

飞秒激光场中原子所受光学偶极力研究

刘纪彩 成飞 赵亚男 郭芬芬

Atom-subjected optical dipole force exerted by femtosecond laser field

Liu Ji-Cai Cheng Fei Zhao Ya-Nan Guo Fen-Fen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 033701 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182016

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182016>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

不同原子在飞秒强激光场中的里德堡态激发和双电离

Rydberg state excitations and double ionizations of different atoms in strong femtosecond laser field

物理学报. 2016, 65(22): 223201 <https://doi.org/10.7498/aps.65.223201>

基于微型光学偶极阱中单个铯原子俘获与操控的852 nm触发式单光子源

852-nm triggered single-photon source based on trapping and manipulation of a single cesium atom confined in a microscopic optical dipole trap

物理学报. 2016, 65(23): 233701 <https://doi.org/10.7498/aps.65.233701>

氢团簇在飞秒强激光场中的动力学行为

Dynamic behavior of hydrogen clusters under intense femtosecond laser

物理学报. 2015, 64(16): 163601 <https://doi.org/10.7498/aps.64.163601>

两能级原子主方程和激光通道主方程的解之间的超对称性

Supersymmetry of the solution to the master equation between two-level atom and laser channel

物理学报. 2016, 65(3): 030301 <https://doi.org/10.7498/aps.65.030301>

飞秒激光在锥形镀膜探针传输中相位奇异的研究

Phase singularities in femtosecond laser pulses transmitting through optical fiber probes

物理学报. 2015, 64(2): 024203 <https://doi.org/10.7498/aps.64.024203>

飞秒激光场中原子所受光学偶极力研究*

刘纪彩[†] 成飞 赵亚男 郭芬芬

(华北电力大学数理学院, 北京 102206)

(2018年11月12日收到; 2018年12月17日收到修改稿)

通过求解全波矢布洛赫方程研究了两能级原子与飞秒超快激光脉冲的相互作用过程, 计算了不同拉比频率取值下原子所受光学偶极力和粒子数布居随时间的演化情况, 分析了光场失谐量对光学势分布情况的影响. 研究发现: 由飞秒激光场产生的横向光力的时间平均值并不等于零, 而是随着拉比频率的增加呈现振荡的增大趋势; 纵向光力的时间平均作用也并非拉比频率的单调函数, 而是随着拉比频率的增加呈现周期性的振荡分布特性; 光学势的分布对光场的失谐量具有明显的依赖性, 随着失谐量的变化, 光学势的性质也随之发生了改变.

关键词: 原子光学, 光学偶极力, 飞秒激光场, 两能级原子体系

PACS: 37.10.Vz, 32.80.Qk, 42.65.Re, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.68.20182016

1 引言

原子光学是研究中性原子与电场、磁场和光场等相互作用及其冷却、囚禁、操控与应用的新兴学科^[1,2]. 1970年, Ashkin^[3]首次在实验上实现了利用激光辐射压力形成的稳定光学势来俘获和移动微小粒子, 开启了利用光来俘获和操纵微粒的理论和应用研究. 1975年, Hänsch 和 Schawlow^[4]提出了激光冷却中性原子的方法. 此后, 相继诞生了几何原子光学、波动原子光学、微结构集成原子光学、量子原子光学、非线性原子光学等多个方向和分支, 原子光学得到了前所未有的发展. 例如, 1985年, Chu等^[5]利用六束相互垂直的激光束照射钠蒸汽室, 在激光交汇处获得了温度低至 240 μK 的原子光学黏团; 1995年, Cornell, Ketterle 和 Wieman等^[6,7]利用磁场梯度力形成的磁阱和光场偶极力形成的光阱俘获原子, 并利用射频场蒸发冷却的方法实现了稀薄原子气体的玻色-爱因斯坦凝聚; 2015年, Zwierlein, Greiner, Kuhr等^[8-10]分别利用三维拉曼边带冷却技术和电磁感应透明冷却

技术在光晶格量子气显微装置中实现了具有单原子分辨的费米原子荧光成像.

光场对原子的冷却、囚禁、操控和导引等作用主要依赖于原子在光场中受到的光场力作用. 在原子与光场的偶极相互作用中, 原子在光场中受到的光学偶极力可以分解为两部分: 一部分是与光场的振幅梯度成正比的偶极力, 起源于受激发射, 所以也叫受激发射力; 一部分是与光场的相位梯度成正比的辐射压力, 它是通过吸收光子再自发辐射而产生的, 所以也称为自发辐射力或耗散力^[11]. 近年来, 随着强场超快脉冲激光技术的发展, 强场超快激光与原子相互作用中的光学偶极力研究成为原子光学和激光光学的热点问题之一^[12-19]. 通常, 在旋波近似成立的条件下^[20], 可以通过求解光学布洛赫方程的稳态解来研究原子体系与光场的相互作用及所受到的光学力情况^[21-23]. 但是, 在介质与光场耦合较强、拉比频率大于共振频率、光场远离单光子共振、体系能级结构较为复杂等情况下, 旋波近似解失效^[24-29], 此时必须通过严格求解含时的瞬态密度矩阵方程或布洛赫方程来研究光场与介质的

* 国家自然科学基金 (批准号: 11574082) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 2018MS050) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: jicailiu@ncepu.edu.cn

相互作用过程. 例如, Kumar 和 Sarma^[24]研究了中性两能级原子在少周期高斯型激光场中所受的光力情况, 发现此时旋波近似解已不能定性地描述光力的大小和方向, 甚至会给出与非旋波近似解相反的结果. Cai 等^[29]通过数值求解非旋波近似下的密度矩阵方程对一束位于亚周期聚焦矢量场中的中性两能级原子中的光力进行了研究, 发现横向光力能使原子产生一个指向光轴的加速度, 而加速度的值能达到地球重力加速度的 10 次方倍.

本文以两能级原子体系为研究对象, 通过数值求解非旋波近似下的布洛赫方程, 研究了原子与飞秒超快激光脉冲的相互作用过程, 计算了在不同的拉比频率和失谐量下原子所受光力和粒子数布居随时间的演化情况. 与文献^[24]中关于共振条件下的研究结论有所不同, 我们发现虽然原子所受瞬时光力的方向会随时间做周期性的变化, 但是光力的平均值不为零, 平均横向光力随着拉比频率的增加呈现振荡的增大趋势; 平均纵向光力随着拉比频率的增加也呈现周期性的振荡分布特性.

2 基本原理

2.1 光学布洛赫方程

考虑两能级原子与激光场的相互作用, 其中 $|0\rangle$, $|1\rangle$ 分别是原子上、下两个能级, ω_{10} 是两能级之间的共振跃迁角频率. 当两能级原子处在外加强激光场中时, 原子的状态可以用光学布洛赫方程来描述^[20]. 在极端强场非线性光学条件下旋波近似失效, 非旋波近似条件下的光学布洛赫方程可以表示为

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= -\omega_{10}v(\mathbf{r}, t) - \gamma_{10}u(\mathbf{r}, t), \\ \frac{\partial v(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= \omega_{10}u(\mathbf{r}, t) + 2G_R(\mathbf{r}, t)w(\mathbf{r}, t) - \gamma_{10}v(\mathbf{r}, t), \\ \frac{\partial w(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= -2G_R(\mathbf{r}, t)v(\mathbf{r}, t) - [w(\mathbf{r}, t) + 1]\tau_{10}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $G_R(\mathbf{r}, t)$ 是拉比频率, 由跃迁偶极矩 \mathbf{d}_{10} 和电场强度 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 的点积决定, $G_R(\mathbf{r}, t) = \mathbf{d}_{10} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)/\hbar$; γ_{10} 表示原子体系的偶极失相速率, τ_{10} 表示上能级的自发辐射衰减速率. 布洛赫矢量各分量与两能级原子体系的密度矩阵非对角元之间的关系为 $\rho_{10}(\mathbf{r}, t) = [u(\mathbf{r}, t) - iv(\mathbf{r}, t)]/2.0$, 其中 u 是与色散效应有关的布洛赫分量, v 是与吸收现象有关的布洛赫分量. 粒子数反转 $w(\mathbf{r}, t) = \rho_{11}(\mathbf{r}, t) - \rho_{00}(\mathbf{r}, t)$, 其中 $\rho_{00}(\mathbf{r}, t)$ 和 $\rho_{11}(\mathbf{r}, t)$ 分别是下能级和上能级的

粒子数占有率.

2.2 光学偶极力

光场与原子电偶极矩的相互作用是激光操控冷原子的基础. 当一个中性原子在激光场中运动时, 将产生感生电偶极矩, 从而使得中性原子在强激光场中受到偶极力的作用. 原子电偶极矩的期望值 \mathbf{p} 可以表示为电偶极算符 \mathbf{d} 与密度算符 $\hat{\rho}$ 乘积矩阵的迹 $\mathbf{p} = \text{tr}(\mathbf{d}\hat{\rho})$ ^[30]. 由 (1) 式中布洛赫矢量与密度矩阵元之间的关系式可得, 两能级原子的电偶极矩的期望值为

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{d}_{10}u(\mathbf{r}, t). \quad (2)$$

而激光场与原子的电偶极相互作用势能为

$$U(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{p}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (3)$$

根据 Ehrenfest 定理, 原子在外场中的受力可以用相互作用势表示为

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = -\nabla U(\mathbf{r}, t) = \nabla(\mathbf{p}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)),$$

将 (2) 式代入可得原子在激光场中受到的光学偶极力为

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \nabla(u(\mathbf{r}, t)\mathbf{d}_{10} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)). \quad (4)$$

设激光场极化方向为 \mathbf{e} , 传播方向沿 z 轴, 即

$$\mathbf{E}(r, z, t) = \mathbf{e}E_0f(r, t)\cos(\omega t - kz + \varphi_0), \quad (5)$$

式中 E_0 是峰值电场振幅, ω 和 k 分别是电场的载波频率和波矢, φ_0 是初始载波-包络相位; $f(r, t)$ 是光场的时空包络函数. 对具有高斯型的时间包络分布和高斯型的横向空间包络分布的激光脉冲 $f(r, t) = \exp\left(-\frac{r^2}{\varpi_0^2} - \frac{t^2}{\tau^2}\right)$, 其中 ϖ_0 是高斯光束的束腰半径; 横向位移量 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$; τ 是表征高斯脉冲时间宽度的特征量, 与脉冲强度的半高全宽 τ_p 之间的关系为 $\tau_p = 1.177\tau$. 脉冲面积定义为

$$A(r, t) = \frac{d_{10}E_0}{\hbar} \int_{-\infty}^t f(r, t')dt' = G_R^0 \int_{-\infty}^t f(r, t')dt', \quad (6)$$

式中, $G_R^0 = \frac{d_{10}E_0}{\hbar}$ 是 $r = 0$ 处脉冲的峰值拉比频率. 对高斯型激光脉冲, 在距离光轴 r 处的脉冲面积为 $A(r) = \frac{d_{10}E_0}{\hbar} \sqrt{\pi}\tau \exp\left(-\frac{r^2}{\varpi^2}\right)$.

设原子感生电偶极矩方向与电场极化方向相同, 由 (2), (3) 和 (5) 式得到电偶极相互作用的光学势的表达式为

$$U(r, z, t) = -d_{10}u(r, z, t)E_0f(r, t)\cos(\omega t - kz + \varphi_0). \quad (7)$$

将电场表达式 (5) 代入光学偶极力公式 (4) 得

到光学偶极力的横向分量 $F_T(r, z, t)$ 和纵向分量 $F_L(r, z, t)$ 分别为

$$F_T(r, z, t) = -\frac{2d_{10}E_0u(r, z, t)r}{\omega_0^2} \times f(r, t) \cos(\omega t - kz + \varphi_0),$$

$$F_L(r, z, t) = \frac{d_{10}E_0u(r, z, t)\omega}{c} f(r, t) \sin(\omega t - kz + \varphi_0), \quad (8)$$

式中, $F_T(r, z, t)$ 是光力沿光场径向分布方向与光场的振幅梯度有关的横向力分量, $F_L(r, z, t)$ 是光力沿光场传播方向与光场的相位梯度有关的纵向力分量. 通过偶极力对时间的积分可以得到在激光脉冲作用时间内, 原子受到的横向和纵向偶极力冲量分别为

$$I_T(r, z, t) = \int_0^t F_T(r, z, t') dt',$$

$$I_L(r, z, t) = \int_0^t F_L(r, z, t') dt'. \quad (9)$$

3 计算结果与讨论

在非旋波近似条件下, 采用预估-校正的方法数值求解光学布洛赫方程 (1)^[31-33], 计算了不同峰值拉比频率 $G_R^0 = d_{10}E_0/\hbar$ 和光场失谐量取值情况下两能级中性原子在高斯型激光场中所受的光学偶极力和光学势的分布情况. 参考文献^[24]中的参量取值, 采用以下原子参量取值: 共振频率 $\omega_{10} = 2.2758 \text{ rad/fs}$; 跃迁偶极矩 $d_{10} = 4.246 \times 10^{-29} \text{ C} \cdot \text{m}$; 原子的偶极失相速率 $\gamma_{10} = 5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$; 能级衰减速率 $\tau_{10} = 0$; 初始时刻原子处于基态 $w_0 = -1$; 激光脉冲的载波频率 $\omega = \omega_{10} - \Delta$, 其中 Δ 是光场的失谐量; 脉冲半高全宽 $\tau_p = 13.8 \text{ fs}$; 高斯光束束腰半径 $\omega_0 = 1.0 \text{ } \mu\text{m}$, 高斯光束束腰位于 $z = 0$ 处; 脉冲载波-包络相位 $\varphi_0 = 0$.

在数值计算中, 为了保证计算结果的准确性, 将空间步长 dr 取为所研究点 $r = 0.7071 \text{ } \mu\text{m}$ 与光轴间距离的 $1/100$, 即 $dr = r/100$; 时间步长 dt 取为原子共振频率 ω_{10} 对应周期 $T = 2\pi/\omega_{10}$ 的 $1/50$, 即 $dt = T/50$. 同时为了保证结果的收敛性, 采用预估-校正的自洽求解方法, 并且将自洽条件设为前后两次求解得到的各个布洛赫分量中的最大相对误差小于 10^{-5} .

图 1 给出了共振情况 ($\Delta = 0$) 下, 不同峰值拉比频率 G_R^0 取值条件下, 在高斯光束束腰所在平面内 $z = 0$, 距离光轴 $r = 0.7071 \text{ } \mu\text{m}$ 处, 原子所受横向光力 $F_T(t)$ 、纵向光力 $F_L(t)$ 以及能级粒子数分布

$w(t)$ 随时间的演化情况. 由图 1(a) 可以看出, 在共振条件下, 原子所受的纵向光力 $F_L(t)$ 远大于横向光力 $F_T(t)$, 同时随着光场峰值拉比频率的增加, 光场力的峰值强度也增加. 但是, 光力的方向会随时间做正负交替变化, 其中纵向光力以两倍的拉比频率做正负交替变化, 而横向光力则是以两倍的光场载波-包络频率做正负交替变化. 虽然光场对原子所做的功包括横向光力所做的功和纵向光力所做的功两部分^[34,35], 但是由于共振条件下光力的横向分量非常小, 如图 1(b) 所示, 光场对原子做的功主要取决于纵向力部分对原子的功. 当纵向光力为正时, 光场对原子做正功, 原子从光场吸收能量发生受激吸收, 使得处于上能级的粒子数不断增加, 直至粒子数发生完全反转 $w = 1.0$. 之后, 纵向光力变为负, 光场对原子做负功, 原子发生受激辐射向光场放出能量, 使得上能级的粒子数不断减少, 直至粒子完全处于基态 $w = -1.0$. 随着光场强度的增加, 体系拉比频率增大, 纵向光力跟随拉比频率做正负交替, 使得粒子数分布发生拉比振荡.

2011 年, Kumar 和 Sarma^[24]在对少周期高斯型激光场中原子的受力情况进行研究时指出: 在共振条件下, 横向光力的时间平均为零; 纵向光力的时间平均与拉比频率有关, 当拉比频率小于原子共振跃迁频率时, 旋波近似依旧适用, 光力的纵向分量对原子仍具有导引作用; 随着拉比频率的增加, 纵向光力的时间平均为零, 不再具有导引原子的作用. 而我们的进一步研究发现, 在飞秒激光脉冲的共振作用下原子所受的横向光力的时间平均值并非为零, 而是随着拉比频率的增加呈现振荡的增大趋势; 同时纵向光力的时间平均值也并非拉比频率的单调函数, 而是随着拉比频率的增加呈现周期性的振荡分布特性 (如图 2 所示).

为了研究原子所受光力的时间平均作用, 图 2 给出了高斯光束束腰所在平面内距离光轴 $r = 0.7071 \text{ } \mu\text{m}$ 处, 飞秒超短脉冲激光场作用在原子上的纵向冲量 $I_L(r, z, t)$ 与横向冲量 $I_T(r, z, t)$ 随输入脉冲的峰值拉比频率 G_R^0 取值的演化情况. 我们知道, 在旋波近似下, 两能级体系的稳态解表明, 在辐射场较弱时, 与辐射场相位梯度成正比的纵向光力随着辐射场强度的增加而增加; 当辐射场较强时, 纵向光力出现饱和和效应; 而与辐射场强度梯度成正比的横向光力随着光场强度增加而增加, 没有饱和现象; 在光力的色散关系曲线上, 共振频率处纵向光力取最大值, 横向光力为零^[11]. 图 2 表明, 与旋波

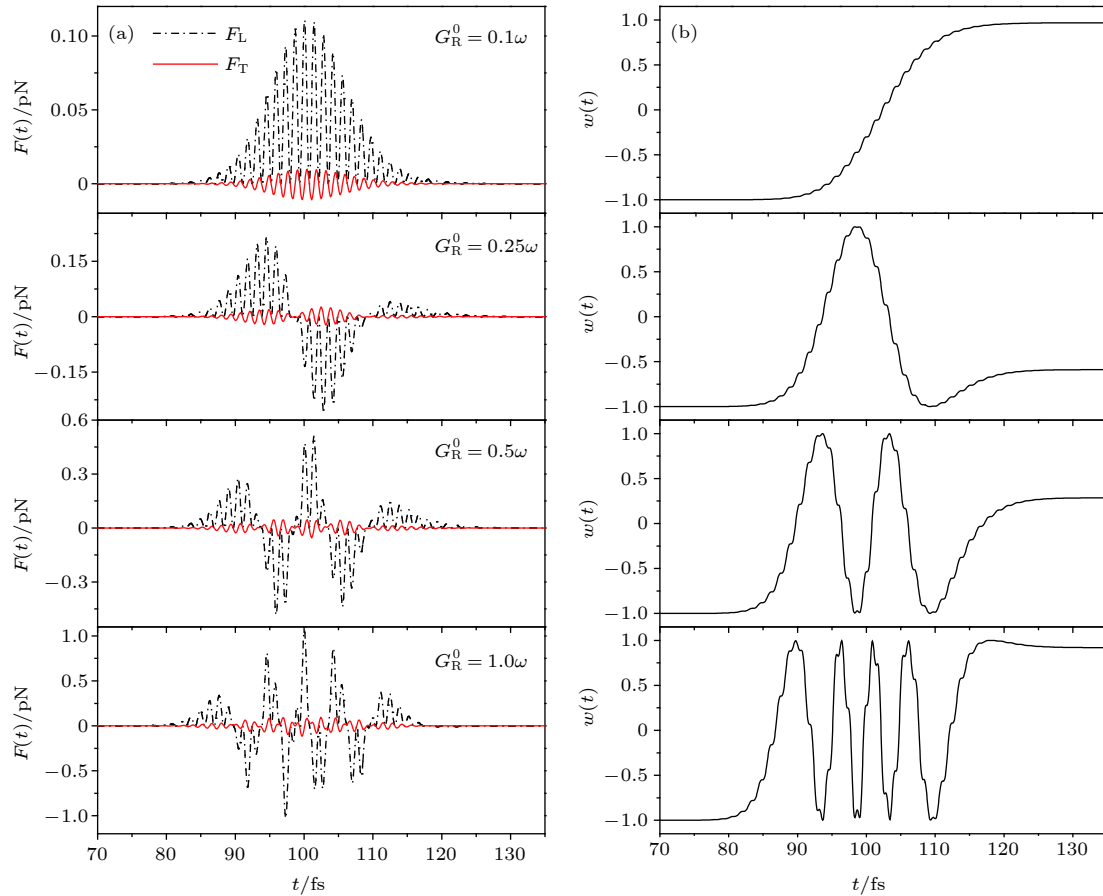


图 1 不同峰值拉比频率 G_R^0 取值条件下, 在高斯光束束腰所在平面内 $z = 0$, 距离光轴 $r = 0.7071 \mu\text{m}$ 处 (a) 原子横向光力 $F_T(t)$ (实线) 和纵向光力 $F_L(t)$ (虚线) 的时间分布情况, (b) 粒子数反转 $w(t)$ 的时间演化, 其中对应 $G_R^0 = 0.1\omega$, 0.25ω , 0.5ω 和 ω , 在 $r = 0.7071 \mu\text{m}$ 位置处的脉冲面积分别为 $A = 0.913\pi$, 2.2825π , 4.565π 和 9.13π ; 光场的失谐量取值 $\Delta = 0$

Fig. 1. (a) Temporal evolution of the transverse light force $F_T(t)$ (solid lines) and the longitudinal light forces $F_L(t)$ (dashed lines); (b) temporal evolution of the population inversion $w(t)$ for different values of the peak Rabi frequencies G_R^0 at $z = 0$, $r = 0.7071 \mu\text{m}$. Pulse area A at $z = 0$, $r = 0.7071 \mu\text{m}$ equals respectively 0.913π , 2.2825π , 4.565π and 9.13π for the peak Rabi frequency of $G_R^0 = 0.1\omega$, 0.25ω , 0.5ω and ω . Field detuning $\Delta = 0$.

近似下的稳态解类似, 非旋波近似下由强场超快脉冲产生的纵向光力的时间平均值随着拉比频率的增加也表现出饱和特性, 即存在极大值; 而横向光力的时间平均值则不具有饱和特性, 随着拉比频率的增加呈上升趋势. 但是, 与旋波近似下的稳态解明显不同, 强场超快激光脉冲作用下光力的非旋波近似解具有周期性的振荡特性. 由图 2 可以看出, 时间平均的纵向光力和横向光力随着拉比频率的增加具有相同的振荡周期, 该振荡周期等于脉冲面积 $A(r)$ 为 2π 时对应的拉比频率取值 $G_{2\pi}^0$. 这是因为, 拉比频率对体系各布洛赫分量的取值具有周期性的调制作用. 我们知道, 纵向光力又称为辐射压力, 是由原子吸收光场中的光子, 将光子动量传递给原子而产生的; 或者是由原子向光场辐射光子, 将原子动量转化为光子动量而产生的. 当脉冲面积 $A(r)$ 为 2π , 对应的拉比频率取值为 $G_{2\pi}^0$ 时, 原子体

系发生一个完整的拉比振荡 $w = -1$, 原子吸收和辐射出的光子数目相等, 所以原子所受到的时间平均的纵向光力为零. 当脉冲面积 $A(r)$ 为 π , 对应的拉比频率取值为 $G_{2\pi}^0/2.0$ 时, 原子体系的粒子数布居发生完全反转 $w = +1$, 原子净吸收光子数目最多, 所以原子所受纵向光力的时间平均值最大. 对应其他的脉冲面积 (或拉比频率) 取值, 粒子数反转介于 -1 与 $+1$ 之间 (如图 1 所示), 原子所受时间平均的纵向光力也介于零与最大值之间. 随着拉比频率的增大, 体系粒子数布居以 $G_{2\pi}^0$ 为周期做振荡, 因此平均纵向光力也以 $G_{2\pi}^0$ 为周期做振荡.

对比图 1 和图 2 还可以看出, 虽然横向光力的瞬时值会随着电场强度的变化在零值附近做正负周期性的交替变化, 但是横向光力的平均值并不为零. 主要原因是超短脉冲具有较大的频谱展宽, 因此即使是在电场载波-包络频率等于原子共振激发

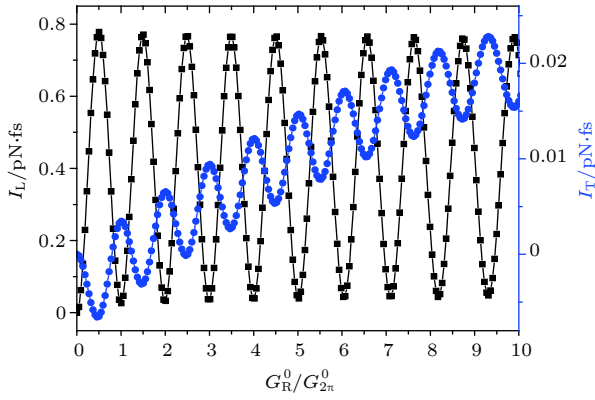


图 2 在 Gaussian 光束束腰所在平面内距离光轴 $r = 0.7071 \mu\text{m}$ 处, 原子所受纵向冲量 $I_L(r, z)$ (正方形点缀曲线) 与横向冲量 $I_T(r, z)$ (圆形点缀曲线) 随输入脉冲的峰值拉比频率 $G_R^0 = d_{10}E_0/\hbar$ 取值的演化情况, 其中 $G_{2\pi}^0$ 对应脉冲面积为 2π 时的电场峰值拉比频率, 失谐量取值 $\Delta = 0$

Fig. 2. Evolution of the longitudinal impulse $I_L(r, z)$ (square-dotted curve) and the transverse impulse $I_T(r, z)$ (circle-dotted curve) as a function of the peak Rabi frequency $G_R^0 = d_{10}E_0/\hbar$ at $z = 0$, $r = 0.7071 \mu\text{m}$. $G_{2\pi}^0$ is the peak Rabi frequency when the area of the pulse equals 2π . Detuning $\Delta = 0$.

频率的条件下, 平均横向光力也并不等于零. 同样, 由于横向光力是布洛赫分量 u 和光电场 E 的函数, 而拉比频率对布洛赫分量 u 的稳态取值也具有周期性的调制作用, 因此平均横向光力除了随着拉比频率的增加呈现出逐渐增强的演化趋势之外, 也表现出了以 $G_{2\pi}^0$ 为周期的振荡特性. 图 2 还表明, 平均纵向光力和平均横向光力作为拉比频率的函数具有相反的相位, 平均纵向光力取极大值处的平均横向光力取极小值, 而平均纵向光力为零处的平均横向光力取极大值. 另外需要指出, 光力分布情况在一定程度上还会受到相互体系中各特征时间尺度的影响, 对于本文所研究的飞秒脉冲相互作用, 体系能级衰减速率 τ_{10} 的作用可以忽略, 取为零较为合理, 但是当体系存在超快弛豫过程或者激光脉冲持续时间较长时, 能级衰减速率 τ_{10} 的作用必须予以考虑.

光场力以及光学势的时空分布情况不仅和拉比频率的大小有关, 还受到光场的失谐量的调控.

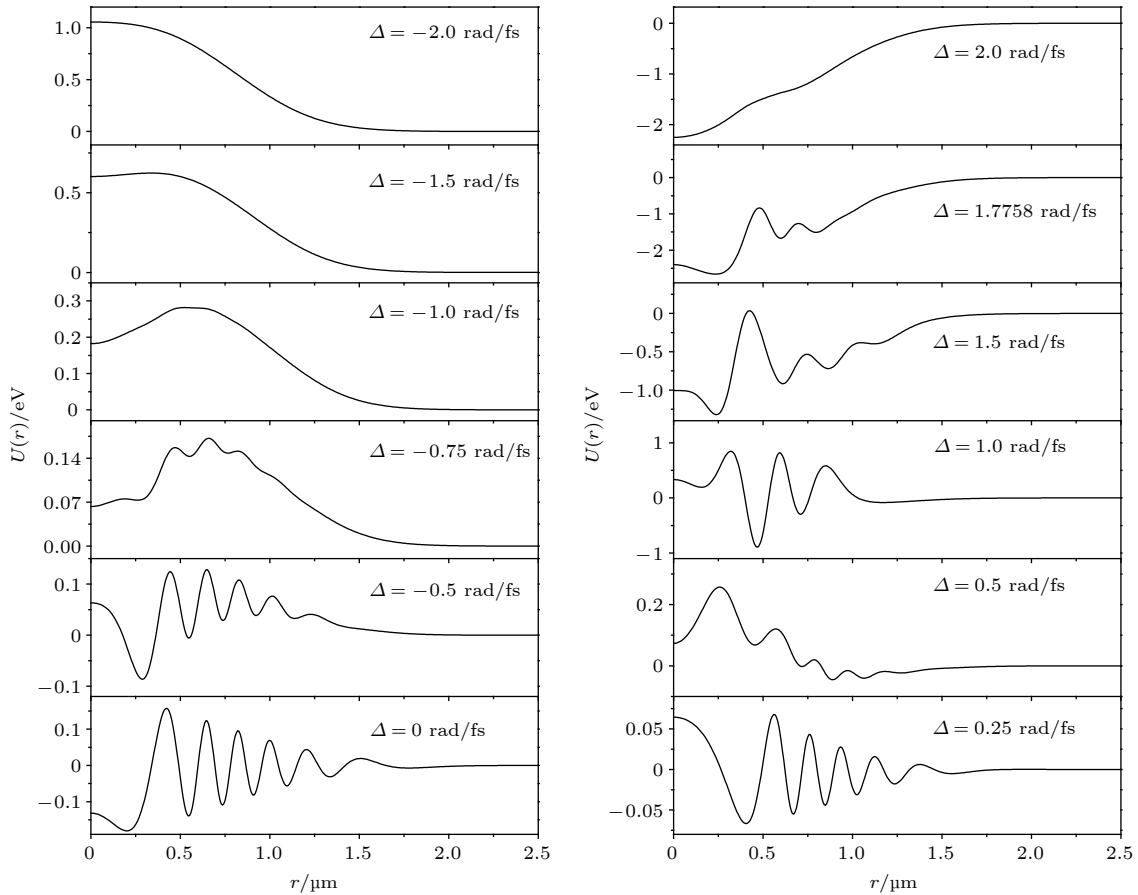


图 3 不同失谐量 $\Delta = \omega_{10} - \omega$ 取值情况下, 在光脉冲强度最强时刻, 束腰所在平面内光学势随径向距离 r 的分布情况 (拉比频率 $G_R^0 = 2.0\omega_{10}$)

Fig. 3. Distribution of the optical potential as function of the transverse distance r at the central time of the laser pulse with different detunings $\Delta = \omega_{10} - \omega$ for $G_R^0 = 2.0\omega_{10}$, $z = 0$.

图 3 是当脉冲峰值拉比频率为两倍的原子共振频率时, 在不同的光场频率失谐量取值情况下, 束腰所在平面内光学势随径向距离 r 的分布情况. 可以看出, 随着光场失谐量 $\Delta = \omega_{10} - \omega$ 由负值变为正值, 光学势逐渐由排斥势过渡到吸引势. 当 Δ 为远离共振的负失谐时, 光学势为排斥势, 此时横向光学力指向光强减小的方向, 光场对原子具有散焦的作用, 原子束被光学势推离光轴; 当 Δ 为远离共振的正失谐时, 光学势为吸引势, 此时横向光学力指向光强增加的方向, 光场对原子具有聚焦的作用, 原子束被陷停在光学势阱内; 当光场与原子近共振情况下, 光学势随径向距离 r 的增加发生正负交替振荡, 原子束在排斥势和吸引势交替出现的光场中将发生分束.

另一方面, 对光学力的直接实验测量是光学显微测量领域的一个研究热点, 人们在光力测量方面做了大量的实验研究和测量技术改进, 新的测量工具和测量方法的发展对光力在相关方面的应用起到了极大的推动作用^[36–38]. 原子力显微镜 (AFM) 通过性能优化和改进已经被用来测量范德瓦耳斯力、卡西米尔力、光力等各种微观力, 成为高分辨率的测力手段之一^[39–41]. 在外加激光场驱动情况下, 处于动态工作模式下的 AFM (DM-AFM) 具有非常高的力学敏感性能, 目前 DM-AFM 测量的最小光力可以小至几十个飞牛 (fN)^[42, 43]. 本文研究所涉及的纵向光力在皮牛 (pN) 量级范围、横向光力在 10 fN 量级范围, 因此我们认为可以尝试通过高精度的原子力显微镜对本文所研究的飞秒激光脉冲场中原子所受的光力进行实验测量. 另外, 由于飞秒脉冲激光的作用时间极短, 脉冲能量较小, 因此对 AFM 实验测量的热效应也可以忽略. 利用 DM-AFM 对不同光场强度 (拉比频率) 下原子所受的时间平均光力分布情况进行测量, 可以对我们的理论计算结果做进一步的实验验证.

4 结 论

本文在不采用旋波近似的条件下, 通过数值求解全波矢的光学布洛赫方程, 研究了两能级原子在飞秒超快激光脉冲场中受到的光学偶极力以及光学势的分布情况. 通过计算不同拉比频率下原子所受光力和粒子数布居随时间的演化情况, 发现在共振条件下飞秒激光场作用在原子上的瞬时光力的方向会做正负交替变化, 其中纵向光力以两倍的拉比频率做正负交替变化, 而横向光力则是以两倍的

光场载波-包络频率做正负交替变化; 另一方面, 时间平均的横向光力并不等于零, 而是随着拉比频率的增加呈现振荡的增大趋势; 时间平均的纵向光力也并非是非拉比频率的单调函数, 而是随着拉比频率的增加呈现周期性的振荡分布特性. 同时, 光场力以及光学势的时空分布情况还受到光场失谐量的调控, 当光场具有远离共振的正失谐时光学势为吸引势, 当光场具有远离共振的负失谐时光学势为排斥势, 而当失谐量较小时, 光学势随径向距离的增加发生正负交替振荡. 因此可以通过调控光场参量对中性粒子进行聚焦、散焦、陷俘、分束或定向导引, 实现飞秒超短脉冲激光对原子或微粒的操控.

参考文献

- [1] Meystre P 2001 *Atom Optics* (New York: Springer) p1
- [2] Yin J P 2012 *Atomic Optics: Basic Concepts, Principles, Techniques and Applications* (Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press) p12 (in Chinese) [印建平 2012 原子光学——基本概念、原理、技术及其应用 (上海: 上海交通大学出版社) p12]
- [3] Ashkin A 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 156
- [4] Hänsch T W, Schawlow A L 1975 *Opt. Commun.* **13** 68
- [5] Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E, Cable A, Ashkin A 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 48
- [6] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [7] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, van Druten N J, Durfee D S, Kurn D M, Ketterle W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [8] Cheuk L W, Nichols M A, Okan M, Gersdorf T, Ramasesh V V, Bakr W S, Lompe T, Zwierlein M W 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 193001
- [9] Parsons M F, Huber F, Mazurenko A, Chiu C S, Setiawan W, Wooley-Brown K, Blatt S, Greiner M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 213002
- [10] Haller E, Hudson J, Kelly A, Cotta D A, Peaudecerf B, Bruce G D, Kuhr S 2015 *Nat. Phys.* **11** 738
- [11] Wang Y Q 2007 *Laser Cooling and Trapping of Atoms* (Beijing: Beijing University Press) p101 (in Chinese) [王义道 2007 原子的激光冷却与陷俘 (北京: 北京大学出版社) p101]
- [12] Metcalf H 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 041001
- [13] van der Straten P, Metcalf H 2016 *Atoms and Molecules Interacting with Light* (Cambridge: Cambridge University Press) p1
- [14] Jiang Y, Narushima T, Okamoto H 2010 *Nat. Phys.* **6** 1005
- [15] Garbin V, Cojoc D, Ferrari E, Proietti R Z, Cabrini S, Fabrizio E D 2005 *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** 5773
- [16] Eichmann U, Nubbemeyer T, Rottke H, Sandner W 2009 *Nature* **461** 1261
- [17] Kumar P, Sarma A K 2012 *Phys. Rev. A* **86** 053414
- [18] Kumar P, Sarma A K 2014 *Phys. Rev. A* **89** 033422
- [19] Cai X, Lin Q 2013 *Eur. Phys. J. D* **67** 246
- [20] Allen L, Eberly J H 1987 *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (New York: Dover Publications, Inc) p41
- [21] Zhang Q, Jin K, Tang Y H, Qu G H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60**

- 053204 (in Chinese) [张琴, 金康, 唐远河, 屈光辉 2011 物理学报 **60** 053204]
- [22] Wang Z L, Yin J P 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2466
- [23] Xing J, Chen X, Zhu S, Zhang R 2003 *Chin. Opt. Lett.* **1** 122
- [24] Kumar P, Sarma A K 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043402
- [25] Lembessis V E, Ellinas D 2005 *J. Opt. B: Quant. Sem. Opt.* **7** 319
- [26] Liu B, Jin G, Sun R, He J, Wang J 2017 *Opt. Express* **25** 15861
- [27] Han Y C 2017 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **50** 225401
- [28] Liu J C, Wang C K, Gel'mukhanov F 2007 *Phys. Rev. A* **76** 043422
- [29] Cai X, Zheng J, Lin Q 2013 *Phys. Rev. A* **87** 043401
- [30] Boyd R W 2010 *Nonlinear Optics* (Singapore: Elsevier Pte Ltd) p158
- [31] Liu J C, Guo F F, Zhao Y N, Li X Z 2018 *Chin. Phys. B* **27** 104209
- [32] Liu J C, Zhang Y Q, Chen L 2014 *J. Mod. Opt.* **61** 781
- [33] Liu J C, Zhao K, Song Y Z, Wang C K 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1803 (in Chinese) [刘纪彩, 赵珂, 宋玉志, 王传奎 2006 物理学报 **55** 1803]
- [34] Liu J C, Sun Y P, Wang C K, Ågren H, Gel'mukhanov F 2010 *Phys. Rev. A* **81** 043412
- [35] Sun Y P, Liu J C, Wang C K, Ge'lmukhanov F 2010 *Phys. Rev. A* **81** 013812
- [36] Butt H J, Cappella B, Kappl M 2005 *Surf. Sci. Rep.* **59** 1
- [37] Sukhov S V 2018 *J. Commun. Technol. Electr.* **63** 1137
- [38] Florin E L, Pralle A, Hörber J K, Stelzer E H K 1997 *J. Stru. Bio.* **119** 202
- [39] Munday J N, Capasso F, Parsegian V A 2009 *Nature* **457** 170
- [40] Antognozzi M, Bermingham C R, Harniman R L, Simpson S, Senior J, Hayward R, Hoerber H, Dennis M R, Bekshaev A Y, Bliokh K Y, Nori F 2016 *Nat. Phys.* **12** 731
- [41] Tumkur T, Yang X, Zhang C, Yang J, Zhang Y, Naik G V, Nordlander P, Halas N J 2018 *Nano Lett.* **18** 2040
- [42] Guan D, Hang Z H, Marcet Z, Liu H, Kravchenko I I, Chan C T, Chan H B, Tong P 2016 *Sci. Rep.* **5** 16216
- [43] Jahng J, Ladani F T, Khan R M, Li X, Lee E S, Potma E O 2015 *Opt. Lett.* **40** 5058

Atom-subjected optical dipole force exerted by femtosecond laser field*

Liu Ji-Cai[†] Cheng Fei Zhao Ya-Nan Guo Fen-Fen*(College of Mathematics and Physics, North China Electric Power University, Beijing 102206, China)*

(Received 12 November 2018; revised manuscript received 17 December 2018)

Abstract

In 2011, Kumar et al. (2011 *Phys. Rev. A* **84** 043402) studied the light force acting on a beam of neutral two-level atoms superimposed on a few-cycle-pulse Gaussian laser field under both resonant and off-resonant conditions by solving the optical Bloch equation beyond the rotating-wave approximation, and they found that under resonant condition the transverse component of the light force shows oscillatory behavior but vanishes when a time average is taken, and the time averaged longitudinal force is nonzero only when the Rabi frequency is smaller than the resonant frequency and vanishes when the Rabi frequency is equal to or larger than the resonant frequency.

In this paper, we investigate further the strong nonlinear optical interaction between a two-level atomic system and a femtosecond Gaussian laser pulse by solving numerically the full-wave optical Bloch equations through using the predictor-corrector method. It is found that the light forces and the light potentials are sensitive to the value of the Rabi frequency and the detuning of the laser field. Under the resonant condition, the instant light forces induced by the femtosecond laser pulse change their signs as a function of time. The instant longitudinal light force changes its sign at twice the Rabi frequency, while the instant transverse light force changes its sign at twice the light carrier-wave frequency. However, none of the time-averaged light forces is zero, showing periodical oscillation characters as a function of Rabi frequency. Both of the time-averaged longitudinal and transverse light forces oscillate at the Rabi frequency corresponding to the pulse area of 2π . The time-averaged transverse light force shows also a trend of enhancement with Rabi frequency increasing, and the time-averaged longitudinal light force shows also a saturation trend with the increase of the Rabi frequency. The optical potential depends strongly on the detuning. It changes gradually from repulsive potential to attractive potential when the detuning defined here changes from negative to positive detuning. When the field is nearly resonant, the optical potential then oscillates between repulsive and attractive potentials. Therefore, neutral atoms can be focused, defocused, trapped, splitted or steered by the femtosecond laser field with appropriate detuning and Rabi frequency.

Keywords: atom optics, optical dipole force, femtosecond laser field, two-level atomic system

PACS: 37.10.Vz, 32.80.Qk, 42.65.Re, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.68.20182016

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11574082) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China (Grant No. 2018MS050).

[†] Corresponding author. E-mail: jjcailiu@ncepu.edu.cn