

近阈值下 He 原子的双电子电离实验中出射电子研究^{*}

曹士娉^{1,2,†} 马新文¹⁾ A. Dorn³⁾ M. Dürr³⁾ J. Ullrich³⁾

1) 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

3) Max-Planck-Institute for Nuclear Physics, Saupfercheckweg 1, Heidelberg, Germany 69117)

(2007 年 2 月 20 日收到, 2007 年 3 月 21 日收到修改稿)

利用适用于低能电子入射的反应显微成像谱仪, 对电子入射 He 原子近阈值下的双电离过程进行了研究, 实验测量了反应后 3 个粒子的全部动量, 获得了出射电子间的关联信息. 主要介绍近阈值下的双电离实验装置及实验技术, 集中分析反应后出射电子的动量能量关系, 对描述近阈值双电离的 Wannier 理论进行了检验, 发现在入射电子能量为 106 eV 时, 实验结果具有 Wannier 理论预言的性质.

关键词: 近阈值 He 原子的双电离, 反应显微成像谱仪, 电子入射电离

PACC: 3480D, 3580B

1. 引言

多体相互作用是原子物理学的一个重要课题, 其中电子-电子关联起着很重要的作用. 20 世纪末, 理论学家在 Science 上宣布, 采用数学自洽的全新方法, 并利用大量现代并行高速计算机, 解决了电子与 H 的碰撞电离过程 $e + H = 2e + H^{+ [1]}$. 理论计算结果与电子入射下 H 单电离($e, 2e$)实验测量的绝对三重微分截面完全符合, 标志着人们对多体相互作用认识的一大进步. 四体相互作用以及更复杂的多体系统的动力学量子理论计算, 逐步成为人们关注的焦点. 对于电子与原子碰撞相互作用的电离过程, 最简单的四体碰撞体系之一是电子入射氦原子的双电离($e, 3e$). 在电子入射原子电离的实验研究方面, 采用传统的电子谱仪技术^[2] ($e, 2e$)实验已经积累了比较多的实验数据^[3-5]. 但是, 由于传统电子谱仪的探测立体角很小(一般在 10^{-3} rad), 进行符合测量的效率很低, 尤其是进行多重符合实验非常困难, 仅有 Lahmam 等人在非常特殊的实验条件下实现了对 5.6 keV 电子入射氦($e, 3e$)微分截面的测量^[6], 但实验仍然受到小的探测立体角的制约. 为克服以上困难, Moshhammer 等人发展了能够对多个出射粒子进行全空间探测的实验装置——反应显微成

像谱仪^[7], 它对电子探测立体角能够到达 70% 以上并且具有较高的符合效率. Dorn 等人利用此技术对入射电子能量在 500 eV—3 keV 之间的 He 原子的双电离进行了一系列测量^[8-10], 得到了绝对微分截面. 作者指出, 在上述能区两种电离机理 Two-Step1, Two-Step2^[10]都能够导致原子的双电离, 但随入射电子能量及动量转移(momentum transfer)的变化, 两种机理对 He 双电离的贡献发生改变. 这些工作极大地促进了在入射电子能量较高时的理论研究的发展. 以往的实验研究都集中在中高能区, 对于近阈值下 He 原子的双电离实验研究, 目前的实验主要集中研究反应总截面及其随入射电子能量的变化关系. 在使用电子入射电离的高分辨质谱仪的实验中, Denifl 等人获得了近阈值下 He 原子的双电离的总截面及其随系统剩余能量的变化关系, 并且证实 Wannier 理论预言的幂律与实验结果符合很好^[11]. 而近阈值下 He 原子的双电离微分截面实验数据极其稀少, 尤其是全微分截面的测量面临更大的困难, 因此, 还无法从实验上对近阈值原子的双电离机理进行准确鉴别.

我们利用改进的纵向电子碰撞反应显微成像谱仪, 初步进行了 106 eV 电子入射 He 原子的近阈值双电离实验研究, 获得了反应后全部出射产物的动量信息, 通过事件重构计算了多重微分截面. 本文对

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10674140, 10434100)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: caoshiping@impcas.ac.cn

实验装置,电子探测技术及实验所得动量能量谱进行分析讨论.第二节介绍谱仪的结构及电子探测器,第三节介绍电子探测技术,第四节对出射电子动量谱和能量谱与装置导致的几何结构进行分析,并讨论了出射电子间的角关联关系.在没有特别声明的情况下,全文使用原子单位(a.u.).

2. 用于低能电子入射的反应显微成像谱仪

在研究电子或离子与原子分子碰撞反应的反应显微成像谱仪中,通常定义引出电场及磁场与入射束流方向垂直的谱仪为横向反应谱仪,与入射束流方向平行的为纵向反应谱仪.在电子入射的装置中,垂直于束流方向的电场磁场会对入射电子轨迹产生影响,增加低能实验的难度,因此在 106 eV 电子入射氦的双电离实验中,采用了纵向反应显微成像谱仪,同时为避免入射束流直接打在探测器上造成的损伤,采用了中心带孔的位置灵敏电子探测器.图 1 所示为用于研究低能电子入射碰撞反应的纵向反应显微成像谱仪结构.反应谱仪由以下几部分构成:1) 电子源 2) 超音速冷气体靶 3) 多击响应中心带孔位置灵敏电子探测器 4) 反冲离子位置灵敏探测器 5) 飞行时间谱仪 6) 均匀磁场 B .在此装置中我们定义电子束入射方向为 Z 轴(纵向),沿靶束方向为 Y 轴,垂直靶束与电子束方向为 X 轴.此装置中的飞行时间谱仪总长为 660 mm,由长度比为 1:2 的引出电场与漂移管共同构成,具有一维时间聚焦特性,即在相互作用区域不同位置上出射的具有相同动量的电子到达探测器飞行时间相同.电子源产生的脉宽约为 1 ns 的电子束,每脉冲具有 10^4 个电子,在反应区束斑直径 1 mm,脉冲重复频率为 200 kHz.此脉冲电子束在谱仪中心与超音速 He 气体靶碰撞发生电离.超音速气体靶沿 Y 方向动量为 -5 a.u.,横向动量分散(XZ 方向)约为 0 a.u..反应后的出射电子在引出电场与磁场的作用下做螺旋线轨迹运动打到电子探测器上.入射电子束穿过电子探测器的中心孔被后方的法拉第筒收集.反冲离子则在引出电场下被对面的离子探测器收集.通过记录离子和电子的飞行时间及其落在探测器上的二维位置,可计算出反应产物的初始动量(矢量).对于双电离实验,通过探测反应后 4 个出射产物或 3 个产物的动量,可获得全微分截面.本实验工作是在马普海德堡核物理所

(MPI-K)合作完成的.

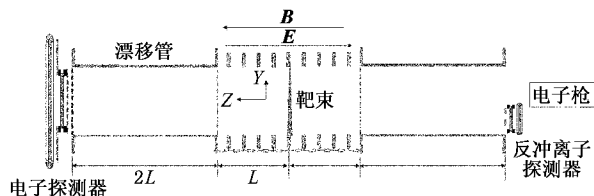


图 1 纵向反应显微成像谱仪结构示意图

He 原子双电离后两个出射电子与散射电子共同携带 27 eV 的剩余能量,在近阈值条件下,实验上无法区分出射电子与散射电子.它们同时或在极短的时间间隔内到达电子探测器,这要求电子探测器具有多击响应功能.此实验中使用了多击响应三层阳极丝位置灵敏探测器^[12]探测多个电子,时间位置信号由多击响应 TDC 记录.电子探测器由中心带孔(直径 7 mm)外径 80 mm 的微通道板(MCP)与 3 层阳极丝构成,如图 2 所示.经 MCP 放大的电子团经加速后,被阳极丝收集并产生一对信号^[13],根据这对信号到达丝两端的时间差可计算出电子落在探测器上的一维位置.通过读取两层阳极丝信号可获得电子的二维位置.使用三层阳极丝可以完全探测同时或极短时间间隔内到达探测器的多个电子,克服两层阳极丝探测器的不足^[14].

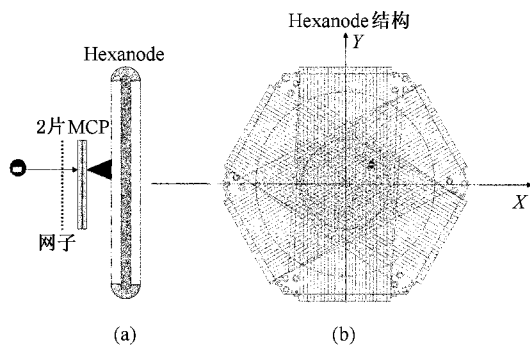


图 2 多击响应三层阳极丝位置灵敏探测器结构 (a) 探测器剖面图;(b) 三层阳极丝结构图

3. 电子动量重构方法

若碰撞反应后电子的出射方向是各向同性的,在无外场的情况下,系统对一个电子的探测立体角仅有 0.7%,为了使得更多的电子能够到达电子探测器,我们使用均匀磁场把电子的运动轨迹约束在探测器接收范围内.均匀磁场由半径为 660 mm 的

Helmholtz 线圈产生, 实验约 $6\text{ G}(6 \times 10^{-4}\text{ T})$ 的磁场使得能量小于 20 eV 的电子全部入射到探测器上. 在电场与磁场的作用下, 出射电子在 XY 平面内作圆周运动, 在 Z 方向先加速后匀速运动. 实验中通过外部公共触发信号记录电子的飞行时间, 图 3 (a) 所示为电子的飞行时间谱, 反应时间零点在谱的最右端 1048 道. 当电子的飞行时间 t_e 为回旋周期 T 的整数倍时, 电子全部落在探测器中心孔内, 无法获得其动量信息, 造成图中的节点. 同时由于探测器中心孔径的存在, 在 XY 平面上动量分量小于 0.16 a.u. 的电子亦无法被探测.

实验测量电子的飞行时间 t_e 及落在探测器上的二维位置, 通过飞行时间可计算出电子在 Z 方向的出射动量, 通过二维位置 (x, y) 及飞行时间可得到其在 XY 方向的动量. 设电子在 Z 方向的初始动量为 p_{ez} , 引出电场总电压为 U , 电子在 Z 向的出射能量 E_{eZ} 及在加速场中获得的能量 E_{el} 分别为

$$E_{eZ} = \frac{p_{eZ}^2}{2}, E_{el} = \frac{U}{2 \times 27.2}, \tag{1}$$

可计算出电子在加速区及漂移管内的飞行时间分别为

$$t_1 = \frac{\sqrt{2} \cdot L}{\sqrt{E_{eZ} + E_{el}} + \sqrt{E_{eZ}}}, t_2 = \frac{\sqrt{2} \cdot L}{\sqrt{E_{eZ} + E_{el}}}, \tag{2}$$

因此总飞行时间 $t_e = t_1 + t_2$, 设参量 $T_1 = \frac{t_e \sqrt{E_{eZ}}}{L \cdot \sqrt{2}}$,

$$X_1 = \sqrt{\frac{E_{eZ}}{E_{el}}}, \text{ 则有 } T_1 = \frac{1}{X_1 + \sqrt{1 + X_1^2}} + \frac{1}{\sqrt{1 + X_1^2}}, \tag{3}$$

则

$$p_{eZ} = X_1 \sqrt{U}, \tag{4}$$

图 3 (b) 为电子的纵向动量分布. 飞行时间为回旋周期整数倍的电子形成图中节点.

电子在 XY 方向的动量矢量和, 即横向动量 p_{eT} 为

$$p_{eT} = \frac{R \cdot B}{2 \left| \sin\left(\frac{1}{2} \omega_c t_e\right) \right|}, \tag{5}$$

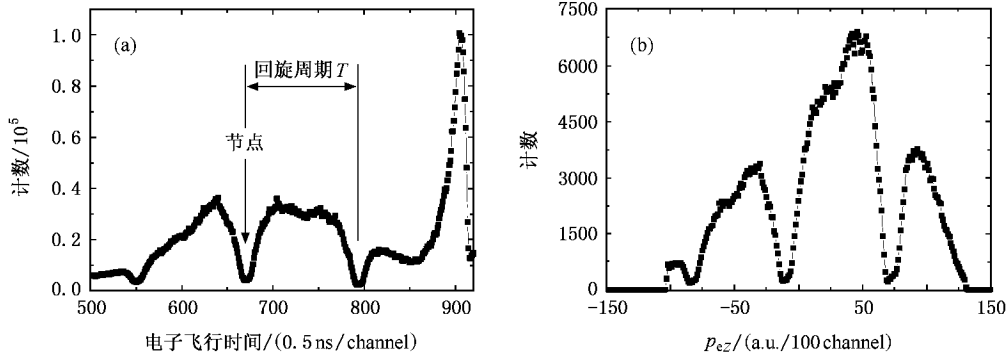


图 3 (a) 电子飞行时间 (b) 电子在 Z 向动量分量的分布

其中 R 为电子落在探测器上的位置距探测器中心的距离, ω_c 为电子回旋频率. 在图 4 (a) 中给出了实验测量到的电子在探测器上的二维分布, 以及电子位置计算方法图示. 因此电子在 (X, Y) 方向的动量分量分别为

$$p_{eY} = p_{eT} \cdot \sin\left(\varphi + \frac{\omega_c t_e}{2}\right), p_{eX} = p_{eT} \cdot \cos\left(\varphi + \frac{\omega_c t_e}{2}\right), \tag{6}$$

其中 φ 为 R 在 XY 坐标平面上与 X 轴的夹角. 图 4 (b) 为横向动量 p_{eT} 在 X, Y 方向动量分量的分布. 由

于探测器中心孔的影响, 在动量为 0 附近有凹陷出现. 实验中, 电子探测器的位置分辨, 电子飞行时间的分辨, 碰撞区域体积及靶的初始速度都对电子动量测量的精度有影响. 由于靶的初始速度很小, 它对测量精度造成的影响可以忽略不计. 飞行时间谱仪的设计在 Z 方向具有一维聚焦特性, 因此沿 Z 方向电子的动量分辨好于 XY 方向的动量分辨, 实验测量的动量分辨分别为 $\Delta P_{eZ} = 0.02\text{ a.u.}$ 和 $\Delta P_{eX/Y} = 0.1\text{ a.u.}$. 反冲离子的动量分辨在三个方向分别为 $\Delta P_Z = 0.1\text{ a.u.}$, $\Delta P_X = 0.4\text{ a.u.}$, $\Delta P_Y = 0.5\text{ a.u.}$.

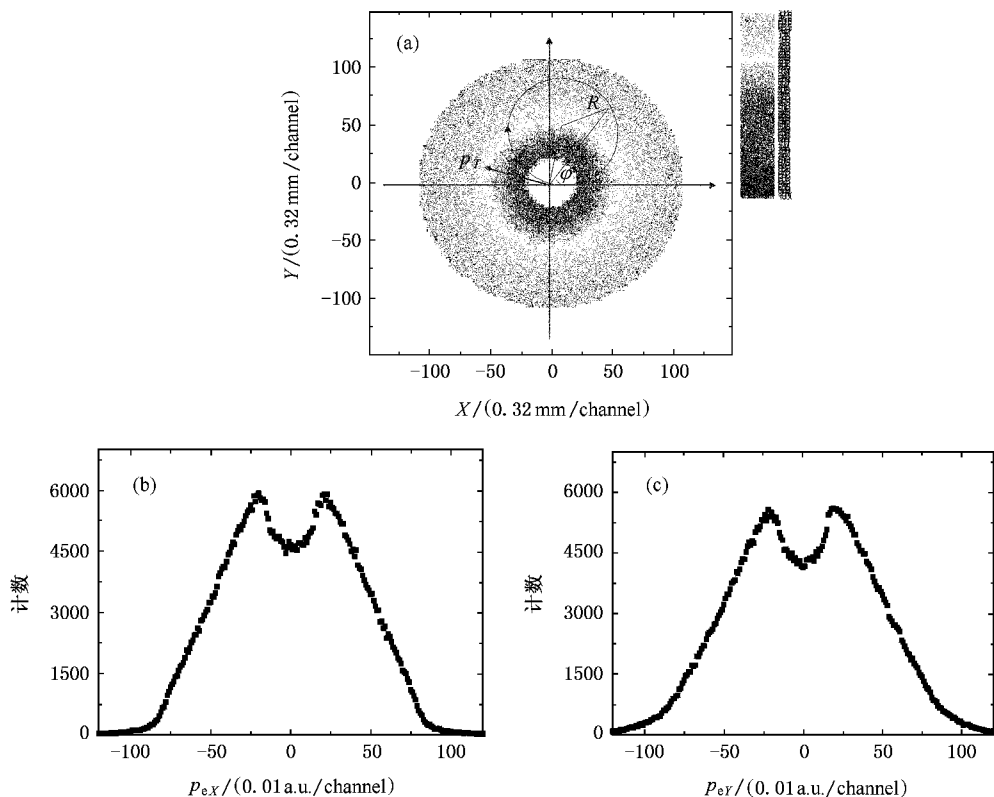


图4 (a)电子在探测器上的二维位置 (b)电子在 X, Y 方向的动量

4. 电子动量谱和能量谱的结构分析

如前面所述,在测量电子时,由于探测器中心孔及磁场约束的影响,对电子的动量测量不完全.实验测量的第一个出射电子的横向、纵向动量二维关联谱如图5所示.图5(a)为在引出电场等于30 V时,最先到达探测器的电子横纵向动量分布,其中 X 轴表示纵向动量分量, Y 轴为横向动量分量.图中电子动量分布谱趋向于 X 轴正向,这是由于在出射的三个电子中,最先到探测器的电子总是三个电子中纵向动量最大的.在实验中横向动量小于 0.16 a.u. 的电子全部进入电子探测器中心的孔中而无法记录,故图中 Y 轴在 $0-16$ 道的区间内无计数;同时由于电子在磁场中回旋运动周期的存在,沿 X 轴有空白节点出现,这样就形成了图5中的特殊结构.图5(a)中的黑线为模拟同等实验参数下,电子落在探测器中心孔边缘时的动量分布.模拟结果很好地说明了电子动量分布谱中几何结构是探测器中心孔与外加磁场造成的.为获得更完整的动量信息,我们可以改变引出电场的强度使电子收集区域发生改变,弥

补探测器结构与磁场对电子探测所造成的影响.在引出电场为36 V时,如图5(b)所示,探测到的电子谱分布发生了改变.

虽然对电子的探测受到装置结构的影响,我们仍能获得一定的电子关联信息,图6所示为最先到达探测器的两个电子的能量分布.图中显示出电子在一个三角形区域内分布,且不超过 $E_1 + E_2 = 27 \text{ eV}$ 的边界.在本实验中,入射电子的能量为 106 eV , He 原子的双电离能为 79 eV ,反应后系统总剩余能量 $E = 106 - 79 = 27 \text{ eV}$.根据动量/能量守恒,有

$$E_1 + E_2 + E_3 + E_r = 27 \text{ eV},$$

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_r = 2.8, \quad (7)$$

E_i 和 \mathbf{p}_i ($i = 1, 2, 3$) 分别表示三个出射电子的能量和动量, E_r 和 \mathbf{p}_r 分别表示反冲离子的能量和动量. (7) 式中扣除了靶原子束的动量.由于反冲离子的质量远大于电子的质量,实际上三个出射电子携带近乎全部剩余能量,反冲离子携带绝大部分动量.在图中电子能量接近0处,存在两条空白区域,这是由于无法探测横向动量小于 0.16 a.u. 的电子而导致的.在图6(b)中,当引出电场为36 V时, $E_1 = 11 \text{ eV}$ 处存在一低谷,当引出电场降到30 V时,此低谷向

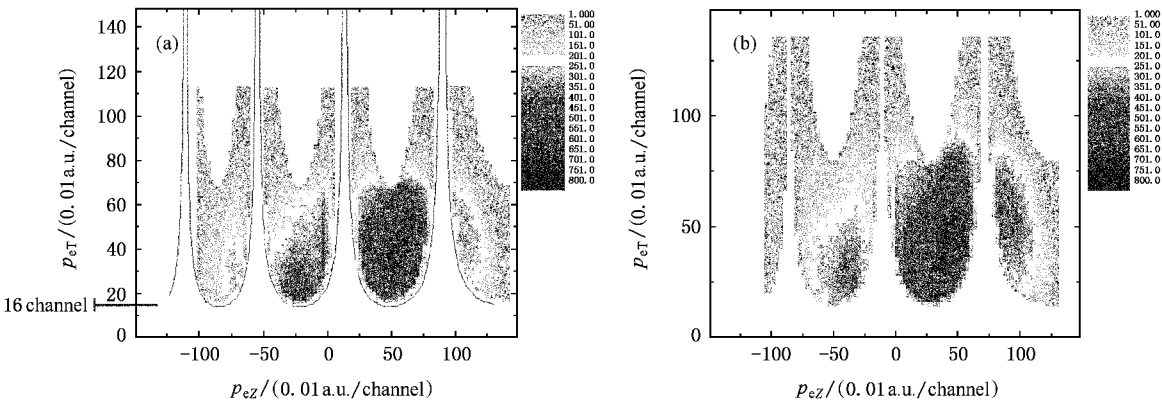


图 5 出射电子的横纵向动量二维关联谱(X 轴为电子纵向动量, Y 轴为电子横向动量)(a)引出电场为 30 V (b)引出电场为 36 V

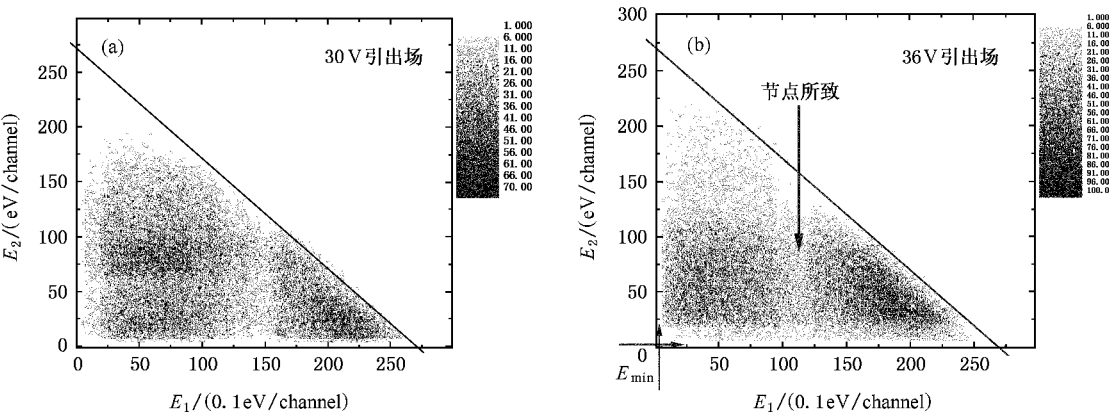


图 6 不同引出场下两个出射电子的能量关联谱 (a)30 V (b)36 V

高能量处移动,这是由于不同引出场下节点的改变而导致的.

在 He 原子中,电子-电子间的库仑相互作用强度可以和电子与核间的相互作用比拟,即 He 原子中存在很强的电子关联. Wannier^[15]认为在原子近阈值电离时,入射电子首先与靶原子结合成一个准离子,在这个准离子中 3 个电子间存在很强的关联和屏蔽作用,仅当这 3 个电子形成一个等边三角形分布时(核处于三角形中心),双电离过程才会发生.在此机理导致的双电离过程中,三个出射电子均匀分担系统剩余能量,并且相互间以 120° 夹角出射^[16]. 为检验 Wannier 理论的预言,实验上只有通过微分截面对双电离机理进行验证.在本实验中,根据电子的能量分布,选择一定能量区域内出射电子,通过三个电子间相互夹角的分布对 Wannier 机理进行检验.图 6 是在低引出电场的情况下,实验所测得的数据显示在两个电子能量均接近 9 eV 处有较大的概率,这与 Wannier 理论预言的近阈值下电离过程中

电子能量的分布比较接近,但是很显然,在其他能区,电子的分布也具有一定的概率,对此需要进一步实验研究.这里我们使用引出电场为 30 V 时的实验数据做进一步分析.我们选取在同一平面内三个能量均为 9 ± 3 eV 的出射电子进行分析,这三个电子两两间形成了 3 个夹角,我们任意选取了两个夹角并在图 7 中给出它们的关联密度分布二维图,即出射电子的四重微分截面 $\frac{d^4\sigma}{dE_1 dE_2 d\theta_{12} d\theta_{23}}$,其中 θ_{12} , θ_{23} 分别为第一个到达探测器的电子与第二个到达的电子间夹角,第二个到达的电子与第三个电子间夹角.在图中电子分布主要集中在右上角的一狭长区域内,对此二维谱进行投影,我们得到 θ_{12} , θ_{23} 的角分布分别集中在 100°, 125° 附近.通过对电子夹角间关系谱的分析,可以看到,在同一平面内电子间夹角的分布趋向 120° 夹角分布,这在一定程度上与 Wannier 的预言符合.另一方面,从图 7 中也可以看出,角分布与理论有一定的歧离,同时电子夹角的角

分布也很宽.这是由于此实验中,系统剩余能量为 27 eV,对 Wannier 近阈值电离理论对剩余能量的要求而言,此剩余能量仍然较大,这可能是实验与理论存在歧离的原因之一.在入射电子能量接近双电离阈值时,反应截面变得很小,实验难度非常大,在对实验数据进行关联分析时,数据的统计性还不够好;

同时系统的动量分散也为严格地检验 Wannier 近阈值电离理论带来一定困难.我们将通过优化系统参数和提高系统动量分辨,准备进行更接近阈值时 He 原子的双电离实验,以获得更好的实验数据,进一步研究电子之间的关联关系,并验证各种描述近阈值电离的理论.

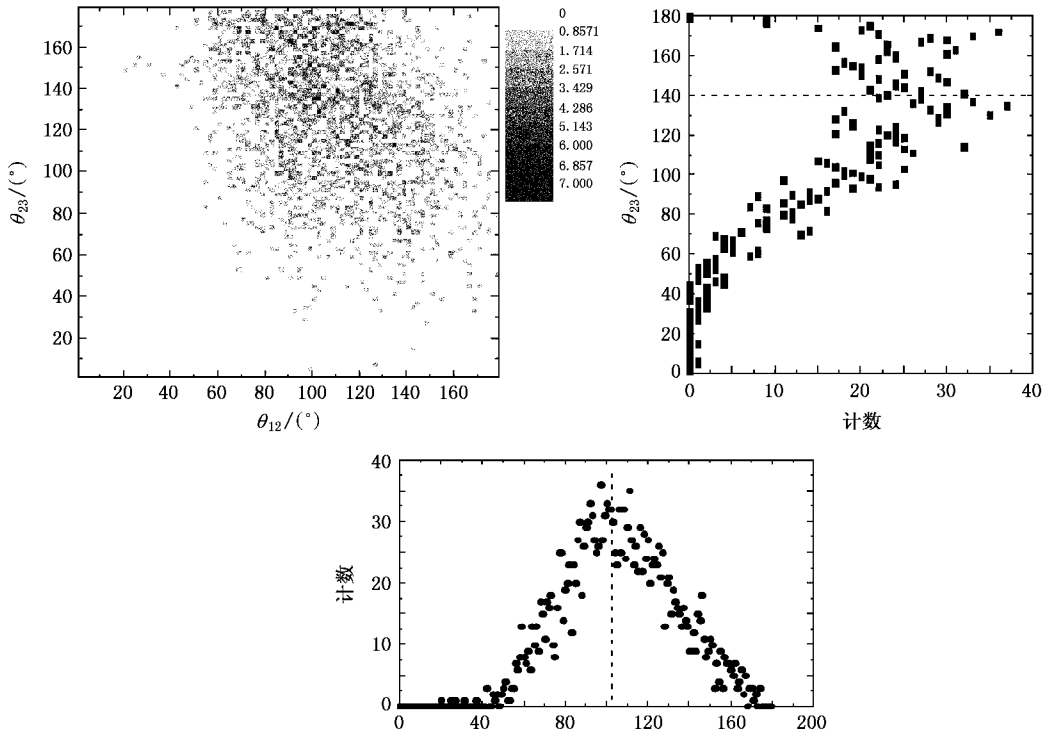


图7 电子 e_1 e_2 夹角 θ_{12} 与电子 e_2 e_3 夹角 θ_{23} 的二维关联谱

5. 结 论

我们使用纵向反应显微成像谱仪,进行了 106 eV 电子入射 He 原子的双电离实验研究.实验测量全部 3 体产物的时间位置信息,得到了反应后出射

粒子的初始动量和能量,对 He 原子双电离机理进行了分析.本文针对实验装置的特点,对电子探测技术,动量和能量重构方法,以及关联谱结构进行了分析.通过对出射电子间夹角的关联分析,对描述近阈值下双电离的 Wannier 理论进行了初步验证.

- [1] Rescigno T N, Baertschy M, Isaacs W A, McCurdy C W 1999 *Science* **286** 2474
- [2] Ehrhardt H, Schulz M, Tekaet T, Willmann K 1969 *Phys. Rev. Lett.* **22** 89
- [3] Chen X J, Xu C K, Jia C C, Khajuria Y, Xu K Z 2001 *J. Phys. B* **34** 4845
- [4] Ding H B, Pang W N, Liu Y B, Shang R C 2004 *J. At. Mol. Phys.* **21** 201 (in Chinese) [丁海兵、庞文宁、刘义保、尚仁成 2004 原子分子物理学报 **21** 卷 201]

- [5] Zhu L F, Ren H F, Liu X J, Yuan Z S, Wu Y, Xu K Z 2005 *J. Chem. Phys.* **122** 224303
- [6] Lahmam-Bennani A, Taouil I, Duguet A, Lecas M, Avaldi L, Berakdar J 1999 *Phys. Rev. A* **59** 3548
- [7] Moshhammer R, Unverzagt M, Schmitt W, Ullrich J, Schmidt-Böcking H 1996 *NIM B* **108** 425
- [8] Dorn A, Moshhammer R, Schröter C D, Zouros T J M, Schmitt W, Kollmus H, Mann R, Ullrich J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2496
- [9] Dorn A, Kheifets A, Schröter C D, Najjari B, Höhr C, Moshhammer

- R , Ullrich J 2002 *Phys. Rev. A* **65** 032709
- [10] Dorn A , Kheifets A , Schröter C D , Höhr C , Sakhelashvili G , Moshhammer R , Lower J , Ullrich J 2003 *Phys. Rev. A* **68** 012715
- [11] Denifl S , Gstir B , Hanel G , Feketeova L *et al* 2002 *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **35** 4685
- [12] Jagutzki O , Cerezo A , Czasch A , Dörner R , Hattas M , Huang M , Mergel V , Spillmann U , Pfeiffer K U , Weber T , Böcking H S , Smith George D W 2002 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **49** 2477
- [13] Zhu X L , Ma X W , Sha S , Liu H P , Wei B R , Wang Z L , Cao S P , Qian D B 2004 *Nuclear Electronics & Detection Technology* **24** 253 (in Chinese) 朱小龙、马新文、沙 杉、刘惠萍、魏宝仁、汪正林、曹士娉、钱东斌 2004 核电子学与探测技术 **24** 253]
- [14] Cao S P , Ma X W , A. Dorn , M. Dürr 2007 *High Energy Physics And Nuclear Physics* **31** 278 (in Chinese) [曹士娉、马新文 A. Dorn , M. Dürr 2007 高能物理与核物理 **31** 278]
- [15] Wannier G H 1953 *Phys. Rev* **90** 817
- [16] Feagin J M 1995 *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **28** 1495

Correlation of emitted electrons in near threshold double ionization of helium by electron impact^{*}

Cao Shi-Ping^{1)†} Ma Xin-Wen¹⁾ A. Dorn³⁾ M. Dürr³⁾ J. Ullrich³⁾

1) (Institute of Modern Physics , Chinese Academy of sciences , Lanzhou 730000 , China)

2) (Graduate University of Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China)

3) (Max-Planck-Institute for Nuclear Physics , Saupfercheckweg 1 , Heidelberg 69117 , Germany)

(Received 20 February 2007 ; revised manuscript received 21 March 2007)

Abstract

We have performed an experiment on near threshold double ionization of helium by 106 eV electron impact with an improved reaction microscope. In this experiment the momenta of three particles after ionization were measured , and the information on correlation of emitted electrons was obtained. Detailed descriptions of the experimental setup and the methods of reconstruction of electron momentum were given. We focused on the analysis of momentum and energy distributions and the angular correlation of the emitted electrons. The experimental results were compared with Wannier 's prediction , and it was found that the experimental results showed some characteristic features predicted by Wannier theory.

Keywords : near threshold double ionization , reaction microscope , electron impact ionization

PACC : 3480D , 3580B

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10674140 , 10434100).

[†] E-mail : caoshiping@impcas.ac.cn