

自旋超导态*

孙庆丰^{1,2,†} 谢心澄^{1,2,††}

(1 北京大学物理学院 量子材料科学中心 北京 100871)

(2 量子物质科学协同创新中心 北京 100871)

2016-10-31收到

† email: sunqf@pku.edu.cn

†† email: xcxie@pku.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20170201

Spin superconductors

SUN Qing-Feng^{1,2,†} XIE Xin-Cheng^{1,2,††}

(1 International Center for Quantum Materials, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(2 Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, Beijing 100871, China)

摘要 文章综述了近几来自旋超导领域的研究进展。自旋超导态是由电荷为零自旋非零的玻色子在低温下凝聚成的超流态。文章将介绍自旋超导态的类伦敦方程、类金兹堡—朗道方程及其BCS(Bardeen-Cooper-Schrieffer)型哈密顿量。然后利用这些方程和理论,导出自旋超导体的一些有趣现象,如:零自旋阻现象、电迈斯纳效应和自旋流约瑟夫森效应。此外,作者也讨论了一些很可能是自旋超导体的候选体系,自旋超导体的应用前景,以及该子领域的发展前景展望。

关键词 自旋超导, 超导, 迈斯纳效应, 约瑟夫森效应, 石墨烯

Abstract We review the progress in studies of spin superconductors over the past few years. A spin superconductor is formed at low temperature by condensed bosons which are electrically neutral but have non-zero spin. We introduce the London-type equations, the Ginzburg-Landau-type theory, and the Bardeen-Cooper-Schrieffer-type Hamiltonian, from which various interesting phenomena of spin superconductors are derived, such as zero spin resistance, the electric Meissner effect, and the spin-current Josephson effect. In addition, we examine some systems which may exhibit spin superconductivity, and discuss future possible developments and applications.

Keywords spin superconductor, superconductor, Meissner effect, Josephson effect, graphene

1 引言

1911年,昂纳斯和他的学生们在测量汞的电阻随着温度下降变化时,发现在4.2 K附近汞的电阻突然下降到零^[1]。这是人类历史上首次观测到超导现象,至今已有一百多年历史了。后来,

人们发现超导现象在很多材料中存在,如铜基高温超导^[2]以及近几年发现的铁基超导,等等。超导是低温下一种相当普遍的物理现象。目前超导已发展成为物理学中一门重要的子学科。它不仅促进物理学自身的发展,而且有广泛的应用价值,如在医学、精密磁场测量等方面。超导体有两个最基本的现象:一是零电阻现象,即电流可以无耗散地流过超导体;另一是迈斯纳效应,即

* 国家重点基础研究发展计划(批准号:2015CB921102),国家自然科学基金(批准号:11574007)资助项目

超导体具有完全抗磁性^[3]。此外, 超导还有很多重要现象, 如约瑟夫森效应^[4]、超导环中磁通量子化等。同时, 人们也已提出各种超导理论, 如伦敦方程、金兹堡—朗道方程^[5]、BCS理论^[6]等。

我们知道, 电子拥有电荷自由度和自旋自由度。电子的电荷是 e , 自旋是 $\hbar/2$ 。人们对电子的应用已有近百年的历史。在上世纪, 主要基于电子的电荷自由度, 已开发出丰富多彩电子器件和各种电子产品, 极大地方便和改善了人们的生活。但是对于自旋的应用还是远远不够。近二十年来, 人们发现在小尺度(纳米尺度)体系自旋有很多优异的特性, 如退相干时间长、能耗低等。这促进了人们对电子自旋的研究。一门新兴的学科——自旋电子学在那时蓬勃兴起^[7, 8]。事实上, 电荷的很多有趣效应, 通常在自旋自由度也有相对应的效应, 例如, 对应于(电荷)霍尔效应, 人们发现了自旋霍尔效应^[9], 并且两者都有量子版的霍尔效应^[10, 11]; 对于电流、电压, 也有相应的自旋流、自旋压^[12]等等。

至今, 超导的起因已经可以确定。具有较强的电—声子(玻色子)相互作用体系, 通过交换声子可以在电子—电子之间引起微弱的吸引作用。这微弱的电子—电子吸引作用, 使得电子会在低温时配成库珀对^[13]。库珀对由2个电子相结合构成, 是玻色子, 电荷是 $2e$, 但自旋为零(对s波超导来说)。在低温时, 大量库珀对会凝聚成超流态, 即所谓的超导态^[6]。由于库珀对带有电荷但自旋为零, 所以电流能无耗散地流过超导体, 但对自旋流来说却是绝缘的。所以说超导态是电荷的超流态。那么自然地会问, 有没有相对应的自旋超导态呢? 最近, 对应于电荷超导态, 我们提出了一种新的物质态——自旋超导态^[14-18]。自旋超导态是由电荷为零自旋非零的玻色子在低温时凝聚成的超流态。自旋流能无耗散地流过自旋超导体, 即自旋阻是零; 但对于电流来说是绝缘的。

本文将综述近五年来自旋超导方面的研究进展。首先介绍自旋超导的类伦敦方程和类金兹堡—朗道方程。其次, 用这2个方程导出自旋超导的两个有趣的效应: 电迈斯纳效应和自旋流约瑟

夫森效应; 然后讨论一些很可能是自旋超导的体系, 并着重介绍石墨烯体系, 给出该体系自旋超导的BCS型哈密顿量; 最后, 我们也讨论了自旋超流态方面的最新进展和展望。

2 类伦敦方程和类金兹堡—朗道方程

在本节中, 首先假设自旋超导存在, 研究它在外电磁场下的响应, 并导出其类伦敦方程和类金兹堡—朗道方程。这2个方程分别在2011年和2013年首次被导出, 具体推导过程参见文献[14]和[16]。考虑一个由电荷为零自旋非零(如 \hbar)玻色子构成的系统, 在低温时, 系统会发生玻色—爱因斯坦凝聚, 从而进入超流态, 即自旋超导态。这时处于超流态的自旋非零玻色子能在自旋超导体内无耗散地流动, 因此自旋流可以无耗散地流过自旋超导体, 自旋阻为零。

以下考察自旋超导处于外磁场 \mathbf{B} 和电场 \mathbf{E} 中。空间变化的磁场 \mathbf{B} 对自旋非零的玻色子有力的作用 $\mathbf{F}=(\mathbf{m}\cdot\nabla)\mathbf{B}$, 其中 $\mathbf{m}=(4\pi g\mu_B/\hbar)\mathbf{s}$ 是玻色子的磁矩, g 是朗德因子, μ_B 是玻尔磁子。结合牛顿第二定律 $\mathbf{F}=m^*\mathbf{dv}/dt$ 和自旋流定义 $\mathbf{j}_s=n_s\mathbf{v}\mathbf{s}$, 可以得到^[14]

$$d\mathbf{j}_s/dt=a(\mathbf{s}\cdot\nabla)\mathbf{B}\mathbf{s}, \quad (1)$$

其中 $a=4\pi g\mu_B n_s/\hbar m^*$, m^* 是玻色子的有效质量, n_s 是超流载流子的浓度。然后再结合麦克斯韦方程 $\nabla\times\mathbf{B}=\mu_0\epsilon_0\partial\mathbf{E}/\partial t$ 并假设玻色子的自旋 \mathbf{s} 方向被固定在某个特定方向(如 \hat{z} 方向), 能够获得^[14]

$$\nabla\times\mathbf{j}_s=\mu_0\epsilon_0 a(\mathbf{s}\cdot\nabla)\mathbf{E}\mathbf{s}. \quad (2)$$

注意, 由于自旋流有自旋方向和流的方向, 因此它通常是一个张量。但考虑到自旋方向已被固定, 所以可以用一个矢量来描述。(1)式和(2)式类似于超导的伦敦方程, 描述自旋超导在外电磁场下的响应。(1)式说明空间变化的外磁场能加速超流载流子的速度, 因此增强超自旋流。(2)式表明空间变化的外电场会在自旋超导内诱导出超自旋流。

下面介绍自旋超导的类金兹堡—朗道方程。该方程描述自旋超导与电磁场的相互作用。考虑

构成自旋超导态的玻色子的自旋方向被固定在某个方向, 这时用一个单分量的准波函数 $\Psi(\mathbf{r})$ 就可以描述自旋超导态。该超导系统的自由能是 $F_s = \int d^3r f_s$, 其中^[16],

$$f_s = f_n + \alpha |\Psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{1}{2} \beta |\Psi(\mathbf{r})|^4 + \frac{1}{2m^*} |(-i\hbar\nabla + \alpha_0 \mathbf{s} \times \nabla\varphi)\Psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{1}{2} \epsilon_0 (\nabla\varphi)^2. \quad (3)$$

这里 $\alpha_0 = \frac{e}{2m^*c^2}$, φ 是电场势能。在(3)式中, 第一项是系统处于正常态时的自由能密度; 第二、三项是自旋超导态的自由能密度按 $|\Psi(\mathbf{r})|^2$ 级数展开的前两项, α 和 β 是展开系数; 第四项是动能和自旋轨道耦合项; 最后一项是电场能。由于系统最稳定的态是自由能最小的态, 因此我们对自由能求准波函数 $\Psi(\mathbf{r})^*$ 和势能 φ 的变分, 从自由能取最小值就可获得以下方程^[16]:

$$\alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi + \frac{1}{2m^*} (-i\hbar\nabla + \alpha_0 \mathbf{s} \times \nabla\varphi)^2 \Psi(\mathbf{r}) = 0, \quad (4)$$

$$\rho = \nabla \cdot \left\{ \frac{i\hbar\alpha_0}{2m^*} (\Psi^* \nabla\Psi - \Psi \nabla\Psi^*) - \frac{\alpha_0^2}{m^*} |\Psi|^2 (\mathbf{s} \times \nabla\varphi) \right\} \times \mathbf{s}. \quad (5)$$

由于自旋流是

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_s &= \text{Re}(\Psi^* \hat{\mathbf{v}}\Psi) \\ &= \frac{i\hbar}{2m^*} (\Psi \nabla\Psi^* - \Psi^* \nabla\Psi) + \frac{\alpha_0}{m^*} |\Psi|^2 (\mathbf{s} \times \nabla\varphi), \end{aligned} \quad (6)$$

(5)式可简化为

$$\rho = -\nabla \cdot (\mathbf{j}_s \times \alpha_0 \mathbf{s}). \quad (7)$$

(4)式和(5)式是自旋超导的类金兹堡—朗道方程。(4)式描述外电场 ($\mathbf{E} = -\nabla\varphi$) 对自旋超导的作用; 当有外电场时, 超流态波函数会受到影响, 并通常会引超自旋流 \mathbf{j}_s 。(5)式描述自旋超导对电场的反作用; 当求得波函数之后, 代入该方程可以计算出等效电荷 ρ , 进而获得由超自旋流 \mathbf{j}_s 产生的电场。

应当强调, 以上的类伦敦方程和类金兹堡—朗道方程是普适的。不管构成自旋超导的有自旋无电荷的玻色子是什么, 只要是自旋超导态, 都可以应用这2个方程来研究它的各种性质。

上述类伦敦方程是通过考察超流载流子的受力情况并结合麦克斯韦方程组导出的。而类金兹

堡—朗道方程是用超流态波函数表示出系统的自由能, 然后通过求自由能最小值获得的。尽管这2个方程的推导过程差别很大, 但从类金兹堡—朗道方程出发, 可以导出类伦敦方程。令波函数 $\Psi(\mathbf{r}) = \sqrt{n_s(\mathbf{r})} e^{i\theta(\mathbf{r})}$, 代入(6)式并在方程两边取旋度, 假设超流载流子的浓度 $n_s(\mathbf{r})$ 与位置 \mathbf{r} 无关且在自旋超导内部有 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, 立即可以得到类伦敦方程(2)式。这表明这些自旋超导理论是完美自洽的。

3 自旋超导的几个基本效应

本节介绍自旋超导的3个基本效应: 零自旋阻现象、电迈斯纳效应和自旋流约瑟夫森效应。这3个效应可以从上节得到的方程中导出。

对于(电荷)超导, 由于超流载流子(库珀对)拥有电荷, 因此电流可以无耗散地流过超导体, 即有零电阻现象。但是由于库珀对的自旋通常为零(考虑通常的s波超导), 并且在发生库珀对凝聚时, 体系打开能隙, 因此自旋流不能流过超导体, 即对自旋流来说, 超导是绝缘的。自旋超导的情况正好相反^[14], 由于自旋超导的超流载流子拥有非零的自旋, 自旋流可以无耗散地流过自旋超导体, 有零自旋阻现象。但是由于其超流载流子不携带电荷, 电流不能流过自旋超导体, 因此对电流来说, 自旋超导是绝缘的。

接下来通过类伦敦方程来研究自旋超导在外电磁场下的响应^[14]。当自旋超导处于稳态时, $\frac{d\mathbf{j}_s}{dt} = \alpha(\mathbf{s} \cdot \nabla) \mathbf{B} \mathbf{s} = 0$, 因此 $(\mathbf{s} \cdot \nabla) \mathbf{B} = 0$, 即在稳态的自旋超导中, 沿自旋极化方向的磁场变化量必须为零。事实上, 这是零自旋阻的要求。现在讨论自旋超导处于外电场下的情形。从类伦敦方程(2)式来看, 如果假设载流子有效质量 m^* 趋向无穷小, 则 $(\mathbf{s} \cdot \nabla) \mathbf{E}$ 将趋向零, 即在自旋超导内部, 电场的空间变化量是零。对于有效质量有限的情况, 考虑一个具体的例子^[14]: 一个点电荷 Q 被放置在坐标原点且一个二维自旋超导体处在 $z=Z$ 的平面上(图1(a))。该点电荷将在空间产生电场 \mathbf{E} , 并作用在自旋超导上。把电场代入到类伦敦方程

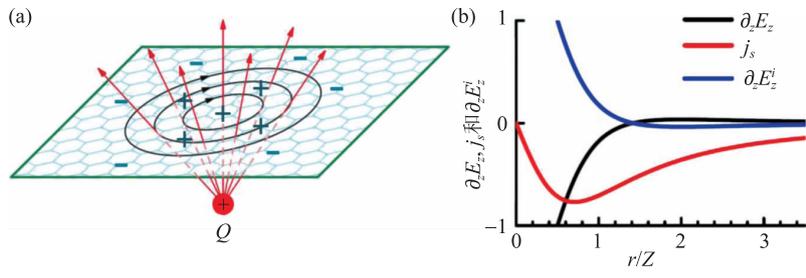


图1 (a)由点电荷和自旋超导体组成体系的示意图。图中红线是由点电荷产生的外电场,黑线是自旋超导体上的超自旋流;(b)外电场的空间变化量 $\partial_z E_z$,自旋超导体内的超自旋流 j_s ,以及超自旋流产生的电场的空间变化量 $\partial_z E_z'$ 与径向位置 r 的关系(参数 $z=Z$)

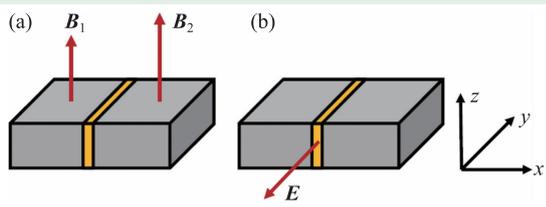


图2 由2个自旋超导体构成的弱耦合结 (a)结两边自旋超导体上的磁场大小不同,将有交流自旋流约瑟夫森效应;(b)自旋超导结处于均匀恒定的外电场中,电场能改变超自旋流与相位差的关系

(2)式,可求得电场在自旋超导体上诱导出的超自旋流。由于体系绕 z 轴具有旋转对称性,沿径向的超自旋流分量将是零,而沿切向的超自旋流分量存在。图1(a)中黑线是超自旋流流向的示意。在另一面,超自旋流同普通自旋流一样,也会在空间产生电场^[19, 20]。图1(b)显示了外电场的空间变化量 $\partial_z E_z$,外电场在自旋超导上诱导出的超自旋流 j_s 和超自旋流产生的电场的空间变化量 $\partial_z E_z'$ 。从图中可以清楚地看到,超自旋流产生的电场恰好可抵抗外电场的空间变化量,使得自旋超导内部的总电场的空间变化量为零,即自旋超导能抗电场的空间变化量,这被称为电迈斯纳效应^[14]。后续工作也研究了其他不同形状的自旋超导体在外电场下的响应,同样发现存在电迈斯纳效应^[16, 18]。再者,用类金兹堡—朗道方程也能获得相同结果^[16]。需再次强调,自旋超导的电迈斯纳效应不是抗外电场本身,而是抗外电场的空间变化量;这与超导的迈斯纳效应是不同的,超导的迈斯纳效应是抗外磁场本身。起因是库珀对是电单极,而构成自旋超导的载流子是磁偶极。

约瑟夫森效应是超导物理中一个很重要的效应,并且该效应已有广泛的应用。用类金兹堡—朗道方程可导出自旋超导也有类似的效应——自旋流约瑟夫森效应^[16]。考虑2个由自旋超导体构成的弱耦合结,首先假设外电场 \mathbf{E} 和磁场 \mathbf{B} 为零。当 $\mathbf{E}=0$ 和 $\mathbf{B}=0$ 时,自旋超导的类金兹堡—朗道方程(4)式与超导的金兹堡—朗道方程完全一样^[5]。

因此,可以完全相同地导出直流自旋流约瑟夫森效应: $j_s = j_0 \sin \gamma_0$,其中 j_0 是临界超自旋流, γ_0 是结两边的自旋超导的相位差。这表明,在既无外电磁场也无自旋压和电压的情形下,当结两边的自旋超导体存在相位差时,还有超自旋流流过该结。

下面讨论有外磁场的情况^[16]。设磁场方向与自旋极化方向 \mathbf{s} 相同(如设为 \hat{z} 方向),并令两个自旋超导体上的磁场强度不相等,分别为 B_1 和 B_2 (图2(a))。从类金兹堡—朗道方程(4)式可以得到两自旋超导体的相位差随时间的变化量为 $\frac{\partial \gamma}{\partial t} = \frac{\alpha_0}{\hbar} \int_V (\mathbf{s} \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}) \cdot \hat{x} dx$,上式结合麦克斯韦方程组能获得相位差是 $\gamma = \gamma_0 + \omega_0 t$,其中 $\omega_0 = \frac{e}{4m^*} (B_2 - B_1)$, t 是时间。超自旋流则为 $j_s = j_0 \sin(\gamma_0 + \omega_0 t)$ 。注意该超自旋流是随时间变化的,即当自旋超导结两边有恒定的磁场差或者有恒定的自旋压加在该结上时,将有随时间变化的交流自旋流出现,这就是交流自旋流约瑟夫森效应^[16]。利用该效应,可以通过测量交流自旋流的频率 ω_0 来精确测定磁场差。这种测量方法可以达到非常高的精度,例如 2×10^{-7} G的磁场差所产生的交流自旋流频率是1 Hz,而这频率是非常容易测定的。

然后考虑自旋超导结上有空间均匀的恒定电场存在的情形(图2(b))。从类金兹堡—朗道方程(4)式出发,能得到超自旋流为 $j_s = j_0 \sin(\frac{\alpha_0}{2} Ed + \gamma_0)$,

其中 d 是结的长度。这意味着电场可以改变结的性质。通过适当调节电场，可以把普通自旋超导约瑟夫森结调节到 π 约瑟夫森结。

4 自旋超导的候选体系和BCS型哈密顿量

前面两节综述了自旋超导的类伦敦方程和类金兹堡—朗道方程以及它的3个有趣效应。这些方程和效应具有普适性，对于任何自旋超导体都是成立的。本节将介绍一些自旋超导体的候选体系，并在石墨烯体系中导出自旋超导的BCS型哈密顿量。

自旋超导是由电荷中性自旋非零的玻色子凝聚成的超流态。例如，自旋三重态的激子体系在低温时很可能是自旋超导态。激子是由电子和空穴通过吸引作用结合成的准粒子，其电荷为中性，但自旋可以为1(即考虑自旋三重态的激子)。电荷中性自旋为1的激子在低温下凝聚成的超流态将是自旋超导态。事实上，自旋超导态最早就是在自旋为1的激子体系中被提出的。下文我们再做详细介绍。此外，在一些铁磁、反铁磁或磁阻挫的材料中，由自旋为整数的自旋子或磁子构成的系统在低温下也会进入自旋超导态。再者，在³He的超流A相中，超流载流子的自旋非零但电荷为零，所以³He超流A相是自旋超导态。(电荷)超导只存在于电子系统中，而在冷原子体系中是不存在的，因为大量带相同电荷的离子聚在一起是不稳定的。但自旋超导可以存在于冷原子体系中。事实上，由自旋为整数的冷原子构成的凝聚体就有自旋超导的性质。总之，电荷为零自旋非零的玻色子是广泛存在的，尽管这些玻色子可能是千差万别的，但其凝聚体都具有上节提到的电磁响应行为，即它们都是自旋超导体。

下面介绍在铁磁石墨烯体系中由自旋三重态激子构成的自旋超导体^[14, 15]。图3是铁磁石墨烯的能谱。由于存在铁磁交换场 M ，自旋向上和自旋向下的能谱将分裂。设体系处于中性，费米面

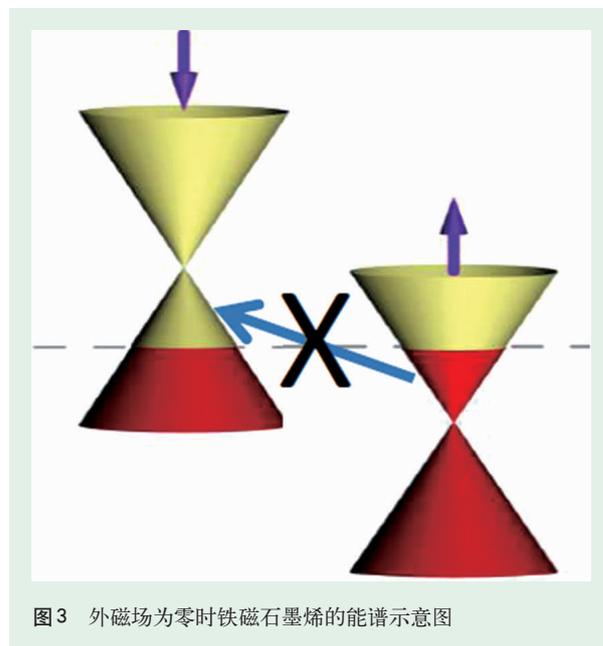


图3 外磁场为零时铁磁石墨烯的能谱示意图

将正处于能带中间(图3)。这时体系有自旋向上的电子和自旋向上的空穴，并且电子处在空穴之下，因此阻止电子—空穴复合发生。由于电子和空穴之间存在吸引作用，它们会结合成自旋三重态的激子，并在低温时发生凝聚现象，进入自旋超导态。

接下来推导石墨烯体系的自旋超导态的有效哈密顿量。考虑石墨烯纳米带体系，有一个垂直磁场作用在石墨烯上。当只考虑碳原子的 p_z 轨道时，该石墨烯纳米带的哈密顿量是

$$H = \sum_{i, \sigma} (\epsilon_i - \sigma M) a_{i\sigma}^+ a_{i\sigma} + \left(\sum_{\langle ij \rangle, \sigma} t_{ij} e^{i\phi_{ij}} a_{i\sigma}^+ a_{j\sigma} + H.c. \right) + \sum_{i, j, \sigma, \sigma' (i\sigma \neq j\sigma')} U_{ij} a_{i\sigma}^+ a_{i\sigma} a_{j\sigma'}^+ a_{j\sigma'}$$

其中 $a_{i\sigma}$ 是在位置 i 自旋为 σ 的电子湮灭算符， M 是磁矩， ϕ_{ij} 是由磁通引起的相位， t_{ij} 是最近邻的耦合能， U_{ij} 是电子—电子库仑作用能。通过代数计算，和对电子—电子库仑作用做平均场近似(具体计算过程参见文献[15])，可以获得如下哈密顿量：

$$H = \sum_k (b_{k\uparrow e}^+, b_{k\uparrow h}^+) \begin{pmatrix} \epsilon_{ke} - M & \Delta_k \\ \Delta_k^* & M - \epsilon_{kh} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{k\uparrow e} \\ b_{k\uparrow h}^+ \end{pmatrix}, \quad (8)$$

其中 $b_{k\uparrow e}$ 和 $b_{k\uparrow h}$ 是动量空间的电子和空穴湮灭算符， Δ_k 是自旋超导的对势能。(8)式是自旋超导

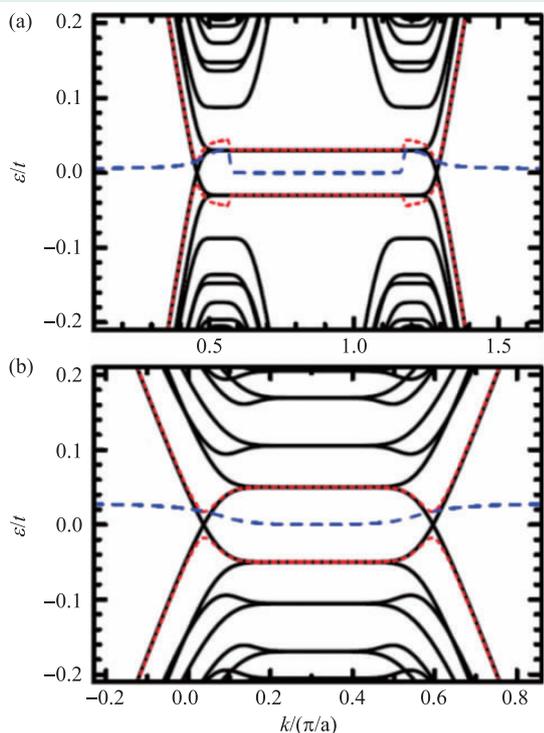


图4 强磁场下石墨烯纳米带的自旋超导对势能 Δ_s 和能谱(纵坐标中的 t 为最近邻耦合能)。蓝色短横线是自旋超导对势能, 黑色实线是石墨烯纳米带处于正常态时的能谱, 红色点线是石墨烯纳米带处于自旋超导态时的能谱。在自旋超导态时, 远离费米面的能带几乎与正常态相同, 所以图中仅仅显示离费米面最近的两条能带。(a)和(b)中的石墨烯纳米带分别是锯齿型和扶手型。具体参数参见文献[15]中的图1

的BCS型哈密顿量。图4显示了石墨烯纳米带的能带结构和自旋超导对势能。当体系处于正常态时, 能带上水平的态是由磁场引起的朗道能级, 弯曲的态是边态。这时整体能谱没有能隙。但当体系处于自旋超导态时, 在费米面附近打开能隙。这时, 自旋流能无耗散地流过该体系; 但对电流来说, 该体系是绝缘的。事实上, 近几年有多个实验工作已经观测到在强磁场下石墨烯纳米带会进入电流的绝缘态^[21-24]。再者, 该体系在正常态有 $U(1)$ 对称性, 但进入自旋超导态之后, $U(1)$ 对称性被破坏。

最后, 利用BCS型哈密顿量也可以得到自旋流约瑟夫森效应。例如, 考虑两个自旋超导构成的弱耦合结, 在电压、自旋压、外电磁场都为零时, 计算结果表明还可以有超自旋流流过该自旋

超导结。具体计算过程和结果参见文献[14]及其中的图3。因此, 从BCS理论和类金兹堡—朗道方程得到的结果是相同的, 这很好地展示了这些自旋超导理论的自洽性。

5 总结与展望

自旋超导态是近五年来提出的一种新物质态, 是由电荷中性自旋非零的玻色子在低温下凝聚成的超流态。人们已推导出自旋超导的类伦敦方程和类金兹堡—朗道方程, 也给出了BCS型哈密顿量。这些方程和理论是普适的, 能应用到各种自旋超导体。此外, 人们也发现了这些超导体的一些有趣现象: 零自旋阻现象, 即自旋流可以无耗散地流过自旋超导体; 电迈斯纳效应, 即自旋超导体有抗外电场空间变化量的特性; 在自旋超导弱耦合结中, 有直流和交流自旋流约瑟夫森效应。在低温时, 很多体系很可能是自旋超导体, 如铁磁(或者强磁场下)石墨烯, 一些三维铁磁体系, 由自旋子或磁子构成的体系, ^3He 超流态, 磁性冷原子的玻色—爱因斯坦凝聚体, 等等。与超导一样, 自旋超导也有广泛的应用前景, 如上文中提到的, 利用交流自旋流约瑟夫森效应, 可以精确测量磁场空间变化量。再者, 在自旋电子学实际应用中的一个主要问题是自旋流不守恒, 沿着流的方向自旋流会逐渐衰减。如果利用自旋超导做自旋流的载体, 自旋流衰减问题将能很好地得到解决。

最后, 在近两来自旋超流态已得到很多人的关注和研究^[25-29]。自旋超流态和自旋超导态是相同的物质态, 仅仅是从不同角度看物质态而已。一个主要关注超流; 而另一个在关注超流的同时, 也关注系统的载流子含有自旋(磁矩), 研究与外电磁场的相互作用。最新的理论工作建议了一些测量超自旋流的方法^[14, 25, 27]。如, 在铁磁(或强磁场下)石墨烯中测量零自旋阻现象^[14]。有人建议在两个具有强自旋轨道耦合的金属与自旋超流态耦合的体系中, 通过测量非局域磁电阻来

确定自旋超流态^[27]。此外,最近人们在磁绝缘体中也提出了关于自旋超流态的二流体模型^[28]。总而言之,自旋超导态(或者说自旋超流态)是一个新兴的充满活力的子领域,正处在蓬勃兴起的阶段。人们已发现了很多有趣的现象,但更多的问题有待于我们更深入的研究。

参考文献

- [1] Onnes H K. *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*, 1911, 122: 122
- [2] Pickett W E. *Rev. Mod. Phys.*, 1989, 61: 433
- [3] Meissner W, Ochsenfeld R. *Naturwiss*, 1933, 21: 787
- [4] Josephson B D. *Phys. Lett.*, 1962, 1: 251
- [5] Ginzburg V L, Landau L D. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 1950, 20: 1064
- [6] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R. *Phys. Rev.*, 1957, 108: 1175
- [7] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A *et al.* *Science*, 2001, 294: 1488
- [8] Prinz G A. *Science*, 1998, 282: 1660
- [9] Murakami S, Nagaosa N, Zhang S C. *Science*, 2003, 301: 1348
- [10] Kane C L, Mele E J. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95: 146802
- [11] Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C. *Science*, 2006, 314: 1757
- [12] Wang D K, Sun Q F, Guo H. *Phys. Rev. B*, 2004, 69: 205312
- [13] Cooper L N. *Phys. Rev.*, 1956, 104: 1189
- [14] Sun Q F, Jiang Z T, Yu Y *et al.* *Phys. Rev. B*, 2011, 84: 214501
- [15] Sun Q F, Xie X C. *Phys. Rev. B*, 2013, 87: 245427
- [16] Bao Z Q, Xie X C, Sun Q F. *Nature Commun.*, 2013, 4: 2951
- [17] Liu H, Jiang H, Xie X C *et al.* *Phys. Rev. B*, 2012, 86: 085441
- [18] Wang Z B, Sun Q F, Xie X C. *Eur. Phys. J. B*, 2013, 86: 496
- [19] Sun Q F, Guo H, Wang J. *Phys. Rev. B*, 2004, 69: 054409
- [20] Sun Q F, Xie X C. *Phys. Rev. B*, 2005, 72: 245305
- [21] Jiang Z, Zhang Y, Stormer H L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99: 106802
- [22] Abanin D A, Morozov S V, Ponomarenko L A *et al.* *Science*, 2011, 332: 328
- [23] Weitz R T, Allen M T, Feldman B E *et al.* *Science*, 2010, 330: 812
- [24] Velasco J, Jing L, Bao W *et al.* *Nat. Nanotechnol.*, 2012, 7: 156
- [25] Takei S, Tserkovnyak Y. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112: 227201
- [26] Skarsvag H, Holmqvist C, Brataas A. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115: 237201
- [27] Takei S, Tserkovnyak Y. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115: 156604
- [28] Flebus B, Bender S A, Tserkovnyak Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2016, 116: 117201
- [29] Takei S, Yacoby A, Halperin B I *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2016, 116: 216801



微弱信号检测 半个世纪的骄傲

Model 7210
多通道锁相放大器

全球唯一
通道之最



Model 197 光学斩波器



生产商: 阿美特克商贸(上海)有限公司北京分公司
电话: 010-85262111-10 传真: 010-85262141-10
Email: info@ametek.cn
网址: www.signalrecovery.com.cn

中国代理商: 北京三尼阳光科技发展有限公司
电话: 010-65202180/81 传真: 010-65202182
Email: sales@sunnytek.net
网址: www.sunnytek.net