

# 强磁场下 $\text{He}^{2+} + \text{H}(1s)$ 的碰撞电离微分截面 及电离机理研究\*

丁丁<sup>1)</sup> 何斌<sup>2)†</sup> 屈世显<sup>1)</sup> 王建国<sup>2)</sup>

1) (陕西师范大学物理学与信息技术学院, 理论与计算物理研究所, 西安 710062)

2) (北京应用物理与计算数学研究所高能量密度物性数据中心, 北京 100088)

(2012年7月24日收到; 2012年9月3日收到修改稿)

应用经典径迹蒙特卡罗方法详细研究了强磁场环境下  $\text{He}^{2+} + \text{H}(1s)$  的重粒子碰撞电离过程. 首先得到了在不同强度的纵向和横向磁场下电离电子的一阶能量微分截面, 发现它们不仅在数值上比未加磁场下的结果有明显的增加, 而且随电离电子的能量变化不再是单调下降, 而是呈现一定的峰值结构. 通过对电离事例的分析, 解释了这些变化形成的原因. 其次由于强磁场会导致碰撞电离的物理机理有很大变化, 因此也分析并解释了磁场强度、方向及入射粒子能量等因素对电离机理的影响行为.

**关键词:** 重粒子碰撞, 经典蒙特卡罗模拟, 强磁场, 碰撞电离

**PACS:** 34.50.Fa

**DOI:** 10.7498/aps.62.033401

## 1 引言

重粒子碰撞广泛存在于自然界和实验室环境中, 这当中碰撞电离<sup>[1]</sup>是入射的带电离子最重要的能量沉积方式, 它有许多的实际应用价值. 为此不仅需要知道各种非弹性碰撞过程的总截面, 还需要知道电离电子的能量微分截面, 在多数情形下, 对它们的研究都限于无外场影响的孤立环境. 而真实的碰撞过程有许多是在有外场的环境下进行的, 人们在研究中逐步发现外场环境往往对碰撞过程有强烈的影响, 因此在外场作用下的重粒子碰撞成为人们感兴趣的新的研究方向.

通常, 外场环境包括磁场<sup>[2-6]</sup>、等离子体环境<sup>[7-9]</sup>、外加静电场<sup>[10]</sup>和激光场等<sup>[11,12]</sup>. 人们发现对于在等离子体环境或外加静电场时, 碰撞电离截面会有明显增加<sup>[7-10]</sup>; 对激光场下最近的重粒子碰撞实验<sup>[11]</sup>证实了早期的非弹性碰撞过程会受到外加激光场强烈影响的理论预言<sup>[12]</sup>. 在过去的

几十年中, 作为外场之一的强磁场环境 ( $B > 10^5$  T) 也受到了越来越多的关注, 这种强磁场广泛存在于天体中, 例如白矮星外部的磁场强度为  $10^2$ — $10^5$  T, 中子星的磁场强度为  $10^7$ — $10^9$  T. 这样强的磁场环境对天体物理中的原子结构和碰撞过程都会有很大的影响. 目前尽管在实验室条件下难以产生这样高强度的磁场, 但所能得到的几个特斯拉的磁场对处于高里德堡态的原子结构及碰撞过程也会有较大的影响, 引起有关物理结果和物理机理的很大变化, 对相关碰撞过程的研究成了重粒子碰撞新的重要的研究方向<sup>[2-6]</sup>. 在理论研究中通常磁场强度 ( $B$ ) 是以参数  $\gamma = B/B_0$  表示的, 其中  $B_0 = 2.3505 \times 10^5$  T, 是一个原子单位的磁场强度.

在重粒子碰撞电离的理论研究中, 有一些不同的非微扰方法, 但主要有原子轨道强耦合 (AOCC)、库仑扭曲波程函近似 (CDW-EIS)、含时薛定谔方程的求解 (TDSE) 和经典径迹蒙特卡罗模拟 (CTMC) 等方法. 这些方法各有优缺点, 如 AOCC<sup>[8]</sup> 由于组态基组数目的限制一般仅限于入射的每核子动能

\* 国家自然科学基金委员会与中国工程物理研究院联合基金 (批准号: 10976016) 和国家自然科学基金 (批准号: 11025417, 10974021, 10979007, 11104017) 资助的课题

† 通讯作者. E-mail: hebin-rc@163.com

从 1 到几百个 keV 的能量范围, CDW-EIS<sup>[13]</sup> 一般适用于每核子动能几十个 keV 以上的能量范围, TDSE<sup>[14]</sup> 一般在较大的能域得到的结果都是可靠的, 但计算量很大, 同时前面的这些方法鲜见于外加磁场下碰撞电离过程的研究, 这是因为需要对它们进行很大的改动才行. 而 CTMC<sup>[15]</sup> 在每核子动能几个到上千个 keV 的范围内能得到可靠的结果, 对外加磁场下碰撞电离过程的研究, 它是一个很常用的理论方法. 使用 CTMC 方法, 在 20 世纪 80 年代<sup>[2]</sup> 有人对入射运动方向与磁场方向一致 (即纵向磁场情况) 且磁场强度  $\gamma \leq 0.2$  情况下  $\text{He}^{2+} + \text{H}(1s)$  的碰撞过程进行了最初的研究, 但当时计算中所取的事例数较少; 随后在 20 世纪 90 年代 Lutz 等<sup>[3-5]</sup> 开展了纵向磁场对离子与高里德堡态的原子碰撞过程的深入研究, 发现了纵向磁场所导致的抗磁项会引起非弹性碰撞截面的显著变化, 同时磁场的存在导致部分电离电子会长时间地被入射离子或靶核所俘获, 引起电离机理的改变. 近年来我们分别对纵向和横向磁场 (磁场方向与入射运动方向垂直) 下 ( $\gamma \leq 0.2$ ) 的  $\text{He}^{2+} + \text{H}(1s)$  碰撞过程进行了较为细致的研究<sup>[6]</sup>, 发现在低入射能时与横向磁场有关的抗磁项会引起碰撞截面的强烈改变, 同时在分析电子的电离径迹图的基础上发现一部分电子也会长时间地被入射或靶核所俘获而最后远离它们成为完全自由的电子, 另一部分自由电子是未经俘获的, 也发现磁场的存在对电离电子的速度分布有很大影响.

由于磁场的存在大大增加了碰撞过程的复杂性, 导致碰撞电离的机理及电离电子的能量分布与没有磁场时有很大差别, 而且也受磁场的大小和方向以及入射能量等因素的影响而变化. 目前为止对这方面的认识还是很不够的, 仅在  $\gamma = 0.2$  和入射能为 25 keV/u 时讨论过<sup>[6]</sup>. 本文在研究对强磁场中重离子的能量沉积有重要的参考意义的电离电子能量的一阶微分截面的基础上对这些问题进行较为详细的讨论, 发现有关结果在不同条件下会发生较为复杂的变化.

本文的结构如下: 第一部分为引言, 在第二部分中简单介绍了我们所采用的经典径迹蒙特卡罗模拟方法, 在后面的第三部分对电离电子能量的一阶微分截面进行了分析讨论, 在第四和第五部分进一步给出了电离电子的速度分布图以及不同电离机理份额随入射能和磁场强度变化结果, 最后一部分为本文的结论. 在本文中, 若无特殊说明, 采用的

都是原子单位.

## 2 经典径迹蒙特卡罗模拟方法简介

在均匀磁场下, 电子的哈密顿量可以写为

$$H = \frac{1}{2}v^2 - \frac{1}{R_{\text{et}}} - \frac{2}{R_{\text{ep}}} + \frac{1}{2}\gamma_{\alpha}L_{\alpha} + \frac{1}{8}\gamma_{\alpha}^2\rho_{\alpha}^2, \quad (1)$$

其中  $R_{\text{et}}$  和  $R_{\text{ep}}$  是电子分别相对于靶核和入射粒子的距离,  $\alpha = z$  表示纵向磁场,  $\alpha = x$  表示横向磁场,  $L_{\alpha}$  表示沿磁场方向的电子轨道角动量 (忽略自旋),  $\rho_x^2 = x^2 + y^2$  及  $\rho_z^2 = z^2 + y^2$ ,  $x, y, z$  为电子的空间坐标. 入射的入射速度被定义为沿  $z$  方向;  $(1/2)\gamma_{\alpha}L_{\alpha} + (1/8)\gamma_{\alpha}^2\rho_{\alpha}^2$  分别为顺磁项和抗磁项, 而抗磁项在纵向和横向磁场分别为  $(1/8)\gamma_z^2(x^2 + y^2)$  和  $(1/8)\gamma_x^2(z^2 + y^2)$ , 很明显, 对横向磁场, 在碰撞过程中如果电子要随入射一起沿  $z$  方向运动, 其抗磁项随着  $z$  的增加而越来越强.

根据氢原子的基态能量, 利用微正则分布可以获得靶电子的初始坐标和动量<sup>[15]</sup>, 然后再利用迭代方法求解三体系统的经典运动方程. 在求解运动方程后, 根据电子相对于靶核和入射的能量 (分别用  $E_{\text{et}}$  和  $E_{\text{ep}}$  表示) 是否都大于 0 判断电离是否发生, 这里  $E_{\text{et}}$  和  $E_{\text{ep}}$  的定义分别为  $E_{\text{et}} = (1/2)(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_t)^2 - 1/R_{\text{et}}$  和  $E_{\text{ep}} = (1/2)(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_p)^2 - 2/R_{\text{ep}}$ ,  $\mathbf{v}_e, \mathbf{v}_t$  和  $\mathbf{v}_p$  分别为电子、靶核以及入射的速度矢量.

这里需要说明的是, 由于在我们涉及的最大磁场强度下 ( $\gamma \leq 0.2$ ), 氢原子基态的能级和波函数的变化都很小, 因此对 CTMC 中初态电子的产生仍然可以沿用原有的处理方法<sup>[15]</sup>. 在计算过程中, 选择的最大碰撞参数为  $b_{\text{max}} = 7$  和径迹数为  $2 \times 10^7$  以保证计算的收敛性. 对电离电子随能量变化的一阶微分截面采用 (2) 式进行计算:

$$\frac{d\sigma_{\text{ion}}}{dE} = \frac{N_{\text{event}}(\Delta E_{\text{et}})}{N_{\text{total}}\Delta E_{\text{et}}}\pi b_{\text{max}}^2, \quad (2)$$

其中  $N_{\text{event}}(\Delta E_{\text{et}})$  是对应于从  $E_{\text{et}} - \frac{\Delta E_{\text{et}}}{2}$  到  $E_{\text{et}} + \frac{\Delta E_{\text{et}}}{2}$  范围内的电离事例数,  $E_{\text{et}}$  为电离电子的能量,  $N_{\text{total}}$  为某个入射能下的总径迹数. 同时对每条电离径迹的演化都计算了足够长的时间以保证末态电离电子与入射和靶核的距离都足够远, 尽量消除库仑势对末态电子能量判断的影响而保证结果的可靠性.

## 3 电离电子能量的一阶微分截面

由于从文献 [6] 看来, 电离的总截面有主要是

在低入射能区较大变化, 如 25 keV/u, 此时磁场的影响最为强烈, 由此本文将主要讨论此时的电离电子随能量变化的一阶微分截面. 由于磁场的存在, 此时氢原子基态的能级有小的变化, 为了更自洽地进行模拟计算, 采用以下在磁场下的氢原子基态能量值 (见表 1), 它们是用非微扰全量子的方法计算得到的可靠结果 [16].

表 1 在磁场环境下氢原子的基态能量

$\gamma$	0.00	0.05	0.10	0.15	0.20
H(1s <sub>0</sub> )	-0.500	-0.4994	-0.4975	-0.4945	-0.4904

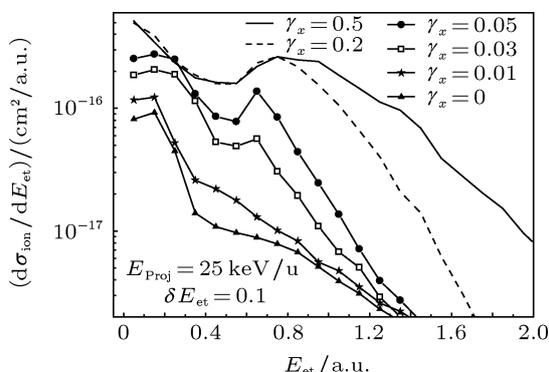


图 1 在入射能为 25 keV/u 和不同强度的横向磁场下电离电子能量的一阶微分截面

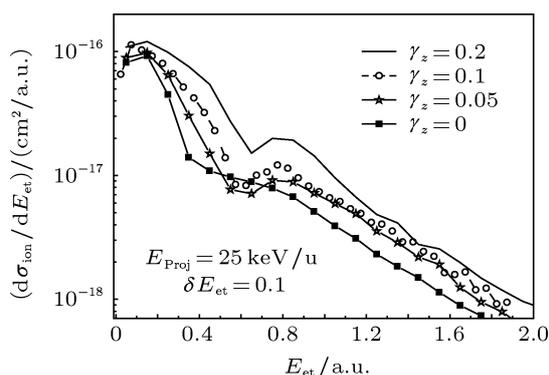


图 2 在入射能为 25 keV/u 和不同强度的纵向磁场下电离电子能量的一阶微分截面

图 1 和图 2 分别为在入射能为 25 keV/u 时, 在横向和纵向磁场下, 磁场强度分别为 0.0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2 时电离电子能量的一阶微分截面. 对于无外场时不同入射能下的有关结果我们之前都已分别用 CTMC 和全量子库仑扭曲波的方法进行过计算, 发现都能较好地符合, 说明我们 CTMC 的结果

是可靠的, 其中 100 keV/u 时的数据比较的结果见文献 [9]. 从这两个图中可以看到一个很明显的事实就是随着磁场强度的增加, 微分截面也在增加, 这与我们以前得到的电子电离的总截面随磁场强度的增加而变大是一致的 [6]. 这里我们认为主要有两方面的因素: 一方面这是由于随着磁场强度的增强, 氢原子 1s 电子的能级值增大即束缚能变小 (见表 1), 就会使氢原子上的电子更容易发生电离; 另一方面在横向磁场时, 微分截面的增加要明显得多, 这与此时的电离机理有很大的关系. 我们认为这里的原因很复杂, 但一个重要的原因是此时由于存在抗磁项  $\frac{1}{8}\gamma_x^2(y^2 + z^2)$ , 使得电子要被入射俘获, 必须越过很高的势垒  $\frac{1}{8}\gamma_x^2 z^2$  (如果电子能被入射俘获, 它会与入射一起沿纵向 ( $z$  方向) 运动,  $z^2$  会越来越大), 同时势垒的高度随着磁场的增强而增加 (与  $\gamma_x^2$  成正比), 由此只有那些被入射束缚得很深的电子才会越过这势垒而多数电子不能跃过去, 就使得本该被俘获的电子变成了被激发或被电离的电子, 导致俘获截面的明显下降以及电离和激发截面的明显增强. 随着入射能的增加, 无磁场时电子俘获截面在快速下降 (见文献 [6]), 这意味着在引入磁场后, 没有很多的电子能转化为电离或激发的电子, 这导致电离和激发截面的增加越来越缓慢, 以致在高的入射能时, 我们所看到的有关截面几乎不变 [6].

从图 1 和图 2 中可以看到另一个很有趣的现象: 一旦加入磁场后, 原本几乎随出射电子能量单调变化的微分截面, 在约为 0.5 a.u. 处都出现了极小值, 在约为 0.7 a.u. 处都出现了极大值, 即在这附近出现了一个微分截面的峰值, 而这一点在以前的出射电子能量分布图未出现 [6], 我们认为这与由于当时计算的事例数不够多以及电离电子的能量分辨  $\delta E_{et}$  不够小有关. 在纵向磁场下出现极小值的原因将在速度分布图中给出说明. 此外横向磁场越强, 微分截面随电离电子能量的变化越平缓. 为了探究其中的原因, 我们对横向磁场强度为 0.2, 能量介于 0.6 到 0.8 的处于极大值峰值附近的那些电离事例在入射离子最靠近靶核时去掉外加磁场进行重新计算, 此时相应的抗磁项势垒不存在了, 结果这些事例中的 88% 成为俘获事例, 这表明横向磁场阻碍了这些电子被入射离子俘获而使其最终成为自由电子, 由于这些电子具有与入射接近的纵向速度, 它们导致了高能电子数的增加, 对其他的横向磁场也有类似结果, 而且对更高的横向磁场, 这些现象更明显: 如当横向磁场强度为 0.5 时, 这个峰值更

宽、更高;而对于纵向磁场,这个峰值不像横向磁场那样宽、那样高.我们认为,这些峰值的产生机理与横向磁场的完全不同,这主要是由于纵向磁场会约束电子的横向运动而使得更多的电子跟随入射一起沿纵向运动,而电子在随入射离子一起运动时,容易受入射离子的反复加速而形成我们所看见的这个峰,为此我们对处于这峰值附近的这些电子的运动径迹做了统计,发现当磁场强度为 0.2 时,约有 80% 的电离电子径迹是曾受入射的俘获而反复加速的(此时尽管这些电子相对于入射其能量为正,即它相对于入射而言是自由电子,并非是被入射俘获的束缚电子,但它们在磁场和库仑势的共同作用下被入射俘获).

此外对其他的入射能情况下也计算了电离电子能量的一阶微分截面(这里未给出具体的结果),发现:1)当入射能为 100 keV/u 时,无论对纵向还是横向磁场,都观察到上述的高能电子峰,但它们与无磁场时的差别与 25 keV/u 时的结果相比已明显地降低了,特别是在横向磁场的情形下,这其中的原因与前面的解释是一致的,即随着入射能的增加,能被入射俘获或跟着入射一起运动的电子数快速减少,在加入磁场后,由此能够转化为高能电子的电子数目就大大降低,导致相应峰值的变低、变窄;2)当入射能为 1 MeV/u 时,无论对纵向还是横向磁场,都几乎观察不到上述的高能电子峰,其微分截面与无外场时的结果几乎没有差别,显然是由于在这么高的入射能下,本来就几乎没有电子被入射俘获或跟它一起前进而难以形成明显的高能电子峰.

#### 4 电离电子的速度分布

在我们以前的讨论中,给出了电离电子的速度分布图<sup>[6]</sup>,主要是  $\gamma = 0.2$  的磁场强度下入射能分别为 25 keV/u 及 100 keV/u 时的有关结果,该结果清楚地显示了在这样强的磁场强度下电离电子被靶核俘获及在纵向磁场下被入射俘获的图像,但在其他磁场强度和入射能还会有类似的俘获现象吗?图 3 给出了纵向磁场下的纵向速度分布图,这有助于对有关问题的认识.图 3 表明:1)当磁场强度为 0.01 时,几乎看不到电子被俘获的图像,与没有磁场时的结果很相近,此时既没有  $v_z = 0$  处也没有  $v_z = v_p$  处的极小值,尽管这里只给出了 100 keV/u 时的结果,但在 25 keV/u 及 1 MeV/u 时也都是类似的结果,这表明磁场强度太弱时,电子难以受纵向

磁场的影响而被入射或靶核俘获;2)随着磁场强度的增加,即使当磁场强度为 0.05 时,也能观察到电子被俘获的图像,只不过这些被俘获所形成的在  $v_z = 0$  和  $v_z = v_p$  的极小值没有在更强的磁场强度下那么小,图中给出了 25 keV/u 时的结果,但在 100 keV/u 时仍有类似的结果;3)随着入射能增加为 1 MeV/u 时,即使磁场强度为 0.2,也几乎看不到被入射俘获的电子( $v_z = v_p$  处没有极小值).这表明此时入射速度太高,难以有电子能跟着入射一起运动而被它俘获,这却不妨碍电子被靶核俘获,但同时纵向速度为负的电子数在增加.这是因为在这样高的入射速度下,电离电子以横向加速为主<sup>[17]</sup>,使得更多的电离电子纵向速度很小而位于  $v_z \approx 0$  附近,此时我们观察到了电离电子的横向速度分布与低入射能相比是大大加宽的.

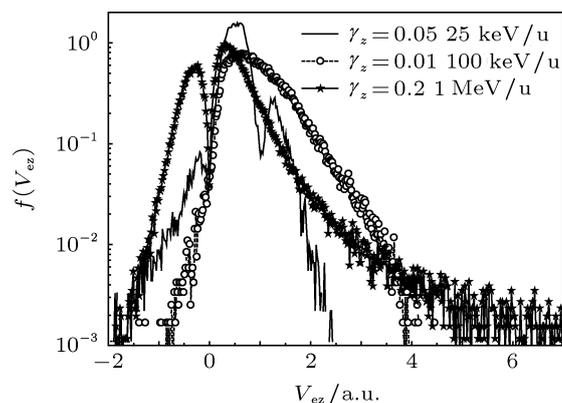


图3 纵向磁场时的纵向速度分布图

上面讨论了纵向磁场下的速度分布的变化行为,对横向磁场我们也做了类似的计算,发现对于此时的横向速度分布,即使在磁场强度为 0.01 时,都存在被靶离子俘获的电离电子,只不过随着磁场强度的增加,在  $v_z = 0$  处的分布的极小值更小,即有更多的电子被靶离子俘获(这在下一节还有更多的讨论).同时在与横向磁场垂直的两个方向上,电离电子的速度会交替变化,但其绝对值是几乎固定的,我们称此绝对值为垂直速度  $V_{\text{norm}}$ .图 4 给出了垂直速度分布.很明显,在与入射速度相对应的位置附近,我们看到了电离电子速度分布峰值的存在,意味着这些电子本该被入射俘获,但由于横向磁场的存在,使得它们成为了自由电子,但仍保留这些电子具有与入射速度相近的特征.

文献[6]给出的都是磁场下某一方向的速度分布图(即纵向或横向分布图).在图 5 和图 6 中,分

别给出了在纵向磁场和横向磁场 (磁场强度为 0.2) 和入射能为 100 keV/u 时电离电子的速度分布三维图. 从图 5 和图 6 中可以看到, 电子的速度为零时, 无论是横向磁场还是纵向磁场, 电离电子的事例数都会减少, 都会在一定程度上被靶核俘获. 从图 5 中可以看到, 在横向磁场中, 由于洛伦兹力和库仑力的共同作用, 电子只能被靶核俘获, 然后随着它与靶核的不断碰撞, 其横向速度的绝对值逐渐增大<sup>[6]</sup>, 沿横向逐渐远离靶核, 挣脱靶核的吸引, 最后变为完全自由的电子, 所以在图 5 的横向磁场中电离电子的速度分布图中只有一个位于  $v_x \approx 0$  处的低谷. 但是在纵向磁场中, 被电离的电子可以被靶核俘获, 也有可能被入射俘获, 然后在运动中随着纵向速度的增加再变为完全自由的电子, 所以在图 6 的纵向磁场中, 电离电子的速度分布图中有两个低谷, 其位置分别对应于电子相对于靶原子和入射的速度约为 0 处, 这时电离电子会被靶核或者入射俘获而难以远离它们. 由此我们认为在图 1 的纵向磁场下, 在电子能量约为 0.5 的微分截面极小值与图 6 中的被入射离子俘获所形成的低谷 ( $v_z \approx v_p$  处) 有密切的关系.

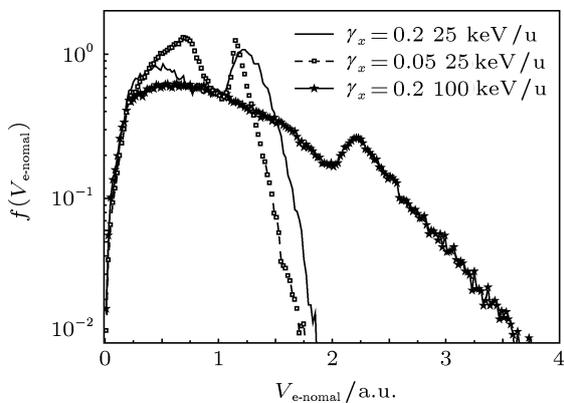


图 4 横向磁场时的垂直速度分布图

从文献 [6] 我们知道, 在磁场存在时, 电子的电离机理与无磁场时相比有很大的变化, 一般说来此时有三种电离机理: 被靶核俘获 (下面以 TT 表示), 被入射俘获 (下面以 TP 表示) 以及直接电离, 而在横向磁场时被入射俘获也就是洛伦兹电离. 以前我们仅讨论了磁场强度为 0.2 和入射能为 25 keV/u 时的情形<sup>[6]</sup>, 下面我们将会看到这些电离机理份额会随入射能和磁场强度的变化而变化, 这有助于我们对磁场下碰撞电离的进一步认识.

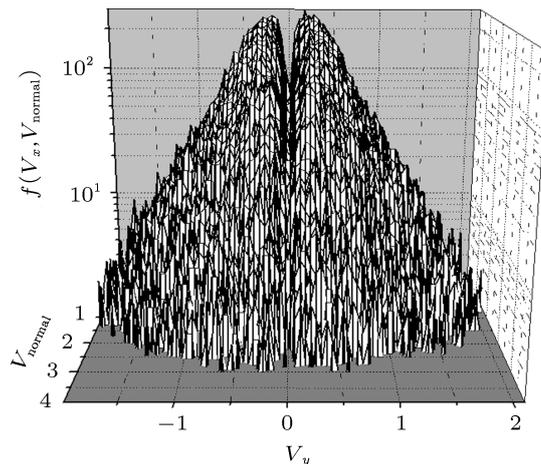


图 5 入射能为 100 keV/u 时, 在横向磁场  $\gamma_x = 0.2$  时电离电子的速度分布图

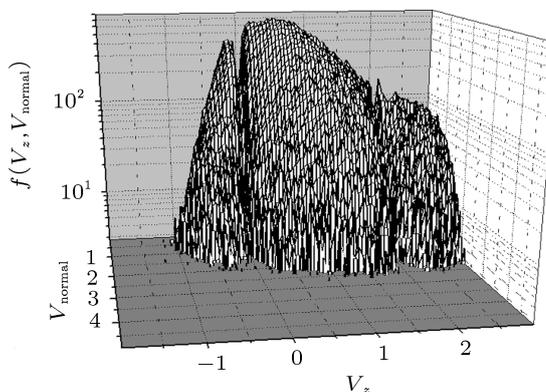


图 6 入射能为 100 keV/u 时, 在纵向磁场  $\gamma_z = 0.2$  时电离电子的速度分布图

### 5 不同电离机理份额随入射能和磁场强度变化的结果与讨论

我们知道, 纵向磁场和横向磁场下的电离机理是不同的. 为了使所得结果更可靠, 对每个径迹取了更长的计算时间, 我们也选取了比以前至少多一个量级的事例数进行统计. 表 2 给出纵向磁场下的有关结果, 表中的数值代表百分数, 这里直接电离的份额为  $1.0 - (TT + TP)/100$ .

在计算中我们发现, 对固定的入射能量, 平均被俘获的时间随磁场强度的减弱而明显缩短. 表 2 表明: 1) 对相同的入射能量, 电离电子被俘获的份额随磁场强度的增加而明显增加; 2) 被入射离子俘获的份额数在固定的磁场强度下随入射能的增加而降低, 到 1 MeV/u 时, 便看不到被入射离子俘获的电子了; 3) 在相同的磁场强度下, 1 MeV/u 时被

靶核俘获的电子份额数比其他入射能的都要明显增大, 其原因是此时电子主要是沿垂直于入射运动方向被加速<sup>[17]</sup>, 即提高了横向运动的速度, 电子沿纵向被入射的加速被降低了. 这与前面看到的此时的纵向速度分布是一致的, 这导致其沿磁场方向的速度降低, 更容易被靶核俘获.

对横向磁场表现出的一些新的行为, 表 3 给出 25 keV/u 下不同横向磁场强度时的有关结果.

表 3 25 keV/u 下不同电离机理份额随横向磁场强度变化的结果

$\gamma_e$	0.01	0.015	0.02	0.03	0.05	0.1	0.15	0.2	0.5
TT	78.8	82.3	85.4	85.6	83.4	79.5	72.6	71.2	64.8
TP	0.18	0.27	0.25	2.2	5.5	7.9	8.6	6.3	4.0

很明显, 25 keV/u 时, 横向磁场下被靶核俘获的份额 (即 TT 值) 远大于纵向磁场的结果, 即使是很弱的磁场也是如此. 这是因为此时电离电子主要是受入射沿纵向的加速, 电子的横向速度仍然不大, 容易在横向磁场的作用下被靶核俘获. 但有趣的是被靶核俘获的份额并非是随磁场强度的增加而增加, 我们认为这是两种机理互相竞争的结果: 1) 磁场强度低时, 抗磁项所起的作用在降低, 只有少部分能被入射俘获的电子变成自由电子, 它们的动能偏低, 有利于被靶核俘获; 2) 磁场强度较强时, 抗磁项所起的作用增大, 多数能被入射俘获的电子都变成了自由电子, 它们的动能较大, 不利于被靶核俘获, 这样综合起来形成我们看到的结果.

此时横向磁场下被入射俘获所占份额 (见表 3 中的 TP 值) 远小于纵向磁场的相应结果. 显然这是横向磁场限制了电子跟随入射一起做纵向运动, 这也导致下面将看到的更高入射能时这个份额的快速下降.

对入射能为 100 keV/u 和 1 MeV/u 时的横向磁场下的有关结果显示在表 4. 容易看出, 随着入射能的增加, 电子被靶核俘获的份额在降低, 其原因是此时电子更容易被入射横向加速<sup>[17]</sup>, 造成电子的横向速度增大, 这反倒不利于电子被靶核俘获.

表 2 纵向磁场下不同电离机理份额随入射能和磁场强度变化的结果

$\gamma_e$	25 keV/u		100 keV/u		1 MeV/u	
	TT	TP	TT	TP	TT	TP
0.05	6.7	22.2	4.5	11.2	36.9	0
0.1	12.6	27.7	8.7	13.2	42.9	0
0.2	20.6	34.8	13.4	16.2	44.8	0

表 4 100 keV/u 和 1 MeV/u 下不同电离机理份额随横向磁场强度变化的结果

$\gamma_e$	100 keV/u		1 MeV/u	
	TT	TP	TT	TP
0.05	56.8	2	34.8	0.5
0.1	58.3	0.05	39.4	0
0.2	56.8	0.01	40	0

## 6 结论

本文应用经典径迹蒙特卡罗方法详细研究了强磁场环境下的  $\text{He}^{2+} + \text{H}(1s)$  的重粒子碰撞电离过程. 得到了在不同强度的纵向和横向磁场下电离电子的能量微分截面, 发现它们与未加磁场下的结果无论是数值大小还是变化行为都有较大的差别, 通过对电离事例的分析, 解释了差别形成的原因. 给出了随入射能和磁场强度和磁场方向变化的电离电子的速度分布结果, 也分析并解释了电离机理随磁场强度和方向及入射粒子能量等因素的变化行为.

本文的有关计算和结果得到了 R.K. Janev 教授的许多有益讨论, 文中磁场下氢原子基态能量值的计算得到鲁思良同志的帮助.

[1] Stolterholt N 1997 *Electron Emission in Heavy Ion-Stom Collisions* (Heidelberg: Springer-Verlag Press)  
 [2] Grosdanov T P, McDowell M R C 1985 *J. Phys. B* **18** 921  
 [3] Bradenbrink S, Sidky E Y, Roller-Lutz Z, Lutz H O 1997 *J. Phys. B* **30**

L161  
 [4] Bradenbrink S, Sidky E Y, Roller-Lutz Z, Reihl H, Lutz H O 1997 *Phys. Rev. A* **55** 4290  
 [5] Bradenbrink S, Reihl H, Roller-Lutz Z, Lutz H O 1997 *J. Phys. B* **30**

- 5819
- [6] He B, Wang J G, Janev R K 2009 *Phys. Rev. A* **79** 012706
- [7] Zhang H, Wang J G, He B, Qiu Y B, Janev R K 2007 *Phys. Plasmas* **14** 053505
- [8] Liu L, Wang J G, Janev R K 2008 *Phys. Rev. A* **77** 042712
- [9] Ding D, He B, Liu L, Zhang C H, Wang J G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8419 (in Chinese) [丁丁, 何斌, 刘玲, 张程华, 王建国 2009 物理学报 **58** 8419]
- [10] Luka S, Fabio S 1997 *J. Phys. B* **29** 751
- [11] Lu Z Z, Chen D Y, Fan R W, Xia Y Q 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 014105
- [12] Kirchner T 2004 *Phys. Rev. A* **69** 063412
- [13] Montanari C C, Montenegro E C, Miraglia J E 2012 *J. Phys. B* **45** 105201
- [14] Pinzola M S, Lee T G, Colgan J 2011 *J. Phys. B* **44** 205204
- [15] Abrines R, Percival I C 1966 *Proc. Phys. Soc. London* **88** 861
- [16] Ning F F, He J F, Zeng S L, Zou S Y, Yan J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 043201 (in Chinese) [倪飞飞, 何建锋, 曾思良, 邹士阳, 颜君 2011 物理学报 **60** 043201]
- [17] Jackson J D 1975 *Classical Electrodynamics* (Chapter 13) (New York: John Wiley press)

# The differential cross sections and mechanisms of ionization and in the collisions of $\text{He}^{2+} + \text{H}(1s)$ with strong magnetic fields\*

Ding Ding<sup>1)</sup> He Bin<sup>2)†</sup> Qu-Shi Xian<sup>1)</sup> Wang-Jian Guo<sup>2)</sup>

1) (Institute of Theoretical and Computational Physics, School of Physics and Information Technology, Shannxi Normal University, Xi'an 710062, China)

2) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

(Received 24 July 2012; revised manuscript received 3 September 2012)

## Abstract

The ionization processes in collisions of H (1s) atoms with  $\text{He}^{2+}$  are studied by the classical trajectory Monte Carlo method. The first-order differential cross sections for ionization are calculated for different field strengths of both transverse and parallel magnetic field, and they increase obviously with the fields applied. Instead of monotonic decline, a peak appears for the differential cross section, with the fields applied. According to the analysis of trajectories, the ionization mechanisms become quite different. In this paper, the influences the strength and direction of the applied field including the incident energy on the ionization mechanisms are also explained.

**Keywords:** heavy-particle collision, classical trajectory Monte Carlo method, strong magnetic field, impact ionization

**PACS:** 34.50.Fa

**DOI:** 10.7498/aps.62.033401

\* Project supported by NSAF (Grant No. 10976016), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11025417, 10974021, 10979007, 11104017).

† Corresponding author. E-mail: hebin-rc@163.com