

# 玻色-爱因斯坦凝聚体 Rosen-Zener 跃迁中的 多体量子涨落效应\*

王建忠<sup>1)2)3)†</sup> 曹辉<sup>1)</sup> 豆福全<sup>1)</sup>

1) (北京理工大学物理学院, 北京 100081)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 计算物理国家重点实验室, 北京 100088)

3) (北京大学应用物理与技术研究中心, 高能量密度物理数值模拟教育部重点实验室, 北京 100084)

(2012年3月29日收到; 2012年6月14日收到修改稿)

研究了处于对称双势阱中玻色-爱因斯坦凝聚体 Rosen-Zener 跃迁过程的多体量子涨落效应, 分析了末态平均布居数差与扫描周期的关系. 线性情况下, 得到了末态平均布居数差关于扫描周期的解析表达式, 该结果与平均场下的结果完全一致, 并利用数值方法进行了验证. 非线性情况下, 通过数值计算发现, 快速扫描时末态平均布居数差与平均场情况下的结果符合比较好; 然而绝热扫描时与平均场情况却有着很大的不同: 末态平均布居数差随扫描周期的变化不再是平均场情况下的方波形式而是类似于正弦型的振荡, 而且振荡周期会随着粒子数  $N$  以及非线性参数  $c$  的增加而增大.

**关键词:** 玻色-爱因斯坦凝聚, Rosen-Zener 跃迁, 多体效应

**PACS:** 03.75.Lm, 67.85.-d, 03.75.Kk

## 1 引言

1932年 Rosen 和 Zener 为解释双 Stern-Gerlach 实验中自旋反转概率问题提出了 Rosen-Zener 模型<sup>[1]</sup>: 通过扫描外场来实现双曲正割函数形式的能级耦合强度, 从而控制系统的跃迁行为. 之后, 又有大量工作研究了扫描方式为矩形<sup>[2]</sup>、高斯<sup>[3]</sup>、指数<sup>[4]</sup>的模型, 得到了其解析解, 并进行了详细的讨论<sup>[5-10]</sup>. 这些工作大大促进了人们对微观世界<sup>[11-13]</sup>, 特别是两能级系统在外场下跃迁行为的理解, 也引发了包括离子与原子碰撞导致的非共振电荷交换<sup>[14]</sup>, 激光导致的粒子激发<sup>[15,16]</sup>, 表面离子中和<sup>[17]</sup>以及计算电子能量传递率<sup>[18]</sup>等诸多领域的广泛应用.

另一方面, 1995年玻色-爱因斯坦凝聚体 (Bose-Einstein condensate, BEC) 的实现<sup>[19-22]</sup>

引起了物理学界的广泛关注. 它具有许多奇特的动力学性质, 如自俘获<sup>[23,24]</sup>、动力学不稳定性<sup>[25,26]</sup>以及调制不稳定性等. 这些性质使 BEC 中的 Rosen-Zener 过程表现出一些奇特的现象, 如随着扫描周期的变化, 系统的布居数差会出现周期的振荡<sup>[27,28]</sup>. 此性质可被应用于 BEC 系统的非线性量子干涉与测量<sup>[29,30]</sup>, 冷原子的分子原子转化<sup>[31,32]</sup>, 量子相干控制<sup>[33,34]</sup>以及超导<sup>[35]</sup>等多个方面. 然而, 前述大部分工作主要研究了 BEC 在平均场下的 Rosen-Zener 跃迁行为, 忽略了量子涨落对系统动力学行为可能造成的影响. 特别是在非线性情况, 即考虑粒子相互作用时, 量子涨落很可能会极大的改变系统的动力学行为<sup>[23]</sup>.

本文考虑了 Rosen-Zener 模型的多体量子涨落效应, 从线性和非线性两方面对 BEC 的 Rosen-Zener 过程的动力学行为做了研究. 线性情况下, 我们得到了量子框架下末态平均布居数差的解析表

\* 国家高技术研究发展计划 (863 计划)(批准号: 2011AA120101) 资助的课题.

† E-mail: wjzh6815@163.com

达式,发现量子涨落对其没有影响,并通过数值方法作了验证.非线性情况下,数值结果显示了不同于平均场情况的结果,我们从系统能级对非线性参数  $c$  和粒子数  $N$  的依赖关系讨论了量子涨落对末态平均布居数差的影响.

## 2 多体 Rosen-Zener 模型

对于双势阱中的 BEC 体系,其平均场模型已经在文献 [27] 中进行了讨论,与其对应的多体哈密顿量 [36–39] 为

$$\hat{H} = \frac{\gamma}{2}(\hat{a}^\dagger \hat{a} - \hat{b}^\dagger \hat{b}) + \frac{v}{2}(\hat{a}^\dagger \hat{b} + \hat{b}^\dagger \hat{a}) - \frac{c}{4N}(\hat{a}^\dagger \hat{a} - \hat{b}^\dagger \hat{b})^2, \quad (1)$$

其中  $\hat{a}^\dagger(\hat{b}^\dagger)$ ,  $\hat{a}(\hat{b})$  分别代表左(右)阱的产生、湮没算符,  $\gamma$  是两阱的基态能级差,  $c$  表示粒子间的相互作用强度,  $v$  是两势阱的耦合强度,  $N$  为总粒子数,是守恒量.在 Rosen-Zener 过程中,参数  $\gamma$ ,  $c$ ,  $N$  不随时间变化,  $v$  由外场调制,取如下形式:

$$v = \begin{cases} 0, & t < 0, t > T, \\ v_0 \sin^2\left(\frac{\pi t}{T}\right), & t \in [0, T], \end{cases} \quad (2)$$

其中  $T$  是外场的扫描周期.本文仅考虑对称双势阱的情况,即  $\gamma = 0$ .

系统的波函数可以用福克 (Fock) 态  $\{|n, N - n\rangle\}$  ( $n = 0, 1, \dots, N$ ) 来展开,即  $\psi(t) = \sum_n a_n(t) |n, N - n\rangle$ , 其中,  $n$  表示左阱中的粒子数.为了与平均场模型进行对比,定义平均布居数差  $\bar{S}(t) = \sum_n \frac{|a_n(t)|^2 (N - 2n)}{N}$ . 我们假设初始时刻 BEC 完全制备在左阱中,即初态波函数  $\psi(t=0) = |N, 0\rangle$ ,  $\bar{S}(t=0) = -1$ . 本文主要研究扫描结束时的平均布居数差与扫描周期的关系即  $\bar{S}(T)$  函数.下面我们将对线性情况 ( $c = 0$ ) 和非线性情况 ( $c \neq 0$ ) 分别进行讨论.

## 3 线性情况 ( $c = 0$ )

线性情况下,我们引入如下的赝自旋角动量算符:

$$S_x = \frac{1}{2}(\hat{a}^\dagger \hat{b} + \hat{b}^\dagger \hat{a}), \quad (3a)$$

$$S_y = \frac{i}{2}(\hat{a}^\dagger \hat{b} - \hat{b}^\dagger \hat{a}), \quad (3b)$$

$$S_z = \frac{1}{2}(\hat{b}^\dagger \hat{b} - \hat{a}^\dagger \hat{a}), \quad (3c)$$

从而系统哈密顿量可写作

$$\hat{H} = v_0 \sin^2\left(\frac{\pi t}{T}\right) S_x. \quad (4)$$

此时,系统可看成处于磁场  $\mathbf{B} = \left(v_0 \sin^2\left(\frac{\pi t}{T}\right), 0, 0\right)$  中自旋为  $N/2$  的粒子,  $S_x$  为此自旋的  $x$  方向分量.为解析求解 (4) 式中哈密顿量的动力学演化,我们作  $S_z$  表象 ( $|n, N - n\rangle$  是  $S_z$  的本征波函数) 到  $S_x$  表象的变换,问题转化为求解如下方程:

$$i\hbar \frac{d}{dt} \psi_x = (S H_z S^\dagger + i\hbar \dot{S} S^\dagger) \psi_x. \quad (5)$$

其中,  $\psi_x$  表示在  $S_x$  表象下的波函数,  $S$  表示从  $S_z$  表象到  $S_x$  表象的变换矩阵,  $\dot{S}$  表示变换矩阵对时间的一阶导数,  $H_z$  表示  $S_z$  表象下的哈密顿量.

事实上,从  $S_z \rightarrow S_x$  的表象变换只需将自旋所在空间的坐标轴  $x, y, z$  进行轮换,即

$$x \rightarrow z', z \rightarrow y', y \rightarrow x'. \quad (6)$$

这样,由转动算符可得  $S_z \rightarrow S_x$  的表象变换矩阵  $S$ :

$$S_{i,I} = \sum_{k=\max(0, I-i)}^{\min(I, N-i)} (-1)^{k-I} \times \frac{\sqrt{(N-i)! i! (N-I)! I!}}{k!(I-k)!(N-i-k)!(i-I+k)!} \times \left(\frac{\sqrt{2}}{2}\right)^N. \quad (7)$$

经此变换,初始波函数  $\psi(t=0) = |N, 0\rangle$  在  $S_x$  表象下可写作

$$\psi_x(t=0) = \sum_n (-1)^n \sqrt{\frac{C_N^n}{2^N}} \phi_n,$$

其中  $C_N^n = \frac{N!}{(N-n)!n!}$ ,  $\phi_n$  表示  $S_x$  表象下的基矢波函数.求解 (5) 式,得到波函数

$$\psi_x(t) = \sum_n (-1)^n \sqrt{\frac{C_N^n}{2^N}} \times e^{-i(N-2n) \int_0^t \frac{v_0}{2} \sin^2\left(\frac{\pi t'}{T}\right) dt'} \phi_n, \quad (8)$$

逆变换后可得  $S_z$  表象下的波函数,则末态平均布居数差(即  $S_z$  表象下算符  $2S_z/N$  的平均值)为

$$\begin{aligned} \bar{S}(T) &= \langle \psi_z(t=T) | \frac{2S_z}{N} | \psi_z(t=T) \rangle \\ &= \langle \psi_x(t=T) | \frac{2S_x}{N} | \psi_x(t=T) \rangle \end{aligned}$$

$$= -\cos\left(\frac{v_0 T}{2}\right). \quad (9)$$

上式表明, 末态平均布居数差不依赖于系统的总粒子数  $N$ , 此结果和文献 [27] 中得到的平均场情况相同. 我们借助 4—5 阶龙格 - 库塔 (Runge-Kutta) 法对系统动力学进行了数值计算, 如图 1(a) 所示, 平均布居数差呈现出余弦型的规则振荡, 且不依赖于粒子数  $N$ , 这和分析公式 (9) 结果相符合.

#### 4 非线性情况 ( $c \neq 0$ )

非线性情况下, 系统的动力学要复杂得多. 不论在平均场近似还是全量子框架下, 我们都不能对其解析求解. 我们利用 4—5 阶 Runge-Kutta 方法对薛定谔 (Schrödinger) 方程

$$i\frac{d}{dt}\psi = \left[-\frac{c}{4N}(\hat{a}^+\hat{a} - \hat{b}^+\hat{b})^2\right. \\ \left. + \frac{v_0}{2}\sin^2\left(\frac{\pi t}{T}\right)(\hat{a}^+\hat{b} + \hat{b}^+\hat{a})\right]\psi, \quad (10)$$

进行了数值求解, 并最终确定了末态平均布居数差. 在计算中, 我们选取最大耦合强度  $v_0$  作为能量标度. 下面我们将分别讨论弱非线性 ( $c/v_0 < 1$ ) 和强非线性 ( $c/v_0 > 1$ ) 情形.

弱非线性情况下 (图 1(b), (c)), 快扫描时, 周期振荡遭到破坏; 而在绝热扫描时, 规则的振荡会重现. 但与平均场情况不同, 此时的周期振荡不再是矩形的, 而类似于正弦型, 且振荡周期不仅依赖于非线性参数  $c$ , 也受粒子数  $N$  影响.

强非线性情况下 (图 1(d)), 在快扫描下, 末态平均布居数差和平均场结果符合的很好. 在绝热扫描下, 粒子数  $N$  较小 (如  $N = 2$ ) 时, 与平均场情形不同, 周期振荡并没有被破坏, 出现了类正弦型的振荡. 粒子数  $N$  较大时, 这种周期行为不太明显.

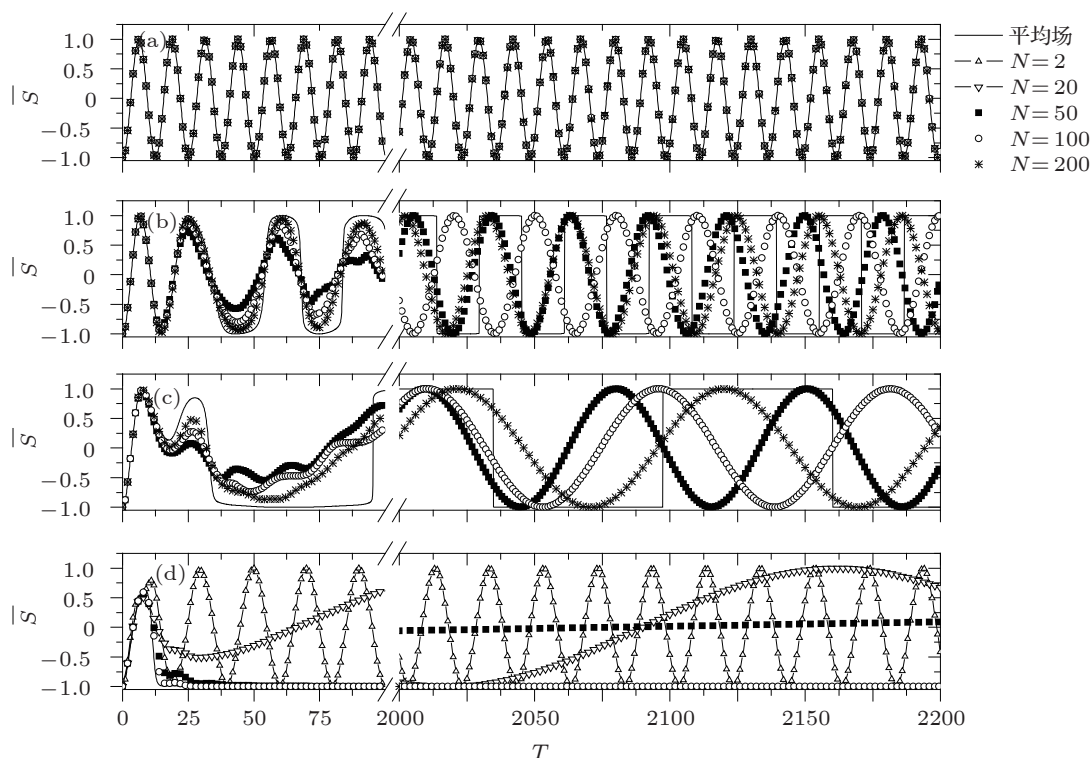


图 1 末态平均布居数差随扫描周期的规律. 线性情况: (a)  $c/v_0 = 0$ ; 非线性情况: (b)  $c/v_0 = 0.6$ , (c)  $c/v_0 = 0.9$ , (d)  $c/v_0 = 1.3$ . 取  $v_0 = 1$ ,  $N = 2$  和  $N = 20$  的曲线只被包含于 (d) 中, (d) 中的平均场、 $N = 100$  和  $N = 200$  的曲线已基本重合.

为理解上述结果, 我们利用能级结构进行了定性分析. 在图 2 中, 我们给出了不同非线性参数以及粒子数下系统的能级结构随时间的变化. 线性情况下, 初始态和末态都是  $N + 1$  重简并态, 在扫描过程开始之后, 系统立即出现  $N + 1$  条解简并能级,

并且这些能级完全被包裹于平均场能级中. 非线性情况下, 初始时刻和末时刻的系统包含一系列双重简并态 (粒子数为偶数时, 最高能级是非简并态), 随着扫描的进行, 系统同样会解简并为  $N + 1$  条能级, 此时的解简并能级并不能完全被包裹于平均场

能级中. 由此可见, 非线性的变化从根本上改变了系统能级结构. 在另一方面, 粒子数的增加虽不改变系统能级的总体结构, 但会使量子能级向上移动且各能级逐渐靠拢 (即影响能级的细节). 在粒子数无穷大时, 量子能级最终被完全包裹于平均场能级之中.

快速扫描下, 系统不能完全跟随绝热能级运动, 在扫描结束之后系统的末态会同时存在于多个本征能级之上, 对扫描过程中的能级细节体现的不是

太明显. 所以, 快速扫描下的末态平均布居数差与能级总体结构有很大的关系, 而系统能级的细节信息对其影响不大, 即系统的非线性参数对末态平均布居数差起主要影响. 这就解释了在快速扫描下, 量子情况和经典情况符合的比较. 然而, 绝热扫描时, 系统完全可以跟随绝热能级运动, 末态只处于初始的能级本征态上. 则末态平均布居数差会完全依赖于初始本征能级的所有信息, 所以系统的非线性参数和粒子数对末态平均布居数差的影响都很大.

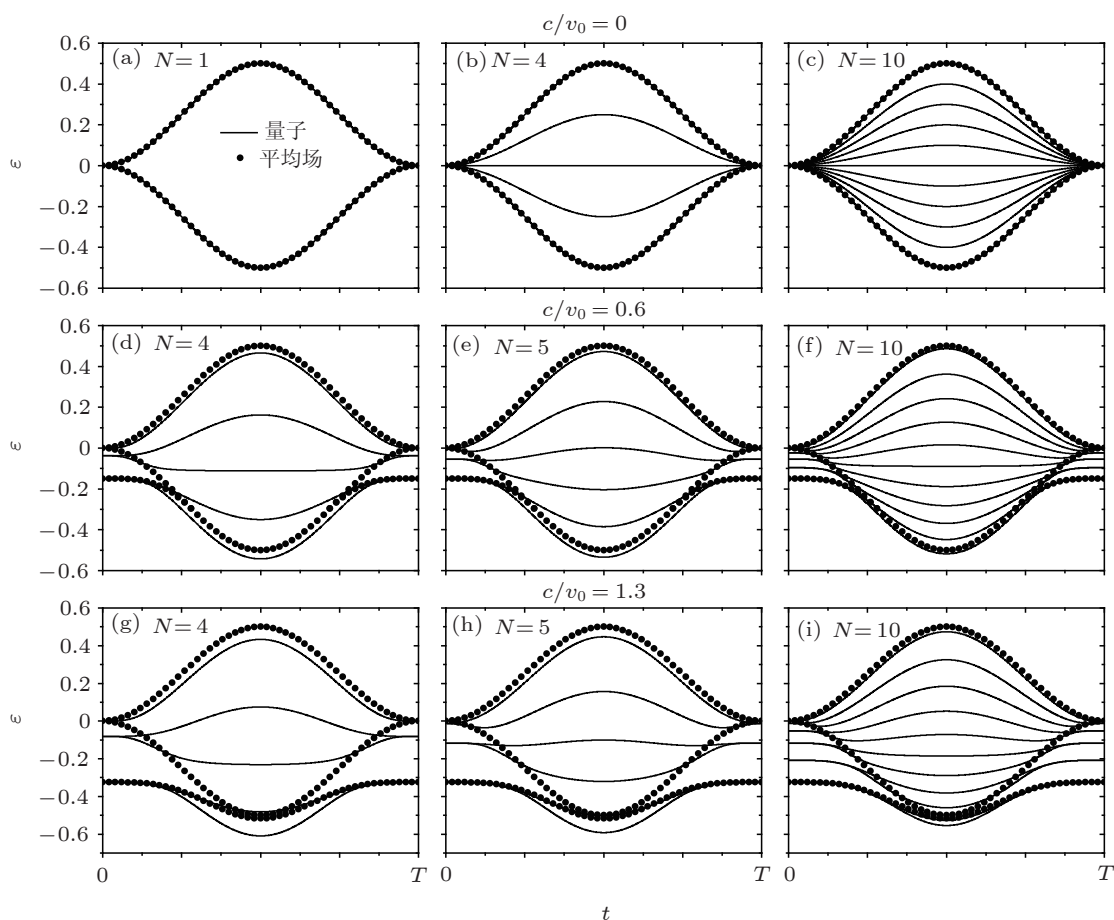


图2 量子能级以及平均场能级图, 线为量子能级, 点为平均场能级,  $v_0 = 1$ . (a), (b), (c) 非线性参数为  $c/v_0 = 0$  (线性情况), 粒子数分别为 1, 4, 10; (d), (e), (f) 非线性参数为  $c/v_0 = 0.6$  (弱非线性情况), 粒子数分别为 4, 5, 10; (g, h, i) 非线性参数为  $c/v_0 = 1.3$  (强非线性情况), 粒子数分别为 4, 5, 10

下面我们着重讨论绝热扫描下系统的性质.

绝热扫描时, 系统可以完全跟上系统能级的变化, 量子跃迁的性质完全由能级的总体分布和相应本征态的特性来决定. 因而, 只需知道初始波函数如何随能级的变化便可了解末态波函数的分布. 图2中, 始末时刻的系统都由简并态组成, 在扫描中体系会变为非简并态. 本文中考虑的系统初态  $|N, 0\rangle$  作为基态, 将跟随能级运动变为非简并

态, 最终会回到  $|N, 0\rangle$  和  $|0, N\rangle$  的简并态. 正是在扫描过程中, 初态将不再仅处于同一条能级上 (这是量子与平均场处理的不同之处) 随能级运动, 因此扫描结束时的末态波函数是由  $|N, 0\rangle$  和  $|0, N\rangle$  叠加产生, 即  $\psi(T) = a_N(T)|N, 0\rangle + a_0(T)|0, N\rangle$ , 这里要求  $|a_N(T)|^2 + |a_0(T)|^2 = 1$ , 则末态平均布居数差  $\bar{S}(T) = |a_0(T)|^2 - |a_N(T)|^2$ . 其中,  $a_0(T)$ ,  $a_N(T)$  都会随着扫描周期  $T$  连续变化 (可从下面

的相位差的结果中导出), 这就是不出现方波振荡的原因.

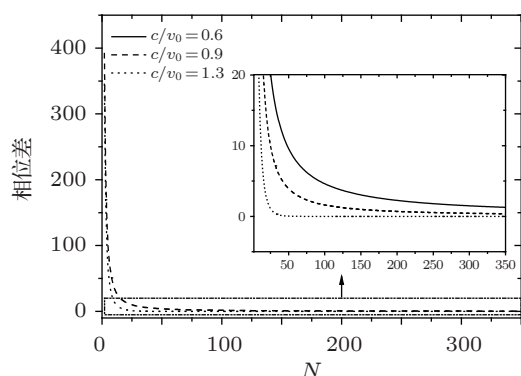


图3 基态与第一激发态所积累的相位差随粒子数的变化, 其中扫描周期  $T = 2200$ , 取  $v_0 = 1$

在扫描周期  $T$  一定的情况下, 末态波函数的系数  $a_N(T)$  和  $a_0(T)$  由扫描过程中经过两条能级 (基态与第一激发态) 时所积累的相位差确定. 而相位差的积累依赖于两条能级的能量差以及扫描周期, 即图 2 中的基态两条能级所围成的面积. 随着扫描周期  $T$  的变化, 经过两条能级所积累的相位差会出现变化, 末态波函数分布也会出现周期变化行为, 所以末态平均布居数差出现了周期振荡. 图 3 给出了在不同非线性参数  $c$  下, 扫描周期  $T = 2200$  所积累的相位差与粒子数  $N$  的关系: 粒子数  $N$  一定的情况下, 随着非线性参数  $c$  的增加, 两能级的相位相差的积累会减少. 因此积累同样的相位差需要更长的扫描周期, 这就解释了图 1(b), (c), (d) 中振荡周期随着非线性参数  $c$  增大而增大的现象; 非线性参数  $c$  相同时, 随着粒子数  $N$  的增大, 所积累的相位差变小, 所以系统中  $a_N(T)$  ( $a_0(T)$ ) 的变化周期同样会变大, 则系统的振荡周期变大. 值得注意的是, 当非线性参数  $c$  和扫描周期  $T$  都确定的情况下, 随着粒子数  $N$  的变大, 影响系统末态平均布居数差的两个本征能级会趋近于平均场能级 (见图 2), 所以系统所积累的相位差会趋于平均场下系统所积累的相位差, 振荡周期也会趋于平均场下的方波振荡周期. 特别是在强非线性 ( $c/v_0 > 1$ ) 情况下, 平均场方波的振荡周期为无穷大. 例如  $c/v_0 = 1.3$  情况, 图 3 中的曲线随着粒子数  $N$  的增大, 相位差很

快趋于零, 这说明振荡周期很快趋近于无穷大, 只有当粒子数  $N$  比较小的时候才可能发现周期振荡, 如图 1(d) 中的  $N = 2$  和  $N = 20$ ; 当粒子数比较大的时候, 振荡周期已经变的很大, 要观测到周期振荡就比较困难, 然而, 在这种情况下系统仍然存在能级解简并行为, 扫描过程中也会有相位差的积累, 这说明只要扫描时间范围足够大, 系统还会出现周期振荡.

## 5 结论

本文对多体 Rosen-Zener 跃迁中的量子涨落效应进行了研究, 主要讨论了末态平均布居数差与扫描周期的关系. 在线性情况下, 推导了平均布居数差与扫描周期的解析表达式, 该结果与平均场下的结果相同, 即量子涨落对末态平均布居数差没有影响, 并用数值方法进行了验证. 在非线性情况下, 数值计算表明, 在快速扫描时系统的性质和平均场情况符合的很好; 而在绝热扫描下, 出现了与平均场情况不同的现象: 弱相互作用时, 多体效应导致的周期振荡不再是平均场情况下的方波而是类似正弦型, 同时振荡周期会随着粒子数  $N$  的增大而增大; 强相互作用时, 在粒子数  $N$  较小时, 发现了周期的振荡, 粒子数比较大的时候, 振荡便不明显了. 我们从能级结构出发给出了解释: 认为存在量子叠加态是出现正弦型振荡的原因, 而振荡周期是由系统的基态与第一激发态在整个 Rosen-Zener 过程中所积累的相位差所决定的. 相位差的积累受到非线性参数  $c$  和粒子数  $N$  的影响: 系统积累相同的相位差所需的时间会随着粒子数以及非线性参数的变大而增加. 当粒子数  $N \rightarrow \infty$  时, 振荡周期就是平均场情况下的振荡周期. 所以在弱非线性时, 平均场下的振荡周期比较小, 能比较容易的观察到周期振荡; 在强非线性时, 平均场下的振荡周期是无穷大, 系统只是在粒子数比较小的情况下才有比较明显的相位差的积累, 而在粒子数较多时, 系统所积累的相位差大大减少, 振荡周期明显变长, 因此我们认为强相互作用下粒子数大的周期振荡“消失”了.

- [1] Rosen N, Zener C 1932 *Phys. Rev.* **40** 502
- [2] Rabi I I 1937 *Phys. Rev.* **51** 652
- [3] Thomas G F 1983 *Phys. Rev. A* **27** 2744
- [4] Osherov V I, Voronin A I 1994 *Phys. Rev. A* **49** 265
- [5] Robiscoe R T 1978 *Phys. Rev. A* **17** 247
- [6] Bambini A, Berman P R 1981 *Phys. Rev. A* **23** 2496
- [7] Robiscoe R T 1983 *Phys. Rev. A* **27** 1365
- [8] Vitanov N V 1993 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **26** L53
- [9] Liu J, Hu B, Li B W 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1749
- [10] Osherov V I, Nakamura H 1999 *Phys. Rev. A* **59** 2486
- [11] Robinson E J, Berman P R 1983 *Phys. Rev. A* **27** 1022
- [12] Bava E, Godone A, Novero C, Rocco H O D 1992 *Phys. Rev. A* **45** 1967
- [13] Fu L B 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 130404
- [14] Olson R E 1972 *Phys. Rev. A* **6** 1822
- [15] Suominen K A, Garraway B M, Stenholm S. 1992 *Phys. Rev. A* **45** 3060
- [16] Fu L B, Xin G G, Ye D F, Liu J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 103601
- [17] Robinson E J 1993 *J. Phys.: Condens. Matter* **5** 13
- [18] Kirillov A S 2004 *Advances in Space Research* **33** 993
- [19] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [20] Davis K B, Mcwies M O, Andrews M R, Druten N J, Durfee D S, Kurn D M, Ketterle W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [21] Bradley C C, Sackett C A, Tollett J J, Hulet R G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
- [22] Anderson M R, Townsend C G, Mienser H J, Durfee D S, Kurn D M, Ketterle W 1997 *Science* **275** 637
- [23] 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 2005 物理学报 **54** 5003]
- [24] Wang G F, Fu L B, Liu J 2006 *Phys. Rev. A* **73** 013609
- [25] Liu J, Wang W G, Zhang C W, Niu Q, Li B W 2005 *Phys. Rev. A* **72** 063623
- [26] Liu J, Zhang C W, Raizen M G, Niu Q 2006 *Phys. Rev. A* **73** 013601
- [27] Ye D F, Fu L B, Liu J 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013402
- [28] Jiang X, Duan W S, Li S C, Shi Y R 2009 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **42** 185001
- [29] Fu L B, Ye D F, Lee C H, Zhang W P, Liu J 2009 *Phys. Rev. A* **80** 013619
- [30] Li S C, Fu L B, Duan W S, Liu J 2008 *Phys. Rev. A* **78** 063621
- [31] Ishkhanyan A, Sokhoyan R, Joulakian B, Suominen K A 2009 *Optics Communications* **282** 218
- [32] Xu X Q, Lu L H, Li Y Q 2008 *Phys. Rev. A* **78** 043609
- [33] Torosov B T, Vitanov N V 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053404
- [34] Lu L H, Xu X Q, Li Y Q 2011 *J. Phys. B: At. Opt. Phys.* **44** 145301
- [35] Klich I, Lannert C, Refael G 2007 *Phys. Rev. Lett* **99** 205303
- [36] Franco D, Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringari S 1999 *Rev. Mod. Phys* **71** 463
- [37] Anthony L 2001 *Rev. Mod. Phys* **73** 307
- [38] Steel M J, Collett M J 1998 *Phys. Rev. A* **57** 2920
- [39] Cirac J I, Lewenstein M, Momer K, Zoller P 1998 *Phys. Rev. A* **57** 1208

# Many-body quantum fluctuation effects of Rosen-Zener transition in Bose-Einstein condensates\*

Wang Jian-Zhong<sup>1)2)3)†</sup> Cao Hui<sup>1)</sup> Dou Fu-Quan<sup>1)</sup>

1) (School of Physics Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

2) (National Key Laboratory of Science and Technology on Computation Physics Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

3) (HEDPS Center for Applied Physics and Technology Peking University, Beijing 100084, China)

( Received 29 March 2012; revised manuscript received 14 June 2012 )

## Abstract

We investigate many-body quantum fluctuation effects of Rosen-Zener transition of Bose-Einstein condensate (BEC) in a symmetric double-well potential through the relation between the average population imbalance of the final state (APIFS) and scanning period. In the linear case, we deduce the analytical expression of the APIFS which has the same behavior as in the mean-field level. We also employ numerical calculation to demonstrate it. In the nonlinear case, numerical results show that the APIFS in the sudden limit also accords with that in the mean-field level whereas in the adiabatic limit the many-body result is quite different from that of the mean-field case: the behavior of APIFS with respect to scanning period is similar to sinusoidal rather than rectangular oscillation, besides the oscillation period increases with both the total number  $N$  and the nonlinear parameter  $c$  increasing.

**Keywords:** Bose-Einstein condensates, Rosen-Zener transition, many-body effects

**PACS:** 03.75.Lm, 67.85.-d, 03.75.Kk

---

\* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2011AA120101).

† E-mail: wjzh6815@163.com