

电磁近邻效应:超导与磁振子的隔空打牛*

黄倩南 于涛[†]

(华中科技大学物理学院 武汉 453000)

2024-10-12收到

[†] email: taoyuphy@hust.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20250109

CSTR: 32040.14.wl20250109

1 引言

科幻电影《阿凡达》中梦幻绮丽的潘多拉星球不仅为我们提供了一场视觉盛宴,还蕴含着与现实相关的科学与技术,值得我们去思考。其中最令人感到震撼的是哈利路亚山能够神奇地悬浮在云端,并时常在空中发生移动。那究竟是什么不可思议的力量来无形地支撑起这一座座巨峰呢?电影中给出的解释是一种超导磁悬浮现象:这些山中蕴藏着一种名为“Unobtainium”的神秘矿石,这种矿石在常温下具有超导特性,它利用母树周围的强大磁场使得哈利路亚山飘浮于空中。这说明超导和磁性存在着一种强大的相互作用或“耦合”。

电影里潘多拉星球的磁场可以当作是由一个巨大的磁铁产生的,而具备磁铁特性的材料一般被称为“铁磁性材料”。铁磁性材料的内部可以分解成若干个小磁针,每个小磁针都有自己的强度和方向。我们称这些小磁针为“磁矩”,它表示单位体积磁性的强弱和方向。在一定温度以上且没有外部磁场的环境中,材料内部的磁矩方向杂乱无章,因此从整体上看,材料并不显示出铁磁性。当温度降低并施加外磁场时,内部的磁矩会依据磁场方向进行有序排列,从而显示出铁磁性。这种有序排列是磁矩之间相互

耦合的结果。磁矩的有序排列使得磁铁在其周围产生磁场,而这个磁场反过来又会影响其他物质,比如我们前面谈到的这种磁场可以使超导体悬浮起来。

超导与磁性是凝聚态物理关注的两个极为重要的量子物态。它们所具有的优异的物理性质已经应用到众多的存储和输运器件之中,从而在信息技术的发展中起到了重要的推动作用。磁性—超导异质结构能够有效地结合两种物态的优点;它们的结合还能演生出新颖的量子物态和物理效应,从而为实现新的量子物态调控技术带来难得的契机(图1)。以往的研究往往专注于利用磁性材料来调控超导体以实现非常规的超导电性,比如利用三重态超导实现无耗散的自旋输运,以及利用具有拓扑激发态的超导电性来实

现拓扑量子计算。这里我们反过来考虑问题,即超导电性对物质的磁性有没有调控作用,特别是能否利用超导电性对磁矩的运动进行调控?磁体内部磁矩的微小扰动能够以波动的形式在磁性材料内部传播,形成自旋波。戴森在《宇宙波澜》中将自旋波浪漫地形容为“像海浪穿梭水上那样在固态磁铁中运动”。与这些波动相关联的元激发称为磁振子,它们能够传递角动量的信息,并且由于损耗小,可以在磁性绝缘体中长距离传播,从而显著降低能量消耗。

在这篇文章中,我们来谈一下超导与自旋波或者磁振子之间通过电磁场作为媒介产生的超强耦合,从而实现所谓的“电磁近邻效应”。由于这种相互作用不需要超导与磁振子接触,因而它可以产生“隔空

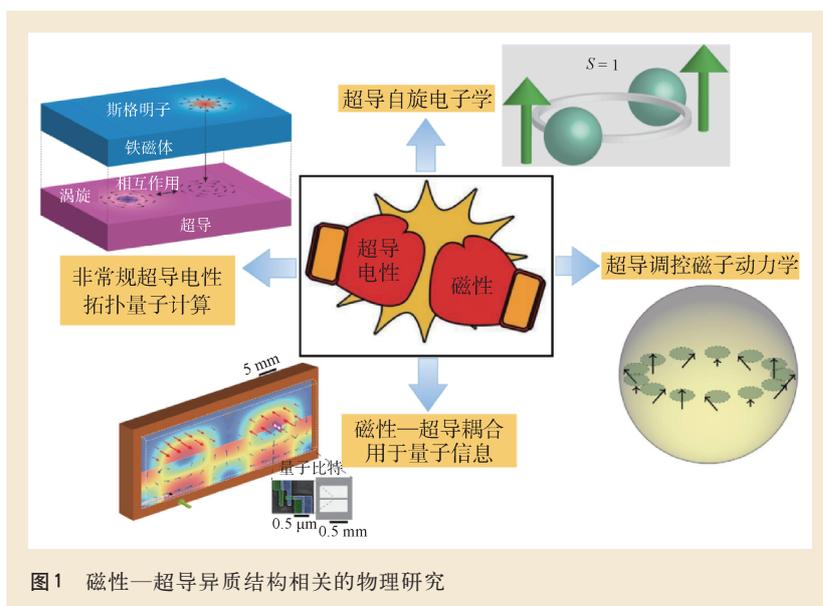


图1 磁性—超导异质结构相关的物理研究

* 国家自然科学基金(批准号: 12374109)资助项目

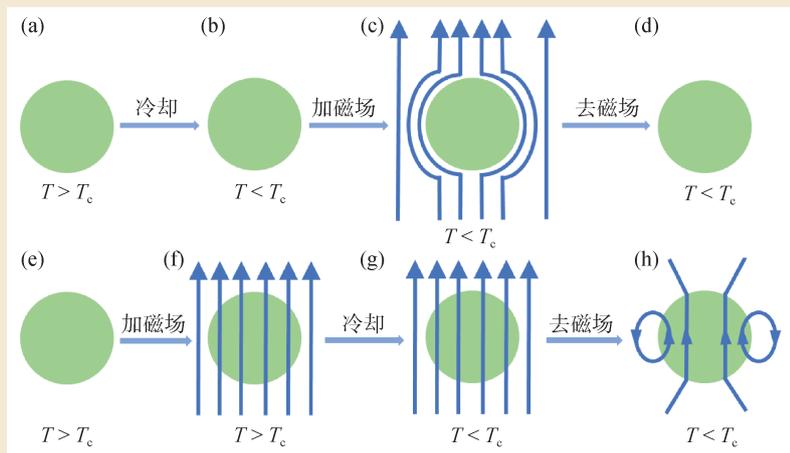


图2 当施加磁场先后顺序不同时,理想导体内部的磁通量变化

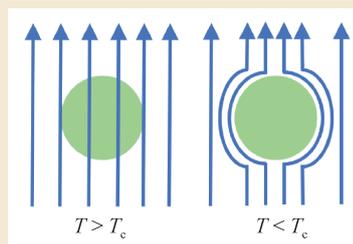


图3 超导体的迈斯纳效应示意图

打牛”的效果。

2 超导与迈斯纳效应

1911年,荷兰物理学家卡默林·昂内斯测量了金属铂在低温下的电阻,发现其电阻随着温度降低而降低,直至在接近液氮温度(4.2 K)时趋于一个常数。昂内斯猜测在4.2 K附近观测到的与温度无关的电阻值可能与样品的纯度有关,因此又使用高纯度的汞进行实验,最终发现汞在4.2 K附近电阻突然跳跃式下降到仪器测不到的最小值,变化值超过一万倍。昂内斯经过反复验证后才确认这是电阻消失的真实效应,随后更多实验证实多种金属(锡、铅以及不纯的汞)在其超导临界温度(T_c)下也会展现出零电阻特性,他将该现象命名为“超导电性”。

我们知道,一般情况下金属存在电阻,当发现具有零电阻特征的

超导体时,大家就很自然地认为超导体就是理想导体,可是事实并非如此。假设理想导体中有电场,因为没有任何阻碍,电场会持续加快电子的速度,最终越来越快以致不可控制,所以理想导体中应该不存在电场。根据法拉第电磁感应定律,随时间变化的磁通周围会产生电动势,因此理想导体内部的磁通也不会发生变化,否则会类似产生电场而不断驱动感应电流。

图2展示了理想导体在磁场下的行为。对理想导体施加外磁场,由于内部的磁通量不变,所以内部磁场还是零(图2(c)),可以看到理想导体仿佛像个钟罩,让磁感应通量只能环绕其周围通过。去掉外磁场后,理想导体中仍然没有磁通量(图2(d))。当按照另一种路径时,假定先对正常状态的导体施加外磁场,这时磁通量将会穿过导体球(图2(f)),接着再将温度冷却到使导体失去电阻,理想导体内部磁通量未发生变化(图2(g)),即使撤去外磁场,理想导体内部的磁通量依旧保持不变,即这个导体相当于被磁化(图2(h))。由此可知,理想导体内的磁通量情况与施加磁场的先后次序有关。

在昂内斯发现超导体零电阻特性后,1933年德国物理学家瓦尔特·迈斯纳(Walther Meissner)与罗伯特·奥森菲尔德(Robert Ochsenfeld)在分析其他研究超导体磁性质的实验后发现,对超导体进行降温、施加磁场的先后顺序不同,其实验结果也会出现细微的区别。他们详细研究后发现这些实验均使用空心球壳或圆柱形的超导体,因此他们尝试使用实心球状的超导体进行实验。当选用单晶锡实验时,他们惊奇地发现:不管是按照哪一种达到超导态的途径(先降温再加磁场或是先加磁场再降温),只要达到超导临界温度以下,超导体内都会对磁场产生完全排斥的现象(图3)。这个实验结果明确地揭示了超导体不仅具有零电阻特性,还展现出了另一个独立特性——完全抗磁性,这一现象后来被称为迈斯纳效应。迈斯纳效应与本文探讨的电磁近邻效应有很大关系。

这个发现不仅加深了人们对超导现象的理解,更标志着科学界对超导现象认知的一次飞跃。它清晰地界定了超导体与理想导体之间的根本差别,确立了评判材料是否属于超导体的标准:即在特定临界温度下,必须同时具备零电阻与完全抗磁性这两项独立且关键的特征。

从1911年发现超导现象以来,物理学家们一直试图建立超导理论来对其电磁性质进行解释。麦克斯韦方程描述了常规材料的电磁性质:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \varepsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (4)$$

1935年,伦敦兄弟考虑超导体中的

总电流 \mathbf{J} 可以表示为正常态电流 \mathbf{J}_n 和超导态电流 \mathbf{J}_s 之和。当温度低于超导临界温度时,超导态载流子将占据主导,即 $\mathbf{J}_n=0$ 。为了从理论上解释超导体的零电阻特性与迈斯纳效应,伦敦兄弟假定超导电流 \mathbf{J}_s 与电场 \mathbf{E} 满足:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{J}_s = \frac{1}{\Lambda} \mathbf{E}, \quad (5)$$

其中, $\Lambda = m/(n_s e^2)$, n_s 被假定为超导电子浓度。可以看到,由于超导体内无电阻效应,电场与电流的关系与欧姆定律完全不同。而(5)式与麦克斯韦方程组结合即可说明超导体的电动力学性质。并且由(5)式可知,在超导体内 $\mathbf{E} = 0$,否则 \mathbf{J}_s 将无限制地增长,这也意味着 \mathbf{J}_s 为常数。继续对(5)式两边同时取旋度并结合(3)式,得到磁感应强度 \mathbf{B} 与超导电流 \mathbf{J}_s 的关系式为 $\nabla \times (\Lambda \mathbf{J}_s) = -\mathbf{B}$ 。由此根据公式 $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}$ 和麦克斯韦方程(2)和(4)式,我们得到关于磁感应强度 \mathbf{B} 的微分方程 $\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B}$,其中 $\lambda_L = \sqrt{\frac{\Lambda}{\mu_0}} = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}}$,称为伦敦趋肤长度,这意味着超导体内部的磁感应强度会呈指数 e^{-x/λ_L} 形式逐渐衰减,因此只在超导体表面穿透深度 λ_L 内的薄层存在着磁场。如果取 $n_s \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ 为一般导体中的导电电子密度,可以得到 $\lambda_L \approx 100 \text{ nm}$,代表了磁场进入超导体的穿透深度。在只有几十纳米厚的超导薄膜中,磁场还是会全部透过超导体,而这种薄膜正是制备超导-磁性异质结构的理想材料。

1957年,美国物理学家约翰·巴丁(John Bardeen)、里昂·库珀(Leon Cooper)和约翰·施里弗(John Schrieffer)巧妙地融合了量子力学、固体物

理和量子场论方法,构建了一个比较全面的超导微观理论,即BCS理论。在温度很低时,整个金属材料内部的热运动会被压制,此时原子在金属内部的晶格基本上不发生振动,只有当一个电子撞击到原子上时,它会发生小幅度的变形,这个晶格变形会影响到第二个电子的运动,从而使两个电子间接产生吸引相互作用。在吸引相互作用下,两个电子形成电子对的束缚态,这个配对被命名为库珀对。库珀对的形成意味着电子不再独立占据费米面上的能态,它具有玻色子的性质,可以占据相同的量子态。因此在低温下,大量的库珀对可以聚集在动量空间中的低能态,从而凝聚成同一个宏观量子态。并且由于库珀对的存在,费米面附近出现了一个能隙 Δ ,这表明费米能级附近没有电子态。在BCS理论中,拆散一个库珀对需要 $2|\Delta|$ 的能量才能使电子从一个能态跳到另一个能态,因此人们将 $2|\Delta|$ 称为库珀对的结合能。这个能隙 Δ 的存在是超导体具有零电阻的关键,它使得电子不能轻易地从一个能态跃迁到另一个能态,从而避免了散射和能量损失,即不会产生电阻。BCS理论首次从微观上解释了超导现象。

基于BCS理论我们还能解释迈斯纳效应。由于库珀对的稳定性,超导体内部的电流可以无损耗地流动,即形成超导电流。当外部磁场试图穿透超导体时,会在超导体表面产生超导电流,它们沿着超导体表面流动,以抵消外部磁场的影响。对于能隙 $\Delta = |\Delta| e^{i\varphi}$ 和质心动量 $\mathbf{q} = 2m\mathbf{v}_s$,动量超流及其密度如下式:

$$\mathbf{J}_s = 2\mathbf{v}_s \sum_k \left[k_x^2 \frac{\partial f_0(E_k)}{\partial E_k} + m v_k^2 + \right.$$

$$\left. m(u_k^2 - v_k^2) f_0(E_k) \right], \quad (6)$$

$$\rho_s = 2 \sum_k \left[\frac{k_x^2}{m} \frac{\partial f_0(E_k)}{\partial E_k} + v_k^2 + \right.$$

$$\left. (u_k^2 - v_k^2) f_0(E_k) \right]. \quad (7)$$

其中, v_k 和 u_k 为相干因子, f_0 为费米子的分布函数。

迈斯纳效应是一种非接触的超导与磁性的耦合,下面我们将重点探讨这种非接触的耦合。我们一般约定磁场是静态磁矩所产生的偶极场。那么动态磁矩能不能产生动态的偶极场和超导进行非接触的耦合呢?动态的磁矩运动就是我们所说的自旋波或者磁振子。

3 自旋波

自旋波是一种在磁性材料中存在的集体激发,它是由磁矩微小地偏离平衡方向而产生的。当一个磁矩偏离平衡方向时,它会对周围的磁矩产生一个扰动,这个扰动会像波一样传播,这就是自旋波。自旋波的波长可以从纳米到微米的范围,它的频率可以从吉赫兹到太赫兹的范围。自旋波的传播速度和方向取决于磁场的大小和方向,以及磁性材料的性质。

回溯自旋波的历史,在1930年,布洛赫(Felix Bloch)以海森伯模型为基础发表了经典自旋波理论的基本原理。他假设位于元胞立方晶格上的离散原子自旋之间存在近邻交换相互作用。为简单起见,只考虑最近邻海森伯交换相互作用。此时设想 N 个格点组成的自旋体系,每个格点的自旋为 S ,相邻自旋间的交换作用均相同且交换积分 $A > 0$ 。当在绝对零度($T = 0 \text{ K}$)时,由于交换积分 $A > 0$,热力学定律要求系统中每个格点的自旋呈完全平行状态,这时系统总能量最低,处于基

态；而当温度稍微升高，热涨落使体系中任一自旋发生翻转时，它相邻格点上的自旋由于交换作用也趋向翻转，但同样由于交换相互作用近邻格点的自旋也会试图使翻转的自旋重新翻转回来。因此自旋翻转不会停留在一个格点上，而是以波的形式向周围传播，直至弥散到整个系统，人们把这种自旋翻转在系统中的传播称为自旋波。图4展示的是一维原子链中的自旋波。

现在我们来探讨下自旋波产生的电场(或磁场)。我们最近的研究表明，磁性薄膜中由垂直于饱和磁化方向传播的以圆偏振进动($M_y = iM_x$)的自旋波，可以通过磁偶极辐射效应而辐射出电场，并且这种电场的分布具有手性，如图5所示。这一辐射效应对我们下面讨论磁振子与超导的电磁近邻效应至关重要。

如图5所示，在磁性薄膜中沿y方向传播的自旋波的磁矩分布为

$$M_x(r, t) = M_x(t)e^{ik_y y} [\Theta(x + d_F) - \Theta(x - d_F)] , \quad (8)$$

$$M_y(r, t) = M_y(t)e^{ik_y y} [\Theta(x + d_F) - \Theta(x - d_F)] , \quad (9)$$

其中 $2d_F$ 表示磁性薄膜的厚度， $\Theta(x) = \begin{cases} 1, x > 0 \\ 0, x < 0 \end{cases}$ 是阶跃函数，它表示磁矩进动在垂直于薄膜方向是均匀的，此外还满足 $M_x(t) \propto M_x e^{-i\omega t}$ 和 $M_y(t) \propto M_y e^{-i\omega t}$ 。根据电动力学，我们知道磁矩进动会产生磁化电流 $\mathbf{J}_M = \nabla \times \mathbf{M}$ 。将(8)和(9)式代入到磁化电流表达式中可得：

$$\mathbf{J}_M = \nabla \times \mathbf{M} = (\partial_x M_y - \partial_y M_x) \hat{z} = \begin{cases} -k_y M_y(t) e^{ik_y y} [\Theta(x + d_F) - \Theta(x - d_F)] \hat{z}, & \text{体磁化电流,} \\ M_y(t) e^{ik_y y} [\delta(x + d_F) - \delta(x - d_F)] \hat{z}, & \text{表面磁化电流.} \end{cases} \quad (10)$$

即在磁性薄膜中磁化电流可以分为两部分：体磁化电流和表面磁化电流。其中，体磁化电流与自旋波的传播方向 k_y 相关：可以看到当 $k_y > 0$ 时，即自旋波向右传播，体磁化电流将沿着 z 轴负方向(图5(a))；当 $k_y < 0$ 时，即自旋波向左传播，体磁化电流将沿着 z 轴的正方向(图5

(b))。而表面部分的电流 $\delta(x + d_F)M_y$ 和 $-\delta(x - d_F)M_y$ 将在磁性薄膜的上下表面按相反的方向流动(图5(c))。

在明确了自旋波产生的磁化电流的特征后，我们可以推导它们如何辐射出具有手性的电场。利用麦克斯韦方程(4)式并结合磁感应强度 $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ 得到磁化电流辐射出电磁场的关系式：

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0(2\mathbf{J}_M - \epsilon_r i\omega \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}) . \quad (11)$$

由此得到辐射电场 \mathbf{E} 与磁化电流 \mathbf{J}_M 的关系：

$$\frac{\nabla^2 \mathbf{E}}{\omega} + \epsilon_r \omega \mathbf{E} = -2\mu_0 \mathbf{J}_M = \begin{cases} -k_y M_y [\Theta(x + d_F) - \Theta(x - d_F)] \times \sin(k_y y - \omega t) \hat{z}, \\ 2\mu_0 M_y [\delta(x + d_F) - \delta(x - d_F)] \times \sin(k_y y - \omega t) \hat{z}. \end{cases} \quad (12)$$

依据(12)式，我们直观地判断出磁矩进动时磁偶极辐射出的电场方向与磁化电流方向相同。对左、右行自旋波而言，体磁化电流产生的电场同样取决于自旋波的传播方向 k_y ，如图5(a)，(b)所示，它们在薄膜两侧都沿相同方向；而表面磁化电流辐射的电场取决于表面部分的磁化电流，即可以看到在薄膜两侧它们方向相反，如图5(c)所示。我们惊奇地发现，当把这些电场叠加起来，右行自旋波产生的电场将只分布在薄膜上方，如图5(d)所示；左行自旋波产生的电场只分布在薄膜的下方，如图5(e)所示；即具有手性。

4 超导与磁振子电磁近邻效应

目前大部分超导—磁振子耦合相关效应的研究集中在磁交换相互作用和界面自旋—轨道耦合对超导态的影响。与此不同，我们这里研究超导态对磁性动力学的调制，即当磁性材料中有自旋波运动时，它会发出交变电磁场，这一交变电磁

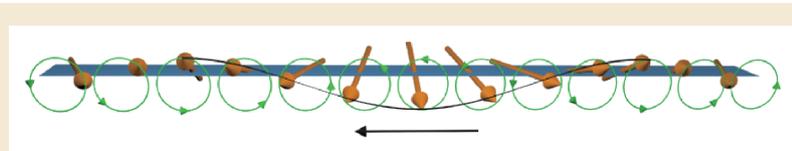


图4 一维原子链中的自旋波示意图

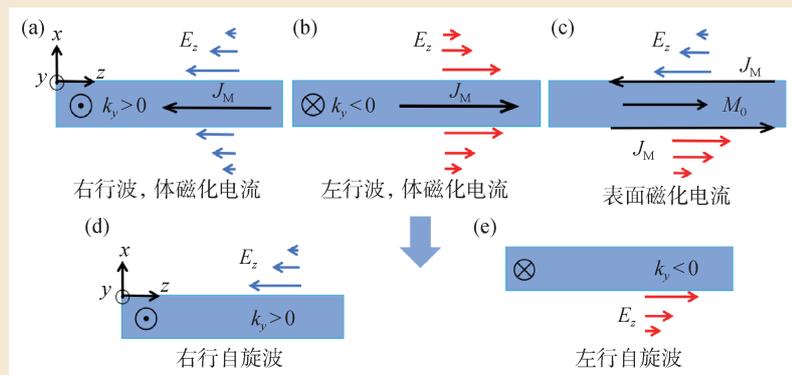


图5 (a, b)磁性薄膜中体磁化电流示意图；(c)磁性薄膜表面磁化电流示意图；(d, e)右行和左行自旋波辐射的电场分布图

场将和超导体通过迈斯纳效应耦合起来，从而极大地改变磁振子的性质。

由此我们提出两种体系有可能实现磁振子—超导超强耦合。一种是低维磁性—超导异质结构，比如可以把超导薄膜和磁性薄膜做成多层结构；第二种是将磁振子和超导谐振器片上集成起来。首先要在理论上研究超导和磁性异质结构里面磁振子和超导库珀对的耦合动力学，预言这种结构中超导对磁振子动力学的调控，尤其是磁振子和交变场的耦合；接着开发和改进目前低温下测量磁振子的手段；最后通过实验探测超强耦合及实现器件集成，从而走向实际应用。

根据图5可知，倘若在磁性薄膜上方放置一个超导体薄膜，超导体只会和右行自旋波耦合，而与左行自旋波不耦合；反之，当将超导体放置在磁性薄膜下方，它只与左行自旋波耦合，与右行自旋波不发生耦合，我们将这种耦合称作手性或非互易性耦合^[1]。接下来继续探讨超导如何通过手性耦合来影响自旋波的。对于在磁性薄膜中右行自旋波而言，假设在其上方放置一个厚度与伦敦穿透深度相当的超导体，这时右行自旋波通过磁偶极辐射出的电磁场将穿透这个超导体，并提供驱动超导电流的电动势，因此利用伦敦方程(5)式可知驱动的超流 $J_s = -E \sin(k \cdot r - \omega t) / (\Lambda \omega)$ ，即超导体中将产生一个与电场 E 方向相反的超流 J_s ，而它的出现会向磁性薄膜内辐射出奥斯特磁场。结合磁矩进动的朗道—利夫希茨—吉尔伯特(Landau—Lifshitz—Gilbert)方程：

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\mu_0 \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \alpha_G (\mathbf{M}/M_0) \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \quad (13)$$

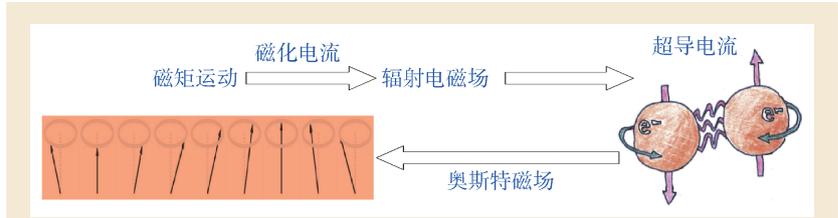


图6 超导与自旋波耦合机制示意图

其中 μ_0 是真空磁导率， $-\gamma$ 是电子旋磁比， α_G 是吉尔伯特阻尼系数，我们预期这一奥斯特磁场会驱动磁矩运动，从而调制自旋波的性质，原理如图6所示。

由上述电磁近邻效应，磁矩进动产生的电磁场会在微观上产生库珀对质心动量来驱动超导体中的超电流，而该超电流会产生奥斯特磁场影响铁磁绝缘体中磁化的动力学。由于磁振子和超导的电磁相互作用，在磁性—超导双层结构中，超导体的超电流 J_s 会加速磁性薄膜辐射的电磁场在薄膜外的衰减，并通过产生额外的奥斯特磁场来增强磁性薄膜内的偶极磁场。通过研究我们发现，超导向铁磁绝缘体内部辐射的磁场具有实部和虚部，其中实部的相位与磁矩进动的相位相同，这意味着其为磁矩运动提供了类场(field-like)转矩。这会对磁性薄膜内自旋波的色散关系进行调制，包括导致频率的显著移动和显著增大磁振子的群速度。由此，我们发现在磁性—超导双层结构中，磁振子的频率在布里渊区一半动量上可以被巨大的移动，这一移动可达 10 GHz 量级，与磁振子裸频率相当，属于磁振子和超导的超强(手性)耦合^[2]。同时，我们发现磁振子的群速度可以变大四倍以上，从而极大地增加磁振子传播的距离，使其在典型磁性绝缘体钇铁石榴石中可达毫米以上^[3]。部分理论预言已经陆续获得代尔夫特理工大学的

van der Sar 课题组^[4]和格罗宁根大学的 Bart van Wees 课题组的验证^[5]。

值得注意的是，当波矢 $k \rightarrow 0$ 时，即在铁磁共振频率处，自旋波辐射的电磁场的波长与超导材料的伦敦穿透深度 λ_L 相比大得多。这些磁场会被超导全反射，从而使得渗透到超导体中的电磁场非常小，因而无法驱动出超导电流及其奥斯特磁场，从而不会引起铁磁共振频率的偏移。因此我们认为铁磁共振的频率在超导—铁磁双层结构中不会被移动^[6, 7]。而早在2020年的实验就已经发现，铁磁共振在超导—铁磁—超导三层结构中会有很大频移^[8]，这引起了我们的关注。那为什么铁磁共振在双层结构中无法被移动，而在三层结构中能够被移动呢？

我们将前面阐述的电磁近邻效应应用到超导—铁磁—超导约瑟夫森结中，预测了铁磁绝缘体被两个超导体夹持时磁振子和微波光子之间的超强耦合。也就是说，均匀的磁矩进动($k \rightarrow 0$)辐射的电磁场由于迈斯纳效应初始时确实无法进入超导体内部，从而在两个超导之间来回反射，形成一个纳米尺度的“回音壁”。然而与超导—铁磁双层结构不同，经过若干次来回反射，电磁场能够逐步渗透到超导体内部，从而驱动出超导电流，进而超导电流产生的奥斯特磁场增强了铁磁薄膜内的偶极磁场，这导致铁磁共振以及长波自旋波与超导三明治结构产生超强耦合。其表现为铁磁共振频率

有巨大的频率移动, 大于 $10\text{ GHz}^{[6, 7]}$, 长波磁振子传播模式与微波光子通过能级反交叉形成磁光极化激元, 反交叉的能隙大于 $10\text{ GHz}^{[9]}$ 。这种约瑟夫森结构不会产生任何额外的耗散, 有望在磁场的精密探测以及量子信息中产生应用。

5 由超导到普通金属的“电控效应”

接下来介绍电磁近邻效应的其他效应及其可能应用。我们预言这种相互作用可以帮助实现灵敏探测和磁振子的反常输运。

我们首先将超导的研究结果拓展到普通金属。这在实验上也是一件自然的事情, 只需要将设备温度适当提高或者处于室温, 就可以由研究超导—磁体耦合变为研究金属—磁体耦合。由于超导迈斯纳效应, 微波只能进入超导体内很短的距离, 这个距离是伦敦趋肤长度, 它为实数。对于普通金属而言, 同样存在微波的趋肤效应, 它的趋肤长度是一个复数 $\delta = (1 + i) / \sqrt{2\omega\mu_0\sigma_c}$, 其中 σ_c 是金属的电导率, 这表明微波在普通金属内是一个振荡衰减的过程。这两个物理过程本质上是不同的。然而, 最近我们发现如果把超导—磁振子耦合研究结果中的伦敦趋肤长度都换成普通金属的微波趋肤长度, 所有的结果都可以用来研究金属—磁振子耦合。这一过程是一个厄米到非厄米的映射过程。得到的光子—磁振子耦合属于耗散

性的, 而不是相干性的。关于非厄米物理及耗散性耦合, 感兴趣的读者可以参考我们最近的综述[10]。

最近我们在双层结构中预言, 如果在磁性薄膜上制备金属磁体纳米阵列, 那么磁振子将在阵列的边界上形成非厄米趋肤效应, 这使得在阵列一个边缘处的激励会导致在阵列另一个边缘处磁矩运动的大幅度变化, 使其可以作为一个非局部激发和非互易的信息处理器^[11]。并且它对微弱磁场非常敏感, 可以检测到小到 μT 的微波, 这一功能可以在经典信息处理和未来的量子技术中实现。那非厄米趋肤效应是什么呢? 我们可以通过著名的Hatano—Nelson模型来理解。在Hatano—Nelson一维链中, 从左到右的跳跃 t_R 和从右到左的跳跃 t_L 是不同的。当 t_L 大于 t_R 时, 所有模式都在链的左边缘累积; 而当 t_R 大于 t_L 时, 所有模式都在链的右边缘累积。

我们的手性耦合正好在全磁性系统中实现了一种具有不同 t_L 和 t_R 跃迁的模式^[11]。可以从图7理解这种手性跃迁。图7(a)是自旋波向右传播时磁矩的快照, 可以看到对于每一个磁矩, 偶极磁场线将磁矩箭头从北极连接到南极。在磁性薄膜上方, 它们相干叠加并增强磁场, 但在磁性薄膜下方, 它们完全抵消。对于向左传播的自旋波, 情况正好相反, 如图7(b)所示。因此, 如果我们在磁性薄膜上方放置另一块金属磁性纳米结构, 通过偶极相互作用

用它只会与向右传播的自旋波相互作用(这里需要指明交换相互作用可以通过插层的方式抑制), 所以这种相互作用是手性的。那现在我们思考在磁性薄膜上制造一个磁纳米线阵列怎么样? 在这种情况下, 从左纳米线到右纳米线的耦合常数 Γ_R 和从右纳米线到左纳米线的耦合常数 Γ_L 不同。因此, 可以构造了一个类似于Hatano—Nelson模型的跳跃模型: 当自旋波向右传播时, 左侧纳米线会被激发从而在衬底中辐射出右行自旋波, 该右行自旋波又会激发右侧纳米线, 这意味着左纳米线可以影响右纳米线, 但右纳米线不能影响左纳米线。在这个系统中, 我们发现当 Γ_L 小于 Γ_R 时, 所有的磁振子态都聚集在阵列的右边, 而当 Γ_R 小于 Γ_L 时, 所有的磁振子态都聚集在阵列的左边。这也就是说, 磁振子在边界上形成了非厄米趋肤效应, 从而能够增强对微波的响应。需要指出的是, 与Hatano—Nelson模型不同, 这里的有效耦合 $\Gamma_{R,L}$ 是长程的。最近斯坦福大学范汕润教授课题组在光学系统中进一步研究了这一效应, 并将其命名为“介观非厄米趋肤效应”^[12]。

与此同时, 目前实验也克服困难, 通过微调参数在铁磁—普通金属—铁磁异质结构中实现了对另外一种非厄米效应——非厄米系统奇异点的测量^[13]。最近我们研究普通金属—铁磁体—普通金属的“三明治”结构中的电磁近邻效应后, 预言将不需要调整特定参数也能够持续诱导非厄米系统的奇异点, 从而可能会提高磁振子器件的灵敏度和性能^[9]。那非厄米系统的奇异点是什么? 我们可以用下式 2×2 哈密顿量中的磁振子—光子相互作用为例:

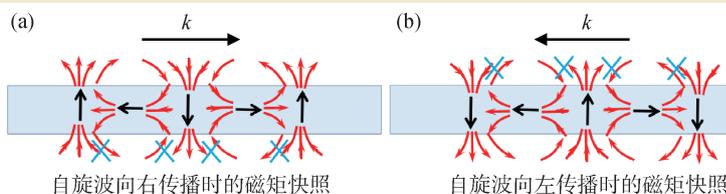


图7 自旋波传播时的磁矩快照及其产生的偶极场

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \omega_p - i\kappa_p & g_a \\ g_b & \omega_m - i\kappa_m \end{pmatrix}, \quad (14)$$

其中 ω_p 是光子的频率， κ_p 是它的阻尼， ω_m 是磁振子的频率， κ_m 是其阻尼， g_a 和 g_b 是它们的耦合，并且这里 g_b 可能不是 g_a 的共轭。依据(14)式可以知道这个哈密顿量有两个特征值。研究发现在某些特定的参数下两个特征值是相同的，并且两个特征向量合并为一个。因此我们可以通过调整参数，使得两种模式的频率合并为一，这就为奇异点。其实，有许多方法可以实现这种合并，例如，通过调节阻尼和相干耦合。那这个奇异点有什么用处呢？因为在某些扰动下，在奇异点处频率的变化比其他点大得多，所以它可以用来提高信号的灵敏度。

那么在金属—磁体—金属这种三层结构中，奇异点是如何实现的呢？为了解这个问题，我们首先用绝缘体代替铁磁体，这样就是两个由绝缘体隔开的普通金属层，此时它相当于一个平面平行板电容器。通过分析其电磁场的动力学可知，它包含两部分电场：面内电场和面外电场。对于面外电场，它会在上下普通金属层引起电荷积累，从而在绝缘体层中产生电压(图8(a))；对于面内电场，它在界面处是连续的，从而能穿透到普通金属层中并驱动普通金属中的涡流(图8(b))。电压和电流的动力学不是相互独立的，我们可以依据麦克斯韦方程得到电压和电流的关系式。根据变化的电场产生磁场，即(4)式，我们得到电容量 $C = \epsilon_1 / (2d_F)$ ，其中 ϵ_1 和 $2d_F$ 是绝缘层的介电常数和厚度。同时我们知道法拉第电磁感应定律中磁场的变化产生了电动势，即(3)式，因此可以得到电压和电流之间的

第二个关系式，并由此得到电感 $L = 2\mu_0 d_F (1 + \delta/d_F)$ ，这里 δ 是微波的穿透深度，在普通金属中它是一个对应于振荡衰减的复数。在已知电容和电感的情况下，可以通过LC电路建立光子模的有效哈密顿量，得到光子频率 ω 与 \sqrt{LC} 成反比，但是这里 L 不是实数，所以频率 ω 包含实部和虚部，即是非厄米的。

现在我们回到金属—磁体—金属的三层结构。铁磁体中的磁振子会通过塞曼效应与光子形成耗散性耦合 g_k 。我们发现磁振子与光子杂化后有两种模式：

$$\omega_{u(l)}^2 = \frac{1}{2} \left(\Omega_n^2 + \omega_N^2 \pm \sqrt{(\Omega_n^2 - \omega_N^2)^2 + 16\Omega_n \omega_N \frac{g_k^2}{\hbar^2}} \right), \quad (15)$$

其中， Ω_n 为异质结构中光子模式的色散， ω_N 表示异质结构中磁振子模式中的本征频率，它们是波矢的函数。这时我们想问是否存在某个波矢使得上式平方根为零。如果可以，我们就实现了奇异性的磁振子—光子极化激元。研究发现，当固定传播模式波矢方向，然后减少铁磁层的厚度时，两个模式频率在某一特定厚度处实数部分和虚数部分都是相同的；而当我们固定铁磁薄膜的厚度，改变波矢方向时，再次注意到，在某些特定的传播方向上两个频率的实部和虚部都是合

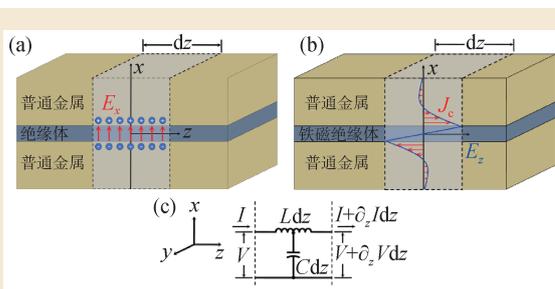


图8 金属—绝缘体—金属三明治结构中面外电场(a)和面内电场(b)分布；(c)该三明治结构中电磁场对应的等效LC电路

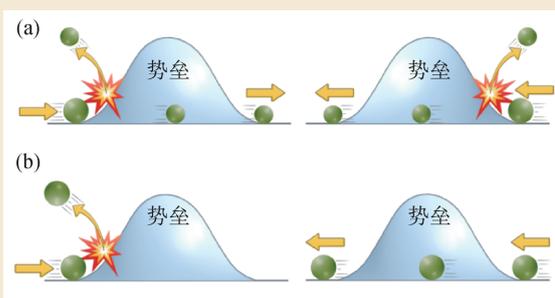


图9 正常情况(a)和手性阻尼(b)下的势垒隧穿

并的。当把这两个结果一起分析可以知道，磁振子奇异点总是出现在某个传播方向上，这就使得奇异性的磁振子—光子极化激元持续出现^[9]。

最近，实验上在利用磁振子奇异点实现更灵敏探测方面已经取得了一些进展，比如在与陆卫课题组合作的工作中发现，通过调整体系磁场构型可以实现两个磁振子态耦合的奇异点。在非线性情况下，这个奇异点能够极大地增强磁振子频率梳的信号^[14]。

最后我们讨论一下电磁近邻效应导致的磁振子手性耗散。由于磁振子辐射的电磁场具有手性，在铁磁绝缘体—普通金属异质结构中只有向右传播的磁振子能够与放在磁性薄膜上方的普通金属耦合，从而导致这些传播的磁振子在金属中耗散能量，我们称这种磁振子的耗散为手性耗散^[15]。目前，手性耗散已被实验所观测^[16]。当

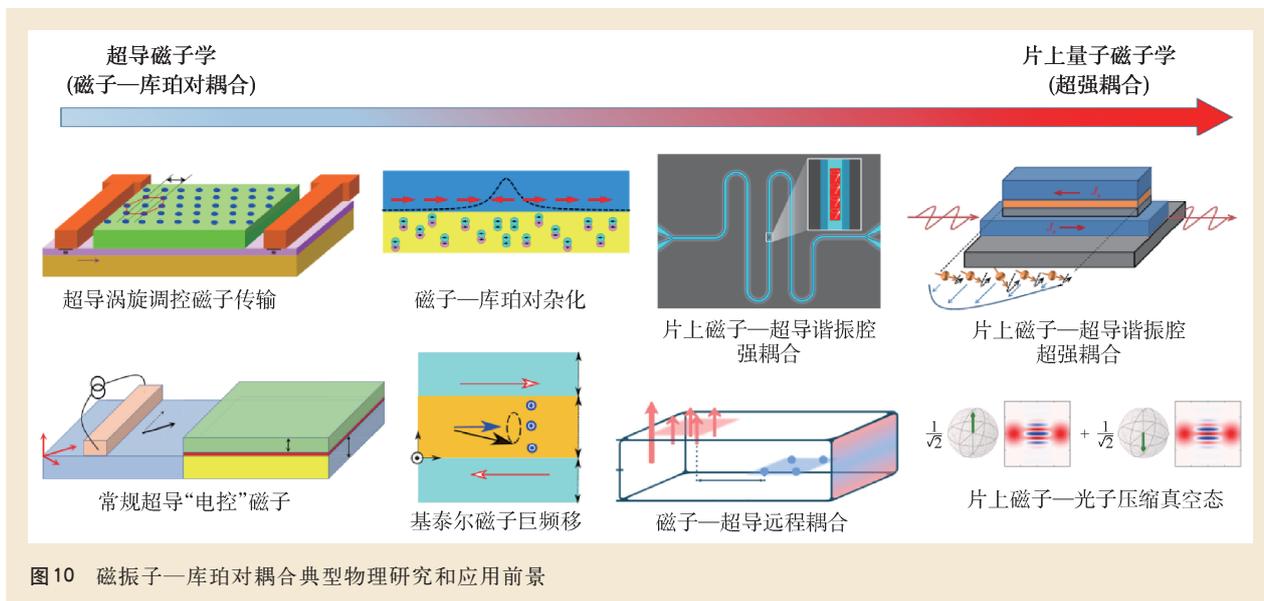


图10 磁振子—库珀对耦合典型物理研究和应用前景

把普通金属放置在自旋波附近时，来自自旋波的偶极场会驱动电子的涡流，这也是一种电磁近邻效应的表现形式。磁驱动的“涡电流”引入的阻尼会耗散磁振子的能量，显著地抑制磁化动力学，但是我们的研究表明这种有害的耗散可以帮助磁振子在单方向上穿透势垒^[15]。通常情况下，在系统设置一个势垒时，电子的势垒隧穿都是不分左右的，或者说是左右对称的。甚至即使势垒不对称，穿过势垒的透射也是对称的，这意味着无论电子从左向右传播还是从右向左传播，穿过势垒的透射率是相同的，如图9(a)所示。不同于这种传统理解，我们预言存在手性耗散时，势垒隧穿是单方向的，左右非常不对称。从图9(b)可以看到，在手性阻尼的存在下，自旋波向右传播时发生了全反射，而向左传播时其反射会被强烈抑制，从而未经反射穿过势垒。这种将有害耗散转变成有用功能的技巧对未来量子磁振子器件的设计可能带来启发，同时我们的预测并不局限于磁振子，也同样适用于其他手性的准粒子，如

表面声波、加入磁性材料的负载波导中的微波，或是光的手性波导等。

6 结语

超导与自旋波的“拳击”为磁振子学和超导电子学实现信息处理提供了新的手段。对于超导与自旋波耦合的研究，不仅能够推动基础物理的发展，还有望在量子技术和信息技术领域引发新的创新。基于磁振子与超导库珀对的耦合所导致的一些新颖的物理效应有望突破调控磁振子的瓶颈。这些理论与实验研究正在为利用超导对磁传输调控的“超导磁振子学”到实现磁振子—光子超强耦合的“片上量子磁振子学”架起桥梁(图10)。随着实验技术和理论模型的不断进步，相信这一领域的未来充满了希望。

以上大部分内容的计算细节可参见笔者受*Physics Reports*邀请撰写的100余页综述文章[1]。

致谢 感谢Gerrit Bauer教授多年的合作。

参考文献

- [1] Yu T, Luo Z C, Bauer G E W. *Phys. Rep.*, 2023, 1009:1
- [2] Yu T, Bauer G E W. *Phys. Rev. Lett.*, 2022, 129: 117201
- [3] Zhou X H, Ye X Y, Bai L H *et al.* *Phys. Rev. B*, 2024, 110: 020404
- [4] Borst M, Vree P H, Lowther A *et al.* *Science*, 2023, 382: 430
- [5] Van Wees B J. *Nano Lett.*, 2023, 23: 9303
- [6] Zhou X H, Yu T. *Phys. Rev. B*, 2024, 108: 144405
- [7] Jeon K R, Ciccarelli C, Kurebayashi H *et al.* *Phys. Rev. Appl.*, 2019, 11: 014061
- [8] Golovchanskiy I A, Abramov N N, Stolyarov V S *et al.* *Phys. Rev. Appl.*, 2020, 14: 024086
- [9] Qiu Z L, Zhou X H, Wang H C *et al.* 2024, arXiv:2407.21597
- [10] Yu T, Zou J, Zeng B W *et al.* *Phys. Rep.*, 2024, 1062: 1
- [11] Yu T, Zeng B W. *Phys. Rev. B*, 2022, 105: L180401
- [12] Poddubny A, Zhong J, Fan S H. *Phys. Rev. A*, 2024, 109: L061501
- [13] Liu H L, Sun D L, Zhang C *et al.* *Sci. Adv.*, 2019, 5: eaax9144
- [14] Rao J W, Yao B M, Wang C Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2023, 130: 046705
- [15] Ye X Y, Xia K, Bauer G E W *et al.* *Phys. Rev. Appl.*, 2024, 22: L011001
- [16] Kim D Y, Berrai I, Suraj T S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2024, 133: 156704

可编程 直流电源

... 高至 20kV

PS300系列高压电源提供高达20kV的输出能力。所有型号均提供包括可编程电流和电压限幅功能，可选择过载响应，短路保护，及 GPIB 通讯接口等多种功能。

具优异的功能特性及合理的价格，PS300系列是您的正确选择。

- ▶ 0.001% 电压调整率
- ▶ 0.05% 精确度
- ▶ 1 volt 分辨率
- ▶ 0.0015% 输出纹波
- ▶ 可编程限幅及门限
- ▶ 电压和电流读数显示
- ▶ GPIB 界面



25瓦直流电源 ... \$2915 (全球起价)

- PS310 ± 1.25 kV
- PS325 ± 2.5 kV
- PS350 ± 5 kV

10瓦直流电源 ... \$5165 (全球标价)

- PS355 -10 kV
- PS365 +10 kV
- PS370 -20 kV
- PS375 +20 kV

 **Stanford Research Systems**
Tel: 408-744-9040 · www.thinkSRS.com/products/ps300.html

先锋科技股份有限公司
电话: 86-10-6263-4840
传真: 86-10-8261-8238
Email: sales@teo.com.cn

欧陆科技有限公司
电话: 86-10-6800-8213/16/17
传真: 86-10-6800-8212
Email: euro-tech.bj@euro-tech.com

北京东方科泰科技发展有限公司
电话: 86-10-5129-4988
传真: 86-10-5824-6090
Email: sales@bost-ltd.com



请扫描二维码了解更多详情