

两分量 Bose-Einstein 凝聚体的非线性 Ramsey 干涉^{*}

栗生长 段文山[†]

(西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070)
(2008 年 10 月 8 日收到, 2008 年 10 月 27 日收到修改稿)

以非线性 Rosen-Zener 隧穿理论为基础, 用两分量 Bose-Einstein 凝聚体设计了非线性 Ramsey 干涉计. 通过数值模拟实验在时间域上观察到了丰富的 Ramsey 干涉图样, 凝聚体中原子间重要的非线性相互作用导致这些干涉图样明显不同于线性 Ramsey 干涉时的正弦型条纹. 通过进一步对干涉图样作 Fourier 分析, 发现干涉图样的基频能够精确反映系统的非线性和不对称性特征, 从而为测量原子的相关性性质提供了理论依据.

关键词: Bose-Einstein 凝聚, 非线性 Ramsey 干涉, Rosen-Zener 隧穿

PACC: 0365, 7335C, 0760L

1. 引 言

利用分立振荡场的 Ramsey 方法最早是在研究分子束共振时提出的^[1], 它可以用来测量能级间的跃迁频率. 测量的精度取决于在频率域上得到的 Ramsey 干涉图样中间峰的宽度, 研究发现中间峰的宽度与粒子穿过无振荡场区域所用时间成反比^[2], 粒子运动越慢, 通过中间无场区域耗时越多, 中间峰就越窄, 测量精度就越高. 一般情况下, Ramsey 干涉既可以在时间域上(粒子固定)操作也可以在空间域上(粒子运动)实现^[3]. Ramsey 干涉方法的提出为原子钟的研究提供了直接的理论基础, 目前原子钟已经被用作时间标准^[4,5]. 与此同时, 受该方法的启示, 原子物理上的精密测量技术也发展迅猛, 激光冷却和冷原子囚禁技术的发展进一步为利用冷原子干涉计进行精密测量提供了技术支撑, 近年来已取得了显著的成果, 如用冷原子干涉计来测量旋转^[6]、重力加速度^[7,8]、原子精细结构常数^[9]和原子反冲频率^[10]以及原子散射的有关参数^[11]等.

1995 年 Bose-Einstein 凝聚(BEC)的实验实现^[12,13]给精密测量带来了前所未有的机遇, 因为 BEC 原子极低的运动速度为提高测量精度提供了可能. 由于 BEC 原子间重要相互作用的存在, 系统会出现奇妙的非线性现象, 如奇异隧穿^[14]、开关特

性^[15]、自俘获^[16,17]、动力学不稳定性^[18]以及调制不稳定性等. 2002 年实验上用囚禁的⁸⁵Rb 原子 BEC 已经在时间域上观测到了原子分子间的 Ramsey 干涉图样^[19], 这为精确测量 BEC 分子态的束缚能提供了重要依据^[20,21]. 随着冷原子干涉技术的进步, 科学家们充分利用囚禁 BEC 原子的优良特性不断寻找新的干涉方法^[22,23]. 本文在最近关于非线性 Rosen-Zener(RZ)跃迁研究工作^[24]的基础上, 用两组分的 BEC 设计了一个非线性 Ramsey 干涉计. 整个干涉计由两个相同的非线性 RZ 隧穿过程中间加一段无耦合的独立演化构成, 通过数值模拟实验, 笔者在时间域上观察到了丰富的非线性 Ramsey 干涉图样, 这些图样明显不同于线性 Ramsey 干涉的正弦振荡条纹. 在此基础上, 利用 Fourier 分析方法得到了干涉图样的频率, 并且发现干涉图样的基频与系统的非线性和不对称性之间有很好的对应关系, 为深入分析隐含在其中的物理内涵, 借助经典 Hamilton 量得到了干涉图样基频的解析表达式, 同时还给出了不对称系统的绝热演化条件. 最后讨论了本文提出模型在双势阱 BEC 系统中的实验实现, 并建议通过测量干涉条纹的频率来精确测量原子的相关性性质, 如散射长度和能谱结构等.

2. 模 型

考虑囚禁的⁸⁷Rb 原子 BEC 通过微波耦合成两

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10875098)资助的课题.

[†] E-mail: duanws@nwnu.edu.cn

个超精细态 ($F=1; m_F=-1$) 和 ($F=2; m_F=1$) 的线性组合. 从旋转波近似下的二次量子化 Hamilton 量出发, 在平均场理论基础上可得到一个典型的非线性两模模型来描述系统的动力学演化, 为简单取 \hbar

$$H(v) = \begin{bmatrix} \frac{\gamma}{2} + \frac{c}{2}(|b|^2 - |a|^2) & \frac{v}{2} \\ \frac{v}{2} & -\frac{\gamma}{2} - \frac{c}{2}(|b|^2 - |a|^2) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中 $\gamma = -\delta + (4N\pi\hbar^2/m) \chi (a_{11} - a_{22}) \eta$ 是能级差, $c = (4N\pi\hbar^2/m) \chi (a_{11} + a_{22} - 2a_{12}) \eta$ 代表原子间非线性相互作用的强度, v 是两种组分的耦合强度. δ 为激光的失谐, a_{ij} 表示 s 波的散射长度, η 是个常数仅仅取决于平衡状态下凝聚体波函数的积分, N 和 m 分别是原子数和原子质量. $|a|^2$ 和 $|b|^2$ 分别指原子处在两种模态上的概率, 总粒子数守恒条件为 $|a|^2 + |b|^2 = 1$.

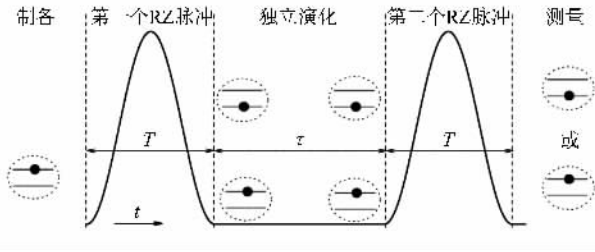


图 1 非线性 Ramsey 干涉计结构示意图(两个相同的 RZ 脉冲中间加一段无耦合的独立演化时间 τ)

本文设计如图 1 所示的非线性 Ramsey 干涉计, 其中两组分之间耦合强度 v 随时间的变化可以用两个 Rosen-Zener 隧穿过程(本文称 RZ 脉冲)来表示, 第一个 RZ 脉冲用来制备干涉源, 第二个 RZ 脉冲用来实现干涉.

$$v(t) = \begin{cases} 0, & t < 0; \\ v_0 \sin^2\left(\frac{\pi t}{T}\right), & t \in [0, T]; \\ 0, & t \in (T, T + \tau); \\ v_0 \sin^2\left[\frac{\pi(t - T - \tau)}{T}\right], & t \in [T + \tau, 2T + \tau]; \\ 0, & t > 2T + \tau. \end{cases} \quad (3)$$

式中 v_0 为最大耦合强度, T 表示完成一个 RZ 脉冲所用的时间, T 越大表示扫描得越慢, T 越小表示扫描得越快. τ 是一个可调参数, 它将两个 RZ 脉冲分

= 1 模型的无量纲化形式为

$$i \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = H(v) \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中

开. 图 1 从主要结构上看与一般的线性 Ramsey 干涉仪没有明显不同, 但由于使用 BEC 设计, 原子之间的重要相互作用将带来奇妙的非线性 RZ 量子跃迁. 在两个 RZ 脉冲之间的时间间隔里, 两组分将独立自由演化一段时间 τ , 这段时间假设两组分只是分别积累不同的相位, 而原子的布居不发生任何改变. 这里定义两个脉冲结束后另一个模态上(假设刚开始这个模态的布居为零)的粒子数布居 $|b(2T + \tau)|^2$ 为总的跃迁概率 P , 通过反复改变中间的独立演化时间间隔 τ , 测量记录不同的 P 就可以在时间域上得到所谓的 Ramsey 干涉图样.

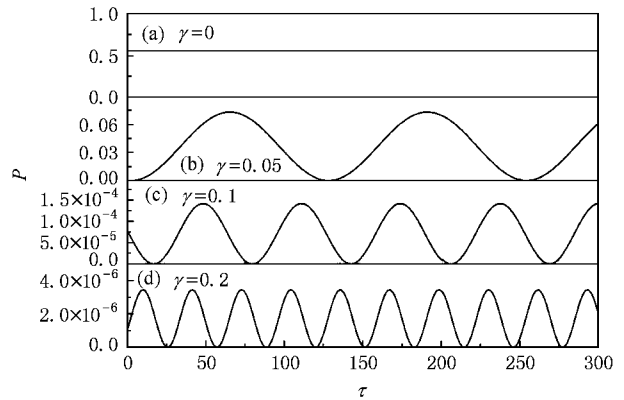


图 2 线性情形下的 Ramsey 干涉图样. $c=0, T=1500$

3. 数值模拟与理论分析

在下面的数值模拟实验中, 假设所有的 BEC 原子开始都制备在一个态上, 即取初始条件为 $(a, b) = (1, 0)$. 为便于对比, 先给出线性情况下最简单情况 ($c = \gamma = 0$) 的总的跃迁概率 P 的解析结果如下:

$$P = |b|^2 = \sin^2\left(\frac{v_0 T}{2}\right), \quad (4)$$

这一结果表明, 在原子间无相互作用 ($c=0$) 且系统

对称 ($\gamma = 0$) 时, 总的跃迁概率 P 将保持一个固定的值, 不随时间间隔 τ 的改变而改变, 这时体系无干涉现象发生. 图 2(a) 中给出了 $T = 1500$ 时的数值结果, 与上面的解析结果 $P = 0.55513$ 完全符合. 线性情况下, 如果系统不对称 ($\gamma \neq 0$), 每个模态上原子的布居都将随独立演化时间 τ 的变化作周期振荡, 从而形成标准的正弦振荡型 Ramsey 干涉图样如图 2(b)–(d) 所示. 在扫描时间 T 给定的条件下, 干涉图样的振荡周期仅仅与体系的能级差 γ 有关或者说只反映系统的不对称性特征. 从图 2 中可以看出, 随着系统不对称性的增加或能级差的变大, 总的跃迁概率明显减小, 与此同时, 干涉条纹的振荡周期也在变短.

方程 (4) 的结果给出了系统的固有角频率为 $v_0/2$, 由此可得到体系的绝热演化条件, 即在外场变化周期 T 远大于系统特征时间 $2\pi/v_0$ 时或 $\pi/T \ll v_0/2$ 时, 系统将进行绝热演化. 下面重点研究绝热条件下体系的非线性 Ramsey 干涉以及干涉条纹的频率与

非线性和系统对称性之间的依赖关系.

对于 $c \neq 0$ 的非线性情况, 方程 (1) 在一般情况下要解析求解几乎是不可能的, 只能通过有效的数值模拟实验来讨论非线性条件下的 Ramsey 干涉. 图 3 给出了 $T = 1500$ 时数值模拟得到的 Ramsey 干涉图样. 可以看出, 这与线性情形下图 2 所示的干涉图样截然不同. 很容易发现, 由于非线性的引入, Ramsey 干涉条纹出现了多周期振荡结构. 当非线性很弱时, 不论是对称系统 ($\gamma = 0$) 如图 3(a) 还是非对称系统 ($\gamma \neq 0$) 如图 3(a'), 干涉条纹基本上都表现为多周期的三角函数型振荡. 随着非线性的增强, 对称系统将出现良好的矩形振荡干涉图样如图 3(b)–(d), 对于非对称系统同样会出现方波振荡干涉图样如图 3(b')–(d'), 不过振荡的最大幅度不能达到 1. 显然当系统从线性到非线性变化时, Ramsey 干涉图样的变化不是突然的而是逐渐过渡的, 从线性情形的单周期正弦振荡到多周期的准三角函数型振荡最后再到多周期的矩形振荡.

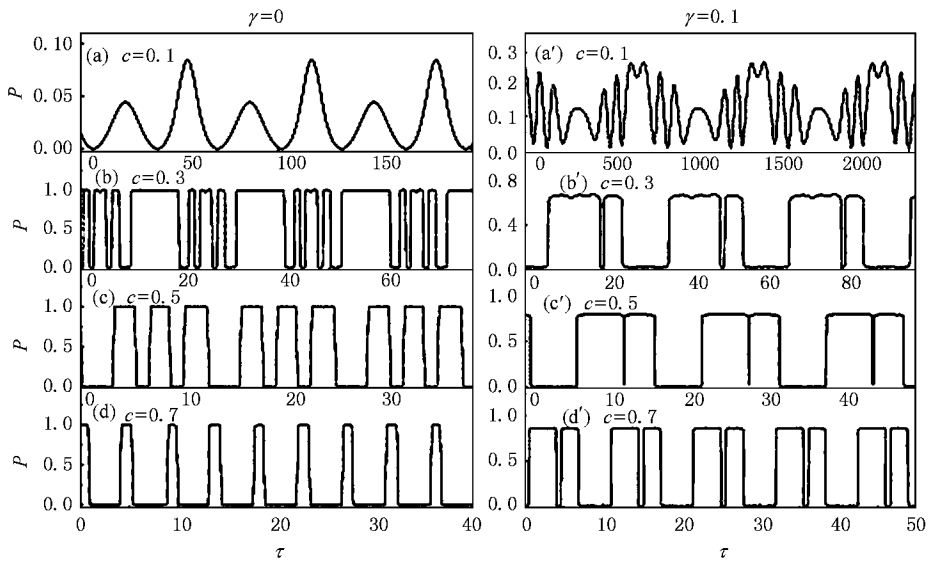


图 3 非线性 Ramsey 干涉图样. 左边和右边的图分别表示对称情形 $\gamma = 0$ 时和非对称情形 $\gamma = 0.1$ 时的数值结果 ($T = 1500$, c 分别为 (a) 和 (a') $c = 0.1$ (b) 和 (b') $c = 0.3$ (c) 和 (c') $c = 0.5$ (d) 和 (d') $c = 0.7$)

接下来主要讨论非线性 Ramsey 干涉图样的频率与系统非线性及不对称性之间的依赖关系. 为得到干涉图样的频率, 本文采用 Fourier 分析方法, 分析干涉图样的频谱, 发现线性情形下, 干涉图样只存在一个频率 ω_R , 而非线性情形下, 干涉图样除了基频 ω_R (最低的频率) 以外, 还出现了倍频成分, 如 $2\omega_R, 3\omega_R, 4\omega_R$ 等高频成分. 这个结果是非线性 Ramsey 干涉中出现的奇特现象, 需要作进一步地深

入研究.

这里只关心 Ramsey 干涉图样的基频成分, 图 4 中的方框和圆圈分别给出了 Fourier 频谱分析得到对称情形和非对称情形下对应于不同非线性参数的干涉条纹的基频. 分析图 4 发现, 对称情况下, 干涉条纹的基频与非线性强度之间显示出了良好的线性关系, 而非对称情形下, 在 $\gamma = c$ 时出现了零频点, 在这个点之前干涉频率随非线性的增加而线性减

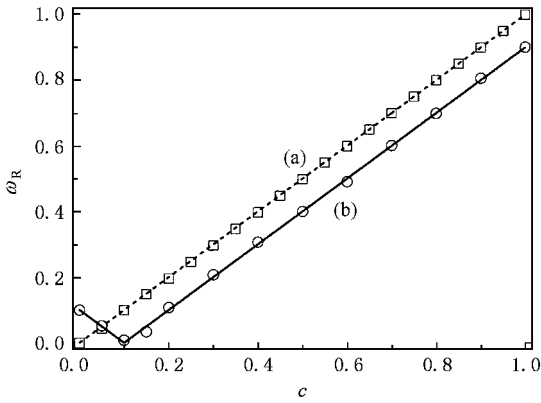


图4 Ramsey干涉图样的角频率 ω_R 与非线性参数 c 之间的关系 (a)对称情形 $\gamma=0$,方框和虚线分别表示数值模拟结果和解析结果 (b)不对称情形 $\gamma=0.1$,圆圈和实线分别表示数值模拟结果和解析结果

小,在这点之后干涉频率则随非线性的增加而线性增大.下面试图通过理论分析得到相应的解析结果来支持上面得到的数值结果,为方便,这里引进相对相位 $\phi(\tau)=|\phi_a^\tau-\phi_b^\tau|$ 来描述在独立演化过程中两组分形成的相位差.考虑到在时间段 τ 内,各组分独立自由演化,从方程(1)可以得到相对相位为

$$\phi(\tau)=|\gamma+c s(T)|\tau, \quad (5)$$

其中 $s(T)=|b(T)|^2-|a(T)|^2$ 表示第一个RZ脉冲结束后两组分之间的原子布居差.显然,相对相位 ϕ 与独立演化时间 τ 成正比.这样就可以得到干涉图样的角频率(基频)如下:

$$\omega_R=|\gamma+c s(T)|. \quad (6)$$

这个结果意味着干涉条纹的基频将由系统的对称性(用 γ 标识)、非线性和制备的干涉源[以 $s(T)$ 标识]共同决定.为得到具体的干涉频率的解析表达式并挖掘隐含于其中的物理实质,笔者采用经典分析方法.一个量子的Hamilton算符一般情况下总能找到一个经典的Hamilton量与之对应.在本文的两模模型中,相应的等效经典Hamilton量可以写成^[25]

$$\mathcal{H}=v\sqrt{1-s^2}\cos\theta-\gamma s-\frac{c}{2}s^2. \quad (7)$$

其中 $s(t)=|b(t)|^2-|a(t)|^2$ 是任意时刻两模态上原子的布居差, $\theta=\theta_a-\theta_b$ 是两模态的相位差,它们正好构成 \mathcal{H} 的一对正则变量.在经典描述下,系统(1)的演化可以由相应的正则方程 $\dot{s}=-\partial\mathcal{H}/\partial\theta$ 和 $\dot{\theta}=\partial\mathcal{H}/\partial s$ 来控制.若以 θ 为横轴, s 为纵轴作 \mathcal{H} 的等高线便可得到系统的经典相图,相图中的每条轨线代表系统随时间的演化过程.对于 $\gamma=0$ 的对

称情况^[24-26]在 $\theta^*=\pi$ 时,可以得到系统的三个不动点如下:

$$s^*=\begin{cases} 0, & c/v < 1, \\ 0, \pm\sqrt{1-(v/c)^2}, & c/v > 1. \end{cases} \quad (8)$$

假设系统从 $s(t=0)=-1$ 开始演化, $t=0$ 时 $v=0$, $s=-1$ 近似为本征态,对应于相图中的不动点 $(\pi,-\sqrt{1-(v/c)^2})$.而绝热定理表明:如果系统的初始状态是不动点(椭圆点),那么它在整个绝热演化过程中将始终保持为不动点.因此随着时间的演化, v 变大,在某一时刻 $c=v$,三个不动点将碰撞后形成一个代表三重简并态的稳定不动点.然后这个稳定的不动点将保持一段时间,直到 v 达到最大值 v_0 再减小到 $v=c$ 时这个不动点将再次分裂为三个不动点.如果绝热定理严格成立的话,有足够的理由相信,系统能够回到开始的不动点上.然而在实际系统中, $T\rightarrow\infty$ 和 $v\rightarrow 0$ 都无法严格满足,即初态不一定是严格的本征态,演化过程不一定是严格的绝热过程,因此系统总是在不稳定的不动点附近轨道作小摆动,最终各有一半的概率沿两个稳定轨道返回,如果回到初始态,则 $s(T)=-1$,如果沿另一条轨道返回则 $s(T)=1$.这样根据前面的方程(6)就可得到对称情况下Ramsey干涉图样的角频率为

$$\omega_R=|c|. \quad (9)$$

同样,在绝热演化条件下,对于不对称的体系,在RZ脉冲开始和结束时系统的能量总是相同的,有

$$\mathcal{H}(s=-1, t=0)=\mathcal{H}(s^*, t=T). \quad (10)$$

虽然不知道系统中间演化的具体过程,但只要绝热条件严格满足,系统最终的状态总是可以知道的.对于本文的模型,从方程(7)和(10)可得系统一个RZ脉冲后的状态如下:

$$s^*=\begin{cases} -1, & \gamma > c, \\ -1, 1-2\gamma/c, & 0 < \gamma < c. \end{cases} \quad (11)$$

图5给出了 $\gamma=0.2$ 时系统第一个RZ脉冲结束后的状态随非线性参数的变化情况.我们发现当 $c > \gamma$ 时会出现明显的分岔,这意味着系统有两条路径可以选择,一是经过绝热演化后又回到初始的状态 $s=-1$,另一种选择就是停留在另一个稳定的态 $s=1-2\gamma/c$ 上.这两个态是简并的,因为能量相同.实际上,两个内部态之间的量子跃迁可以通过两个经典不动点的碰撞来解释,碰撞的条件为^[27]

$$v=(c^{2/3}-\gamma^{2/3})^{3/2}. \quad (12)$$

将方程(11)代入方程(6)可以得到,不对称情况下Ramsey干涉图样的基频如下:

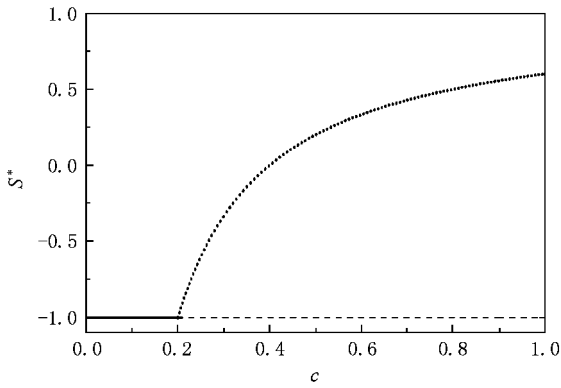


图5 非对称情况下系统在一个 RZ 脉冲结束时状态随非线性参数 c 的变化 ($\gamma = 0.2, T = 1500$)

$$\omega_R = |\gamma - c|. \quad (13)$$

当系统对称时, $\gamma = 0$, 上式就简化为前面得到的(9)式. 这说明, 在绝热条件下, 方程(13)是个普遍适用的结果. 图4中我们已经将这里得到的解析结果和数值模拟结果进行的比较, 可以发现两个结果符合得非常好. 只是在非对称情形下, $c = \gamma$ 附近的数值结果和理论预测有轻微的偏离, 这是因为在数值模拟中 $c = \gamma$ 附近的绝热条件不能很好地被满足. 对于非对称系统, 体系的绝热演化条件由下式给出:

$$T \gg \max \left[\frac{2\pi}{|\gamma - c|}, \frac{2\pi}{v_0} \right]. \quad (14)$$

在实验上严格对称的系统($\gamma = 0$)难以完全实现, 下面讨论能级间微小偏差对量子跃迁的影响. 通常情况下人们感兴趣的是 γ 较小而 v_0 较大的情形. 因为这时 γ 可看成一个小微扰, 系统的性质不会为此而发生明显的变化. 由于 γ 的存在使得绝热跃迁率表现出高度不对称性, 即随着 γ 的增加, 从高能态向低能态的跃迁加强, 而从低能态向高能态的跃迁则受到抑制, 甚至无法发生.

4. 应 用

本文提出的非线性 Ramsey 干涉计可以通过简单的双势阱 BEC 实现, 希望在精密测量原子相关参数时发挥作用. 假如仅考虑一维情况, 双势阱 BEC 体系可以用这样的势函数来描述, 即

$$V(x) = 12m\omega^2 x^2/2 + v_0 e^{-x^2/2d} + Fx, \quad (15)$$

其中 ω 为囚禁的谐振子势频率, d 表示两阱间的距离. 这样的光学双阱势可以通过一束蓝失谐激光打在磁阱的正中央来实现^[13]. 这里在我们两模模型中的 γ 就代表两阱的零点能之差 $E_A^0 - E_B^0$, 它体现了系统的不对称性用 F 标识, 实验上这个不对称性通常是由于磁场、重力场或光场等引起的^[28], 一般情况下不可避免. 每个阱中原子的碰撞相互作用强度 c 可以通过 Feshbach 共振技术来调整, 两阱的耦合强度 v 与势垒的高度密切相关, 势垒越高耦合越小, 势垒越低耦合越强. 具体实验中可以用调整蓝失谐激光强度的办法来有效地控制势垒的高度, 激光越强势垒越高, 激光越弱勢垒越低. 我们的研究建议通过非线性 Ramsey 干涉仪测量原子的相关参数, 如散射长度、能谱结构等, 而且笔者期望通过这个实验提高测量的精度, 因为一切的测量精度都取决于对 Ramsey 干涉条纹频率的测量精度. 实验上对频率的测量精度很高, 技术也非常成熟, 所以高精度的测量是可能的.

5. 结 论

通过两组分 Bose-Einstein 凝聚和非线性 Rosen-Zener 隧穿理论, 成功设计了非线性 Ramsey 干涉计. 基于两模模型描述, 研究了绝热条件下系统的非线性 Ramsey 干涉. 首先, 通过数值模拟实验, 观测到了丰富的 Ramsey 干涉图样, 这些干涉图样与线性 Ramsey 干涉时的正弦振荡图样明显不同, 主要体现在两个方面, 一是出现了多周期振荡图样从而导致倍频成分的形成, 一是当非线性强度达到一定程度时干涉图样会出现优良的矩形振荡结构. 其次, 通过对大量非线性 Ramsey 干涉图样的 Fourier 频谱分析得到了干涉图样的基频, 并且发现这些基频不管是对称系统($\gamma = 0$)还是不对称($\gamma \neq 0$)系统都与非线性参数之间有良好的对应关系. 再次, 我们借助系统的经典 Hamilton 量分析得到了 Ramsey 干涉图样基频的解析表达式, 通过与数值结果比较发现两者符合得很好, 同时还给出了不对称系统的绝热演化条件. 最后, 讨论了本文设计的非线性 Ramsey 干涉测量在双势阱 BEC 中的实验实现以及在精密测量方面潜在的应用.

- [1] Ramsey N F 1950 *Phys. Rev.* **78** 695
- [2] Mousavi S V ,del Campo A ,Lizuin I *et al* 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033607
- [3] Seidel D ,Muga J G 2007 *Phys. Rev. A* **75** 023811
- [4] Santarelli G ,Laurent P ,Lemonde P *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4619
- [5] Fertig C ,Gibble K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1622
- [6] Gustavson T L ,Bouyer P ,Kasevich M A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2046
- [7] Dubetsky B ,Kasevich M A 2006 *Phys. Rev. A* **74** 023615
- [8] Peters A , Chung K Y , Chu S 1999 *Nature (London)* **400** 849
- [9] Weiss D S , Young B N , Chu S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2706
- [10] Weel M ,Kumarakrishnan A 2003 *Phys. Rev. A* **67** 061602 (R)
- [11] Widera A , Mandel O , Greiner M *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 160406
- [12] Anderson M H ,Ensher J R ,Matthews M R *et al* 1995 *Science* **269** 198
- Davis K B , Mewes M O , Andrews M R 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- Bradley C C , Bradley C C , Sackett C A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
- [13] Andrews M R ,Townsend C G ,Miesner H J *et al* 1997 *Science* **275** 637
- [14] Wang G F ,Liu H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 667 (in chinese) [王冠芳、刘红 2008 物理学报 **57** 667]
- [15] Wang H L ,Yang S P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4700 (in Chinese) [王海雷、杨世平 2008 物理学报 **57** 4700]
- [16] Wang G F ,Fu L B ,Zhao H *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5003 (in chinese) [王冠芳、傅立斌、赵鸿等 2005 物理学报 **54** 5003]
- [17] Liu Z Z ,Yang Z A 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1245 (in Chinese) [刘泽专、杨志安 2007 物理学报 **56** 1245]
- [18] Zang X F ,Li J P ,Tan L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4348 (in Chinese) [臧小飞、李菊萍、谭磊 2007 物理学报 **56** 4348]
- [19] Donley E A ,Claussen N R ,Thompson S T *et al* 2002 *Nature (London)* **417** 529
- [20] Claussen N R ,Kokkelmans S J J M F ,Thompson S T *et al* 2003 *Phys. Rev. A* **67** 060701
- [21] Góral K ,Köhler T ,Burnett K 2005 *Phys. Rev. A* **71** 023603
- [22] Schumm T ,Hofferberth S , Andersson L M 2005 *Nature Phys.* **1** 57
- [23] Lee C H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 150402
- [24] Ye D F ,Fu L B ,Liu J 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013402
- [25] Liu J ,Wu B ,Niu Q 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 170404
- [26] Fu L B ,Chen S G 2005 *Phys. Rev. E* **71** 016607
- [27] Liu J ,Fu L B ,Ou B Y *et al* 2002 *Phys. Rev. A* **66** 023404
- [28] Hall B V ,Whitlock S ,Anderson R *et al* 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 030402

Nonlinear Ramsey interference on a two-component Bose-Einstein condensate *

Li Sheng-Chang Duan Wen-Shan[†]

(*Physics and Electronic Engineering College ,Northwest Normal University ,Lanzhou 730070 ,China*)

(Received 8 October 2008 ; revised manuscript received 27 October 2008)

Abstract

Taking Rosen-Zener tunneling as the underlying process a scheme to achieve nonlinear Ramsey interferometry with a two-component trapped Bose-Einstein condensate is proposed. Abundant nonlinear Ramsey interference fringes are observed in time domain by the numerical simulations and these fringes are very different from the sinusoidal pattern for linear Ramsey interference due to the dominant nonlinear interaction between atoms. Furthermore ,Fourier transformation results show that the fundamental frequency of Ramsey fringes can exactly reflect the information of nonlinearity or asymmetry. This finding provides an opportunity to measure atomic properties via measuring the frequency of fringes.

Keywords : Bose-Einstein condensation , nonlinear Ramsey interference , Rosen-Zener tunneling

PACC : 0365 , 7335C , 0760L

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10875098).

[†] E-mail : duanws@nwnu.edu.cn