

# 自旋卡诺电子学研究进展\*

唐慧敏<sup>1</sup> 曹锦<sup>2</sup> 夏钶<sup>1,†</sup>

(1 北京师范大学物理系 北京 100875)

(2 天津大学物理系 天津 300350)

2016-01-12收到

† email:kexia@bnu.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20160301

## Recent development of spin caloritronics

TANG Hui-Min<sup>1</sup> CAO Jin<sup>2</sup> XIA Ke<sup>1,†</sup>

(1 Physics Department, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

(2 Physics Department, Tianjin University, Tianjin 300350, China)

**摘要** 近年来,随着自旋电子学的迅猛发展,人们发现电子自旋流与热流之间存在相互作用,从而产生了一门新兴的领域——自旋卡诺电子学(spin caloritronics)。该学科旨在通过增加电子自旋这一新的自由度来提高热效应的品质因数。文章介绍了自旋卡诺电子学的研究进展,包括自旋相关泽贝克效应、自旋泽贝克效应、磁性隧道结的热电效应以及热自旋转矩;值得关注的是,自旋泽贝克效应给出了一种非常优化的构型来验证自旋热电效应。

**关键词** 自旋电子学, 自旋卡诺电子学, 自旋泽贝克效应

**Abstract** With the fast development of spintronics, the interaction between spin and heat flow attracts considerable interesting. A field known as spin caloritronics emerged, which focuses on increasing the thermoelectric figure of merit by adding “spin”, a new degree of freedom. Here we give an overview of the recent development of spin caloritronics: including spin-dependent Seebeck effect, spin Seebeck effect, thermoelectric effect of magnetic tunnel junctions and thermal spin-transfer torques in a quit optimized geometry.

**Keywords** spintronics, spin caloritronics, spin Seebeck effect

## 1 引言

热电效应已经有两个世纪的历史, 泽贝克(Seebeck)效应由物理学家在1820年发现, 它是指当物体中存在温度梯度的时候, 由于这个温差会导致该物体产生电势差或者电流。目前泽贝克效应和它的逆效应(佩尔捷(Peltier)效应)已经被广泛用于热电偶、温差发电机以及冷却器等。

自20世纪60年代起, 以晶体管与集成电路

为核心的微电子学诞生并迅速发展, 它的应用极大地改变了人们的生活。微电子学主要利用电子电荷作为能量和信息传输的媒介, 它只利用了电子电荷的传输。但随着1988年巨磁电阻效应<sup>[1]</sup>在Fe—Cr多层结构中被发现, 人们意识到电子不仅是电荷的载体, 而且还是自旋的载体。如果能利用电子自旋这一新的自由度, 便能研制出效率更高的信息记录、存储和传输的新一代电子器件, 就这样自旋电子学应运而生, 并有了长达二十多年的发展。

凝聚态物理面临着一个重要挑战, 就是如何

\*本文是作者根据韩秀锋主编的《自旋电子学导论》一书的第16章(夏钶编写)改写而成(该书已于2014年由科学出版社出版)。

发展出绿色节能的信息技术。此外，摩尔定律(当价格不变时，集成电路上可容纳的晶体管数目，约每隔 18 个月便会增加一倍，性能也将提升一倍)很难继续维持，原因是进一步缩小器件尺寸和提高晶体管速度会产生更高的热量，造成器件的局域高温。人们希望能够利用介观和微观的热电效应来解决分布式的局域制冷的问题。传统的热电效应显现了热流和电流之间的关联，由于自旋电子学的发展，可以想象热流与自旋流之间也有相互作用，它开启了一个新的领域——自旋卡诺电子学，它将热电效应与自旋电子学相结合，通过增加自旋和磁有序这一自由度来提高热效应的品质因数。

本文主要介绍自旋卡诺电子学的研究进展，包括自旋相关的泽贝克效应、自旋泽贝克效应、磁性隧道结的热电效应以及热流自旋转矩等相关问题。

## 2 自旋热电理论及自旋相关的泽贝克效应实验进展

### 2.1 泽贝克效应及其理论

泽贝克效应又称作第一热电效应，它是指由于两种不同导体或半导体的温度差异而引起两种物质间的电压差的现象。

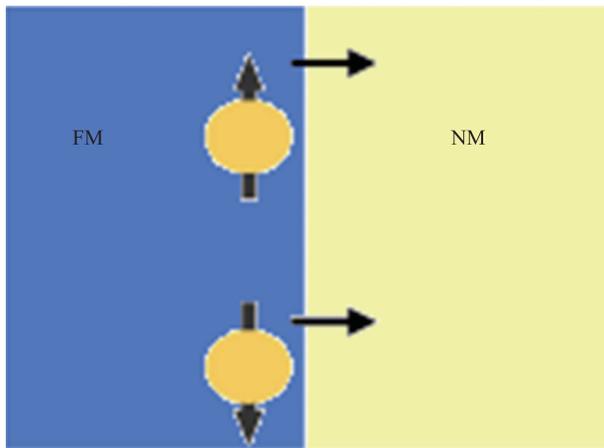


图1 自旋向上和自旋向下电子在铁磁—非磁(FM—NM)界面的运输

对于两种接触的材料 A 和 B，设它们的泽贝克系数分别为  $S_A$  与  $S_B$ ，温度分布为  $T_A$  和  $T_B$ ，若将二者接触，则产生的电压差为  $V = \int_{T_A}^{T_B} (S_B(T) - S_A(T)) dT$ 。如果  $S_A$  与  $S_B$  不随温度的变化而变化，上式即可表示成  $V = (S_B - S_A)(T_B - T_A)$ 。不难看出，两材料的泽贝克系数相差越大，泽贝克效应会越明显。

### 2.2 二电流模型

自旋电子学中，在研究磁化方向共线的磁性分层结构中的输运时，通常会用到“二电流”模型。金属中的热电效应有赖于在费米面附近( $\pm kT$ )的电子分布和电导。如图 1 所示，这样的铁磁—非磁(FM—NM)界面，可以把输运载流子依自旋向上和向下分为多子和少子，它们通过各自独立的通道进行输运，它们也有着各自的电导可以记为  $\sigma^s$ ，电化学势记为  $\mu^s$ ，其中  $s = \uparrow, \downarrow$ 。对于某个节点，不考虑自旋，电子的电化学势便是  $\mu_c = (\mu^\uparrow + \mu^\downarrow)/2$ ，另外，自旋积累代表自旋向上和向下的电子的势差  $\mu_s = \mu^\uparrow - \mu^\downarrow$ 。它的总电导便是  $\sigma = \sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow$ 。

### 2.3 自旋热电理论

自旋热电理论是由上面提到的泽贝克效应理论和二电流模型理论的自然结合。设两个通道的泽贝克系数分别为  $S^\uparrow$  和  $S^\downarrow$ ，总的泽贝克系数为  $S = (\sigma^\uparrow S^\uparrow + \sigma^\downarrow S^\downarrow) / (\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow)$ 。在这样的体系中，电流  $J_c$ 、自旋流  $J_s$  以及热流  $Q$  有如下关系<sup>[2]</sup>：

$$\begin{pmatrix} J_c \\ J_s \\ Q \end{pmatrix} = \sigma(\varepsilon_f) \begin{pmatrix} 1 & P & ST \\ P & 1 & P'ST \\ ST & P'ST & \kappa T/\sigma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla \mu_c/e \\ \nabla \mu_s/2e \\ -\nabla T/T \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中  $P = \frac{\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow}{\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow} \Big|_{\varepsilon_f}$  为自旋极化， $P' = \frac{\partial(P\sigma)}{\partial \varepsilon} \Big|_{\varepsilon_f}$  为自旋极化在费米面上随能量的变化， $\mu_c$  和  $\mu_s$  分别为电化学势和自旋积累。(1)式中的电流  $J_c$ 、自旋流  $J_s$ 、热流  $Q$  与电化学势  $\mu_c$ 、自旋积累  $\mu_s$ 、温度梯度  $\nabla T$  的关系满足昂萨格关系。根据(1)式，温度

梯度可以产生自旋流，反之，自旋积累也可以产生热流。在有电压差或者温度差的铁磁—非磁界面，电流和自旋流守恒最终导致有自旋流注入非磁中。由以上原因导致的非磁中的自旋积累可以通过另一块磁化方向易翻转的铁磁来检测，或者通过因此产生的电压抑或温度变化(佩尔捷效应)检测出。

## 2.4 自旋相关的泽贝克和佩尔捷效应实验进展

基于以上介绍的自旋热理论，Slachter等人<sup>[3]</sup>在横向自旋阀FM—NM中对自旋相关的泽贝克效应已有观测。图2是他们实验的示意图，为了在界面造成温度梯度，他们通过通电流在上铁磁(FM1)中产生欧姆热。在界面上电流为零，而对于电子，有自旋向上和向下两个通道，这两个通道的泽贝克系数 $S^{\uparrow}$ 和 $S^{\downarrow}$ 不一样，所以有纯自旋流 $J_s \propto (S^{\uparrow} - S^{\downarrow})$ 由铁磁(FM1)流向非磁，界面上两个通道的化学势也不一样，即 $\mu^{\uparrow} \neq \mu^{\downarrow}$ 。这样，热流 $Q$ 导致了自旋流注入非磁，此即是“自旋相关的泽贝克效应”。他们通过用另一块铁磁FM2与之非磁接触，测量二者之间的电压差来检测非磁上的自旋积累。此外，他们将实验测量数据与上面的公式(1)相结合，得出该镍铁导磁合金的自旋相关的泽贝克系数为 $-3.8 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ 。通过此实验他们认为，在某些要求有自旋流输入的实验中(例如自旋转矩相关的实验)，热流引起的纯自旋流可以作为一种新的可行的自旋流产生机制。

佩尔捷效应是泽贝克效应的逆效应，该实验组还检测了横向和垂直的纳米结构的自旋相关的佩尔捷效应<sup>[4]</sup>。他们在实验上验证了由自旋流来产生热流的可能性，不足的是效率不高。

## 3 自旋泽贝克效应

### 3.1 自旋霍尔效应(SHE)和逆自旋霍尔效应(ISHE)

自旋霍尔效应是指，当有一个纵向的电流时，在电子移动的过程中，电子受自旋轨道的耦合的影响<sup>[5]</sup>，自旋向上和自旋向下的电子会向相

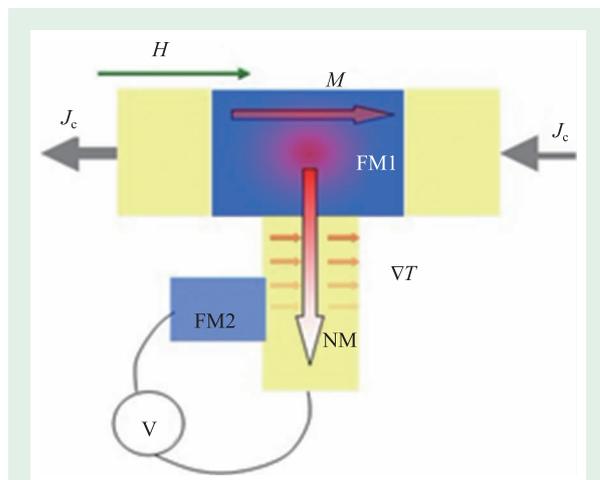


图2 自旋相关泽贝克效应实验装置示意图( $J_c$ 和 $H$ 为实验施加的直流电流与外磁场，铁磁体FM1中磁矩 $M$ 与外磁场 $H$ 方向一致)

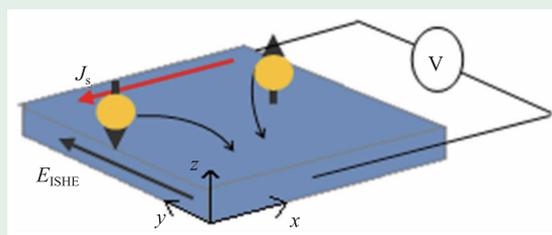


图3 逆自旋霍尔效应示意图

反的方向偏转，从而产生一个横向的自旋流。逆自旋霍尔效应是它的逆过程，即一个自旋流会产生一个垂直方向的电子移动。图3表示逆自旋霍尔效应产生过程，黄色小球及箭头代表电子和电子的自旋方向，自旋积累在 $z$ 方向上，当沿 $x$ 方向流过自旋流 $J_s$ ，在 $z$ 方向上会产生一个电压。当自旋方向相反的电子向不同方向运动时，由于自旋轨道耦合，它们的运动会向垂直于它们群速度的方向偏转。横向电场 $E_{\text{ISHE}} = D_{\text{ISHE}} \mathbf{J}_s \times \boldsymbol{\sigma}$ ， $D_{\text{ISHE}}$ 为自旋霍尔系数， $\boldsymbol{\sigma}$ 为自旋极化矢量， $\mathbf{J}_s$ 为自旋流。

### 3.2 自旋泽贝克效应

自旋泽贝克效应是指当铁磁体和顺磁体接触且有温差时，会产生横向的电场。如图4所示，蓝色代表顺磁体，灰色代表铁磁体， $M$ 为铁磁体中磁矩， $J_s$ 为自旋流。当施加如图的温度梯度 $\nabla T$ 时，顺磁体上会出现响应的电压，这就是自

旋泽贝克效应，该实验首先被 Uchida 等<sup>[6]</sup>发现。随后，人们在半导体(GaMnAs)<sup>[7]</sup>中，锰铝铜强磁性合金中<sup>[8]</sup>，均发现了相似的实验现象。在这样的构型中，纵向电压会非常敏感地受到横向温度梯度的影响，但具体的物理机理仍需进一步研究。

自旋泽贝克效应的物理原理与前面所涉及的自旋相关的泽贝克效应的原理是完全不同的，主要不同在于，在此效应中，传导电子的贡献几乎可以忽略，因为人们在绝缘铁磁体中同样也发现过此类现象<sup>[9]</sup>。产生该效应的原因在于，二者接触时，有自旋流从铁磁体进入顺磁体中，自旋流在顺磁体中由于逆自旋霍尔效应便产生了横向电场 $E_{\text{ISHE}}$ 。

铁磁体与顺磁体二者接触时的自旋流是界面上非平衡的热效应导致的自旋泵浦效应，且根据线性响应有一个定量的公式<sup>[10]</sup>可以描述通过界面泵浦出去的自旋流大小与温度差的关系：

$I_s(x) = \frac{\hbar\gamma}{2\pi} \frac{g_r}{M_s V_{\text{coh}}} k_B (T_F - T_N)(x)$ ，其中 $\gamma$ 是旋磁比， $g_r$ 为自旋混合电导的实部， $M_s$ 为饱和磁化强度， $V_{\text{coh}}$ 是磁相干量， $k_B$ 是玻尔兹曼常数， $T_F$ 和 $T_N$ 分别是铁磁体与非磁体的温度。

### 3.3 自旋能斯特(Nernst)效应

在磁场下，当有热流通过导电材料时，在与热流及磁场的垂直方向会产生电压，这一现象叫做能斯特(Nernst)效应。在铁磁材料中存在与磁矩相关的能斯特效应，称为反常能斯特效应(ANE)。在金属<sup>[11]</sup>和超导体中<sup>[12]</sup>测量到了能斯特效应。

Huang 等人<sup>[13]</sup>测量了不同铁磁金属样品薄膜的反常能斯特效应。他们发现反常能斯特效应对在垂直样品平面方向上的温差非常敏感，即在垂直铁磁金属样品平面方向上给一温度梯度 $\nabla T_z$ 时，在垂直温差和材料磁矩方向上也能测量到电压差。铁磁金属的反常能斯特效应可以用公式 $\nabla V_N = -\alpha \mathbf{m}_1 \times \nabla T_z$ 表示，其中 $\alpha$ 为反常能斯特效应系数， $\mathbf{m}_1$ 为沿磁矩方向上的单位矢量。

在非磁材料中，由于自旋轨道耦合，一个横向的电流可以通过自旋霍尔效应在纵向产生纯自旋流，类比自旋霍尔效应，纵向的自旋流也可以由横向的温度梯度产生，这种现象称为自旋能斯特效应。

Tauber 等人<sup>[14]</sup>从第一性原理计算出发，在理论上推导了自旋能斯特效应中的自旋能斯特电导(SNC)  $\sigma_{\text{SN}}$  ( $j_y^s = \sigma_{\text{SN}} \nabla_x T$ ， $\nabla_x T$ 为 $x$ 方向的温度梯度， $j_y^s$ 为 $y$ 方向的自旋流)，并把这个理论在三种分别掺杂 Au, Ti, Bi 的铜晶体中加以应用。在他们的计算得出的 SNC 的公式  $\sigma_{\text{SN}} = \sigma_{\text{SN}}^E + \sigma_{\text{SN}}^T$  中，有两个因素的影响：一个是  $\sigma_{\text{SN}}^E$ ，它表示由温度梯度引起的电场(自旋泽贝克效应)导致的自旋流，因此  $\sigma_{\text{SN}}^E$  也是与自旋霍尔效应相关的一个量；另一个影响因素是温度直接导致的自旋流。他们的计算表明，杂质的不同会影响  $\sigma_{\text{SN}}^E$  和  $\sigma_{\text{SN}}^T$  的大小和方向，例如在 Cu(Au) 中， $\sigma_{\text{SN}}^E$  和  $\sigma_{\text{SN}}^T$  相比非常小；在 Cu(Bi) 中， $\sigma_{\text{SN}}^E$  和  $\sigma_{\text{SN}}^T$  在同一数量级但是方向相反，因此不利于自旋流的产生。此外，该理论计算出的室温下的 Cu(Au) 的自旋能斯特流较大，有利于在实验上实现。

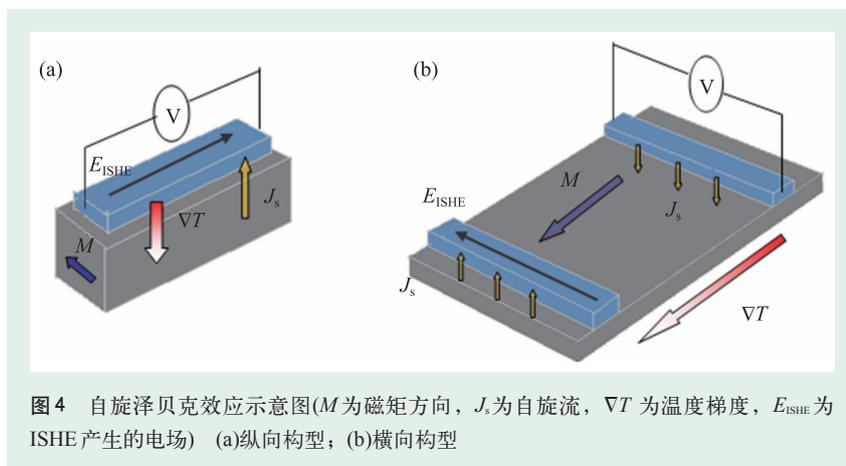


图4 自旋泽贝克效应示意图( $M$ 为磁矩方向， $J_s$ 为自旋流， $\nabla T$ 为温度梯度， $E_{\text{ISHE}}$ 为 ISHE 产生的电场) (a)纵向构型；(b)横向构型

### 3.4 Pt 的近邻效应

在最近的自旋泽贝克效应实验中，Pt 因为其较大的自旋轨道耦合效应被广泛使用。然而 Pt 是非常容易被磁化的，这为我们分析实验结果增添了更多不确定因素。1999 年，Antel<sup>[15]</sup>用 X 射线衍射研究了金属 Pt-Fe 层状结构中 Pt 的结构和磁性，发现比较邻近 Fe 的

Pt层会显现出磁性，这种现象称为Pt的近邻效应。

对于自旋霍尔效应，在实验上非磁一般采用Pt，因为它可以产生较大的逆自旋霍尔效应的电压来证实自旋霍尔效应。Huang<sup>[16]</sup>等人在实验上发现，当Pt放置于铁磁性绝缘体上时，会有铁磁材料类似的各项异性磁阻效应(AMR)<sup>[17]</sup>。

建议考虑Pt的近邻效应。因此文献[17]的作者质疑，即便在检验自旋霍尔效应的实验中观测到有电压的现象，也无法证明其完全来自于逆自旋霍尔效应，也可能来自于反常能斯特效应。他们认为，一方面应该定量地分开自旋霍尔效应中几部分因素带来的影响，另一方面应该找到更合适的材料来检测自旋霍尔效应中的纯自旋流。

### 3.5 自旋霍尔磁电阻

自旋霍尔磁电阻(SMR)是一种非平衡近邻效应，即金属的电阻依赖与之相接触的铁磁绝缘体的磁性质。与各项异性磁电阻、巨磁电阻(GMR)<sup>[18]</sup>、隧道磁电阻(TMR)<sup>[19]</sup>不同的是，电流不需要流经磁性材料。

由3.1节的介绍可知，自旋霍尔效应产生自旋流和自旋积累，反常自旋霍尔效应可以产生纵向电压来检测自旋流。Nakayama等<sup>[20]</sup>在研究磁性绝缘体和金属界面时发现，这两种效应可以同时作用。图5为这一过程的示意图。

在图5中，实验研究的是Pt/YIG界面，Pt有很强的自旋轨道耦合效应。当给Pt沿x方向通入电流 $J_c$ ，由于自旋霍尔效应会在z方向产生一个自旋流 $J_s$ ，自旋积累 $\sigma$ 在y方向上。当自旋流流经Pt/YIG界面时，自旋流会发生反射回到Pt中，反射回来的自旋流由于反常自旋霍尔效应在x方向上产生一个附加电流，这一附加电流是自旋霍尔效应和反常自旋霍尔效应同时作用的结果。在Pt/YIG界面，当 $M$ 与 $\sigma$ 非共线时，自旋翻转散射被激发，在界面处一部分自旋流作为自旋矩被

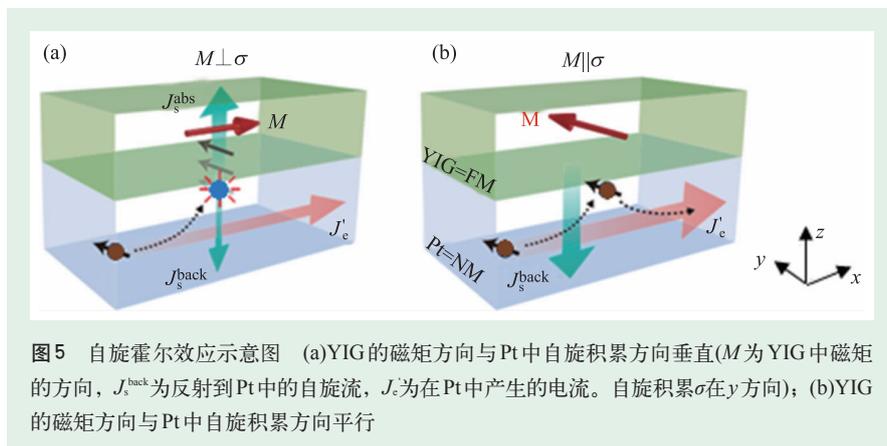


图5 自旋霍尔效应示意图 (a)YIG的磁矩方向与Pt中自旋积累方向垂直( $M$ 为YIG中磁矩的方向,  $J_s^{back}$ 为反射到Pt中的自旋流,  $J_c$ 为在Pt中产生的电流。自旋积累 $\sigma$ 在y方向); (b)YIG的磁矩方向与Pt中自旋积累方向平行

YIG吸收，抑制了自旋流的反射。当 $M$ 与 $\sigma$ 垂直时，自旋流的吸收最大， $M$ 与 $\sigma$ 平行时，自旋流的吸收为零。Pt中的电阻受YIG磁矩方向的影响，这种受自旋霍尔效应和反常霍尔效应影响的电阻即为自旋霍尔磁电阻，其与通常的各项异性磁电阻有着不同的角度依赖性。

自旋霍尔磁电阻使磁性绝缘体用于电子电路成为可能，由于电流不需要流经磁性材料，可以避免电流对磁性材料的破坏(比如电子迁移和发热)。此外，自旋霍尔磁电阻可以通过简单的直流磁电阻测量来研究顺磁金属中的自旋霍尔效应及磁性绝缘体中的自旋转移，自旋霍尔磁电阻可能成为研究绝缘体自旋电子学的一种新的方法。

## 4 磁性隧道结

磁性隧道结(MTJ)是指FM—I—FM的多层结构，其中I表示电学绝缘体，FM表示磁性材料，磁性隧道结会产生很大的隧穿磁致电阻率。一般情况下用 $\theta$ 表示两边磁体磁矩方向的夹角，夹角 $\theta$ 的改变会对磁性隧道结的性质产生很大影响。下面介绍磁性隧道结热电性质的研究进展。

### 4.1 磁性隧道结的热电理论计算

Czerner等人<sup>[21]</sup>从第一性原理出发，计算了以MgO为中间层绝缘体，以Fe和Co为铁磁体的隧道结在不同温度和不同夹角 $\theta$ 下的霍尔系数，并表明对于不同的磁性材料的隧道结，会有不同

的最佳工作温度。

由于研究的目标主要是减小能让磁矩进动并且翻转的临界电流值,中间层绝缘体是MgO的磁性隧道结,有很大潜力应用于磁阻随机存取存储单元(MRAM)<sup>[22]</sup>和振荡器<sup>[23]</sup>,因此,Jia等人<sup>[24]</sup>在理论上计算了Fe—MgO—Fe在室温下温差导致的自旋转矩,结果表明在10 K的温度差下,其导致的自旋转矩高达 $10^{-7}$  J/m<sup>2</sup>/K;同时他们计算了自旋转矩随角度 $\theta$ (0—180°之间)的变化曲线,发现该曲线有很强的不对称性,而此不对称性对于产生较强的微波振荡是非常有利的。

## 4.2 磁性隧道结的热电实验进展

实验上,MgO基质的磁性隧道结中的泽贝克效应在实验中已有观测。Liebing<sup>[25]</sup>在实验上研究了磁性隧道结CoFeB—MgO—CoFeB,测量了它的自旋相关的泽贝克系数,与Czerner<sup>[5]</sup>等人从第一性原理出发计算的结果吻合,而且他们发现,该隧穿结两铁磁体磁化方向平行和反平行两种情况下的磁热电动势相差高达90%。此外,Breton<sup>[26]</sup>等人也在实验上检测到在Fe—Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>—Si中因温差导致的自旋积累。

Hu等人<sup>[27]</sup>研究发现,在磁性隧道结无外部热源的运输中,由于磁性隧道结中的热电耦合会引起其欧姆定律的修正。在他们的理论中,当给磁性隧道结通一个电流 $I$ ,则产生的电压 $V(I) = R \cdot I + S \cdot \mathfrak{R} \cdot I^2$ ,其中 $\mathfrak{R}$ 与磁性隧道结的泽贝克系数和热导属性有关。在该公式中,前一项 $R \cdot I$ 为线性项,后一项为其热电耦合引起的修正项。此外,他们还研究了磁性隧道结通入交流电流时的修正结果,发现这“泽贝克修正”适用于很大的频率范围。在硼(B)薄片的纳米结构中,他们发现泽贝克修正的功率灵敏度高达8—14  $\mu$ V/W。这些都有助于在高频器件中用磁性隧道结的自旋热电效应来解决浪费掉的热能。

## 5 热诱导的自旋转矩

在非共线的磁性结构中,例如自旋阀、隧道

结,或者磁畴壁、磁涡流,当有自旋流流过时,会对局域磁化方向产生自旋转矩,从而引起局域磁矩的进动和翻转。热流也可以对磁化方向产生转矩,也就导致热流引起的磁动力学。对于FM1—NM—FM2自旋阀,可以通过电路理论(circuit theory)<sup>[28]</sup>来计算热流导致的自旋转矩随角度 $\theta$ 的变化, $\theta$ 为两铁磁体之间的夹角。

实验上,已经找到纳米线上的自旋阀能印证热流导致的自旋转矩。Yu等人<sup>[29]</sup>在Co—Cu—Co自旋阀中发现,当通入热流时,其产生的翻转磁场大小和通入的热流大小有关。Slonczewski<sup>[30]</sup>在理论上研究了如下模型:在温度梯度下,自旋阀中的磁性绝缘体对自由磁层注入自旋流,产生自旋转矩。Jia等<sup>[8]</sup>也用第一性原理方法计算了Fe—MgO—Fe在室温下温差导致的自旋转矩,在磁矩翻转方面,热流产生的自旋转矩与电流产生的自旋转矩相比,要有效率得多,但是与此同时其热导的影响太大。

近年来,纳米线中的磁畴壁(DW)的运动引起了广泛的研究,自旋转矩可以推动磁畴壁沿纳米线运动。最近人们从理论上对单个磁振子经过一个横向磁畴壁结构时对磁畴壁运动的影响进行了相关研究<sup>[31]</sup>,研究表明,磁振子从左到右经过磁畴壁时,会将自旋角动量传递给磁畴壁,磁振子在经过磁畴壁后,自旋角动量从 $-\hbar$ 变化到 $\hbar$ ,产生了一个自旋转矩,这一自旋转矩带动磁畴壁沿磁振子运动的反方向移动。最近,Torrejón等人<sup>[32]</sup>在实验上观察到了温度对NiFe纳米条的影响。实验中在NiFe纳米条的一端注入频率为纳秒量级的电流脉冲,这一电流脉冲会产生很高的局域温度,即在样品中形成温度差,实验观察到磁畴壁向温度高处移动,该研究在实验上证实了热诱导的自旋转矩可以推动磁畴壁的运动。

## 6 磁性绝缘体中磁振子自旋信息的长程输运

由于热效应的速率较低,通过热流与自旋流相互作用实现信息的操作相对低效和不适用。而

有序及可控的磁振子的输运可以作为信息的载体。我们注意到在绝缘体中，自旋转移力矩 (STT) 可以激发磁振子，通过自旋泵浦和逆自旋霍尔效应则可以将磁振子转换成电动势，这样就能实现室温下电信号在绝缘体中的远距离输运。Zhang<sup>[33]</sup>等人从理论上提出了自旋转化的概念来定量地研究磁振子流。他们假设与自旋一样，自旋积累对应自旋流，同样磁振子积累对应磁振子流。在实验上，Cornelissen<sup>[34]</sup>等人研究了磁振子在一个非局域构型中的长程传输，图6是实验装置图。直流电流  $J$  通过左边的 Pt，由于自旋霍尔效应在 Pt—YIG 接触面形成自旋积累；由于表面存在交换作用，自旋角动量传递到 YIG 中，激发出磁振子；磁振子向右边的 Pt 扩散，然后被吸收，在右边 Pt 形成自旋积累，通过逆自旋霍尔效应将自旋积累再转化成电压  $V$ 。实验器件由堆积在 YIG 薄膜上的两块 Pt 构成，其中一块 Pt 作为磁振子注入器，另外一块 Pt 作为磁振子探测器，两块 Pt 之间的距离为  $d$ 。实验测量到室温下一阶谐波的磁振子自旋扩散长度  $\lambda^{1\omega} = 9.4 \pm 0.6 \mu\text{m}$ ，二阶谐波的磁振子自旋扩散长度  $\lambda^{2\omega} = 8.7 \pm 0.8 \mu\text{m}$ ，两种信号的  $\lambda$  值相近说明磁振子注入器中产生的热激发磁振子具有与电致磁振子相比拟的贡献。但是电致磁振子和热致磁振子产生的物理过程是完全不同的：热致磁振子产生二次谐波信号的过程是一个非线性的机制，电致磁振子产生一阶谐波信号的过程则是一个线性机制。最近，Giles 等人<sup>[35]</sup>在 Pt—YIG 非局域自旋泽贝克体系中测量到了比 Cornelissen 实验中更长的磁振子扩散长度，他们发现在温度为 23 K 时，YIG 中热激发的磁振子扩散长度在  $47 \mu\text{m}$  到  $73 \mu\text{m}$  之间，当温度升高至室温时，磁振子的扩散长度将降低至  $10 \mu\text{m}$ 。由于

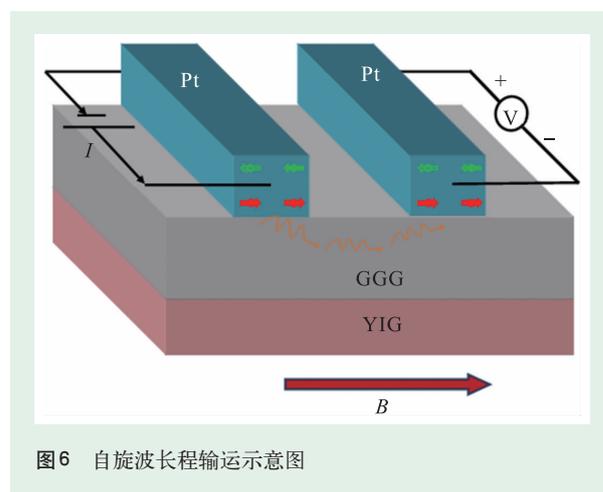


图6 自旋波长程输运示意图

热激发的磁振子具有较长的扩散长度，基于磁振子输运的器件在提高热效应的转化效率上有很大的应用前景。

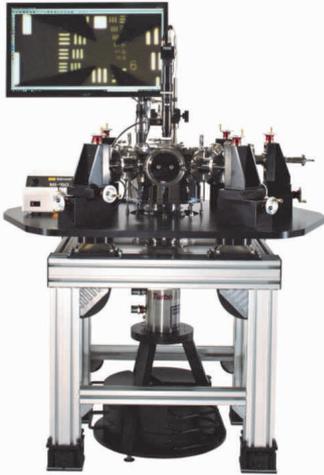
## 7 结束语和展望

通过世界各地科研组的努力，自旋热激发电子学在近些年得到了很大的发展。自旋热激发电子学不仅拓宽了自旋电子学的研究领域，而且为未来实现高效率、低功耗的自旋电子学功能器件提供了全新的研发途径，特别是在自旋电流的产生、传输、调控以及探测方面提供了更多的可行性。但是在这个领域，仍然还有许多值得做的工作，一些在理论上预言的现象还没有在实验上得到观测，或者实验上的现象还没有完全的理论支持。比如在自旋泽贝克效应的实验中，反常能斯特效应的影响依然存在争议，极大地阻碍了自旋泽贝克效应的研究进展。相信在不久的将来，通过物理学家的不断探索，这门学科在理论和实验上会有更多进展，最终在实践中得以应用。

## 参考文献

- [1] Baibich M N, Broto J M, Fert A *et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 61: 2472; Binasch G, Grunberg P, Saurenbach F *et al.* Phys. Rev. B, 1989, 39: 4828
- [2] Johnson M, Silsbee R H. Phys. Rev. B, 1987, 35: 10; Bauer G E W, Saitoh E, van Wees B J. Nature Material, 2012, 11: 391
- [3] Slachter A, Bakker F L, Adam J P *et al.* Nature Phys., 2010, 6: 879
- [4] Flipse J, Bakker F L, Slachter A *et al.* Nature Nanotech., 2012, 7: 166
- [5] Hirsch J E *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999, 83: 1834; Dyakonov M I, Perel V I. JETP Lett., 1971, 13: 467
- [6] Uchida K, Otata T, Hariia K *et al.* Solid State Commun., 2010,

## 超低温真空探针台



- 无需制冷剂
- 直流, 微波, 光纤
- 4K-800K
- 可增加磁铁
- 多达8个探针臂
- 客户定制
- 模块化设计

## 实验室低温制冷系统



超低振动  
显微应用

样品在气体中  
可快速更换



Advanced Research Systems

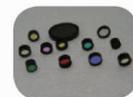
+1 610 967 2120  
www.arscryo.com  
ars@arscryo.com

150:524

[7] Jaworski C M *et al.* Nature Mater., 2010, 9: 898  
 [8] Bosu S, Sakuraba Y, Uchida K *et al.* Phys. Rev. B, 2011, 83: 224401  
 [9] Uchida K *et al.* Nature Mater., 2010, 9: 894  
 [10] Xiao J, Bauer G E W, Uchida K *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 81: 214418  
 [11] Clayhold J. Phys. Rev. B, 1996, 54: 6103  
 [12] Huebener R P. Supercond. Sci. Technol., 1995, 8: 189  
 [13] Huang S Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107: 216604  
 [14] Tauber K, Gradhand M, Fedorov D V *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 109: 026601  
 [15] Antel W J, Schwickert Jr M M, Lin T *et al.* Phys. Rev. B, 1999, 60: 12933  
 [16] Huang S Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 109: 107204  
 [17] McGuire T R, Potter R I. IEEE Trans. Magn., 1975, MAG-11: 1018  
 [18] Bsibich M N *et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 61: 2472; Binasch G *et al.* Phys. Rev. B, 1989, 39: 4828; Fert A. Rec. Mod. Phys., 2008, 80: 1517  
 [19] Julliere M. Phys. Lett., 1975, 54A: 225  
 [20] Nakayama H *et al.* arXiv: 1211.0098, 2012  
 [21] Czerner M, Bachmann M, Heiliger C. Phys. Rev. B, 2011, 83: 132405  
 [22] Yuasa S, Nagahama T, Fukushima A *et al.* Nature Mat., 2004, 3: 868  
 [23] Deac A M, Fukushima A, Kubota H *et al.* Nat. Phys., 2008, 4: 803  
 [24] Jia X T, Liu K, Xia K *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107: 176603  
 [25] Ning L B, Serrano-Guisan S, Rott K *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107: 177201  
 [26] Le Breton J-C, Sharma S, Saito H *et al.* Nature, 2011, 475: 82  
 [27] Zhang Z H, Gui Y S, Fu L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 109: 037206  
 [28] Hatami M, Bauer G E W, Zhang Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 99: 066603  
 [29] Yu H, Granville S, Yu D P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 146601  
 [30] Slonczewski J C. Phys. Rev. B, 2010, 82: 054403  
 [31] Yan P, Wang X S, Wang X R. Phys. Rev. Lett., 2011, 107: 177207; Kovalev A A, Tserkovnyak Y. Europhysics Letters, 2012, 97: 67002  
 [32] Torrejon J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 109: 106601  
 [33] Zhang S S-L, Zhang S F. Phys. Rev. B, 2012, 86: 214424  
 [34] Cornelissen L J *et al.* Nature Physics, 2015, 11: 1022  
 [35] Giles B L, Yang Z H, Jamison J S *et al.* Phys. Rev. B, 2015, 92: 224415

## 标准光学元件库存---供您随时选用

总量多达10万片，  
超过700个品种规格的透镜，  
棱镜，反射镜，窗口，  
滤光片等常用光学器件；  
涵盖紫外，可见，  
近红外，  
红外等光学应用领域。



北京欧普特科技有限公司  
Beijing Golden Way Scientific Co., Ltd

地址: 北京市朝阳区酒仙桥东路1号M7栋5层东段  
电话: 010-88096218/88096099 传真: 010-88096216  
邮箱: optics@goldway.com.cn