

氢负离子在磁场和金属面附近电子通量分布的研究

唐田田[†] 张朝民 张敏

(南山学院基础教学部, 烟台 265713)

(2012年12月27日收到; 2013年2月27日收到修改稿)

利用半经典开轨道理论, 研究了磁场和金属面附近氢负离子的剥离电子通量分布, 并揭示了电子通量分布中的振荡结构与经典轨道之间的关系. 固定离子到金属面的距离, 研究了不同的磁场强度对电子通量分布的影响. 结果表明, 由于与电子通量分布相联系的剥离电子的经典轨迹增加, 随着磁场强度的增加, 通量分布变得复杂. 此外发现剥离电子的能量变化也会影响电子通量分布. 因此可以通过改变磁场强度大小和剥离电子的能量来调控剥离电子通量分布和干涉图样. 研究结果对于理解负离子在外场、表面附近的电子流通量和剥离电子干涉图样问题以及将来实验研究负离子的光剥离显微问题都可以提供一定的参考.

关键词: 开轨道理论, 电子通量, 金属面, 磁场

PACS: 32.80.Gc, 03.65.Sq, 34.35.+a, 32.60.+i

DOI: 10.7498/aps.62.123201

1 引言

早在 20 世纪 60 年代, Feynman 就提出了关于电子的波粒二象性的实验——“电子枪”理想实验: 如果电子同时沿着两条路径传播, 它将与自身发生干涉. 随着光剥离显微成像技术的发展, 这一理想变成了现实. 利用光电离显微成像技术, 可以在宏观尺度上直接观察到电子波函数的振荡结构. Demkov 等在 20 世纪 80 年代首先从实验上研究了负离子体系在强电场中的光剥离显微问题. 他们提出借助于激光将置于外电场中的负离子进行剥离, 可以作为发射具有确定能量的电子源. 由于光剥离电子和原子之间通过一个短程势相联系, 当剥离电子距离原子核比较远时, 它们之间几乎没有相互作用, 电子只在电场的作用下加速, 在空间每一点, 都有从电子源发出的两条轨道, 其相位与轨道作用量成正比. 由于电子波的干涉, 放置在垂直于电场的平面上的探测器将可以宏观地探测到一系列同心的环状电子流分布^[1-3]. 在 1996 年, Blondel 研究小组^[4,5]在实验室中成功实现了 Br^- 在电场中的光剥离, 然后又对 O^- 的光剥离显微进行了研究. 早

在 Blondel 等的实验之前, Du^[6] 已利用半经典的方法研究了氢负离子在电场中的光剥离电子的通量分布, 预测出了干涉图样, 并给出了电子通量分布的解析公式. Du 的方法或许可以应用于更复杂的负离子体系. 最近, 文献 [7—9] 又研究了平行电场和磁场中负离子的光剥离显微问题. 文献 [10, 11] 讨论了氢负离子在平行电场和磁场中的轨道分岔效应和电子通量分布, 分析了电子的经典轨道对电子流分布的影响. 后来, Zhao 和 Delos^[12] 对 Bordas 等的半经典理论进行了改进, 考虑到马斯洛夫指数对电子流概率密度空间分布的影响, 并且修正了在焦点和焦散点附近对艾利函数和贝塞尔函数近似引起的奇异性, 提出了半经典开轨道理论, 并给出了清晰的物理图像. 利用这一理论, 我们研究了磁场和金属面附近的氢负离子剥离电子通量分布和干涉图样, 结果得出了类似于实验上观测到的与经典轨道相联系的光剥离显微干涉图样. 这些结果可以应用于许多重要的研究领域, 包括超快激光表面催化, 更准确地测量电子亲和力及控制低能的光电子和表面的相互作用等. 另一方面, 光剥离显微镜就是基于光剥离显微技术原理而制成的, 所以我们对氢负离子在外场和金属面附近的光剥离显微干

[†] 通讯作者. E-mail: tangtiantian198512@163.com

涉图样的研究对于进一步开发光剥离显微镜有着非常重要的意义.

2 理论模型与方法

半经典开轨道理论给出磁场和金属面附近的氢负离子的光剥离的物理图像: 当一束激光射到氢负离子, 离子吸收光子, 电子获得能量变成向外传播的 \mathbf{P} 波. 当波传播到离离子足够远时, 与经典轨迹相联系. 电子在磁场和像电荷的影响下可以通过两条或多条不同的路径到达探测器上的同一碰撞圆上, 不同的出射波在探测面上产生干涉使通量中出现振荡. 为了计算探测器上给定点的电子通量分布, 我们必须找出与剥离电子相联系的所有经典轨迹.

该体系的原理图如图 1 所示. 假设氢负离子在原点, 金属面垂直于 z 轴, 并放置在 $z = -d$ 的平面, 激光偏振方向也在 z 方向, 磁场平行 z 轴. 一个高分辨率的探测器放置在垂直磁场 $z = z_0$ 的平面. 有镜像法^[13,14], 金属面对剥离电子产生的势能 $V = -\frac{1}{4(d+z)}$, 所以在磁场和金属面附近的剥离电子的哈密顿量 H 具有以下形式 (在柱坐标系和原子单位下)^[15]:

$$H = \frac{1}{2} \left(P_\rho^2 + \frac{L_z^2}{\rho^2} \right) + \frac{1}{2} P_z^2 + \omega_L L_z - \frac{1}{4(d+z)} + \frac{1}{4d} + \frac{1}{2} \omega_L^2 \rho^2, \quad (1)$$

其中 $\omega_L = \frac{B}{2c}$ 是拉莫尔旋进频率, B 是磁场强度, c 是光速. $\frac{1}{4d}$ 是一个附加的常数, 它的引入是为了保

证 $V(z=0) = 0$, 对剥离过程没什么影响. 由于体系的柱对称性, 角动量的 z 分量为守恒量, 可令其为 0. 因此哈密顿量运动可分离为沿 z 轴的运动和在 x - y 平面的运动. 求解哈密顿运动方程, 我们得到剥离电子在 ρ 方向的运动方程:

$$\rho(t) = \frac{1}{\omega_L} k \sin \theta_{\text{out}} |\sin(\omega_L t)|, \quad (2)$$

其中 $k = \sqrt{2E}$ 是电子的动量, θ_{out} 是电子的出射角. 显然剥离电子沿 ρ 方向的运动是在磁场作用下的圆周运动, 运动周期 $t = j\pi/\omega_L$, $j = 1, 2, \dots$, 表示周期个数.

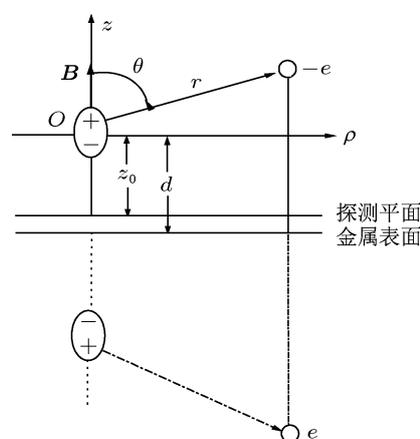


图 1 氢负离子在磁场和金属面附近光剥离的原理图 (磁场沿 z 轴, 氢负离子在原点)

因为金属面对电子产生的势是吸引势, 所以电子沿 z 方向的运动类似于电子在电场中的运动. 电子沿 z 方向的运动方程不能用一个简单的表达式表示, 但经过复杂的求导和积分运算可写出剥离电子在 z 方向的运动时间表达式:

$$t_z = \frac{2d^2 \cos \theta_{\text{out}} \sqrt{2E} - \sqrt{2d(d+z)} [4Ed^2 \cos^2 \theta_{\text{out}} - (1 - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}})z]}{1 - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}}} + \frac{\sqrt{2d^3} \left[\arctan \sqrt{\frac{4Ed^2 \cos^2 \theta_{\text{out}} - (1 - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}})z}{(1 - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}})(d+z)}} - \arctan \sqrt{\frac{4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}}}{1 - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}}}} \right]}{(1 - 4Ed \cos^2 \theta_{\text{out}})^{3/2}}. \quad (3)$$

剥离电子在外磁场和金属面的作用下进行比较复杂运动, 当 $t_z = nt_c$ (n 为正整数, $t_c = \pi/\omega_L$ 是一个圆周运动周期) 时, 剥离电子回到 z 轴. 探测器上的每一点都有多条经典轨道到达, 轨道数目随观

测点的不同而变化, 这必然导致在不同的观察位置, 有不同数目的经典轨道相互叠加, 从而引起在垂直于场强的平面上电子流通量的变化. 图 2 给出了一些到达探测器给定点的经典电子轨道.

当电子到达探测面,我们记录电子在 ρ 方向运动的距离并称为碰撞半径 $\rho_i(\theta_{\text{out}})$. 从不同方向出射的电子会经过不同路径到达探测面的同一圆上,即具有相同的碰撞半径. $\theta_{\text{out}}-|\rho|$ 关系如图 3 所示, C_i 是边界点. 下一步,我们用 $\theta_{\text{out}}-|\rho|$ 图找出剥离电子的所有半经典轨道. $\theta_{\text{out}}-|\rho|$ 图将有助于理解在探测平面上的剥离电子的通量分布. 因为 $\theta_{\text{out}}-|\rho|$ 曲线与 $|\rho| = \text{常数}$ 的交点数目给出了电子到达探测面上相同点的经典轨道数目. 在以下计算中,我们保持离子到金属面的距离为 500 a.u. 和电子的能量 0.01 eV 不变. 该探测器被放置在 $z = 490$ a.u. 的

平面, 磁场强度 B 从 5 T 增加到 20 T. 我们之所以选择离子到金属面的距离 $d = 500$ a.u. 是因为在剥离阈附近, 电子的能量很小, 剥离电子的运动被限制在一个很小的区域. 据文献 [16] 中的分析, 当剥离电子的能量在剥离阈附近时金属面的吸引势可以等效为强度为 $1/4d^2$ 的电场. 如果离子到金属面的距离很小, 有效电场强度将会非常大, 磁场强度必须相当大, 电子才可以返回 z 轴并到达探测平面 [9,17]. 当离子到金属面距离 d 是 500 a.u., 相当于有效电场强度 $F \approx 5140 \text{ V/cm}$ [18]. 因此, 在我们的体系中金属面的影响是比较强的, 其影响不可忽视.

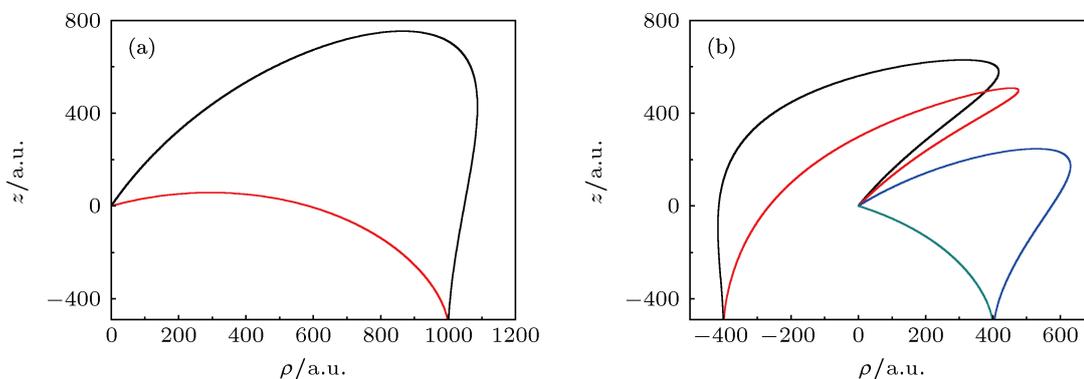


图 2 剥离电子到达探测器同一点的经典轨道 (a) 到达点 (1000 a.u., -490 a.u.) 的两条轨道, 磁场强度 $B = 5 \text{ T}$; (b) 到达点 $|\rho| = 400 \text{ a.u.}, z = -490 \text{ a.u.}$ 的经典轨道, 磁场强度 $B = 15 \text{ T}$

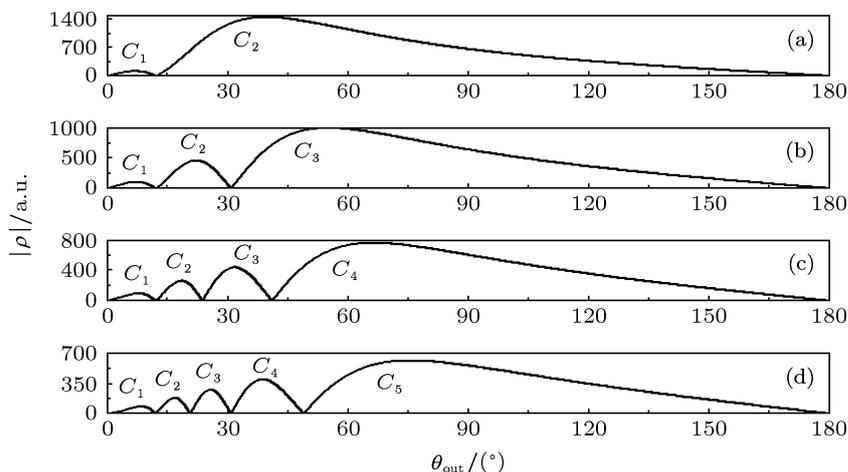


图 3 在 $z = -490 \text{ a.u.}$, 出射能量 $E = 0.01 \text{ eV}$, 不同磁场强度下电子到达的位置 $|\rho|$ 与出射角 θ_{out} 的关系曲线. 离子到金属面的距离 $d = 500 \text{ a.u.}$, 磁场强度为 (a) $B = 5 \text{ T}$; (b) $B = 10 \text{ T}$; (c) $B = 15 \text{ T}$; (d) $B = 20 \text{ T}$

图 3(a) 中, 磁场强度为 5 T, 有两个边界点 ρ_{c_1} 和 ρ_{c_2} 把整体范围 ρ 划分为经典允许区和经典禁区. 当满足 $\rho_{c_1} < |\rho| < \rho_{c_2}$ 时, 有两个 θ_{out} 对应同一碰撞半径值, 因此有两条经典轨道到达探测器上的同一圆上. 一些剥离电子的轨迹如图 2(a) 所示. 当满足 $0 < |\rho| < \rho_{c_1}$ 时, 有四个 θ_{out} 对应同一 $|\rho|$ 值,

即有四条经典轨道到达探测器的同一圆上; 处于经典禁区, 即当 $|\rho|$ 大于 ρ_{c_2} 时, 电子不能到达探测面, 所以没有经典轨道. 随着磁场强度的增加, 回旋周期减小. 图 3(b)—(d) 是随着磁场强度增大的 $\theta_{\text{out}}-|\rho|$ 图. 在图 3(b) 中, 磁场强度 B 提高到 10 T, 边界点数量增加到 3, 最大碰撞半径减小, 即 $|\rho|$ 减

小. 随着碰撞半径的减小, 到达探测面上相同碰撞半径圆上的经典轨道数目增加, 这一点可由 $\theta_{\text{out}}-|\rho|$ 曲线与 $|\rho| = \text{常数}$ 的交点数目看出. 图 3(c) 是磁场强度为 15 T 时的 $\theta_{\text{out}}-|\rho|$ 图, 在 $\rho_{c_3} < |\rho| < \rho_{c_4}$ 区域, 有 2 条经典轨道到达探测面上的同一半径圆上; 但在 $\rho_{c_2} < |\rho| < \rho_{c_3}$ 区域, 有 4 条经典轨道到达探测面上的同一半径圆上, 如图 2(b) 所示: 有 4 条经典轨道到达 $|\rho| = 400$ a.u. 碰撞半径圆上. 在范围 $\rho_{c_1} < |\rho| < \rho_{c_2}$, 有 6 条经典轨道到达探测面的同一圆上. 在范围 $0 < |\rho| < \rho_{c_1}$, 到达探测面同一圆上的经典轨道数目增加到 8 条. 随着磁场强度的增加, 边界点的数目和到达探测面同一半径圆上的剥离电子的经典轨道数目都继续增加. 当磁场强度 B 增加到 20 T, 如图 3(d) 所示, 最大碰撞半径下降到 618 a.u.. 随着碰撞半径减小, 到达探测面上同一半径圆上的剥离电子的经典轨道数目也会继续增加.

3 剥离电子的通量分布

假设探测器垂直于 z 轴并在 $z < 0$ 的平面, 该探测器上的剥离电子通量分布由下式计算^[10]:

$$\frac{d^2\sigma(\rho, z, \phi)}{\rho d\rho d\phi} = -\frac{2\pi(E_b + E)}{c} \mathbf{j} \cdot \mathbf{k}, \quad (4)$$

其中 \mathbf{k} 是垂直探测器的单位向量, \mathbf{j} 是垂直于场的电子流密度, 即:

$$\mathbf{j} = \frac{i}{2}(\psi_f \nabla \psi_f^* - \psi_f^* \nabla \psi_f), \quad (5)$$

ψ_f 是剥离电子出射波函数, 满足非齐次薛定谔方程. 为了计算电子出射波函数, 我们把整个空间分成两个区域: 1) 原子实区域, 大约为 $5a_0$, 其中 a_0 为玻尔半径, 在这个区域, 电子和原子实之间的库仑相互作用较强, 所以金属面和磁场的作用被忽略; 2) 库仑外部区域, 在这个区域, 磁场和金属面对电子的影响要远大于库仑势对电子的影响, 所以我们用半经典理论来描述电子的运动^[12]. 因为 s 态是氢负离子的初始态, 当应用上 z 方向的偏振光时, 由选择规则, 剥离电子产生 P 波. 球面上各向同性传出的波函数为^[6]

$$\psi_{\text{out}}(r) = U(k) \frac{e^{ikr}}{kr} \cos \theta_{\text{out}}, \quad (6)$$

其中, $U(k) = \frac{-4iB_0}{(k_b^2 + k^2)^2}$, $k_b = \sqrt{2E_b}$ 与束缚能有关, $E_b = 0.754$ eV; 归一化常数 B_0 为 0.31522; r 是剥离

电子到达探测器上的径向坐标, r_0 是到达初始球面的坐标. 半经典出射波函数可写成如下形式:

$$\psi_f(r) = \sum_{j=1}^n \psi_{\text{out}}(r_0) A_j(r) \exp[i(S_j(r) - \mu_j \pi/2)]. \quad (7)$$

求和包括所有到达探测面的同一点的经典轨道, 每条轨道从最初的球面发出. $A_j(r) = \left[\frac{J(t=0, r^j)}{J(t, r^j)} \right]^{\frac{1}{2}}$ 是相应的振幅, $J(t, r) = \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(t, \theta, \phi)} = \rho(t) \frac{\partial(z, \rho)}{\partial(t, \theta)}$ 是时间 t 时的雅可比量^[2]. 在 $t=0$ 和 t 时分别为

$$J(t=0, r) = kr^2 \sin \theta_{\text{out}}, \quad (8)$$

$$J(t, r) = \rho(t) \frac{\partial z}{\partial t} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \theta_{\text{out}}} - \frac{\partial \rho}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial \theta_{\text{out}}} \Big|_{z=-z_0} \right), \quad (9)$$

所以

$$A_j(r) = \left[\frac{kr^2 \sin \theta_{\text{out}}}{\rho(t) \frac{\partial z}{\partial t} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \theta_{\text{out}}} - \frac{\partial \rho}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial \theta_{\text{out}}} \Big|_{z=-z_0} \right)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

$S_j(r) = \int p_\rho d\rho + \int p_z dz$ 是第 j 条经典轨道的作用量, μ_j 是马斯洛夫指数. 如果探测器垂直于 z 轴, 那么在柱坐标系中概率密度表达为

$$\begin{aligned} \rho_{\text{sc}}(r) &= |\psi_f(r)|^2 \\ &= \sum_i |\psi_{fi}|^2 + 2 \sum_{i < j} |\psi_{\text{out}}|^2 \\ &\quad \times A_i(r) A_j(r) \cos(\chi_i - \chi_j), \end{aligned} \quad (11)$$

第一项是经典概率密度分布, 第二项是经典轨道到达探测器上同一点时产生的干涉项, 其中

$$\chi_i(r) = S_i(r) - \frac{\mu_i \pi}{2}. \quad (12)$$

电子流通量分布或微分截面可以写为

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma(\rho, z, \phi)}{\rho d\rho d\phi} &= -\frac{2\pi(E_b + E)}{c} \left[\sum_{i=1}^n |\psi_{fi}|^2 v_{iz} + \sum_{i < j} (v_{iz} + v_{jz}) |\psi_{\text{out}}|^2 \right. \\ &\quad \left. \times A_i(r) A_j(r) \cos(\chi_i - \chi_j) \right], \end{aligned} \quad (13)$$

v_{iz} 和 v_{jz} 分别是电子轨迹 i 和 j 在 z 方向的速度分量.

4 结果与讨论

利用 (13) 式, 我们计算了氢负离子在磁场和金属面附近的电子通量分布. 首先, 固定电子的能量和离子到金属面的距离不变, 研究通量分布如何随磁场强度的增加而变化. 图 4 描述的是在各个磁场下电子流通量分布随空间位置 ρ 的变化曲线, 参数值与图 3 中相同. 结果发现, 整个空间的分布被特殊点 C_1, C_2, \dots 分成了几个区域, 与 $\theta_{\text{out}}-|\rho|$ 图中类似. 随着磁场强度 B 的增加, 这些特殊点的数目和到达探测器同一半径圆上的剥离电子的轨迹数目相应增加, 但最大碰撞半径减小, 这意味着电子流通量的振荡范围变小, 可从图 4 中看出. 图 4(a) 中, 磁场强度为 5 T, 此时, 磁场强度较弱, 只有两个边界点 ρ_{c_1} 和 ρ_{c_2} , 在 $\rho_{c_1} < \rho < \rho_{c_2}$ 区域, 因为只有两条轨道到达探测器同一半径圆上产生干涉, 但在 $0 < \rho < \rho_{c_1}$ 区域有四条电子轨道到达探测器同一

半径圆上产生干涉. 所以, 通量分布的振荡程度在 $0 < \rho < \rho_{c_1}$ 范围比 $\rho_{c_1} < \rho < \rho_{c_2}$ 范围剧烈. 随着磁场强度的增加, 边界点数目增加, 最大碰撞半径减小. 图 4(b) 中磁场强度 B 增加到 10 T, 边界点的数量增加, 最大碰撞半径减小; 随着碰撞半径减小, 电子流通量分布呈现的振荡程度变得剧烈. 当碰撞半径 ρ 从 ρ_{c_3} 减小到 0 时, 有更多的电子轨道到达探测器上的同一半径圆上. 图 4(c) 中磁场强度 B 已经增加至 15 T, 边界点的数量增加到 4 个, 最大碰撞半径下降到 762 a.u.. 随着碰撞半径减小, 电子流通量分布呈现的振荡越来越剧烈, 当碰撞半径 ρ 从 ρ_{c_4} 减小到 0 时, 有更多的电子轨道到达探测器的同一半径圆上. $\rho > \rho_{c_4}$ 是经典禁戒区, 没有电子轨道到达探测器, 剥离电子通量为 0, 所以此情况下电子通量分布中振荡变得更加剧烈, 通量分布范围变得更小.

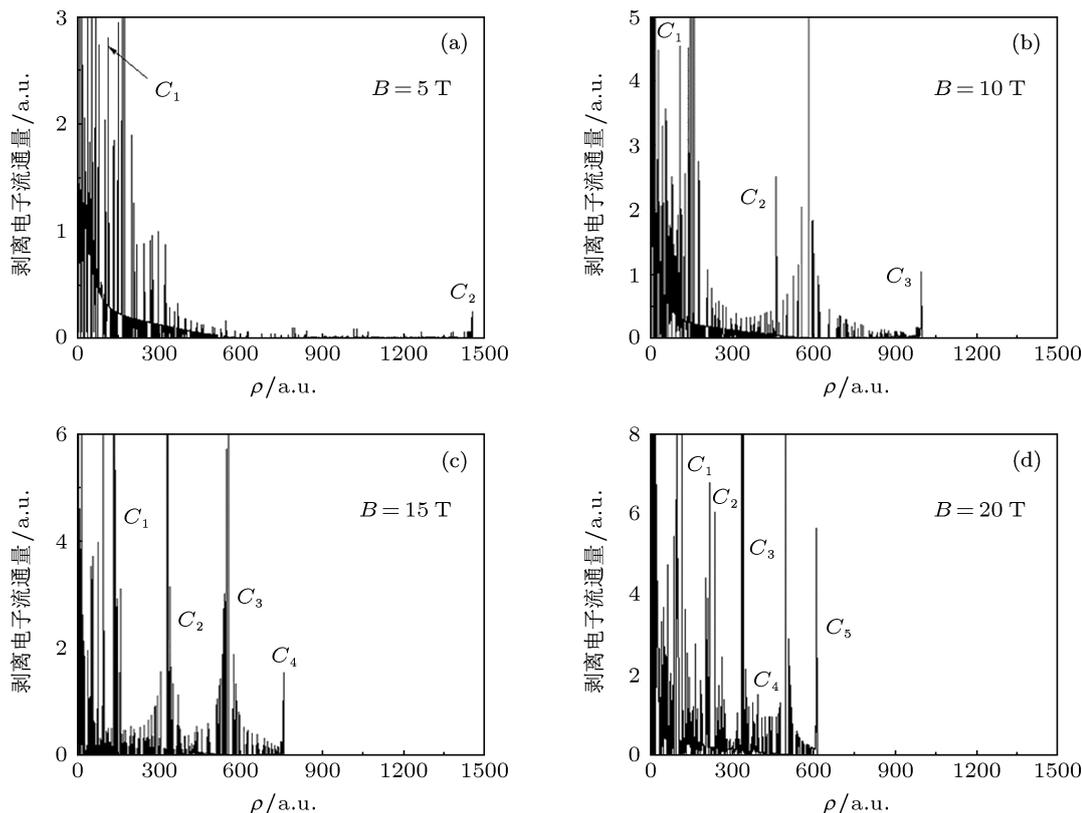


图 4 不同磁场强度下剥离电子通量分布随 ρ 的变化, 各参量的值与图 3 相同, 磁场强度的值在每幅图中给出 (C_i 对应图 3 曲线中的特殊点)

为了清楚了解探测面上的电子通量分布的干涉情况, 我们给出了磁场强度为 5 和 15 T 时观测平面上的光剥离电子干涉图样, 如图 5 所示. 结果发现, 探测器上的电子干涉图样由亮暗环组成, 亮环

对应干涉相长, 暗环对应干涉相消. 随着磁场强度的增加, 环的最大半径减小, 电子到达探测器的范围变小, 通量分布的振荡范围变小即同心干涉环变小. 这一结果与图 4 中的结果非常符合.

图 6 给出了电子通量分布随电子能量的变化关系. 计算中, 我们保持离子到金属面的距离 $d = 500$ a.u. 和磁场强度 $B = 15$ T 不变, 增加电子能量. 探测器仍然放在 $z = 490$ a.u. 处. 图 6(a) 是能量很小即 $E = 0.005$ eV 时的电子通量分布图, 此时最大的碰撞半径很小, 只有一个边界点, 如内插图中所示. 所以电子通量分布中的振荡结构仅限于很小的区域. 在图 6(b)—(d) 中随着电子能量的增大, 最大碰撞半径和边界点的数目都增加, 这一点均可从

内插图看出. 随着碰撞半径的增加, 到达探测器上的同一点的剥离电子轨道数目也随之增加, 因此通量分布中的振荡范围变大. 图 6(c) 是电子能量增加到 0.0095 eV 时的通量分布, 边界点的数目增加到 3 个, 最大碰撞半径增加至 740 a.u., 因此通量分布中的振荡变得剧烈. 随着剥离电子能量进一步增加到 0.013 eV, 如图 6(d) 所示, 边界点的数目增加到 5 个, 并且最大碰撞半径增加至 890 a.u., 所以通量分布的振荡程度变得非常剧烈且振荡范围变大.

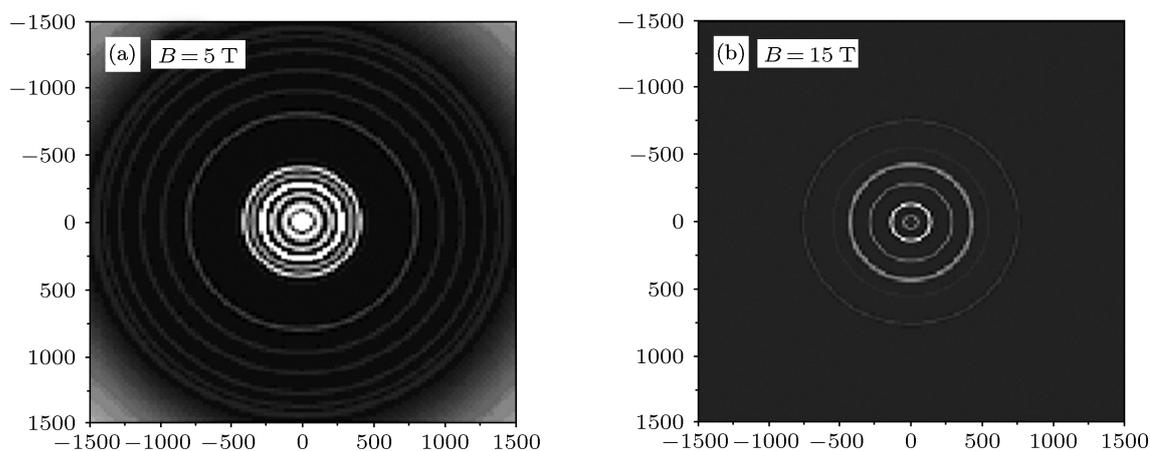


图 5 不同磁场强度下观测平面上的光剥离电子干涉图样, 各参量的值与图 4 相同, 磁场强度的值在每幅图中给出

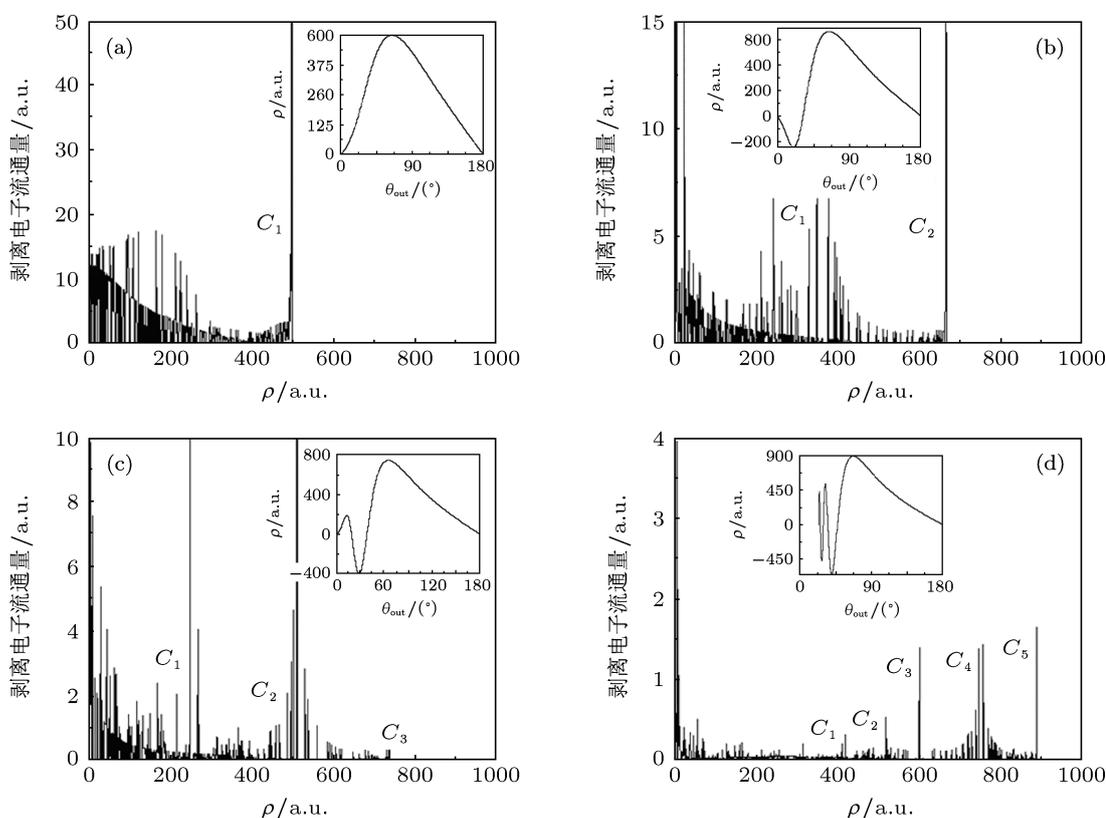


图 6 剥离电子通量分布随能量的变化, 离子到金属面的距离为 $d = 500$ a.u., 磁场强度 $B = 15$ T, 探测器在 $z = -490$ a.u. 处, 电子能量为 (a) $E = 0.005$ eV; (b) $E = 0.008$ eV; (c) $E = 0.0095$ eV; (d) $E = 0.013$ eV

5 结 论

利用半经典开轨道理论,我们研究了氢负离子在磁场和金属面附近的光剥离显微问题.由于从不同方向出射的剥离电子经不同的多条经典轨道到达探测面上的同一圆上发生干涉而产生剥离电子流通量,所以我们先固定离子到金属面的距离,研究了不同的磁场强度对电子通量分布的影响.结果

表明,随着磁场强度的增加,通量分布变得复杂,因为与电子通量分布相联系的剥离电子的经典轨迹增加.此外,我们又研究了剥离电子的能量对电子通量分布的影响.我们的研究不仅有助于理解负离子在外场和表面附近的电子流通量和剥离电子干涉图样问题,也有助于将来实验研究负离子的光剥离显微术问题.

-
- [1] Du M L, Delos J B 1988 *Phys. Rev. A* **38** 1896
 [2] Du M L, Delos J B 1988 *Phys. Rev. A* **38** 1913
 [3] Holle A, Wiebusch G, Main J, Hager B, Rottke H 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 2594
 [4] Blondel C, Delsart C, Dulieu F 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3755
 [5] Blondel C, Delsart C 2001 *Phys. Rev. A* **64** 052504
 [6] Du M L 1989 *Phys. Rev. A* **40** 4983
 [7] Kramer T, Bracher C, Kleber M 2001 *Europhys. Lett.* **56** 471
 [8] Bracher C, Kramer T, Delos J B 2006 *Phys. Rev. A* **73** 062114
 [9] Bracher C, Delos J B 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 100404
 [10] Gao S, Yang G C, Lin S L 2007 *Eur. Phys. J. D* **42** 189
 [11] Song X H, Lin S L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1611 (in Chinese) [宋晓红, 林圣路 2003 物理学报 **52** 1611]
 [12] Zhao L B, Delos J B 2010 *Phys. Rev. A* **81** 053417
 [13] Huang K Y, Wang D H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 932 (in Chinese) [黄凯云, 王德华 2010 物理学报 **59** 932]
 [14] Tang T T, Wang D H, Huang K Y, Wang S S 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 063202 (in Chinese) [唐田田, 王德华, 黄凯云, 王珊珊 2012 物理学报 **61** 063202]
 [15] Wang D H, Tang T T 2010 *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **177** 30
 [16] Yang B C, Du M L 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 035002
 [17] Peters A D, Jaffé C, Delos J B 1997 *Phys. Rev. A* **56** 331
 [18] Afaq A, Du M L 2007 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40** 1309

Photodetached electron flux of H^- in magnetic field near a metal surface

Tang Tian-Tian[†] Zhang Chao-Min Zhang Min

(Department of Basic Education, Yantai Nanshan University, Yantai 265713, China)

(Received 27 December 2012; revised manuscript received 27 February 2013)

Abstract

The photodetached electron flux of H^- in magnetic field near a metal surface is studied with a semi-classical open theory, and the relation between the electron flux distribution and classical trajectory is also revealed. The electron flux distributions are calculated at various magnetic field strengths, with a ion-surface distance given. The results show that with the increase of magnetic field strength, the interference pattern in the flux distribution becomes much more complicated because the number of the classical trajectories of the detached electrons contributing to the electron flux distribution increases. In addition, we find that as the energy of detached electron changes, the detached-electron flux distribution changes accordingly. Therefore, the interference pattern in the detached-electron flux distribution can be controlled by adjusting the magnetic field strength and the energy of detached electron. Our study will provide a new understanding of photo-detachment microscopy of anion in external field and surface, and can be used to guide the future experimental research on the anion photo-detachment microscopy.

Keywords: open-orbit theory, electron flux, metal surface, magnetic field

PACS: 32.80.Gc, 03.65.Sq, 34.35.+a, 32.60.+i

DOI: 10.7498/aps.62.123201

[†] Corresponding author. E-mail: tangtiantian198512@163.com