

Recent Progress in Spin Seebeck Effect

Jiansen Zheng, Jincheng Zheng*

Department of Physics, School of Physics and Mechanical & Electrical Engineering, Xiamen University, Xiamen
Email: jczheng@xmu.edu.cn

Received: Jul. 14th, 2014; revised: Aug. 12th, 2014; accepted: Aug. 20th, 2014

Copyright © 2014 by authors and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

Abstract

Spin Seebeck effect, as an emerging field of spintronics, refers to the phenomenon that under specific conditions, on the contact interface between a non-magnetic metal material with strong spin-orbit coupling and a ferromagnetic insulator or other candidates, there will occur a temperature gradient induced spin injection crossing the boundary. The effect implements the conversion from heat to the spin current, and also this spin current can be transformed into the charge voltage with the help of the inverse spin Hall effect in a non-magnetic metal. We will firstly survey the recent experimental progress in this area, and then review the latest theoretical progress in spin Seebeck effect mechanism. In the final, we will discuss the possibility of its device applications, and give a perspective for the relevant theoretical and experimental research, pointing out that the application in future thermoelectric conversion remains challenging and some viable solutions are proposed.

Keywords

Spin Seebeck Effect, Ferromagnetic Insulator, Magnon, Spin Pumping, Inverse Spin Hall Effect

自旋Seebeck效应研究进展

郑建森, 郑金成*

厦门大学物理与机电工程学院物理系, 厦门

Email: jczheng@xmu.edu.cn

收稿日期: 2014年7月14日; 修回日期: 2014年8月12日; 录用日期: 2014年8月20日

*通讯作者。

摘要

自旋Seebeck效应是自旋电子学的一个新兴领域，它指的是在特定条件下，在强自旋轨道耦合的非金属材料与铁磁绝缘体等材料接触时，界面出现温度梯度诱导产生的自旋流注入现象。它实现了从热流到自旋流的转换，同时这种自旋流注入可以通过非金属中的逆自旋霍尔效应转化为电荷电压。我们将介绍这个领域最近的实验进展，综述了自旋Seebeck效应的最新机制理论，最后作了器件应用方面的介绍，并对相关理论和实验研究进行了展望，指出要应用于未来热电转换仍是一个挑战性的任务并提出一些解决思路。

关键词

自旋Seebeck效应，铁磁绝缘体，磁振子，自旋泵浦，逆自旋霍尔效应

1. 自旋电子学近年的新发展——自旋 Seebeck 效应

自旋流的产生和检测是自旋电子学中的两个热点课题。近年来，自旋 Seebeck 效应(Spin Seebeck Effect, 简称 SSE)的发现源自人们对热流与自旋流相互作用现象的广泛实验研究，是自旋电子学研究的重大进展，它向人们展现了一种全新的自旋角动量的转移方式，而不是仅仅通过自旋极化的电流来转移。

在2008年，K. Uchida等人首次观察到金属磁体内由温度梯度引起的自旋流或者说自旋压(spin voltage)的获得[1]。这就是自旋 Seebeck 效应。在他们的工作中，首次利用了逆自旋霍尔效应(Inverse Spin Hall Effect, 简称 ISHE)[2] 测量了这一热致自旋压，并且观察到它可以在距样品末端远大于自旋翻转(spin-flip)扩散长度的距离存在，达到厘米量级。这个传播长度是令人惊奇的，因为作为自旋载流子的传导电子，其自旋翻转(spin-flip)的扩散长度(即电子自旋要实现朝向反转所需要的电子前进距离)，只有纳米量级。后来类似的自旋 Seebeck 效应在从铁磁金属或合金 Co_2MnSi ，到稀磁半导体 $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ ，甚至铁磁绝缘体 $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (简称 YIG 材料)与 $(\text{Mn,Zn})\text{Fe}_2\text{O}_4$ 中观测到[2]-[5]，表明自旋 Seebeck 效应是含铁磁材料的体系普遍存在的现象。

自旋 Seebeck 效应作为研究热点，很大程度上因其展示了产生与检测自旋流的全新机制，为自旋电子学的进一步发展创造了许多可能性。简单来说，自旋流就是材料中电子自旋角动量在空间上的转移，这种转移通常可发生在铁磁/非磁金属界面，或者自旋轨道耦合(Spin-orbit coupling)效应较强的金属体系内。正如电动势驱动电路中电流的产生，自旋流存在时也伴有在界面或铁磁材料的两端形成自旋压(spin voltage)，可以视为由这种自旋压驱动着自旋流形成。自旋流的产生和输运对自旋电子学器件至关重要，比如在磁随机存储器(magnetic random access memory)中可采用自旋流向磁材料中的畴壁施加力矩来实现精确操控其运动，从而获得信息存储功能。在自旋 Seebeck 效应被发现之前，人们已在自旋电子学的自旋流产生与输运领域做了广泛工作，从石墨烯器件的自旋注入到铁磁|反铁磁|绝缘体|铁磁多层结构自旋阀中的自旋输运，再到隧穿磁阻[6]，自旋转移力矩[7]以及自旋霍尔效应[8]。最初一种重要的自旋流产生方式是通过施加电场引发材料界面的自旋注入，比如在铁磁金属与半导体之间形成欧姆接触而获得铁磁金属中自旋极化电流注入到半导体中，这样极化电子的注入自然引起自旋角动量的转移，也就是自旋流的产生。所有这些都对自旋流产生与输运的研究大大促进了自旋电子学的发展，特别是为后来促成自旋 Seebeck 效应的发现及其理论研究奠定了基础。

2. 自旋 Seebeck 效应中的基本概念

2.1. 作为媒介的准粒子——磁振子

一般地，对于铁磁，反铁磁等晶格自旋系统，通过量子交换作用耦合引起的自旋低能激发态以自旋波形式出现；类比用声子概念来描述固体中的弹性力耦合引起的晶格振动模式，研究者们提出了一种描述自旋波激发的量子[9]。这种准粒子被称为磁振子，它是携带一个单位自旋角动量(\hbar)的玻色型集体激发，与声子一样具有波矢与能量。一定条件下，在局域自旋系统(如铁磁绝缘体等)与传导电子系统(如非金属材料)的界面，会发生方向垂直于界面的自旋流输运，即局域磁矩通过发射磁振子来损失自旋角动量，并由传导电子吸收自旋角动量同时发生自旋反转的现象。这样磁振子就作为一种媒介，实现了净自旋角动量在不同体系间的转移[10]。

2.2. 重要子过程——自旋泵浦效应

2.2.1. 基本概念

一般地，在局域磁矩低能激发后的铁磁绝缘体与非金属的界面会存在自旋泵浦效应，即局域磁矩通过在这个界面的 s - d 交换耦合作用[12]，以绕中心轴(朝向同外加磁场方向)进动的方式“泵入”自旋角动量到非金属材料的过程(如图 1 所示)。实质上，在一些磁振子阻尼较弱的磁性绝缘体中，磁化动力学本身的耗散损失非常小。于是当我们将一非金属材料置于磁性绝缘体表面并与其实现良好接触时，磁化动力学将诱导出自旋泵浦效应，并反过来引起角动量往金属中传导电子系统中转移。2002 年，Tserkovnyak, Brataas and Bauer 等人提出自旋泵浦(spine-pumping)机制将纯自旋流由铁磁体注入到非金属材料[13]。自旋泵浦效率的提高对于增强自旋流注入至关重要，一般可以用微波铁磁共振(ferromagnetic resonance)的方法来激发铁磁/非金属材料界面的自旋泵浦[14]，采用的原理是磁体磁化强度矢量受微扰会有自旋波激发产生，并在磁体内传播过程中不断衰减(称为 Gilbert 阻尼)，而调节能量源-微波的共振频率可以弥补对应频率磁振子的这种能量损失，使得自旋流维持下去。此外，研究者们广泛采用自旋混合电导(spine-mixing conductance)来表征自旋泵浦的效率[15]。它本身是一个复数，虚部决定界面磁比(interface gyromagnetic ratio)，实部决定界面 Gilbert 阻尼(interface Gilbert damping)。另外，对于自旋 Seebeck 效应可分为两种构型，横向构型(Transverse Spin Seebeck Effect，即非金属材料中热自旋流注入方向垂直于磁体中施加的温度梯度方向的情形)和纵向构型(Longitudinal Spin Seebeck Effect，热自旋流注入方向平行于温度梯度方向的构型)，对应的自旋泵浦物理和机制解释也有所不同[16]。

2.2.2. 最近进展

目前提高自旋泵浦效率主要通过铁磁/非金属材料界面化学改性，通过对铁磁材料掺杂稀土离子来实现。C. Burrowes 等人发现对 YIG 薄膜进行原位 Ar^+ 离子刻蚀可以使自旋混合电导提高到未进行化学处理情形的 5 倍[17]，并且发现之前理论[18]提出的可以在 YIG 与 Au 之间沉积一个 Fe 薄膜来实现 YIG/Fe 之间的铁磁交换耦合以增强自旋泵浦的预言并不成立，因为上述沉积的 Fe 薄膜实际形成的是顺磁态，不能够与 YIG 薄膜形成铁磁交换耦合。另外 K. Uchida 小组于 2011 年在 $(\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt})$ 双层体系观测到基于声学波声子与自旋耦合的自旋泵浦，同样实现界面的热致自旋流注入，从声子的角度解释了自旋 Seebeck 效应的长程性[19]，引起了之后陆续的基于声子拖拽机制的自旋 Seebeck 效应工作。

磁性绝缘体薄膜中的自旋泵浦效应近来备受关注，Andre Kapelrud 等人则用线性化解析求解朗道-栗弗西兹-吉尔伯特方程(Landau-Lifshitz-Gilbert equation)[20]的方法来详细研究了薄膜磁性绝缘体中自旋泵浦强度对横向波数和面内自旋波矢的依赖关系[21]。一般说来，薄膜磁性绝缘体中的自旋波由于长程磁偶极相互作用的贡献可分为三大模式：前向静磁体自旋波(forward volume magnetostatic spin waves)，

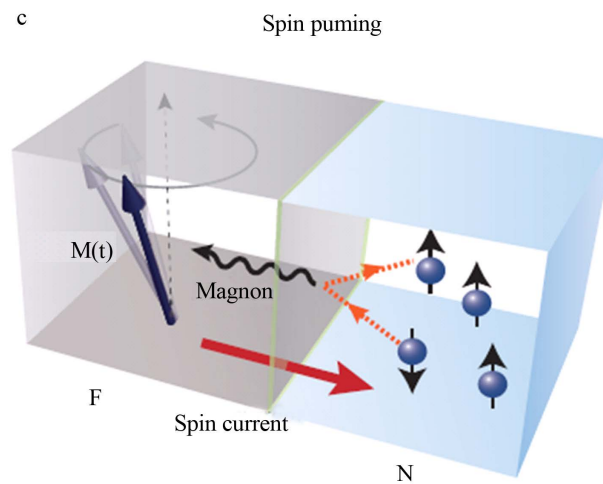


Figure 1. Schematic diagram for spin pumping mechanism. The precession of the localized magnetic moment ($M(t)$) affects the magnetic order in the ferromagnetic region, and leads to propagation of magnons, which carry spin angular momentum along the precession axis. On the boundary there is magnon scattering occurring, where electrons flip their spins if they emit or absorb a magnon. The magnons which carry the dissipated spin angular momentum of the ferromagnet, are absorbed on the F/N interface, leading to the transfer of angular momentum into the non-magnetic region (N). Thus a spin current across the interface is generated (From Ref [11])

图 1. 自旋泵浦效应示意图(摘自文献[11])铁磁体 F 中局域磁矩 $M(t)$ 随时间演化的进动, 对铁磁体内的磁有序施加了微扰, 耗散着取向沿进动轴的自旋角动量, 同时在 F/N 界面发生磁振子 - 电子散射, 即界面处的电子在发射或吸收磁振子将实现自旋朝向反转, 于是非磁金属 N 内的传导电子获得磁振子的净自旋角动量。由此我们获得了穿越 F/N 界面的自旋流注入, 即实现了自旋角动量在两个体系间的“泵浦”

后向静磁体自旋波(backward volume magnetostatic spin waves), 与静磁表面自旋波(magnetostatic surface waves)[22]。在 Andre Kapelrud 他们的研究中发现, 不同模式的自旋波的 Gilbert 阻尼在薄膜情形会出现相对于本征 Gilbert 阻尼不同程度的增强: 1) 对于长波自旋波, 横体模的增强的阻尼为宏观自旋模的2倍; 2) 对于表面自旋波, 这一增强可达到10倍以上。他们同时对该体系进行了数值计算, 得到与实验[23] [24] 一致的自旋波本征频率, 进一步验证了其薄膜磁性绝缘体中的自旋泵浦理论。

2.3. 逆自旋霍尔效应(Inverse Spin Hall Effect)

简单来说, 对于存在较强自旋轨道耦合的金属材料, 当注入一股自旋极化方向为 σ 的自旋流 J_s 时, 意味着在界面处有两股自旋朝向平行与反平行 σ 的传导电子流沿自旋流 J_s 输运方向相同和相反的方向在运动, 于是由自旋轨道耦合作用使得这两束电子因自旋依赖散射而偏向同一方向运动[26], 从而在样品的两端间诱导产生横向的电荷电压。这就是逆自旋霍尔效应(Inverse Spin Hall Effect)[2], 如图 2 所示。这里的霍尔电场强度同时垂直于自旋流方向和局域磁矩磁化强度方向, 并有以下定量关系[26]:

$$\mathbf{E}_{\text{ISHE}} = (\theta_{\text{SH}} \rho) \mathbf{J}_s \times \boldsymbol{\sigma} \quad (1)$$

其中 θ_{SH} 为导电金属的自旋霍尔角[27], 定义为金属的自旋霍尔电导与其电荷电导的比值, 用来表征自旋

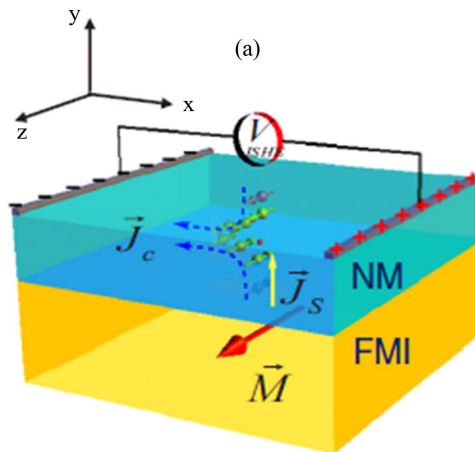


Figure 2. Illustration of the conversion of the spin into the charge current by the ISHE in the NM layer. M represent the localized magnetic moment in the ferromagnetic insulator, J_s represents the spin current injected crossing the boundary from FMI (Ferromagnetic Insulator) to NM (non-magnetic metal). From Ref [25]

图 2. 逆自旋霍尔效应(Inverse Spin Hall Effect)机制示意图。 M 代表铁磁绝缘体 FMI(Ferromagnetic Insulator)中的局域磁矩, J_s 代表界面上从铁磁体 FMI 泵浦进入非磁金属 NM 的自旋流, J_c 为经过逆自旋霍尔效应转化后的电荷流。摘自文献[25]

轨道耦合的强弱, 通常对于 Pt, Au 等金属材料拥有较大的自旋霍尔角; ρ 为金属的电阻率, J_s 为注入到金属中的自旋流强度, σ 为铁磁绝缘体中局域磁矩磁化强度方向, 也即自旋流的自旋极化方向。

于是当我们已知金属样品的自旋霍尔角, 电阻率及几何参数时, 测量其两侧逆自旋霍尔电压, 就可间接测量注入的自旋流大小。由此, 逆自旋霍尔效应已成为检测自旋流的重要手段, 特别是对于自旋 Seebeck 效应中的热致自旋流。

3. 自旋 Seebeck 效应实验进展

自旋 Seebeck 效应是一种普遍产生于铁磁材料中的新奇现象, 可将热梯度信号通过自旋流这一媒介转化为电压信号。其最初是在铁镍合金中被观察到[1], 而后陆续在其他铁磁金属, 以及铁磁绝缘体, 稀磁半导体和非铁磁窄带隙半导体材料中发现。它的基本实验体系设置是一层铁磁性薄膜上溅射一层强自旋轨道耦合的非磁金属薄膜(一般是 Pt 或者 Au), 得到一个可以实现热-自旋-电流转化的双层结构。这一系列能观察到自旋 Seebeck 效应的材料体系中, 依体系中磁性材料的导电性可以分为三大类: 铁磁金属体系, 磁性绝缘体体系, 铁磁半导体体系。

下面依次分别阐述各自最近的实验研究进展。

3.1. 铁磁金属体系

2008 年, K. Uchida 等人首次观察到导电铁磁金属内由温度梯度引起的自旋流, 也就是自旋 Seebeck 效应的首次观测, 是在 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ 体系[1]。 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 是自旋电子学实验历来普遍使用的铁磁合金材料, 因其良好的输运性质与磁学性质而用途广泛, 比如用于巨磁阻多层膜结构的铁磁层[28], 磁化动力学中研究其薄膜结构磁振子阻尼和进动频率控制等研究[29], 电子散射在其中磁化强度弛豫中扮的贡献[30], 自

旋依赖输运[31]等。而后 R. Ramos 等人在 $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Au}$ 体系中同样观察到自旋 Seebeck 效应[32]。他们在 0.5 mm 厚 SrTiO_3 (001) 基底上沉积厚为 50 nm 的 Fe_3O_4 (001) 薄膜, 加上温度梯度与外磁场并采用了一般用于绝缘体体系的纵向自旋 Seebeck 效应这种构型进行了测量, 由此研究了在金属绝缘体转变温度之下的新物理。由此在外延 Fe_3O_4 薄膜中, 他们观测到了显著的自旋 Seebeck 效应, 其中在 Fe_3O_4 的金属-绝缘体相变点(转变温度约 121 K)以上的电压信号同时来自于反常能斯特效应(Anomalous Nernst Effect, ANE)与 SSE, ANE 效应是一种由热流在铁磁体中直接诱导产生电荷电压的现象[33], 但其在这里的信号可以忽略不计。由于 Fe_3O_4 电阻率比 Pt 高很多, 因而在该相变点以上, 可以观察到独立于铁磁层 ANE 的自旋 Seebeck 信号比 Pt 层磁临界效应引起的 ANE 信号也要强得多。另外在 105 K 测量计算得到自旋 Seebeck 系数为 52 nV/K, 并对单层 Pt 薄膜临近效应最大可能造成 SSE 信号影响做了估计, 为 7.5 nV/K。

3.2. 磁性绝缘体体系

磁性绝缘体体系是目前自旋 Seebeck 效应(SSE)研究的最多的一种体系。继铁磁金属体系中率先发现自旋 Seebeck 效应后, 研究者陆续发现各种磁性绝缘体体系都同样存在出现 SSE 效应。这使人们开始意识到自旋 Seebeck 效应的广泛存在性, 也促进解决了之前的一些关于自旋流产生机制的疑难。

在铁磁金属中, 最初人们因发现热致自旋压可以在距样品末端远大于自旋扩散长度的距离存在而迷惑不解, 因为通常认为自旋由电子作为载体, 它的输运特征距离即为电子的自旋翻转扩散长度(spin-flip diffusion length)。这个谜团由后来人们在铁磁绝缘体材料中观察到自旋 Seebeck 效应及 Xiao Jiang[34], H. Adachi[35]的理论工作而得到解开。首先是 K. Uchida 小组[5], 他们发现磁性绝缘体 $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) 材料也可将温度梯度转化为自旋压; 并解释为在这些绝缘磁体中, 自旋角动量由局域磁矩的低能激发(即磁振子)得到承载而实现厘米量级的输运距离。在他们的实验中, 采用液相外延法在 $\text{Gd}_5\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111) 基底上生长 $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (111) 面的单晶薄膜, 于 Ar 保护气氛中在上层薄膜相隔一定距离沉积两处单层的 Pt 金属的矩形状薄膜, 随后在特定膜内方向加上温度梯度, 并同方向施加达到 20 Oe 的外磁场, 从而使得 $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 薄膜内产生排列整齐的局域磁矩。由于 $\text{Gd}_5\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ 材料热导率与 $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 匹配良好, 因此热流顺着温度梯度方向如图 3 所示均匀传播。他们从实验上测得了两初 Pt 金属薄膜之间的热致自旋压,

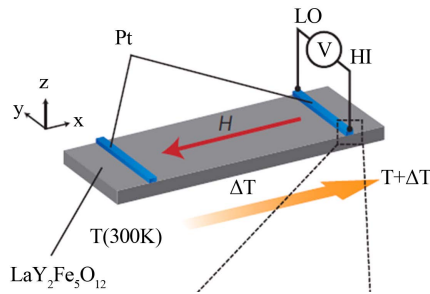


Figure 3. Schematic picture for the experimental setup for the spin Seebeck effect in magnetic insulator system. Here the system consists of the YIG magnetic thin film with the attached Pt wires, and the uniform temperature gradient and external magnetic field were exerted in the x direction, the temperatures of the cold terminator and the hot terminator are fixed at 300 K, and $300\text{ K} + \Delta T$, using the heater and thermal couple, respectively. From Ref [5]

图 3. 磁性绝缘体中自旋 Seebeck 效应的实验测量装置示意图, 体系由铁磁绝缘体薄膜 YIG 表面附着 Pt 线组成, 在 x 方向施加外磁场 H 与均匀的温度梯度。样本的低温和高温端的温度用加热器和热电偶分别稳定在为 $T = 300\text{ K}$, 与 $T = 300\text{ K} + \Delta T$ 。摘自文献[5]

发现这与铁磁绝缘体系中温度梯度驱动的磁化动力学紧密相关。事实上，当体系被施加温度梯度时，铁磁绝缘体中的磁化动力学由温度驱动，实现局域磁矩的不断涨落与恒向进动，并由 $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 磁体中局域磁矩的与 Pt 薄膜中传导电子存在界面上的铁磁 $s-d$ 交换耦合[12]，于是会有铁磁绝缘体中磁化动力学产生的自旋角动量流输入到 Pt 金属薄膜中的传导电子体系，并随之产生了极化方向与局域磁矩磁化强度方向一致的自旋流，伴以相应的自旋压。如图 3 所示。

他们进而根据逆自旋霍尔效应诱导电场的密度公式(1)，由测量得到的界面自旋流数据计算出了不同情形下热电压对磁场强度及方向，YIG 材料冷热端温差的依赖关系，并有下列发现：1) 在磁场施加强度和方向一定时，冷热两端在垂直界面上的自旋流注入大小相等，但方向相反，且自旋流大小与冷热两端间温度梯度呈线性关系。2) 自旋流注入方向同样随施加外磁场的方向不同而不同。3) 热电压大小与外场方向与温度梯度方向间的夹角有关，随夹角减小而增大，并于 0 度处最大值，90 度处几乎为零。4) 后沉积多处互相平行的单层 Pt 薄膜来研究热电压的空间分布发现，若取位于 YIG 薄膜中心的位置为坐标原点，原点处热电压为零；整个区域各处电压大小随坐标线性增长。

此后，B. Heinrich 等人用铁磁共振方法研究了 YIG/Au 体系界面的自旋注入现象[36]，发现自旋流的注入增大了 YIG 铁磁绝缘体系的 Gilbert 阻尼，同时发现 YIG/Au 界面的自旋混合电导(spín-mixing-conductance)高达 $1.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ，即可获得很高的热致自旋流注入效率，展示了 YIG/Au 体系作为高效自旋 Seebeck 效应器件的前景。

3.3. 半导体体系中的自旋 Seebeck 效应

3.3.1. 稀磁半导体 GaMnAs

稀磁半导体同时具有半导体和磁性的性质，是用过渡金属元素将非磁性半导体中的部分原子取代后形成的磁性半导体[37]。C. M. Jaworski 小组[38]率先在稀磁性半导体 GaMnAs 中观察到自旋 Seebeck 现象，并进行了不同自旋极化强度和磁化强度方向下以及磁性相变点处的观测。他们用分子束外延生长在 GaAs 的基底上，通过使外延产生面内或面外的应变来调控其中的磁化强度方向。取磁化易轴垂直于平面，观察到热磁效应 Nernst 信号；取易磁化轴于面内，测到的电压是自旋 Seebeck 效应与平面 Nernst 效应的混合信号，且其值在 GaMnAs 的热冷端之间不改变符号。这个混合信号对磁化强度的依赖关系呈现一个介于自旋 Seebeck 效应和 Nernst 效应的中间行为，并在 GaMnAs 的居里点以上为零；这里通过消去混合信号在样品沿温度梯度的方向的平均值得自旋 Seebeck 信号，可以观察拟合得到其具有 $\text{Sinh}(x)$ 的空间依赖关系，这一点与铁磁绝缘体|非磁体系中的信号随空间线性依赖非常不同。他们最后指出了 GaMnAs 中的自旋 Seebeck 信号产生机制的重要结论，即其来自于温度梯度场对自旋极化电子分布函数的微扰，而不是源自于沿着温度梯度方向的自旋流扩散通量。

3.3.2. 非磁窄带隙半导体 InSb

而后，C.M. Jaworski 小组又针对非磁半导体体系 InSb 进行了自旋 Seebeck 效应研究[39]，发现其中的逆自旋霍尔电压信号在温度为 2.8 K 附近达到 8 mVK^{-1} ，比通常的铁磁绝缘体|非磁金属双层体系大出三个数量级，称为巨自旋 Seebeck 效应(giant spin Seebeck effect)。InSb 体系因其本身具有强自旋轨道耦合的特性使得在无磁性材料的情形下观测到自旋 Seebeck 效应成为可能。在低温条件下对 InSb 施加面内磁场和温度梯度，测量其逆自旋霍尔电压信号，他们发现了其如何受随磁场强度，温度梯度和体系平均温度这三个因素的影响。实验结果表明，体系的自旋流电压信号在温度为 10 K 到 15 K 的时候，存在一个以外加磁场强度倒数为周期变化的震荡区；固定外加磁场，电压信号则随温度梯度线性变化；并且，若通过调节磁场获得最大自旋 Seebeck 系数，其绝对值将与样品冷端温度 T 呈如图 4 所示的指数幅度衰减关系。

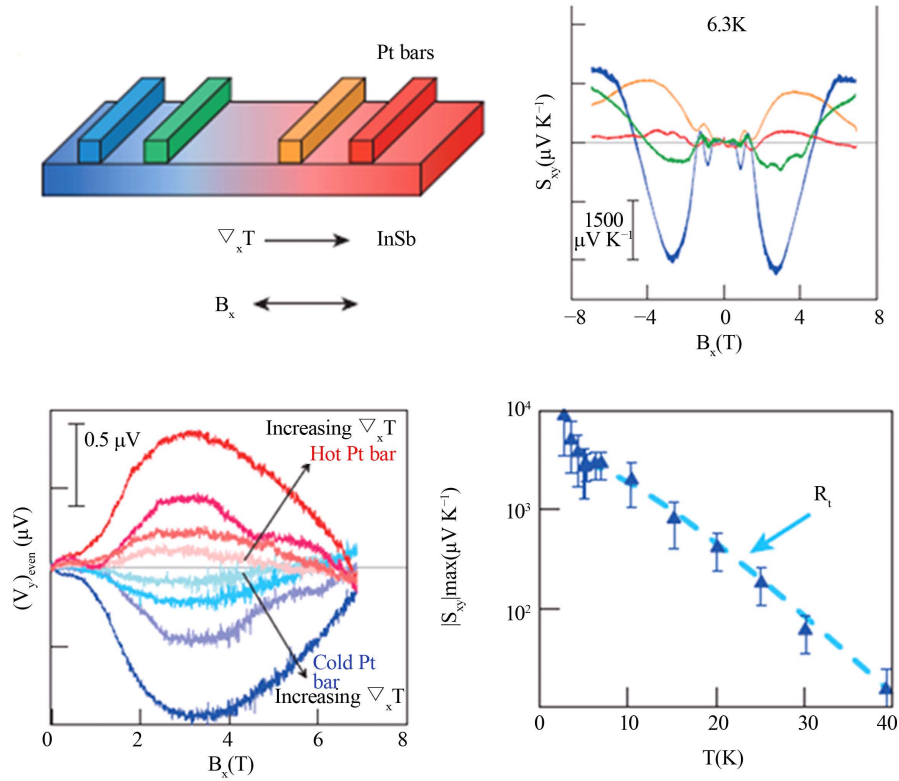


Figure 4. Typical experimental result for the spin Seebeck effect in InSb system. (left top) basic set up: the InSb/Pt double layer structure under the external magnetic field B_x and temperature gradient $\nabla_x T$ (right top) under the average temperature of 6.3 K, the dependence curve of the spin Seebeck coefficient on the external magnetic field along the direction of temperature gradient. (left bottom) Even symmetric part of the transverse voltage at selected temperature differences between hottest and coldest strip on second sample at 31.2 K, (right bottom) temperature amplitude reduction function R_t , and absolute value of maximum of $S_{xy}(B_x)$ at 2.7 T of the cold Pt bar, From Ref [39]

图 4. InSb 中自旋 Seebeck 效应的典型实验结果(左上)基本实验设置: 外磁场 B_x 与温度梯度 $\nabla_x T$ 下的 InSb/Pt 双层体系(右上) 6.3 K 下自旋 Seebeck 系数随温度梯度方向外磁场振荡变化曲线(左下)31.2 K 下的 InSb 样品在不同冷热端温度差情形时, 其逆自旋霍尔电压偶分量对温度梯度方向外磁场的依赖关系(右下)最大自旋 Seebeck 系数随 Pt 薄膜冷端温度 T 的依赖关系。引自文献[39]

下面同时给出 C.M. Jaworski 小组得到的最大自旋 Seebeck 系数绝对值随 Pt 薄膜冷端温度 T 的依赖关系 R_T 的具体表达式[39],

$$R_T = \frac{2\pi^2 k_B T}{g \mu_B B} \left\{ \sinh \left(\frac{2\pi^2 k_B T}{g \mu_B B} \right) \right\}^{-1} \quad (2)$$

我们可以看出, 电子单自由度热能 $k_B T$ 与外加磁场引起的传导电子塞曼能 $g \mu_B B$ 的相对大小强烈影响着 R_T 的取值。

3.3.3. 声子拖曳(Phonon-Drag)机制

实验测量的 InSb 样品中的自旋 Seebeck 电压的温度和磁场依赖关系与铁磁绝缘体或金属合金体系不同, C.M.Jaworski 等人将其解释为由自旋极化的导电电子驱动[39], 而非通常的磁振子驱动。如图 5 所示,

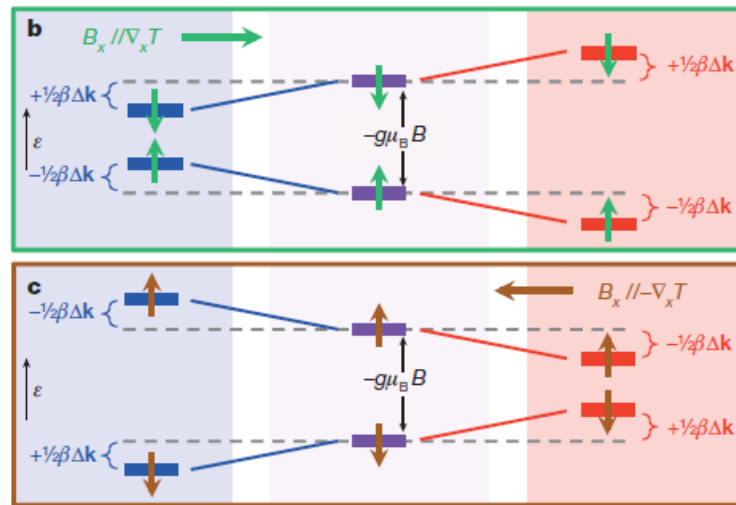


Figure 5. Schematic graph for the phonon-electron drag mechanism of spin Seebeck effect in InSb system. The electrons out of equilibrium scatter with the phonons in InSb, causing the spin polarization dependent variation of electron energy in the magnetic field, achieving a net spin accumulation on the interface. From Ref [39]

图 5. InSb 体系中的自旋 Seebeck 效应的声子 - 电子拖拽机制示意图, InSb 中远离热平衡态的电子与声子发生散射, 引起了电子能量在磁场中的变化, 且其依赖于自旋极化方向, 由此实现了界面的净自旋累积。引自文献[39]

他们从声子拖曳效应入手解释了这一机制。声子拖曳(phonon-drag)这个术语通常用来描述由电子系统中由声子分布函数的改变来驱动的物理过程[40]。这里声子与远离热平衡态电子发生散射, 改变轨道运动费米波矢 Δk , 而由于 InSb 材料的强自旋轨道耦合作用(SOC)导致电子的自旋角动量方向与费米波矢正交锁定, 产生相应附加的方向沿面内磁场的自旋轨道耦合场, 就可引起电子能量在磁场中的变化; 于是呈现出电子占据数的统计分布对自旋朝向的依赖性, 即自旋极化方向不同的电子粒子数不相等, 从而在界面形成净自旋累积(spinn accumulation), 实现了界面上的自旋注入。这里施加了面内磁场, 其作用是使得自旋量子轴沿着温度梯度方向, 并使不同自旋的电子能级发生 Zeeman 劈裂, 以得到自旋依赖的电子能量分布; 而与此同时施加温度梯度场, 我们就获得了 InSb/Pt 界面上的自旋流注入。这点稍不同于外加磁场在通常的铁磁绝缘体/非磁金属双层体系中扮演的角色。

另一个与通常自旋 Seebeck 效应不同的是即使施加的面内磁场方向反转, 电压信号保持符号不变, 而在前者, 反转磁场方向引起磁性材料|金属界面自旋注入方向改变, 引起逆自旋霍尔效应电压的同步反转。两者对比表明, InSb/Pt 体系存在镜面对称性的破缺, 这可能源于 InSb 在自旋注入界面的晶体学取向选择[41], 而有关机制尚待进一步研究。另外, 同样由 C.M.Jaworski 等人的声子拖拽理论知, InSb 中电声子耦合对电子运动波矢的增大还是减少所引起的自旋态的变化决定着 Pt 中自旋流注入的极化方向, 同时也决定 Pt 样品两端逆自旋霍尔效应电压的方向。

4. 自旋 Seebeck 效应机制的重要理论研究

自旋 Seebeck 效应在金属, 半导体和绝缘铁磁体中的广泛发现激发了人们提出理论解释实验现象来促使来领域快速发展的努力。在这一部分, 我们回顾最近的理论进展与早期的对自旋 Seebeck 效应的研究。首先, 我们给出一个简单的自旋 Seebeck 效应机制的讨论。接下来我们给出 Jiang Xiao 等人的磁振子驱动理论和 H.Adachi 等人从线性响应入手的理论具体形式。最后我们介绍理论研究者们给出的最新理论, 比如针对纵向自旋 Seebeck 效应构型的磁振子自旋流理论(magnon spin-current theory)和声学自旋泵浦理

论 (acoustic spin pumping theory)。

4.1. 传统自旋 Seebeck 效应理论

4.1.1. 磁振子驱动机制解释

自旋 Seebeck 效应的产生和测量分为两个子过程，自旋泵浦与逆自旋霍尔效应。最近的机制解释理论主要从磁振子运载自旋角动量入手[25] [35] [42]。其中 Jiang Xiao[35]等人在自旋泵浦 (spin pumping) 理论[13]的基础上提出了自旋 Seebeck 效应磁振子 (magnon) 驱动机制并成功解释了自旋流信号的长程非局域存在性。他们提出，自旋流的长程存在来源于铁磁体中磁振子有效温度与非磁金属中电子有效温度的差异，这引起了铁磁体的磁化强度和非磁金属中自旋积累中的热噪声扰动。由此给出了自旋流注入大小与双层体系温度差的线性依赖关系，如下所示：

$$J_S^z = \frac{\gamma \hbar g^{\uparrow\downarrow} k_B}{2\pi M V_{\text{coh}}} (T_{FM}^m - T_{NM}^e) \quad (3)$$

其中 $g^{\uparrow\downarrow}$ 为自旋混合电导 (spin-mixing conductance)， k_B 为 Boltzmann 常数， V_{coh} 为磁相干体积，衡量铁磁体内能够感受到热噪声的空间范围大小。

4.1.2. 线性响应理论

而后 H.Adachi 等人在之前发展自旋 Seebeck 效应的线性响应理论上[36]用费曼图形技术分别计算了铁磁绝缘体中磁振子与声子的耦合强度及非磁金属中电子自旋密度与声子的耦合强度[16]，并给出了前者强度比后者小很多的结论。因此可以推断，磁振子体系与晶格体系的热交换要比电子体系与晶格体系的热交换要慢，由此 H.Adachi 等人给出了磁振子有效温度与电子有效温度存在差异的微观机制。下面简述 H.Adachi 等人提出的线性响应理论。

Hiroto Adachi 等人发展了一套自旋 Seebeck 效应的线性响应理论[36]，他们从如图6所示的铁磁|非磁金属体系各自的磁化动力学作用量与自旋密度作用量入手，推出了这个体系的非平衡态格林函数，分别

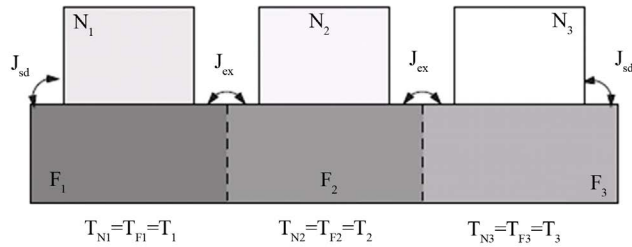


Figure 6. The setup for spin Seebeck effect used in theoretical analysis. Here the ferromagnet is divided into three different temperature zone (F_1 , F_2 , and F_3), coated with non-magnetic films (N_1 , N_2 , and N_3), respectively. Here the local thermal equilibrium between N and F is assumed. There is s - d exchange coupling between the spin density of conduction electron in the non-magnetic metal film and the corresponding localized magnetic moment, and also the ferromagnetic coupling in the ferromagnet itself. From Ref [36]

图6. 理论分析中典型的自旋 Seebeck 效应体系组成。铁磁体被分为空间上不同三个不同的温区 F_1 , F_2 , F_3 其上各自沉积一层非磁金属薄膜 N_1 , N_2 , N_3 ，并假定分别与 F_1 , F_2 , F_3 达到局域热平衡。非磁金属薄膜中的传导电子自旋密度与对应铁磁区的局域磁矩之间有 s - d 交换耦合，强度设为 J_{sd} ，铁磁金属内部铁磁耦合强度设为 J_{ex} 。引自文献[36]

考察了两种情形的自旋流注入，即由铁磁体/非磁金属温差驱动的热磁振子局域注入的和由铁磁体内部温度差驱动的磁振子非局域注入。

Hiroto Adachi 等人经过复杂的理论推导分别给出了两种情形自旋流注入表达式，通过积分求和和经典近似处理，得到如下所示的简化表达式，

$$I_s^{N_1} = \frac{N_{\text{int}} J_{sd}^2 S_0 \chi_N \tau_{sf}}{2\sqrt{2}\pi^4 \hbar^3 (\lambda_N/a)^3} \gamma_1 k_B (T_{N_1} - T_{F_1}) \quad (4)$$

$$I_s^{N_1} = \frac{N_{\text{int}} J_{sd}^2 S_0 \chi_N \tau_{sf}}{8\sqrt{2}\pi^5 \hbar^3 (\lambda_N/a)^3} \gamma_2 k_B \delta T \quad (5)$$

其中 N_F , N_N , S_0 , J_{ex} , J_{sd} 分别表示铁磁体中局域自旋数，非磁金属中原子数，局域自旋大小，铁磁体自旋交换耦合强度，铁磁|非磁界面 s - d 交换耦合强度。

这里的公式表明，在铁磁|非磁界面的局域 s - d 耦合系统中，当 F_1 与 N_1 达到温度相同时 ($T_{N_1} = T_{F_1}$)，自旋流并不会注入到非磁金属中去，因此不能够解释 YIG 薄膜与沉积其上的 Pt 薄膜间的温差。而公式 (1)-(7) 表明，在考虑铁磁体内部温度梯度效应即 T_{F_1} 不等于 T_{F_2} 的非局域过程中，可以得到非零的自旋流注入到非磁金属中，且强度正比于铁磁体内部相邻两个温区的温度差绝对值(即正比于 $\delta T = T_1 - T_2$, T_1 与 T_2 表示铁磁体内部两个温区温度)。由此用线性响应理论给出了自旋 Seebeck 效应中最重要依赖关系，即非磁金属中自旋流注入对铁磁样品中温度梯度方向空间坐标的线性依赖，并由实验观测结果所证实[5]。

4.2. 最新理论进展

4.2.1. 磁振子自旋流理论(Magnon Spin-Current Theory)

S. M. Rezende 等人在玻尔兹曼输运理论框架下，基于 Y. Tserkovnyak 的自旋泵浦理论[43]，构建了铁磁绝缘体(FMI)/非磁金属(NM)双层结构中的纵向自旋 Seebeck 效应的磁振子自旋流理论(magnon spin-current theory)[46]，得到纵向磁振子自旋流密度大小，

$$J_s^m(y) = -S_s^z \nabla_y T + \hbar \frac{D_m}{l_m} A \sinh[(y+t_{FM})/l_m] + \hbar \frac{D_m}{l_m} B \cosh[(y+t_{FM})/l_m] \quad (6)$$

其中等式右边，第一项表示由温度梯度对磁振子自旋流的贡献，后两项表示磁振子积累(magnon accumulation)的贡献，参数 A 与 B 通过自旋流运输的边界条件确定，而 D_m 与 l_m 分别为磁振子的扩散系数与扩散长度， t_{FM} 为铁磁绝缘体层厚度， T 为体系平均温度，坐标 y 取垂直界面的温度梯度方向。由于电荷电压是与自旋流密度耦合到一起的，就可求得其逆自旋霍尔电压理论值与铁磁绝缘体层厚度与非磁金属中自旋扩散长度依赖的非线性依赖关系：

$$V \propto \lambda_N \tanh\left(\frac{t_N}{2\lambda_N}\right) J_s^z(0) \quad (7)$$

其中 $J_s^z(0)$ 表示界面磁振子自旋流注入密度的 z 分量， t_N 为非磁金属层厚度， λ_N 为其中传导电子的自旋扩散长度。他们进一步将自己的计算结果，分别从 YIG/Pt 双层结构给定温度差自旋流密度与逆自旋霍尔电压的温度依赖关系两个方面，与实验数据进行了比对，发现在数量级上吻合。其中他们用估计出的自旋流密度纵向分量大小为 10 erg/cm^2 ，取 Pt 金属自旋扩散长度为 4 nm ，自旋霍尔角为 0.08 ，及测定到 Pt 金属薄膜宽度与电阻，转换得到相应的逆自旋霍尔电压为 $5 \text{ } \mu\text{V}$ ，与实验结果在同一数量级。由此表明了 FMI/NM 双层结构中的纵向自旋 Seebeck 效应依赖于体磁振子自旋流穿越铁磁绝缘体薄层这一内在机制。除此之外，Silas Hoffman 等人采用随机 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程的方法同样研究了纵向自旋 Seebeck

效应对铁磁绝缘体层厚度的依赖性[44], 并给出了量子过渡和准经典近似等情形下的渐进关系, 得到了该依赖性强烈受到磁交换长度(magnetic exchange length), 自旋泵浦长度, 热德布罗意波长, 体磁振子衰减长度[44]这四个长度标度的影响。

4.2.2. 声学自旋泵浦理论(Acoustic Spin Pumping Theory)

Hiroto Adachi 等人后来又从铁磁共振的自旋泵浦理论出发, 用线性响应理论研究了声波驱动的自旋泵浦现象[45]。他们同样考虑铁磁体/非磁金属的混合结构, 其中非磁金属附着在作为非平衡态声子发生器的压电致动器(piezoelectric-actuator)上。当产生的非平衡态声子与铁磁体的磁振子相互作用时, 磁振子由于这种相互作用而偏离平衡态分布, 于是将自旋流注入到非磁金属中去。这里非磁金属薄膜厚度设为几个纳米大小, 由此传导电子无法感受波长达几个毫米的非平衡态声子, 于是该理论中进行了对声子场只与磁振子作用而不与传导电子的自旋密度相互作用的合理假设。首先, 他们从如下从晶格位移改变相互作用能并忽略耦合各向异性的简化假设入手, 给出了如下磁振子 - 声子相互作用能表达式,

$$E_{m-p} = g_{m-p} \sum_r (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{M} \cdot \nabla^2 \mathbf{M} \quad (8)$$

(其中 g_{m-p} 为磁振子 - 声子相互作用强度, \mathbf{u} 为晶格位移, \mathbf{M} 为局域磁矩磁化强度)。

推导了外在声波引发的振荡磁场方程, 从而实现自旋泵浦的计算, 得到了声学驱动的自旋流注入强度与声子振幅模方成正比,

$$I_s \propto |U_k|^2 \quad (9)$$

也即正比于外在声学波功率的重要结论。由于声子在凝聚态系统存在的广泛性, 对声学自旋泵浦效应的理论研究对自旋力学(spin mechanics)器件设计有着广泛意义。

5. 自旋 Seebeck 效应的器件应用研究

在自旋 Seebeck 效应装置中, 注入到非磁金属中的纵向自旋流通过逆自旋霍尔效应转化为横向的电荷电压[2] [6] [46]。可以看出其可以像电荷 Seebeck 效应那样, 从热流中获得电动势的产生, 故可以视为一种广义的热电效应。而与传统的电荷 Seebeck 器件不同的是, 它的输出功率正比于垂直于温度梯度方向的非磁金属薄膜的长度; 并且在自旋 Seebeck 器件中, 热流与电荷流是分离的, 这一点又与电荷 Seebeck 效应非常不同, 使其性能具有很大的优化空间, 因此运用自旋 Seebeck 效应制备器件可以是一种全新的增强热电转化效率的思路。正是由于这些新奇特点, 研究者们近年来一直在开发一类新型的基于自旋 Seebeck 效应的热电器件, 比如自旋热电涂层器件(spin-thermoelectric (STE) coating)[8], 可用于热驱动人机用户界面(UI)的基于自旋 Seebeck 电压的空间依赖关系的二维位置传感器[47] [48]等。自旋 Seebeck 效应由于能够产生长程的自旋流输运, 可以用作自旋压“发电机”, 来驱动一系列自旋电子学器件, 如自旋阀(Spin Valve), 自旋场效应晶体管, 磁隧道结(Magnetic Tunnel Junction)等。结合自旋霍尔效应和自旋泵浦效应, 就可制备非易失存储器(non-volatile memory), 振荡电路, 自旋波逻辑器件(spin wave logic device)。这些器件的研发对于未来自旋电子产业具有十分重要的意义。

5.1. 自旋热电涂层(Spin-Thermoelectric Coating)

Akihiro Kirihiro 等人提出了基于自旋 Seebeck 效应的热电技术[49], 即自旋热电涂层器件(spin-thermoelectric (STE) coating); 基本上是, 先采用金属有机沉积法 Bi 掺杂的 YIG 材料旋涂沉积到非磁基底 GGG($\text{Gd}_5\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111))上, 退火之后, 将 Pt 金属溅射到 Bi:YIG 薄膜的整个面上; 这样就获得了一个铁磁绝缘体/非磁金属双层结构。如图 7 的横截面透射电镜图像(TEM)所示, 界面性质良好的显示了该方

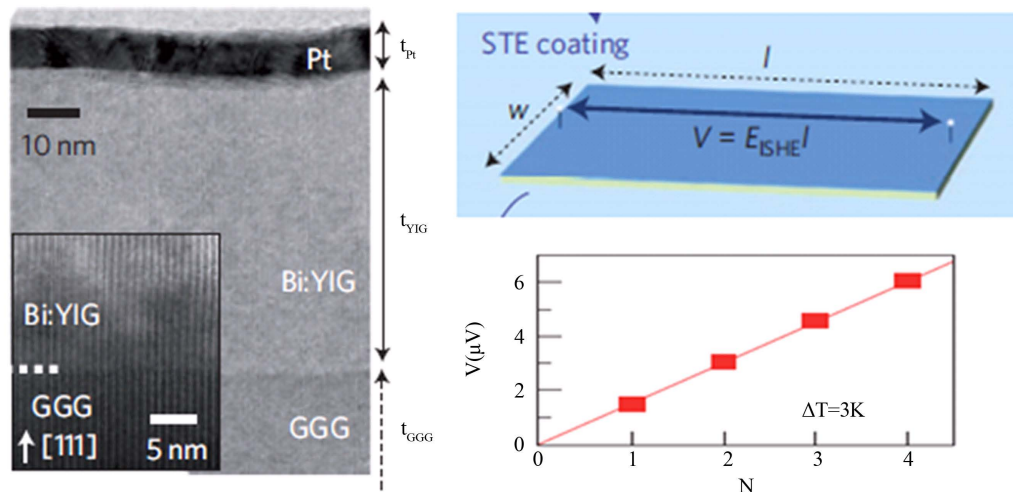


Figure 7. The design and experimental results for spin-thermoelectric coating device. Cross-sectional TEM (Transmission Electron Microscopy) of the Pt/Bi:YIG double layer structure (left). The scalable voltage output of the STE coating device on the size of film (right top). Thermoelectric voltage V as a linear function of N for the temperature difference equals 3 K, showing that V increases linearly with repeated STE coating (right bottom). From Ref [49]

图 7. 自旋热电涂层器件的设计与实验结果(左)透射电镜图: 在 GGG 基底上用旋涂法制备的 Pt/Bi:YIG 双层结构。(右上)基于 SSE 的 STE 旋涂器件的逆自旋霍尔电压输出的标度律, 与薄膜的长度成正比。(右下)涂层上下温差为 3 K 时, 热电电压对涂层次数 N 的线性依赖关系。引自文献[49]

法的可行性。由于这三层膜结构的声子拖拽机制增强, 可以获得显著的界面自旋流注入, 及正比于旋涂层长度的电压, 从而获得了较好的热电转换效果。

他们继续研究了 STE 涂层的热电性质对 Bi:YIG 薄膜厚度的依赖性, 通过重复涂层次数 N 来增加涂层厚度而不增加新的晶界, 结果表明热电压随着重复涂层而线性增大, 如图 7 右下图所示。另外, 除在 GGG 基底上旋涂实现自旋 Seebeck 热电转换外, 他们还实现了在无定型结果的玻璃表面, 同样获得了良好的结果, 充分体现了这种旋涂方法对基底的适应性, 有望获得广泛应用。

后期有更多途径增强这种自旋 Seebeck 器件的热电转换效率, 比如对界面化学改性以增强自旋混合电导, 即提高自旋泵浦效率来获得更强的自旋流注入。

5.2. 自旋 Seebeck 器件的热电转化效率

Gerrit E. W. Bauer 等人最近则研究了自旋 Seebeck 效应器件的最大电功率输出问题, 从而推导了该型器件的热能转化为电能的效率公式, 并类比热电优值的概念提出了自旋 Seebeck 优值的表达式[50]。在界面自旋电导远小于非磁金属自旋电导的极限条件下, 得到的自旋 Seebeck 优值不依赖于非磁金属薄膜的面积变化; 代入典型的实验数据[15], 可以估计到铁磁绝缘体/非磁金属双层器件的自旋 Seebeck 优值约为 10^{-4} 量级, 整体要比当前最优的热电器件($ZT \sim 1$)小很多, 但考虑到相关优化和效率提升研究刚刚起步, 应有较大提升空间。

6. 总结与展望

自旋 Seebeck 效应作为一种全新的自旋电子学现象, 蕴含了磁化动力学, 界面自旋输运等众多物理。它实现了热流到自旋流动稳定转换, 为实验上提供了新型的自旋流注入方式, 同时还搭建了自旋电子学与热电转换器件之间的桥梁, 因而受到人们的极大关注。虽然自 2008 年其才在铁磁金属体系中被首次发现, 但短短几年的发展已使研究者们取得众多重要进展。在实验上, 人们在铁磁金属, 铁磁绝缘体, 稀

磁半导体, 非磁半导体等一系列体系均实现了对自旋 Seebeck 效应的观测, 并测量了自旋流注入, 逆自旋霍尔电压随样品坐标空间, 随外加磁场以及系统平均温度的依赖关系, 为人们的后续材料实验研究积累了广泛的成果; 在理论上, Jiang Xiao 等人以自旋泵浦效应入手来解释自旋 Seebeck 效应的产生机制, H.Adachi 等人建立了相应的线性响应理论。最近的磁振子流理论和声子泵浦理论则分别用玻尔兹曼输运方程的方法重新构建了理论和用给出了声学波声子驱动的自旋流注入强度正比于声学波功率的结论。而在器件应用方面, 人们已经用旋涂法制备出了具有基底适应性强特性上的自旋 Seebeck 热电转换器件, 以及相应的二维位置传感器件, 为未来自旋 Seebeck 器件的大规模应用奠定了基础。

然而, 其中的许多理论与实验问题还有待实验验证和进一步深入的理论研究。比如自旋流的长程存在机理, 界面两侧铁磁体中磁振子与非磁金属中声子弹温度差非零与否, 纳米尺度薄膜中的自旋泵浦物理, 如何增强室温下的自旋 Seebeck 信号等等问题有待深入探讨。此外, 目前的自旋 Seebeck 效应器件还有效率较低的问题(ZT 远小于1), 较难在大规模热能转换中应用。不过其由于物理机制中的自旋流转换与电流转换的独立性, 为未来高效自旋 Seebeck 热电转换器件的制备提供了巨大优化空间, 比如通过掺杂来增大非磁金属的自旋霍尔角, 以及用界面化学改性的方法来增强自旋泵浦效率来提高器件整体的热电转换表现。

致 谢

本项研究得到国家 863 项目(2013AA050901)资助。

参考文献 (References)

- [1] Uchida, K., Takahashi, S., Harii, K., Ieda, J., Koshibae, W., Ando, K., *et al.* (2008) Observation of the spin Seebeck effect. *Nature*, **455**, 778-781.
- [2] Saitoh, E., Ueda, M., Miyajima, H. and Tatara, G. (2006) Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. *Applied Physics Letters*, **88**, Article ID: 182509.
- [3] Bosu, S., Sakuraba, Y., Uchida, K., Saito, K., Ota, T., Saitoh, E. and Takanashi, K. (2011) Spin Seebeck effect in thin films of the Heusler compound Co_2MnSi . *Physical Review B*, **83**, Article ID: 224401.
- [4] Jaworski, C.M., Yang, J., Mack, S., Awschalom, D.D., Heremans, J.P. and Myers, R.C. (2010) Observation of the spin-Seebeck effect in a ferromagnetic semiconductor. *Nature Materials*, **9**, 898-903.
- [5] Uchida, K., Xiao, J., Adachi, H., Ohe, J., Takahashi, S., Ieda, J., Ota, T., Kajiwara, Y., Umezawa, H., Kawai, H., Bauer, G.E.W., Maekawa, S. and Saitoh, E. (2010) Spin Seebeck insulator. *Nature Materials*, **9**, 894-897.
- [6] Maekawa, S. and Shinjo, T. (2002) Spin dependent transport in magnetic nanostructures. CRC Press.
- [7] Brataas, A., Kent, A.D. and Ohno, H. (2012) Current-induced torques in magnetic materials. *Nature Materials*, **11**, 372.
- [8] Jungwirth, T., Wunderlich, J. and Olejnik, K. (2012) Spin Hall effect devices. *Nature Materials*, **11**, 382.
- [9] 李正中 (1985) 固体理论. 第2版, 高等教育出版社, 北京.
- [10] Kouki, N. (2012) Quantum spin pumping mediated by magnon. *Journal of the Physical Society of Japan*, **81**, Article ID: 064717.
- [11] Žutić, I. and Dery, H. (2011) Taming spin currents. *News & Views, Nature Materials*, 10.
- [12] Perez, F., Cibert, J., Vladimirova, M. and Scalbert, D. (2011) Spin waves in magnetic quantum wells with Coulomb interaction and sd exchange coupling. *Physical Review B*, **83**, Article ID: 075311.
- [13] Tserkovnyak, Y., Brataas, A. and Bauer, G.E. (2002) Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Physical Review Letters*, **88**, Article ID: 117601.
- [14] Costache, M.V., Sladkov, M., Watts, S.M., van der Wal, C.H. and van Wees, B.J. (2006) Electrical detection of spin pumping due to the precessing magnetization of a single ferromagnet. *Physical Review Letters*, **97**, Article ID: 216603.
- [15] Weiler, M., Althammer, M., Schreier, M., Lotze, J., Pernpeintner, M., Meyer, S., *et al.* (2013) Experimental test of the spin mixing interface conductivity concept. *Physical Review Letters*, **111**, Article ID: 176601.
- [16] Adachi, H. and Maekawa, S. (2013) Linear-response theory of the longitudinal spin Seebeck effect. *Journal of the Ko-*

- rean *Physical Society*, **62**, 1753-1758.
- [17] Burrowes, C., Heinrich, B., Kardasz, B., Montoya, E.A., Girt, E., Sun, Y., *et al.* (2012) Enhanced spin pumping at yttrium iron garnet/Au interfaces. *Applied Physics Letters*, **100**, Article ID: 092403.
- [18] Valenzuela, S.O. and Tinkham, M. (2006) Direct electronic measurement of the spin hall effect. *Nature*, **442**, 176-179.
- [19] Uchida, K.I., Adachi, H., An, T., Ota, T., Toda, M., Hillebrands, B., *et al.* (2011) Long-range spin Seebeck effect and acoustic spin pumping. *Nature Materials*, **10**, 737-741.
- [20] Gilbert, T. (1955) A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Physical Review*, **100**, 1243.
- [21] Kapelrud, A. and Brataas, A. (2013) Spin pumping and enhanced gilbert damping in thin magnetic insulator films. *Physical Review Letters*, **111**, Article ID: 097602.
- [22] DeWames, R.E. and Wolfram, T. (1970) Surface dynamics of magnetic materials. *Journal of Applied Physics*, **41**, 987.
- [23] Heinrich, B., Burrowes, C., Montoya, E., Kardasz, B., Girt, E., Song, Y.Y., Sun, Y. and Wu, M. (2011) Spin pumping at the magnetic insulator (YIG)/normal metal (Au) interfaces. *Physical Review Letters*, **107**, Article ID: 066604.
- [24] Rezende, S.M., Rodriguez-Suarez, R.L., Soares, M.M., Vilela-Leao, L.H., Dominguez, D.L. and Azevedo, A. (2013) Enhanced spin pumping damping in yttrium iron garnet/Pt bilayers. *Applied Physics Letters*, **102**, Article ID: 012402.
- [25] Rezende, S.M., Rodríguez-Suárez, R.L., Cunha, R.O., Rodrigues, A.R., Machado, F.L.A., Fonseca Guerra, G.A., *et al.* (2014) Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect. *Physical Review B*, **89**, Article ID: 014416.
- [26] Murakami, S., Nagaosa, N. and Zhang, S.C. (2003) Dissipationless quantum spin current at room temperature. *Science*, **301**, 1348-1351.
- [27] Wang, H.L., Du, C.H., Pu, Y., Adur, R., Hammel, P.C. and Yang, F.Y. (2014) Scaling of spin hall angle in 3d, 4d, and 5d metals from $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ /metal spin pumping. *Physical Review Letters*, **112**, Article ID: 197201.
- [28] Parkin, S.S.P. (1992) Oscillations in giant magnetoresistance and antiferromagnetic coupling in $[\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}]_N$ multilayers. *Applied Physics Letters*, **60**, 512-514.
- [29] Reidy, S.G., Cheng, L. and Bailey, W.E. (2003) Dopants for independent control of precessional frequency and damping in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (50 nm) thin films. *Applied Physics Letters*, **82**, 1254-1256.
- [30] Ingvarsson, S., Ritchie, L., Liu, X.Y., Xiao, G., Slonczewski, J.C., Trouilloud, P.L. and Koch, R.H. (2002) Role of electron scattering in the magnetization relaxation of thin $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ films. *Physical Review B*, **66**, Article ID: 214416.
- [31] van Dijken, S., Jiang, X. and Parkin, S.S. (2002) Spin-dependent hot electron transport in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ and $\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}$ films on GaAs(001). *Physical Review B*, **66**, Article ID: 094417.
- [32] Ramos, R., Kikkawa, T., Uchida, K., Adachi, H., Lucas, I., Aguirre, M.H., *et al.* (2013) Observation of the spin Seebeck effect in epitaxial Fe_3O_4 thin films. *Applied Physics Letters*, **102**, Article ID: 072413.
- [33] Nernst, W. (1887) Über die electromotorischen Kräfte, welche durch den Magnetismus in von einem Wärmestrome durchflossenen Metallplatten geweckt werden. *Annalen der Physik*, **267**, 760-789.
- [34] Xiao, J., Bauer, G.E., Uchida, K.C., Saitoh, E. and Maekawa, S. (2010) Theory of magnon-driven spin Seebeck effect. *Physical Review B*, **81**, Article ID: 214418.
- [35] Adachi, H., Ohe, J., Takahashi, S. and Maekawa, S. (2011) Linear-response theory of spin Seebeck effect in ferromagnetic insulators. *Physical Review B*, **83**, Article ID: 094410.
- [36] Heinrich, B., Burrowes, C., Montoya, E., Kardasz, B., Girt, E., Song, Y.Y., *et al.* (2011) Spin pumping at the magnetic insulator (YIG)/normal metal (Au) interfaces. *Physical Review Letters*, **107**, Article ID: 066604.
- [37] 夏建白, 葛惟昆, 常凯 (2008) 半导体自旋电子学. 科学出版社, 北京.
- [38] Jaworski, C.M., Yang, J., Mack, S., Awschalom, D.D., Heremans, J.P. and Myers, R.C. (2010) Observation of the spin-Seebeck effect in a ferromagnetic semiconductor. *Nature Materials*, **9**, 898-903.
- [39] Jaworski, C.M., Myers, R.C., Johnston-Halperin, E. and Heremans, J.P. (2012) Giant spin Seebeck effect in a nonmagnetic material. *Nature*, **487**, 210-213.
- [40] Lifshitz, E.M. and Pitaevskii, L.P. (1982) *Physical Kinetics*. Section 82, Pergamon, New York.
- [41] Heikkilä, T.T. and Yaroslav, T. (2012) Solid-state physics: Thermal spin power without magnets. *Nature*, **487**, 180-181.
- [42] Adachi, H., Uchida, K., Saitoh, E. and Maekawa, S. (2013) Theory of the spin Seebeck effect. *Reports on Progress in Physics*, **76**, Article ID: 036501.
- [43] Tserkovnyak, Y., Brataas, A. and Bauer, G.E.W. (2002) Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers. *Physical Review B*, **66**, Article ID: 224403.

- [44] Hoffman, S., Sato, K. and Tserkovnyak, Y. (2013) Landau-Lifshitz theory of the spin Seebeck effect. *Physical Review B*, **88**, Article ID: 064408.
- [45] Adachi, H. and Maekawa, S. (2014) Theory of the acoustic spin pumping. *Solid State Communications*.
- [46] Kimura, T., Otani, Y., Sato, T., Takahashi, S. and Maekawa, S. (2007) Room-temperature reversible spin hall effect. *Physical Review Letters*, **98**, Article ID: 156601.
- [47] Uchida, K., Kirihara, A., Ishida, M., Takahashi, R. and Saitoh, E. (2011) Local spin-Seebeck effect enabling two-dimensional position sensing. *Japanese Journal of Applied Physics*, **50**, Article ID: 120211.
- [48] Uchida, K., Nonaka, T., Yoshino, T., Kikkawa, T., Kikuchi, D. and Saitoh, E. (2012) Enhancement of spin-Seebeck voltage by spin-hall thermopile. *Applied Physics Express*, **5**, Article ID: 093001.
- [49] Kirihara, A., Uchida, K., Kajiwara, Y., Ishida, M., Nakamura, Y., Manako, T., Saitoh, E. and Yorozu, S. (2012) Spin-current-driven thermoelectric coating. *Nature Materials*, **11**, 686-689.
- [50] Cahaya, A.B., Tretiakov, O.A. and Bauer, G.E.W. (2014) Spin Seebeck power generators. *Applied Physical Letters*, **104**, Article ID: 042402.