

有机自旋电子学*

任俊峰 付吉永 解士杰[†]

(山东大学物理与微电子学院 晶体材料国家重点实验室 济南 250100)

摘 要 文章介绍了有机半导体同自旋电子学相结合的新学科——有机自旋电子学. 着重讨论以下三个方面问题: 有机半导体特别是有机共轭聚合物特性及其载流子性质; 自旋电子学研究热点; 有机自旋电子学研究进展.
关键词 有机半导体, 极化子, 自旋电子学, 自旋注入

Organic spintronics*

REN Jun-Feng FU Ji-Yong XIE Shi-Jie[†]

(School of Physics and Microelectronics , State Key Laboratory of Crystal Materials , Shandong University , Jinan 250100 , China)

Abstract The integration of organic semiconductor and spintronics research into the new subject of organic spintronics is reviewed. Emphasis is placed on describing organic semiconductors , especially conjugated polymer and the characteristics of their carriers , recent hot topics of spintronics , and progress in organic spintronics.
Keywords organic semiconductor , polaron , spintronics , spin injection

1 引言

电子既有电荷又有自旋. 以电子电荷为基础的微电子学在 20 世纪取得了巨大成功, 但是在传统的微电子器件中, 电子的自旋却一直被人们忽视, 电子只被看成电荷的载体, 不同数目的电子或空穴丰富了半导体材料的输运特性. 金属自旋阀中巨磁电阻(giant magnetoresistance ,GMR)和隧道磁电阻(tunneling magnetoresistance ,TMR)效应的发现引发了磁存储和磁记录领域的革命, 并由此产生了围绕电子自旋的控制、输运、测量等的一门全新的学科——自旋电子学(spintronics)^[1-3]. 自旋自由度的加入, 大大丰富了微电子学的研究内容, 为大量新型器件的诞生提供了新的源泉. 20 世纪 90 年代起, 传统自旋阀已经在计算机中获得了广泛的应用. 自旋和半导体材料相结合将会产生哪些新器件, 出现哪些新的物理现象是当前科学家们的研究热点^[4-6].

与传统的半导体相比, 有机半导体的合成要容易得多. 有机半导体具有丰富的电学、磁学和光学

特性, 并且已经在有机发光器件 OLED (organic light-emitting diodes)、显示器等方面取得了很大的成功^[7-9]. 由于自旋-轨道相互作用比较弱, 有机半导体成为自旋输运的最佳候选材料. 研究有机半导体内的自旋注入和输运对进一步理解有机半导体的物理性质, 探讨其在自旋电子学及生命系统中的功能和应用具有重要的科学意义.
本文将对有机自旋电子学作简要介绍. 具体内容包括: 有机高分子材料特别是有机半导体共轭聚合物材料; 自旋电子学的发展; 有机半导体在自旋电子学中的应用及研究进展.

2 有机半导体

有机半导体是具有半导体特性的有机功能材料, 它在电致发光器件——有机发光二极管 OLED

* 国家自然科学基金(批准号: 90403110 ,10474056 ,50323006)资助项目
2005-10-21 收到初稿 2006-02-10 修回
[†] 通讯联系人. Email: xsj@sdu.edu.cn

中得到广泛应用,如以 Alq(8-羟基喹啉铝)为代表的小分子基 OLED 和以 PPV(聚苯撑乙烯及其衍生物)为代表的共轭高分子基 OLED 等^[10-14]. OLED 技术具有主动发光、广视角、高清晰、响应快速、潜在的低制造成本、柔性和环保设计等优点. 尤其是其具备柔性设计的神奇特征,使得令人神往的可折叠电视、电脑的制造成为可能. 目前有机发光器件的发光效率可达到 15 lm/w, 最大亮度已经超过 1×10^5 cd/m², 寿命已超过 8 万小时,已经应用在彩色电视机、各种背光源、钟表、装饰品、移动电话等方面.

有机半导体通过掺杂可实现良好的导电性,高分子共轭聚合物就是一个重要例子. 20 世纪 70 年代,Heeger, MacDiarmid 和 Shirakawa 等人发现,通过对聚乙炔进行掺杂,其电导率急剧提高^[15],可增加几个甚至十几个数量级. 某些聚合物材料如 (SN)_x 在极低的温度 ($T_c = 0.15\text{K}$) 下具有超导电性^[16]. 某些聚合物的电导率接近甚至超过金属铜,成为有机良导体. 由于这类新材料的独特性质,使其具有广阔的应用前景,因此 Heeger 与 MacDiarmid 和 Shirakawa 共同分享了 2000 年诺贝尔化学奖.

具有特殊结构的有机半导体可能具有磁性,如高分子-金属配合物、分子内含氮氧稳定自由基团结构的有机化合物、平面大 π 键结构的有机物以及电子转移复合物等^[17]. 国际上对有机磁性材料的研究始于 1986 年^[18]. 过去一般认为,有机半导体是难以具有磁性的,因此本身具有磁性的有机半导体的出现,就是有机半导体研究领域的重大突破. 有机半导体磁性材料的发现是 20 世纪 80 年代末科学技术领域最重要的成果之一.

由此可见,有机半导体的电磁光特性十分丰富,越来越引起人们的重视. 有机半导体以其独特性质在有机发光、有机场效应管、塑料电子学、有机铁磁体、有机自旋电子学和分子电子学等多个领域得到了广泛的应用和研究.

下面以聚乙炔为例说明有机半导体中导电高分子的结构和性质.

聚乙炔材料是最简单的共轭聚合物,它是由乙炔聚合而成,靠彼此耦合的 CH 基团组成准一维分子链. 碳原子有 4 个 sp^2 杂化的价电子,其中 3 个通过杂化与 2 个碳、1 个氢原子在 xy 面内形成 σ 键. 120° 的键间夹角可以组成碳的两种可能结构,即反式聚乙炔 (trans-(CH)_x) 和顺式聚乙炔 (cis-

(CH)_x) (如图 1). 在这两种同分异构体中,都剩下一个关于 z 轴对称的 P_z 轨道价电子 (π 电子),这个 π 电子导致了部分占据的能带结构,它导致了聚乙炔的重要电子性质^[19,20].

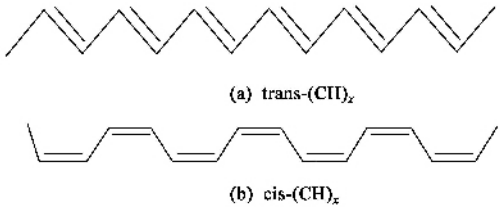


图 1 聚乙炔的两种化学结构

在聚乙炔晶体中,链间耦合能为 0.1eV,远低于链内相邻碳原子间的耦合能 (2.0—2.5eV),因此聚乙炔可视为准一维体系,这也是大多数高分子材料的特点. 由于链间耦合很弱,使得杂质很容易在链间移动,因此容易进行掺杂. 又由于链内耦合很强,杂质离子很难取代碳原子而嵌入到分子链中,因此只能处于链与链间隙中,从而掺杂并不影响聚乙炔链的完整性. 因此聚乙炔的掺杂是可逆的,这与一般半导体的掺杂是不同的.

聚乙炔链中的等键长结构并不稳定,会发生所谓的 Peierls 相变^[21],即形成长键和短键交错排列的二聚化结构,如图 2 所示的双键代表短键,单键代表长键,它可以理解为 CH 基团左右移动的结果,单键长 0.145nm 双键长 0.135nm. 这样的结构要比等键长排列有更低的能量. 很显然,根据对称性,反式聚乙炔的单双键交换将不改变系统的能量,即存在两个最低的能量态 A 相和 B 相. 这两个简并的基态导致键交错畴壁或孤子的产生,它的存在使得聚乙炔中有许多奇异的性质.

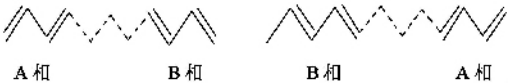


图 2 反式聚乙炔的两个简并基态

设想一分子链的左端为 A 相 (如图 2 中的奇数原子右移,偶数原子左移),右端为 B 相 (奇数原子左移,偶数原子右移),则两相相交区就形成一个畴壁 (domain wall);若左端为 B 相,右端为 A 相,则相交区就形成一个反畴壁. 由于 A 相和 B 相的能量相同,激发的能量都集中在正反畴壁中,因而正反畴壁就是反式聚乙炔中的元激发——孤子或反孤子.

孤子与反孤子相遇后可以束缚在一起，形成一种新的元激发——极化子。从上面的图像可以看出，孤子、极化子都是周期晶格结构中形成的局域缺陷，是电子－晶格强耦合的结果。1979 年，Su，Schrieffer 和 Heeger 以此提出了一个简单的理论模型，即大家熟知的 SSH 模型，定量地解释了聚乙炔的基态以及孤子、极化子等元激发态^[22—24]。该理论指出，导电高分子中的孤子或极化子具有类似“粒子”的性质，呈现完好的定域性、稳定性和完整性特征。

重要的是这些元激发的电荷－自旋关系，如表 1 所列。

表 1 孤子、极化子和双极化子的电荷自旋关系

载流子	电荷	自旋
孤子	0	$\pm 1/2$
	$\pm e$	0
极化子	$\pm e$	$\pm 1/2$
双极化子	$\pm 2e$	0

孤子可以带电也可以不带电，极化子可以带一个电子电荷(单极化子)也可以带两个电子电荷(双极化子)。中性孤子带有 1/2 自旋，而带电孤子不携带自旋；单极化子具有 1/2 自旋，而双极化子因束缚 2 个电子或空穴，其自旋为零。一般情况下，孤子或单极化子存在于基态简并聚合物中，如反式聚乙炔；单极化子或双极化子存在于基态非简并聚合物中，如顺式聚乙炔、聚噻吩、聚苯胺等。孤子或极化子的这种奇特的电荷－自旋关系是认识有机自旋电子学的关键之一。

3 自旋电子学

在传统的功能材料中，电子(或空穴)是作为最基本的电荷载体，通过控制电子(或空穴)在材料内部的运动方式，可以产生各种物理效应，制备出各种不同类型的电子器件。尽管各种特殊材料所依据物理原理不同，但有一点是相同的，即电子(或空穴)只是作为电荷的载体。

著名的莫尔定律预示着微电子器件在未来几年将进入经典尺寸的极限。进入纳米尺寸以后，量子效应将明显增加，原先适用的经典物理学定律将无法解释新的现象。

电子除了具有电荷外，它还具有自旋。20 世纪 90 年代，随着磁性多层膜的研究和发展，人们开始

发现，通过利用和控制传导电子的自旋，可以产生新的物理效应，由此，发展起来一门新兴学科，即研究与自旋相关的电子输运过程，这就是自旋电子学^[3,25]。

电子自旋注入和自旋极化相关输运是自旋电子学中的一个感兴趣和被广泛研究的课题。其中自旋注入包括从铁磁金属到超导体^[26]、从铁磁金属到一般金属^[27]、从铁磁金属到非磁性半导体^[28]、以及从磁性半导体到非磁性半导体^[5]和自旋注入有机半导体等。

自旋注入是发展自旋电子学的一个关键要求。1990 年，Datta 和 Das 首先提出了自旋场效应管的概念^[29]。两人建议的自旋场效应器件，源极和漏极都是铁磁材料，磁化方向相同。可将电子注入源极，注入电子的自旋轴会取与源极和漏极同样的方向。施加在栅极上的电压会改变从源极向漏极移动的自旋极化的电子的自旋，从而使其自旋方向发生反转。然而，直到现在，仍然没有制造出可工作的自旋场效应管。

三明治结构是研究自旋注入与输运的基本构型。非磁性夹层可选用超导体、正常金属、半导体以及有机半导体。目前对各种夹层的器件均有研究报道。对于超导材料作夹层，由于超导体内的载流子是不携带自旋的库珀对，无法实现自旋输运，这方面的研究侧重于超导体内电荷与自旋的分离^[30]。金属中的载流子是扩展性很强的电子，携带 1/2 自旋，可以作为自旋输运材料，但由于金属结构不存在信号放大功能，其应用性受到局限；半导体中的载流子是电子或空穴，均携带 1/2 自旋，而且由于带隙的存在，半导体材料是实现自旋输运和信号放大的最佳材料；有机半导体又有它的特色，柔性的原子结构使它容易与任何材料形成良好界面，从而降低注入势垒，载流子独特的电荷－自旋关系使它区别于通常的半导体。第四节我们将专门介绍有机自旋注入与输运。

对“铁磁/半导体/铁磁”三明治结构，研究发现，自旋注入效率与两材料的电阻率密切相关，对于三层结构，电流极化率可由公式表示为^[31]

$$\alpha_{SC} = \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_{\uparrow} + j_{\downarrow}} = \beta \frac{R_{FM}}{R_{SC} (2R_{FM}/R_{SC} + 1) - \beta^2} \quad (1)$$

其中 j_s ($s = \uparrow, \downarrow$) 为自旋 s 的电流， β 和 R_{FM} 分别为铁磁注入层的自旋极化率和总电阻。半导体夹层电阻为 R_{SC} 。上式表明，注入电流的自旋极化与两层

材料的电阻之比 $R_{\text{FM}}/R_{\text{SC}}$ 密切相关, 因此选择电阻匹配的材料是提高自旋注入的关键之一。很显然, 由于半导体材料电阻很高, 通常的铁磁金属/半导体结构中很难实现有效的自旋注入。一种解决方案是采用磁性半导体作自旋注入层, 如目前广泛采用的 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ 磁性半导体本身就是一个结构和性质非常复杂的材料, 因此, 自旋电子学的发展同时也促进了人们对磁性半导体这一重要材料的研究。

磁性半导体可以用外延方法生长在半导体上, 它们的电导率与非磁性半导体相近, 会产生有效的自旋注入。当它们被用作自旋注入层时, 可以得到大的磁电阻。利用磁性半导体进行自旋注入已经通过测量光发射的偏振而得到确证^[5]。

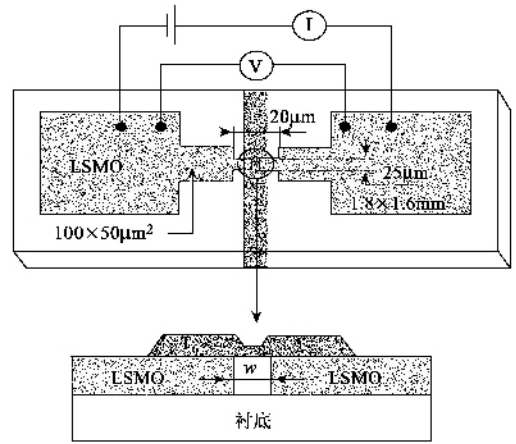


图3 LSMO / T6 / LSMO 三明治结构示意图

4 有机自旋电子学

有机半导体内的载流子可以是孤子、极化子或双极化子, 它们奇异的电荷-自旋关系暗示着有机半导体可呈现丰富的自旋相关性质。目前有机自旋电子学的研究刚刚展开, 理论上预言了一些自旋相关的新现象, 实验上也得到了一些自旋相关信号, 下面分别简述。

4.1 有机半导体在自旋注入中的实验研究

自旋注入是一种量子行为, 温度的影响是很重要的, 虽然在室温下已经有了相关自旋注入的实验报道, 但大多数自旋极化注入现象还是在低温下无机材料中观察到的^[32]。2002年, Dediu 研究组首次报道了有机半导体中的自旋注入和输运^[33], 2004年, Xiong 等人设计了第一个有机自旋阀, 得到了高达 40% 的磁电阻^[34]。

Dediu 研究组采用庞磁阻 (colossal magnetoresistance, CMR) 材料 $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) 作极化电子给体, 有机半导体层采用齐分子聚合物六噻吩 T6 (sexithienyl)。实验材料结构示意图如图 3 所示。两个 LSMO 电极之间的宽度在 70nm 到 500nm 之间, 宽度 w 为 100 到 150nm 的 T6 薄膜沉积在两个 LSMO 电极之间。

在没有加磁场之前, 电极中的自旋取向是随机的。加磁场后两个电极中的自旋取向趋于平行排列, 实验测得这两个电极之间的接触面中有很强的负磁电阻 (negative magnetoresistance, NMR)。

图 4 给出了隧道宽度为 140nm 和 400nm 的

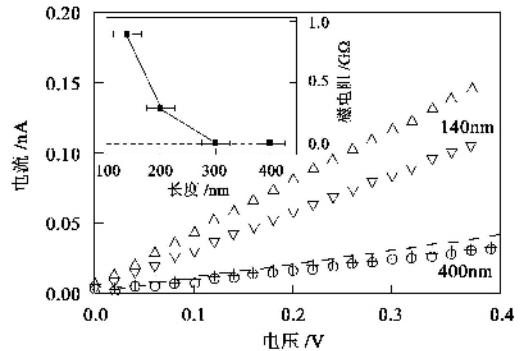


图4 $w=140\text{nm}$ 和 $w=400\text{nm}$ 的 LSMO / T6 / LSMO 结构的磁场相关的 $I-V$ 特征曲线 (“ ∇ ”和“ $\circ$ ”表示 $H=0$ 情况, “ Δ ”和“ $+$ ”表示 $H=3.4\text{kOe}$ 情况。虚线表示 $w=400\text{nm}$ 时模拟线性电阻情况。内嵌图为磁电阻 $MR=R(0)-R(3.4\text{kOe})$ 随 w 变化关系)

LSMO/T6/LSMO 结构的磁场相关的 $I-V$ 特征曲线。其中 LSMO 的厚度为 100nm, T6 膜的厚度为 150nm。从图 4 可以看到, 所有的 $I-V$ 曲线几乎可以用欧姆定律来描述。负磁电阻现象表明, 有机半导体层中存在自旋极化注入以及铁磁电极之间的电荷传输是自旋相干的。

Xiong 等人采用小分子有机半导体 Alq_3 作为中间层制成了有机自旋阀。 Alq_3 位于 Co 和半金属材料 LSMO 之间。由于 Co 和 LSMO 矫顽场不同, 因此可以通过调节外加磁场使得两铁磁层磁化方向平行或者反平行排列。实验中测得低温下的磁电阻可以达到 40%^[34]。

4.2 有机自旋电子学理论研究

目前的实验研究初步揭示了有机半导体内可以实现自旋注入与输运, 但“有机”的物理性质还没有

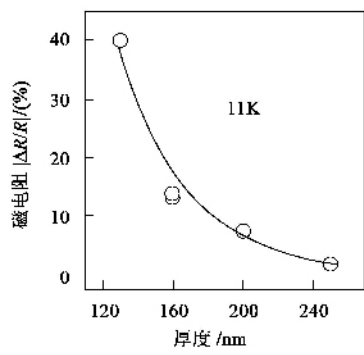


图5 有机自旋阀磁电阻随有机半导体层(Alq_3)厚度变化关系

清楚地体现出来. 有机半导体的自旋 – 轨道相互作用弱, 因此可有较大的自旋扩散长度优点, 当然也就具有信号不容易探测的缺点, 特别是在, 有机半导体内, 由于电子 – 晶格相互作用强, 其载流子不再是通常的电子或空穴, 而是前面所描述的一些带电自陷态, 如孤子或极化子等, 可用自旋扩散理论简单描述, 但是, 它们所具有独特的电荷 – 自旋关系, 在有机自旋电子学中可能显得非常关键.

自旋电子学中涉及一些自旋相关的相互作用. 首先是一对电子磁偶极子之间的经典相互作用, 通常在 1K 强度时, 非常弱; 其次是自旋与外磁场之间的相互作用, 即所谓的 Zeeman 效应, 通常要在 1T 以上的强磁场下才能出现明显的自旋能级劈裂; 第三是自旋 – 轨道相互作用, 电子在电场中运动时除受到电场 E 作用力外, 它还发现电场是运动的, 因而其自旋磁矩会受到一磁场 $B = (v/c) \times E$ 的作用. 在重原子情况下, 这种自旋 – 轨道相互作用会更加明显. 该相互作用导致输运与自旋相关. 在二维电子气的自旋电子学研究中, 它就是著名的 Rashba 自旋 – 轨道相互作用,

$$H_R = \frac{\hbar}{m_e} k_{so} (\boldsymbol{\sigma} \times \boldsymbol{p}) \cdot \boldsymbol{e}_z, \tag{2}$$

其中 p 为电子动量, $\boldsymbol{e}_z$ 为电场方向单位矢量, k_{so} 为外界可控参数. 第四种相互作用是泡利不相容原理导致的海森伯相互作用, 它是材料铁磁性的起源; 第五种相互作用是电子与核自旋之间的超精细相互作用, 如 GaAs, 存在晶格核自旋, 100% 极化下的有效场可达到几个 T, 作用就会很明显.

上述 5 种相互作用的任何一种都可导致自旋的反转, 根据需要对自旋反转进行控制即是自旋电子学的主要任务之一.

目前对有机自旋注入与输运的理论研究包括量子子和经典两个方面: 微观的量子力学研究可理解铁

磁/有机半导体系统的微观结构以及自旋输运动力学. 经典理论从自旋扩散方程出发, 借助欧姆定律等, 可给出铁磁/有机半导体系统的电流自旋极化.

4.2.1 量子理论

孙鑫等通过计算机模拟发现^[35], 一个带正电的自旋载子 (正电极化子) 经激发后, 变为一个带负电的自旋载子 (负电极化子), 同时生成一个不带自旋的双极化子 (带 $\pm 2e$ 电荷), 此过程称为自旋载子的电荷反转, 与“电子自旋共振”谱仪 (electron spin resonance, ESR) 所依据的“电荷载子的自旋反转”是相互对偶的物理效应. 根据自旋载子的电荷反转可设计一种自旋注入光阀门 (见图 6).

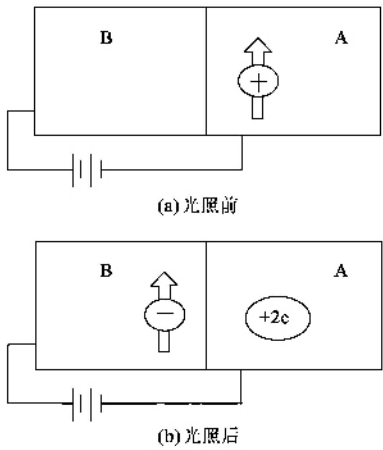


图6 光照控制自旋载子的注入模型. 图中 A 为有机半导体材料, B 是另一类材料. 加上偏压, 使 B 的电压高于 A, A 中带正电的自旋载子不能注入 B. 光照后, 自旋载子的电荷变为负, 它被注入 B, 留下不带自旋的双极化子 (带正电).

2002 年, Zwolak 等研究了铁磁/DNA/铁磁三明治结构的自旋相关输运行为^[36]. 通过格林函数方法计算磁电阻, 发现用 Fe 和 Ni 作为铁磁层, 这种 DNA 自旋阀在室温下可以分别实现 16% 和 26% 的磁电阻效应, 如图 7 所示.

2003 年, Xie 等研究了 CMR/有机半导体系统的基态性质^[37]. 计算中取聚乙炔或聚噻吩作为有机层, CMR 钙钛矿材料 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ 作为自旋注入层. 采用一维束缚哈密顿量来描述系统的界面耦合和电子跃迁过程, 这里应特别指出的是, 模型中包含了有机半导体内固有的强电子 – 晶格相互作用. 这样一个模型已被成功地用来描述有机半导体系统^[38].

通过调整两种材料的相对化学势, 电子可以从 CMR 转移到有机层. 转移到有机层的电子将形成极化子和双极化子, 如果不考虑自旋相互作用, 无

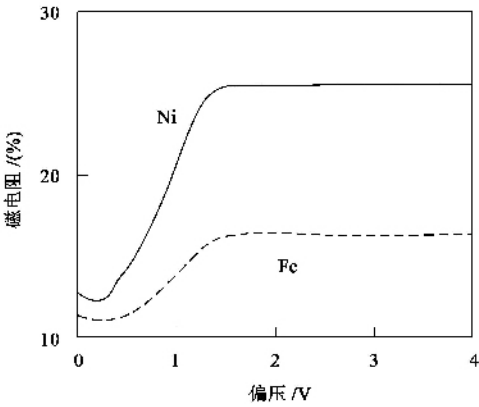


图7 室温下 DNA 自旋阀产生的磁电阻随外加偏压的变化

自旋的双极化子将优先形成,因此,自旋极化主要出现在界面附近,在有机层内部衰减直至消失. 如果计入自旋相互作用和接触层的剩余磁场等因素,注入的电子也可以形成带自旋的极化子,从而形成自旋注入. 这只是对静态图像的一种分析. 而电场下载流子的输运实际上是一个非平衡的过程. 最近我们采用非绝热动力学的方法,对电子注入有机层的动力学过程进行了研究. 发现电荷的注入是量子的几率波,该波在有机层内以波包的形式存在,每个波包内所包含的电荷数可以是 $0-2e$ 的任意值,即波包的电荷数可以是分数,这是由于有机层本身是一个开放系统. 如果不考虑任何自旋极化和自旋相互作用. 那么,波包这个“准粒子”虽然带电,但并不携带自旋. 特别是当波包带一个电荷时,虽然晶格缺陷也呈现极化子特征,但这个波包“极化子”的自旋为零. 由于泡利不相容原理的限制,每个波包所容纳的电荷数不超过 2 个电子单位. 如果存在自旋极化或自旋相互作用,每个波包可以携带自旋. 图 8 给出了自旋极化在有机层的计算结果. 注入 200fs 后,波包已经形成,在外电场驱动下,在有机层内运动,1000fs 后,系统仍有明显的自旋极化. 定义自旋极化率:

$$\eta = \frac{\sum_{n \in p} |\rho_{n, \sigma=1} - \rho_{n, \sigma=-1}|}{\sum_{n \in p} |\rho_{n, \sigma=1} + \rho_{n, \sigma=-1}|} \quad (3)$$

图 9 给出不同偏压下自旋极化率随时间的演化. 起初自旋极化率最大,而后衰减. 同时,提高金属电极的偏压,便会有更多的电荷注入.

4.2.2 自旋扩散理论

对自旋注入半导体,经典理论研究最著名的就是“二流体”模型^[30]. 当自旋散射长度远小于电子散射长度时,可以认为自旋向上电子和自旋向下电

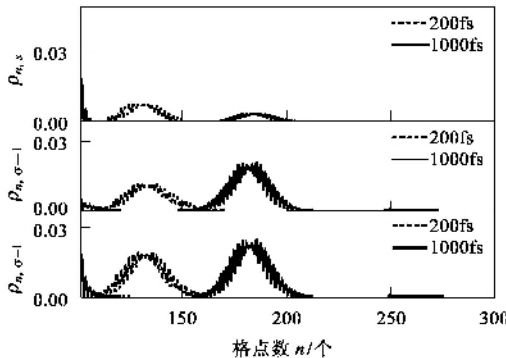


图8 有机层内自旋向上,自旋向下和净自旋密度在不同时刻的分布,偏压为 $V=0.85\text{eV}$,电场为 $E=0.5\text{mV/nm}$

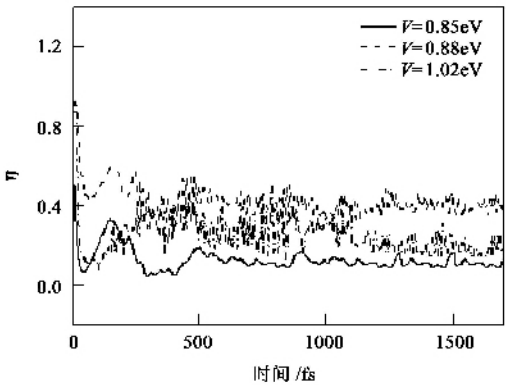


图9 不同偏压下自旋极化率随时间的演化(电场为 $E=0.5\text{mV/nm}$)

子在系统内是独立传播的. 当传导电子的自旋方向与铁磁层少数自旋子的自旋方向平行时,受到的散射就强,电阻就大;而当传导电子的自旋方向与铁磁层多数自旋子的自旋方向平行时,受到的散射就弱,电阻就小. 于是可以给出以下简单的电路模型.

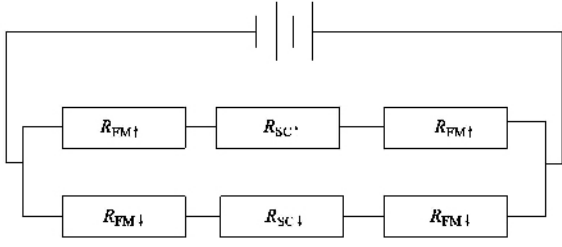


图10 “二流体”模型

有机半导体作传输层时,注入的电子将形成一些电荷自陷态,如基态非简并聚合物中的极化子和双极化子,此时的传输层将有 3 个载流子通道:自旋向上极化子,自旋向下极化子和不带自旋的双极

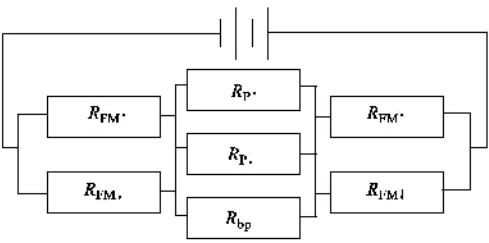


图 11 铁磁/有机半导体/铁磁模型示意图

化子。整个系统的示意图如图 11 所示。

从自旋扩散方程和欧姆定律以及相应的边界条件出发,可以得到界面处的电流自旋极化率^[39,40]:

$$\alpha_0 = \gamma \cdot \beta_0 \cdot \frac{\lambda_{FM}}{\sigma_{FM}} \cdot \frac{\sigma}{\lambda_p} \cdot \left[1 + \frac{1}{4\beta_0} \cdot \frac{\sigma_{FM}}{\lambda_{FM}} \cdot \left(\frac{1}{G_{\downarrow}} - \frac{1}{G_{\uparrow}} \right) \cdot (1 - \beta_0^2) \right] \cdot \frac{\left(\gamma \cdot \frac{\lambda_{FM}}{\sigma_{FM}} \cdot \frac{\sigma}{\lambda_p} + 1 \right) - \beta_0^2 + \frac{\gamma}{4} \cdot \frac{\sigma}{\lambda_p} \cdot \left(\frac{1}{G_{\downarrow}} + \frac{1}{G_{\uparrow}} \right) \cdot (1 - \beta_0^2)}{(4)}$$

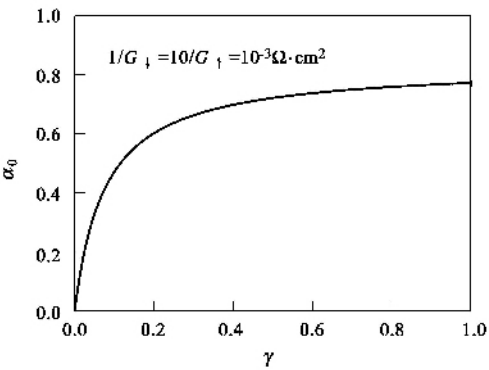


图 12 电流自旋极化率 α_0 随极化子比率 γ 的变化关系

一组参数下的数值结果如图 12 所示。其中 $\gamma = n_p / (n_p + n_{bp})$ 为极化子占有有机半导体层内载流子的比率。

很明显, $\gamma = 0$ 时, 电流自旋极化率为 0, 此时有机半导体中载流子全部是不带自旋的双极化子。电流极化率最大值出现在 $\gamma = 1$ 处, 此时载流子全部为带自旋的单极化子, 与自旋注入无机半导体的情况类似。另外, 我们发现, 只要有极化子出现, 就可以有明显的电流自旋极化率。例如, 极化子只占 20% 时的电流自旋极化率值为载流子全为极化子时极化率值的 90%。因此, 极化子是自旋极化电流的有效自旋载子。即使极化子只占很少一部分, 有机半导体中也可以获得很大的电流自旋极化率。

5 结论

自旋电子学基于磁学和微电子学, 它不但研究电子电荷的输运特性, 同时也研究电子自旋在固体材料中的输运特性, 以及设计开发基于电子自旋相关效应的器件。自旋电子器件有希望同时利用电子的电荷和自旋来进行信息的传输和存储, 这会大大提高现有电子器件的工作速度和效率。利用电子的自旋还可能制备出具有全新物理性能的半导体电子器件, 甚至实现量子存储和量子计算。与无机半导体相比, 有机半导体合成要容易得多, 同时易于大面积处理。有机半导体器件柔韧性好, 力学适应性好, 有更加丰富的电磁光特性。有机自旋电子学是物理化学交叉的新研究领域, 它的主要内容是研究有机半导体内的电磁光性质, 尤其是自旋相关的信息。本文只是简要概述了相关的研究进展, 包括载流子的自旋性质、外场影响、极化电流输运等。有机半导体有两个明显的物理特性: 一是具有弱的自旋-轨道相互作用, 因此可有较大的自旋扩散长度; 二是具有强的电子-晶格相互作用, 其载流子为一些带电自陷态, 如极化子或双极化子等。它们会使有机半导体器件呈现出不同于无机器件的新性质。

对于有机半导体中的自旋极化注入与输运, 近期理论研究涉及了两方面: 一是从量子角度出发, 充分考虑有机半导体的特点, 研究自旋极化在有机半导体内的定态和动态特性; 另一方面考虑到有机半导体内载流子特殊的电荷-自旋关系, 同时计入扩散效应和界面效应等因素, 从经典输运方程出发, 研究铁磁/有机半导体结构的自旋极化注入和输运。这些工作将有助于发现有机半导体中更加丰富的物理内容, 对有机自旋电子学器件的研制和开发起到一定的指导和推动作用。

致谢 感谢梅良模教授和刘德胜教授对本文提出的建议。

参考文献

[1] Baibich M N *et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 61 : 2472
[2] Bamas J A *et al.* Phys. Rev. B, 1990, 42 : 8110
[3] Wolf S A *et al.* Science, 2001, 294 : 1488
[4] Kikkawa J M, Awschalom D D. Nature, 1999, 397 : 139
[5] Ohno Y *et al.* Nature, 1999, 420 : 790
[6] Hanbicki A T *et al.* Appl. Phys. Lett., 2002, 80 : 1240
[7] Friend R H *et al.* Nature, 1999, 397 : 121
[8] Forrest S, Burrows P, Thompson M. IEEE Spectr., 2000, 37 : 29

[9] Voss D. Nature ,2000 ,442 :407

[10] Pope M , Kallmann H , Magnante P. J. Chem. Phys. ,1963 , 38 :2042

[11] Tang C W *et al.* Appl. Phys. Lett. ,1987 ,51 :913

[12] Burroughes J H *et al.* Nature ,1990 ,347 :539

[13] Siringhaus H , Tessler N , Friend R H. Science ,1998 ,280 :1741

[14] Ho P K H *et al.* Science ,1999 ,285 :233

[15] Shirakawa H *et al.* J Chem Soc. Chem Commun. ,1977 ,579

[16] Greene R L *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1975 ,34 :577

[17] Rajca A *et al.* Science ,2001 ,294 :1503

[18] Miller J S *et al.* Chem Rev. ,1988 ,88 :201

[19] 殷敬华 ,莫志深. 现代高分子物理学. 北京 :科学出版社 , 2001[Yin J H , Mo Z S. Modern polymer physics. Beijing : science press ,2001(in Chinese)]

[20] 孙鑫. 物理学进展. 1986 ,6 :1[Sun X. progress in Phys. , 1986 ,6 :1 (in Chinese)]

[21] Peierls P E. Quantum Theory of Solids. London :Oxford University Press ,1955. 108

[22] Su W P , Schrieffer J R , Heeger A J. Phys. Rev. Lett. , 1979 ,42 :1698

[23] Su W P , Schrieffer J R , Heeger A J. Phys. Rev. B ,1980 , 22 :2209

[24] Su W P , Schrieffer J R , Heeger A J. Phys. Rev. B ,1983 , 28 :1138

[25] Zutic I *et al.* Rev. Mod. Phys. ,2004 ,76 :323

[26] Meservey R. Phys. Rev. Lett. ,1970 ,25 :1270

[27] Johnson M , Silsbee R H. Phys. Rev. Lett. ,1985 ,55 :1790

[28] Monzon F G , Tang H X , Roukes M L. Phys. Rev. Lett. , 2000 ,84 :5022

[29] Datta S , Das B A. Appl. Phys. Lett. ,1990 ,56 (7) :665

[30] Chen C D *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,88 :047004

[31] Schmidt G *et al.* Phys. Rev. B ,2000 ,62 :R4790

[32] LaBella V P *et al.* Science ,2001 ,292 :1518

[33] Dediou V *et al.* Solid Stat Comm. ,2002 ,122 :181

[34] Xiong Z H *et al.* Nature ,2004 ,427 :821

[35] Li S , Chen L S , George T H *et al.* Phys. Rev. B ,2004 ,70 : 075201

[36] Zwolak M , Di Ventra M. Appl. Phys. Lett. ,2002 ,81 :925

[37] Xie S J , Ahn K H , Smith D L *et al.* Phys. Rev. B ,2003 ,67 : 125202

[38] Heeger A J *et al.* Rev. Mod. Phys. ,1988 ,60 :781

[39] Ren J F *et al.* J. Appl. Phys. ,2005 ,98 :074503

[40] Smith D L , Silver R N. Phys. Rev. B ,2001 ,64 :045323



· 物理新闻和动态 ·

研究超固体的新方法

所谓超固体(supersolid)是这样一类物质 ,它们自身具有互斥的性质 :一方面是刚性晶体 ,长程空间有序 ;另一方面 ,又象是自由流动的超流体. 对于超固体的研究历史 ,可以追溯到 1969 年 ,Andreev and Lifshitz 研究了晶体中格点空位的作用. 他们提出 :在极低温下 ,空位有可能在整个晶体范围内退局域化 ,形成玻色 – 爱因斯坦凝聚 ;尽管原子排列规则有序 ,超流行为仍可能在其中发生. 在实验室中观察超固体行为的研究努力 ,持续了 35 年. 2004 年 ,美国宾州大学的 Kim E 等报告了关于超固体的第一个实验证据. 加压⁴He 被置于一个扭摆容器中 ,当样品被冷却到 175mK 以下 ,实验者观察到扭摆转动惯量的突然下降. 定量的估计表明 ,样品中大约有 1% 的组分停止了随固态氦的震荡 ,或者说有 1% 成为超流. 不过 ,其中的机制 ,迄今尚无共识.

最近 ,来自美国马里兰大学物理系的 Scarola 等提出了一个新方法 :利用处于光学晶格中的玻色 – 爱因斯坦凝聚原子 ,通过分析超冷原子从晶格释放后所产生的量子相干 ,研究普遍意义上的超固体. 该方法可以同时敲定超流信号 (出现量子波相干的附加峰)以及样品的空间有序 (测量原子密度的分布). 光学晶格中的原子体验两种不同类型的相互作用 : (1) 占据同一格点的原子 ,它们之间的 “ on – site ” 相互作用 ,这是原子在近邻格点间隧穿 ,退局域化的起因 ; (2) “ off – site ” 相互作用 ,这是某一原子感受到的位于近邻格点的其他原子的作用. 光学晶格常数和势阱深度是可调

的 ,加上 “ on – site ” 相互作用可以控制 ,这在理论模型与实验之间架起了桥梁. 类似的方法此前曾被用于研究玻色 – 爱因斯坦凝聚中从超流到 Mott 绝缘体的相变.

(戴闻 编译自 Nature 2006 ,442 :147 和 Phys. Rev. A 2006 ,73 :051601)

亚洲的暴风雨与地球的旋转

地球自身的旋转轴经受着多种旋转力的作用 ,例如二分点 (即旋转轴处于春分、秋分点时) 的进动等. 最近发现有两个重要的旋转运动不被人注意地相互间抵消了. 比利时的地球物理学家 S. Lambert 博士精确地测量到了这类在常规下是很难探测到的微弱晃动. 这两个晃动分别是现在还不明白其起因的钱德勒章动 (Chandler wobble) ,这个章动的周期是 433 天. 另一个是起源于地球上气候变化引起的晃动. 这两个运动的综合后果应该导致地轴发生大于 10 米的移动. 但由于这两个晃动的相互抵消作用 ,从 2005 年 12 月到 2006 年 2 月这段时间 ,地轴的移动却降低到了 1 米以下. 这启示了比利时的科学家们 ,他们相信是亚洲和北欧的暴风雨的日复一日的作用影响了地轴的旋转作用.

(云中客 摘自 Geophysical Research Letters , July 2006)