

1—50eV 能区 e—He 散射总截面的 绝对测量*

李 泰 华

成都科技大学应用物理系,成都 610065; 四川大学 720 研究所辐射物理中心,成都 610064

冯 安 平 杨 勇

成都科技大学应用物理系,成都 610065

1993 年 2 月 13 日收到

文章详细地介绍了一台快脉冲电子飞行时间谱仪。在谱仪上测量了 1—50 eV 能区的 e—He 散射绝对总截面(TCS),测量的精度优于 5%,与其它的实验结果和理论计算值比较,在误差范围内符合得较好。文章也介绍了实验方法和误差分析。

PACC:3480B

一、引 言

在原子和分子物理学以及其它物理领域,低能电子与原子和分子碰撞的绝对总截面测量一直受到关注。对惰性气体,尤其是 He 原子,近年来^[1,2]仍在不断地进行研究。在低能区,电子与原子或分子的散射过程是一个较为复杂的过程。除主要的静态库仑相互作用外,还存在散射电子与它诱导的原子或分子电偶矩之间的动态库仑相互作用,而且散射电子与原子或分子中的电子自旋交换对相互作用也有重要的影响。精确的 e—He 散射绝对总截面的实验值,不仅可以用来估计处理这些相互作用理论模型的可靠性;也常常用来评价散射实验装置和归一处理相关的实验数据。

在 1971 年,Bederson 和 Kieffer^[3]就对总截面测量的很多实验进行了评述。透射实验的基本原理是:电子束通过很好确定的有效吸收长度的散射室后,测量电子束流强度的衰减,从而得到总截面数据。过去有很多关于总截面测量的实验是采用 Ramsauer 技术完成的,它是借助于垂直于电子束轨道平面的均匀磁场进行电子的能量选择。尽管 Ramsauer 技术在原理上十分简单,但是难于控制电子束的轨道,并探测记录了一些使电子束衰减的未知因素,给总截面带来了较大的误差。评述文章^[3]对 Ramsauer 技术分析后指出:就 He 而论:在 30eV 能区内,用这一技术测到的实验数据的不确定性达 25%,而在高能区,实验数据的准确性就更差。

从 70 年代中期开始,Land 等人^[4],Kennerly 等人^[5]相继发展了电子飞行时间技术。

* 国家自然科学基金委资助的课题。

用来测量电子与气体原子或分子散射的总截面,能区低达 meV 数量级,在实验误差范围内,他们的实验结果的相互一致性好;与其它实验技术测量的结果和理论计算结果比较,也有较好的一致性。

我们建立了一台快脉冲电子飞行时间谱仪。首先对 e-He 散射的绝对总截面进行了测量,以检验新谱仪可能的系统误差,进而确认在该谱仪上,测量电子与其它气体原子或分子散射总截面数据的可靠性。

二、快脉冲电子飞行时间谱仪

我们的快脉冲电子飞行时间谱仪,在结构上,很多方面类似于 Kennerly 和 Bonham 的高分辨脉冲电子飞行时间谱仪,其结构简图如图 1 所示。它由脉冲电子枪,电子靶室、气室和探测器室等部分组成。除真空抽气系统外,谱仪其它各部份均采用无磁材料铝或铜制成。为了保证系统的真空度,各真空室由整块铝加工。真空抽气系统包括两台油扩散泵,一台抽速为 2000 l/s ,位于电子靶室的下方,并对电子枪室进行傍路抽气;另一台抽速为 1500 l/s ,位于探测器室下方。

气室未充气时,次级电子靶室和探测器室的真空度分别可达 $2.0 \mu\text{Torr}$ 和 $1.2 \mu\text{Torr}$ 。当气室充气为 mTorr 数量级时,由于有效地差分抽气,两室真空度分别为 $3 \mu\text{Torr}$ 和 $10 \mu\text{Torr}$ 。谱仪安放在三对相互正交、边长为两米的方形亥姆霍兹线框内,将线框中心轴线的环境磁场屏蔽至几个毫高斯。在气室内,装有点焊在一起的三层 μ 合金,将电子自由飞行区域的磁场进一步屏蔽到约一毫高斯左右。 μ 合金屏蔽层上和屏蔽层内的铝管壁上开孔,孔的位置和数量与气室壁上所开的送气孔和气压的测量孔相匹配。

为了用飞行时间技术测量电子与原子或分子散射的总截面,首先需要产生脉冲电子束。电子枪包括阴极、栅极、阳极、单透镜、两对正交的 X 和 Y 偏转板以及脉冲化孔等部份。电子枪能产生能量可达 2 keV ,束流强度可达 $3 \mu\text{A}$ 的直流束。在脉冲化孔的平面上,单透镜将束流聚焦后的束径约小于 1 mm 。脉冲化孔位于空形锥的顶部,孔径约 1 mm 。正交的 X 和 Y 偏转板将直流束定位于轴心的 X 方向的一侧。上升时间约 3 ns ,宽度约 30 ns ,幅度为 20 V 的快脉冲加到 X 偏转板上,快脉冲的上升沿将电子束扫描过脉冲化孔。为了阻止脉冲的下降沿将电子束回扫过脉冲化孔,将快脉冲延迟约半个脉冲宽度后,加到 Y 偏转板上,使电子束在脉冲化孔平面上的轨迹为一矩形,它的一个边的中心位于脉

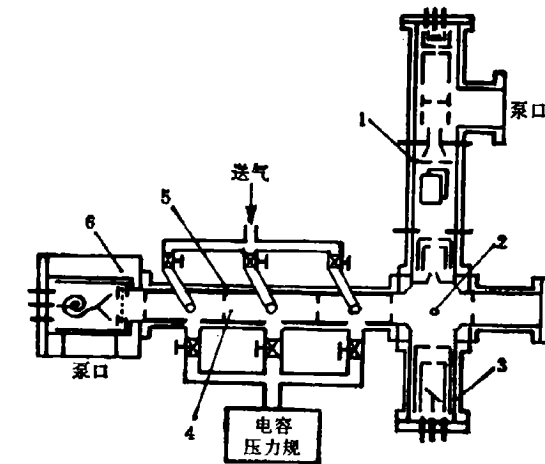


图 1 快脉冲电子 TOF 谱仪结构简图。1 为电子枪；2 为电子靶室；3 为法拉第筒；4 为气室；5 为 μ 合金屏蔽筒；6 为探测器室

束。电子枪能产生能量可达 2 keV ,束流强度可达 $3 \mu\text{A}$ 的直流束。在脉冲化孔的平面上,单透镜将束流聚焦后的束径约小于 1 mm 。脉冲化孔位于空形锥的顶部,孔径约 1 mm 。正交的 X 和 Y 偏转板将直流束定位于轴心的 X 方向的一侧。上升时间约 3 ns ,宽度约 30 ns ,幅度为 20 V 的快脉冲加到 X 偏转板上,快脉冲的上升沿将电子束扫描过脉冲化孔。为了阻止脉冲的下降沿将电子束回扫过脉冲化孔,将快脉冲延迟约半个脉冲宽度后,加到 Y 偏转板上,使电子束在脉冲化孔平面上的轨迹为一矩形,它的一个边的中心位于脉

束。电子枪能产生能量可达 2 keV ,束流强度可达 $3 \mu\text{A}$ 的直流束。在脉冲化孔的平面上,单透镜将束流聚焦后的束径约小于 1 mm 。脉冲化孔位于空形锥的顶部,孔径约 1 mm 。正交的 X 和 Y 偏转板将直流束定位于轴心的 X 方向的一侧。上升时间约 3 ns ,宽度约 30 ns ,幅度为 20 V 的快脉冲加到 X 偏转板上,快脉冲的上升沿将电子束扫描过脉冲化孔。为了阻止脉冲的下降沿将电子束回扫过脉冲化孔,将快脉冲延迟约半个脉冲宽度后,加到 Y 偏转板上,使电子束在脉冲化孔平面上的轨迹为一矩形,它的一个边的中心位于脉

冲化孔上,使得一个电压脉冲只产生一束电子。脉冲电子束的持续时间与脉冲的上升时间、脉冲幅度、电子束能量、束径以及脉冲化孔的几何形状等因素有关。在上述条件下,脉冲电子束的持续时间约为 0.240ns。对于每一微安的直流电子束,产生的脉冲电子束约包含 10^3 个电子。测量总截面时,使用快脉冲的重复率为 100 kpps。脉冲化孔的锥形筒接有数字化电流积分器,抑制圆筒接有约-100V 的抑制电压,使数字化电流积分器能有效地监测直流电子束的稳定性。依据积分器的数据指示,将平均束流强度的变化控制在小于 2% 的范围内。脉冲化孔的外圆筒接地,屏蔽抑制电压产生的电场,减小它对电子束轨迹的干扰。

在电子靶室的中心,与图 1 平面垂直方向,装有外径为 0.7 mm 的医用注射针并涂上胶状石墨,它能进行三维调节,可作为固体或喷射气体束的电子靶,在高速电子的轰击下,产生次级电子。与电子枪相对,在电子靶室的另一侧有法拉第筒,用于监测直流电子束和电子靶的位置调节;获取数据时,又作为未打在电子靶上的脉冲电子的陷阱。与电子束和次级电子靶平面垂直方向上,电子靶室两侧有气室和电子陷阱。陷阱俘获电子靶发射到与它同侧的次级电子。电子靶室的内壁上涂有胶状石墨,减弱了来自探测器视域里的壁面上的电子反射和次级电子效应,有利于探测器本底信号减少。

次级电子通过直径 1mm 的入口进入内径为 35mm 的气室,入口离靶 45mm,出口与入口相距 371mm,出口孔径是 4mm。在入口和出口之间,等距地设有孔径较大的两块挡板,目的在于阻挡在气室里大角度散射的电子经室内壁反射后进入探测器。出口后 20mm,有直径 5mm 的 Skimmer 孔,它甄别小角度散射的电子。两块挡板将气室等分为三段,在每段壁的中心开有直径为 6mm 的送气孔。在送气管的节点处,装有缓冲介质,使各路能均匀送气。在节点与气体入孔的各支路上装有截止阀,控制气室内气体分布的均匀性。与送气孔垂直方向的管壁上,也开有三个直径同样为 6mm 的孔,通过管道与电容压力规 (MKS) 相连,每路管道上安装有截止阀,能控制分别测量各段气压,以判断气室内送气的均匀性。整个充气室的内壁涂有胶状石墨以减弱散射电子在室壁上的反射,同时也减小电子飞行路径上的接触电位差,提高电子能量确定的准确性。

气室后是探测器室,采用单通道电子倍增器作探测器,它安装在一个铝制的屏蔽盒内,该盒用于屏蔽外界电场。盒的正前方有一铜网,位于 Skimmer 孔后 6mm 处,它的光学透过率约 80%,用于屏蔽盒内加速电子的电场,以避免它浸入气室干扰电子运动的轨迹。

电子靶室和探测器室的真空度用电离规测量。在两个真空室靠近气室的入口和出口处,分别连接有送气管道,管上装有截止阀。可控制两真空室的背景真空,当气室内充气或不充气时,使其不变。这样,充气或不充气时,在气室外电子受到的散射损失相同,能忽略对数据测量

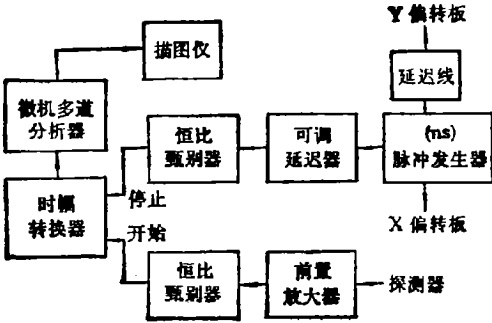


图 2 TCS 测量和数据处理系统框图

带来的影响。充气时,从入口和出口逸出的气体能有效地抽除。于是,有效地确定电子被气体散射的长度。

沿电子飞行方向,在气室的外壁上均匀地贴有三个热偶温度计,用来测试气室的温度。

测量次级电子谱的记录系统是一套 ORTEC 快电子学线路系统,其框图如图 2 所示。电子倍增器探测到的次级电子所产生的信号,由前置放大器放大后,经恒比定时甄别器(CFD)成形,送入时幅转换器(TAC)的启动输入端;与电子束扫描脉冲同时发生的负快脉冲延迟后,经另一路恒比定时甄别器成形,送入时幅转换器的停止输入端,这是所谓的倒转记时。时幅转换器的输出正脉冲的幅度正比于启、停信号的时间差,这个脉冲由多道脉冲幅度分析器(MCPHA)记录、累计而获得次级电子的飞行时间谱。

三、实验方法

电子束通过散射气体后,束流强度的衰减遵从 Beer-Lambert 定律:

$$I = I_0 \exp(-\sigma_T n l) \text{ 或 } \sigma_T = \frac{1}{n l} \ln \left(\frac{I_0}{I} \right) \quad (1)$$

式中, I_0 是初始电子束束流强度, I 是电子束透射过气体密度为 n , 长度为 l 的气室衰减后的强度, σ_T 是绝对散射总截面(TCS),它是弹性散射截面和非弹性散射截面之和。严格而言,(1)式中的乘积 $n l$ 应为:

$$n l_{eff} = \int_l^p n(x) dx \quad (2)$$

此式表明要考虑次级电子从靶到探测器路径上气体密度分布,即要考虑气室内的气压梯度和进、出口的端效应等。由于采取了上一节阐述的措施,计算和测量都表明:气室内的气体密度可视为常数,用 MKS 电容压力规测出;进、出口的端效应可忽略,因此,进、出口间的距离 l 有效地定义了电子散射长度。乘积 $n l$ 是(2)式很好的近似。

在气室工作气压范围内,忽略对理想气体定律的偏离,测量气压转换为气体数密度的关系式为

$$n(\text{cm}^{-3}) = 9.655 \times 10^{15} (\text{mTorr}) / T(\text{K}) \quad (3)$$

为了使获得的数据满足统计误差的要求,测量次级电子的参考谱 $I_0(t)$ (气室未充气)和衰减谱 $I(t)$ (气室充气)常需要数小时之久。数小时连续工作,会出现次级电子谱形的变化,特别是在较低能区,由于轰击引起次级电子发射涨落,有时竟高达 20%。而且还会出现电容压力规的零点漂移问题。因此在我们的实验中,将长时间测量分为若干短的时间间隔,测量参考谱用 10min,而测量衰减谱用 20min,交替进行,从而避免了上述问题。数据处理前,用数字电流积分器测量的平均束流强度和次级电子谱获取时间的乘积对参考谱以及衰减谱进行标度。探测器对靶所张的立体角小于 10^{-4} sr,平均而言,每 10 个脉冲电子束方能探测到一个电子。记录系统又工作在倒转记时方式,因此,时幅转换器引起的死时间校正可忽略不计。多道脉冲幅度分析器工作在活时间(实际工作时间减去它的死时间)方式。于是,设置的多道脉冲幅度分析器活时间就是次级电子谱

的获取时间。

在每次测量次级电子衰减谱的开始和结束,都记录了气室气压的“零点”。测量衰减谱的过程中,每隔 5min 记录一次气室气压。扣除“零点”的气压后的平均值用作被测气体的密度计算。测量工作开始之前,MKS 电容压力规已经预热了 24 h,测出气压读数的漂移小于 1%。

电子的绝对能量是由次级电子从靶到探测器的飞行时间导出。2keV 弹性散射电子的飞行时间是 17 ns,它的峰位作为次级电子谱的时标参考点。用精密时标校准器(ORTEC Model 462)对时幅转换器和多道脉冲幅度分析器进行时间标度,并对加速极到探测器的飞行时间作相对论运动学校正。其后将次级电子的飞行时间谱转换为它的能谱。

谱仪的能量分辨率由下式:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta T}{T} + 2 \frac{\Delta L}{L} \quad (4)$$

以及靶气体热运动产生的 Doppler 效应所决定。(4)式中, T 是能量为 E 的电子飞行长度 L 需用的时间。时间分辨率 ΔT 为 300 ps,由测量 2keV 电子与从注射针喷入 He 气体束的弹性散射峰的半宽度(FWHM)得出,如图 3 所示。电子飞行路径的不确定性 ΔL 估计不大于 0.1cm,靶到探测器的距离 L 为 44.5cm。电子能量为 1eV 时,能量分辨为 5.8meV。靶气体热运动产生的 Doppler 效应,仅当电子能量在小于 1eV 的能区时才对能量分辨有较大的影响。

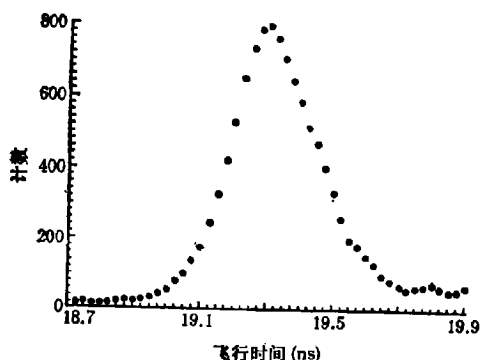


图3 TOF 谱仪的时间分辨能力。2 keV 电子与 He 束散射产生的弹性散射峰的半宽度 (FWHM) 为 300 ps

电子飞行路径的不确定性 ΔL 估计不大于 0.1cm,靶到探测器的距离 L 为 44.5cm。电子能量为 1eV 时,能量分辨为 5.8meV。靶气体热运动产生的 Doppler 效应,仅当电子能量在小于 1eV 的能区时才对能量分辨有较大的影响。

四、误差分析

如果气室气压太高,电子可能经历多次碰撞,出现已散射的电子再次被散射后到达探测器,造成测量的截面数值降低。因此要注意选择气室的工作气压满足 $n\sigma_T \ll 1$ 的条件,避免不合适的工作气压引起的多次散射带来的误差。

小角度散射的不完全甄别是产生误差的另一因素。散射角比探测器接收立体角小的电子仍会被探测器记录,使测量的总截面 σ_T 与真实的总截面 σ 发生偏离。它们之间的相对偏差为

$$\frac{\sigma - \sigma_T}{\sigma} = \frac{2\pi}{\sigma} \int_0^{\theta_{max}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta \approx \frac{1}{\sigma_T} \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\theta=0} \Delta\Omega \quad (5)$$

式中 $|d\sigma/d\Omega|_{\theta=0}$ 是前向散射微分截面, $\Delta\Omega$ 是探测器的接收立体角, θ_{max} 是接收立体角对应的半角。实验中探测器的接收立体角约为 $1.0 \times 10^{-4} \text{sr}$ 。引用 Register 等人^[9]的

文章中的微分截面数据,计算表明引起的总截面的相对误差不超过 0.1%。

将(3)式代入(1)式,并将次级电子的参考谱 $I_s(t)$ 和衰减谱 $I(t)$ 扣除本底信号谱的贡献,计算测量总截面的公式变为

$$\sigma_T(\text{cm}^2) = 1.047 \times 10^{-16} \frac{T(\text{K})}{P(\text{mTorr})l_s(\text{cm})} \ln \left[\frac{I_s(t) - I_B(t)}{I(t) - I_B(t)} \right] \quad (6)$$

根据此式和测量次级电子谱的特点,其余的误差可分为比例误差、标度漂移误差和形状误差。

比例误差来自于气体吸收长度和气体密度的不确定性。而气体密度的不确定性又与气室温度、气体纯度、气体密度分布和气压测量的可靠性等因素有关。实验中有效地差分抽气,气室充气和不充气时控制电子靶室和探测器室的真空度相同,长的气室长度,小的进、出口孔径,气室壁面积与进、出孔面积之比远大于 100 等手段,使得端效应可忽略,进、出口间的距离是气体吸收长度的很好近似。 l_s 的不确定性小于 1 mm,它带来的相对误差不超过 0.3%。气室温度在它外壁的三处用热偶温度计测量,得到的平均温度的不确定性远低于 0.5℃,引起的相对误差不到 0.2%。测量用的 He 气是高纯度气体,不纯度为 0.001%。将气送入气室时注意保持了它的纯度。控制三路送气,使气体在气室内的分布均匀。在三处分别测量或同时测量出的气压表明:三处分别测出的平均气压几乎等于三处同时测量的气压。分别测出的气压偏差很小,与中心处测量的气压相比,进口端气压偏低不到 0.3%,而在出口端的气压偏低约 1.5% 左右。气室内的密度分布可用常密度分布

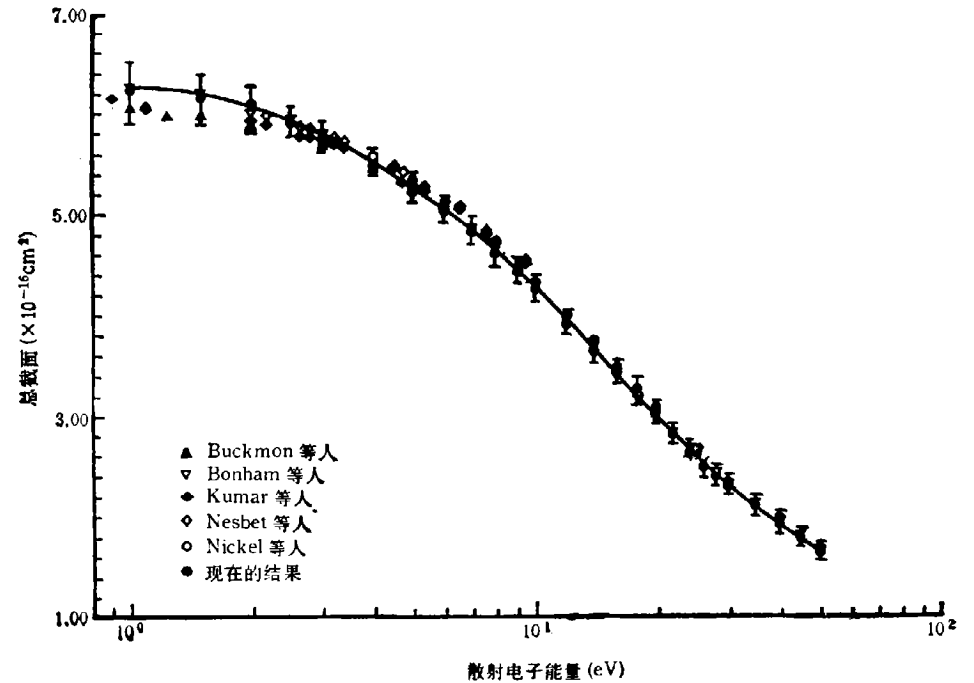


图 4 1—50eV 能区 e—He TCS 测量结果,并与其它实验值和理论计算值比较

近似。厂家给出: MKS 电容压力规在我们使用的工作气压范围内, 它的测量精度好于 0.2%。MKS 探头长期预热后恒温工作, 采用较短时间间隔交替测量次级电子谱, 因此由温度变化、非线性效应以及零点漂移等的影响, 累计引起的相对误差最多不超过 1%。热逸散效应校正系数的选择也是引起气体密度不确定因素之一。MKS 探头恒温工作在 49℃, 而气室温度处于室温, 由于热逸散效应, 电容压力规的压强读数稍高于气室时的实验压强。参照 Edmonds 和 Hobson^[6] 的方法, 采用热逸散效应校正系数带来的相对误差不超过 1.5%。

标度漂移误差来自于平均直流束强度和获取时间的乘积对次级电子参考谱以及衰减谱的强度标度。它们出现在(1)式或(6)式中的对数里, 因此标度强度产生的误差作为常数加到总截面数值上, 标度误差小于计算因子的 1%, 对于不同的电子能量, 总截面的相对误差不同。例如, 在 2eV 能量时, 由此带来的相对误差约为 0.5%。

形状误差主要来源于测量参考谱和衰减期间次级电子谱形的变化以及本底扣除。采用较短时间间隔交替测量次级电子的参考谱和衰减谱, 使谱形的相对变化减小。在获取数据前, 我们观测了次级电子谱形的变化。按照上述的实验步骤, 测量次级电子的参考谱和“衰减谱”。但是在测量所谓的“衰减谱”时, 气室里不充气。对多次测量出的参考谱和“衰减谱”作了详细比较, 结果表明: 在 1—50eV 能区, 所选取的时间间隔内, 谱形的变异最大不超过 1%, 造成总截面测量的最大相对误差约为 0.8%。本底扣除对低于 1eV 以及高于 50eV 能区的总截面误差有明显的影响。在这些能区, 次级电子谱的强度趋于本底强度。当本底强度超过相应能量的谱强度的 10% 时, 将这些数据点弃去。在 1eV 能量时, 本底扣除给总截面带来的相对误差可达 3%, 随能量的增加, 相对误差趋于减少, 一般在 0.2% 到 0.8% 变化, 在 50eV 附近相对误差约 2.5%, 每次测量均有区别。

影响电子能量确定有两个因素。第一个是靶和和气室表面的电位差, 由于在它们的表面涂有胶状石墨, 将电位差的变化降至 20meV 以下。另一个因素是时间测量, 由探测器的地址效应、电子弹性散射峰位、对记录系统的时间校准以及它的非线性等决定。由此产生的相对误差在低能区估计小于 1%, 并随能量的增高而减少。

总截面的统计误差在最坏的数据点也好于 1%。TOF 谱仪总的系统误差由它的各类系统误差平方相加。统计误差和总的系统误差相加为总截面的最终测量误差。

五、结果与讨论

现在测量的 1—50 eV 能量 e—He 散射绝对总截面及其对应的相对误差在表 1 列出。在图 4 中把现在的实验结果同 Kennerly 和 Buckman 等人^[7]的实验结果以及 Nesbet^[8]的理论计算结果作了比较。在整个 1—50eV 能区内, 现在的实验结果与 Kennerly 的实验结果符合得很好, 它们之间的最大相对偏离约为 2.8%。在 1—20 eV 能区, 同 Buckman 的实验结果相比, 数据间的相互一致性也比较好, 最大的相对偏离小于 4.1%。在 4—50eV 能区, 总的而言, 比 Nickel^[9] 的实验数值稍小, 所有的相对偏离均不超过 3.7%。在 1—9eV 能区, 与 Kumar^[10] 的实验结果比较, 同样符合得较好, 最坏的相对差别不超过 3.6%。而 Kumar 的实验结果与 Nesbet 的理论计算结果有很好的-致性。

表 1 e—He 绝对总截面测量结果

<i>E</i> (eV)	$\sigma_T(A^2)$	误差 (%)	<i>E</i> (eV)	$\sigma_T(A^2)$	误差 (%)
1	6.23	±5	14	3.65	3,—2
1.5	6.17	±4	16	3.46	3,—2
2	6.12	±3	18	3.30	3,—2
2.5	5.90	3,—2	20	3.08	3,—2
3	5.74	3,—2	22	2.82	3,—2
4	5.50	3,—2	24	2.64	±3
5	5.22	3,—2	26	2.50	±3
6	5.03	3,—2	28	2.40	±3
7	4.83	3,—2	30	2.32	±3
8	4.63	3,—2	35	2.13	4,—3
9	4.44	3,—2	40	1.95	4,—3
10	4.29	3,—2	45	1.81	4,—3
12	3.92	3,—2	50	1.67	4,—3

比较后,我们可得到如下结论:在误差范围内,现在的实验结果与其他人的实验结果相符,也与 Nesbet 的理论计算结果相符。我们的快脉冲电子飞行时间谱仪存在合理的系统误差。对 e—He 散射绝对总截面测量结果证实了可在该谱仪上开展电子与其它原子或分子散射的绝对总截面的实验研究。

我们的 TOF 谱仪有如下的优点: 电子靶处于室温发射;次级电子谱与气室外的压强无关,不需要测量次级电子谱与气压的依赖关系;原则上能测量连续能量分布的绝对总截面;准确地得到电子能量;低于 20 eV 能量时,有较好的能量分辨;有效地甄别小角度散射以及实验方法和误差计算的简洁可靠性。

感谢王仁光同志对谱仪建造和研究项目的实施作出的努力和贡献,美国印地安那大学化学系教授 R. A. Bonham 对实验方法的有益讨论。

[1] M. J. Brunger *et. al.*, *J. Phys.*, **B25**(1992), 1823.
[2] R. E. Kennerly and R. A. Bonham, *Phys. Rev.*, **A17**(1978), 1844.
[3] B. Bederson and L. J. Kieffer, *Rev. Mod. Phys.*, **43**(1971), 601.
[4] J. E. Land and W. Raith, *Phys. Rev. Lett.*, **30**(1973), 193.
[5] D. F. Register *et al.*, *Phys. Rev.*, **A21**(1980), 1134.
[6] T. Edmonds and J. A. R. Hobson, *J. Vac. Sci. Technol.*, **2**(1965), 182.
[7] S. J. Buckman and B. Lohmann, *J. Phys.*, **B19**(1986), 2547.
[8] R. K. Nesbet, *Phys. Rev.*, **A20**(1979),58.
[9] J. C. Nickel *et. al.*, *J. Phys.*, **B18**(1985), 125.
[10] Vijay Kumar *et. al.*, *J. Phys.*, **B20**(1987), 2899.

MEASUREMENTS OF ELECTRON-HELIUM ABSOLUTE TOTAL CROSS SECTIONS FROM 1 TO 50 eV USING A TIME-OF-FLIGHT SPECTROMETER

LI TAI-HUA

*Department of Applied Physics, Chengdu University of Science
and Technology, Chengdu 610065;*

*Center for Radiation Physics, Institute of Nuclear Science
and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064*

FENG AN-PING YANG YONG

Department of Applied Physics, Chengdu University of Science and Technology, Chengdu 610065

(Received 13 February 1993)

ABSTRACT

A time-of-flight (TOF) spectrometer has been developed to measure the absolute total cross sections for electrons scattering with helium and other gases over energy range from 1 to 50 eV. The TOF spectrometer and experimental procedures are described in detail, and the experimental results for electron-helium scattering are presented, together with associated errors. The results are found to be in good agreement with other recent experimental and theoretical results.

PACC: 3480B