

激光场中正电子对反质子的辐射复合反应^y

李书民, 陈 激, 周子舫, 张声涛

(中国科学技术大学近代物理系选键化学开放实验室, 安徽 合肥 230027)

摘 要: 在软光子近似下, 计算了激光场中正电子对反质子的辐射复合过程. 辐射场作为经典场处理, 入射正电子态用 Coulomb-Volkov 波函数描述, 末道形成的反氢缀饰态由含时间微扰论给出. 理论结果显示激光背景明显削弱了反氢生成截面.

关键词: 激光场; 正电子; 反质子; 反氢原子

中图分类号: O562.5 文献标识码: A

1 引言

电荷相反的两粒子相遇, 可通过辐射复合 (radiative recombination) 形成束缚态. 但这一过程的截面较小, 且极易受外部环境的影响. 本文在原子单位制 $\hbar = e = m = 1$ 下计算了激光场中正电子对反质子的辐射复合反应. 激光场作为含时间经典电磁场 $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \sin \omega_0 t$ 处理. 同时受激光场和反质子靶库仑场扭曲的入射正电子态为^[1,2]

$$\chi_i(\mathbf{r}, t) = (2\pi)^{-3/2} e^{i\mathcal{V}(2p)} \Gamma \left| 1 - \frac{i}{p} \right| F \left| \frac{i}{p}, 1, i(\mathbf{p}r - \mathbf{p} \cdot \mathbf{r}) \right| \times \exp \left[i(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} + \mathbf{p} \cdot \mathbf{a}_0 \sin \omega_0 t - Et) - \frac{i}{2c^2} \int_{-\infty}^{\infty} A^2(t') dt' \right], \quad (1)$$

式中 $\mathbf{A}(t)$ 为激光场矢量势, $\mathbf{a}_0 = \mathcal{E}_0 / \omega_0^2$, $E = p^2/2$. 在软光子近似下, 末道束缚态 (反氢) 的缀饰波函数由含时间微扰论给出^[3]:

$$\phi_f(\mathbf{r}, t) = \exp \left[-iW_0^{\bar{H}} t - \frac{i}{2c^2} \int_{-\infty}^{\infty} A^2(t') dt' \right] \cdot \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{r} \cos \omega_0 t \right) \phi_0^{\bar{H}}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

其中 $\phi_0^{\bar{H}}(\mathbf{r}) = 1/\sqrt{\pi} e^{-\eta r}$ ($\eta = 1$) 为“裸”原子基态, $W_0^{\bar{H}}$ 为基态能量. 激光辅助的辐射复合过程的 S 矩阵为

$$S = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \phi_f(\mathbf{r}, t) | \mathbf{a} \cdot \nabla e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \rangle.$$

$$| \chi_i(\mathbf{r}, t) \rangle = -i \sum_{l=-\infty}^{\infty} f_l \delta(E - W_0^{\bar{H}} - \omega - l\omega_0), \quad (3)$$

式中 \mathbf{a} , \mathbf{k} 和 ω 分别为末态辐射光子的极化矢量、波矢和频率. 每个多光子过程的分波振幅为

$$f_l = i4\sqrt{\pi} e^{i\mathcal{V}(2p)} \Gamma \left| 1 - \frac{i}{p} \right| J_l(\mathbf{p} \cdot \mathbf{a}_0) \cdot \left| 2 \left| 1 - \frac{i}{p} \right| (\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}) \frac{[k^2 + (\eta - ip)^2]^{-i/p}}{[(\mathbf{p} - \mathbf{k})^2 + \eta^2]^{2-i/p}} - \frac{1}{\mathbf{p} \cdot \mathbf{a}_0} \cdot \left| \frac{\mathbf{a} \cdot \mathbf{e}_0}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{[k^2 + (\eta - ip)^2]^{-i/p}}{[(\mathbf{p} - \mathbf{k})^2 + \eta^2]^{1-i/p}} - 2 \left| 1 - \frac{i}{p} \right| \cdot \frac{\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}}{\omega_0} \mathbf{e}_0 \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \frac{[k^2 + (\eta - ip)^2]^{-i/p}}{[(\mathbf{p} - \mathbf{k})^2 + \eta^2]^{2-i/p}} \right| \right|. \quad (4)$$

这里用到了 Bessel 函数的公式^[4]

$$e^{iy \sin u} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(y) e^{ilu} \quad (5)$$

和

$$J_{l+1}(y) + J_{l-1}(y) = \frac{2l}{y} J_l(y) \quad (6)$$

及积分公式^[5,6]

$$\int dr \frac{e^{i(\mathbf{p}-\mathbf{k}) \cdot \mathbf{r} - \eta r}}{r} F(i\xi, 1, i(\mathbf{p}r - \mathbf{p} \cdot \mathbf{r})) = 4\pi \frac{[k^2 + (\eta - ip)^2]^{-i\xi}}{[(\mathbf{p} - \mathbf{k})^2 + \eta^2]^{1-i\xi}}, \quad (7)$$

并考虑到了 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{a} = 0$. 形成反氢的总微分截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{d\Omega}{d\Omega} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\omega}{8\pi^2 p} |f_l|^2. \quad (8)$$

式中 $|f_l|^2$ 代表第 l 分波振幅的模方对辐射光子的

^y 收稿日期: 2002 - 03 - 07; 修改日期: 2002 - 05 - 31

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10074060, 10075043)

作者简介: 李书民(1963 -), 男(汉族), 河南长垣人, 副教授, 从事原子分子理论研究.

极化方向 a 取平均^[5].

图 1 为当入射正电子能量 $E = 20 \text{ eV}$, 激光场振幅 $\epsilon_0 = 10^7 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$, 光子能量 (频率) $\hbar\omega_0 = 1.17 \text{ eV}$, 且偏振方向平行于入射方向时, 正电子与反质子辐射复合形成反氢的总微分截面. 加上激光场后, 复合截面明显减小. 当末态光子沿与入射方向成 90° 夹角辐射时, 反氢生成截面最大, 激光背景对截面的改变也最明显. 事实上, 辐射复合过程是一很脆弱的过程, 容易受外部环境的干扰. 激光的介入破坏了这种不稳定状态, 降低了形成反氢的几率.

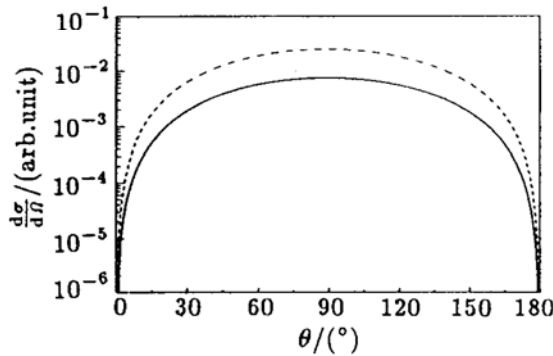


图 1 激光场中正电子对反质子的辐射复合微分截面
入射正电子能量 $E = 20 \text{ eV}$, 激光振幅 $\epsilon_0 = 10^7 \text{ V/cm}$, 激光频率 $\hbar\omega_0 = 1.17 \text{ eV}$; —为当激光偏振方向平行于入射方向时的辐射复合截面, --为无场情形下的截面.

图 2 显示当场的极化方向平行于入射方向时, 90° 辐射光子截面 (几率) 在各个分波之间的分布. 可以看出, 只有在 $l = 0$ 附近的几个分波才对总微分截面有贡献. 其他分波的贡献随着 l 增大而迅速减小.

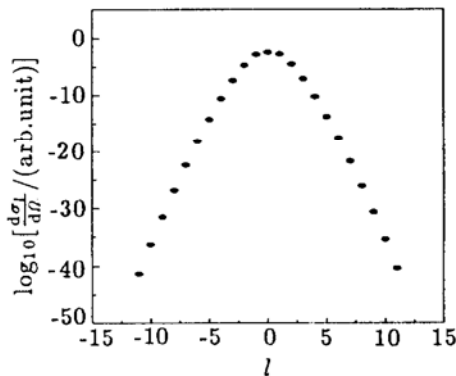


图 2 当激光偏振方向平行于入射方向时, 90° 辐射光子的分波截面对交换光子数的分布
入射正电子能量及激光参数同图 1.

图 3 和图 4 分别给出了 90° 辐射光子截面随激光振幅 (强度) 和频率的变化情况. 加上激光场后,

截面迅速减小. 当场强进一步增大时, 截面下降变缓, 且出现振荡. 这种振荡是由分波振幅 (4) 式中的 Bessel 函数引起的. 截面随频率的变化呈相反趋势: 频率越低, 截面的改变越大. 因为由于电子的惯性, 在低频时场的平均影响较大.

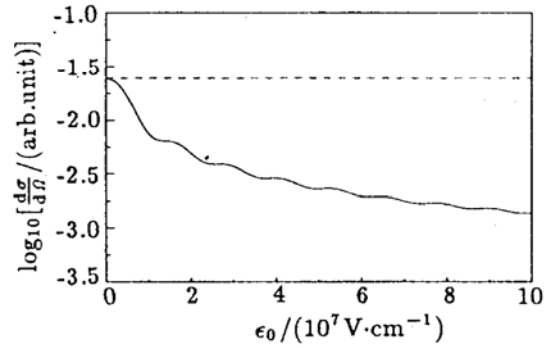


图 3 激光偏振方向平行于入射方向, 入射正电子能量 $E = 20 \text{ eV}$, 激光频率 $\hbar\omega_0 = 1.17 \text{ eV}$ 时, 90° 辐射光子截面随激光场振幅 (强度) 的变化
—为激光修正截面; --为无场时的截面.

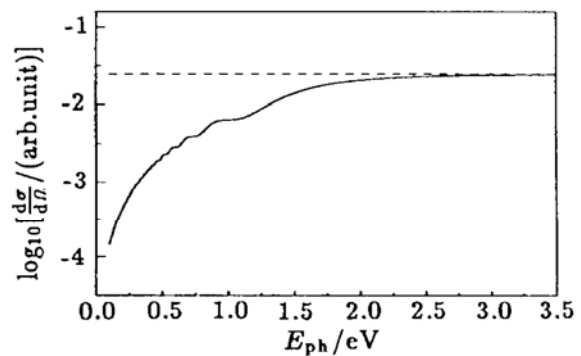


图 4 激光偏振方向平行于入射方向, 入射正电子能量 $E = 20 \text{ eV}$, 激光振幅 $\epsilon_0 = 10^7 \text{ V/cm}$ 时, 90° 角辐射光子截面随激光场光子能量 (频率) 的变化
—为激光修正截面; --为无场时的截面.

图 5 给出了 90° 辐射光子截面对激光偏振方向的依赖关系. 当偏振矢量平行于入射方向 ($\Theta = 0, 180^\circ$) 时截面的降低最明显, 因为此时 (4) 式中 Bessel 函数的宗量最大, 入射电子可与辐射场交换大量光子. 当偏振垂直于入射方向 ($\Theta = 90^\circ$) 时 Bessel 函数宗量为 0, 结果与无场情形下的截面相同.

图 6 为 90° 辐射光子截面随入射正电子能量的变化. 能量越高, 截面的改变越显著. 这也可从分波振幅中的 Bessel 函数的宗量来说明: 能量越高, 入射动量就越大, 从而 Bessel 函数的宗量就越大, 激光的效应就越明显.

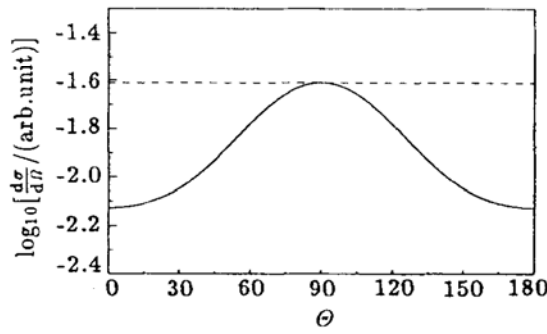


图 5 入射正电子动量、辐射光子动量和激光偏振矢量共面时, 90°辐射光子的截面对偏振矢量和入射动量夹角 θ 的依赖关系
—为激光修正截面; --为无场时的截面. 入射正电子能量及激光参数同图 1.

由以上理论结果可以看出, 外加的激光背景大大降低了辐射复合的几率. 当激光偏振平行于正电

子入射方向时, 截面的改变最明显. 光场越强, 频率越低, 辐射俘获截面越小. 这表明, 在这一反应中, 不可能利用辐射环境提高反氢的生成效率. 相反可用它来抑制末道束缚态的形成.

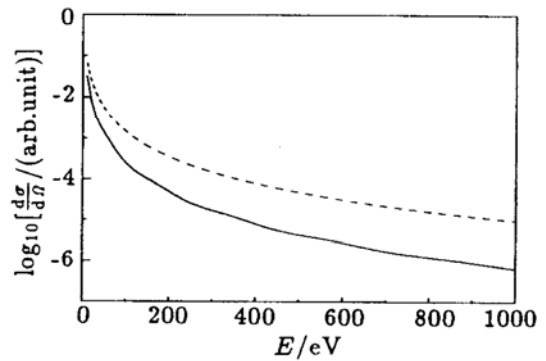


图 6 90°辐射光子截面随正电子入射能量的变化
激光参数同图 1. —为激光修正截面; --为无场时的截面.

参 考 文 献:

[1] Jain M, Tzoar N. Compton Scattering in the Presence of Coherent Electromagnetic Radiation [J]. Phys Rev, 1978, **A18**: 538.
 [2] Cavaliere P, Ferrante G, Leone C. Particle-atom Ionising Collision in the Presence of a Laser Radiation Field[J]. J Phys, 1980, **B13**: 4495.
 [3] Li S M, Chen J, Wang Q Q. Laser Influence on Positron-antiproton Radiative Capture Collision[J]. Eur Phys J D, 1999, **7**: 39.
 [4] 王竹溪, 郭敦仁. 特殊函数概论[M]. 北京: 北京大学出版社, 2000, 351, 341.
 [5] Akhiezer A I, Merenkov N P. The Theory of Lepton Bound-state Production[J]. J Phys, 1996, **B29**: 2135.
 [6] Akhiezer A I, Berestetsky V B. Quantum Electrodynamics [M]. Moscow: Nauka, 1969, 431.

Positron-antiproton Radiative Recombination in the Presence of a Laser Field*

LI Shu-min, CHEN Ji, ZHOU Zi-fang, ZHANG Sheng-tao
(Open Laboratory of Bond Selective Chemistry, Department of Modern Physics,
University of Science and Technology of China, Hfei 230027, China)

Abstract: In the soft-photon approximation, the laser-assisted radiative recombination between a positron and a antiproton is investigated. The laser field is treated as a classical electromagnetic field. The positron state is described by the Coulomb-Volkov wavefunction, and the dressed state of antihydrogen in final state is a perturbative solution of the time-dependent Schrödinger equation. It is predicted that the cross section for antihydrogen formation is greatly lowered in the presence of the laser background.

Key words: laser field; positron; antiproton; antihydrogen.

* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10074060, 10075043)