利用 154 GHz 回旋管辐照对钆钴薄膜中反铁磁动力学的电学探测

S. Funada[1], Y. Ishikawa[2], M. Kimata[3], K. Hayashi[2], T. Sano[2], K. Sugi[1], Y. Fujii[2],S. Mitsudo[2], Y. Shiota[1,4], T. Ono[1,4], 和 T. Moriyama*[1,4,5]

[1] 京都大学化学研究所，京都府宇治市，*611-0011*，日本 [2] 福井大学远红外区域开发研究中心，福井县福井市 *910- 8507*，日本 [3] 东北大学材料研究所，宫城县仙台市，*980-8577*，日本[4] 京都大学自旋电子学研究网络中心，京都府宇治市，*611-0011*，日本[5]*PRESTO*，日本科学技术振兴机构，埼玉县川口市，*322-0012*，日本

摘要

太赫兹磁化动力学是反铁磁体和亚铁磁体的一项关键性质，有望推动太赫兹前沿和自旋电子学的发展。当前大多数太赫兹测量技术适用于块体材料，其灵敏度取决于材料体积，而适用于薄膜的测量技术则相当有限。本研究采用作为高功率电磁波源的 154 GHz 回旋管，探索并展示了对亚铁磁性钆钴薄膜中反铁磁动力学的电学探测。捕获到的共振模式使我们能够表征 Gd-Co 在净角动量补偿附近特有的磁化动力学。由于回旋管的频率可扩展至太赫兹范围，我们的演示有望成为推动反铁磁和亚铁磁薄膜太赫兹测量的重要里程碑。

*通讯邮箱：*mtaka@scl.kyoto-u.ac.jp*

反铁磁体是一类很有前景的磁性材料，能够维持并在太赫兹频率下工作[1]。在反铁磁-亚铁磁自旋电子学[2,3,4,5]中，反铁磁体和亚铁磁体被用作自旋电子器件中的活性材料，而反铁磁体和亚铁磁体的太赫兹磁化动力学是一项关键特性，有望推动太赫兹前沿和自旋电子学的发展。近年来，太赫兹测量技术取得进展，实现了关于反铁磁动力学及相关现象的一些关键实验，例如太赫兹自旋振荡的控制[6,7,8], 、太赫兹自旋泵浦效应[9], 以及超快自旋切换[10,11]。

然而，这些研究所采用的测量原理，如磁光效应和共振吸收，都依赖于材料的体积。因此，在考虑任何反铁磁和亚铁磁集成器件时，人们最关注的是薄膜的动力学，而同一原理几乎无法用于表征这种动力学。事实上，由于测量困难，反铁磁薄膜中磁化动力学的基本性质（如共振频率和磁阻尼常数）仍不清楚；而且，假定这些性质与块体材料中的相同也未必合理。因此，建立用于表征薄膜中反铁磁动力学的测量技术，已成为太赫兹自旋电子学亟待解决的问题。

磁共振的电学探测是建立此类测量技术的途径之一。对于铁磁薄膜，有多种电学测量技术可用于捕捉磁化动力学。例如，利用射频电流与磁阻振荡之间非线性耦合的零差检测技术[12,13,14] 广泛用于表征铁磁薄膜中的动力学过程。由此产生的电信号可以

表示为 $V=(\Delta\rho/\mathbf{M}^2)(\mathbf{J}\cdot\mathbf{M})\mathbf{M}-R_{\mathrm{H}}\mathbf{J}\times\mathbf{M}$，其中 $\Delta\rho$ 是磁阻导致的电阻变化，$\mathbf{M}$ 是磁化，$\mathbf{J}$是电磁波照射产生的感应电流，R_{H}是反常霍尔效应常数。该技术不仅能表征厚度不足一纳米的铁磁薄膜[15]，还能表征自旋转矩等各种有趣的非平衡现象[16]。另一种技术是自旋到电荷转换技术，它利用铁磁体/自旋霍尔金属双层结构中的自旋泵浦效应与逆自旋霍尔效应的协同作用，其中自旋霍尔金属为铂、钽等[17,18]。铁磁层中持续的磁化动力学通过自旋泵浦效应产生自旋流，并将其泵入自旋霍尔金属层。注入自旋霍尔金属层的自旋流会转换为电荷流，从而实现对磁化动力学的电学探测。近期，这后一种技术的原理已在特定的块体反铁磁体/自旋霍尔金属界面中得到验证[19,20]，，即 MnF_2/Pt 和 Cr_2O_3/Pt，这强烈表明该技术也可用于表征薄膜。

通过这两种技术在共振处产生的电信号，更确切地说是直流电压信号，原则上与输入电磁波功率的某次幂成正比。以铁磁体为例，通常需要相当大的输入微波功率（>毫瓦）才能获得约为μ伏[14,18]、便于检测的电压信号。对于太赫兹频率而言，一个令人担忧的问题是，如此高功率的连续波太赫兹源十分有限。回旋管是少数能够产生>毫瓦[21]功率的连续波太赫兹源之一。它由一个线性束真空管组成，其中电子束在强磁场中发生回旋共振。电子的回旋运动会在共振频率及其高次谐波处发射电磁波。它是一种实验室规模的设备，并且

比自由电子激光器等其他技术更易于使用[22]。

在本研究中，我们采用一台可产生 154 GHz、标称功率为 500 mW 的回旋管，对 Gd_xCo_{1-x}/Ta 和 Gd_xCo_{1-x}/Pt 薄膜中的反铁磁共振模进行电学探测。我们清晰地探测到了共振电压信号，并据此讨论了 Gd-Co合金特有的磁化动力学及其温度依赖性。

将 $Gd_{0.17}Co_{0.83}$ 20 nm/Ta 3 nm（样品 A）、$Gd_{0.16}Co_{0.84}$ 20 nm/Ta 3 nm（样品B）和 $Gd_{0.16}Co_{0.84}$ 20 nm/Pt 3 nm（样品C）双层膜通过磁控溅射沉积在热氧化硅衬底上，基底压强为 1.5×10^{-6} Pa。Gd_xCo_{1-x} 层通过共溅射钆和钴制备，并通过调节各元素的溅射功率控制成分。Ta 和 Pt 覆盖层用于保护 Gd-Co 层免受氧化，同时利用逆自旋霍尔效应。Gd-Co合金是典型的稀土-过渡金属亚铁磁体之一，由于钆和钴的磁矩及旋磁比具有不同的温度依赖性，它们表现出磁化补偿温度和角动量补偿温度。由于钆和钴的磁性子晶格之间存在反铁磁耦合，Gd-Co合金通常表现出两种动态模 [23]，[24]。这些补偿温度附近独特的磁化动力学可用磁化为零而角动量非零，反之亦然来理解[25,26,27,28]。

图1(a)展示了配有回旋管的测量装置示意图。回旋管产生标称功率为500 mW的154 GHz连续电磁波，并将其导入从装有超导磁体的低温恒温器中伸出的空心波导。电磁波经放置在通道中的线栅线性偏振

处理。将样品制成1.5 mm × 5 mm的矩形薄片，并放置在波导末端，使电磁波的坡印廷矢量同时平行于样品表面和样品横向。线偏振射频h场垂直于样品平面。沿样品纵向测量电压，同时扫描与坡印廷矢量共线的外加磁场H_{ext} 。如图1(a)所示，将方向与坡印廷矢量相反的磁场定义为正向磁场。

图1(b)展示了室温下，施加正向和反向磁场时带有 Ta 覆盖层的样品 A 的典型光谱。可以观察到明显的直流电压峰，在约 ±2 T 和 ±4 T 处各有一个共振模式。约在±4 T处的峰（标记为 ⋆）大于约在 ±2 T 处的峰（标记为 Δ），且两者的峰值电压极性相反。对于这两种模式，反转磁场时峰值电压的极性也会反转，这表明直流电压源于 Gd-Co 的磁共振。

首先，我们讨论直流电压峰的起源。如上所述，在我们的测量构型中，有两种可能的检测机制，即零差机制和自旋泵浦机制，它们会在共振时产生直流电压。如果自旋泵浦机制占主导，那么带有钽覆盖层的样品B与带有铂覆盖层的样品C在共振时应呈现相反的电压极性，因为铂和钽的自旋霍尔角符号相反[29,30]。如图1(c)所示，样品B和C在共振时的电压极性相同，这表明占主导地位的机制并非自旋泵浦，而是由感应电流与Gd-Co薄膜磁阻之间的非线性耦合引起的零差机制。线形略有差异

样品之间的差异可能源于射频h场相对于样品几何形状未对准，因为零差机制下线形对对准情况相当敏感[13,31]。

接下来，我们讨论共振模式的温度依赖性。图 2(a) 展示了样品 A 在不同温度下的谱线。随着温度降低，我们观察到一个明显的直流电压峰在 4 T 至 2 T 的范围内移动。图 2(b) 总结了通过洛伦兹峰拟合提取的共振场 $\mu_0 H_{\mathrm{res}}$ 和共振线宽 $\mu_0 \Delta H_{\mathrm{res}}$随温度的变化。 $\mu_0 H_{\mathrm{res}}$ 随温度降低而减小，而$\mu_0 \Delta H_{\mathrm{res}}$ 随温度变化，并在约 100 K 时达到最大值。

结合温度依赖的磁化和角动量，Gd-Co合金通常表现出明显的共振频率温度依赖性。这里我们将温度依赖的净磁化 $M(T)$ 以及净角动量 $s_{\mathrm{net}}(T)$ 定义为[32]，

$$M(T) = M'_{\mathrm{Co}}(1 - T/T_{\mathrm{c}})^{\beta_{\mathrm{Co}}} - M'_{\mathrm{Gd}}(1 - T/T_{\mathrm{c}})^{\beta_{\mathrm{Gd}}} \quad (1)$$

$$s_{\mathrm{net}}(T) = M'_{\mathrm{Co}}/\gamma_{\mathrm{Co}}\,(1 - T/T_{\mathrm{c}})^{\beta_{\mathrm{Co}}} - M'_{\mathrm{Gd}}/\gamma_{\mathrm{Gd}}\,(1 - T/T_{\mathrm{c}})^{\beta_{\mathrm{Gd}}} \quad (2)$$

其中，T_{c} 是亚铁磁-顺磁转变的临界温度，$M'_{\mathrm{Gd,Co}}$ 和 $\beta_{\mathrm{Gd,Co}}$ 分别是各元素在 0 K 时的磁化和临界指数。$\gamma_{\mathrm{Gd,Co}} = g_{\mathrm{Gd,Co}}\mu_{\mathrm{B}}/\hbar$ 是旋磁比，其中涉及玻尔磁子μ_{B} 、约化普朗克常数 ħ 和各元素的 g因子 $g_{\mathrm{Gd,Co}}$ 。通过获得$M'_{\mathrm{Gd,Co}}$ 和$\beta_{\mathrm{Gd,Co}}$ ，即可利用测得的$M(T)$、$s_{\mathrm{net}}(T)$以及g_{Gd}= 2的文献值 0.02 和g_{Co}= 2.11[33]来估算$s_{\mathrm{net}}(T)$。

图3展示了磁化强度补偿温度为T_{M} ~ 40 K的样品 A的测量结果 $M(T)$。得到的$s_{\mathrm{net}}(T)$叠加显示于图3中。

角动量补偿温度T_A 为130 K。理论预测，随着温度接近T_A，Gd-Co中的共振线宽会增大。正如图2 (b)所示，$\mu_0\Delta H$在100 K处达到峰值，大致对应于估算的T_A ，这与理论[34]以及先前的实验观测[23,35]一致。

亚铁磁动力学基本上由钆和钴各磁性子晶格对应的两组Landau-Lifshitz-Gilbert（LLG）方程描述。使用奈尔矢量基求解联立方程，可得到本征频率[36,37]，

$$(f^{\pm})^2 = \frac{s_{\mathrm{net}}^2 + \rho\mu_0 M(2H_{\mathrm{ext}} + M) \pm \sqrt{s_{\mathrm{net}}^4 + 2\rho s_{\mathrm{net}}^2 \mu_0 M(2H_{\mathrm{ext}} + M) + \rho^2(\mu_0 M)^2(M)^2}}{2(2\pi\rho)^2} \quad (3)$$

其中，f^- 和 f^+ 分别表示低频模式和高频模式，而 ρ 为转动惯量[38]。μ_0 为真空磁导率。利用公式 3，使用测得的 H_{res}、 $M(T)$和$f^{\pm} = 154$ GHz（文献值为 $\rho = 2 \times 10^{-19}$ kg・m^{-1} [37]），也可以在每个温度下得到 $s_{\mathrm{net}}(T)$。

图4显示了根据公式 3估算的$s_{\mathrm{net}}(T)$，以及根据测得的$M(T)$（取自图2）利用公式 2估算的结果。蓝色和红色方块的数据点对应较大的共振峰（标记为⋆），分别取$f^- = 154$ GHz和$f^+ =154$ GHz得到。对于较小的峰（标记为Δ），无法得到$s_{\mathrm{net}}(T)$的解，这表明这些峰可能与非均匀磁化模式或自旋波模式有关。通过两种不同方法得到的$s_{\mathrm{net}}(T)$大致一致。此外，该计算表明，观测到的共振峰在T_A 以上来自低频模式，在T_A以下来自高频模式。

这些结果立即引出了一个问题：为什么在给定温度下只有一个模态？为了解决这一问题，我们引入了磁化动力学手性的概念。当使用椭圆基求解LLG方程组时

对于每个子晶格磁化，随后可以发现，在$T > T_{\mathrm{A}}$ 和$f^- = f_L$ 处为$f^- = f_R$ 和$f^+ = f_L$ ，在$T_{\mathrm{M}} < T < T_{\mathrm{A}}$ 处为$f^+ = f_R$ ；与公式3[24], 比较，其中f_R 和f_L 分别是相对于平行于净磁化的主轴而言的右手和左手进动模态的共振频率。这一分析确实表明，我们观测到的共振峰在所有温度范围内始终都是右手模态。因此，我们发现左手模态在我们的实验中不可见。

与我们的结果相反，在以往大多数关于Gd-Co动力学的实验研究中，某一给定温度下的两个模式都得到了明确辨识[23,24]。我们推测，之所以观测不到左手模式，可能源于动力学的激发方式。以往的研究采用了泵浦-探测技术或布里渊光散射（BLS）。泵浦-探测技术通过热效应激发磁化动力学，而BLS则通过光子之间的能量和动量转移来实现激发；这两种激发机制都与磁化率没有直接关系。另一方面，在本研究的测量中，动力学完全由射频h场驱动。因此，磁化率是有效激发本研究中磁化动力学的一个重要因素。事实上，f_L 处的磁化率被发现小于f_R 处的磁化率，二者的差异最大可达10倍（见补充材料[39,40,41,42,43,44,45]），这或许可以解释为什么左手模式的共振峰太小，以至于在我们的实验中无法观测到。

最后，我们想对测量构型作一些说明。由于零差机制似乎在我们的测量中占主导地位，因此，通过考察相对于样品的外加场方向与射频h场方向的适当几何关系，有可能进一步增强并最大化直流电压信号[14,31] , , 而这

在本研究中由于测量装置中的各种几何限制而无法实现，但将在未来的工作中进行优化。

总之，我们采用回旋管作为高功率电磁波源，实现了对 Gd-Co亚铁磁薄膜在 154 GHz 下磁共振的电学探测。研究发现，直流电压峰主要来自零差机制。共振模式的温度依赖性可以用 Gd-Co 中净角动量的温度依赖性很好地解释。我们观测中未出现左旋共振模式，这可能与右旋和左旋模式磁化率的显著差异有关。由于零差检测是具有显著磁阻的磁性薄膜中的常见效应，且回旋管的频率可扩展至太赫兹[21], ，我们的研究成果有望成为推动反铁磁和亚铁磁薄膜太赫兹测量的重要里程碑。

致谢

本研究得到日本学术振兴会科学研究费助成事业课题编号 20H05665、21H04562、21J10136 和 22H01936、JST PRESTO 课题编号 JPMJPR20B9 以及马自达财团的支持。本研究还获得了福井大学远红外区域开发研究中心合作研究计划的部分支持（编号：R03FIDG036A、R04FIRDM025B）。

图注

图1（a）测量装置的示意图。回旋管产生 154 GHz 电磁波并照射到样品上。在扫描外加磁场的同时，测量样品两端的直流电压。（b）室温下样品 A（钆$_{0.17}$钴$_{0.83}$ 20 nm/钽 3 nm）在正、负磁场下的典型直流电压谱。（c）室温下样品 B（钆$_{0.16}$钴$_{0.84}$ 20 nm/钽 3 nm）和样品 C（钆$_{0.16}$钴$_{0.84}$ 20 nm/铂 3 nm）的直流电压谱。⋆ 和∆ 分别标记在较大峰和较小峰上。

图2 (a) 样品 A 在不同温度下的直流电压谱。(b) 标记为 ⋆ 和 ∆ 的共振峰的共振场 $\mu_0 H_{\mathrm{res}}$ 和线宽 $\mu_0 \Delta H_{\mathrm{res}}$ 的温度依赖性。数据标记对应图1(b)中的标记。

图3 样品 A 在 100 mT 面内磁场下测得的 $M(T)$，以及根据公式 2 估算的 $s_{\mathrm{net}}(T)$。

图4 比较根据公式 2 和公式 3 估算的 $s_{\mathrm{net}}(T)$。通过在公式 3 中分别设定 $f^- = 154$ GHz 和 $f^+ = 154$ GHz，得到共振峰（在图2(a)中标记为 ⋆ ）对应的蓝色和红色方块。黑线表示根据公式 2 估算的 $s_{\mathrm{net}}(T)$。

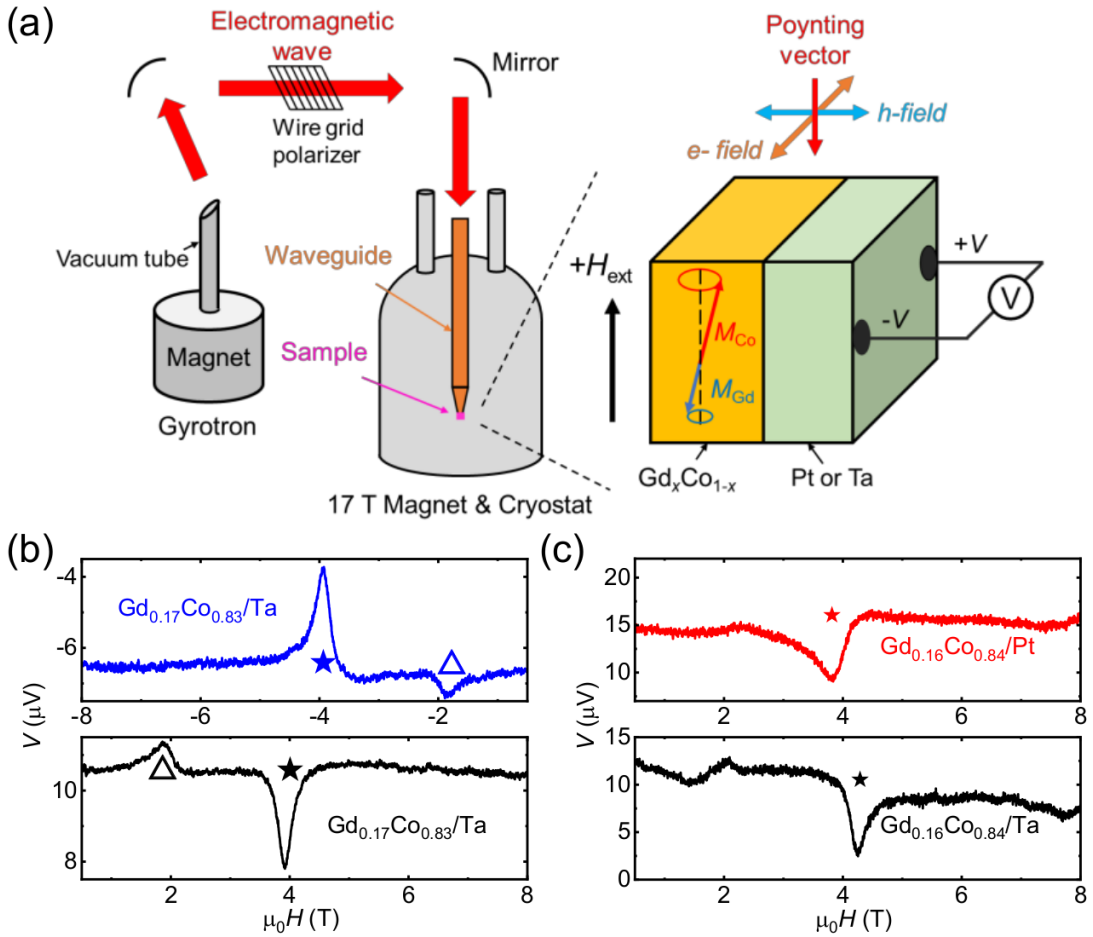

(a)
Electromagnetic wave
Wire grid polarizer
Mirror
Poynting vector
h-field
e- field
Vacuum tube
Waveguide
Magnet
Sample
Gyrotron
17 T Magnet & Cryostat
+Hext
+V
-V
V
MCo
MGd
GdxCo1-x
Pt or Ta
(b)
Gd0.17Co0.83/Ta
V (μV)
μ0H (T)
(c)
Gd0.16Co0.84/Pt
Gd0.16Co0.84/Ta

图1 Funada等人

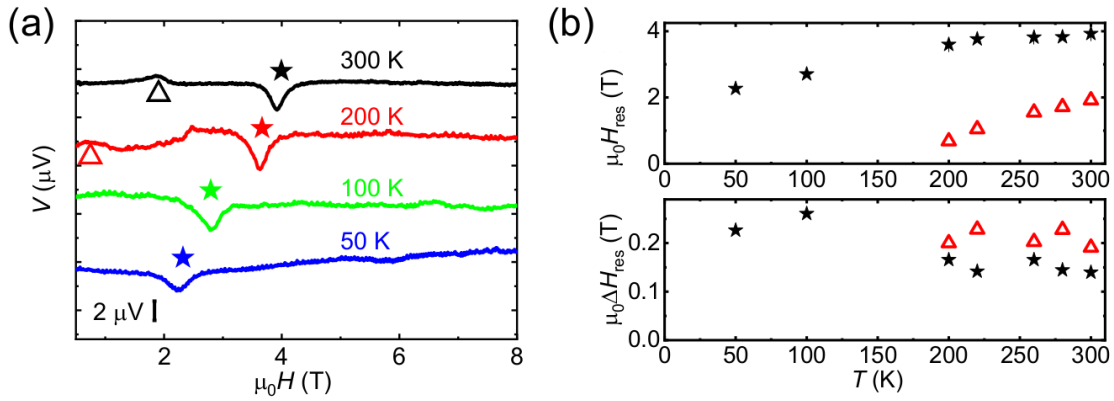


图2 Funada等人

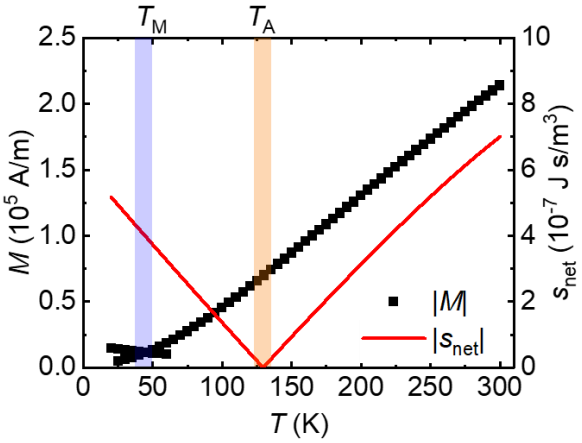

T_M
T_A
2.5
2.0
1.5
1.0
0.5
0.0
M (10^5 A/m)
10
8
6
4
2
0
s_{net} (10^{-7} J s/m^3)
0
50
100
150
200
250
300
T (K)
|M|
|s_{net}|

图3 Funada等人

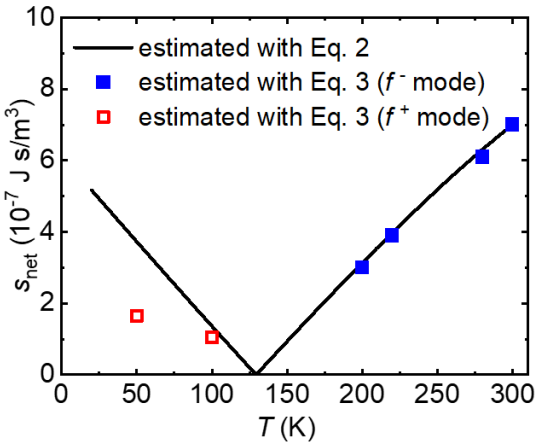

estimated with Eq. 2
estimated with Eq. 3 (f - mode)
estimated with Eq. 3 (f + mode)
s_net (10^-7 J s/m^3)
T (K)
0
2
4
6
8
10
0
50
100
150
200
250
300

图4 Funada等人

参考文献

[1] D. M. Mittleman, 《观点：太赫兹科学与技术》, 《应用物理学杂志》122，230901（2017年）。2 V. Baltz、A. Manchon、M. Tsoi、T. Moriyama、T. Ono 和 Y. Tserkovnyak, 《反铁磁自旋电子学》, 《现代物理评论》90，015005（2018年）。3 T. Jungwirth、X. Marti、P. Wadley 和 J. Wunderlich, 《反铁磁自旋电子学》, 《自然·纳米技术》11，231（2016年）。4 O. Gomonay、T. Jungwirth 和 J. Sinova, 《反铁磁自旋电子学概念》, 《固体物理学现状：快速研究通讯》11，1700022（2017年）。5 S. K. Kim、G. S. D. Beach、K-J. Lee、T. Ono、T. Rasing 和 H. Yang, 《亚铁磁自旋电子学》, 《自然·材料》21，24（2022年）。6 T. Kampfrath、A. Sell、G. Klatt、A. Pashkin、S. Ma、T. Dekorsy、M. Wolf、M. Fiebig、A. Leitenstorfer 和 R. Huber, 《反铁磁自旋波的相干太赫兹控制》, 《自然·光子学》5，31（2011年）。7 T. Satoh、S. J. Cho、R. Iida、T. Shimura、K. Kuroda、H. Ueda、Y. Ueda、B. A. Ivanov、F. Nori 和 M. Fiebig, 《圆偏振光触发的反铁磁性氧化镍中的自旋振荡》, 《物理评论快报》105，077402（2010年）。8 S. Baierl、M. Hohenleutner、T. Kampfrath、A. K. Zvezdin、A. v. Kimel、R. Huber 和 R. v. Mikhaylovskiy, 《太赫兹驱动的各向异性场实现非线性自旋控制》, 《自然·光子学》10，715（2016年）。9 T. Moriyama、K. Hayashi、K. Yamada、M. Shima、Y. Ohya、Y. Tserkovnyak 和 T. Ono, 《NiO/Pt 和 NiO/Pd 中增强的反铁磁共振线宽》, 《物理评论B》101，060402（2020年）。10 A. V. Kimel、B. A. Ivanov、R. V. Pisarev、P. A. Usachev、A. Kirilyuk 和 T. Rasing, 《反铁磁体中的惯性驱动自旋翻转》, 《自然·物理》5，727（2009年）。11 S. Schlauderer、C. Lange、S. Baierl、T. Ebnet、C. P. Schmid、D. C. Valovcin、A. K. Zvezdin、A. V. Kimel、R. V. Mikhaylovskiy 和 R. Huber, 《超快全相干自旋翻转的时间与光谱指纹》, 《自然》569，383（2019年）。12 H. J. Juretschke, 《铁磁共振中直流效应的电磁理论》, 《应用物理学杂志》31，1401（1960年）。13 W. G. Egan 和 H. J. Juretschke, 《镍薄膜中铁磁共振的直流检测》, 《应用物理学杂志》34，1477（1963年）。14 N. Mecking、Y. S. Gui 和 C. M. Hu, 《铁磁微条带中的微波光电压和光电阻效应》, 《物理评论B》76，224430（2007年）。15 H. Mizuno、T. Moriyama、M. Kawaguchi、M. Nagata、K. Tanaka、T. Koyama、D. Chiba 和 T. Ono, 《亚纳米铁薄膜中的铁磁共振测量》, 《应用物理快报》8，073003（2015年）。16 Luqiao Liu、Takahiro Moriyama、D. C. Ralph 和 R. A. Buhrman, 《自旋霍尔效应诱导的自旋转矩铁磁共振》, 《物理评论快报》106，036601（2011年）。17 E. Saitoh、M. Ueda 和 H. M[illegible]快报》88，

Y. Kajiwara、K. Uchida、Y. Fujikawa 和 E. Saitoh, 《$Ni_{81}Fe_{19}$/Pt 薄膜中自旋泵浦诱导的逆自旋霍尔效应的几何依赖性》, 《物理评论B》85，144408（2012年）。19 J. Li、C. B. Wilson、R. Cheng、M. Lohmann、M. Kavand、W. Yuan、M. Aldosary、N. Agladze、P. Wei、M. S. Sherwin 和 J. Shi, 《亚太赫兹产生的反铁磁磁振子所产生的自旋流》, 《自然》578，70（2020年）。20 P. Vaidya、S. A. Morley、J. van Tol、Y. Liu、R. Cheng、A. Brataas、D. Lederman 和 E. del Barco, 《绝缘反铁磁体的亚太赫兹自旋泵浦》, 《科学》368，160（2020年）。21 T. Idehara 和 S. P. Sabchevski, 《用于高功率太赫兹科学与技术的回旋管》

FIR UF, 《红外、毫米波与太赫兹波》**38**，62（2017年）。[22] A. Fisher、Y. Park、M. Lenz、A. Ody、R. Agustsson、T. Hodgetts、A. Murokh 和 P. Musumeci, 《单程高效率太赫兹自由电子激光器》, 《自然·光子学》**16,** 441（2022年）。[23] C. D. Stanciu、A. v Kimel、F. Hansteen、A. Tsukamoto、A. Itoh 和 A. Kirilyuk, 《亚铁磁性 GdFeCo 补偿点处的超快自旋动力学：角动量补偿的作用》, 《物理评论B》**73**，220402(R)（2006年）。[24] C. Kim、S. Lee、H. G. Kim、J. H. Park、K. W. Moon、J. Y. Park、J. M. Yuk、K. J. Lee、B. G. Park、S. K. Kim、K. J. Kim 和 C. Hwang, 《亚铁磁体补偿温度两侧自旋波的不同手性》, 《自然·材料》**19**，980（2020年）。[25] K. J. Kim、S. K. Kim、Y. Hirata、S. H. Oh、T. Tono、D. H. Kim、T. Okuno、W. S. Ham、S. Kim、G. Go、Y. Tserkovnyak、A. Tsukamoto、T. Moriyama、K. J. Lee 和 T. Ono, 《亚铁磁体角动量补偿温度附近的快速畴壁运动》, 《自然·材料》**16**，1187（2017年）。[26] L. Caretta、M. Mann、F. Büttner、K. Ueda、B. Pfau、C. M. Günther、P. Hessing、A. Churikova、C. Klose、M. Schneider、D. Engel、C. Marcus、D. Bono、K. Bagschik、S. Eisebitt 和 G. S. D. Beach, 《补偿亚铁磁体中的快速电流驱动畴壁和小斯格明子》, 《自然·纳米技术》**13**，1154（2018年）。[27] Y. Hirata、D. H. Kim、S. K. Kim、D. K. Lee、S. H. Oh、D. Y. Kim、T. Nishimura、T. Okuno、Y. Futakawa、H. Yoshikawa、A. Tsukamoto、Y. Tserkovnyak、Y. Shiota、T. Moriyama、S. B. Choe、K. J. Lee 和 T. Ono, 《亚铁磁体角动量补偿温度处消失的斯格明子霍尔效应》, 《自然·纳米技术》14，232（2019年）。[28] K. Ueda、M. Mann、P. W. P. de Brouwer、D. Bono 和 G. S. D. Beach, 《亚铁磁性 TbCo 合金薄膜磁补偿点处自旋轨道力矩的温度依赖性》, 《物理评论B》**96**，064410（2017年）。[29] J. Sinova、S. O. Valenzuela、J. Wunderlich、C. H. Back 和 T. Jungwirth, 《自旋霍尔效应》, 《现代物理评论》**87**，1213（2015年）。[30] A. Hoffmann, 《金属中的自旋霍尔效应》, 《IEEE磁学汇刊》**49**，5172（2013年）。[31] M. Harder、Z. X. Cao、Y. S. Gui、X. L. Fan 和 C. M. Hu, 《电检测铁磁共振线形分析》, 《物理评论B》**84**，054223（2011年）。[32] T. A. Ostler、R. F. L. Evans、R. W. Chantrell、U. Atxitia、O. Chubykalo-Fesenko、I. Radu、R. Abrudan、F. Radu、A. Tsukamoto、A. Itoh、A. Kirilyuk、T. Rasing 和 A. Kimel, 《晶体学非晶亚铁磁合金：局域原子自旋模型与实验的比较》, 《物理评论B》**84**，024407（2011年）。[33] B. I. Min 和 Y. R. Jang, 《自旋轨道相互作用对磁性材料电子结构的影响》, 《凝聚态物理学杂志》**3**，5131（1991年）。[34] F. Schlickeiser、U. Atxitia、S. Wienholdt、D. Hinzke、O. Chubykalo-Fesenko 和 U. Nowak, 《亚铁磁共振的频率和有效阻尼参数的温度依赖性》, 《物理评论B》**86**，214416（2012年）。[35] G. P. Rodrigue、H. Meyer 和 R. V. Jones, 《磁性石榴石中的共振测量》, 《应用物理杂志》**31**，S376（1960年）。[36] S. K. Kim、K. Lee 和 Y. Tserkovnyak, 《亚铁磁体中的自聚焦斯格明子赛道》, 《物理评论B》**95**，140404(R)（2017年）。[37] S. Funada、Y. Shiota、M. Ishibashi、T. Moriyama 和 T. Ono, 《角动量补偿条件下亚铁磁体自旋波群速度的提升》, 《应用物理快报》**13**，063003（2020年）。[38] S. K. Kim、Y. Tserkovnyak 和 O. Tchernyshyov, 《磁振子驱动反铁磁体中的畴壁运动》, 《物理评论B》**90**，104406（2014年）。[39] 关于估算f_L 和f_R处的磁化率，参见补充材料：[URL 将由出版商插入]。

[40] A. G. Gurevich 和 G. A. Melkov，《磁化振荡与波》（CRC出版社，1996年）。[41] A. Kamra、R. E. Troncoso、W. Belzig 和 A. Brataas，《双亚晶格磁体的吉尔伯特阻尼现象学》，《物理评论B》**98**，184402（2018年）。[42] J. Seib 和 M. Fähnle，《低散射率下 Gd 中吉尔伯特阻尼矩阵的计算》，《物理评论B》**82**，064401（2010年）。[43] T. G. A. Verhagen、H. N. Tinkey、H. C. Overweg、M. van Son、M. Huber、J. M. van Ruitenbeek 和 J. Aarts，《薄Co/Pt双层膜中自旋泵浦和吉尔伯特阻尼的温度依赖性》，《凝聚态物理学杂志》**28**，056004（2016年）。[44] N.H. Duc 和 D. Givord，《非晶态钆钴合金中的交换相互作用》，《磁学与磁性材料杂志》**157**，169（1996年）。[45] M. Huang、M. U. Hasan、K. Klyukin、D. Zhang、D. Lyu、P. Gargiani、M. Valvidares、S. Sheffels、A. Churikova、F. Büttner、J. Zehner、L. Caretta、K.-Y. Lee、J. Chang、J. -P. Wang、K. Leistner、B. Yildiz 和 G. S. D. Beach，《电压控制亚铁磁有序及电压辅助写入亚铁磁自旋织构》，《自然·纳米技术》**16**，981（2021年）。