

磁子流体动力学在原子级薄的铁磁体中

Ruolan Xue^{1*†}, Nikola Maksimovic^{2*†}, Pavel E. Dolgirev², Li-Qiao Xia³, Aaron Müller⁴, Ryota Kitagawa⁵, Francisco Machado^{2,6}, Dahlia R. Klein^{3,7}, David MacNeill³, Kenji Watanabe⁸, Takashi

Taniguchi⁸, Pablo Jarillo-Herrero³, Mikhail D. Lukin², Eugene Demler⁴, Amir Yacoby^{1,2*}

¹John A. Paulson School of Engineering and Applied Sciences, Harvard University, Cambridge, MA, USA

²Department of Physics, Harvard University, Cambridge, MA, USA

³Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, USA

⁴Department of Physics, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Zurich, Switzerland

⁵Department of Electrical and Electronic Engineering, Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan

⁶ITAMP, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA, USA

⁷Department of Condensed Matter Physics, Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel

⁸Research Center for Functional Materials, National Institute for Materials Science, Tsukuba, Japan[†]

(10Dated: 2025 年 4 月 18 日)

强相互作用的粒子可以导致出现集体激发。这些现象已在电子系统中得到广泛确认，但也预计会在如磁铁中的自旋波即磁振子等中性粒子气体中发生。在磁振子强烈相互作用的水动力学区域中，它们可以形成一种缓慢的集体密度模式——类似于水中声波——具有特征性的低频信号。虽然理论上已经预测了这种模式的存在，但其特征尚未通过实验观测到。在这项工作中，我们分离出₃的剥落片层，在此层中磁振子相互作用强烈，并开发了一种技术，利用钻石中的氮空位 (NV) 中心附近的量子相干性来测量其集体磁振子动力学。我们发现由单层 CrCl₃ 产生的热磁波动表现出异常的温度依赖关系，即随着温度降低波动增加。我们的分析表明这种反常趋势是由于低能磁振子声模的衰减率随温度升高而增强的结果。通过测量在可变频率驱动场存在下由薄多层 CrCl₃ 发出的磁波动，我们观察到了二维磁振子声模式的光谱证据。

I. 介绍

现代量子技术通常基于磁性材料，应用范围从非布尔计算 [1] 到自旋扭矩操纵 [2] 再到克服兰道尔能耗极限 [3, 4]。这些技术依赖于磁子——自旋激发的量子——在磁性材料中的传播 [5]。因此，对各种磁子传输机制的基本理解对于开发、设计和操作基于最近发现的原子级薄磁体的自旋电子器件至关重要 [6]。

特别值得关注的是实现新型传输机制。通常，传播的磁振子通过与样品边界或宿主材料原子晶格的碰撞而失去动量。当磁振子主要与其他磁振子发生碰撞时，就会出现一种质上不同的机制。这种流体动力学机制以类似液体的流动为特征，在此过程中传输由流体内部分散控制，而不是其与宿主材料的相互作用。在磁振子气体中的这种流体动力学机制预计会在低于单个

磁振子激发能量的情况下表现出集体声模，类似于超流体中的第二声音 [7–10]。

在固态中，流体动力输运是一个新兴领域，在电子系统中已有越来越多的证据 [11–15]，甚至展示了实际价值 [16]。理论上，已经建议可以在高度各向同性的铁磁体中存在的密集且强相互作用的磁振子气体中实现流体动力学状态 [8, 9, 17–19]。CrCl₃，一种具有相对较低单离子各向异性的层状磁性绝缘体 [20–25]，因此是极佳的候选材料。这种材料可以进一步以原子级薄的形式进行分离 [26–28]。然而，测量一般情况下磁振子的集体动力学已经颇具挑战性，在原子级薄材料中更是如此，因为它们具有介观样品体积和相应较小的信号。

这些困难可以利用类似原子的缺陷（如金刚石中的氮-空位 (NV) 中心）自然克服，它们能够在纳米尺度上检测到微小的磁场信号 [29, 30]。先前的研究展示了如何使用邻近 NV 中心通过噪声测量在 GHz 频率范围内（也称为 T_1 松弛度量法），利用波动-耗散定理来测量材料的耗散磁化率 [31–33]。在这里，我们采用了一种

* ruolanxue@g.harvard.edu

nikola_maksimovic@fas.harvard.edu

yacoby@g.harvard.edu

[†] These authors contributed equally to this work.

基于靠近原子级薄 CrCl_3 的 NV 中心退相干速率 (T_2) 的磁场噪声传感技术。我们发现由 CrCl_3 单层产生的低频磁噪声表现出随着温度降低而增强的现象。这一观察结果令人惊讶，因为有序磁体产生的热波动在温度降低时应冻结 [34]。我们认为所观测到的趋势是低能水动力磁元声模的特征，该模式具有由磁元粘度设定的异常阻尼率。

为了直接探测磁子声模，我们使用 NV 中心测量了在可变频率磁场驱动下薄体 CrCl_3 样品的磁响应，揭示了 CrCl_3 铁磁层中存在磁子声波的直接光谱证据。

II. 传感技术

去层的 CrCl_3 样品被 hBN 封装，并放置在一个共面波导中，该波导图案化在表面为 $2 \times 2 \times 0.5$ 毫米厚的金刚石上。该波导用于供应微波以驱动植入到距离钻石表面平均 55 纳米下方 NV 中心的自旋状态 (图 1A)。使用可以空间扫描的聚焦绿激光在 NV 层中选择一个约 640 纳米直径的传感点，围绕 CrCl_3 样品进行。

在 CrCl_3 中，Cr 原子形成蜂窝状晶格，并由最近邻铁磁交换相互作用特征化 (图 1B) [22, 35]。为了探测该材料的静态磁性质，我们利用 NV 的电子自旋共振频率的偏移 (参见图 1C 和 SI II.A) 来测量样品边缘产生的杂散磁场 (图 1D)。

通过量子相干传感协议实现了对磁化动态的访问。汉回波序列利用相位相干脉冲在布洛赫球上演化 NV 自旋状态，之后记录自旋对比度 (图 1E)。随着序列时间的连续变化，环境磁场噪声使 NV 自旋失相，以特征速率 $1/T_2$ 指数抑制自旋对比度 (图 1E 插图)。我们通过减去在附近裸钻石上获得的背景速率来分离样品引起的失相率 (图 1F 和 SI II.C)。为了确保所获取的信号反映平衡噪声，在初始化激光脉冲和汉回波序列 [36] 之间添加了一个可变延迟，范围从 1μ 秒到 60μ 秒 (参见 SI V)。

该测量方案中的样本诱导的磁噪声与材料 $\text{Im}[\chi(k, \omega)]$ 的磁化率耗散部分成正比，受频率和动量滤波函数 [37] 的影响。探测频率 ω_{echo} 本质上由汉回波序列的进动时间设定，而探测动量 k 在动量为 NV 样本距离 z_{NV} 的倒数时强烈尖峰。 T_2 -信号因此与

$\text{Im}[\chi(k_{\text{NV}}, \omega_{\text{echo}})]$ [37] (SI X 和 V) 相关：

$$\frac{1}{TT_2} \propto \frac{\text{Im}[\chi(k_{\text{NV}}, \omega_{\text{echo}})]}{\omega_{\text{echo}}}, \quad (1)$$

其中 T 是温度。在这项实验中， $k_{\text{NV}} \approx 1/z_{\text{NV}}$ 具有 $z_{\text{NV}} = 65$ 纳米和 $\omega_{\text{echo}} \sim 2\pi \cdot (10 - 1000)$ 千赫。对这些相对短的长度尺度的访问使 NV 噪声测量与传统的低频动力学 susceptibility [38] 探测区分开来。

III. 结果

A. 单层 CrCl_3

我们首先使用游离场测量 [26, 39] 来估计单层 CrCl_3 薄膜的铁磁转变温度和交换常数。在 6 K 时的磁场游离场 (图 2A) 与包含可变磁化强度和方向的样品几何结构模拟进行了比较 (图 2B)。这一分析得出的最佳拟合解对应于接近平面的磁化强度为 $11\mu_B/\text{nm}^2$ (参见 SI IV.A)。温度依赖的积分杂散场 (图 2C) 显示，随着温度的升高磁化强度连续下降，并在 $T_c \approx 12.5$ K 时发生了铁磁到顺磁相变 (图 2D)，这个值与之前对外延生长单层 CrCl_3 [26] 的测量结果一致。

我们通过将温度依赖的外磁场数据拟合到铁磁态中的自洽线性化旋波理论中来提取交换相互作用 J (详细内容见 SI IV 和 VII)： J 以及一个将磁化强度转换为外磁场的比例因子 (图 2D)。在 12.5 K 以上理论与实验之间的偏差源于旋波理论在接近转变温度 [40] 时的失效。得到的交换常数 ($J = 10.9 \pm 0.4$ K) 与之前对多层 CrCl_3 [23] 的测量结果吻合得很好。拟合的比例因子将磁化转换为积分杂散场，假设零温度下的磁化率为 $2.8\mu_B/\text{Cr}$ [26]，该比例因子在我们对 6 K 时的杂散场分布的最佳拟合模拟所得到的结果的 25% 范围内 (关于我们在最佳拟合仿真程序中的系统误差来源在 SI IV.A 中进行了讨论)。[41]。整体上，我们的自旋波模型与剩磁数据之间的吻合表明偶极相互作用稳定了铁磁相 (见附录 IX)，并且在低于 12.5 K 时，磁振子是由于建模单层 CrCl_3 磁动力学的相关激发。

虽然静态磁性质符合自旋波模型 [23, 26]，但通过 $1/T_2$ 测量的观察到的自旋动力学揭示了表明在铁磁态内存在强烈磁子相互作用的特殊行为。这些测量既是在与样品平面垂直的 4 毫特斯拉偏置磁场和沿 NV 轴、偏离法线 54° 的 136 毫特斯拉场下进行的 (图 3A)。

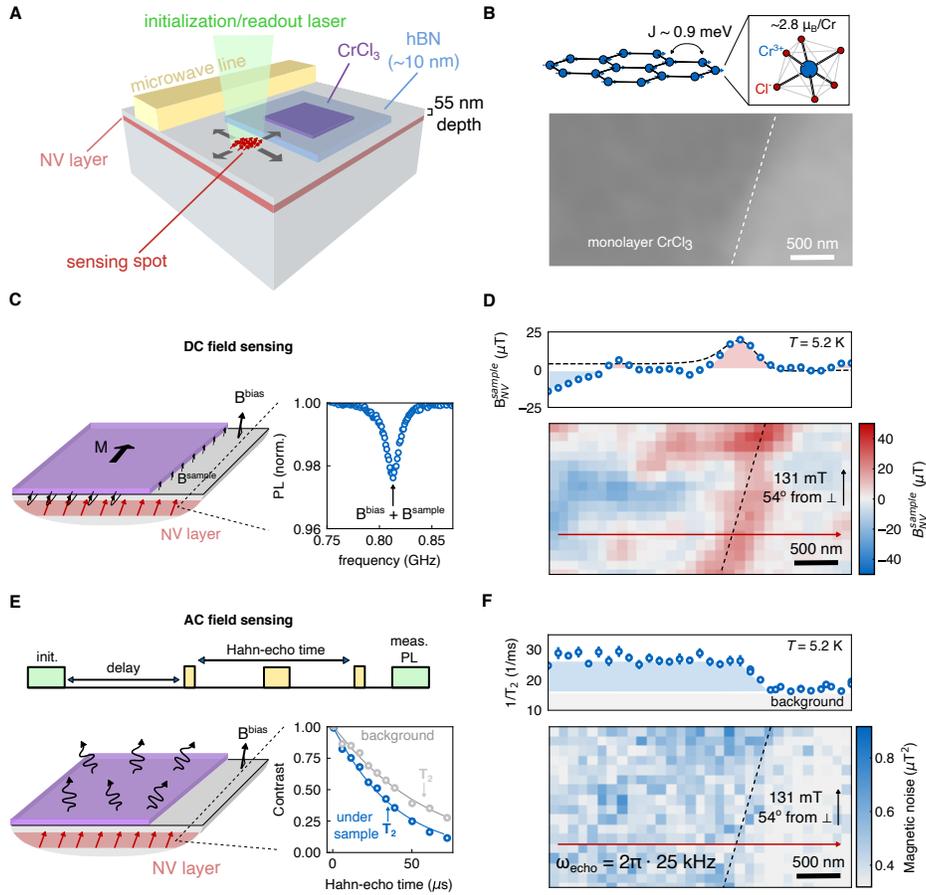


图 1. CrCl₃ 材料特性和氮空位 (NV) 中心传感技术。A CrCl₃ 样品嵌入在钻石板表面的共面波导中，该板包含一层均匀分布的浅 NV 中心。一束聚焦激光照射 NV 层中的可移动传感点。B 单层 CrCl₃ 的晶体结构及其相关的磁交换相互作用，以及单层 CrCl₃ 的一个区域的光学图像。C 静态磁场通过光学检测磁共振测量，包括样品的漏磁场和直流偏置场的贡献。D $B_{\text{NV}}^{\text{sample}}$ 通过对传感点位置进行光栅扫描并在样品外确定偏置场后减去该偏置场来隔离。一条线切割（上图）的杂散场分布与使用 $12 \mu_B/\text{nm}^2$ 和表面法线成 85° 角的样本磁化强度进行的模拟一致（虚线）。E 通过测量 NV 中心的去相来实现交流磁场感应。F 使用固定的汉恩回波时间为 $40 \mu\text{s}$ ($\omega_{\text{echo}} = 2\pi \cdot 25$ 赫兹) 测量的磁噪声强度图像，在与 D 相同条件下拍摄。线切割显示 $1/T_2$ 是通过在每个空间点对 Hahn 回声衰减进行完全拟合而获得的。

在 4 mT 时，从静态磁场测量推断出的噪声在接近转变温度时表现出尖锐的峰值。随后，随着进一步冷却至我们记录的最低温度（图 3A），噪声水平继续上升。136 mT 的磁场抑制了转变温度附近的特征，但仅对随温度降低而增加的噪声趋势有轻微影响。

噪声在相变附近 11.5K 和 13K 之间的峰值可能是由临界涨落引起的 [37]。较强磁场中这一特征的抑制可能源于所施加场的平面分量明确对称性破缺效应。两个间距紧密的峰的存在似乎是非典型的（参见 SI VI 中的另一样品测量），表明在感应点长度尺度上的转变温度存在几个百分点的空间不均匀性。类似转变温度的变化以前已在外延 CrCl₃ 单层中观察到过 [26]。

随着温度在有序状态下 ($< 11\text{K}$) 降低， $1/T_2$ 的增加是一个令人惊讶的观察结果，因为在一般情况下，有序铁磁体中的磁噪声应该会随着 T 的降低而单调减少，因为热涨落逐渐被冻结 [34]。我们考虑了可能在此材料中产生噪声的各种机制，包括单磁子的阻尼 [42, 43]、磁涡旋 [35]、磁化隧穿 [44]、畴壁、奇异磁性粒子 [45] 以及自旋玻璃物理 [46, 47]，所有这些都无法一致地捕捉实验现象学（参见 SI XV.A）。

我们论证这种异常的噪声缩放可以通过磁子流体力学来捕捉。在实验温度下，磁子组成一种密集气体，由于磁子密度波动通过 NV 纳米尺度感应区域 [33] 而产生噪声。单层 CrCl₃ 中的磁子相互作用非常强烈，以

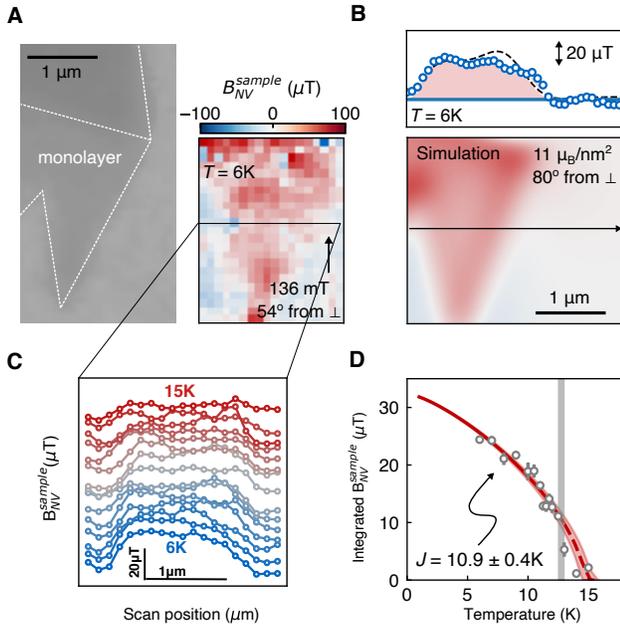


图 2. 单层 CrCl_3 的静态磁化特性。A 具有偏置场为 136 mT，与表面法线成 54° 角，在 6 K 下拍摄的光图像及游离磁场图。B 与 (A) 中游离磁场图使用相同色标绘制的最佳拟合模拟游离磁场分布，对应于与表面法线成 80° 角的样品磁化强度为 $11 \mu_B/\text{nm}^2$ 。上图描绘了单次线扫描（蓝色点）以及模拟结果（虚线）。C 样品腰部的温度依赖性杂散磁场分布。D 集成样品区域内的杂散磁场作为温度的函数，灰色条表示铁磁到顺磁转变温度。红线是我们偶极自旋波模型 (SI XI) 的拟合结果，从中我们确定了铁磁交换常数 J 。

至于该气体可以形成低能量长寿命集体声模，随着温度升高，这种模式不仅移动得更快，而且更长寿。这种由相互作用驱动的速度提升和线宽变窄抵消了热波动的放大，最终导致噪声随温度增加而被抑制。

我们首先注意到， $1/T_2$ 信号预计对单个磁子激发的产生和湮灭过程不敏感，即横向自旋振荡。为了明确这一点，我们在图 3B 中绘制了基于我们的线性化自旋波理论计算的一层 CrCl_3 中的磁子色散关系。在典型的实验温度下，磁子的平均热能与各向异性能量尺度（偶极、单离子和面内磁场）相比很大。因此，热磁子基本上遵循一个由交换相互作用设定质量 m 并具有一个有效的微小伪间隙 Δ 的抛物线色散关系，这个伪间隙源自各向异性的弱效应（图 3B，图 S6）。NV 中心过滤掉了远离 $k_{\text{NV}} \simeq 1/z_{\text{NV}}$ 的动量。磁振子在 k_{NV} 附近具有频率 $\gtrsim 1$ GHz，这与 $1/T_2$ 测量的频率明显不同共振（参见图 3B 的插图）。

相反， $1/T_2$ 信号来源于磁子气体的亚间隙密度波动，即纵向自旋波动，这些波动源于高动量热磁子的散射 [9, 33]。当动量守恒的磁子-磁子散射主导了诸如磁子-声子、磁子-乌姆拉普和磁子阻尼等弛豫机制时，可以实现水动力学状态——这种状态在被 NV 探测的 65 纳米长度尺度上占主导地位。我们的估算（见 SI XV.A）表明，在实验测量的温度范围内，这种情况确实存在于 CrCl_3 中。磁子-磁子平均自由程由 $l_{\text{mfp}} \simeq (J/T)^{3/2}/(na)$ [18] 给出，在 $T = 5$ K 时范围为 18 纳米，在 $T = 10$ K 时为 3 纳米，其中 a 是晶格常数， n 是热磁子密度。相比之下，在相同的温度范围内 (SI XV.A)，所有弛豫长度尺度都被发现超过 100 纳米。

在流体动力学范围内，纵向自旋涨落形成一个低能量集体声模，其由于有限寿命引起的展宽跨越了频率范围直到 $1/T_2$ 测量的频率（图 3C）。特别是，声模具有由声速 v_s 和由磁振子粘度 μ 决定的衰减率所设定的线性色散关系。在这个范围内，噪声测量探测到的低频磁化率由声模的传输系数： $(TT_2)^{-1} \propto \mu/(m^2 v_s^4)$ 以及磁振子的有效质量 m 决定。交换-碰撞引起的磁元粘度 $\mu \propto q_{\text{th}} n l_{\text{mfp}} \sim 1/T$ ，其中 $n \sim T$, $q_{\text{th}} \sim T^{1/2}$ 和 $l_{\text{mfp}} \sim T^{-5/2}$ （见 SI XIV.A）。因此，温度依赖的粘度可以通过 μ_k/T 描述，其中 μ_k 是一个常数。对于声速，在我们操作的高磁元密度区域 $T \gg \Delta$ 中，我们发现温度依赖的声速由磁元伪隙 Δ 决定： $v_s^2 \approx v_0^2 |\log(\Delta/T)|$ （见附录 XIII.B），其中 v_0 是一个常数。考虑到这些效应，得到的响应函数随温度的变化关系为：

$$\frac{1}{TT_2} \simeq \left(\frac{C}{z_{\text{NV}}^4} \frac{\mu_k}{m^2 v_0^4} \right) \frac{1}{T \log^2(\Delta/T)}. \quad (2)$$

这里 C 是一个编码了几何因素和 NV 的旋磁比的常数（参见补充材料 VI.B）。这个现象学理论与我们在 6 K 到 11 K 之间的 $1/T_2$ 测量结果有很好的定性一致（图 3D）。最低温度下的偏差可能是由于平均自由程接近或超过了 z_{NV} ，系统进入了一个非相互作用的区域。这种一致性进一步允许我们通过双参数拟合来提取系统的物理参数（参见补充材料 VI.D）。我们获得在 4 毫特斯拉时为 $\frac{C}{z_{\text{NV}}^4} \frac{\mu_k}{m^2 v_0^4} = 43 \pm 9$ 千赫和 $\Delta = 1.2 \pm 0.2$ K；在 136 毫特斯拉时为 $\frac{C}{z_{\text{NV}}^4} \frac{\mu_k}{m^2 v_0^4} = 41 \pm 10$ 千赫和 $\Delta = 1.7 \pm 0.7$ K。磁场从 4 毫特斯拉增加到 136 毫特斯拉时， Δ 的大约两倍的增长与我们的线性化自旋波理论的结果在定性上是一致的，该理论预测在 $B = 4$ 毫特斯拉

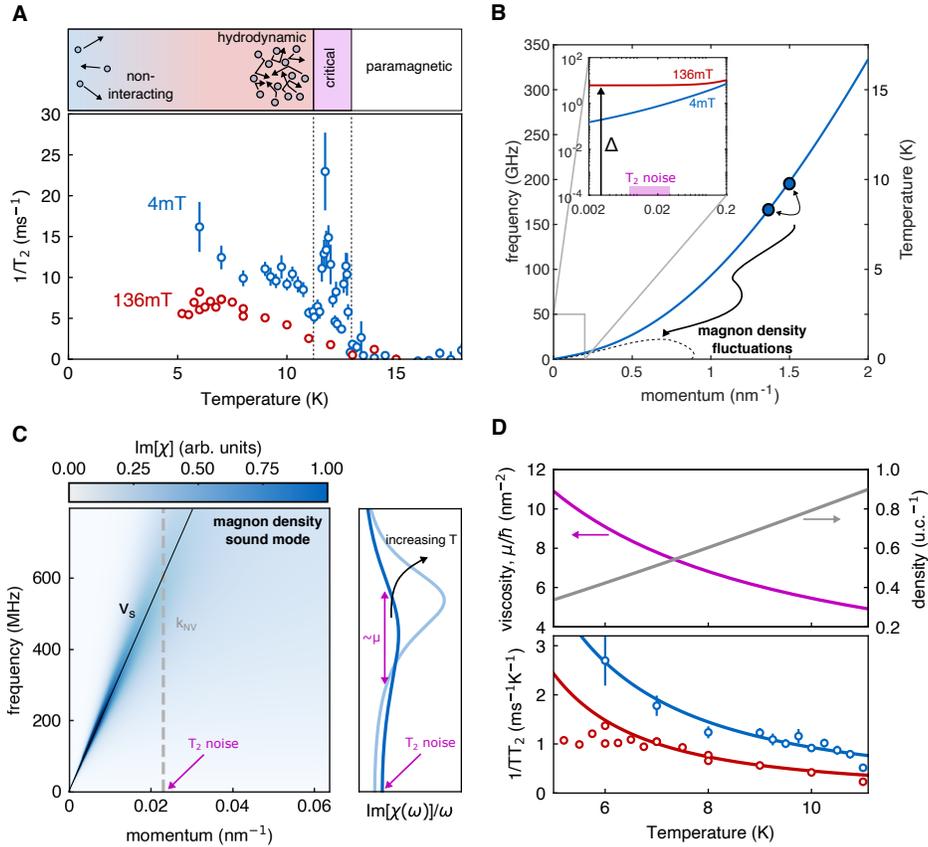


图 3. 退相干光谱学研究单层 CrCl_3 及其与磁振子动力学的关系。A 样品诱导的 $1/T_2$ 退相干率，在垂直于样品的 4 mT 外加磁场和倾斜 54° 的 136 mT 磁场下，单层样品区域平均值。B 沿 Γ - K' 方向计算的磁振子色散，在实验中应用的两个磁场强度下。插图展示了相关频率和动量的 T_2 噪声测量结果的放大视图（粉红色正方形）。色散关系基本上是抛物线形，有效间隙 Δ 由各向异性项设定。右侧轴是以温度单位绘制的能量尺度。C 磁声模式在流体动力学区域中的 $\text{Im}[\chi]$ 。一条截面图在 k_{NV} 处描绘了如何 T_2 噪声（通过方程 (1) 与 $\text{Im}[\chi]/\omega$ 相关）与粘性阻尼率 μ 成正比。D 上面板显示了计算出的磁子密度 $n(T)$ 和由交换驱动的磁子粘度 $\mu(T)$ ，随着 T 的增加而减小。底部面板展示了基于我们的现象学理论方程 (2) 在 6K 到 11K 范围内对数据的拟合。

下为 $\Delta \simeq 0.17$ 开尔文，在 $B = 135$ 毫特斯拉下为 $\Delta \simeq 0.33$ 开尔文（见 SI VII.C 和图 S6）。这里的定量不一致可能源于当前理论 [48] 未考虑的磁元带重整化效应，并在讨论中进一步处理。我们对热磁元流体的流体动力学模型，特别是粘性阻尼率的 $1/T$ 标度，为实验中观察到的趋势提供了一个有充分动机且满意的解释。这种解释得到了以下提供的流体声模式的直接光谱特征的支持。

B. 大量 CrCl_3

我们现在专注于研究 CrCl_3 多层中的水动力磁子声模。该材料由铁磁单层组成，这些单层在层间呈弱反铁磁耦合 [22]。先前的文献表明，磁子动力学主要局

限于二维层内 [49, 50]，这表明我们的水动力模式模型可以扩展到这种情况下——实际上，多层 CrCl_3 也表现出异常的 $1/T_2$ 随温度的变化，这在一定程度上反映了单层中观察到的行为（见 SI VIII）。

我们首先描述了该材料的静态磁结构。在 6K 时测量的 CrCl_3 多层结构的静态磁场与分层反铁磁性一致，其中 131 mT 的偏置场使各层之间的自旋倾斜约 4-5%（图 4A,B）。这种倾斜程度大致与剥离后的 CrCl_3 [51] 中观察到的典型饱和磁场一致。通过监测单条切线上的漏磁场随着温度升高而变化（图 4C），我们发现在磁化率随温度的变化中存在两个特征，这表明有磁相变（图 4D），在其之上信号随温度升高而衰减，表现出顺磁响应的特性。基于与现有文献中关于这种材料的比较 [22, 27, 52]，我们得出结论，该材料

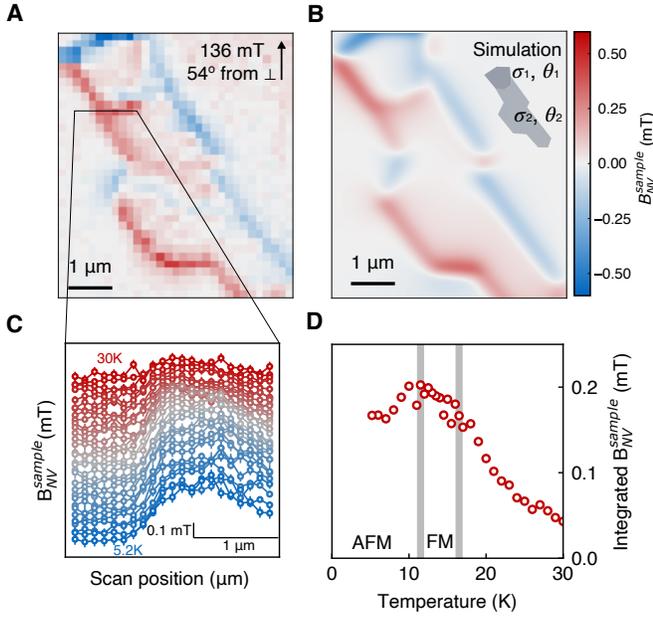


图 4. 薄多层 CrCl_3 **A** 的静态磁化性质 在 6 K 下, 沿与平面成 54° 角的方向施加 131 mT 的磁场进行外场测量。 **B** 通过优化磁化 $\sigma_1 = 29 \mu_B/\text{nm}^2$ 在表面法线 60° 处 (厚度 29 nm) 以及 $\sigma_2 = 22 \mu_B/\text{nm}^2$ 在表面法线 83° 处 (厚度 25 nm) 进行的最佳拟合模拟。 **C** 沿样品水平切割线测量的温度相关外场。 **D** 积分外场与温度的关系。两个特征与预期的层间反铁磁和层内铁磁有序转变温度一致。

经历两次相变——第一次在 $\sim 16.5\text{K}$ 时, 与层内的铁磁有序有关, 第二次在 $\sim 12\text{K}$ 时, 与层间的反铁磁排列有关 (图 4D)。对另一个样品的测量表明具有相同定性行为但转变温度略有不同 (见补充材料 VIII)。

为了访问该材料的 $\sim 100\text{MHz}$ 频率响应, 其中预期存在层内流体声模式, 我们在频率 f_{drive} 下施加磁场刺激, 并通过 NV 中心的 Hahn 回波序列检测材料的响应。在我们操作的线性响应区域 (图 5A), 该测量中的信号可以理论上与材料在 f_{drive} 的响应函数相关, 考虑到了 NV 动量滤波函数和自旋回波频率滤波函数 (参见补充第十八部分)。

通过改变驱动频率 f_{drive} , 我们检测到一个由有限频率下的共振和宽广的低频尾部组成的光谱 (图 5B)。受到一种理论计算的启发, 该计算预测了由水动力声模和扩散组分生成的实验光谱 (参见 SI XVIII.D.), 我们采用了一种唯象拟合方法来捕捉这一光谱随温度变化的演化过程 (图 5C)。特别是, 光谱可以通过频率为 f_{sound} 、线宽为 γ_{sound} 和光谱权重为 A_{sound} 的共振以及

零频洛伦兹分布 (宽度为 D , 光谱权重为 $A_{lorentzian}$) 拟合:

$$\frac{A_{sound}}{(f^2 - f_{sound}^2)^2 + f^2 \gamma_{sound}^2} + \frac{A_{lorentzian}}{D^2 + f^2}. \quad (3)$$

共振频率 f_{sound} 和线宽 γ_{sound} 在层间反铁磁相变 (图 5D) 中都表现出平滑的趋势, 这表明该光谱成分反映了被限制在对层间自旋排列不敏感的铁磁层中的自旋动力学。相比之下, Lorentz 宽度 D 在这一相变过程中表现出更为显著的特征 (图 5D), 在层内铁磁相中比在层间反铁磁相中更宽。这一趋势表明, 洛伦兹谱分量包含反映层间动力学 [33] 的贡献, 但也可能包括一般情况下即使在流体力学描述中也存在的扩散性贡献, 如 SI 第十八部分所述。

首先, 重要的是要排除在图 5B 中观察到的共振来自磁子的可能性。我们注意到信号在铁磁转变温度以上完全消失 (见图 5C), 并且表现出微弱的磁场依赖性 (参见 SI IX.F)。这些观测结果都强烈违背了由横向自旋振荡引起的共振预期行为, 后者应该对外部磁场有强烈的依赖性, 并且在转变温度以上作为顺磁共振 [25] 持续存在。

这些事实表明, 图 5B,C 中观察到的共振对应于 CrCl_3 的二维铁磁层内的次间隙水动力磁元声模式。事实上, 实验光谱的形状可以通过我们完整的理论模型来再现, 该模型描述了由水动力模式和现象学低频扩散模式组合产生的受激噪声 (图 5E)。这一理论计算表明, 共振峰值的位置可以用来粗略估计声模的速度: 通过 $v_s \approx 2\pi f_{sound}/k_{NV} \sim 150$ 米/秒。虽然这是一个粗糙的估算值, 但它在单层 CrCl_3 的纯理论上预测值 (300 米/秒) 的一倍范围内。此外, 预计各层之间的反铁磁耦合会软化磁元声 [53], 这与单层声速大于块体声速是一致的。更好地定量理解光谱需要精确描述驱动场和样品磁模式之间相互作用的模型 (另见补充 XVIII)。

值得注意的是, 该共振的拟合线宽随着温度的降低而增大 (图 5D)。重要的一点是, 由于 NV 动量滤波器的有限带宽, 无法直接用图 5 中获得的谱线宽来测量声模衰减率 (参见补充信息第十八部分)。尽管如此, 随着温度降低而增大的线宽现象 (图 5D) 值得注意, 并且可能在一定程度上反映了我们在解释单层 CrCl_3 中观察到的与温度相关的噪声标度时所采用的粘性衰减异常趋势 (见图 3D)。

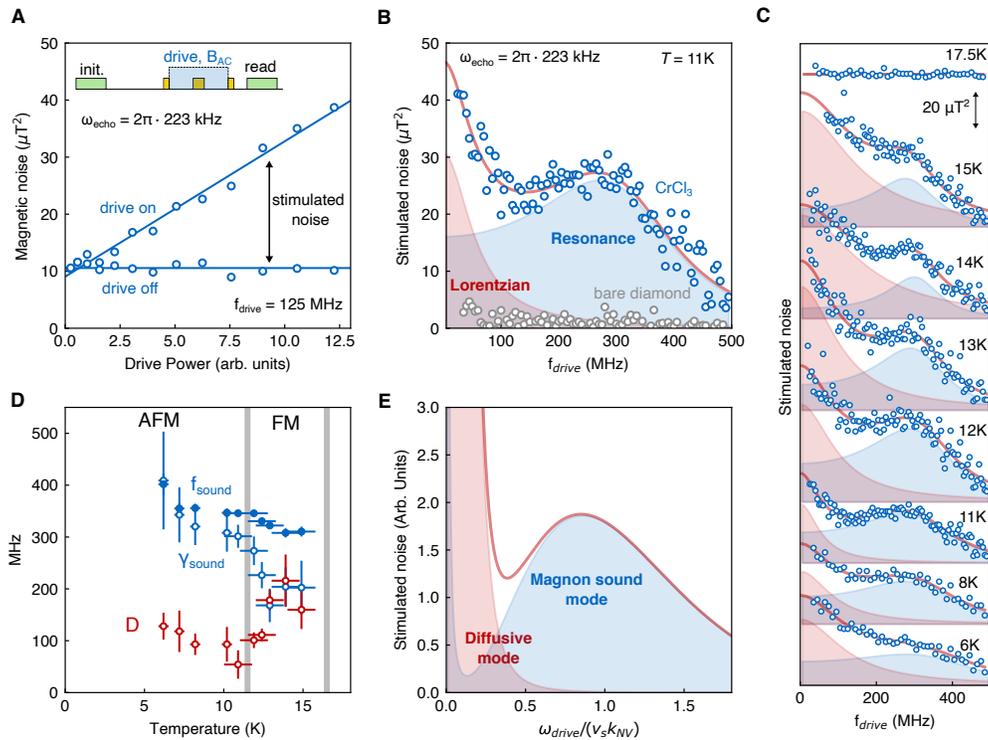


图 5. 光谱证据表明在薄层 CrCl₃ **A** 中存在水动力磁子声模。通过 Hahn 回波序列测量多层样品在 11 K 和静态 1.3 mT 外加磁场偏压下的磁噪声。测量过程中，由共面波导施加的频率为 f_{drive} 的振荡驱动磁场。在这种线性响应区域中，样品产生的激发磁噪声可以与样品在 f_{drive} 处的磁响应函数和 NV 动量相关（见补充材料第十八部分）。**B** 通过 CrCl₃ 样品下的 NV 中心测量到的光谱（蓝色点），这是通过固定功率下改变 f_{drive} 获得的。该光谱很好地拟合为有限频率下的磁子声模共振（蓝色）和零频洛伦兹线形（红色）之和。附近裸钻的测量基本上没有响应。**C** 温度依赖光谱及拟合结果。**D** 拟合的共振频率 f_{sound} （实心蓝色点），线宽 γ_{sound} （空心蓝色点）和洛伦兹宽度 D （空心红色点）作为温度的函数。垂直灰色条表示材料层间和层内跃迁温度。**E** 理论计算由磁子声模和扩散模引起的受激发噪声谱再现了实验中观察到的线型。

IV. 讨论

CrCl₃ 中存在水动力磁子声模为本工作中几个互补观察结果提供了一致的图景。特别是，单层 CrCl₃ 产生的温度依赖噪声中的异常趋势表明了粘性阻尼水动力磁子声模的存在（图 3A,D）。我们对多层 CrCl₃ 的光谱测量直接证明了这种模式的存在（图 5C）。

流体动力学磁元气体的定量性质由两个输运系数设定——磁元声速和粘度。目前的工作揭示了通过理论和实验发展来探索这些系数的两大激动人心的机会。值得注意的是，估计的实验声音模式速度（150 米/秒）比我们半经典理论中预期的速度（300 米/秒）要慢。这种差异的一部分可能反映了我们的实验估算粗糙度，但也可能是系统表现出超出我们目前理解的物理学。特别地，我们对声模速度的预测基于裸磁元带

的色散。然而，流体动力学磁元声模式的存在源自磁元之间的强相互作用效应，这反过来预计会增强磁元有效质量 [48] 并减慢相对我们自旋波理论结果的声音模式。

此外，从平衡噪声测量（图 3）或驱动实验（图 5）中实验提取另一个关键传输系数，黏度 μ ，需要精确知道磁振子的质量。因此，更完整的磁振子重整化效应的理论图像和高动量磁振子色散的独立实验测量对于定量理解水动力学磁振子区域至关重要。

更广泛地说，这项工作为探索磁体中磁子声的物理特性提供了一个起点 [7–9]，这是一个比超流体中的第二声音 [10] 更具优势的研究平台。例如，在具有大交换常数的磁体中，可以在环境条件下实现相干的磁子声波 [54]。这样的纵向自旋波甚至表现出可能在自旋电子学、磁子学和热电子设备中有用的特性 [19, 55]。

V. 致谢

作者感谢 I. Esterlis、J. Rodriguez-Nieva、M. Ziffer 和 B. Halperin 的有益讨论，N. R. Reed 在正向傅里叶方法上的支持，以及 M. Tschudin 在实验方面的帮助。本工作得到美国能源部(DOE)的量子科学中心(QSC)资助，该中心是美国国家量子信息科学研究机构。A. Y. 还部分得到了戈登和贝蒂·摩尔基金会通过 GBMF 9468 拨款以及美国陆军研究办公室 (ARO) MURI 项目拨款号 W911NF-21-2-0147 的支持。R. X. 还部分得到了美国陆军研究办公室下拨款号码：W911NF-22-1-0248 的支持。N.M. 得到了哈佛大学橡树岭科学教育研究所管理的情报社区博士后研究奖学金计划的任命支持。P.E.D. 的工作由美国陆军研究办公室赞助，并在拨款号 W911NF-21-1-0184 下完成。A.M. 和 E.D. 得到了瑞士国家科学基金会项目 200021_212899 的支持，以及瑞士教育、研究和创新国务秘书处 (SERI) 合同号 UeM019-1 和 NCCR SPIN 下的资助，这是一个由瑞士国家科学基金会 (拨款号 225153) 资助的研究竞争力中心。F.M. 感谢 NSF 通过哈佛大学 ITAMP 的

拨款支持。PJH 感谢美国陆军研究办公室 MURI (拨款号 W911NF2120147)、2DMAGIC MURI (拨款号 FA9550-19-1-0390)、国家科学基金会 (拨款号 DMR-1809802)、海军研究办公室 (拨款号 N000142412440)、Ramón Areces 基金会以及戈登和贝蒂·摩尔基金会通过拨款号 GBMF9463 的 EPiQS 计划的支持。

作者贡献

R.X.、N.M. 和 A.Y. 构思了实验。R.X.、N.M. 和 R.K. 执行了实验并进行了数据分析。P.E.D.、A.M. 和 F.M. 发展了实验的理论解释，得到了 A.Y.、E.D. 和 M.D.L. 的关键输入。L-Q.X. 和 R.X. 在 P.J.-H. 的监督下制备了样品。D.R.K. 和 D.M. 在 P.J.-H. 的监督下生长并表征了 CrCl_3 晶体。K.W. 和 T.T. 提供了 hBN 晶体。所有作者均参与了论文的撰写。

声明

作者声明没有利益冲突。原始数据和分析代码可在合理请求下提供。

-
- [1] G. Csaba, A. Papp, and W. Porod, *Journal of Applied Physics* **115** (2014).
- [2] N. Locatelli, V. Cros, and J. Grolier, *Nature materials* **13**, 11 (2014).
- [3] A. Bérut, A. Arakelyan, A. Petrosyan, S. Ciliberto, R. Dillenschneider, and E. Lutz, *Nature* **483**, 187 (2012).
- [4] R. Cuykendall and D. R. Andersen, *Optics Letters* **12**, 542 (1987).
- [5] A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, *Nature physics* **11**, 453 (2015).
- [6] K. S. Burch, D. Mandrus, and J.-G. Park, *Nature* **563**, 47 (2018).
- [7] K. Michel and F. Schwabl, *Physik der kondensierten Materie* **11**, 144 (1970).
- [8] G. F. Reiter, *Physical Review* **175**, 631 (1968).
- [9] J. F. Rodriguez-Nieva, D. Podolsky, and E. Demler, *Physical Review B* **105**, 174412 (2022).
- [10] P. Hohenberg and P. Martin, *Annals of Physics* **34**, 291 (1965).
- [11] J. A. Sulpizio, L. Ella, A. Rozen, J. Birkbeck, D. J. Perello, D. Dutta, M. Ben-Shalom, T. Taniguchi, K. Watanabe, T. Holder, *et al.*, *Nature* **576**, 75 (2019).
- [12] L. Levitov and G. Falkovich, *Nature Physics* **12**, 672 (2016).
- [13] D. Bandurin, I. Torre, R. K. Kumar, M. Ben Shalom, A. Tomadin, A. Principi, G. Auton, E. Khestanova, K. Novoselov, I. Grigorieva, *et al.*, *Science* **351**, 1055 (2016).
- [14] J. Crossno, J. K. Shi, K. Wang, X. Liu, A. Harzheim, A. Lucas, S. Sachdev, P. Kim, T. Taniguchi, K. Watanabe, *et al.*, *Science* **351**, 1058 (2016).
- [15] P. J. Moll, P. Kushwaha, N. Nandi, B. Schmidt, and A. P. Mackenzie, *Science* **351**, 1061 (2016).
- [16] J. Geurs, Y. Kim, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Moon, and J. H. Smet, *arXiv preprint arXiv:2008.04862* (2020).
- [17] F. Schwabl and K. Michel, *Physical Review B* **2**, 189 (1970).
- [18] F. J. Dyson, *Physical review* **102**, 1217 (1956).

- [19] C. Ulloa, A. Tomadin, J. Shan, M. Polini, B. Van Wees, and R. Duine, *Physical Review Letters* **123**, 117203 (2019).
- [20] A. Narath, *Physical Review* **131**, 1929 (1963).
- [21] M. Kostryukova and L. Luk'yanova, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics* **34**, 391 (1972).
- [22] M. A. McGuire, G. Clark, K. Santosh, W. M. Chance, G. E. Jellison Jr, V. R. Cooper, X. Xu, and B. C. Sales, *Physical Review Materials* **1**, 014001 (2017).
- [23] H. H. Kim, B. Yang, S. Li, S. Jiang, C. Jin, Z. Tao, G. Nichols, F. Sfigakis, S. Zhong, C. Li, *et al.*, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **116**, 11131 (2019).
- [24] D.-H. Kim, K. Kim, K.-T. Ko, J. Seo, J. S. Kim, T.-H. Jang, Y. Kim, J.-Y. Kim, S.-W. Cheong, and J.-H. Park, *Physical review letters* **122**, 207201 (2019).
- [25] D. MacNeill, J. T. Hou, D. R. Klein, P. Zhang, P. Jarillo-Herrero, and L. Liu, *Physical review letters* **123**, 047204 (2019).
- [26] A. Bedoya-Pinto, J.-R. Ji, A. K. Pandeya, P. Gargiani, M. Valvidares, P. Sessi, J. M. Taylor, F. Radu, K. Chang, and S. S. Parkin, *Science* **374**, 616 (2021).
- [27] X. Cai, T. Song, N. P. Wilson, G. Clark, M. He, X. Zhang, T. Taniguchi, K. Watanabe, W. Yao, D. Xiao, *et al.*, *Nano letters* **19**, 3993 (2019).
- [28] D. R. Klein, D. MacNeill, Q. Song, D. T. Larson, S. Fang, M. Xu, R. A. Ribeiro, P. C. Canfield, E. Kaxiras, R. Comin, *et al.*, *Nature Physics* **15**, 1255 (2019).
- [29] R. Schirhagl, K. Chang, M. Loretz, and C. L. Degen, *Annual review of physical chemistry* **65**, 83 (2014).
- [30] C. L. Degen, F. Reinhard, and P. Cappellaro, *Reviews of modern physics* **89**, 035002 (2017).
- [31] H. Wang, S. Zhang, N. J. McLaughlin, B. Flebus, M. Huang, Y. Xiao, C. Liu, M. Wu, E. E. Fullerton, Y. Tserkovnyak, *et al.*, *Science advances* **8**, eabg8562 (2022).
- [32] N. J. McLaughlin, C. Hu, M. Huang, S. Zhang, H. Lu, G. Q. Yan, H. Wang, Y. Tserkovnyak, N. Ni, and C. R. Du, *Nano Letters* **22**, 5810 (2022).
- [33] B. Flebus and Y. Tserkovnyak, *Physical Review Letters* **121**, 187204 (2018).
- [34] C. P. Slichter, *Principles of magnetic resonance*, Vol. 1 (Springer Science & Business Media, 2013).
- [35] X. Lu, R. Fei, L. Zhu, and L. Yang, *Nature communications* **11**, 4724 (2020).
- [36] X.-Y. Zhang, T. K. Graham, Y.-X. Wang, H. Bae, N. Deegan, Z.-C. Wang, J. Regner, K. Watanabe, T. Taniguchi, M. Jung, *et al.*, arXiv preprint arXiv:2312.08476 (2023).
- [37] F. Machado, E. A. Demler, N. Y. Yao, and S. Chatterjee, *Physical Review Letters* **131**, 070801 (2023).
- [38] C. Topping and S. Blundell, *Journal of Physics: Condensed Matter* **31**, 013001 (2018).
- [39] L. Rondin, J.-P. Tetienne, T. Hingant, J.-F. Roch, P. Maletinsky, and V. Jacques, *Reports on progress in physics* **77**, 056503 (2014).
- [40] P. Bruno, *Phys. Rev. B* **43**, 6015 (1991).
- [41] D. Broadway, S. Lillie, S. C. Scholten, D. Rohner, N. Donschuk, P. Maletinsky, J.-P. Tetienne, and L. Hollenberg, *Physical Review Applied* **14**, 024076 (2020).
- [42] M. Sparks, R. Loudon, and C. Kittel, *Physical Review* **122**, 791 (1961).
- [43] C. Jermain, S. Aradhya, N. Reynolds, R. Buhrman, J. Brangham, M. Page, P. Hammel, F. Yang, and D. Ralph, *Physical Review B* **95**, 174411 (2017).
- [44] S. Vitale, A. Cavalleri, M. Cerdonio, A. Maraner, and G. A. Prodi, *Journal of Applied Physics* **76**, 6332 (1994).
- [45] R. Dusad, F. K. Kirschner, J. C. Hoke, B. R. Roberts, A. Eyal, F. Flicker, G. M. Luke, S. J. Blundell, and J. S. Davis, *Nature* **571**, 234 (2019).
- [46] W. Reim, R. Koch, A. Malozemoff, M. Ketchen, and H. Maletta, *Physical review letters* **57**, 905 (1986).
- [47] J. Quilliam, S. Meng, C. Mugford, and J. Kycia, *Physical review letters* **101**, 187204 (2008).
- [48] I. Goldhirsch and V. Yakhot, *Physical Review B* **21**, 2833 (1980).
- [49] C. A. Pocs, I. A. Leahy, H. Zheng, G. Cao, E.-S. Choi, S.-H. Do, K.-Y. Choi, B. Normand, and M. Lee, *Physical Review Research* **2**, 013059 (2020).
- [50] L. Chen, M. B. Stone, A. I. Kolesnikov, B. Winn, W. Shon, P. Dai, and J.-H. Chung, *2D Materials* **9**, 015006 (2021).
- [51] Z. Wang, M. Gibertini, D. Dumcenco, T. Taniguchi, K. Watanabe, E. Giannini, and A. F. Morpurgo, *Nature nanotechnology* **14**, 1116 (2019).
- [52] N. Bykovetz, A. Hoser, and C. Lin, *AIP Advances* **9** (2019).
- [53] F. H. Essler and I. Affleck, *Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment* **2004**, P12006 (2004).
- [54] P. Buczek, N. Buczek, G. Vignale, and A. Ernst, *Physical Review B* **101**, 214420 (2020).
- [55] R. Sano and M. Matsuo, *Physical Review Letters* **130**, 166201 (2023).