

非厄米耗散对超流态的双重调控机制：促进 BCS 与抑制有限动量 *

周黎红^{1)2)†}

1) 量子科技研究院，上海大学，上海

2) 物理系理学院，上海大学，上海

摘 要

非厄米量子多体物理是当前物理学的前沿热点，其中冷原子体系为探索非厄米多体效应提供了理想的实验平台。本文基于非厄米平均场理论，研究了具有单体耗散的二维自旋-轨道耦合费米气体，系统分析了质心动量为零（BCS 态）与非零（有限动量态）条件下的超流特性。研究发现，单体耗散对超流态具有显著的双重调控作用：一方面，它能有效促进常规的 BCS 超流，表现为序参量增大及能量差降低；另一方面，它显著抑制了有限动量超流态的形成。进一步分析表明，这种抑制效应源于非厄米耗散破坏了由实塞曼场诱导的费米面不对称性，从而驱动系统趋向于对称的 BCS 超流态。本工作揭示了非厄米耗散在超流调控中的关键作用，为理解开放量子多体系统中的新奇物理提供了新视角。

关键词：单体耗散，自旋-轨道耦合，BCS 超流，有限动量配对，双重调控

* 上海科技创新行动计划（批准号：24LZ1400800）和微纳工程科学全国重点实验室开放基金（批准号：MES202605）资助的课题。

† 通讯作者：lihongzh@shu.edu.cn

1 引言

真实量子系统不可避免地与环境发生粒子或能量的交换，这类耗散或开放体系的动力学问题通常利用林德布拉德 (Lindblad) 主方程进行描述^[1]，并在短时演化下等效为非厄米有效哈密顿量。近年来，开放量子系统已在光子晶体、声学超构材料、微波腔及等离子波导等多种实验平台上得到深入研究^[2, 3]。然而，现有的实验研究大多局限于单粒子物理范畴，对于量子多体系统的探索仍显不足。鉴于粒子间相互作用在多体物理中的核心地位，寻找能够精确操控多体效应的平台至关重要。冷原子体系凭借其高度的可调控性，为

研究开放量子多体系统提供了理想的平台。在超冷原子系统中，非厄米势对应于粒子的耗散过程，实验上已成功利用电子束或激光束实现了单体耗散^[4-8]及两体耗散^[9-12]。

目前，关于耗散体系的理论与实验研究已相当丰富。在少体物理研究中，理论预测两体耗散会诱导复数相互作用，进而修正三体埃菲莫夫 (Efimov) 效应的标度律^[13]，而单体耗散则被发现能促进分子态的形成或增强分子束缚能^[14, 15]，并导致费米海中极化子的新奇行为^[16, 17]，趋肤效应^[18, 19]。在多体物理研究中，两体耗散可产生正向反馈，如实验中观测到的量子芝诺效应^[9, 10]，以及超流态的可重

复进入现象^[20–23]，新奇物理^[24–26]。然而，单体耗散的多体物理多集中于玻色体系^[27–29]，单体非厄米势对费米体系多体物性的调控机制仍鲜少被讨论。由于费米体系的多体物理是凝聚态物理量子模拟的关键，寻找超流态的有效调控手段及探索新奇物态机制显得尤为重要。特别是针对有限动量超流态（Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov FFLO），其通常依赖于自旋极化或时间反演对称性破缺，例如在自旋轨道耦合^[30–33]或三组分体系^[34]中实现，其与非厄米耗散的相互作用机制亟待阐明。

鉴于此，非厄米势作为调控开放量子多体系统超流态的重要手段，其具体机理成为本工作的研究重点。基于一维自旋轨道耦合费米气体模型，本文引入单体耗散，利用非厄米平均场理论，系统地研究了零动量与非零动量配对下超流态所受的非厄米调控效应。

2 物理模型

我们考虑一个带有自旋-轨道耦合的两组分二维费米系统，并带有面内和面外的塞曼场，对于单粒子耗散情况，根据开放系统的运动主方程

$$\begin{aligned} \hbar \frac{d\rho}{dt} = & -i[H, \rho] + \frac{1}{2}\Gamma \int d\mathbf{r} [2L(\mathbf{r})\rho L^\dagger(\mathbf{r}) - \\ & L^\dagger(\mathbf{r})L(\mathbf{r})\rho - \rho L^\dagger(\mathbf{r})L(\mathbf{r})] \\ = & -i(H_{eff}\rho + \rho H_{eff}) + \Gamma \int d\mathbf{r} L(\mathbf{r})\rho L^\dagger(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (1)$$

其中林德巴拉德算符 $L(\mathbf{r}) = \psi(\mathbf{r})$ 代表耗散率为 Γ 的单体耗散。含有量子跳跃项 $\Gamma \int d\mathbf{r} L(\mathbf{r})\rho L^\dagger(\mathbf{r})$ 的主方程用来描述体系的整个动力学运动，但是当考虑短的时间尺度范围 $t \ll 1/\Gamma$ ，量子跳跃项可以忽略，有

效哈密顿量可以很好的描述系统的物理特性^[20, 21]。

有效哈密顿量为（采用 $\hbar = 1$ ）

$$\begin{aligned} H_{eff} = & \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \xi_{\mathbf{k}, \sigma} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\sigma} + h_x \sum_{\mathbf{k}} (c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{\mathbf{k}\downarrow} + h.c.) \\ & + \frac{U}{S} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}' \mathbf{Q}} c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{\mathbf{Q}-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger c_{\mathbf{Q}-\mathbf{k}'\downarrow} c_{\mathbf{k}'\uparrow} \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger (c_{\mathbf{k}\sigma})$ 是自旋为 $\sigma = (\uparrow, \downarrow)$ 的费米子产生（湮灭）算符，能量 $\xi_{\mathbf{k}, \uparrow} = \xi_{\mathbf{k}} \pm \alpha K_x \mp h_z$ ，其中 $\xi_{\mathbf{k}} = \epsilon_{\mathbf{k}} - \mu$ ， $\epsilon_{\mathbf{k}} = \frac{k^2}{2m}$ ， m 是原子的质量， μ 是化学势， α 是自旋-轨道耦合强度， h_x 和 h_z 表示面内和面外塞曼场，分别正比于拉比频率和双光子失谐，其中当 h_z 为虚数值时对应单体耗散引起的虚磁场。 S 是二维体系的体积， $\mathbf{Q}$ 是质心动量。裸的 s 波相互作用系数 U 在二维体系表示为 $\frac{1}{U} = -\frac{1}{S} \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{E_b + 2\epsilon_{\mathbf{k}}}$ ，其中 E_b 是无自旋-轨道耦合情况的两体结合能量。在本文中我们采用塞曼场 h_x 作为能量单位， $h_x = \hbar^2 k_h^2 / (2m)$ ， k_h 是动量单位。

我们首先分析一下该物理模型的单粒子物理特性。自旋-轨道耦合使简并的能带发生动量依赖的劈裂，对应的螺旋分支的单粒子色散关系为： $\xi_{\mathbf{k}\pm} = \epsilon_{\mathbf{k}} \pm \sqrt{(\alpha k_x - h_z)^2 + h_x^2}$ 。当 h_z 为虚磁场时，在 $k_x = 0$ 处，若 $|h_z|/h_x < 1$ ，则能谱为实数；否则能谱变为复数。图 1 展示了在 $k_y = 0$ 时，沿 k_x 方向的单粒子色散关系。其中，图 1(a) 对应 h_z 为实塞曼场的情况（正比于双光子失谐）。可以观察到，有限的 h_z 会引起下螺旋分支的不对称性，导致费米面形变，从而诱导出如有限动量超流态等新颖量子态。同时，上分支能带最小位置处的两能带能隙随磁场强度增加而增大。然而，在 h_z 为虚塞曼场情况下（图 1(b)-(c)），单粒子色散关系表现出不同的特征：能谱的

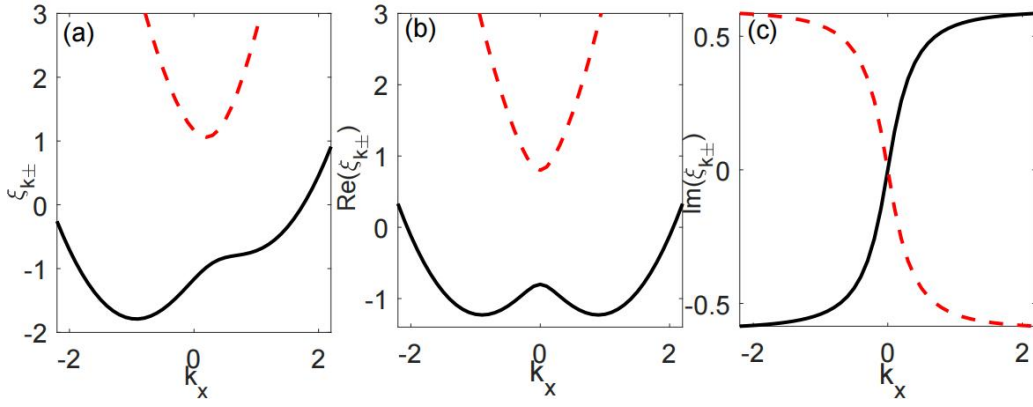


图 1 $k_y = 0$ 的单粒子色散关系，对应 (a) h_z 为实塞曼场，(b) - (c) 虚塞曼场情况，分别对应单粒子谱的实部和虚部。对于所有情况 $|h_z|/h_x = 0.6$ ，其他固定参数 $\alpha k_h/h_x = 2$ ， $E_b/h_x = 0.4$ 。

Fig. 1 The single-particle dispersion at $k_y/k_h = 0$: (a) h_z is real Zeeman field; (b)–(c) imaginary Zeeman field, corresponding respectively to the real and imaginary parts of the spectrum. For all panels, $|h_z|/h_x = 0.6$, the other parameters are $\alpha k_h/h_x = 2$, $E_b/h_x = 0.4$.

实部下分支能带具有对称性（图 1(b)），并且 $k_x = 0$ 处， $|h_z|/h_x < 1$ 时的能隙正比于 $\sqrt{h_x^2 - |h_z|^2}$ ，表现为虚塞曼场的增大会减小单粒子谱的能隙，但是最小值的位置不受塞曼场的虚实影响。另外能谱具有有限的虚部（图 1(c)），展现了非厄米特性。

2.1 多体物理

基于平均场理论框架，我们针对多体系统进行研究，其中超流配对序参量表示为：

$$\begin{aligned}\Delta_{\mathbf{Q}} &= -\frac{U}{S} \sum_{\mathbf{k}} L \langle c_{\mathbf{Q}-\mathbf{k}\downarrow} c_{\mathbf{k}\uparrow} \rangle_R, \\ \tilde{\Delta}_{\mathbf{Q}} &= -\frac{U}{S} \sum_{\mathbf{k}} L \langle c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{\mathbf{Q}-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger \rangle_R.\end{aligned}\quad (3)$$

$|E_n\rangle_{R(L)}$ 分别对应哈密顿量 H 的右(左)本征态，对应本征值 $E_n(E_n^*)$ ，定义式为 $H|E_n\rangle_R = E_n|E_n\rangle_R$ ， $H^\dagger|E_n\rangle_L = E_n|E_n^*\rangle_L$ 。对于 h_z 为实数塞曼场（厄米体系）的情况，体系的哈密顿量的左右本征态及本征值都满足相等关系，序参量 $\tilde{\Delta}_{\mathbf{Q}} = \Delta_{\mathbf{Q}}^*$ 。但是虚磁场情况对应的非厄米体系满足 $|E_n\rangle_R \neq |E_n\rangle_L$ 关系，导致序参量 $\Delta_{\mathbf{Q}}$ 和 $\tilde{\Delta}_{\mathbf{Q}}$ 彼此不满足复共轭关系。

南部基 $\Psi_{\mathbf{k}} = (c_{\mathbf{k}\uparrow}, c_{\mathbf{k}\downarrow}, c_{\mathbf{Q}-\mathbf{k}\uparrow}^\dagger, c_{\mathbf{Q}-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger)^T$ 表示下的平均场哈密顿量可以写成

$$H_{mf} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} (\Psi_{\mathbf{k}}^\dagger H_{\mathbf{k}} \Psi_{\mathbf{k}} + \xi_{\mathbf{Q}-\mathbf{k}\uparrow} + \xi_{\mathbf{Q}-\mathbf{k}\downarrow}) - \frac{\Delta_{\mathbf{Q}} \tilde{\Delta}_{\mathbf{Q}}}{U} \quad (4)$$

这里忽略质心动量求和，是由于不同质心动量 $\mathbf{Q}$ 的配对涨落互不混合，平均场理论是选择最优单通道 $\mathbf{Q}$ ，直接忽略其他所有通道的求和。

其中对应的玻戈留玻夫哈密顿量矩阵为

$$H_{\mathbf{k}} = \begin{pmatrix} \xi_{\mathbf{k}\uparrow} & h_x & 0 & \Delta_{\mathbf{Q}} \\ h_x & \xi_{\mathbf{k}\downarrow} & -\Delta_{\mathbf{Q}} & 0 \\ 0 & -\tilde{\Delta}_{\mathbf{Q}} & -\xi_{\mathbf{Q}-\mathbf{k}\uparrow} & h_x \\ \tilde{\Delta}_{\mathbf{Q}} & 0 & h_x & -\xi_{\mathbf{Q}-\mathbf{k}\downarrow} \end{pmatrix} \quad (5)$$

对于实磁场或虚磁场情况，我们可以分别通过选择一个合适的规范变换满足 $\Delta_{\mathbf{Q}} = \tilde{\Delta}_{\mathbf{Q}} = \Delta$ 。对于零温极限下的热力学势可以表示为

$$\Omega = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\nu=1}^4 \theta(-\text{Re}(E_{\mathbf{k}\nu})) E_{\mathbf{k}\nu} + \sum_{\mathbf{k}} \xi_{\mathbf{Q}-\mathbf{k}} - \frac{\Delta^2}{U} \quad (6)$$

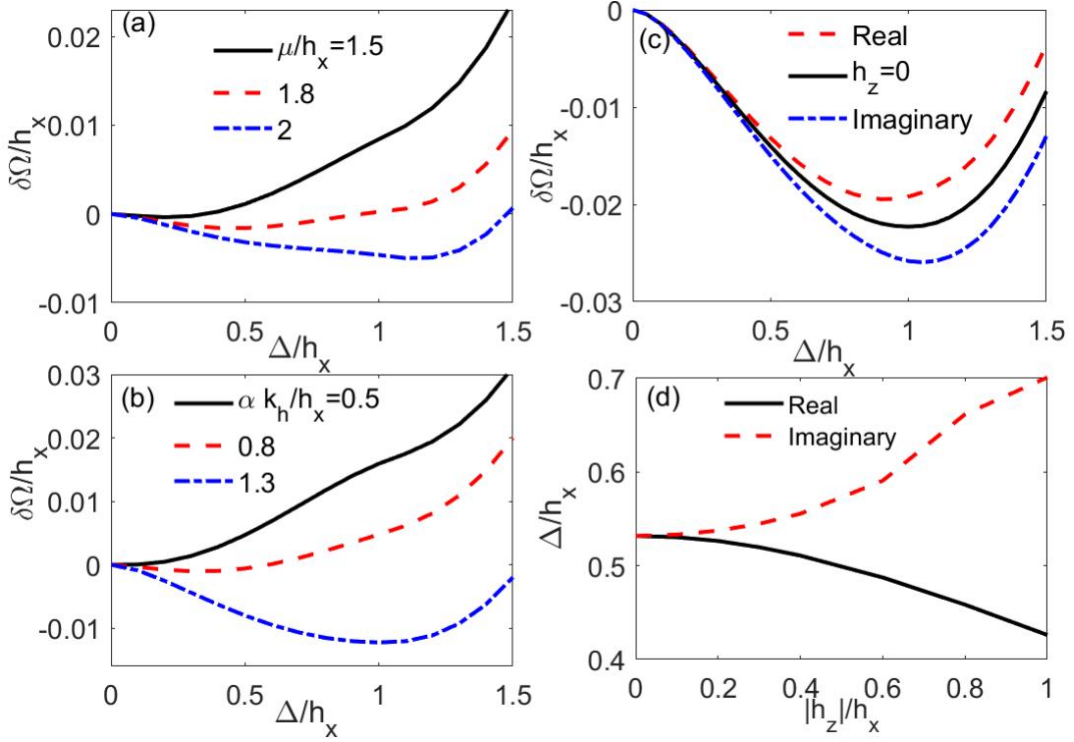


图 2 热力学势的能量差 $\delta\Omega$ 随序参量 Δ 的变化曲线: (a) 对应化学势 $\mu/h_x = 1.5$ (实线), $\mu/h_x = 1.8$ (虚线), $\mu/h_x = 2$ (虚-点线), 对于所有情况 $\alpha k_h/h_x = 0.7$ 。 (b) 对应的自旋-轨道耦合强度 $\alpha k_h/h_x = 0.5$ (实线), $\alpha k_h/h_x = 0.8$ (虚线), $\alpha k_h/h_x = 1.3$ (虚-点线), 对于所有情况 $\mu/h_x = 1.5$ 。其他固定参数 $E_b/h_x = 0.4, h_z/h_x = 0.2$ 。 (c) 无面外塞曼场情况 $h_z/h_x = 0$ (实线), 与之对比存在塞曼场情况 $|h_z|/h_x = 0.5$, 实塞曼场情况 (虚线), 虚塞曼场情况 (虚-点线)。 (d) 序参量 Δ 随塞曼场强度模 $|h_z|$ 的变化曲线, 实塞曼场情况 (实线), 虚塞曼场情况 (虚线), 其他参数 $\mu/h_x = 0, \alpha k_h/h_x = 2.5, E_b/h_x = 0.4$ 。

Fig. 2 Thermodynamic potential difference $\delta\Omega$ as a function of order parameter Δ : (a) the corresponding chemical potential $\mu/h_x = 1.5$ (solid line), $\mu/h_x = 1.8$ (dashed line), $\mu/h_x = 2$ (dashed-dot line), for all cases $\alpha k_h/h_x = 0.7$. (b) Corresponding spin-orbit coupling strength $\alpha k_h/h_x = 0.5$ (solid line), $\alpha k_h/h_x = 0.8$ (dashed line), $\alpha k_h/h_x = 1.3$ (dashed-dot line), for all cases $\mu/h_x = 1.5$. The other fixed parameters $E_b/h_x = 0.4, h_z/h_x = 0.2$. (c) Without Zeeman field $h_z/h_x = 0$ (solid line), comparing with $|h_z|/h_x = 0.5$, real Zeeman field (dashed line), imaginary Zeeman field (dashed-dot line). (d) Order parameter Δ as functions of Zeeman field strength $|h_z|$, real Zeeman field (dashed line), imaginary Zeeman field (dashed-dot line), the other parameters $\mu/h_x = 0, \alpha k_h/h_x = 2.5, E_b/h_x = 0.4$.

其中 $E_{\mathbf{k}\nu}$ 是哈密顿量矩阵 $H_{\mathbf{k}}$ 的本征值, $\theta(x)$ 表示阶跃函数。当给定化学势, 体系的基态可以通过求解热力学势 Ω 关于序参量 Δ 和质心动量 $\mathbf{Q}$ 的最小值。对于非厄米情况, 我们研究系统的有效基态, 通过热力学势的实部的最小值判断体系的基态^[35, 36], 热力学势的虚部主要代表系统的衰减特性。

为了更好的判断体系的物理相图, 在本文中我们定义了超流态和正常态间能量差 $\delta\Omega = \Omega(\Delta) - \Omega(0)$, 序参量为零时系统的基态是稳定的正常态 (N); 有限值序参量和 $\delta\Omega < 0$, 表明系统基态处于超流态 (SF)。本文虚塞曼场存在情况体系的热力学势能量也为实数。

2.2 质心动量为零情况

对于多体物理的研究，质心动量为零 $Q = 0$ 的超流态对应于体系的全局或局域极小值，这为定性理解和研究多体超流的物理性质提供了基础。

图 2 (a-b) 展示了在给定塞曼场强度 h_z 下，能量差 $\delta\Omega$ 随配对序参量 Δ 的变化曲线，分别对应不同的化学势 μ (图 2 (a)) 和自旋-轨道耦合强度 α (图 2 (b))。从图 2(a) 可见，当其他参数固定时，随着化学势的增大，热力学势的极小值位置从序参量 $\Delta = 0$ 移向非零的有限值，这标志着系统发生了从正常态到超流态的相变。其物理机制在于：化学势的增加提升了费米能级附近的态密度，从而增强了粒子间的有效吸引，促进了配对态的形成。在图 2(b) 中，调节自旋-轨道耦合强度同样能调控热力学势的极小值位置，增强自旋-轨道耦合强度亦能诱导从正常态到超流态的转变。这主要归因于自旋-轨道耦合引起的自旋动量锁定效应：自旋-轨道耦合打破了单粒子能谱的自旋简并，使准粒子能带在动量空间发生劈裂，并赋予每个动量态确定的自旋纹理，从而为费米子配对提供了更多的通道，增加配对的可能性。

本文的研究重点在于分析虚塞曼场对多体物理的影响。图 2(c) 中展示了在不同塞曼场强度 h_z 下，能量差 $\delta\Omega$ 随配对序参量 Δ 的变化曲线。其中，实线代表实塞曼场，虚点线代表虚塞曼场情况。通过对比 $h_z = 0$ 时热力学势最小值所对应的序参量 Δ ，我们发现：场会削弱基态的序参量，而虚塞曼场则能使序参量向更大的值移动，并对应更低的热力学势。这表明虚塞曼场能够有效促进并增强超流态。为进一步直观展示塞曼场对超流态

的调控作用，图 2 (d) 中描绘了配对序参量 Δ 随塞曼场强度模长 $|h_z|$ 的演化规律 (实线：实塞曼场，虚线：虚塞曼场)。可以清晰地观察到，随着塞曼场强度的增大，实塞曼场会导致配对能隙逐渐减小；反之，虚塞曼场则会进一步促进超流配对序参量的增大。

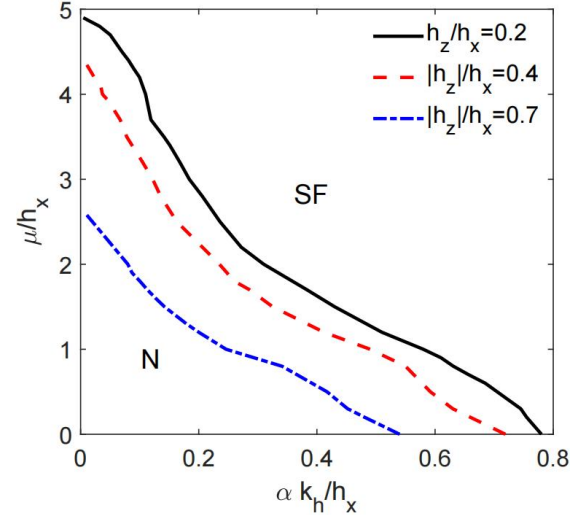


图 3 自旋-轨道耦合与化学势平面 (α, μ) 的相图，其中 N 代表正常态，SF 表示超流态。曲线对应相边界，对应的参数实塞曼场 $h_z/h_x = 0.2$ (实线)，虚磁场情况 $|h_z|/h_x = 0.4$ (虚线)， $|h_z|/h_x = 0.7$ (虚点线)。其他参数值 $E_b/h_x = 0.4$ 。

Fig. 3 Phase diagram in (α, μ) plane, where N represents normal state, SF is superfluid state. the curve corresponds to the phase boundary, parameter with real Zeeman field $h_z/h_x = 0.2$ (solid line), imaginary Zeeman field $|h_z|/h_x = 0.4$ (dashed line), $|h_z|/h_x = 0.7$ (dashed-dot line). The other parameters $E_b/h_x = 0.4$.

虚塞曼场对零动量超流态的增强机制，可由单粒子能谱 (图 1(b)) 清晰阐明：虚场通过降低单粒子激发谱的最小能隙，削弱了对准粒子激发的能量抑制，从而延长了库珀对的空间相干尺度；这一相干性的提升，最终转化为超流密度和配对序参量的共同增强。

在图 3 中我们展示了不同塞曼场强度 h_z

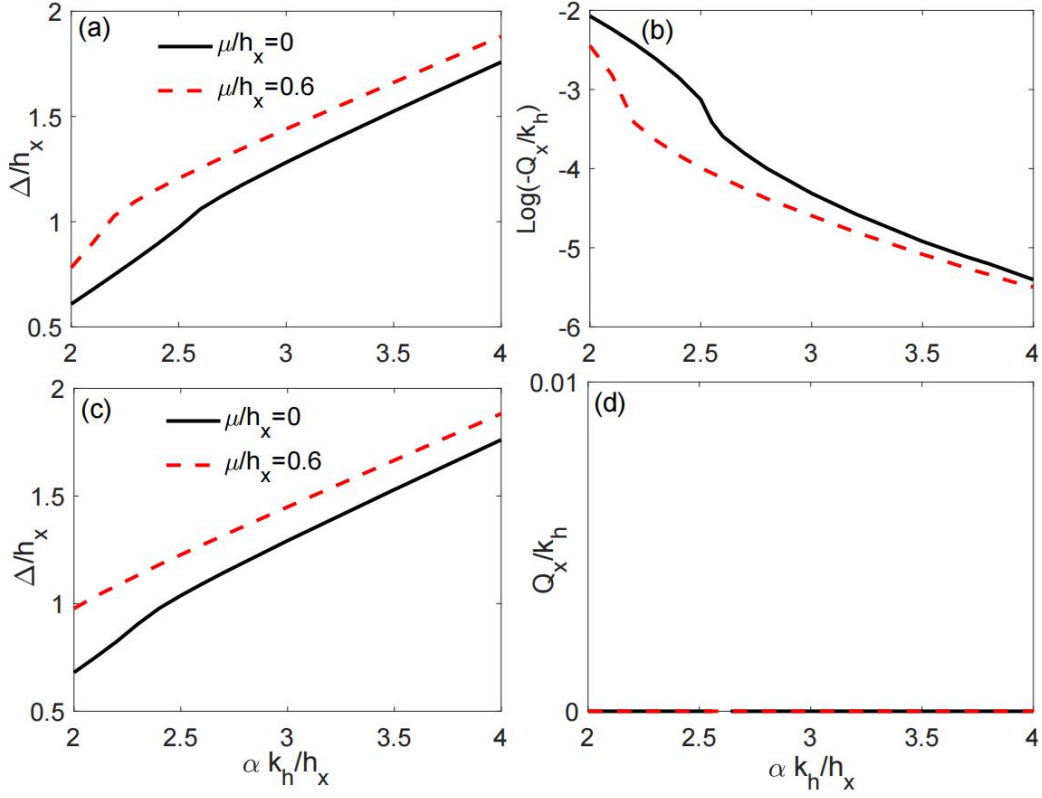


图 4 实塞曼场 ($h_z/h_x = 0.2$) 情况的 (a) 配对序参量 Δ 和 (b) 质心动量的对数 $\log(-Q_x)$ 随自旋-轨道耦合的变化曲线：对应不同化学势 $\mu/h_x = 0$ (实线), $\mu/h_x = 0.6$ (虚线)。虚塞曼场情况 $|h_z|/h_x = 0.4$ (c) 配对序参量 Δ 和 (d) 质心动量 Q_x 随自旋轨道耦合的变化曲线。对于所有情况 $E_b/h_x = 0.4$ 。

Fig. 4 Real Zeeman field $h_z/h_x = 0.2$ with (a) pairing order parameter Δ and (b) center-of-mass momentum $\log(-Q_x)$ as functions of spin-orbit coupling strength α , with different chemical potential $\mu/h_x = 0$ (solid line), $\mu/h_x = 0.6$ (dashed line). Imaginary Zeeman field $|h_z|/h_x = 0.4$ with (c) pairing order parameter Δ and (d) center-of-mass momentum Q_x as functions of spin-orbit coupling strength α , for all cases $E_b/h_x = 0.4$.

下，自旋-轨道耦合强度和化学势 (α, μ) 平面内的基态相图。从图中我们可以观察到固定化学势调节自旋-轨道耦合强度，使体系发生正常态 (N) 到费米超流态 (SF) 的相变，同样调节化学势可以促进相变的出现。对比实塞曼场下的相变边界 (黑色实线) 可以发现，引入虚塞曼场显著缩小了正常态的区域。这意味着在虚场作用下，系统仅需更小的自旋-轨道耦合强度或化学势即可跨越相变临界点进入超流态，这充分体现了非厄米耗散对超流相变的正向反馈作用。特别地，由于该效应允许在更低的化学势下实现超流，这预示着

实验中可以利用更低的原子密度来制备 BCS 超流态，从而为冷原子实验提供了重要的理论指导。

2.3 质心动量非零情况

沿 x 轴方向的费米面不对称性可能导致热力学势的局域极小值向有限质心动量 Q_x 方向移动。本节重点研究非厄米势对这种有限动量配对态的调控作用。在图 4 中，我们对分析了实塞曼场与虚塞曼场下系统的基态配对序参量 Δ 及质心动量 Q_x 的变化曲线。图 4 (a) 和 4 (c) 显示，序参量 Δ 随自旋-

轨道耦合强度 α 的增大而增强，这体现了自旋-轨道耦对超流态的促进作用。进一步对比图 4 (a) 和 4 (c) 可见，在相同的参数条件（相同的化学势及横轴变量）下，虚塞曼场对应的序参量值显著更大，这有力地证明了虚塞曼场相较于实塞曼场具有更强的超流增强效应。

图 4 (b) 展示了实塞曼场下基态质心动量 Q_x 的变化曲线。图中 $Q_x \neq 0$ 的有限值区间表明，系统的基态是有限动量 FFLO 态。其物理机制源于面外实塞曼场诱导的自旋-轨道耦合效应：该场破坏了费米面的空间对称性，使得自旋单重态配对必须携带有限的质心动量以实现能量最优，这体现了自旋-轨道耦合与塞曼场的协同作用。此外，化学势 μ 的增大导致质心动量绝对值 $|Q_x|$ 的减小，这是因为更高的费米能级使得费米面处不同自旋态的动量失配程度降低，从而减弱了对有限动量配对的需求。相反，图 4 (d) 显示虚塞曼场下的基态质心动量恒为零 $Q_x = 0$ ，对应传统的 BCS 超流态。从单粒子能谱分析可知，单体耗散（虚塞曼场）破坏了能谱实部的不对称性，使得动量 $-\mathbf{k}$ 和 $\mathbf{k}$ 处的粒子更倾向于配对，从而抑制了有限动量超流态的出现，将系统锁定在均匀的 BCS 相。

3 总结

本文基于非厄米平均场理论，系统研究了二维自旋-轨道耦合费米体系中，由单体耗散等效产生的虚磁场所扮演的关键调控角色。通过与实塞曼场的深入对比，我们揭示了两截然不同的物理机制：实塞曼场通过打破自旋简并度，诱导出显著的费米面不对称性，从而为有限动量超流态（FFLO 态）的

涌现提供了必要条件；相反，虚塞曼场（即非厄米耗散）展现出一种独特的双重调控效应。它不仅通过降低系统总能量来促进常规 BCS 超流态的形成并增强体系的配对序参量，还因其维持了费米面的对称性，从而有效地抑制了有限动量超流态的出现。这一发现阐明了虚磁场在稳定均匀超流相方面的核心作用，为理解开放量子系统中的非平衡态相变提供了重要的理论依据。

参考文献

- [1] Lindblad G 1976 *Commun. math. Phys.* **48** 119
- [2] Konotop V V, Yang J, Zezyulin D A 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 035002
- [3] El-Ganainy R, Makris K G, Khajavikhan M, Musslimani Z H, Rotter S, Christodoulides D N 2018 *Nat. Phys.* **14** 11
- [4] Barontini G, Labouvie R, Stubenrauch F, Vogler A, Guarrera V, Ott H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 035302
- [5] Müllers A, Santra B, Baals C, Jiang J, Benary J, Labouvie R, Zezyulin D A, Konotop V V, Ott H 2018 *Sci. Adv.* **4** eaat6539
- [6] Li J, Harter A K, Liu J, de Melo L, Joglekar Y N, Luo L 2019 *Nat. Commun.* **10** 855
- [7] Bouganne R, Aguilera M B, Ghermaoui A, Beugnon J, Gerbier F 2020 *Nat. Phys.* **16** 21

- [8] Ren Z J, Liu D, Zhao E T, He C D, Pak K K, Li J S, Jo G-B 2022 *Nat. Phys.* **18** 385
- [9] Syassen N, Bauer D M, Lettner M, Volz T, Dietze D, Garcia-Ripoll J J, Cirac J I, Rempe G, Dürre S 2008 *Science* **320** 1329
- [10] Tomita T, Nakajima S, Danshita I, Takasu Y, Takahashi Y 2017 *Sci. Adv.* **3** e1701513
- [11] Tomita T, Nakajima S, Takasu Y, Takahashi Y 2019 *Phys. Rev. A* **99** 031601(R)
- [12] Sponselee K, Freystatzky L, Abeln B, Diem M, Hundt B, Kochanke A, Ponath T, Santra B, Mathey L, Sengstock K, Becker C 2019 *Quantum Sci. Technol.* **4** 014002
- [13] Zhou L H, Cui X L 2021 *Phys. Rev. Res.* **3** 043225
- [14] Zhou L H, Cui X L 2019 *iScience* **14** 257
- [15] Zhou L H, Yi W, Cui X L 2020 *Phys. Rev. A* **102** 043310
- [16] Wasak T, Schmidt R, Piazza F 2021 *Phys. Rev. Res.* **3** 013086
- [17] Cao Y, Zhou J 2022 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **65** 110312
- [18] Han Y-H, Li Y, Zhang J-H, Kou Y, Xiao L, Jia S T, Li L h, Mei Feng 2026 *Chin. Phys. Lett.* **43** 040704
- [19] Yang X, Liu M J, Hou J H, Li T Y, Wang S M 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 144205
- [20] Yamamoto K, Nakagawa M, Adachi K, Takasan K, Ueda M, Kawakami N 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 123601
- [21] Iskin M 2021 *Phys. Rev. A* **103** 013724
- [22] Shi T, Wand S, Zheng Z, Zhang W 2024 *Phys. Rev. A* **109** 063306
- [23] Zhu P C, Zhou L H, Zhong J X 2026 *arXiv*: **2601** 01790
- [24] Nakagawa M, Kawakami N, Ueda M 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 110404
- [25] Burke P C, Mitchell A K 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 206502
- [26] Liu X Z, Liu M, Liu H W 2025 *Chin. Phys. Lett.* **42** 110706
- [27] Pan L, Chen S, Cui X L 2019 *Phys. Rev. A* **99** 011601(R)
- [28] Pan L, Chen X, Chen Y, Zhai H 2020 *Nat. Phys.* **16** 767
- [29] Nakagawa M, Kawakami N, Ueda M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 147203
- [30] Wu F, Guo G-C, Zhang W, Yi W 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 110401
- [31] Chen C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 235302
- [32] Qu C, Zheng Z, Gong M, Xu Y, Mao L, Zou X, Guo G-C, Zhang C 2013 *Nat. Commun.* **4** 2710
- [33] Zhang W, Yi W 2013 *Nat. Commun.* **4** 2711
- [34] Zhou L H, Cui X L, Yi W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 195301

[35] Wimberger S, Parra-Murillo C A, Kordas G 2013 *J. Phys.: Conf. Ser.* **442** 012029

[36] Ashida Y, Furukawa S, Ueda M 2016 *Phys. Rev. A* **94** 053615

Dual Regulation Mechanism of Non-Hermitian Dissipation on Superfluid States: Promoting BCS and Suppressing Finite-Momentum Pairing*

ZHOU Lihong^{1)2)†}

1) Institute for Quantum Science and Technology, Shanghai University, Shanghai 200444, China

2) Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China

Abstract

Non-Hermitian quantum many-body physics has emerged as a frontier at the intersection of condensed matter and ultracold atom research, with cold atomic gases providing a highly tunable platform for probing exotic non-Hermitian many-body effects. Motivated by these advances, we investigate a two-dimensional s-wave interacting Fermi gas subjected to both spin-orbit coupling (SOC) and engineered single-particle dissipation. Employing a non-Hermitian mean-field framework, we systematically explore the superfluid ground-state properties across two distinct pairing channels: the conventional BCS state with zero center-of-mass momentum and the finite-momentum FFLO-type state. Our results reveal a remarkable dual regulatory role of dissipation: it enhances conventional BCS superfluidity—manifested by a pronounced increase in the pairing order parameter and a concomitant reduction in the energy difference between the superfluid and normal states—while concurrently suppressing finite-momentum superfluid ordering. Mechanistically, the enhancement is attributed to a reduced single-particle energy gap and a dissipation-induced increase in the Fermi-level density of states, both of which facilitate more efficient Cooper pairing. In contrast, the suppression of finite-momentum superfluidity originates from the dissipation-driven destruction of Fermi surface asymmetry, which is initially established by the real Zeeman field; this disruption effectively eliminates the momentum-space

imbalance essential for finite-momentum pairing, steering the system toward a symmetric BCS ground state. Our findings establish non-Hermitian dissipation as a powerful tuning knob for superfluid manipulation and offer experimentally testable predictions for exploring emergent physics in open quantum many-body systems.

Keywords: Single-particle dissipation, Spin-orbit coupling, BCS Superfluidity, Finite-momentum pairing, Dual regulation

* Project supported by the Shanghai Science and Technology Innovation Action Plan (Grant No. 24LZ1400800), the State Key Laboratory of Micro-nano Engineering Science (Grant No. MES202605).

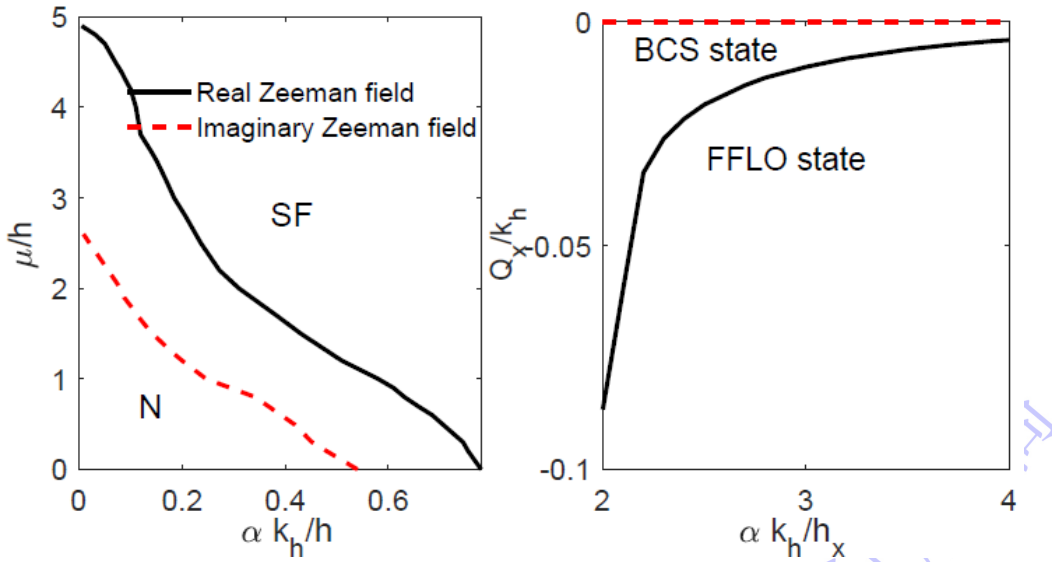


图 5 (a) 自旋-轨道耦合与化学势平面 (α, μ) 的相图，其中 N 代表正常态，SF 表示超流态。(b) 质心动量 Q_x 随自旋轨道耦合的变化曲线。实线对应实塞曼场，虚线对应虚塞曼场。

Fig. 5 (a)Phase diagram in (α, μ) plane, wher N represents normal state, SF is superfluid state. (b)The center-of-mass momentum Q_x as functions of spin-orbit coupling strength α . solid line is real Zeeman field, dashed line represents imaginary Zeeman field.