

超冷⁶Li 费米气体的密度涨落和亚泊松分布*

王娟 张笑天 武泽茂 邓书金† 武海斌

(华东师范大学, 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200241)

(2020年4月24日收到; 2020年5月11日收到修改稿)

本文实验测量了无相互作用下⁶Li超冷费米原子气体密度分布的空间噪声涨落. 在量子简并条件下, 研究了理想费米气体的空间原子噪声涨落和量子简并度之间的关系, 在实验上研究了泡利排斥对量子简并费米气体密度涨落的有效抑制, 实现了低温费米量子气体的亚泊松分布测量. 本文发展的原子密度噪声测量方法和测量结果在强相关多体系统的温度测量和观测不可压缩量子相的相变方面具有较大的应用前景.

关键词: 无相互作用, ⁶Li量子简并费米气体, 泡利抑制, 密度涨落

PACS: 67.85.Lm, 05.40.-a, 67.10.Jn, 67.30.hb

DOI: 10.7498/aps.69.20200603

1 引言

热力学体系的涨落特征往往携带着系统关联性质的重要信息. 在经典玻尔兹曼气体中, 原子气体的密度涨落服从泊松分布, 反映了体系的无(弱)关联性质. 当原子的热德布罗意波长接近粒子间距而进入量子简并区域时, 量子统计开始逐渐占据主导作用, 探究系统的噪声涨落成为了一种研究重离子散射碰撞^[1,2]、原子关联配对^[3-5]、相变物理^[6-8]等多体物理的重要手段.

在超冷量子体系中, 由于原子种类不同将遵循不同的量子统计规律, 超冷玻色气体服从玻色-爱因斯坦统计规律, 超冷费米气体遵循费米-狄拉克统计规律. 其中超冷费米气体由于泡利不相容原理的限制, 两个或者两个以上的费米子不能出现在相同的量子态中, 在s波散射主导时, 费米气体间弹性碰撞^[9,10]和密度涨落^[11,12]都会得到有效的抑制. 特别地, 当s波散射长度趋于无穷、费米气体进入么正区域时, 该强相互作用多体体系将展现出普适

的热力学性质^[13,14]和动力学行为^[15]. 相对地, 对于理想的玻色气体, 其原子密度的量子涨落会被加强^[16], 但是通过精确控制原子势阱的空间构型或者原子间的关联, 也可以抑制原子气体的量子涨落而获取亚泊松的密度分布^[17-20].

本文研究了无相互作用下⁶Li超冷费米气体的密度涨落, 通过多次重复测量相同实验条件下原子气体的空间分布, 分析了其原子数涨落和原子数目平均值的分布规律. 对于超冷费米气体, 原子数涨落和原子数目的平均值之间满足 $(\Delta N)^2/\langle N \rangle = nk_B T \kappa_T$ 关系^[11], 其中 n 为原子数密度, k_B 是玻尔兹曼常数, T 为原子气体温度, κ_T 是等温压缩率. 当原子气体温度较高时, $\kappa_T = 1/(nk_B T)$, 符合经典泊松涨落; 对于费米能量为 E_F 、温度接近零的理想费米气体, 等温压缩率 $\kappa_T = 3/(2nE_F)$, 对应的 $(\Delta N)^2/\langle N \rangle = 3T/(2E_F)$, 所以当费米气体温度接近零温时, 原子数涨落会大幅度被抑制. 本文采用的精密测量原子密度涨落技术可应用到热力学精确测温、单原子制备、研究多体相变物理等, 对于某些特殊极性分子的温度测量^[21]以及光晶格中

* 国家重点研发计划(批准号: 2017YFA0304201)、国家自然科学基金委重点项目(批准号: 11734008)、上海市优秀学术带头人(批准号: 17XD1401500)和上海市科技重大专项(批准号: 2019SHZDZX01-ZX04)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sjdeng@lps.ecnu.edu.cn

Mott^[22] 绝缘相变和反铁磁相变^[23] 等研究有着重要的应用价值.

2 实验装置及方法

2.1 原子的制备及成像系统

本文通过全光俘获的办法将原子制备到⁶Li 原子超精细结构态的两个基态上, 分别为 $|1\rangle$ 态和 $|2\rangle$ 态, 单一自旋上原子数目可达 10 万个, 温度 T/T_F 约为 0.3, 实验的详细装置见文献^[24,25]. 具体的做法是在弱相互作用下 (300 G ($1\text{ G} = \frac{10^3}{4\pi}\text{ A/m}$) 磁场) 进行蒸发冷却, 然后将磁场转移至无相互作用点 (528 G 磁场) 并维持一段时间, 得到量子简

并的无相互作用费米气体, 原子信息采集通过吸收成像法进行拍照获取. 由于无相互作用的费米气体具有标度不变对称性, 在自由飞行时间内原子的密度分布可以用一个简单的标量方程进行很好的描述^[26], 因此在一定飞行时间后原子气体的密度分布仍旧得以标量化维持, 从而在飞行时间后也可以准确地抽取原子气体的密度涨落信息.

本文采用的成像系统如图 1 所示, 偏振纯化后的激光光束经过一组透镜组 (F1, F2, F3) 平行入射到原子气体上, 散射的光子经过 $4f$ 系统直接成像到 EMCCD (Andor IXON DU97) 的芯片上, 整个成像系统的光学元件都进行了高增透镀膜, 尽可能抑制了反射和干涉的产生.



图 1 成像光路示意图. 其中符号的含义为 FC: 光纤耦合头, PBS: 偏振分束器, F1—F4: 透镜, OB: $5\times$ 成像物镜, CCD: 电荷耦合器件.

Fig. 1. Imaging setup for noise measurements. The meaning of each symbol: FC: Fiber Collimator, PBS: polarization beam splitter, F1—F4: lens, OB: $5\times$ imaging objective, CCD: charge coupled device.

对于与原子作用的成像光, 其光强可表示为

$$I_{\text{out}}(x, y) = I_{\text{in}}(x, y) \exp[-\sigma_0 n(x, y)], \quad (1)$$

其中 $\sigma_0 = 3^2/2$ 为吸收散射截面 (λ 为成像光波长), $n(x, y) = \int n(x, y, z) dz$ 为原子沿着共振光方向积分后的二维原子数密度分布, $I_{\text{in}}(x, y)$ 和 $I_{\text{out}}(x, y)$ 分别为与原子作用前后的成像光光强分布. 若令光密度 $OD = \sigma_0 n(x, y)$, 则 $OD = -\ln T$, 其中 $T = \frac{I_{\text{out}}(x, y)}{I_{\text{in}}(x, y)}$, 为原子对共振光的透射率. 因此, 在实验上可以通过测得 OD 量和原子的散射截面得到原子数密度的量子涨落.

2.2 光学密度的精确测量

原子光学密度测量结果的准确度与成像激光的强度有较大的依赖关系, 需要选择合适的激光光强来进行成像, 光强过弱会加大测量的误差, 而光强过强会降低原子数噪声的信噪比. 为此我们测量了不同光强下原子气体的 OD 变化, 结果如图 2 所示, 随着光强的增大, 原子 OD 逐步降低, 与真实值的偏差越来越大. 为了获取较为准确的原子气体 OD , 应该尽可能地降低成像光功率. 然而

较低的光功率下, 受空间杂散噪声、成像系统的 EMCCD 的有限增益和暗噪声等影响, 成像的质量会变得越来越差, 使得原子 OD 的测量结果波动加剧. 因此实验中通常选择 0.2 个饱和光强、 $20\text{ }\mu\text{m}$ 的曝光时间较为合适, 此时相机本身的计数波动比较满足泊松分布同时有着足够大的计数值, 有着较好的信噪比.

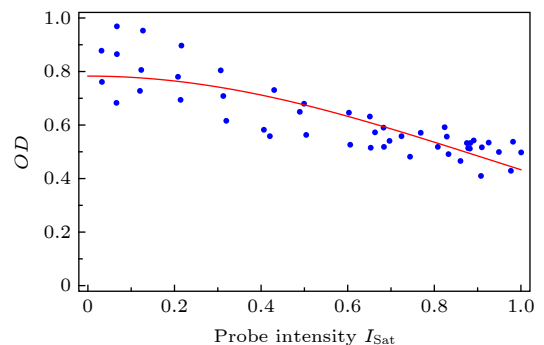


图 2 原子 OD 随成像光光强的变化关系. 蓝点为实验数据, 红线为高斯公式拟合结果

Fig. 2. The relationship between atomic OD and imaging light intensity. The blue point is the experimental data, and the red line is the fitting result of Gaussian formula.

2.3 有效散射截面的校准

在原子 OD 与原子数涨落 $(\Delta N)^2$ 的转换中, 吸收散射截面是一个关键量, 因此需要对散射截面进行校准. 高温气体符合泊松分布, $(\Delta N)^2 / \langle N \rangle = 1$, 因此若知道在原子高温时 $(\Delta OD)^2 / \langle N \rangle$ 的值, 便可知有效散射截面的大小, 实验得到的 $(\Delta N)^2 - \langle N \rangle$ 关系曲线如图 3 所示, 若对高温气体得到的数据进行拟合, 可以得到斜率为 0.55, 这告诉我们系统真实的散射截面为理论值的 55%. 而在低温情况下, 散射截面测量的结果明显偏小, 表明了泡利排斥在此时已经发挥了作用.

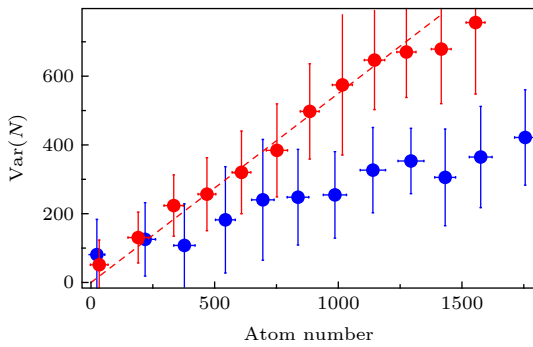


图 3 不同温度下原子数涨落 $\text{Var}(N)$ 与平均原子数 $\langle N \rangle$ 的关系. 红色为高温 $T = 0.7T_F$, 蓝色为低温 $T = 0.3T_F$, 红色虚线是对高温数据密度较低时的拟合, 斜率为 0.55, 这个数值反映了系统真实的散射截面为理论值的 55%

Fig. 3. The relationship between the fluctuation of atomic number and the average atomic number at different temperatures. Red is high temperature $T = 0.7T_F$, blue is low temperature $T = 0.3T_F$, red dotted line is the fitting of high temperature data with low density, and the slope is 0.55, which reflects that the real scattering cross section of the system is 55% of the theoretical value.

3 实验结果及分析

实验中测量到的原子气体的噪声主要包含两部分, 技术噪声和原子气体的量子涨落, 只有将测量过程中带来的技术噪声抑制到较低水平才有可能观测到准确的量子涨落. 成像系统所带来的技术噪声主要包含四个方面: 杂散背景光噪声、成像激光噪声、CCD 光子计数噪声和每次实验时原子数目的波动干扰.

其中杂散背景光噪声通过有效遮光和降低 CCD 曝光间隔可以有效抑制, 其他技术噪声可以通过在相同条件下连续拍摄原子团并对拍摄到的

原子图片进行筛选、处理来进行抑制. 主要步骤如下: 1) 位置校准: 筛选出位置波动小于 1 个像素的数据, 利用高斯拟合得到中心位置, 并以此重新处理图像, 使每幅图中原子都处于中心位置; 2) 原子数筛选: 将原子数波动大于 5% 的数据剔除; 3) 图像重组 Binning: 将相邻的像素重新拼接成一个大像素, 这相当于对图像进行滤波; 4) 光子噪声: 利用参考光得到光子噪声; 5) 残差: 对每个数据进行高斯拟合, 用原始数据减去拟合结果得到残差, 剔除残差波动大的数据; 6) 原子噪声: 求残差数据的方差, 得到系统的总噪声, 减去光子噪声即为原子噪声; 7) 滤波: 使用 4 个像素的方矩阵对原子噪声进行平均, 得到最终的结果.

按照上述方法, 我们从 150 张图片中筛选出 30 张, 比较了不同温度下原子密度与密度涨落的分布, 见图 4. 当温度较高时 ($T/T_F = 0.7$), 原子密度涨落非常明显, 但在低温时 ($T/T_F = 0.3$) 密度涨落明显得到抑制. 由于成像系统分辨率与成像光光强引起的有效散射截面减小, 所测量的不同温度下原子密度与密度涨落低于理论值^[16].

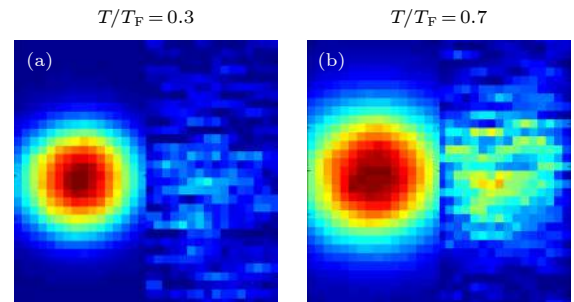


图 4 不同温度下原子密度与密度涨落的比较 (a) $T = 0.3T_F$; (b) $T = 0.7T_F$. 图中左侧为原子密度分布, 右侧为密度涨落

Fig. 4. Comparison of atomic density and density fluctuation at different temperatures: (a) $T = 0.3T_F$; (b) $T = 0.7T_F$. In figure (a) (b), the distribution of atomic density is on the left, and the density fluctuation is on the right.

将图 4 的数据沿着轴向 (纵向) 进行积分, 并校准有效散射截面, 得到原子密度和密度涨落的一维分布, 如图 5 所示. 高温时 ($T/T_F = 0.7$) 原子的密度涨落与密度分布基本一致, 这与理论相符; 但低温时 ($T/T_F = 0.3$), 原子的密度涨落分布相对于原子密度分布明显被压缩, 这是泡利排斥效应的影响.

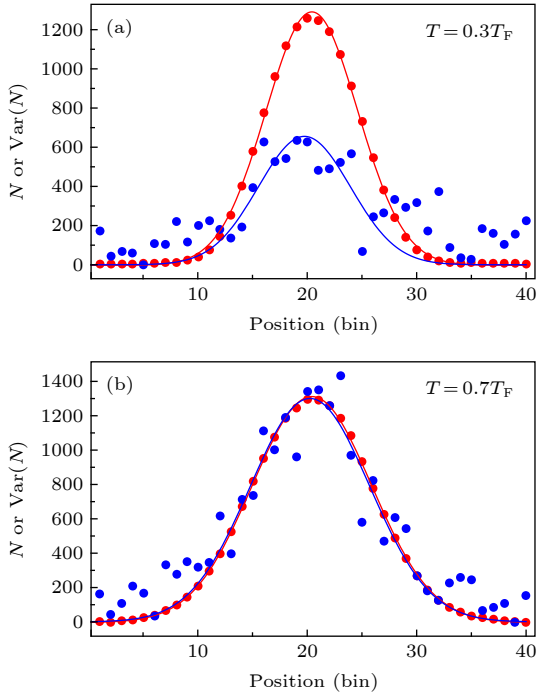


图5 不同温度下原子密度与密度涨落的空间分布. 图中红线为原子密度分布, 蓝线为密度涨落分布
Fig. 5. Spatial distribution of atomic density and density fluctuation at different temperatures. The red line is the atomic density distribution and the blue line is the density fluctuation distribution.

对于无相互作用下特定温度的费米气体, 有

$$\frac{(\Delta N)^2}{N} = \frac{f_{1/2}(z)}{f_{3/2}(z)}, \quad (2)$$

其中 $f_n(z) = -Li_n(-z)$, Li_n 为多重对数函数, 且

$$T/T_F = [-6Li_3(-z)]^{-1/3}, \quad (3)$$

由此可以模拟出 $(\Delta N)^2/N - T/T_F$ 的理论曲线, 与测量结果进行比较. 分别选取 T/T_F 为 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 测量结果如图6所示. 对于高温原子, $(\Delta N)^2/N$ 的值接近于 1, 随着原子温度降低, $(\Delta N)^2/N$ 的值逐渐变低, 这意味着原子密度噪声被进一步抑制. 其中 $T/T_F = 0.3$ 和 $T/T_F = 0.7$ 选取曝光时间 20 μs , 以 $T/T_F = 0.7$ 的数据归一化; $T/T_F = 0.5$ 和 $T/T_F = 0.9$ 选取曝光时间 30 μs , 以 $T/T_F = 0.9$ 的数据归一化. 两组数据因为曝光时间不同导致有效散射截面不同, 20 μs 时散射截面是理论值 55%, 30 μs 时为 37%. 图6中理论曲线为考虑局域密度条件下的计算结果, 与实际实验结果存在一定误差, 整个原子体系由于谐振子势阱的影响实际的噪声抑制比会有所降低.

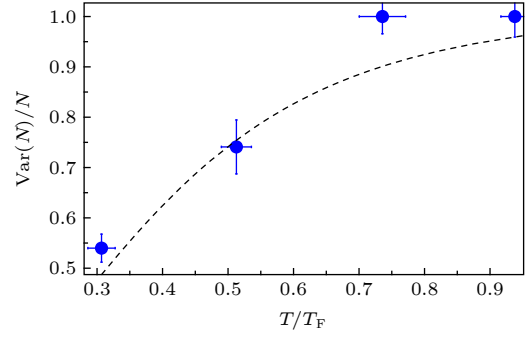


图6 密度涨落 $\text{Var}(N)/\langle N \rangle$ 随温度的变化. 其中虚线为理论计算, 蓝点为实验测量结果, 此时 $\text{BIN} = 8$
Fig. 6. Density fluctuation with temperature. The blue point is the experimental result, where $\text{BIN} = 8$ and the dotted line is the theoretical curve.

4 结论

综上所述, 本文建立了一套完整的测定原子密度噪声的方法, 通过该方法测量了在无相互作用下不同温度的 ^6Li 量子简并费米气体密度噪声的分布. 从分析的结果看出, 当费米气体温度较高时, $(\Delta N)^2/N$ 的值接近理论值 1, 而当费米气体温度接近零温时, 由于泡利排斥作用, 原子数涨落 $(\Delta N)^2$ 被抑制到泊松涨落之下, 并且这种抑制效应会随着温度的降低更加明显, 得到了较为明显的亚泊松分布的超冷费米气体. 这套方法在强相关多体系统的温度测量和观测不可压缩量子相的相变物理方面具有较大应用前景.

参考文献

- [1] Zheng H, Bonasera A 2011 *Phys. Lett. B* **696** 178
- [2] Zheng H, Giuliani G, Bonasera A 2012 *Nucl. Phys. A* **892** 43
- [3] Sanner C, Su E J, Huang W, Keshet A, Gillen J, Ketterle W 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 240404
- [4] Sanner C, Su E J, Keshet A, Huang W, Gillen J, Gommers R, Ketterle W 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 010402
- [5] Altman E, Demler E, Lukin M D 2004 *Phys. Rev. A* **70** 013603
- [6] Bruun G M, Syljuåsen O F, Pedersen K G L, Andersen B M, Demler E, Sørensen A S 2009 *Phys. Rev. A* **80** 033622
- [7] Singh V P, Mathey L 2014 *Phys. Rev. A* **89** 053612
- [8] Guarrera V, Fabbri N, Fallani L, Fort C, Stam V D, Inguscio M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 250403
- [9] Petrov D S, Salomon C, Shlyapnikov G V 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 090404
- [10] DeMarco B, Papp B S, Jin D S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5409
- [11] Sanner C, Su E J, Keshet A, Gommers R, Shin Y, Huang W, Ketterle W 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 040402
- [12] Müller T, Zimmermann B, Meineke J, Brantut J, Esslinger T, Moritz H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 040401
- [13] Chen X W, Liu Z Q, Kong X M 2014 *Chin. Phys. B* **23**

- 026701
- [14] Yuan D Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 180302 (in Chinese) [袁都奇 2016 物理学报 **65** 180302]
- [15] Diao P P, Deng S J, Li F, Wu H B 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 046702 (in Chinese) [刁鹏鹏, 邓书金, 李芳, 武海斌 2019 物理学报 **68** 046702]
- [16] Esteve J, Trebbia J B, Schumm T, Aspect A, Westbrook C I, Bouchoule I 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 130403
- [17] Armijo J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 225306
- [18] Whitlock S, Ockeloen C F, Spreeuw R J C 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 120402
- [19] Esteve J, Gross C, Weller A, Giovanazzi S, Oberthaler M K 2008 *Nature* **455** 1216
- [20] Itah A, Veksler H, Lahav O, Blumkin A, Moreno C, Gordon C, Steinhauer J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 113001
- [21] Tobias W G, Matsuda K, Valtolina G, Marco L D, Li J, Ye J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 033401
- [22] Jördens R, Strohmaier N, Günter K, Moritz H, Esslinger T 2008 *Nature* **455** 204
- [23] Werner F, Parcollet O, Georges A, Hassan S R 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 056401
- [24] Deng S, Diao P, Yu Q, Wu H 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 052401
- [25] Deng S, Shi Z, Diao P, Yu Q, Zhai H, Qi R, Wu H 2016 *Science* **353** 371
- [26] Bruun M, Clark C W 2000 *Phys. Rev. A* **61** 061601(R)

Density fluctuations and sub-Poisson distribution in the ultracold Fermi gas of ${}^6\text{Li}^*$

Wang Juan Zhang Xiao-Tian Wu Ze-Mao Deng Shu-Jin[†] Wu Hai-Bin

(State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200241, China)

(Received 24 April 2020; revised manuscript received 11 May 2020)

Abstract

In this paper, we study the spatial noise fluctuations of the density distribution of non-interacting ${}^6\text{Li}$ ultracold Fermi gases. For ideal ultracold Fermi gases, the Fermi-Dirac statistics governs its quantum distribution. The suppression of density fluctuations at low temperature, due to Pauli exclusion principle, is observed in a large cloud of fermions. To clearly reveal the density noise fluctuations of the ideal Fermi gases, other noises, such as the background noise, imaging laser noise, CCD photon counting noise, are greatly suppressed. The noise fluctuation shows a sub-Poissonian statistics in excess of 10,000 atoms per spin state. The dependence of the spatial atom noise fluctuation on the quantum degeneracy is also investigated by changing the temperature of the degenerated Fermi gases. The Fermi gases with lower temperature exhibit larger suppression of the noise fluctuations. The results may have great applications in measuring the temperature of strongly correlated many-body physics and observing the phase transition of incompressible quantum phases.

Keywords: ideal Fermi gas, ${}^6\text{Li}$ quantum degenerate Fermi gas, Pauli suppression, density fluctuations

PACS: 67.85.Lm, 05.40.-a, 67.10.Jn, 67.30.hb

DOI: 10.7498/aps.69.20200603

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0304201), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11734008), the Excellent Leaders of Disciplines in Science of Shanghai, China (Grant No. 17XD1401500), and the Major Scientific and Technological Projects of Shanghai, China (Grant No. 2019SHZDZX01-ZX04).

† Corresponding author. E-mail: sjdeng@lps.ecnu.edu.cn