解释. 要想更精确地计算散射概率,可采用 Hartree-Fock 自洽场方法^[3-4]. 本文重点研究了电子散射概率与电子速度的关系图像,由于对散射概率的精确程度要求不高,因此采用测量散射电流占总电流的比值来表征电子散射概率.

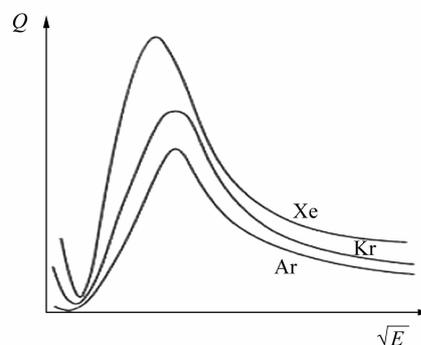


图 1 惰性气体的冉绍尔-汤森曲线

1 实验原理

冉绍尔-汤森效应指电子散射概率和总有效散射截面与电子速度有关的现象,图 1 为几种惰性气体的冉绍尔-汤森曲线^[3],用加速电压平方根表示电子速度. 这种效应可以通过量子力学的分

充 Xe 电子碰撞管的结构示意图如图 2 所示. 屏极 S 为盒装结构,被 1 片开有矩形孔的隔板分成左右 2 个区域. 左面区域的一端装有圆柱形旁热式氧化物阴极 K,内有螺旋式灯丝 H(灯丝电压为 E_H),阴极 K 与屏极 S 隔板之间有通道

“第 11 届全国高等学校物理实验教学研讨会”论文

收稿日期:2021-07-09;修改日期:2021-10-17

基金项目:同济大学实验教学改革项目(No. 202051, No. 202149)

作者简介:李明洋(2000-),男,河南许昌人,同济大学物理科学与工程学院 2018 级本科生. E-mail:1160151046@qq.com

马志远(2000-),男,河北邢台人,同济大学物理科学与工程学院 2018 级本科生. E-mail:1401587390@qq.com

通讯作者:张志华(1977-),女,山西运城人,同济大学物理科学与工程学院副教授,博士,从事物理理论与实验教学. E-mail:zzhtj@tongji.edu.cn

[†]:并列第一作者,对本文贡献相同.

式栅极 G,栅极与屏极连在一起形成加速极. 右面区域是等电位区,通过屏极隔板孔的电子与 Xe 原子在该区域进行弹性碰撞,该区内的板极 P 收集未能被散射的透射电子.

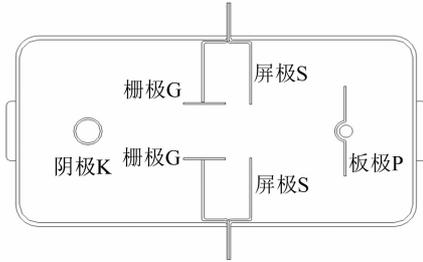


图 2 充 Xe 电子碰撞管的结构示意图

图 3 为测量气体原子总散射截面的原理图^[3],当灯丝加热后,有电子自阴极 K 逸出,设阴极电流为 I_K ,电子在加速电压 E_a 的作用下,一部分电子被屏极 S 接收,形成电流 I_{S1} ;一部分电子穿越屏极 S 上的矩形孔,形成电流 I_0 ,其中 E_c 为补偿电压.

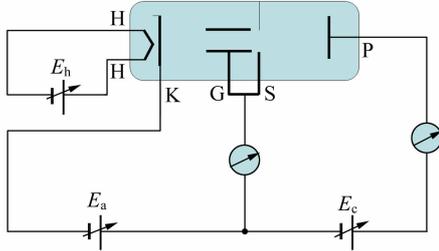


图 3 测量气体原子总散射截面的原理图

由于屏极 S 上的矩形孔与板极 P 之间是等势空间,所以电子穿越矩形孔后以恒速运动. 受到 Xe 气体原子散射的电子到达屏极 S,形成散射电流 I_{S2} ;而未受到散射的电子则到达板极 P,形成板极电流 I_P ,因此有^[3]

$$I_K = I_0 + I_{S1}, \quad (1)$$

$$I_S = I_{S1} + I_{S2}, \quad (2)$$

$$I_0 = I_P + I_{S2}, \quad (3)$$

电子在等势区内的散射概率为

$$P_s = 1 - \frac{I_P}{I_0}. \quad (4)$$

因此只要测量出 I_P 和 I_0 即可求得散射概率 P_s . 其中 I_P 可以直接测得,而 I_0 则需要通过间接方法测定. 由于阴极电流 I_K 分成 2 部分: I_{S1} 和 I_0 ,

二者均与 I_K 成比例,同时二者之间存在一定的比例关系,其比值称为几何因子^[3],

$$f = \frac{I_0}{I_{S1}}. \quad (5)$$

为了测量几何因子 f ,把电子碰撞管的管端部分浸入温度为 77 K 的液氮中,此时管内的气体冻结. 在低温状态下,气体原子的密度很小,对电子的散射可以忽略不计,此时几何因子 f 近似等于液氮温度下的板极电流 I_P^* 与屏流 I_S^* 之比^[3],即

$$f \approx \frac{I_P^*}{I_S^*}. \quad (6)$$

由于阴极电流与加速电压保持不变,因此有

$$P_s = 1 - \frac{I_P I_S^*}{I_{S1} I_P^*}, \quad (7)$$

另外,联立式(2)~(3)可得

$$I_{S1} = \frac{I_S^* (I_S + I_P)}{(I_S^* + I_P^*)}, \quad (8)$$

代入式(7),可得

$$P_s = 1 - \frac{I_P (I_S^* + I_P^*)}{I_P^* (I_S + I_P)}. \quad (9)$$

故在实验中可通过式(9)来测量散射概率 P_s .

电子总有效散射截面 Q 和散射概率 P_s 满足如下关系:

$$P_s = 1 - \exp(-QL), \quad (10)$$

式中 L 为屏极隔板矩形孔到板极之间的距离,对比式(9)和式(10),得到

$$QL = \ln \left(\frac{I_P^* I_S + I_P}{I_P I_S^* + I_P^*} \right). \quad (11)$$

实验中保持 L 不变,根据式(10)可知,散射概率 P_s 由电子总有效散射截面 Q 确定. 由于电子速度与 $\sqrt{E_a}$ (E_a 为加速电压)有关,故可通过测定 QL 和 $\sqrt{E_a}$ 的关系得到电子总有效散射截面与电子速度的关系^[3].

2 实验方法

在直流条件下通过精确测量验证冉绍尔-汤森曲线,按照图 3 连接电路图,液氮温度下调节补偿电压 E_c ,使 I_P 和 I_S 同时出现以确定 E_c . 测量液氮和常温下 I_P, I_S 与加速电压 E_a 的关系,计算出散射概率 P_s 和总有效散射截面 QL 与加速电压的关系,验证冉绍尔-汤森曲线.

做出几何因子 f 随加速电压 E_a 的变化曲线,探究 f 与 E_a 的变化规律,同时做出板极电流 I_P 随 E_a 的变化曲线,检验液氮温度下气体原子

的散射是否可以忽略。

测量条件为:室温下灯丝电压 $E_H = 2.28 \text{ V}$, 液氮下灯丝电压 $E_H = 2.00 \text{ V}$, 补偿电压 $E_c = 0.70 \text{ V}$. 初始加速电压 $E_{a0} = -0.30 \text{ V}$, 逐渐增加至 10.00 V . 为了节省测量时间且尽量不影响测量结果的精确度, 在 2.00 V 以下每隔 0.10 V 记录 1 次数据, $2.00 \sim 3.00 \text{ V}$ 每隔 0.20 V 记录 1 次数据, $3.00 \sim 5.00 \text{ V}$ 每隔 0.50 V 记录 1 次数据, $5.00 \sim 10.00 \text{ V}$ 每隔 1.00 V 记录 1 次数据。

改变灯丝电压 E_H , 测量条件为:室温下 $E_H = 4.97 \text{ V}$, 液氮下 $E_H = 4.30 \text{ V}$, $E_c = 0.40 \text{ V}$. $E_{a0} = -0.90 \text{ V}$, 逐渐增加至 10 V . 测量不同灯丝电压下的冉绍尔-汤森曲线, 进一步研究该效应的规律。

3 实验结果及讨论

3.1 验证冉绍尔-汤森效应

测量数据时, 保证在 $E_a - E_{a0} = 1 \text{ V}$ 时, 满足 $I_S + I_P = I_S^* + I_P^*$, 以保证 2 种测量条件下阴极电子的发射情况一致. 根据上述测量数据, 分别作出低能电子散射概率 $P_s - \sqrt{E_a - E_{a0}}$ 的曲线(图 4)、总有效散射截面 $QL - \sqrt{E_a - E_{a0}}$ 的曲线^[5](图 5), 几何因子 $f - \sqrt{E_a - E_{a0}}$ 的曲线以及板极电流 $I_P, I_P^* - \sqrt{E_a - E_{a0}}$ 的关系曲线(图 6 和图 7), 其中 $\sqrt{E_a - E_{a0}}$ 表示电子速度。

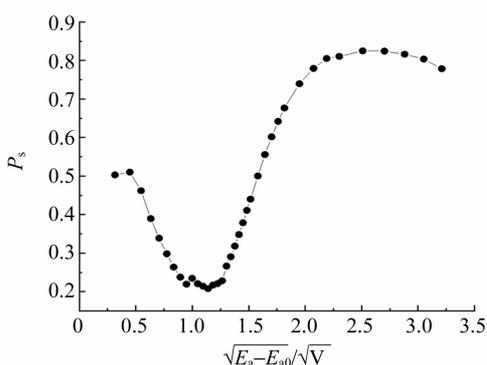


图 4 低能电子散射概率 P_s 与 $\sqrt{E_a - E_{a0}}$ 关系

E_{a0} 是用来补偿热电子的初速度和 K 与 S 间的接触电势差. 由图 4 和图 5 可以看出散射概率 P_s 与总有效散射截面 QL 均随着 E_a 的增大而呈现出先减小后增大的趋势, 第一次极小值在 $\sqrt{E_a - E_{a0}} = 1.14 \sqrt{V}$, 第一次极大值在

$\sqrt{E_a - E_{a0}} = 2.51 \sqrt{V}$, 与理论冉绍尔-汤森曲线^[6]吻合. 但实验曲线在 $\sqrt{E_a - E_{a0}} = 1.00 \sqrt{V}$ 附近时有凸起, 原因是测量过程中 $(I_S^* + I_P^*) - (I_S + I_P) = 0.20 \text{ V}$, 没有严格满足 $I_S + I_P = I_S^* + I_P^*$, 导致液氮温度下阴极电子发射大于室温下电子发射, 在散射概率较小时测量的 I_S 和 I_P 值误差更大, 造成了曲线的凸起。

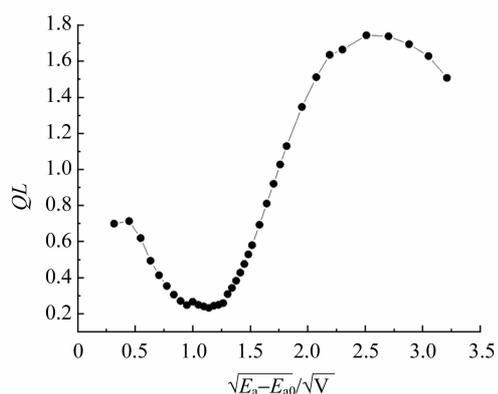


图 5 总有效散射截面 QL 与 $\sqrt{E_a - E_{a0}}$ 关系

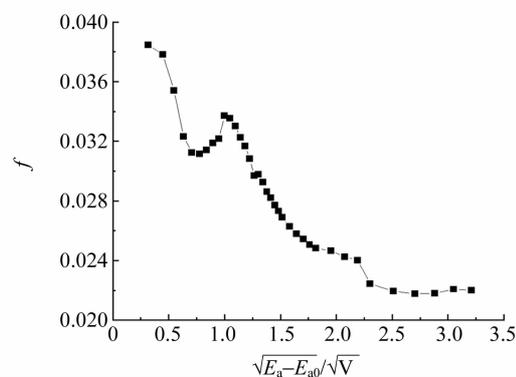


图 6 几何因子 f 与 $\sqrt{E_a - E_{a0}}$ 关系

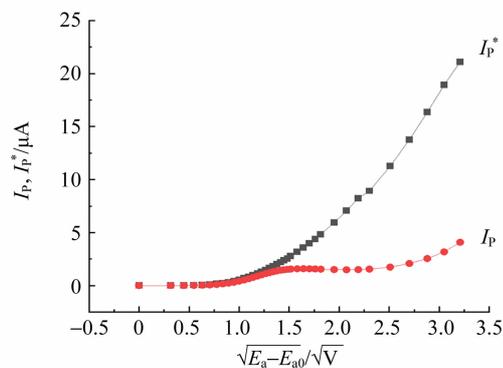


图 7 板极电流 I_P 与 $\sqrt{E_a - E_{a0}}$ 关系

从图 6 可以看出, 在 $0.5 \sqrt{V} < \sqrt{E_a - E_{a0}} < 1 \sqrt{V}$ 范围内, f 有凹陷. 本实验考虑栅极与接收极间的散射, 存在接触电势差, 补偿电压 E_c 难以调到最佳值, 无法完全消除接触电势差的影响. 实验时 $E_c = 0.70 \text{ V}$, 小于最佳值, 因此仍有较小的接触电势差存在. 在 $0.5 \sqrt{V} < \sqrt{E_a - E_{a0}} < 1 \sqrt{V}$ 范围内, 电子能量较小, 即使没有被 Xe 原子散射, 由于受到接触电势差的影响电子仍然无法到达板极 P, 导致 I_p^* 测量值偏小, 从而造成曲线的凹陷. 随着加速电压变大, 电子能量增大, 电子不会受到微弱的电势差影响, 曲线的凹陷消失.

实验中, 按照液氮环境下气体原子散射忽略不计, 除部分电子被栅极 G 吸收, 其余电子全部到达板极形成电流 I_p^* , 这就导致液氮与室温下的板极电流随加速电压的变化有很大不同. 因此通过研究 2 种温度下板极电流 I_p, I_p^* 和 $\sqrt{E_a - E_{a0}}$ 的关系可检验实际液氮环境下气体原子散射能否忽略.

图 7 中, 在 $0.3 \sqrt{V} < \sqrt{E_a - E_{a0}} < 0.8 \sqrt{V}$ 时, I_p^* 与 I_p 相等, 这是因为电子能量很小, 室温下到达散射区域的电子极少, 虽然散射概率为 $0.4 \sim 0.5$, 但已超过板极电流测量的误差极限, 导致室温下板极测量的电流与液氮下板极测量的电流几乎相等. 在 $0.8 \sqrt{V} < \sqrt{E_a - E_{a0}} < 1.3 \sqrt{V}$ 时, 由于室温下电子散射概率为 $0.2 \sim 0.3$, 只有很少的电子被散射, 因此室温与液氮温度下板极电流差值仍较小. 在 $\sqrt{E_a - E_{a0}} > 1.3 \sqrt{V}$ 时, 有足够多的电子到达散射区域, 室温下电子散射概率逐渐增大, 最大可达到 0.8 , 而液氮温度下电子散射概率很小, 导致 2 种温度下板极电流差值逐渐增大. 假设 2 种温度下到达散射区域前电流 I_x 相同, 设液氮温度下电子散射概率为 P_{sa} , 室温下电子散射概率为 P_{sb} , 利用已知的 P_{sb} 和板极电流值可推出 $P_{sa} = (P_{sb} I_p^* + I_p - I_p^*) / I_p$, 由于 2 种情况下 I_x 难以完全相等, 数据测量存在误差, 导致 P_{sa} 为负数, 但其绝对值相较 P_{sb} 非常小, 故可忽略不计.

3.2 不同灯丝电压对电子散射概率的影响

改变灯丝电压 E_H , 测出不同灯丝电压下散射概率 P_s 与 $\sqrt{E_a - E_{a0}}$ 关系即图 8. 图 9 为改变灯丝电压测出的不同灯丝电压下总有效散射截面

QL 与 $\sqrt{E_a - E_{a0}}$ 的关系. 由图 8 可知, 液氮下灯丝电压 $E_H = 4.30 \text{ V}$ 条件下, 冉绍尔-汤森曲线极小值对应的加速电压变小, 这是因为出射的电子能量较大, 只需较小的加速电压即可达到“透射电压”. 且 $E_H = 4.30 \text{ V}$ 时极小值对应的电子散射概率变小, 气体原子的“透明”现象更加明显. $E_H = 4.30 \text{ V}$ 下的 $QL - \sqrt{E_a - E_{a0}}$ 相较于 $E_H = 2.00 \text{ V}$ 情况, 有相似的变化规律.

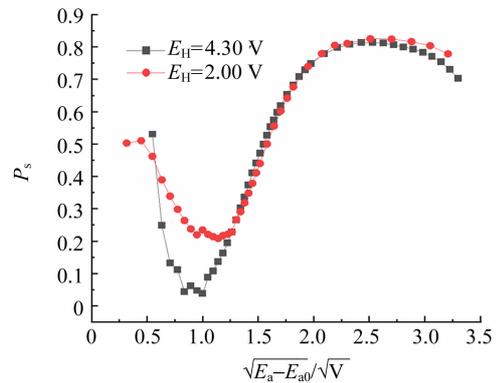


图 8 不同灯丝电压下 P_s 与 $\sqrt{E_a - E_{a0}}$ 的关系

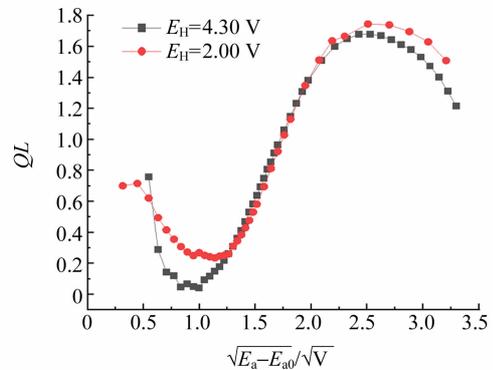


图 9 不同灯丝电压下 QL 与 $\sqrt{E_a - E_{a0}}$ 的曲线

同样为了检验较高灯丝电压即 $E_H = 4.30 \text{ V}$ 下实际液氮环境下气体原子散射是否能忽略, 研究了 2 种温度下板极电流 $I_p, I_p^* - \sqrt{E_a - E_{a0}}$ 曲线, 如图 10 所示.

可以看到在灯丝电压 $E_H = 4.30 \text{ V}$ 下的 $I_p, I_p^* - \sqrt{E_a - E_{a0}}$ 曲线与 $E_H = 2.00 \text{ V}$ 下的曲线相似, 用同样的方法计算出液氮环境下电子散射概率 P_{sa} , 发现其相较 P_{sb} 仍然可以忽略. 但在 $E_H = 4.30 \text{ V}$ 下, 曲线末尾有一明显的上翘, 这是因为在高灯丝电压与高加速电压的共同作用下, 电子

能量过大,即使被散射也能通过散射区域被板极 P 接收,从而增大了 I_p 的值,形成曲线的上翘。

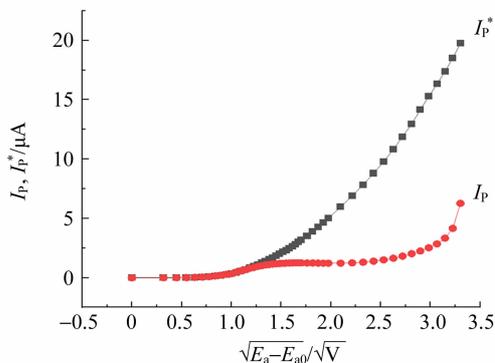


图 10 板极电流与加速电压的关系

3.3 研究最佳补偿电压的测量方法

本实验中因考虑到栅极 G 与接收板极 P 间的散射,有接触电势差的存在,因此加补偿电压 E_c 消除其影响。但实验中难以得到最佳补偿电压,若补偿电压偏小,冉绍尔-汤森曲线会向右平移,补偿电压偏大,冉绍尔-汤森曲线向左平移,如图 11 所示,这会导致测量电子对气体原子散射截面最小值的加速电压出现较大偏差^[7]。

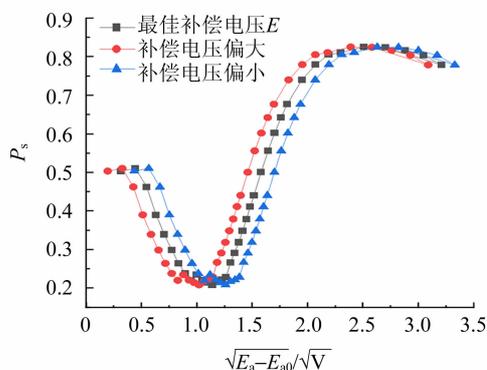


图 11 补偿电压对冉绍尔-汤森曲线的影响

教材中测最佳补偿电压的方法是通过测得不同补偿电压下的冉绍尔-汤森曲线,并进行对比,得到最佳值。这需测较多数据,且均为重复性测量,效率不高。因此本文对实验进行了如下改进。

1) 将加速电压调至 E_{a0} , 补偿电压调至比最佳补偿电压稍低的值(若不确定最佳补偿电压,可从较小值开始调节),这时由于补偿电压并非最佳,导致冉绍尔-汤森曲线偏离标准曲线。

2) 测量该补偿电压下液氮与室温环境下的 I_p, I_s , 求出散射概率 P_s 。

3) 不断增加补偿电压的值, 求出散射概率 P_s , 直到补偿电压高于最佳值。

4) 画出 $P_s - E_c$ 曲线, 理论上曲线先下降后上升, 存在最小值, 而 E_c 的最小值对应的补偿电压即为最佳补偿电压。这是因为随着补偿电压增加, 冉绍尔-汤森曲线由右向左移动, 与标准曲线重合时 P_s 最小。

4 结 论

实验得到了冉绍尔-汤森曲线, 并且测量出 Xe 散射截面和电子散射概率在 $\sqrt{E_a - E_{a0}} = 1.14 \sqrt{V}$ 时有极小值, 此时气体原子呈现“透明”现象, 在 $\sqrt{E_a - E_{a0}} = 2.51 \sqrt{V}$ 时有极大值; 测量几何因子 $f - \sqrt{E_a - E_{a0}}$ 关系曲线, 得出 f 随加速电压增大而减小; 同时通过测量 2 种温度下板极电流, 检验出液氮温度下气体原子的散射是可以忽略的。通过测量不同灯丝电压下的冉绍尔-汤森曲线, 发现灯丝电压越高, 电子散射概率和总有效散射截面达到极小值时所需的加速电压越低, 且极小值更接近 0。另外, 还介绍了测量最佳补偿电压 E_c 的简单方法, 即测量 $P_s - E_c$ 曲线, 曲线的极小值对应的横坐标即为最佳补偿电压 E_c 。

参考文献:

- [1] Gianturco F A, Willner K. Ramsauer-Townsend effect for electron scattering from gaseous CF_4 molecules [J]. Physical Review A, 2007, 75(6): 062714.
- [2] 曹钧植, 杨新菊, 姚红英. 冉绍尔-汤森效应及其电流电压关系[J]. 物理实验, 2015, 35(3): 1-5, 9.
- [3] 同济大学物理实验中心. 近代物理实验讲义[Z]. 2017.
- [4] 顾恩遥, 白翠琴, 吕景林. 冉绍尔-汤森效应实验仪自动化改进[J]. 物理实验, 2013, 33(11): 11-15.
- [5] 胡永茂, 张桂楠, 李汝恒, 等. 氙原子散射截面反常现象的观测分析[J]. 物理实验, 2008, 28(7): 40-44.
- [6] 苏汝铿. 量子力学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2002: 299-313.
- [7] 戴乐山, 戴道宣. 近代物理实验[M]. 北京: 高等教育出版社, 2006: 78-93.

Expansion of Ransauer-Townsend effect experiment

LI Ming-yang, MA Zhi-yuan, ZHANG Zhi-hua,
GUAN Jia, FANG Kai, HE Li, SHEN Jun

(School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

Abstract: When the electron flow interacts with the rare gas atoms of the electron collision tube, the electron scattering probability and the total effective scattering cross section are related to the electron velocity, which is called the Ransauer-Townsend effect. In this paper, the Ransauer-Townsend effect was verified by giving the curves of electron scattering probability and the total effective scattering cross section with the changing electron velocity. The curve of the geometric factors and plate current with electron velocity was explored, and the similarities and differences of Ransauer-Townsend effect curves under different filament voltage were compared. A more simple and efficient method to measure the optimum compensation voltage was studied.

Key words: Ransauer-Townsend effect; geometric factors; filament voltage; optimum compensation voltage

[责任编辑:郭伟]

(上接 46 页)

[12] 倪振华,周梦凡,戴玉蓉. 微区光谱系统搭建与应用研究型教学实验[J]. 物理实验, 2021, 41(8): 27-32.

[13] Zhang G W, Huang S Y, Wang F J, et al. The optical conductivity of few-layer black phosphorus by infrared spectroscopy [J]. Nature Communications, 2020, 11(1): 1-7.

Comprehensive test B: Exfoliation and micro-area optical measurement of two-dimensional materials

PAN Chong-pe^{a,b}, WANG Su-yun^{a,c}, LIU Dong-qi^{a,b},
LIU Zhi-bo^{a,c}, YAO Jiang-hong^{a,b,c}, KONG Yong-fa^{a,b,c}

(a. School of Physics; b. National Demonstration Center for Experimental Physics Education;
c. TEDA Institute of Applied Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China)

Abstract: The experiment background, principle, content, solution and result analysis of the comprehensive test B of the 7th Chinese Undergraduate Physics Experiment Competition were given. The comprehensive test B was about exfoliation and micro-area optical measurement of two-dimensional materials. It involved metallographic microscope operation, two-dimensional material sample preparation, crystal orientation measurement, and self-building device for micro-area optical measurement, which was a comprehensive examination on extracting effective information, physics theory basis and experimental skills, data analysis ability for students. The test introduced the research progress of two-dimensional materials and integrated information research methods, which had strong applicability in the integration of science and education and scientific research training.

Key words: two-dimensional material; optical properties; crystal orientation measurement

[责任编辑:任德香]