

四光束对高能电子的捕获特性研究

张绍银¹ 王加祥² 艾树涛¹

¹ 临沂大学理学院凝聚态物理研究所, 山东 临沂 276005
² 华东师范大学物理系理论物理研究所精密光谱科学和技术国家重点实验室, 上海 200241

摘要 依据非线性强场效应的基本原理, 提出了一种四光束捕获电子的方案, 旨在通过延长电子和强场相互作用时间来提高非线性过程发生的总概率, 实现观测信号的增强。其基本原理是基于电子在强激光光束上的非弹性散射。数值模拟结果表明, 捕获后的电子和中心光场的相互作用时间得到延长。

关键词 散射; 电子捕获; 四束强激光光场; 井字形结构; 高能电子

中图分类号 O0437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0429003

Research on Electron Trapping by Four Intense Laser Beams

Zhang Shaoyin¹ Wang Jiayang² Ai Shutao¹

¹ Institute of Condensed Matter Physics, School of Sciences, Linyi University, Linyi, Shandong 276005, China
² State key Laboratory of Precision Spectroscopy, Institute of Theoretical Physics, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200241, China

Abstract Based on the basic principle of nonlinear strong-field effect induced by the free electron interaction with intense laser fields, a scheme to trap the high-energy electrons by four propagating laser beams has been proposed to improve the total probability of nonlinear process by prolonging the interaction time of free electron and strong field. The mechanism is based upon the electron scattering by intense laser beams. The numerical simulation results show that the interaction time between electrons trapped and central optical field has been prolonged.

Key words scattering; electron trapping; four intense laser beams; well shaped formation; high-energy electron

OCIS codes 290.5850; 020.2649; 140.3460

1 引 言

目前在实验室条件下, 科学家们已能获得了高于 10^{20} W/cm² 的激光强度^[1]。在这样的极端条件下, 激光和物质之间的相互作用进入了高度非线性的范围。通过探索和研究在强激光光场中形成的各种极端条件下的物质性质和状态、相互作用等特点, 一门新的学科——强场激光物理学^[1~3]逐渐形成, 例如原子物理里的隧道电离(tunnel ionization)^[4]、多光子电离(multiphoton ionization)^[5]、阈上电离(above-threshold ionization)^[6]和高次谐波^[7]等。近年来利用激光等离子体中的非线性效应实现对质子、电子的加速也成为强场物理中一个新的研究热点^[8]。在上述所有研究中, 有一个共同的特点, 即都

涉及到介质。在没有介质的真空情况下, 同样有不少非线性过程会发生, 比如电子在激光束上的非弹性散射^[9~11]和谐波辐射^[12~15]等, 但相关的实验研究进展要缓慢很多。这主要是由于自由电子与激光场相互作用的截面非常小^[16~18]。

研究自由电子和强场相互作用的焦点是如何提高和优化非线性效应的强度。在理论方面, 对自由电子和激光场的能量交换, 目前一个比较好的方案是利用真空激光俘获加速机制^[19], 该方案可提高非线性作用的强度。在实验方面, Chaloupka 等^[20]通过对激光的近场调制, 使得激光束中心的场强变低, 从而在光场中心电离的电子被四周高中间低的有质动力势捕获。但这一方案也有一些缺点, 比如: 1) 激

收稿日期: 2011-09-26; **收到修改稿日期**: 2011-12-06

基金项目: 国家自然科学基金(10974056)和居室安保信息系统的设计(1001000029)资助课题。

作者简介: 张绍银(1966—), 男, 硕士, 副教授, 从事激光与物质的相互作用及凝聚态物理实验等方面的研究。

E-mail: shaoyinzhang@163.com

光场经过调制后,激光的峰值强度被降低 12%~15%;2)初始电子由原子气体电离产生,由于电离饱和效应,粒子数密度有限;3)电离后的电子能量不高,因此很难实现强激光场在电子上的散射。针对这些缺点,为延长激光场与电子作用时间,同时保证激光场的强度条件,文献[21]提出了一种新的双光束捕获方案。该方案利用电子在强激光光束中的非弹性散射,实现对电子一维方向的捕获。基于以上的工作,本文提出了一种新的真空四光束激光二维捕获方案。该方案中电子采用外界注入的方式,而不是采用原子电离的方式,更适合于高能电子的捕获,相对于一维捕获,该方案能够延长电子与强场的相互作用时间,提高电子捕获的效率。

2 模型和方法

本文主要利用电子在强激光束上的非弹性散射原理来实现对电子的捕获^[22],基模 TEM₀₀ 高斯激光场的各电场可表示为^[23]

$$E_x = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)}\right] \times \exp\left\{i\left[kz - \omega t - \varphi(z) - \varphi_0 + \frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)}\right]\right\}, \quad (1)$$

式中 φ_0 为初始相位, k 为激光的波数,

$$\omega(z) = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{2z}{k\omega_0^2}\right)^2\right]^{1/2}, \quad (2)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{k\omega_0^2}{2z}\right)^2\right], \quad (3)$$

$$\varphi(z) = \arctan\left(\frac{2z}{k\omega_0^2}\right), \quad (4)$$

其他电场分量可由下式得到

$$E_z = (i/k)(\partial E_x / \partial x), \quad (5)$$

$$\mathbf{B} = - (i/\omega) \nabla \times \mathbf{E}. \quad (6)$$

式中 E_0 为参考场强, ω_0 为光束的腰宽, ω 为激光的圆频率。对于文中 x 方向极化的激光场来说 $E_y = 0$ 取四束光频率相同、初相位相同、相邻两束光的振动方向垂直、两平行光束的振动方向相同。根据以上光场的表达式,计算得到四束激光的总场,构成方形叠加场,如图 1 所示。

从图 1 可以看出,合成电场 $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}$ 的空间分布,四束激光的中心区域电场 $E \approx 0$, 构成井字结构。入射电子在该结构的光场中,其动力学轨道电子在激光场中的运动遵循相对论的牛顿-洛伦兹方程

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (7)$$

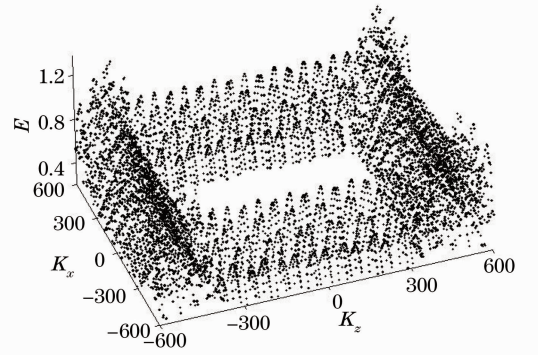


图 1 四束高斯激光构成井字形的场分布(图中显示各点的二维场强振幅 $E \geq 0.05$)
Fig. 1 Well shaped distribution of four Gaussian laser beams (electric field's amplitude of the points in space are shown as $E \geq 0.05$)

式中 \mathbf{p} 为电子的动量, \mathbf{v} 为电子的速度, $-e$ 为电子的电荷。为了便于计算,采用了统一的约化单位,长度单位为 $1/k$, 时间单位为 $1/\omega$, 速度单位为 c , 动量单位为 $m_e c$, 电量单位为 e 。

3 计算结果与讨论

当激光强度 $a_0 > 0.1$ 时,满足一定入射条件的电子与激光场将发生非弹性散射^[23]。据此对上述结构光场,运用数值模拟的方法研究电子在激光场中的动力学过程。

3.1 电子捕获的条件

3.1.1 捕获与 a_0 的关系

利用三维数值计算,当光场强度较弱 $a_0 = 4$ 时,得到了初始动量 $p_0 = 1.414$ 的电子束动力学轨道。在同样的条件下,计算了电子与光场的作用,由于场的有质动力势与光场的强度的关系^[24],

$$\mathbf{V}_{\text{pond}}(\mathbf{r}, t) = \left[\sqrt{1 + \frac{a(\mathbf{r}, t)^2}{2}} - 1 \right] m_e c^2, \quad \text{比较可以看出,}$$

电子在势阱场中的作用时间变短,甚至电子不能进入到势阱场中,起不到场对电子的约束作用[图 2(a)];当光场的强度为 $a_0 = 5$ 时,从[图 2(b)]可以看得出,电子穿入到井字结构的中心,与势阱壁的多次碰撞作用,沿折线运动,电子受到场的约束,在井字结构场势阱中的时间增长,增大光场的强度,在 $a_0 = 50$ 时,计算表明电子与势阱场的作用次数增加[图 2(c)],电子在势阱场中的作用时间是 $a_0 = 5$ 时的 10~15 倍,由于势阱高度的加强,提高了光场对电子的约束作用。电子轨迹之所以接近于往返折线,是因为电子接近中心处受到的电磁作用十分弱,电子近乎直线经过井字形场的中心区域,只是在遇

到阱壁时,可能会受到较大的非弹性碰撞,从而改变轨迹的方向。

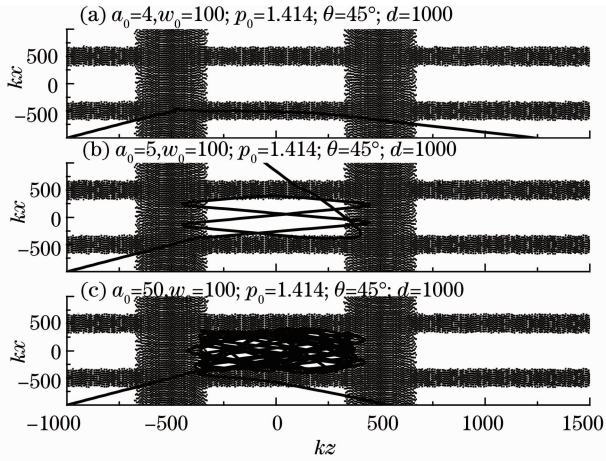


图 2 不同光束照射下,井字形场对电子的作用

Fig. 2 Interaction between the well shaped laser field and the electron under different single beam irradiations

3.1.2 捕获的动量范围

在保持光束腰宽 $w_0 = 100$, 电子入射角度 $\theta = 45^\circ$, 平行光束间距 $d = 1000$, 计算了不同的激光强度 a_0 下的入射电子动量范围(图 3)。根据图 3 可以发现光场中的电子捕获的范围与 a_0 有关, 当 a_0 较小时, 电子动量范围较小, 随 a_0 变大, 有质动力势增大, 光束约束电子能力增强, 使电子动量范围变得较大, 但随 a_0 变大, 有质动力势增强到一定程度, 电子入射到四光束光场中心处, 将变得很困难, 致使电子动量的范围又变小。

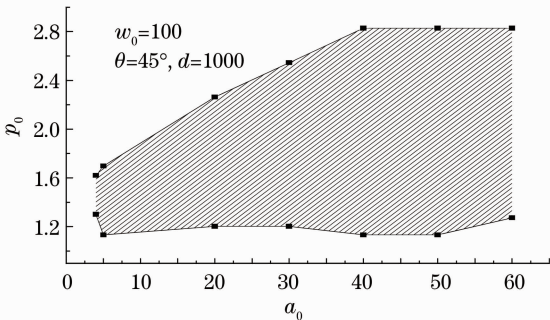


图 3 捕获电子的动量范围随光场强度 a_0 的变化

Fig. 3 Range of trapped electron's initial momentum versus laser field intensity a_0

3.1.3 捕获电子的入射角度范围

在光束腰宽 w_0 、光束间距 d 一定的情况下, 计算了不同光场强度 a_0 下入射角范围(图 4)。当光场强度较弱时, 入射角的范围较小, 随光场强度增大时, 入射角的范围增大, 当光场的强度增大到一定的

程度时, 入射角的范围又开始较小, 直至光场的强度达到 $a_0 > 60$ 时, 入射角的范围减至最小, 这是因为光场强度太大时, 非弹性散射作用增强, 电子的能量在未达到光束中心前, 减弱较多, 从而使多数电子不能穿入到四束光井的中心。

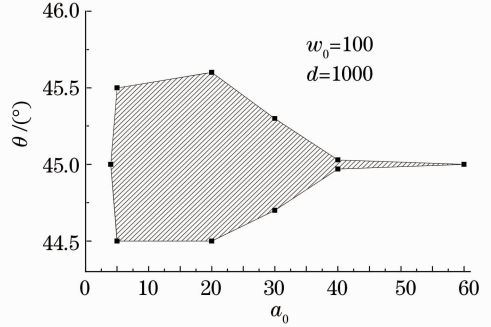


图 4 捕获电子的角度范围随光场强度 a_0 的变化

Fig. 4 Range of trapped electron's incident angle versus laser field intensity a_0

进一步研究发现, 在电子发生捕获的入射角度条件满足的情形下, 电子的动量在 $\theta = 45^\circ$ 时, 取最大变化范围[图 5(a)], 当 θ 在 $43^\circ \sim 47^\circ$ 范围内, 电子的动量变化量 Δp_0 呈对称分布。在电子发生捕获的入射动量条件满足的情形下, 电子束的入射角度在 $p_0 \approx 1.44$ 时[图 5(b)], 电子角度可调范围最大, 偏离 $p_0 \approx 1.44$ 左右, 电子角度可调范围变小。

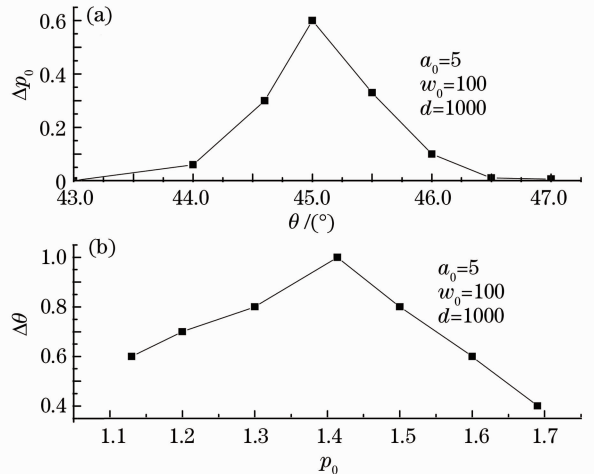


图 5 (a) 各入射角度对应的动量变化范围; (b) 各入射动量对应的角度变化范围

Fig. 5 (a) Variation of the initial momentum versus the various incident angles; (b) variation of the incident angle versus the various initial momentum

3.1.4 捕获效率

捕获效率定义为捕获电子的相位区间占总相位区间的比率, 数值计算表明, 捕获效率与平行光束间

距存在一定的关系[图 6(a)],在平行光束间距为 $d \approx 1300$ 时,捕获效率达到最大,因平行光束间距决定四束光场的空间分布,间距过小时,光场的总场能密度过大,电子束不容易到达光束中心;间距过大,总场能密度过小,光场不容易约束电子束,因而光束的间距应取适当的距离,有利于电子束的捕获。

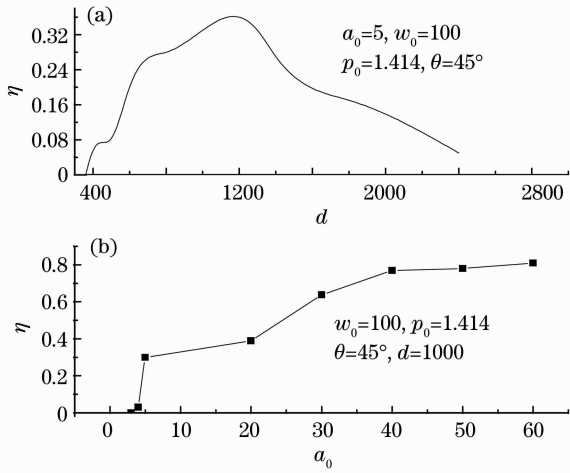


图 6 (a)各平行光束间距下的捕获效率;(b)电子的捕获效率随 a_0 的变化

Fig. 6 (a) Trapping efficiency versus distance between the two parallel beams; (b) trapping efficiency versus laser field intensity

在保持 $\theta = 45^\circ$ 入射的条件下,电子的捕获效率随光场强度 a_0 变化是依次增大的[图 6(b)], $a_0 = 3 \sim 5$,捕获效率有一个跃升,当 $a_0 = 40$ 时,效率高达 $\eta = 78\%$,其原因是电子一旦为光阱所捕获, a_0 越大光阱的约束作用越强,效率越高。

3.2 捕获时间比率

上述内容说明了捕获电子与光场强度密切相关。为衡量四束光场对电子的捕获作用,又进一步

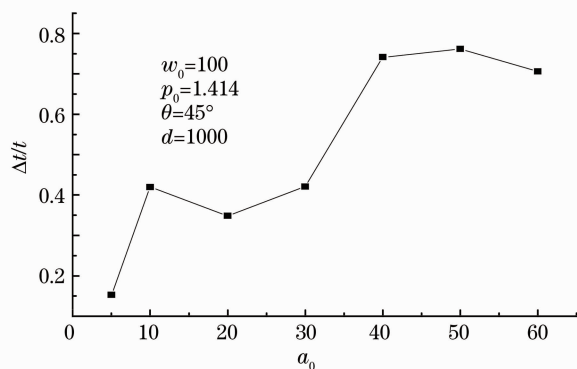


图 7 电子在光阱中的约束时间占总时间的比率

Fig. 7 Ratio for constraint time of electron in laser well versus the electron's total time in the field

研究了电子的约束时间与电子在场中的总时间比率与光场强度的关系(图 7)。从图 7 中可以看出 $\Delta t/t$ 自 $a_0 = 5 \sim 10$ 存在跃升,在 $a_0 = 20 \sim 30$ 之间,曲线为平台区,在 $a_0 = 30 \sim 40$ 之间,存在跃升,在 $a_0 = 40 \sim 50$ 之间,缓慢增加, $\Delta t/t$ 高达 76% 左右, $a_0 = 50 \sim 60$, $\Delta t/t$ 缓慢下降。以现有的技术条件,激光强度 $a_0 = 40$,约束作用时间的比率较为理想。

4 结 论

提出了一种利用四束 TEM_{00} 基模的高斯激光来捕获电子的方案,其基本原理是基于电子在强激光光束上的非弹性散射。通过三维数值模拟计算发现,在 $a_0 \geq 5$, $w_0 = 100$,入射电子方向大致沿并字形光场对角线方向,能够有效地捕获电子,使作用时间大大延长。捕获的最佳动量范围、角度范围、捕获效率与激光场的强度、光束间距相关。在激光强度 $a_0 = 10 \sim 30$ 之间,约束作用时间比率 $\Delta t/t$ 曲线存在平台, $a_0 = 40$ 有利于实现对高速电子的捕获,并且该方案适于二维方向捕获电子。

参 考 文 献

- 1 D. Strickland, G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. *Opt. Commun.*, 1985, **55**(6): 447~449
- 2 Peng Hansheng. High-power ultrashort-pulse lasers and amazing phenomena of physics [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2000, **12**(4): 386~391
彭翰生. 高功率超短脉冲激光与新奇物理现象[J]. *强激光与粒子束*, 2000, **12**(4): 386~391
- 3 Chen Xiao, Su Yucheng, Wang Yiquan *et al.*. Nonlinear effects of ultrashort laser pulses propagation in water[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(4): 1131~1136
陈 笑, 苏玉成, 王义全 等. 超快激光脉冲在水中的非线性传输特性研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(4): 1131~1136
- 4 T. S. Luk, H. Pummer, K. Boyer *et al.*. Anomalous collision-free multiple ionization of atoms with intense picosecond ultraviolet radiation [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1983, **51**(2): 110~113
- 5 G. Mainfray, G. Manus. Multiphoton ionization of atoms[J]. *Reports on Progress in Physics*, 1991, **54**(10): 1333~1372
- 6 J. H. Eberly, J. Javanainen, K. Rzazewski. Above threshold ionization[J]. *Phys. Rep.*, 1991, **204**(5): 331~383
- 7 A. L' Huillier, K. J. Schafer, K. C. Kulander. Theoretical aspects of intense field harmonic generation [J]. *J. Phys. B*, 1991, **24**(15): 3315~3341
- 8 G. A. Mourou, T. Tajima, S. V. Bulanov. Optics in the relativistic regime[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2006, **78**(2): 309
- 9 P. H. Bucksbaum, M. Bashkansky, T. J. McIlrath. Scattering of electrons by intense coherent light [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(4): 349~352
- 10 P. Monot, T. Auguste, L. A. Lompre *et al.*. Energy measurements of electrons submitted to an ultrastrong laser field [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(9): 1232~1235
- 11 C. I. Moore, J. P. Knauer, D. D. Meyerhofer. Observation of the transition from thomson to compton scattering in multiphoton interactions with low energy electrons [J]. *Phys. Rev. Lett.*,

- 1995, **74**(13): 2439~2442
- 12 G. Malka, E. Lefebvre, J. L. Miquel. Experimental observation of electrons accelerated in vacuum to relativistic energies by a high intensity laser[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(17): 3314~3317
- 13 T. J. Englert, E. A. Rinehart. Second-harmonic photons from the interaction of free electrons with intense laser radiation [J]. *Phys. Rev. A*, 1983, **28**(3): 1539~1545
- 14 S. Y. Chen, A. Maksimchuk, D. Umstadter. Experimental observation of relativistic nonlinear Thomson scattering [J]. *Nature*, 1998, **396**(): 653~655
- 15 M. Babzien, I. Ben Zvi, K. Kusche *et al.* Observation of the second harmonic in Thomson scattering from relativistic electrons [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**(5): 54802~54805
- 16 C. Bula, K. T. Mc Donald, E. J. Prebys *et al.* Observation of nonlinear effects in Compton scattering [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(17): 3116~3119
- 17 J. X. Wang, Y. K. Ho. Energy exchange characteristics in ordinary and nonlinear Compton scattering [J]. *Phys. Rev. A*, 1999, **59**(6): 4522~4529
- 18 O. B. Shpenik, I. L. Chernyshova, J. E. Kontros. Effective electron scattering cross-sections for zinc atoms [J]. *Rad. Phys. Chem.*, 2003, **68**(1-2): 277~280
- 19 J. X. Wang, Y. K. Ho, Q. Kong *et al.* Electron capture and violent acceleration by an extra-intense laser beam [J]. *Phys. Rev. E*, 1998, **58**(5): 6575~6577
- 20 J. J. Chaloupka, D. D. Meyerhofer. Observation of electron trapping in an intense laser beam [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **83**(22): 4538~4541
- 21 Wang Jiaxiang, Ren Na, Li Ankang *et al.* Electron trapping by two parallel-propagating intense laser beams [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2010, **22**(12): 3003~3006
王加祥, 任娜, 李安康等. 双光束对高能电子的捕获特性 [J]. *强激光与粒子束*, 2010, **22**(12): 3003~3006
- 22 Y. K. Ho, J. X. Wang, L. Feng *et al.* Electron scattering by an intense continuous laser beam [J]. *Phys. Lett. A*, 1996, **220**(4-5): 189~193
- 23 J. X. Wang, Y. K. Ho, W. Scheid *et al.* Nonlinear Compton effect and electron in elastic scattering by an intense stationary laser beam [J]. *Phys. Lett. A*, 1997, **231**(3-4): 139~143
- 24 P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall. Laser driven acceleration in vacuum, gases, and plasmas [J]. *Phys. Plasmas*, 1996, **3**(5): 2183~2190

栏目编辑：宋梅梅