

二元凝聚体中亮-亮孤子的振荡-局域转变行为*

何章明¹⁾ 王登龙^{1)†} 丁建文¹⁾²⁾ 颜晓红²⁾

1) (湘潭大学物理系, 湘潭 411105)

2) (南京邮电大学电子科学与工程学院, 南京 211106)

(2012年6月4日收到; 2012年6月21日收到修改稿)

考虑时间相关的种间相互吸引作用, 研究了局限于谐振外部势阱中的二元玻色-爱因斯坦凝聚体中亮-亮孤子的传播特性. 结果表明, 当种内和种间相互吸引作用都不变时, 亮-亮孤子呈现出周期性的振荡; 如果种内相互吸引作用仍保持不变, 而种间相互吸引作用随时间指数增加时, 发现凝聚体中产生振荡-局域转变行为, 且这种振荡-局域的转变行为可通过调节谐振势阱的横向囚禁频率来控制. 此外, 还设计了实验方案来观察孤子的这种振荡-局域转变行为.

关键词: 二元玻色-爱因斯坦凝聚, 亮-亮孤子, 原子间相互作用

PACS: 05.45.Yv, 03.75.Mn, 03.75.Lm

1 引言

实验观察二元玻色-爱因斯坦凝聚体 (BEC) 中的亮-暗孤子^[1,2]、暗-暗孤子^[3] 等非线性现象促进了非线性原子光学的快速发展, 也进一步引起了人们对二元玻色-爱因斯坦凝聚体更广泛的研究^[4-21]. 二元 BEC 可以由两种元素组成 (如 ²³Na-⁸⁷Rb), 也可以是同种元素的同位素原子 (如 ⁸⁵Rb-⁸⁷Rb) 和一种原子的不同超精细态 (如 ⁸⁷Rb 原子的两个超精细态 $|F=2, m_f=-1\rangle$ 和 $|F=2, m_f=1\rangle$); 其中算符 \hat{F} 表示原子的总角动量, m_f 代表原子的总角动量在磁场方向的投影算符) 所组成. 研究表明, BEC 的许多物性, 包括它的形状和非线性元激发等, 是由其原子的相互作用来调控^[22-35]. BEC 中的原子相互作用是用 S-波散射长度来描述. 与一元 BEC 不同的是, 对于二元 BEC, 需要三个 S-波散射长度 (a_{11} , a_{22} , a_{12}) 来表示同种原子和不同种原子之间的相互作用. 其中 a_{11} 和 a_{22}

表示种内 S-波散射长度, a_{12} 表示种间 S-波散射长度.

由于种内和种间相互作用的存在, 二元 BEC 中的孤子行为表现出比一元 BEC 中的更加复杂和有趣. 例如, 在一元 BEC 中, 暗孤子只有在原子间相互作用为相互排斥的时候才存在^[36]; 而二元 BEC, 即使种内相互作用为排斥作用, 只要种间相互吸引作用足够强, 凝聚体中却形成亮孤子^[37]. 实验已证实二元 BEC 的种内和种间 S-波散射长度都可以通过 Feshbach 共振技术来调节^[4,38]. 这为操控二元 BEC 中的孤子提供了很好的前景. 目前, 实验和理论均证实当 S-波散射长度 (包括种内和种间) 为常数时, 二元 BEC 中出现亮-亮、亮-暗、暗-暗孤子等矢量孤子^[9-12]. 然而, 考虑种间原子相互作用随时间变化的二元 BEC 中的孤子动力学行为仍是值得探讨的现象. 我们在此考虑含时的种间 S-波散射长度, 数值研究了局限于谐振外部势阱中的二元 BEC 中亮-亮孤子的传播性质. 结果发现, 当种间相互吸引作用随时间指数增加时, 亮-亮孤子

* 国家自然科学基金 (批准号: 51032002, 11074212) 和国家高技术研究发展计划 (批准号: 2011AA050526) 资助的课题.

† E-mail: dlwang@xtu.edu.cn

出现一个振荡-局域转变行为;且这种振荡-局域转变行为可以通过调节谐振势阱的横向囚禁频率来控制.

2 局限于谐振势阱中二元 BEC 的模型

基于平均场理论,二元 BEC 可以由一组耦合的 Gross-Pitaevskii 方程来描述:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_1(r, T)}{\partial T} = \left[-\frac{\hbar^2}{2M_1} \nabla^2 + V_{\text{ext}}^{(1)} + G_{11} |\Psi_1|^2 + G_{12} |\Psi_2|^2 \right] \Psi_1, \quad (1a)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_2(r, T)}{\partial T} = \left[-\frac{\hbar^2}{2M_2} \nabla^2 + V_{\text{ext}}^{(2)} + G_{12} |\Psi_1|^2 + G_{22} |\Psi_2|^2 \right] \Psi_2, \quad (1b)$$

其中 M_i 代表 i 组分中原子质量; Ψ_i 表示 i 组分的宏观波函数,并且满足 $\int dr |\Psi_i(r)|^2 = N_i$ (N_i 代表 i 组分中的原子数目). 不考虑组分之间的原子转换的情况下每个组分中的原子数都保持不变. 方程 (1) 式中非线性系数 $G_{ii} = 4\pi\hbar^2 a_{ii}/M_i$, $G_{12} = 2\pi\hbar^2 a_{12}/M$. 这里 M 是约化质量 $1/M = 1/M_1 + 1/M_2$. 实验上,调节 S-波散射长度可以借助 Feshbach 共振技术来实现^[37]

$$a(T) = a_{bg} \left[1 - \frac{\Delta}{B(T) - B} \right], \quad (2)$$

其中 a_{bg} 是 S-波散射长度远离 Feshbach 共振点时的值; $B(T)$ 是时间相关的外加磁场; B 和 Δ 分别是 Feshbach 共振点和共振宽度. 实验中,随时间做各种变化的外加磁场 $B(T)$ 都可以用来调节凝聚体中原子的 S-波散射长度^[37]. 理论上,人们考虑了 S-波散射长度随时间指数、周期性等变化^[39]. 在此考虑二元 BEC 的种间 S-波散射长度随时间指数变化,同时考虑二元凝聚体形成后被装载进入谐振的外部势阱中,且每个组分的囚禁势的频率不同. 可设

$$V_{\text{ext}}^{(i)}(X, Y, Z) = \frac{M_i}{2} \left[\omega_{\perp(i)}^2 (Y^2 + Z^2) + \omega_i^2 X^2 \right], \quad (3)$$

其中 $\omega_{\perp(i)}$ 和 ω_i 分别表示谐振势阱的轴向和横向囚禁频率,并有 $\omega_{\perp(i)} \gg \omega_i$ ($i = 1, 2$). 为了研究二元准一维 BEC 中亮-亮孤子的动力学行为,考虑方

程 (1) 式的解为

$$\Psi_i = \frac{\sqrt{N_i}}{\sqrt{\pi a_{\perp}}} \phi_i(X, T) \exp \left(-i\omega_{\perp(i)} T - \frac{Y^2 + Z^2}{2a_{\perp}^2} \right), \quad (4)$$

其中 $a_{\perp} = \sqrt{\hbar/M_1\omega_{\perp(1)}}$, 表示凝聚体的横向振动长度. 将 (4) 式代入 (1) 式,再对 Y, Z 从零到正无穷积分,可得

$$i\hbar \frac{\partial \phi_1(X, T)}{\partial T} = \left[-\frac{\hbar^2}{2M_1} \frac{\partial^2}{\partial X^2} + 2\hbar\omega_{\perp(1)} a_1 N_1 |\phi_1|^2 + \frac{\hbar\omega_{\perp(1)} M_1 a_{12} N_2}{M} |\phi_2|^2 + \frac{M_1 \omega_1^2}{2} X^2 \right] \phi_1, \quad (5a)$$

$$i\hbar \frac{\partial \phi_2(X, T)}{\partial T} = \left[-\frac{\hbar^2}{2M_2} \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{2\hbar\omega_{\perp(1)} M_1 a_2 N_2}{M_2} |\phi_2|^2 \times \frac{\hbar\omega_{\perp(1)} M_1 a_{12} N_1}{M} |\phi_1|^2 + \frac{M_2 \omega_2^2}{2} X^2 \right] \phi_2. \quad (5b)$$

随后,引入无量纲化参量 $X = a_{\perp} x$, $T = 2t/\omega_{\perp(1)}$, $\phi_1 = u/a_{\perp}$, $\phi_2 = v/a_{\perp}$; 代入方程 (5) 中,有

$$i \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - g_{11} |u|^2 u - g_{12} |v|^2 u - \frac{\omega_1^2}{\omega_{\perp(1)}^2} x^2 u = 0, \quad (6a)$$

$$i \frac{\partial v}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \varepsilon g_{22} |v|^2 v - \varepsilon g_{21} |u|^2 v - \frac{\omega_2^2}{\varepsilon \omega_{\perp(1)}^2} x^2 v = 0, \quad (6b)$$

其中 $\varepsilon = M_1/M_2$, $g_{ii} = 4a_i N_i/a_{\perp}$, $g_{12} = 2a_{12} M_1 N_2/(M a_{\perp})$, $g_{21} = 2a_{12} M_2 N_1/(M a_{\perp})$.

3 凝聚体中孤子的传播特性

基于目前的实验条件,选 ^{41}K 和 ^{85}Rb 原子所组成的二元凝聚体体系,其中组分一为 ^{41}K 原子,组分二是 ^{85}Rb 原子. 谐振势阱的轴向囚禁频率分别选取为 $\omega_{\perp(1)} = 2\pi \times 100 \text{ Hz}$ 和 $\omega_{\perp(2)} = \pi \times 100 \text{ Hz}$. 无量纲化后的单位时间和单位长度对应于实际物理量分别是 3.2 ms 和 1.6 μm . 每个组分中原子数 $N_1 = N_2 = 2000$; 考虑种间 S-波散射长度随时间 t 指数变化关系为

$$a_{12} = -108 a_B \exp(\lambda t), \quad (7)$$

其中 λ 和 a_B 分别是常数和玻尔半径; 对于种内 S-波散射长度 $a_{11} = -80a_B$, $a_{22} = -166a_B$. 由于这种情况下方程 (6) 是一个不可积系统, 目前难以解析求解, 因此使用数值模拟其中亮-亮孤子的传播特性. 选取的初始条件为

$$u(x, 0) = 2b \cos(\theta) \operatorname{sech}(2bx + c_1) \times \exp(-2id_1x), \quad (8a)$$

$$v(x, 0) = 2b \sin(\theta) \operatorname{sech}(2bx + c_2) \times \exp(-2id_2x), \quad (8b)$$

其中 $d_1, d_2, b, c_1, c_2, \theta$ 都是常数.

为了对比, 首先计算种间相互作用不变的情况, 即 $\lambda = 0$. 相应的亮-亮孤子的动力学行为如图 1 (考虑两个组分的凝聚体重叠在一起, 即 $c_1 = c_2$, 从而组分二的孤子动力学行为与组分一的完全一致, 为了简洁, 本文所有图仅示出了组分一孤子的动力学行为) 所示. 从图 1 中可看出: 当时间从 0 增加 50 的过程, 孤子沿着 x 轴的负方向运动; 在 $t \approx 50$ 时刻, 孤子运动到 $x \approx -0.7$ 处; 随后, 孤子被囚禁势阱反射回来, 沿着 x 轴的正方向运动; 在 $t \approx 150$ 时刻, 孤子运动到 $x \approx 0.7$ 处; 随着时间的进一步增加, 孤子又被囚禁势阱反射回来, 沿着 x 轴的负方向运动; 在 $t \approx 200$ 时刻, 孤子又回到 $x \approx 0$ 处. 同样的现象在其他相同时间段也能被观察到. 我们可归结出, 囚禁在谐振势阱中的二元 BEC 的亮-亮孤子产生了一个周期性的振荡行为, 其振荡的周期是 $T \approx 200$. 并且孤子在传播过程中其宽度和幅度都保持不变.

随后, 考虑种间相互吸引作用随时间指数增

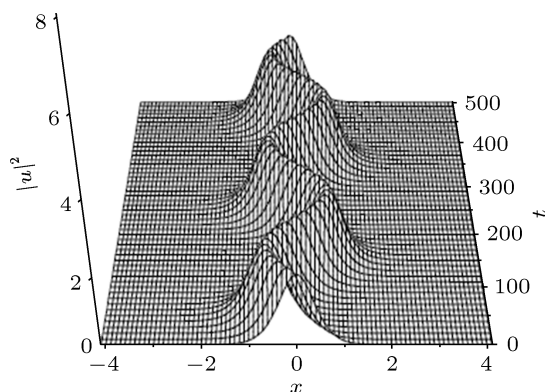


图 1 二元 BEC 中亮孤子的周期性振荡行为, 参数选取为 $\lambda = 0, b = 1, c_1 = c_2 = 0, d_1 = d_2 = 0.05, \omega_1 = \omega_2 = 4\pi \text{ Hz}$

加 (即取 $\lambda = 0.004$), 相应的孤子动力学行为如图 2. 可以看出: 时间从 0 变化到 260 期间, 孤子仍然呈现振荡行为; 然而, 随着种间相互作用的进一步增加, 孤子被局域在 $x \approx -0.7$ 处. 这表明种间相互吸引作用增加到一定的程度后, 孤子动力学行为出现了一个从振荡到局域的转变行为, 该转变点相应的种间 S-波散射长度被定义为临界散射长度 a_c . 同时, 孤子在运动过程中, 其宽度不断地减小, 而幅度不断地增加, 这意味着种间相互吸引作用的增加对孤子产生压缩效应. 图 3 进一步给出了这种情况下亮孤子的中心运动轨迹图. 可以发现当种间 S-波散射长度小于临界散射长度时, 孤子产生振荡行为; 而大于临界散射长度时, 孤子出现局域行为.

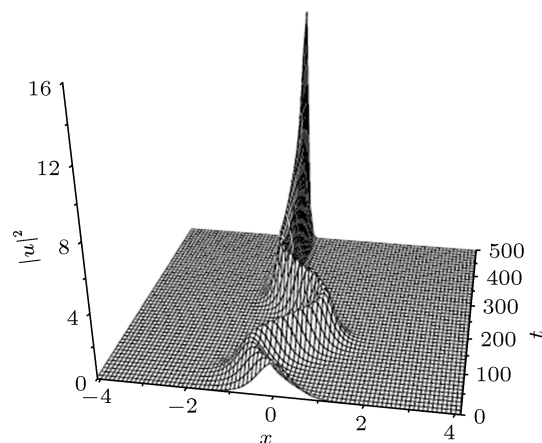


图 2 二元 BEC 中亮孤子的振荡-局域转变行为, 参数选取为 $\lambda = 0.004$, 其他参数与图 1 一致

基于目前的实验条件, 设计一个简单实验方案来观察这种孤子的振荡-局域转变行为. 根据文献 [40], ^{41}K 和 ^{85}Rb 原子之间发生碰撞时, 其 Feshbach 共振点和共振宽度分别是 185.2 G 和 3.5 G. 然后, 选取背景散射长度为 $327a_B$ [40]. 具体实验步骤如下: 首先创造一个由 ^{41}K 和 ^{85}Rb 原子组成的二元凝聚体; 当观察到每一个组分都形成一个亮孤子后, 再把凝聚体装载进入谐振势阱中, 并调节 Feshbach 共振的外部磁场为 190.424 G; 接下来, 调节 Feshbach 共振的外部磁场从 190.424 G 指数下降到 185.4 G, 所用时间为 960 ms. 当时间从零变化到 832 ms, 可以观察到孤子的振荡行为; 随着时间的进一步增加, 发现孤子呈现局域行为.

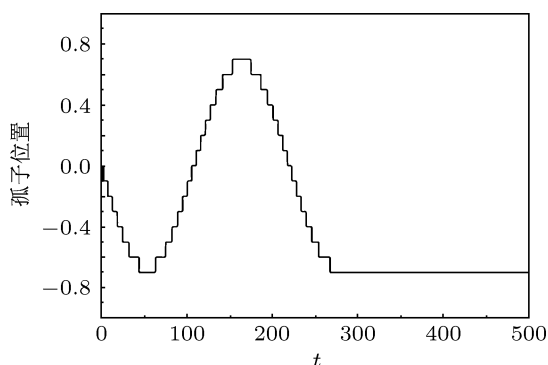


图3 种间相互作用随时间指数增加情况下二元 BEC 中亮孤子的中心运动轨迹图 参数选取为 $\lambda = 0.004$, 其他参数与图 1 一致

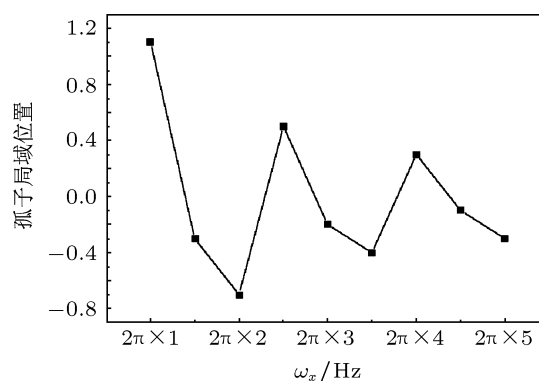


图4 孤子局域位置随谐振势阱横向囚禁频率的变化关系 参数选取为 $\lambda = 0.004$, $\omega_1 = \omega_2 = \omega_x$, 其他参数与图 1 一致

实验通过不同的激光来调节谐振外部势阱的横向囚禁频率. 为了获得谐振外部势阱的横向囚禁频率的改变对其中孤子的振荡-局域转变行为的影响, 我们给出了孤子的局域位置随谐振势阱的横向囚禁频率的变化关系如图 4 所示. 可以看到, 当两个谐振势阱的横向囚禁频率 $\omega_1 = \omega_2 = 2\pi$ Hz 时, 孤子的局域位置位于谐振势阱右边 $x = 1.1$ 处; 而当两个谐振势阱的横向囚禁频率增加到 $\omega_1 = \omega_2 = 3\pi$ Hz 和 $\omega_1 = \omega_2 = 4\pi$ Hz 时, 这两种情况下的孤子的局域位置变化到谐振势阱的左边, 分别位于 $x = -0.3$ 和 $x = -0.7$ 处. 同样的现象在横向囚禁频率变化区间 $[5\pi$ Hz, 7π Hz] 和 $[8\pi$ Hz, 10π Hz] 也能观察到. 这表明孤子的局域位置在谐振势阱的左右两边来回变化, 且随着横向囚禁频率的增大, 孤子的局域位置逐渐靠近势阱中心. 相应的临界散射长度随谐振势阱的横向囚禁频率的变化关系如图 5 所示. 可以看到, 当两个谐振势阱的横向囚禁频率 $\omega_1 = \omega_2 = 2\pi$ Hz 时, 临界散射长度 $a_c = 0.155$ nm; 而当两个谐振势阱的横向囚禁频率增加到 $\omega_1 = \omega_2 = 3\pi$ Hz 时, 临界散射长度也随之增大到 $a_c = 0.180$ nm; 随着横向囚禁频率的进一步增大 $\omega_1 = \omega_2 = 4\pi$ Hz 时, 临界散射长度又降低到 $a_c = 0.155$ nm. 这表明临界散射长度的大小随着横向囚禁频率的增加也产生一个振荡. 同样的现象在横向囚禁频率变化区间 $[5\pi$ Hz, 7π Hz] 和 $[8\pi$ Hz, 10π Hz] 也能观察到. 由图 4 和 5 可知: 孤子的这种振荡-局域转变行为可以通过调节谐振势阱的横向囚禁频率来控制.

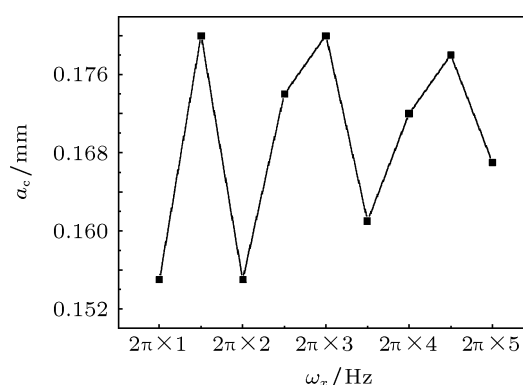


图5 临界色散长度 a_c 随谐振势阱横向囚禁频率的变化关系 参数选取为 $\lambda = 0.004$, $\omega_1 = \omega_2 = \omega_x$, 其他参数与图 1 一致

4 结论

总之, 考虑时间相关的种间相互吸引作用, 我们数值研究了局限于谐振外部势阱中二元 BEC 的亮-亮孤子的动力学行为. 结果表明, 当种内和种间相互作用都不变时, 孤子产生一个周期性的振荡; 当种内相互作用不变, 而种间相互作用随时间指数增加时, 我们观察到了一个振荡-局域转变的有趣行为. 当种间 S-波散射长度小于临界散射长度时, 孤子产生振荡行为; 而大于临界散射长度时, 孤子出现局域行为. 进一步发现临界散射长度的大小和孤子的局域位置都可以通过调节谐振势阱的横向囚禁频率来改变. 随着横向囚禁频率不断增大, 临界散射长度也产生一个振荡行为, 而孤子的局域的位置在势阱的两边来回变化, 并最终趋近于势阱中心. 此外, 设计了实验方案来观察孤子的这种振荡-局域转变行为. 我们相信这些有趣的结果将为实验操控二元 BEC 中的孤子提供有益的参考.

- [1] Becker C, Stellmer S, Soltan-Panahi P, Dörscher S, Baumert M, Richter E M, Kronjäger J, Bongs K, Sengstock K 2008 *Nat. Phys.* **4** 496
- [2] Hamner C, Chang J J, Engels P, Hofer M A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 065302
- [3] Hofer M A, Chang J J, Hamner C, Engels P 2011 *Phys. Rev. A* **84** 041605
- [4] Papp S B, Pino J M, Wieman C E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 040402
- [5] Sabbatini J, Zurek W H, Davis M J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 230402
- [6] Pu H, Bigelow N P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1130
- [7] Pu H, Bigelow N P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1134
- [8] Lee C H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 070401
- [9] Csire G, Schumayer D, Apagyí B 2010 *Phys. Rev. A* **82** 063608
- [10] Novoa D, Malomed B A, Michinel H, Pérez-García V M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 144101
- [11] Zhang X F, Hu X H, Liu X X, Liu W M 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033630
- [12] Liu X X, Pu H, Xiong B, Liu W M, Gong J B 2009 *Phys. Rev. A* **79** 013423
- [13] Law K J H, Kevrekidis P G, Tuckerman L S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 160405
- [14] Wang D S, Hu X H, Liu W M 2010 *Phys. Rev. A* **82** 023612
- [15] Yu H Y, Pan L X, Yan J R, Tang J Q 2009 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **42** 025301
- [16] Li L, Malomed B A, Mihalache D, Liu W M 2006 *Phys. Rev. E* **73** 066610
- [17] Li L, Li Z D, Malomed B A, Mihalache D, Liu W M 2005 *Phys. Rev. A* **72** 033611
- [18] Zhao L C, He S L 2011 *Phys. Lett. A* **375** 3017
- [19] Wen L, Liu W M, Cai Y, Zhang J M, Hu J 2012 *Phys. Rev. A* **85** 043602
- [20] He Z M, Wang D L, Ding J W, Yan X H 2012 *Eur. Phys. J. D* **66** 139
- [21] Luo X Q, Wang D L, Zhang Z Q, Ding J W, Liu W M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033803
- [22] Chen Z, Wu B 2010 *Phys. Rev. A* **81** 043611
- [23] Wu L, Li L, Zhang J F 2009 *Phys. Rev. A* **80** 013617
- [24] Xue J K, Peng P 2006 *Chin. Phys.* **15** 1149
- [25] Zhang C W, Liu J, Raizen M G, Niu Q 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 054101
- [26] Huang G X, Velarde M G, Makarov V A 2001 *Phys. Rev. A* **64** 013617
- [27] Huang G X 2004 *Chin. Phys.* **13** 1866
- [28] Wang S J, Jia C L, Zhao D, Luo H G, An J H 2003 *Phys. Rev. A* **68** 015601
- [29] Zhang X F, Yang Q, Zhang J F, Chen X Z, Liu W M 2008 *Phys. Rev. A* **77** 023613
- [30] Wu B, Liu J, Niu Q 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 034101
- [31] Li Z D, Li Q Y, Li L, Liu W M 2007 *Phys. Rev. E* **76** 026605
- [32] Li Z D, Li Q Y, He P B, Bai Z G, Sun Y B 2007 *Ann. Phys.* **322** 2945
- [33] Ma Y, Fu L B, Yang Z A, Liu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5623 (in Chinese) [马云, 傅立斌, 杨志安, 刘杰 2006 物理学报 **55** 5623]
- [34] Wang G F, Fu L B, Zhao H, Liu J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5003 (in Chinese) [王冠芳, 傅立斌, 赵鸿, 刘杰 2006 物理学报 **54** 5003]
- [35] Wang D L, Yan X H, Liu W M 2008 *Phys. Rev. E* **78** 026606
- [36] Burger S, Bongs K, Dettmer S, Ertmer W, Lewenstein K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 5198
- [37] Pérez-García V M, Beitia J B 2005 *Phys. Rev. A* **72** 033620
- [38] Thalhammer G, Barontini G, Sarlo L D, Catani J, Minardi F, Inguscio M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 210402
- [39] Chin C, Grimm R, Julienne P, Tiesinga E 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1225
- [40] Simoni A, Zaccanti M, D'Errico C, Fattori M, Roati G, Inguscio M, Modugno G 2008 *Phys. Rev. A* **77** 052705

Oscillation-localization transition behavior of bright-bright solitons in two species Bose-Einstein condensates*

He Zhang-Ming¹⁾ Wang Deng-Long^{1)†} Ding Jian-Wen¹⁾²⁾ Yan Xiao-Hong²⁾

1) (Department of Physics, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China)

2) (College of Electronic Science Engineering, Nanjing University of Post & Telecommunication, Nanjing 211106, China)

(Received 4 June 2012; revised manuscript received 21 June 2012)

Abstract

Considering the time-dependent interspecies interactions, we study the dynamic behaviors of bright-bright solitons in two species Bose-Einstein condensates in the harmonic external potentials. In the presence of unchanged attractive interspecies and intraspecies interactions, bright-bright solitons exhibit periodic oscillations. When the attractive intraspecies interactions are fixed but the attractive interspecies interactions are increased exponentially, interestingly, a transition behavior from oscillation to localization is observed. Meanwhile, this transition behavior can be controlled by tuning the transverse trapping frequency of harmonic potential. Furthermore, an experimental protocol is designed to observe the transition behavior in the current experimental conditions.

Keywords: two species Bose-Einstein condensates, bright-bright solitons, atomic interactions

PACS: 05.45.Yv, 03.75.Mn, 03.75.Lm

* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51032002, 11074212), and the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2011AA050526).

† E-mail: dlwang@xtu.edu.cn