

强相互作用费米气体在谐振子势中的干涉演化*

文文^{1)†} 李慧军²⁾ 陈秉岩¹⁾

1) (河海大学常州校区数理部, 常州 213022)

2) (浙江师范大学非线性研究所, 金华 321004)

(2012年2月8日收到; 2012年6月6日收到修改稿)

通过数值求解超流序参量方程, 研究了强相互作用费米气体从光晶格中释放后的干涉条纹在谐振子势中的演化. 发现对于强相互作用的费米气体, 膨胀时弹性碰撞使得干涉条纹模糊. 为了消除原子间的弹性碰撞而获得近弹道膨胀, 实验上采用了快速磁场扫描技术. 数值模拟了强相互作用费米气体在膨胀前的快速磁场扫描过程, 得到了清晰的干涉条纹, 且发现干涉条纹在谐振子势中做长时间周期振荡. 计算了在不同超流区域所形成的干涉条纹, 与实验观测到的一致.

关键词: 超流费米原子气体, 快速磁场扫描, 光晶格, 干涉条纹

PACS: 03.75.Ss, 03.75.Lm, 03.75.Kk

1 引言

近几年, 在超冷费米原子气体中研究 Bardeen-Cooper-Schrieffer(BCS)-玻色-爱因斯坦凝聚 (Bose-Einstein condensation, BEC) 渡越, 无论是从实验还是理论方面都引起了人们极大的关注, 也取得了一系列激动人心的进展^[1]. 之所以成为当今物理研究的热点, 得益于实现的超冷费米气体不同于过去熟知的相互作用费米体系, 其具有可操控性和纯净等特点. 利用 Feshbach 共振技术^[2], 可以改变费米原子间的 s 波散射长度, 从而实现从弱耦合的非局域 Cooper 对的凝聚到紧束缚的双原子分子凝聚的转变. 利用光晶格, 即一束或几束激光交叉形成的空间周期势, 就可以通过费米子在周期势中的运动来模拟电子在金属、半导体以及其他固体材料中的行为^[3,4]. 光晶格可以精确地调节, 在实验中通过选择激光的布局、强度和频率等来调节晶体常数、势的深度以及形状. 毫无疑问, 光晶格中的超冷费米原子气体提供了一个有效结合多体理论和实验的格子体系来解决凝聚态理论中

的重要问题.

研究光晶格中的超冷费米气体涉及到的一个重要课题是超流特性^[5,6]. 2006年^[6], Ketterle 小组为了探究光晶格中超冷费米原子气体的超流特性, 将气体制备在由光晶格和谐振子势构成的组合势中, 当气体处于超流态时, 即具有长程相干性 (long-range phase coherence), 突然撤掉组合势, 气体在解除囚禁后膨胀, 处于各个晶格格点的气体与附近格点的气体相干重叠, 形成清晰的干涉条纹. 为了理论分析实验结果, 我们基于序参量方程, 利用传播子方法解析研究了撤除组合势后费米气体的相干动力学演化, 所得计算结果^[7]与实验结果符合得很好.

本文将进一步讨论超流费米气体在两维光晶格和谐振子势构成的组合势中的基态分布, 以及重点研究仅撤除光晶格而保留谐振子势后, 气体在谐振子势中的相干演化. 前期工作中^[7,8], 讨论了撤除组合势后气体的演化, 在气体快速膨胀的情形下, 原子间的相互作用可以忽略不计, 从而可以采用传播子方法^[7-10]. 但对于仅撤除光晶格, 有谐振子势囚禁的情形^[8,11], 就不得不考虑原子间的弹性碰

* 国家自然科学基金 (批准号:11105039)、中央高校基本科研业务费 (批准号:2012B05714, 2009B31614) 和河海大学博士科研启动费资助的课题.

† E-mail: wenw@hhuc.edu.cn

撞,传播子方法不适用.为了研究强相互作用费米气体在整个渡越过程中,干涉条纹的形成和演化,我们直接数值求解序参量方程,得到超流费米气体在组合势中的基态分布,以及撤除光晶格后,干涉条纹在谐振子势中的形成和演化.数值结果表明因为强相互作用,干涉条纹中的次级边峰严重变形.为了消除强相互作用对干涉条纹的影响,我们数值模拟了 Ketterle 小组实验中采用的快速磁场扫描技术 (fast magnetic field ramp technique),即将气体制备在强相互作用区域,在撤除外势的同时,调节磁场强度使得气体处在弱相互作用区域,从而避免在膨胀过程中弹性碰撞对干涉条纹的破坏,所得结果与实验数据符合.

2 模型

零温下超流费米原子气体在整个 BCS-BEC 渡越过程的动力学行为可以用超流序参量 (宏观波函数) 方程描述 [7,12-16]

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_s}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2M} + V_s^{\text{ext}}(\mathbf{r}) + \mu_s(n_s) \right] \Psi_s, \quad (1)$$

其中 Ψ_s 是描述凝聚费米子的序参量,则原子对的密度为 $n_s = |\Psi_s|^2$. 序参量满足归一化条件 $\int d\mathbf{r} |\Psi_s|^2 = N$, N 是超流费米气体的原子对总数, $M = 2m$ 是原子对质量,其中 m 是原子质量.利用 Feshbach 共振技术,调节磁场强度,可以任意改变原子的 s 波散射长度 a_s (引入一个无量纲的相互作用参数 $\eta^0 \equiv 1/(k_F^0 a_s)$,其中 $k_F^0 = (6\pi^2 n^0)^{1/3}$ 是费米波数,由费米能 $\varepsilon_F^0 = (\hbar k_F^0)^2/(2m)$ 确定),从而实现 BCS 超流区域 ($\eta^0 < -1$),即费米子通过有效弱吸引相互作用形成的弱耦合 Cooper 对的凝聚; BEC 区域 ($\eta^0 > 1$),即弱相互作用的玻色分子凝聚;以及物理机理更复杂的 BCS-BEC 渡越 (强相互作用) 区域 ($-1 \leq \eta^0 \leq 1$); 其在 $\eta^0 = 0$ 处 (称为幺正极限),散射长度 $a_s \rightarrow \pm\infty$. 大量实验表明 BCS-BEC 渡越过程是一个连续变化过程 [1],所以我们可以在一个统一的理论框架下讨论超冷费米原子气体在不同超流区域的相干特性.

序参量方程 (1) 中态方程 $\mu_s(n_s) = 2\mu(2n_s)$ 的 $\mu(n) = \partial[n\varepsilon(n)]/\partial n$ [17] 表达式比较复杂,为了能解析地讨论 BCS-BEC 渡越区域中超流费米气体的特性,我们利用多方近似 [7,14,15]

$$\mu_s(n_s) = 2\mu^0 (n_s/n^0)^\gamma, \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \gamma = \gamma(\eta^0) &= \left(\frac{n}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial n} \right)_{\eta=\eta^0} \\ &= \frac{\frac{2}{3}\sigma(\eta^0) - \frac{2\eta^0}{5}\sigma'(\eta^0) + \frac{(\eta^0)^2}{15}\sigma''(\eta^0)}{\sigma(\eta^0) - \frac{\eta^0}{5}\sigma'(\eta^0)}, \end{aligned} \quad (2b)$$

其中 μ^0 和 n^0 分别是参考化学势和参考粒子密度, $\sigma(\eta^0)$ 是分段函数 [17]. 通常我们选取理想费米气体的中心原子密度为参考密度,参考化学势则相应地为 $\mu^0 = \varepsilon_F^0(\sigma(\eta^0) - \eta^0\sigma'(\eta^0)/5)$. 值得注意的是,在 BEC 区域和稳态条件下,序参量方程 (1) 可以由 Bogoliubov-de Gennes 方程组严格导出; 且当 $\eta^0 > 1$, $\gamma \approx 1$, 序参量方程即为 Gross-Pitaevskii (GP) 方程 [18].

考虑组合势 $V_s^{\text{ext}}(\mathbf{r}) = V_s^{\text{ho}} + V_s^{\text{op}}$, 分别由谐振子势

$$V_s^{\text{ho}}(\mathbf{r}) = \frac{M}{2} [\omega_\perp^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2], \quad (3)$$

和两维光晶格

$$V_s^{\text{op}}(x, y) = sE_R [\sin^2(qx) + \sin^2(qy)] \quad (4)$$

构成. 其中 $\omega_{\perp,z}$ 分别是谐振子势在 (xy, z) 方向上的频率. s 是表征光晶格强度的无量纲参量, $E_R = \hbar^2 q^2/(2M)$ 是光晶格的反冲能量, 激光的波数 q 由波长 λ 确定. 进一步,考虑在 z 方向的囚禁势远远大于 xy 方向,即 $\omega_z \gg \omega_\perp$, 凝聚体呈盘形,在准两维近似下 [19], 序参量可以写为 $\Psi_s(\mathbf{r}) = G_0(z)\psi(x, y, t)$. 由于轴向强囚禁势压制了凝聚体在 z 方向的运动,所以 z 方向可以由一维谐振子方程的基态波函数 $G_0(z) = (M\omega_z/\hbar\pi)^{1/4} \exp(-z^2/2a_z^2)$ 描述,其中 $a_z = \sqrt{\hbar/M\omega_z}$ 是谐振子长度,表征凝聚体在 z 方向的宽度,基态波函数满足归一化条件 $\int dz G_0^2(z) = 1$. 将序参量方程两边同乘以 G_0 , 并对 z 积分,我们可以得到准两维序参量方程

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} &= \left[-\frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + \frac{M\omega_\perp^2}{2} (x^2 + y^2) \right. \\ &\quad \left. + V_s^{\text{op}}(x, y) + Q|\psi|^{2\gamma} \right] \psi, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $Q = 2\mu^0/[(n^0 a_z \pi^{1/2})^\gamma \sqrt{\gamma+1}]$, 参考化学势在准两维近似下为 $\mu^0 = \varepsilon_F^0(\sigma(\eta^0) - \eta^0\sigma'(\eta^0)/5)$, 其中 $\varepsilon_F^0 = \hbar\omega_\perp \sqrt{2N}$, 参考密度为准两维理想费米气体的中心密度 $n^0 = m\varepsilon_F^0/(2a_z \hbar^2 \pi^{3/2})$. 注意的是,方程 (5) 右边方括号中还有一项 $\hbar\omega_z/2$ 对后面将要

讨论的动力学问题没有影响, 这里忽略掉. 本文中我们选取实验参数 $\omega_{\perp,z} = 2\pi \times (15, 3500)$, 准二维凝聚体的原子总粒子数 $N = 200$ 不能太大, 小于临界粒子数 N_{2D}^{cr} [15,20] 为

$$N_{2D}^{cr} = \frac{\omega_z^2}{384\omega_{\perp}^2} \left[\left(\sigma(\eta^0) - \frac{\eta^0 \sigma'(\eta^0)}{5} \right)^{1/\gamma} \times \frac{\pi^{1/2} (1 + \gamma) \Gamma\left(\frac{1}{\gamma} + \frac{5}{2}\right)}{8\gamma \Gamma\left(\frac{1}{\gamma} + 2\right)} \right]^{\frac{-6\gamma}{2+3\gamma}}. \quad (6)$$

从而体化学势小于轴向的基态谐振子能 $\hbar\omega_z/2$, 体系在 z 方向处在谐振子的基态.

为了数值求解准二维序参量方程, 我们对方程 (5) 进行无量纲化, 引入无量纲量 $(x', y') = (x, y)\sqrt{2}/a_{\perp}$, $t' = t\omega_{\perp}$, $\psi' = (a_{\perp}^2/2N)^{1/2}\psi$, 和 $Q' = Q(2N/a_{\perp}^2)^{\gamma}/\hbar\omega_{\perp}$, 其中 $a_{\perp} = \sqrt{\hbar/M\omega_{\perp}}$, 则方程 (5) 变为

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[- \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V_s^{\text{ext}} + Q|\psi|^{2\gamma} \right] \psi, \quad (7)$$

为了方便, 我们已经去掉无量纲量上的撇. 归一化条件为 $\int dx dy |\psi|^2 = 1$, 其中组合势为

$$V_s^{\text{ext}} = \frac{1}{4}(x^2 + y^2) + s \frac{4\pi^2}{\lambda_0^2} \left[\sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}x\right) + \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}y\right) \right], \quad (8)$$

选取光晶格的参数 $\lambda_0 = \sqrt{2}\lambda/a_{\perp} = 1$, 和 $s = 5$ [21].

3 数值结果

3.1 $t = 0$ 时的密度分布

由于谐振子势和光晶格的囚禁, 超流费米原子气体呈周期分布. 图 1 显示的是 $t = 0$ 时气体在 xy 平面的基态密度分布 $n_s = |\psi(x, y)|^2$. 图 1(a) 和 (b) 分别表示超流气体处在 BCS 端 ($\eta^0 = -0.5$, $\gamma = 0.6$) 和 BEC 极限 ($\eta^0 = 6$, $\gamma = 1$). 数值结果表明费米凝聚体在光晶格中形成一个个子凝聚体, 在不同的超流区域, 凝聚体的尺度不同. 很明显, 尺度从 BCS 端到 BEC 极限变得越来越小, 且各个方向上子凝聚体的个数减少. 值得注意的是, 在 BEC 极限, $\gamma = 1$, 序参量方程 (1) 即为 GP 方程, 描述的是由两个费米原子结合成的紧束缚玻色分子凝聚体的动力学行为, 所得到的数值结果, 见图 1(b), 与基

于 GP 方程得到的结果一致 [21]. 以上得到的这些反映不同超流区域特性的数值结果, 与我们前期工作中利用解析方法得到的结果一致 [7,8]. 前期工作中, 我们利用传播子方法计算了关闭组合势后, 凝聚体自由膨胀所形成的干涉条纹. 要注意的是传播子适用的前提是膨胀时不考虑相互作用. 然而对于本文, 保留谐振子势, 只撤除光晶格, 就不得不考虑原子的相互作用, 特别是在强相互作用区域, 即 BCS-BEC 渡越过程 ($-1 \leq \eta^0 \leq 1$), 传播子的方法不适用. 下一小节我们数值模拟无量纲序参量方程 (7) 来探究费米凝聚体在谐振子势中的干涉, 以及相互作用对干涉演化的影响.

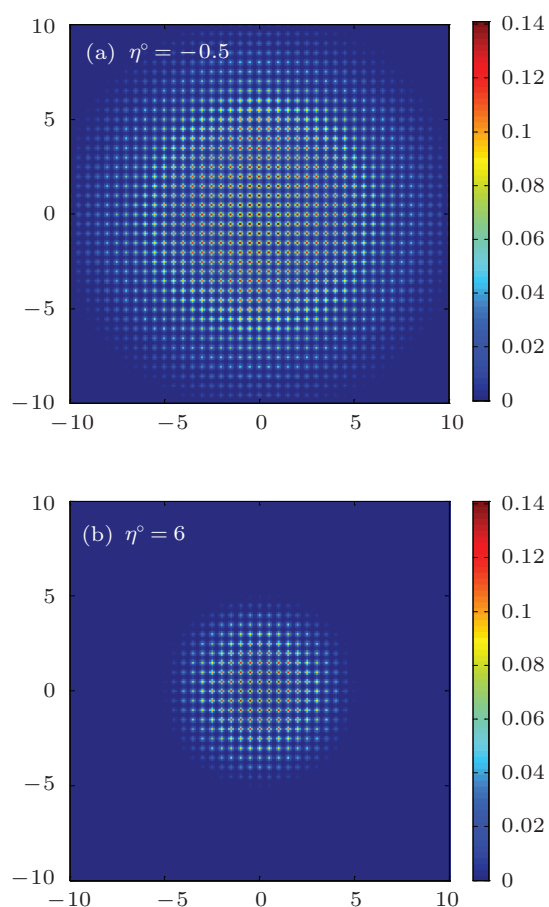


图 1 准二维超流费米气体在光晶格和谐振子势中的密度分布. 分别处在超流区域的 (a) BCS 端 ($\eta^0 = -0.5$, $\gamma = 0.6$) 和 (b) BEC 极限 ($\eta^0 = 6$, $\gamma = 1$)

3.2 干涉条纹在谐振子势中的含时演化

为了数值模拟凝聚体从光晶格中释放后, 在谐振子势中的演化. 我们将 3.1 小节中得到的组合势中的基态分布 $\psi(x, y, t = 0)$ (见图 1) 作为初始值, 代入方程 (7), 并令方程中光晶格强度 $s = 0$, 做无光晶格的含时演化. 图 2(a), (b), (c) 和 (d) 分

别对应 $t = 0.25, 0.75, 1.0,$ 和 1.4 时刻的密度分布 $n_s(x, y, t) = |\psi(x, y, t)|^2$, 其中 t 以 $1/\omega_{\perp} = 0.01$ s 为单位. 从图中可以发现, 当撤除光晶格势后, 子凝聚体从每个晶格中释放, 膨胀, 与相邻格点中的子凝聚体相互重叠, 干涉, 由于相位相干而形成清晰的干涉条纹. 形成的干涉条纹包括一个不动的中心主峰和对称分布 (x 或 y 方向上) 的两个次级边峰. 次级边峰因为具有动量, 随时间远离中心主峰, 且速度越来越慢, 边峰的宽度越来越窄, 当 $t = 1.0$, 边峰速度反向, 向中心主峰方向运动, 从而在整个演化过程 (图 2) 我们看到了边峰在谐振子势中来回振荡, 谐振子势中干涉条纹的振荡现象首先是在原子 BEC 中发现的 [9,10,11].

本文的重点是讨论强相互作用对干涉演化的影响, 这是利用解析方法所不能研究的. 从图 2 中我们可以看到干涉条纹的边峰严重变形, 从而使得干涉条纹模糊, 这是由于膨胀过程中原子间

的弹性碰撞造成的 [22]. 虽然 Adhikari 等也利用数值方法求解了 GP 方程, 得到了由原子 BEC 形成的干涉条纹在谐振子势中的演化, 但并未发现条纹中的边峰在演化时有明显的变形 [21], 这是由于 GP 方程主要描述的是零温下弱相互作用的玻色气体, 不同于我们这里的强相互作用费米气体, 图 2 显示强相互作用对演化有很明显的影响. 为了进一步分析相互作用对干涉条纹的影响, 在图 3 中我们计算了 $t = 1.0$ 时刻超流费米气体在不同超流区域的密度分布. 图 (a), (b) 和 (c) 分别对应 BCS 端 ($\eta^0 = -0.5, \gamma = 0.6$), BEC 端 ($\eta^0 = 1, \gamma = 1.0$) 和 BEC 极限 ($\eta^0 = 6, \gamma = 1.0$). 从 BCS 端到 BEC 极限, 即从强相互作用区域到弱相互作用极限, 随着原子之间相互作用变弱, 条纹清晰度增高, 边峰变形程度减弱, 边峰的速度变大. 我们所得到的在 BEC 极限 (图 3(c)) 情形下的数值结果与 Adhikari 等基于 GP 方程得到的结果一致.

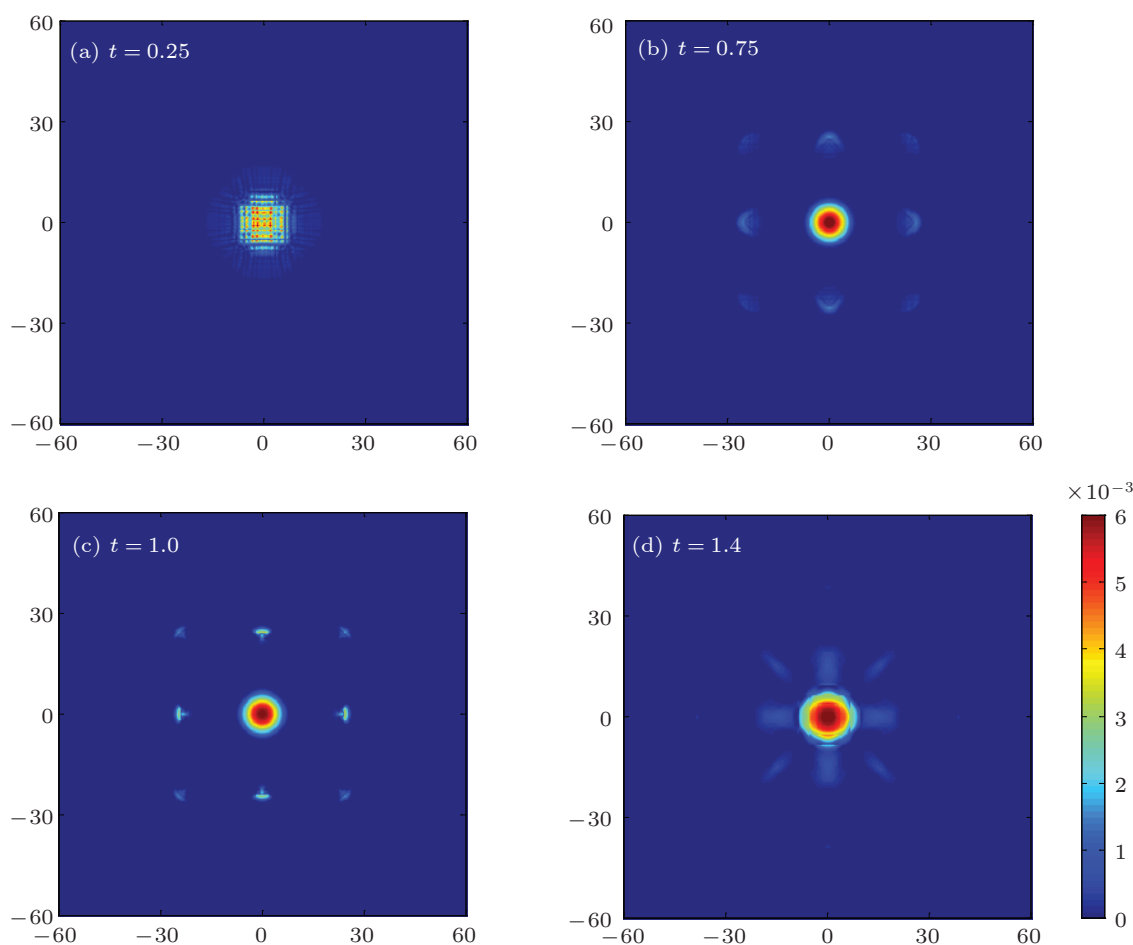


图 2 超流费米原子气体处于幺正极限 ($\eta^0 = 0, \gamma = 0.67$), 从光晶格中释放, 气体密度在谐振子势中随时间 t 的演化. (a) $t = 0.25$, (b) $t = 0.75$, (c) $t = 1.0$ 和 (d) $t = 1.4$, t 以 $1/\omega_{\perp} = 0.01$ s 为单位.

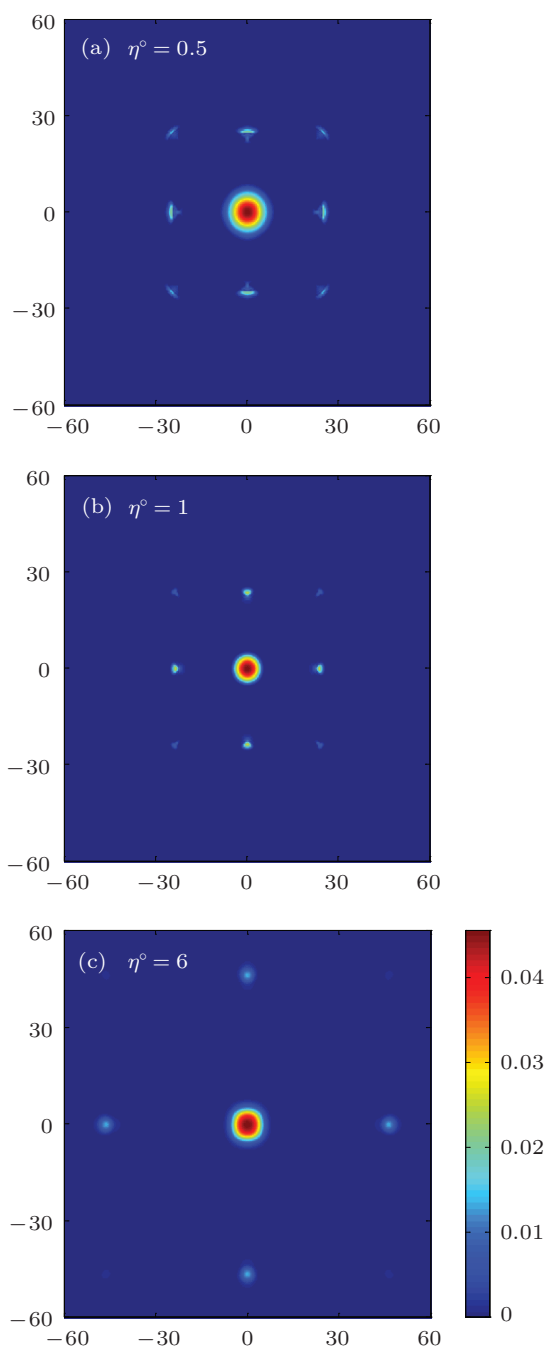


图3 超流费米气体分别处于 (a) BCS 端 ($\eta^0 = -0.5$, $\gamma = 0.6$), (b) BEC 端 ($\eta^0 = 1$, $\gamma = 1.0$) 和 (c) BEC 极限 ($\eta^0 = 6$, $\gamma = 1.0$), 从光晶格中释放后, 在谐振子势中演化 $t = 1.0$ 后的密度分布, 单位与图 2 一致

3.3 快速磁场扫描后干涉条纹的演化

快速磁场扫描技术在超流费米气体实验中起很重要作用, 也是最早利用这项技术观测到了超冷费米气体在渡越区域超流相的转变. 之后, 它又被成功地运用在观测整个 BCS-BEC 渡越过程中费米

对的凝聚, 量子化涡旋的形成, 干涉条纹的形成, 以及涡旋格子的膨胀. 快速磁场扫描技术的核心思想是, 将超冷费米气体制备在强相互作用区域, 当达到全局平衡后, 为了消除强相互作用对超流费米气体特性的影响, 在探测特性的同时借助 Feshbach 共振技术, 迅速地将体系远离强相互作用区域. Ketterle 小组就是将超冷费米气体制备在渡越区域, 关闭组合势的同时调节磁场到弱相互作用区域, 费米气体弹道膨胀, 观测到清晰的干涉条纹^[6].

为了数值模拟快速磁场扫描技术, 我们仍然将 3.1 小节中得到的基态分布 $\psi(x, y, t = 0)$ 作为初始值, 代入方程 (7), 并令方程中光晶格强度 $s = 0$, 不同于 3.2 小节, 我们将描述相互作用参数的 Q 变量置于相对应于 BEC 极限 $\eta^0 = 6$, $\gamma = 1.0$ 的值 (弱相互作用极限), 做含时计算. 图 4 显示了将超流费米气体制备在么正极限 ($\eta^0 = 0$, $\gamma = 0.67$), 经过快速磁场扫描到 BEC 极限后, 干涉条纹在谐振子势中的演化. 数值结果表明, 相比于图 2, 干涉条纹的边峰没有明显的变形; 我们可以清楚地看到整个凝聚体在谐振子势中的振荡. (a) $t = 0.65$ 次级边峰远离中心主峰, 速度越来越慢, 之后反向 (b) $t = 0.65$ 靠近主峰, 到 (c) $t = 1.8$ 干涉条纹如同 $t = 0$ 时刻, 最后到 (d) $t = 2.1$ 边峰又远离主峰.

图 4 显示超冷费米气体经快速磁场扫描技术后, 在谐振子中的干涉演化. 因为减弱了相互作用对其破坏, 所以得到的强相互作用的费米气体的干涉现象与原子 BEC 的情形非常相似. 一个很自然的问题: 是否快速磁场扫描技术破坏了气体在不同超流区域的特性, 使得我们得到的干涉条纹不能很好地分辨体系处在哪个超流区域? 为了解决这个问题, 我们计算了费米气体分别制备在不同超流区域, 在关闭光晶格的同时都经快速磁场扫描到 BEC 极限后, 在谐振子势中密度随时间的分布. 图 5(a), (b), 和 (c) 分别给出制备在 BEC 端, 么正极限和 BCS 端后, 在谐振子势演化 $t = 1.0$ 后的密度分布. 从图中可以看出, 边峰都没有变形, 虽然都是被磁场扫描到 BEC 极限, 边峰的宽度却不同, 从 BEC 端图 5(a), 经么正极限图 5(b), 再到 BCS 端图 5(c), 边峰的宽度越来越大, 即虽然在膨胀时都扫描到 BEC 极限, 但演化时仍保留了基态时的特性, 我们仍能从干涉条纹中分辨出各个超流区域, 这一结论与在实验中观测到的一致^[6].

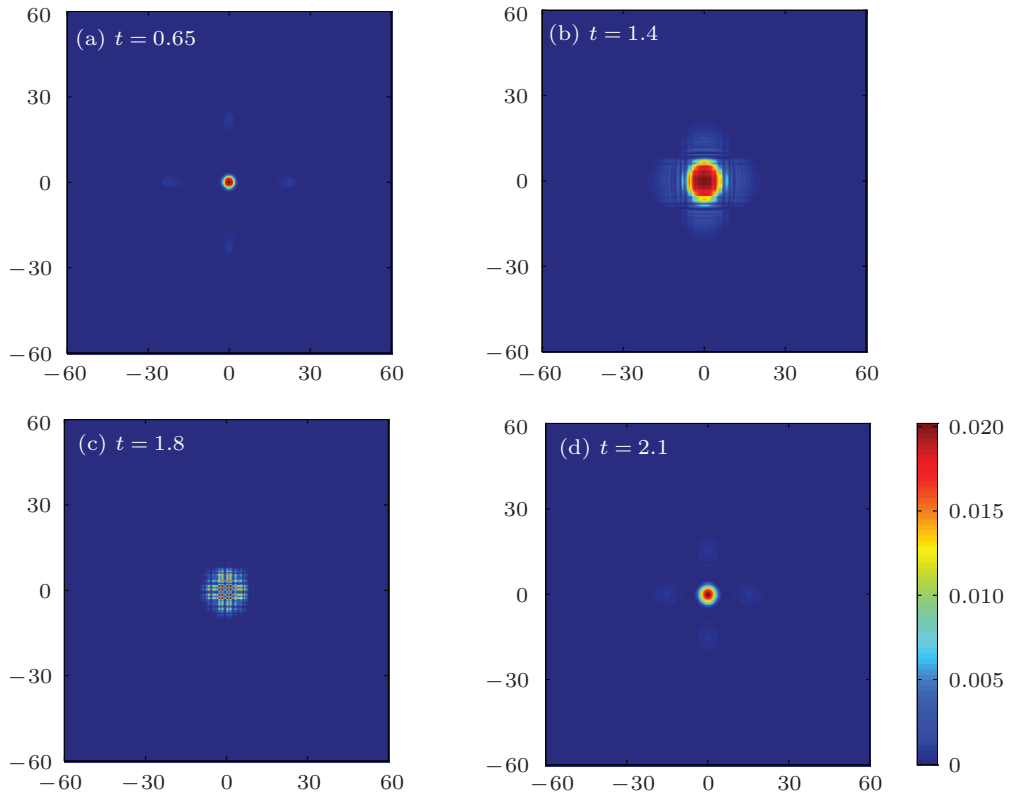


图4 超流费米气体被制备在么正极限 ($\eta^0 = 0, \gamma = 0.67$), 关闭光晶格的同时经快速磁场扫描到 BEC 极限 ($\eta^0 = 6, \gamma = 1.0$), 气体密度在谐振子势中随时间 t 的演化. (a) $t = 0.65$, (b) $t = 1.4$, (c) $t = 1.8$ 和 (d) $t = 2.1$, 单位与图 2 一致.

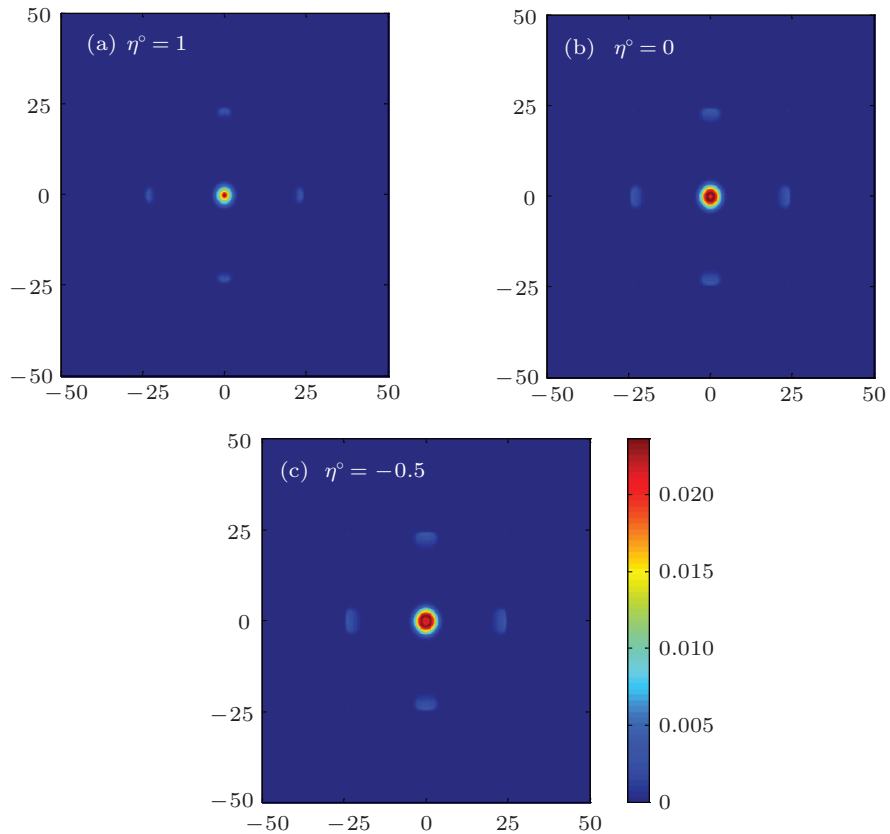


图5 超流费米气体分别制备在 (a) BEC 端 ($\eta^0 = 1, \gamma = 1.0$), (b) 么正极限 ($\eta^0 = 0, \gamma = 0.67$) 和 BCS 端 ($\eta^0 = -0.5, \gamma = 0.6$), 在关闭光晶格的同时 (a), (b) 和 (c) 都经磁场快速扫描到 BEC 极限 ($\eta^0 = 6, \gamma = 1.0$), 气体密度 $t = 1.0$ 时的分布

4 结论

我们直接数值求解了序参量方程,得到了在不同超流区域,费米气体在光晶格和谐振子势中的基态分布,以及撤除光晶格后,干涉条纹在谐振子势中的形成及演化;分析了强相互作用对干涉条纹的影响,发现从 BEC 极限到 BCS 端,相互作用越来越

越强,干涉条纹越来越模糊;为了减弱原子之间弹性碰撞对干涉条纹的影响,我们模拟了实验上采用的快速磁场扫描技术,发现经磁场扫描后干涉条纹没有明显的变形,且所形成的干涉条纹在不同超流区域有明显的不同.我们所得的结果在 BEC 极限情况与以往基于 GP 方程得到的一致,在强相互作用区域与实验观察到的一致.

-
- [1] Pitaevskii L P, Stringari S 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1215
- [2] Inouye, Andrews M R, Stenger J, Miesner H J, Stamperkurn, Ketterle W 1998 *Nature* **392** 151
- [3] Bloch I, Dalibard J, Zwirger W 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 885
- [4] Morsch O, Oberthaler M 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 179
- [5] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, Hänsch, 2002 *Nature* **415** 39
- [6] Chin J K, Miller D E, Liu Y, Stan C, Setiawan W, Sanner C, Xu K, Ketterle W 2006 *Nature* **443** 961
- [7] Wen W, Zhou Y, Huang G X 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033623
- [8] Liu S J, Wen W, Huang G X 2012 *Int. J. Mod. Phys. B* **26** 1250017
- [9] Liu S J, Xiong H W, Xu Z J, Huang G X 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **36** 2083
- [10] Xu Z J, Cheng C, Yang H S, Wu q, Xiong H W 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2835 (in Chinese) [徐志君, 程成, 杨欢耸, 武强, 熊宏伟 2004 物理学报 **53** 2835]
- [11] Müller J H, Morsch O, Cristiani M, Ciampini D, Arimondo E 2003 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt* **5** S38
- [12] Salasnich L, Manini N, Toigo F 2008 *Phys. Rev. A* **77** 043609
- [13] Salasnich L, Toigo F 2008 *Phys. Rev. A* **78** 053626
- [14] Wen W, Huang G X 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023605
- [15] Wen W, Shen S Q, Huang G X 2010 *Phys. Rev. B* **81** 014528
- [16] Xue J K, Zhang A X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 180401
- [17] Manini N, Salasnich L 2005 *Phys. Rev. A* **71** 033625
- [18] Pieri P, Strinati G C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 030401
- [19] Huang G X, Makarov V A, Velarde M G 2003 *Phys. Rev. A* **67** 023604
- [20] Orel A A, Dyke P, Delehaye M, Vale C J, Hui H, 2011 *New J. Phys.* **13** 113032
- [21] Adhikari S K, Muruganandam P 2003 *Phys. Lett. A* **310** 229
- [22] Band Y B, Trippenbach M, Burke J P, Julienne P S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5462

Evolution of interference patterns of strongly interacting Fermi gases in a harmonic trap*

Wen Wen^{1)†} Li Hui-Jun²⁾ Chen Bing-Yan¹⁾

1) (*Department of Mathematics and Physics, Hohai University, Changzhou Campus, Changzhou 213022, China*)

2) (*Institute of Nonlinear Physics, Zhejiang Normal University, Jinhua 321004, China*)

(Received 8 February 2012; revised manuscript received 6 June 2012)

Abstract

We study the evolution of the interference patterns of strongly interacting Fermi gases in a harmonic trap after removal of the optical lattice, by numerically solving the superfluid order-parameter equation. We find that for the strongly interacting Fermi gas elastic collisions during the expansion blur the interference peaks. In order to obtain a nearly ballistic expansion, the fast magnetic field ramp technique is applied in experiment. We simulate the fast magnetic field ramp process before expansions of strongly interacting Fermi gases. We find that clear interference patterns are formed, and oscillate for a long time in the harmonic trap. We also calculate the interference patterns in different superfluid regimes, which accord with the experimental observations.

Keywords: superfluid Fermi gas, fast magnetic field ramp, optical lattice, interference pattern

PACS: 03.75.Ss, 03.75.Lm, 03.75.Kk

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11105039), the fundamental Research Funds for the Central Universities of China under Grant (Grant Nos. 2012B05714, 2009B31614), and the Doctoral Foundation of Hohai University 2010.

† E-mail: wenw@hhuc.edu.cn