

# 基于布居数探测的准 $\Lambda$ 型四能级原子高精度局域化研究

张蕾 张向阳

江南大学理学院, 江苏 无锡 214122

**摘要** 提出了基于探测高能级上原子布居数实现近简并准 $\Lambda$ 型四能级原子系统局域化的方案。利用微扰理论求解薛定谔方程得到了基于上能级原子布居的原子位置的条件几率分布表达式。理论分析了原子局域峰的位置及宽度,得到了它们的解析表达式,给出了原子局域峰分裂的条件。研究表明,当系统中的耦合场和探测场满足电磁诱导透明配置条件或高能级向近简并的两个低能态跃迁的几率幅相干相消时,不能实现原子局域化。在电磁诱导透明窗附近,可以实现高精度原子局域化。原子局域峰的宽度取决于耦合场强度和近简并能级之间的间隔。

**关键词** 量子光学; 原子局域; 布居数; 位置几率; 电磁诱导透明

**中图分类号** O431.2      **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/LOP52.112702

## Study on High-Precision Atom Localization via Population in Quasi- $\Lambda$ -Type Four-Level Atomic System

Zhang Lei Zhang Xiangyang

School of Science, Jiangnan University, Wuxi, Jiangsu 214122, China

**Abstract** A scheme for atom localization via measuring population of the upper level in a quasi- $\Lambda$ -type four-level atomic system is proposed. The function of conditional position probability distribution based on population of the upper level is obtained by solving the Schrödinger equation using the perturbation theory. The position and width of the atomic location peak are analyzed theoretically and their equations are obtained. It is found that when the coupling field and probing field are in accord with the configuration of electromagnetically induced transparency (EIT) or when the probability amplitudes of the atom transitions from the upper level to the near-degenerate lower levels are destructive interference, atomic location cannot be obtained. But near the EIT window, the atom can be localized precisely. The peak position and its width of atom location are determined by the coupling field intensity and the space between the near-degenerate lower levels.

**Key words** quantum optics; atom localization; population; position probability; electromagnetically induced transparency

**OCIS codes** 270.1670; 020.1670; 030.1670; 270.6620

### 1 引言

高精度原子位置的测量由于其在激光冷却<sup>[1]</sup>,中性原子捕获<sup>[2]</sup>,原子纳米光刻<sup>[3]</sup>和玻色-爱因斯坦凝聚<sup>[4]</sup>,以及运动原子的中心质量波函数测量<sup>[5]</sup>等方面的应用前景而吸引了国内外大量科研工作者对其展开研究。早期研究者们通过测量腔场相移、原子偶极相移、原子位置与内态的纠缠、共振成像等方法研究原子局域化<sup>[6-8]</sup>。基于光学方法实现的原子局域化能够得到更高的空间分辨率,因此越来越多相关原子局域化方案被提出来。

原子相干和量子干涉效应是量子光学领域的重要前沿课题之一<sup>[9-11]</sup>,其在激光冷却<sup>[12]</sup>,保密通信<sup>[13-14]</sup>等方面有着重要的应用。在基于该效应的原子局域化方案中,人们通过测量探测场的吸收和增益、原子在某些能态上的能级布居数、Autler-Townes分裂、自发辐射光谱等来获得运动原子在驻波场中的位置信息。例如,Sahrai

收稿日期: 2015-05-04; 收到修改稿日期: 2015-06-27; 网络出版日期: 2015-10-20

基金项目: 国家自然科学基金(61273017),中央高校基本科研业务费专项资金(JUSRP211A24)

作者简介: 张蕾(1990—),女,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: beatazhang@126.com

导师简介: 张向阳(1969—),男,博士,副教授,主要从事量子光学、生物医学光学等方面的研究。

E-mail: zhangxy@jiangnan.edu.cn(通信联系人)

等<sup>[15]</sup>提出了一种实现亚波长原子局域化的方案,通过选择合适的系统参数,在特定的频率测量弱探测场的吸收谱实现原子的亚波长局域化;Kapale等<sup>[16]</sup>在Sahrai小组的原子局域化方案基础上,研究了多种能级模型的原子局域化问题,并应用这些原子模型实现了亚波长原子的局域化;Qamar等<sup>[17]</sup>通过测量自发辐射光子的频率实现了菱形四能级原子局域化,在驻波场的相移和失谐的共同作用下,得到了一个高分辨率的局域峰;Ghafoor等<sup>[18]</sup>提出了基于测量自发辐射荧光光谱的方法实现级联三能级原子局域化的方案,通过调节驱动场的相位来控制原子系统的荧光光谱,从而得到高精度的原子局域化。在原子相干和量子干涉研究中,能级的精细结构对量子干涉的结果有重要影响,如在量子干涉中形成更多的量子跃迁通道,使系统产生超窄谱线等。但现在诸多研究原子局域化模型中,研究者们没有考虑原子的精细结构对原子局域化的影响。

本文研究考虑到较低能态原子的精细结构时,基于高能态上的粒子布居测量的准 $\Lambda$ 型四能级原子局域化问题。应用微扰理论和几率幅方法,推导耦合场为一维驻波场时,原子局域峰的位置及其宽度的解析表达式,理论和数值分析原子系统的各系统参量对原子局域化结果的影响。

## 2 模型与理论

本课题组研究如图1所示的准 $\Lambda$ 型四能级原子的局域化问题。能级 $|1\rangle$ 和能级 $|2\rangle$ 是考虑精细结构的两个近简并的低能级,在具体实验中,能级之间的频率间隔通过原子能级在磁场中的分裂实现,并可以通过调节磁场强度控制能级 $|1\rangle$ 和能级 $|2\rangle$ 的频率间隔。能级 $|3\rangle$ 是一个能量较高的亚稳态,能级 $|4\rangle$ 是一个激发态,能级 $|4\rangle$ 向能级 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 的衰减速率分别为 $\gamma_1$ 、 $\gamma_2$ 、 $\gamma_3$ 。能级 $|1\rangle$ 、能级 $|2\rangle$ 和能级 $|3\rangle$ 具有相同的宇称,即原子在这三个能级之间的跃迁是偶极禁戒的。原子在能级 $|3\rangle$ 和能级 $|4\rangle$ 之间的跃迁由频率为 $\omega_p$ 的弱探测场 $E_p$ 驱动,原子在能级 $|1\rangle$ 与能级 $|4\rangle$ 之间的跃迁、能级 $|2\rangle$ 与能级 $|4\rangle$ 之间的跃迁由同一个相干耦合场 $E_c$ 耦合,耦合场是一个沿 $x$ 轴方向,频率为 $\omega_c$ 的驻波场。

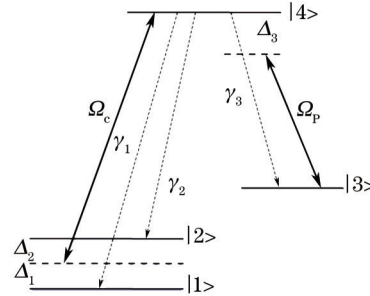


图1 准 $\Lambda$ 型四能级原子的能级结构

Fig.1 Schematic diagram of quasi- $\Lambda$ -type four-level atom

假设原子以足够快的速度沿 $y$ 轴方向进入驻波耦合场,原子质心波函数在驻波场方向上近似为常数,采用Raman-Nath近似忽略原子的动能,在相互作用表象中,采用旋波近似和偶极近似得到系统的哈密顿量为

$$H = -\hbar \left\{ \Omega_c \exp[-i(\Delta_1 t - \varphi_c)] |1\rangle\langle 4| + \Omega_c \exp[-i(\Delta_2 t - \varphi_c)] |2\rangle\langle 4| + \Omega_p \exp[-i(\Delta_3 t - \varphi_p)] |3\rangle\langle 4| \right\} + \text{H.c.}, \quad (1)$$

式中H.c.为厄米共轭项, $\varphi_c$ 和 $\varphi_p$ 分别为耦合场和探测场的相位, $\Delta_{1,2} = \omega_4 - \omega_{1,2} - \omega_c$ 、 $\Delta_3 = \omega_4 - \omega_3 - \omega_p$ 是耦合光场、探测光场的角频率与相应原子跃迁角频率之间的失谐量; $\hbar\omega_i$ ( $i = 1, 2, 3, 4$ )是能级 $|i\rangle$ 的本征能量,可知 $\Delta_1$ 和 $\Delta_2$ 满足 $\Delta_1 - \Delta_2 = \omega_2 - \omega_1 = \omega_{21}$ ;这里假设原子由能级 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 向能级 $|4\rangle$ 跃迁的电偶极矩矩阵元 $\mu_{14} = \mu_{24}$ ,即有耦合场与原子在能级 $|1\rangle$ 、能级 $|2\rangle$ 和能级 $|4\rangle$ 之间跃迁相互作用的Rabi频率 $\Omega_{c1} = \mu_{14} \cdot e_c E_c / \hbar = \Omega_{c2} = \mu_{24} \cdot e_c E_c / \hbar = \Omega_c$ , $\Omega_p = \mu_{34} \cdot e_p E_p / \hbar$ 是探测场与原子在能级 $|3\rangle$ 与能级 $|4\rangle$ 之间跃迁相互作用的Rabi频率, $e_c$ 、 $e_p$ 是耦合光场、探测光场偏振方向的单位矢量, $\mu_{34}$ 是能级 $|3\rangle$ 与能级 $|4\rangle$ 之间跃迁的电偶极矩矩阵元。由于耦合场 $E_c$ 是一个沿 $x$ 轴方向的驻波场,可以表示为 $E_c = \varepsilon_c \sin(kx)$ , $\varepsilon_c$ 为耦合场振幅的最大值,所以Rabi频率可以表示为

$$\Omega_c = \Omega_{c0} \sin(kx), \quad (2)$$

式中  $k = 2\pi/\lambda$  代表驻波场的波数。在光场作用下,  $t$  时刻, 原子的态矢量为

$$|\varphi(t)\rangle = \int f(x)|x\rangle [a_1(x;t)|1\rangle + a_2(x;t)|2\rangle + a_3(x;t)|3\rangle + a_4(x;t)|4\rangle] dx, \quad (3)$$

式中  $a_i(x;t)$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) 表示  $t$  时刻, 在位置  $x$  处, 原子处在能级  $|i\rangle$  上的几率幅。  $f(x)$  是原子质心波函数。

$t$  时刻, 在驻波场中位置  $x$  处探测到原子处在能级  $|4\rangle$  上的几率为

$$W(x;t|4) = |\langle x, 4 | \varphi(t) \rangle|^2 = |N|^2 |f(x)|^2 |a_4(x;t)|^2, \quad (4)$$

式中  $N$  是一个归一化因子。(4)式就是在位置  $x$  处, 原子处在能级  $|4\rangle$  的条件几率分布, 由(4)式可见引入驻波耦合场, 将原子的局域化问题转化为求几率幅  $a_4(x;t)$  的模的平方。原子处在各能级的几率幅可以利用微扰理论求解薛定谔方程  $i\hbar|\dot{\varphi}(t)\rangle = H|\varphi(t)\rangle$  得到。将态矢[(3)式]代入 Schrödinger 方程, 得到几率幅的运动方程组:

$$\dot{a}_1(x,t) = i\Omega_c \exp[-i(\Delta_1 t - \varphi_c)] a_4(x,t), \quad (5)$$

$$\dot{a}_2(x,t) = i\Omega_c \exp[-i(\Delta_2 t - \varphi_c)] a_4(x,t), \quad (6)$$

$$\dot{a}_3(x,t) = i\Omega_p \exp[-i(\Delta_3 t - \varphi_p)] a_4(x,t), \quad (7)$$

$$\dot{a}_4(x,t) = i\Omega_c \exp[i(\Delta_1 t - \varphi_c)] a_1(x,t) + i\Omega_c \exp[i(\Delta_2 t - \varphi_c)] a_2(x,t) + i\Omega_p \exp[i(\Delta_3 t - \varphi_p)] a_3(x,t) - \gamma a_4(x,t), \quad (8)$$

式中  $\gamma$  是能级  $|4\rangle$  的衰减速率,  $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3$ 。在(5)~(8)式中作变换  $c_1(x,t) = \exp[-i(\Delta_3 - \Delta_1)t - \varphi_p + \varphi_c] a_1(x,t)$ ,  $c_2(x,t) = \exp[-i(\Delta_3 - \Delta_2)t - \varphi_p + \varphi_c] a_2(x,t)$ ,  $c_3(x,t) = a_3(x,t)$ ,  $c_4(x,t) = \exp[i(\Delta_3 t - \varphi_p)] a_4(x,t)$ , 将(5)~(8)式变换到旋转坐标系中, 得到几率幅运动方程:

$$i\dot{c}_1(x;t) = (\Delta_3 - \Delta_1)c_1(x;t) - \Omega_c c_4(x;t), \quad (9)$$

$$i\dot{c}_2(x;t) = (\Delta_3 - \Delta_2)c_2(x;t) - \Omega_c c_4(x;t), \quad (10)$$

$$i\dot{c}_3(x;t) = -\Omega_p c_4(x;t), \quad (11)$$

$$i\dot{c}_4(x;t) = -\Omega_c c_1(x;t) - \Omega_c c_2(x;t) - \Omega_p c_3(x;t) - (i\gamma - \Delta_3)c_4(x;t). \quad (12)$$

假设探测光场为弱场, 探测光场的强度远小于耦合光场的强度即  $\Omega_p \ll \Omega_c$ , 初始时刻, 原子均处在能级  $|3\rangle$  上, 即  $c_1(x;t=0) = 0$ ,  $c_2(x;t=0) = 0$ ,  $c_3(x;t=0) = 1$ ,  $c_4(x;t=0) = 0$ 。利用(9)~(12)式, 可以求得时间  $t$  趋于无穷大时, 原子处在各个能级上的几率幅:

$$c_1(x,t \rightarrow \infty) = -\frac{c_3(t)\Omega_p \frac{\Omega_1^*}{\Delta_3 - \Delta_1}}{\frac{|\Omega_1|^2}{\Delta_3 - \Delta_1} + \frac{|\Omega_2|^2}{\Delta_3 - \Delta_2} - \Delta_3 + i\gamma}, \quad (13)$$

$$c_2(x,t \rightarrow \infty) = -\frac{c_3(t)\Omega_p \frac{\Omega_2^*}{\Delta_3 - \Delta_2}}{\frac{|\Omega_1|^2}{\Delta_3 - \Delta_1} + \frac{|\Omega_2|^2}{\Delta_3 - \Delta_2} - \Delta_3 + i\gamma}, \quad (14)$$

$$c_4(x;t \rightarrow \infty) = \frac{(\Delta_3 - \Delta_2)(\Delta_1 - \Delta_3)\Omega_p c_3(t)}{-i\gamma(\Delta_3 - \Delta_2)(\Delta_1 - \Delta_3) + \Delta_3(\Delta_3 - \Delta_2)(\Delta_1 - \Delta_3) + (2\Delta_3 - \Delta_2 - \Delta_1)|\Omega_c|^2}, \quad (15)$$

从而求得在位置  $x$  处探测到原子处在能级  $|4\rangle$  上的位置几率分布表达式为

$$W(x;t|4) = |N|^2 |f(x)|^2 c_4(x;t \rightarrow \infty) c_4^*(x;t \rightarrow \infty) = \frac{|N|^2 |f(x)|^2 (\Delta_3 - \Delta_2)^2 (\Delta_1 - \Delta_3)^2 |\Omega_p|^2}{[\Delta_3(\Delta_3 - \Delta_2)(\Delta_1 - \Delta_3) + (2\Delta_3 - \Delta_2 - \Delta_1)|\Omega_c|^2]^2 + \gamma^2 (\Delta_3 - \Delta_2)^2 (\Delta_1 - \Delta_3)^2}. \quad (16)$$

因为耦合场是一个驻波场, 振幅是位置坐标的函数, 原子与场相互作用与空间位置相关, 所以, 探测到原子在能级  $|4\rangle$  上的概率与原子的位置有关。假设  $f(x)$  在驻波场方向保持不变,  $t$  时刻, 在位置  $x$  处, 原子处

在能级  $|4\rangle$  的条件几率分布由筛选函数  $F(x) = W(x; t|4) / (|N|^2 |f(x)|^2)$  决定。

$$F(x) = \frac{|\Omega_p|^2}{\left[ \Delta_3 - \frac{(\Delta_3 - \Delta_2) + (\Delta_3 - \Delta_1)}{(\Delta_3 - \Delta_2)(\Delta_3 - \Delta_1)} \Omega_{c0}^2 \sin^2(kx) \right]^2 + \gamma^2}, \quad (17)$$

式中选取耦合场为  $x$  方向的驻波场。为了与  $\Lambda$  型三能级系统的研究结果<sup>[19]</sup>相比较,取  $\Delta_1 + \Delta_2 = 2\Delta$ , 同时,由于近简并的能级  $|1\rangle$ 、能级  $|2\rangle$  和能级  $|4\rangle$  之间的跃迁与同一个耦合场耦合,即有  $\Delta_1 - \Delta_2 = \omega_{21}$ 。(17)式可以表示为

$$F(x) = \frac{|\Omega_p|^2}{\left[ \Delta_3 - \frac{2(\Delta_3 - \Delta)}{(\Delta_3 - \Delta)^2 - \omega_{21}^2/4} \Omega_{c0}^2 \sin^2(kx) \right]^2 + \gamma^2}, \quad (18)$$

在忽略能级  $|1\rangle$ 、能级  $|2\rangle$  之间的间隔时 ( $\omega_{21} = 0$  时)退化为 Paspalakis 等研究的  $\Lambda$  型三能级原子局域化方案。但在准  $\Lambda$  型四能级原子局域化中,考虑到基态能级的精细结构,在外加控制磁场作用下,能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  之间的间隔与外加磁场相关,通过改变控制磁场的强弱,控制能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  之间的间隔大小,从而可以实现控制原子局域化的目的。而且,在实际实验中改变磁场的强弱较改变控制(或耦合)光场的强弱或失谐量更容易,此方法也提供了一种简单控制原子局域化的方法。

### 3 数值模拟与分析

在探测场和耦合场的共同作用下,准  $\Lambda$  型四能级系统存在两个跃迁通道:  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ ,  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 。这两个跃迁通道中,近简并的能级  $|1\rangle$ 、能级  $|2\rangle$  和能级  $|4\rangle$  之间的跃迁与同一个耦合场耦合,即  $\Delta_1 - \Delta_2 = \omega_{21}$ 。由(17)式可以看出,原子局域化的结果与探测场的失谐量、探测场和耦合场的强度、耦合场的失谐量以及两简并能级之间的能级间隔相关。当  $\Delta_3 = \Delta_1$  (或  $\Delta_3 = \Delta_2$ ) 时,跃迁通道  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  (或通道  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ ) 满足双光子共振条件,此时,由这一跃迁通道所构成的子  $\Lambda$  系统处在电磁诱导透明状态,原子捕获在能级  $|1\rangle$ 、 $|3\rangle$  (或能级  $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ ) 之上,筛选函数  $F(x) \equiv 0$ , 系统不能实现原子局域化。当  $(\Delta_3 - \Delta_2) + (\Delta_3 - \Delta_1) = 0$  时,从能级  $|4\rangle$  向能级  $|1\rangle$ 、能级  $|2\rangle$  跃迁的几率幅相位相反,即原子在两跃迁通道  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  和  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  中  $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  和  $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  的跃迁几率幅干涉相消, [如(13)式和(14)式所示] 此时  $2F(x) = |\Omega_p|^2 / (|\Delta_3|^2 + \gamma^2)$  为常数,能级  $|4\rangle$  上的粒子布居数不能提供原子的位置信息,系统不能实现原子局域化。

除上述几种特殊情况外,筛选函数[(17)式]中包含原子位置的信息项  $[\sin(kx)]$  不为零,即可以通过测量上能级原子布居确定原子穿过驻波场时的位置信息。原子局域的位置为

$$\sin^2 kx = \frac{\Delta_3 (\Delta_3 - \Delta_2)(\Delta_3 - \Delta_1)}{\Omega_{c0}^2 (\Delta_3 - \Delta_2) + (\Delta_3 - \Delta_1)}, \quad (19)$$

可以得到在电磁诱导透明窗附近可以实现原子局域化,并在驻波场的波节附近可以实现原子高精度局域化。在驻波波节附近原子局域化区域的半峰全宽  $\Delta(kx)$  为

$$\Delta(kx) = \frac{2}{\Omega_{c0}} \sqrt{\frac{(\Delta_3 + \gamma)(\Delta_3 - \Delta_2)(\Delta_3 - \Delta_1)}{(\Delta_3 - \Delta_2) + (\Delta_3 - \Delta_1)}}, \quad (20)$$

可见子系统越靠近电磁透明窗时,探测场的失谐量越小,原子局域的位置宽度就越小。图2给出了在不同耦合场强度下,表征原子局域化的筛选函数随探测场失谐量变化的强度图,图中清晰显示出了除探测场和耦合场满足共振条件的电磁诱导透明窗口外,系统都可以实现原子局域化,并且随着耦合场的强度增加,原子局域化区域变窄。

图3给出了能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  之间间隔对原子局域化结果的影响。当探测场及耦合场的失谐量满足  $\Delta_3 < 0$ ,  $\Delta_3 - \Delta_1 < 0$  时,随着能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  之间间隔的增加,原子局域区域由驻波场的波腹逐渐向驻波波节附近移动,同时,原子局域峰逐渐变窄,并由两个很宽的局域峰变为四个很窄的峰, [如图3(a)所示]。当失谐量满足

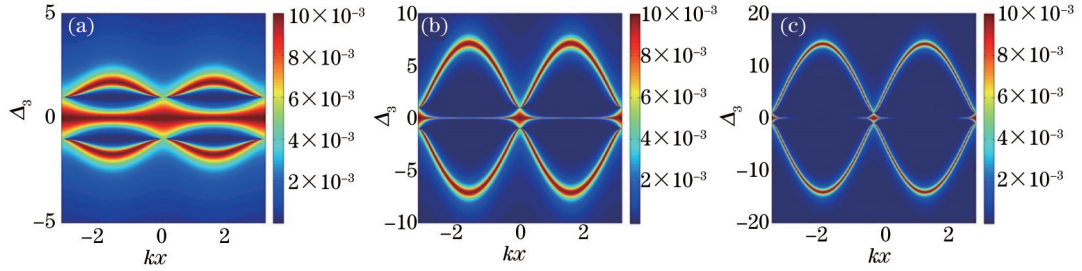


图2 筛选函数随位置  $kx$  和探测场失谐量  $\Delta_3$  变化的强度图。(a)  $\Omega_c = \gamma$ ; (b)  $\Omega_c = 5\gamma$ ; (c)  $\Omega_c = 10\gamma$ ; 其他参数  $\omega_{21} = 2\gamma$ ,  $\Delta_1 = 1.0\gamma$ ,  $\Omega_p = 0.1\gamma$

Fig.2 Intensity diagram of filter function versus normalized position  $kx$  and detuning of probe field  $\Delta_3$ . (a)  $\Omega_c = \gamma$ ; (b)  $\Omega_c = 5\gamma$ ; (c)  $\Omega_c = 10\gamma$ ; other parameters are  $\omega_{21} = 2\gamma$ ,  $\Delta_1 = 1.0\gamma$ ,  $\Omega_p = 0.1\gamma$

$\Delta_3 > 0$ ,  $\Delta_3 - \Delta_1 < 0$  时, 原子局域区域随能级  $|1\rangle, |2\rangle$  之间间隔的变化正好和图3(a)相反, 文中没有给出这一模拟结果。图3(b)给出了当探测场和能级  $|3\rangle, |4\rangle$  之间跃迁共振时, 筛选函数随能级  $|1\rangle, |2\rangle$  之间间隔变化的强度图, 模拟发现当探测场和能级  $|3\rangle, |4\rangle$  之间跃迁共振时, 能级  $|1\rangle, |2\rangle$  之间间隔变化并不影响原子局域的位置和局域峰的宽度, 这时原子始终被局域在驻波场的波节附近。当探测场及耦合场的失谐量满足  $\Delta_3 > 0$ ,  $\Delta_3 - \Delta_1 > 0$  时, 原子局域在驻波场的波腹附近, 随着能级  $|1\rangle, |2\rangle$  之间间隔的增加, 原子的局域峰逐渐变宽, 即原子的位置信息变模糊, 但局域峰的中心位置不随能级  $|1\rangle, |2\rangle$  之间间隔变化而变化。

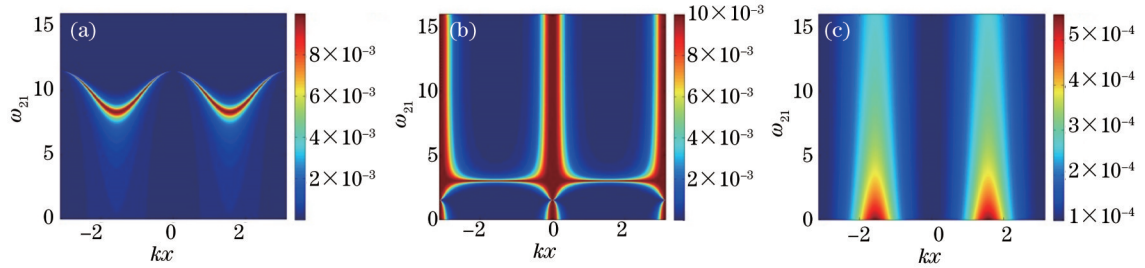


图3 筛选函数随位置和能级  $|1\rangle$ 、能级  $|2\rangle$  之间间隔变化的强度图。(a)  $\Delta_3 = -10\gamma$ ; (b)  $\Delta_3 = 0$ ; (c)  $\Delta_3 = 10\gamma$ ; 其他参数  $\Omega_{c0} = 5\gamma$ ,  $\Omega_p = 0.1\gamma$ ,  $\Delta_1 = 1.5\gamma$

Fig.3 Intensity diagram of filter function versus normalized position  $kx$  and frequency space between level  $|1\rangle$  and level  $|2\rangle$ . (a)  $\Delta_3 = -10\gamma$ ; (b)  $\Delta_3 = 0$ ; (c)  $\Delta_3 = 10\gamma$ ; other parameters are  $\Omega_{c0} = 5\gamma$ ,  $\Omega_p = 0.1\gamma$ ,  $\Delta_1 = 1.5\gamma$

图4给出了耦合场强度对原子局域化筛选函数的影响。由(18)式可知当耦合场与探测场的失谐量及能级  $|1\rangle, |2\rangle$  之间间隔给定时原子局域化的中心位置与耦合场的强度  $\Omega_{c0}$  相关, 由(18)式得到筛选函数的极大值个数即原子局域峰的数目存在一个临界耦合场强度  $\Omega_1$ ,

$$\Omega_1 = \frac{\Delta_3(\Delta_3 - \Delta_2)(\Delta_3 - \Delta_1)}{\sqrt{(\Delta_3 - \Delta_2) + (\Delta_3 - \Delta_1)}}. \quad (21)$$

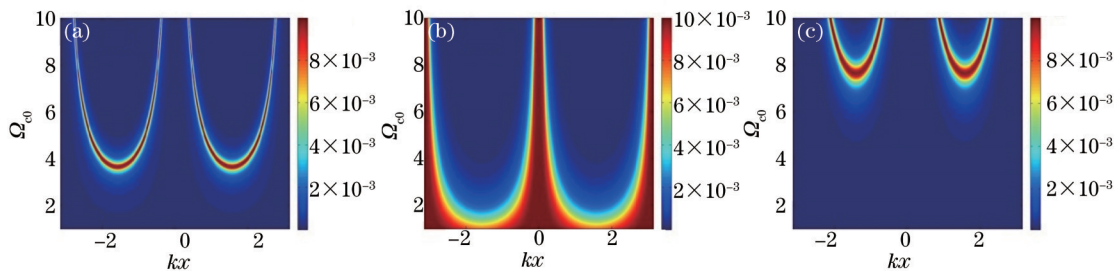


图4 筛选函数随位置和耦合光场强度变化的强度图。(a)  $\Delta_3 = -10\gamma$ ; (b)  $\Delta_3 = 0$ ; (c)  $\Delta_3 = 10\gamma$ ; 其他参数  $\Omega_{c0} = 5\gamma$ ,  $\Omega_p = 0.1\gamma$ ,  $\omega_{21} = 10\gamma$ ,  $\Delta_1 = 1.5\gamma$

Fig.4 Intensity diagram of filter function versus normalized position  $kx$  and coupling field intensity. (a)  $\Delta_3 = -10\gamma$ ; (b)  $\Delta_3 = 0$ ; (c)  $\Delta_3 = 10\gamma$ ; other parameters are  $\Omega_{c0} = 5\gamma$ ,  $\Omega_p = 0.1\gamma$ ,  $\omega_{21} = 10\gamma$ ,  $\Delta_1 = 1.5\gamma$

当  $\Omega_0 \leq \Omega_1$  时, 筛选函数在相邻两个波节之间只有一个峰, 当  $\Omega_0 > \Omega_1$  时, 筛选函数在相邻两个波节之间有两个峰。当耦合场的强度较小即  $\Omega_0 \leq \Omega_1$  时, 筛选函数在驻波场的波腹位置存在一个很宽的峰, 随着耦合场的增强, 筛选函数的峰变窄, 当驻波场的强度满足  $\Omega_0 > \Omega_1$  时, 原子的筛选函数的每个峰分裂为两个较窄的峰, 并随着耦合场强度的增加筛选函数的最大值向驻波场的波节移动, 筛选函数的宽度变窄。值得注意的是当探测场与相应的原子跃迁共振时, 筛选函数的峰值只在驻波场的波节处取得极大值, 筛选函数的峰值宽度随着耦合场的强度增加逐渐变窄。

## 4 结 论

研究了具有两近简并能级的准  $\Lambda$  型四能级原子系统局域化问题, 用一个沿  $x$  轴方向的驻波场同时耦合原子的两个近简并能级与高能级之间的跃迁, 用一个弱探测场耦合高能态与另一个较低能态之间的跃迁, 通过探测原子在高能态上的布居确定原子的位置信息, 从而实现原子局域化。通过求光场作用下原子的 Schrödinger 方程在时间趋于无穷大时的解, 得到了确定原子位置信息的筛选函数, 得到原子局域峰位置及其宽度的解析表达式, 并数值分析了各个系统参数对原子局域化的影响。研究发现, 由于在准  $\Lambda$  型四能级原子系统存在两个电磁诱导透明窗, 所以当系统处在电磁诱导透明状态时, 不能通过测量上能级原子的布居确定原子的位置信息使得原子局域化。另外, 当原子由高能级向两近简并低能级跃迁的几率幅相位相反, 即两个跃迁通道量子相干相消时, 原子处在高能态的几率不包含位置信息也不能实现原子局域化。在电磁诱导透明窗附近, 系统能够实现高精度原子局域化, 原子局域峰的宽度随着耦合场的强度增加变窄, 随探测场的失谐量及两近简并下能级之间的间隔增加而变宽。

## 参 考 文 献

- 1 M W Zwierlein, J R Abo-Shaeer, A Schirotzek, *et al.*. Vortices and super fluidity in a strongly interacting Fermi gas[J]. Nature, 2005, 435(7045): 1047-1051.
- 2 W D Phillips. Laser cooling and trapping of neutral atoms[J]. Reviews of Modern Physics, 1998, 70(3): 721-741.
- 3 K S Johnson, J H Thywissen, N H Dekker, *et al.*. Localization of metastable atom beams with optical standing waves: nanolithography at the Heisenberg limit[J]. Science, 1998, 280(5369): 1583-1586.
- 4 G P Collins. Quantitative BEC results reported at DAMOP meeting[J]. Physics Today, 1996, 49(8): 18-20.
- 5 K T Kapale, S Qamar, M S Zubairy. Spectroscopic measurement of an atomic wave function[J]. Physical Review A, 2003, 67(2): 023805.
- 6 F Le Kien, G Rempe, W P Schleich, *et al.*. Atom localization via Ramsey interferometry: a coherent cavity field provides a better resolution[J]. Physical Review A, 1997, 56(4): 2972-2977.
- 7 S Kunze, K Dieckmann, G Rempe. Diffraction of atoms from a measurement induced grating[J]. Physical Review Letters, 1997, 78(11): 2038-2041.
- 8 J E Thomas, L J Wang. Precision position measurement of moving atoms[J]. Physics Reports, 1995, 262(6): 311-366.
- 9 Du Yingjie, Yang Zhanying, Bai Jintao. High order nonlinear characteristics for electromagnetically induced transparency media[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(6): 0627001.  
杜英杰, 杨战营, 白晋涛. 电磁感应透明介质的高阶非线性特性[J]. 光学学报, 2014, 34(6): 0627001.
- 10 Li Fang, Zhou Yaoyao, Jia Xiaojun. Entanglement enhancement of bipartite entangled states through coherent feedback control[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(10): 1027001.  
李 芳, 周瑶瑶, 贾晓军. 相干反馈控制实现两组份纠缠态光场纠缠增强[J]. 光学学报, 2014, 34(10): 1027001.
- 11 Zhengyang Bai, Chao Hang, Guoxiang Huang. Storage and retrieval of ultraslow optical solitons in coherent atomic system[J]. Chin Opt Lett, 2013, 11(1): 012701.
- 12 Meng Yanling, Gao Yuanci, Zheng Benchang, *et al.*. Design for the integration of integrating sphere and microwave cavity[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(9): 0918001.  
孟艳玲, 高源慈, 郑本昌, 等. 积分球与微波腔一体化装置的研制[J]. 中国激光, 2014, 41(9): 0918001.
- 13 Zhao Guhao, Zhao Shanghong, Yao Zhoushi, *et al.*. Quantum key distribution analysis for filtering scheme based on double fiber Bragg grating[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(9): 0918001.  
赵顾颢, 赵尚弘, 么周石, 等. 基于双光纤布拉格光栅滤波的量子密钥分发误码率分析[J]. 中国激光, 2013, 40(9): 0918001.

- 14 Zhao Guhao, Zhao Shanghong, Yao Zhoushi, *et al.*. Polarization error analysis of rotatory double reflection structure [J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(2): 0218001.  
赵顾颖, 赵尚弘, 么周石, 等. 旋光双反射结构的光子偏振态误差分析[J]. 中国激光, 2013, 40(2): 0218001 .
- 15 M Sahrai, H Tajalli, K T Kapale, *et al.*. Subwavelength atom localization via amplitude and phase control of the absorption spectrum[J]. Physical Review A, 2005, 72(1): 013820.
- 16 K T Kapale, M S Zubairy. Subwavelength atom localization via amplitude and phase control of the absorption spectrum. II[J]. Physical Review A, 2006, 73(2): 023813.
- 17 S Qamar. Precision in single atom localization via Raman-driven coherence: role of detuning and phase shift[J]. Physics Letters A, 2013, 377(25): 1587–1592.
- 18 F Ghafoor. Subwavelength atom localization via quantum coherence in a three-level atomic system[J]. Physical Review A, 2011, 84(6): 063849.
- 19 E Paspalakis, P L Knight. Localizing an atom via quantum interference[J]. Physical Review A, 2001, 63(6): 065802.

栏目编辑: 刘丰瑞