

文章编号: 1672-8785(2011)05-0001-08

# HgMnTe 磁性半导体研究概述

朱亮清 褚君浩

(中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083)

**摘要:** HgMnTe 是一种典型的 Mn 基 II-VI 族窄禁带磁性半导体材料, 已成功应用在红外发光和光电探测领域。同时由于磁性元素 Mn 的引入, HgMnTe 材料中存在两类重要的磁交换作用: d-d 交换和 sp-d 交换, 导致 HgMnTe 具有诸如自旋玻璃转变、(巨)负磁阻、磁场诱导绝缘体-金属相变、巨 Faraday 旋转效应、光致磁化效应和磁极化子效应等特殊光电特性和磁学特性。因此, HgMnTe 材料具有许多潜在应用, 如磁控光电子器件、量子计算和量子通讯, 并可能是实现自旋电子学的一种候选材料。

**关键词:** HgMnTe; 磁性半导体; 磁交换作用; 自旋电子学

**中图分类号:** N8    **文献标识码:** A    **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2011.05.001

## Overview of HgMnTe Semimagnetic Semiconductors

ZHU Liang-qing, CHU Jun-hao

(Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

**Abstract:** HgMnTe is a typical Mn-based II-VI narrow-gap semimagnetic semiconductor and has been successfully applied in infrared photonic devices. Meanwhile, due to the existence of Mn ions, there are two important magnetic interactions in HgMnTe material. They are d-d and sp-d magnetic interactions. These two magnetic interactions make the HgMnTe material have some special photoelectric and magnetic properties such as spin-glass transition, giant negative magnetoresistance, magnetically driven insulator-to-metal, giant Faraday rotation, photoinduced magnetization and magnetic polaron effects. Hence, the HgMnTe material has many potential applications such as magnetic optoelectronic devices, quantum computation and quantum communication and may be a promising candidate material for spintronics.

**Key words:** HgMnTe; semimagnetic semiconductor; magnetic interaction; spintronics

## 0 引言

磁性半导体是一类新颖的半导体材料, 它同时具有传统半导体的特性和有趣的磁学特性, 并且可以在不改变材料结构和成分的条件下, 通过影响磁性相互作用来改变材料的能带结构和光电特性。其中带电子(包括巡游传输态和杂质束缚态)与磁性离子磁矩间的 sp-d 交换作用

可导致一系列的奇特物理现象: (巨)负磁阻、巨 Faraday 旋转效应、磁场诱导绝缘体-金属相变、磁极化子效应以及铁磁性。这些特殊的物理现象在常规半导体中都不存在。同时, 磁性半导体还是研究许多基本磁学物理问题的理想材料体系, 如短程和长程磁有序结构、相变行为(自旋玻璃转变)、各向异性的磁交换作用、RKKY

收稿日期: 2011-03-16

作者简介: 朱亮清(1984-), 男, 江西九江人, 博士研究生, 主要从事窄禁带磁性半导体和低维半导体器件的光电特性研究。E-mail: lqzhu@yahoo.cn

磁性机制、层状磁性半导体中的二维磁性和维度跨越以及自旋调控问题。

此外，磁性半导体材料的半导体导电特性和发光特性以及磁性材料磁学性质是耦合的，轻微改变其中一种性质往往可以引起其他一种或两种性质发生较大变化。利用其中的电子自旋构建固态量子计算中的量子比特，有望提升现有器件的功能和开发出新一代半导体自旋器件。因此磁性半导体研究近年来受到了人们的高度关注，已成为半导体自旋电子学的研究前沿。

## 1 HgMnTe 的基本性质

HgMnTe 是一种典型的 Mn 基 II-VI 族窄禁带半磁半导体材料。总体而言，当无外加磁场时，HgMnTe 的电子能带结构和半导体性质与 HgCdTe 的相似，并已应用在红外光电探测器领域<sup>[1-4]</sup>。而当存在外加磁场时，由于具有磁性的 Mn<sup>2+</sup>(S=5/2,L=0) 离子替代占据了二元化合物 HgTe 中的 Hg<sup>2+</sup> 离子位置，导致在材料中存在磁相互作用，将会使材料具有以下特性<sup>[5]</sup>：

(1) Mn<sup>2+</sup> 离子的局域磁矩和带电子、空穴之间存在强的 sp-d 磁交换作用，它将会直接影响带电子的有效 g 因子、能带结构和杂质能级等参数，并会使这些参数更容易受到外磁场的影响，从而使通过改变外磁场调控材料的物理性质成为可能。

(2) Mn<sup>2+</sup> 离子随机替代占据 Hg<sup>2+</sup> 离子位置，构成具有无序特征的磁性子晶格，从而使材料表现出无序磁性合金的一些相关性质，如自旋玻璃转变和反铁磁团簇。

(3) 在晶体中存在多种磁极化子效应。

同时，与非 Mn 基(如 Fe 基、Co 基和稀土基等)磁性半导体相比，HgMnTe 中 Mn<sup>2+</sup> 离子的轨道磁矩为零，明显简化了磁性作用，而且磁掺杂效应最明显。与 Mn 基非 II-V 族稀磁半导体相比，HgMnTe 中 Mn 的稳定价态为二价，与 II-VI 族半导体中阳离子的价态相同，可以非常容易地替代原母体晶格中的阳离子位置，从而

获得比较高的 Mn 掺杂浓度且不会破坏母体晶格结构，因此 HgMnTe 材料的制备和生长比较容易。

## 2 HgMnTe 材料的主要特性

从 20 世纪七八十年代开始，人们对 HgMnTe 的晶体结构、能带特征、磁学性质、电学性质和光学性质进行了相关研究并获得了一些重要结果。近年来，随着人们对半导体自旋电子学研究兴趣的日益剧增，HgMnTe 材料重新受到人们的关注和重视<sup>[6-9]</sup>。下面介绍 HgMnTe 材料的基本物理性质和已有研究结果。

### 2.1 HgMnTe 的晶体结构、能带结构和 Mn<sup>2+</sup> 离子能级分裂

#### 2.1.1 晶体结构

HgMnTe 的晶体结构与 HgCdTe 材料的相同，均为闪锌矿结构，如图 1 所示。两者的不同之处在于<sup>[10]</sup>，因为 MnTe (具有 NiAs 六方型晶格结构，其中 a=0.415 nm，c=0.671 nm) 与 HgMnTe 具有不同的晶体结构，所以 Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te 中 Mn 的组分 x 只有处在 0 ≤ x ≤ 0.5 范围内才有可能得到完好的单相结构，否则便会产生 MnTe 团簇的第二相结构，使母体材料的完整晶体结构受到破坏。图 2 所示为若干类磁性材料的结构类型与 Mn 组分之间的变化关系<sup>[11]</sup>。

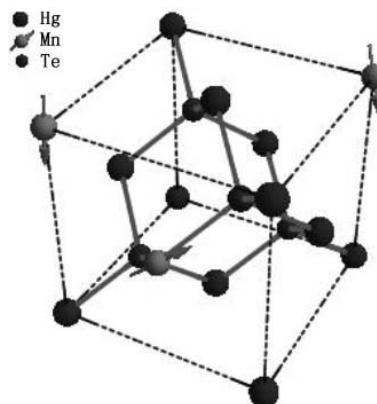


图 1 HgMnTe 的晶体结构

#### 2.1.2 能带结构

在 HgMnTe 的晶格点阵中，Mn<sup>2+</sup> 离子无序地代替了部分 Hg<sup>2+</sup> 离子。Mn<sup>2+</sup> 离子半满的

$3d^5$  壳层是高度局域化的 ( $3d$  能级被认为位于价带顶以下约  $3.5\text{eV}$  处<sup>[11]</sup>)，对  $\Gamma$  点附近的能带图没有直接贡献。图 3 为窄禁带  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  材料的能带结构随磁性离子  $\text{Mn}^{2+}$  浓度  $x$  变化的示意图<sup>[12]</sup>。对  $\text{HgTe}$  母体材料，导带  $\Gamma_6$  和价带  $\Gamma_8$  能级反转，为零带隙材料。当用  $\text{Mn}$  取代  $\text{Hg}$  时，随着  $\text{Mn}$  浓度的增加， $\Gamma_6$  和  $\Gamma_8$  逐渐靠近，与能带结构有关的性质也随之发生变化。当  $x=0.07$  时， $\Gamma_6$  带和  $\Gamma_8$  带相遇，这时材料中载流子的质量特别小，在液氦温度下出现很高的迁移率<sup>[13]</sup>。当  $\text{Mn}$  离子浓度  $x$  进一步增加时，材料由零带隙转变为正带隙。当  $0.08 \leq x \leq 0.3$  时，J.Kaniewski 等人<sup>[14]</sup> 通过光学吸收实验结果拟合出了一个禁带宽度表达式： $E_g(x, T) = 0.253 + 3.446x + 4.9 \times 10^{-4}T - 2.55 \times 10^{-3}xT$  (eV)。同时，根据  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  的禁带宽度表达式可知<sup>[15]</sup>，在  $\text{HgTe}$  母体材料中掺入  $\text{Mn}^{2+}$  离子所引起的带隙变化要比掺入  $\text{Cd}$  等同族元素时明显得多。对于制作具有相同禁带宽度的探测器，这将会大幅度降低替代组分的浓度，从而有利于获得高质量晶体材料和减少成分无序与晶格无序散射。因此，利用  $\text{HgMnTe}$  和  $\text{HgCdMnTe}$  材料体系可制成晶体学质量优良的红外探测器。

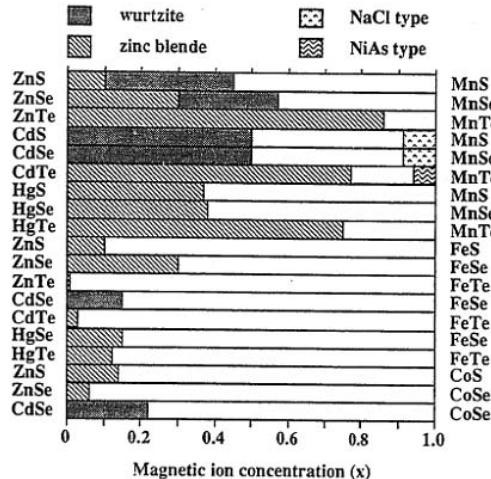


图 2 常见 Mn 基 II-VI 族稀磁半导体的晶体结构与 Mn 组分之间的关系

### 2.1.3 孤立 $\text{Mn}^{2+}$ 离子的能级分裂

孤立磁性离子在晶场、磁场和自旋-轨道耦合作用下，其能级要产生分裂。这种分裂对磁性

材料的磁性(如磁化率、磁比热和磁各向异性等)有重要影响。II-VI 族稀磁半导体材料的晶体结构一般为闪锌矿或纤锌矿结构。在前一种情况下，磁性离子受到具有正方对称性(点群  $T_d$ )的晶场作用，而在后一种情况下，实际晶体的晶格常数比  $c/a$  并不精确等于理想的六方密堆结构的晶格常数比，而是略有畸变，形成了具有三角对称性的晶场(点群  $C_{3v}$ )<sup>[5,16-18]</sup>。自由  $\text{Mn}^{2+}$  离子的基态是  ${}^6\text{S}_{5/2}$ ，离子磁矩  $S=5/2$ ，离子的轨道角动量  $L=0$ 。在立方晶场作用下，其基态分裂成轨道四重态  $\Gamma_8(T_d)$  和轨道二重态  $\Gamma_7(T_d)$ ，但这两个能级的间距很小，只有  $0.0084\text{ cm}^{-1}$ <sup>[19]</sup>。同塞曼分裂相比，只要磁场强度大于  $0.01\text{ T}$ ，这个分裂就可以忽略。因此，在晶场中孤立  $\text{Mn}^{2+}$  离子基态能级在磁场中的行为与自由离子一样，为 6 重简并的轨道单态，表现出布里渊顺磁性<sup>[20]</sup>。

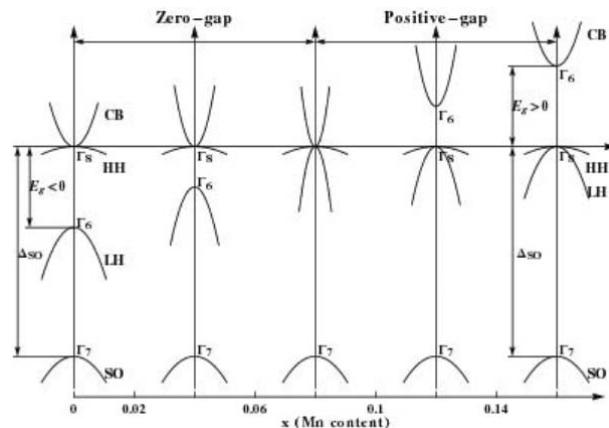


图 3  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  的能带结构随  $\text{Mn}$  组分  $x$  变化的示意图

## 2.2 $\text{HgMnTe}$ 的磁学性质

1973 年，Savage 等人<sup>[21]</sup> 首次对  $\text{HgMnTe}$  的磁化率进行了测量。实验结果表明， $\text{Mn}$  离子浓度会明显影响磁化率的大小，高温下的磁化率倒数 ( $\chi^{-1}$ )– 温度曲线满足 Curie-Weiss 定律，其反向延长线有大的负居里温度。在低温下，磁化率倒数 ( $\chi^{-1}$ )– 温度曲线偏离 Curie-Weiss 定律，表现出顺磁增强现象。Dobrowolski 等人<sup>[22]</sup> 测量了  $\text{Mn}$  组分  $x \geq 0.1$  的  $\text{HgMnTe}$  在高场下的磁化曲线，并发现可以用修正的 Brillouin 函数来拟合实验得到的磁化曲线。1980 年，Nagata 等人<sup>[23]</sup>

在用低磁场(仅 15 Oe)研究 Mn 组分  $x = 0.35$  的自旋玻璃态效应以及不同组分 HgMnTe 在零场下的比热容性质时发现, 基于 Mn 离子随机平均分布模型不能成功地解释他们所得到的实验结果。此外, Brandt 等人<sup>[24–25]</sup>在温度低于 1 K 的条件下发现了负带隙 HgMnTe ( $0.02 \leq x \leq 0.075$ ) 的自旋玻璃态转变, 并推测负带隙 HgMnTe 中的 Mn 离子间交换机制不同于高组分、正常带隙 HgMnTe 中的交换机制。1986 年, C.Rigaux 等人<sup>[26]</sup>在利用磁光方法研究 HgMnTe 自旋玻璃态的动态磁化行为时发现: (1) 利用 Lundgren 等人提出的唯象自旋玻璃模型可以较好地描述 HgMnTe 的自旋玻璃态动态磁化特性<sup>[27–28]</sup>; (2) HgMnTe 的自旋玻璃转变温度 ( $T_f$ ) 在  $0.25 \leq x \leq 0.45$  范围内会随组分  $x$  的增加而线性升高。下面按温度区间对 HgMnTe 的磁学性质作详细介绍。

### 2.2.1 顺磁态和顺磁增强特性

当  $Mn^{2+}$  离子浓度很低时, HgMnTe 材料的磁化率无论在低温时还是在高温时都能很好地满足 Curie-Weiss 定律。当  $Mn^{2+}$  离子浓度较高时, HgMnTe 材料的磁化率在高温下依然满足 Curie-Weiss 定律, 但是在低温下磁化率的温度关系明显偏离 Curie-Weiss 定律, 表现出顺磁增强效应<sup>[23]</sup>, 即磁化率倒数 ( $\chi^{-1}$ ) 与温度的关系曲线向下倾斜, Curie-Weiss 常数  $T_0$  趋近于原点。产生这种现象的原因是, 由于磁性离子间存在反铁磁交换作用, 在高温下热振动强于磁性离子间的反铁磁交换作用, 因此各磁性离子处于自由独立的状态, 不能耦合在一起形成集团结构; 但是在低温下, 由于热振动的减弱, 磁性离子间的反铁磁交换作用使得彼此邻近的磁性离子聚集成各类磁性离子集团, 而集团内部存在的强反铁磁作用会导致磁性离子的有效浓度减小, 从而表现出顺磁增强效应。该效应可定性地用磁化率的 Brillouin 函数展开式中的高次项来理解<sup>[29]</sup>。

### 2.2.2 深低温特性——自旋玻璃态

根据理论计算结果可知, 当  $Mn^{2+}$  离子浓度  $x \geq 0.17$  时, 具有面心立方结构的 HgMnTe 材料

将会表现出自旋玻璃态特性<sup>[24,30]</sup>, 其最明显的磁化特性是存在一个磁冻结临界温度  $T_f$ 。当温度低于此值时, 低场磁化率出现尖峰结构(cusp)或拐点, 而且此时的磁化率与材料的磁化历史有关, 磁化过程变为不可逆, 表现出具有时间效应的弛豫特性。自旋玻璃态的形成可以用晶格拓扑破坏模型进行解释<sup>[23,31]</sup>: 由于  $Mn^{2+}$  离子随机分布在面心立方子晶格中的阳离子位置上, 当  $Mn^{2+}$  离子浓度超过一定值且温度低于磁冻结临界温度  $T_f$  时, 相邻的  $Mn^{2+}$  离子通过彼此间的强反铁磁交换结合成各种类型的反铁磁集团, 因此破坏了原面心立方的对称性。此外,  $Mn^{2+}$  离子间的反铁磁交换会引起  $Mn^{2+}$  离子出现自旋取向的“失措”现象。上述两个因素共同导致了自旋玻璃态的出现。

## 2.3 HgMnTe 的电学性质

### 2.3.1 载流子浓度和迁移率

与 HgCdTe 类似, 生长态的 HgMnTe 体材料由于自身晶格缺陷浓度高(Hg 空位和  $Te_{Mn}$  反位)而存在大量电学活性中心, 这会明显影响它的电学和光学性质。高浓度的 Hg 空位导致材料呈 p 型, 典型的 Hg 空位浓度为  $10^{16} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。此外, 电子的迁移率比空穴的迁移率要高(两者的迁移率之比  $b = \mu_e / \mu_h$  可达 100), 因此在很宽的温度范围内, 补偿性 p 型样品的导电机制可能是混合型的。典型的空穴迁移率为几十到几百  $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  量级, 而电子迁移率一般在几千  $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  左右<sup>[32]</sup>。

### 2.3.2 负磁阻和绝缘体-金属转变

一般而言, 外磁场产生的经典磁电阻 ( $\rho_{xx}$ ) 为  $\mu_B^2$  的数量级。但是 HgMnTe 的磁电阻在低温下会随着磁场的增大而减小, 或在磁场增加到一定值后(这依赖于材料的组分和载流子浓度)开始迅速减小, 表现出负磁阻效应<sup>[33–34]</sup>; 当载流子浓度处在某一范围内时, 降低幅度可达到几个数量级以上, 出现绝缘体-金属转变, 而且这种现象会在磁场连续增加的情况下发生。该现象在不同导电类型、不同 Mn 组分的  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  中均被观测到, 说明这与磁交换作用有关。根据已有的研究结果, 负磁阻效应有以下三种常见解释:

(1) Erhardt 等人<sup>[35]</sup>认为(自旋反转跃迁模型), 跳跃电导率是由“正常”和“反常”迁移机制贡献的。“反常”跳跃就是在载流子迁移的同时, 载流子自旋发生同步反转, 而“正常”跳跃的载流子的自旋保持不变。在低温弱磁场下, 由于最近邻的 Mn<sup>2+</sup> 离子自旋为反铁磁排列, 束缚于磁性离子团簇中的载流子(即磁极化子或束缚磁极化子)在跳跃到近邻自旋团簇中时, 必定伴随着自旋反转, 因此“反常”跳跃贡献了主要的电导率。而当磁场增强或温度升高时, 最近邻的 Mn<sup>2+</sup> 离子自旋趋于和外磁场同方向排列, 反铁磁序遭到破坏, 此时无自旋反转的“正常”迁移贡献了主要电导率。正是这两种迁移机制间的竞争关系导致了负磁阻效应的出现。

(2) Wojtowicz 等人<sup>[36]</sup>认为(磁性杂质电离能模型), 在低温下, 电导率的贡献主要来自磁性杂质的热电离过程, 电离能的改变将会明显影响电导率。理论计算结果和部分实验结果表明, 增加磁场会导致(受主型)磁性杂质的电离能减小, 同时引起磁性杂质波函数膨胀, 使得束缚载流子在空间上更容易实现跳跃迁移。因此不断增强的磁化会让越来越多的束缚磁极化子遭到破坏, 并释放出更多的巡游载流子参与导电, 表现为磁电阻随磁场的增强而减小。

(3) Shapira 等人认为<sup>[42–44]</sup>(能带自旋分裂模型), 在磁性半导体中, 强的 sp-d 磁交换作用会导致显著的 Zeeman 效应。因此, 导带将会在外磁场中分裂成两个子带, 分别对应于上自旋带和下自旋带。在强磁场条件下, 由于子带的严重分裂, Fermi 面和迁移边的相对位置发生了变化, 两者产生的相反效应会相对抗, 从而引起负磁阻效应和绝缘体–金属转变。

### 2.3.3 反常量子霍尔效应

理论计算证明, 在 HgMnTe 量子阱中可以存在反常量子霍尔效应, 即在 HgMnTe 量子阱中无需外加磁场, 也无需相应的 Landau 能级, 就可能存在量子化的反常霍尔效应。这种量子化的反常霍尔效应来源于量子阱中 Mn<sup>2+</sup> 离子的自旋极化与强烈的自旋轨道耦合作用, 在一定的

量子阱厚度和 Mn<sup>2+</sup> 离子浓度下可以得到量子化的霍尔电导, 这为无能量耗散的自旋电子器件的设计指出了一个新的发展方向<sup>[9]</sup>。

## 2.4 HgMnTe 的光学性质

HgMnTe 材料除了有常规的光学吸收和反射特性可研究之外, 真正让人们关注和感兴趣的是其与磁交换作用有关的光学特性。

### 2.4.1 光致发光特性(巨 Zeeman 效应)

由于 HgMnTe 材料可以用来研制光电探测器和发光二极管, 其光致发光特性也备受关注, 尤其是存在外磁场的条件下。B.L.Gelmont 等人<sup>[45–46]</sup>首先研究了 Mn 组分在  $0.13 \leq x \leq 0.15$  范围内时 Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te 的变磁场红外光致发光特性。研究结果表明: (1) 在 Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te 的光致发光光谱中主要存在两个发光峰, 即高能峰和低能峰, 其中高能峰(主峰)对应于价带到导带的跃迁复合过程, 低能峰(从峰)来源于受主态杂质到导带的跃迁复合过程。(2) 在零磁场下, 两个发光峰间的能量差约为 23 meV, 对应于零磁场下磁性受主的电离能。(3) 随着磁场的增强, 两个发光峰的峰位都同时出现不同程度的单调红移, 且两者间的能量差呈现减小趋势。这种现象是由巨 Zeeman 效应和磁性受主电离能随磁场的增强而减小的效应引起的。同时, 两个发光峰的峰强随磁场的增大出现了先增强后减弱的现象, 最强峰值可超过零磁场时的 50 倍。(4) 在此 Mn 组分范围内, 电子与 Mn<sup>2+</sup> 离子间的 s-d 交换积分常数 N<sub>0</sub>α 为 0.45 eV(铁磁性交换), 空穴与 Mn<sup>2+</sup> 离子间的 p-d 交换积分常数 N<sub>0</sub>β 为 -0.8 eV(反铁磁性交换)。

### 2.4.2 磁光特性(巨 Faraday 旋转效应)

HgMnTe 的 Faraday 旋转实验发现, 在吸收边附近存在极大的 Faraday 旋转效应, 对于禁带在 1.3 μm 到 1.55 μm 范围内的 HgMnTe, 其 Faraday 旋转角是其他顺磁材料的 100 倍左右, 如 Tb<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>10</sub> 和稀土基的玻璃材料, 而且在磁相变点处 Faraday 旋转角会发生突变<sup>[47–48]</sup>。同时还有研究表明, 在室温且没有外磁场的条件下, 用能量大于禁带宽度的泵浦光照射 HgMnTe 也能产生 Faraday 旋转效应, 显示出利用光生载流子实现磁化的可能性<sup>[49]</sup>。此外理论分析证明,

在 Mn 基 II-VI 族磁性半导体中产生 Faraday 旋转的主要原因是带间激子跃迁，而其他跃迁(如带间跃迁、杂质能级跃迁以及与  $Mn^{2+}$  离子内部能级有关的跃迁)对 Faraday 旋转效应的贡献可以忽略不计。

#### 2.4.3 光致磁化效应

1985 年, Krenn 等人利用超导量子干涉仪(SQUID)技术首先在 HgMnTe 材料中观察到低温下(4.2 K)的光致磁化现象,即通过光照可以使材料发生磁化,与外加磁场发生磁化的效果相同,而且其光致磁化强度依赖于 Mn 组分值、激光波长和激发光强度。他们同时提出了用于解释该现象的相应理论模型,即认为材料中自由电子和 Mn 离子局域磁矩间的 s-d 交换作用可以产生两种效应:(1)在沿激发光的传播方向上使导带电子产生局域空间的自旋极化,同时 Mn 离子的自旋取向也受到光子中磁场部分的扰动;(2)在局域空间中出现自旋极化的导带电子将会通过自旋翻转散射机制把这种自旋极化状态传输给材料中所有的 Mn 离子,使得整个材料发生宏观稳态磁化。该现象直接证实了在 HgMnTe 中利用(光生)载流子诱导铁磁性的可能性<sup>[50-51]</sup>。

#### 2.5 磁极化子效应

在磁性半导体中,载流子自旋(电子和空穴)与磁性离子自旋之间存在 sp-d 磁交换作用,将会导致形成一类铁磁自旋团簇。我们可以将其理解为嵌入磁性材料中的瞬态“铁磁畴”,在文献中通常称之为磁极化子(Magnetic polarons)。它可以分为两类:(1)自由磁极化子,即空间位置不固定,它主要起因于自由载流子与磁性离子之间的磁交换作用,包括空穴磁极化子和磁极化子激元(电子空穴对 + 磁性离子),如图 4 所示;(2)束缚磁极化子(BMP),即空间位置固定不动,它起因于电学杂质、磁性离子和局域载流子之间的电、磁复合作用,按照杂质类型可以进一步分成施主型束缚磁极化子(Donor-BMP)和受主型束缚磁极化子(Acceptor-BMP),如图 5 所示。

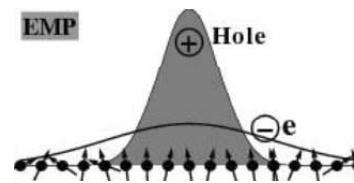


图 4 磁极化子激元

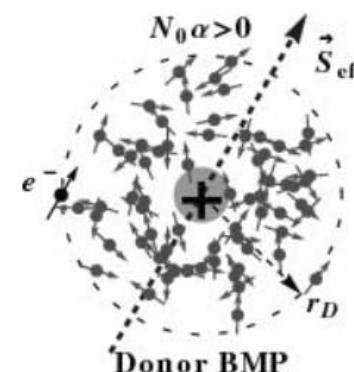


图 5 施主型 BMP

束缚磁极化子同时含有库仑电势和 sp-d 磁交换作用,而后一项与磁性离子的浓度和自旋热涨落有紧密关联,并会对束缚磁极化子产生两点重要影响:(1)电离能随温度、磁场和磁性离子浓度的变化而改变,这已被相关实验所证实<sup>[40-41]</sup>;(2)在零磁场下,电离能级出现自旋分裂现象,这甚至在高温下也存在,并且已被自旋反转 Raman 散射实验直接证实<sup>[52-55]</sup>。

#### 3 HgMnTe 材料的应用前景和研究意义

HgMnTe 材料除了可以应用在发光器件和红外光电探测器领域之外,还有许多潜在的应用领域,并可能是自旋电子学中一种重要的候选材料:(1)基于巨负磁阻效应可以制作出宽范围磁场检测传感器;(2)基于磁性离子和载流子交換作用所引起的巨 Zeeman 效应可以设计出一系列具有特殊性质的超晶格和量子阱,可用于设计磁控光电子器件、亚微米波段及远红外波段的辐射光源;(3)基于巨 Faraday 旋转效应可以设计出新颖光学器件,如光隔离器(单向通光性,类似于半导体二极管),可用于需要高速数据处理的光学通讯系统中以保证其信号的稳定性;(4)基于束缚磁极化子效应可以设计出微观

尺度上(纳米量级)的光学模式读写存储介质;  
(5) 基于光致磁化效应可以达到用光学手段调控自旋的目标, 并实现光子信息与电子信息之间的传输和转换。

此外, 通过设计和组合新的器件结构并把这些效应有机地融合起来, 将有可能实现电子学、光子学和磁学三者间的转换、融合和调控, 从而达到用电子自旋构建量子比特并实现量子计算和量子通讯的目标。

## 4 致谢

感谢中国科学院上海技术物理研究所的邵军研究员和林铁副研究员在参考资料收集和信息提炼方面提供的有益指导和讨论。本工作得到国家自然科学基金——红外光电子物理项目(60821092)和973国家重点基础研究——半导体量子结构中的量子自旋调控项目(2007CB924902)的资助。

## 参考文献

- [1] Furdyna J K. Electrical, Optical, and Magnetic Properties of  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  [J]. *J Vac Sci Technol*, 1982, **21**(1): 220–228.
- [2] Rogalski A.  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  As A New Infrared Detector Material [J]. *Infrared Physics*, **31**(2): 117–166, 1991.
- [3] Piotr Becla. Advanced Infrared Photonic Devices Based on HgMnTe [C]. SPIE, 1993, **2021**: 22–34.
- [4] Piotrowski J, Rogalski A. Uncooled Long Wavelength Infrared Photon Detectors [J]. *Infrared Physics and Technology*, 2004, **46**(1–2): 115–131.
- [5] 张连生, 刘宜华. 稀磁半导体 [J]. *物理学进展*, 1994, **14**(1): 82–120.
- [6] Gui Y S, Liu J, Ortner K, et al. Antiferromagnetic Temperature and Effective Spin in N-type  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  [J]. *Appl Phys Lett*, 2001, **79**(9): 1321–1323.
- [7] Gui Y S, Becker C R, Liu J, et al. Current Heating of A Magnetic Two-dimensional Electron Gas in  $Hg_{1-x}Mn_xTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$  Quantum Wells [J]. *Phys Rev B*, 2004, **70**(19): 195328.
- [8] Novik E G, Pfeuffer-Jeschke A, Jungwirth T, et al. Band Structure of Semimagnetic  $Hg_{1-y}Mn_yTe$  Quantum Wells [J]. *Phys Rev B*, 2005, **72**(3): 035321.
- [9] Chao-Xing Liu, Xiao-Liang Qi, Xi Dai, et al. Quantum Anomalous Hall Effect in  $Hg_{1-y}Mn_yTe$  Quantum Wells [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **101**(14): 146802.
- [10] Furdyna J K. Diluted Magnetic Semiconductors [J]. *J Appl Phys*, 1988, **64**(4): 29–64.
- [11] Ando T, Fukuyama H. *HgMnTe Properties* [M]. Berlin: Springer Press, 1988.
- [12] Furdyna J K. Diluted Magnetic Semiconductors: An Interface of Semiconductor Physics and Magnetism [J]. *J Appl Phys*, 1982, **53**(11): 7637–7643.
- [13] Samarth N, Furdyna J K. Diluted Magnetic Semiconductors [J]. *Proceedings of the IEEE*, 1990, **78**(6): 990–1003.
- [14] Kaniewski J, Mycielski A. Optical Absorption in  $Hg_{1-x}Mn_xTe$ ,  $x < 0.2$  Mixed Crystals [J]. *Solid State Commun*, 1982, **41**(12): 959–962.
- [15] 褚君浩. 窄禁带半导体物理学 [M]. 北京: 科学出版社, 2005.
- [16] Lewicki A, Schindler A I, Miotkowski I, et al. Specific Heat of  $Cd_{1-x}Co_xTe$  and  $Cd_{1-x}Co_xSe$  at Low Temperatures [J]. *Phys Rev B*, 1991, **43**(7): 5713–5718.
- [17] Villeret M, Rodriguez S. Energy Level Spectra of Co and Fe in Diluted Magnetic Semiconductors [J]. *Physica B*, 1990, **162**(2): 89–114.
- [18] Villeret M, Rodriguez S. Energy-level Spectra of Transition-metal Ions in II-VI Semiconductors [J]. *Phys Rev B*, 1990, **41**(14): 10028–10042.
- [19] John Lambe, Chihiro Kikuchi. Paramagnetic Resonance of Cdte: Mn and CdS: Mn [J]. *Phys Rev*, 1960, **119**(4): 1256–1260.
- [20] Twardowski A. Magnetic Properties of Fe-based Dilutedmagnetic Semiconductors [J]. *J Appl Phys*, 1990, **67**(9): 5108–5113.
- [21] Savage H, Rhyne J J, Holm R, et al. Magnetic Properties of Manganese-doped Mercury Telluride [J]. *Phys Stat Sol (b)*, 1973, **58**(2): 685–689.
- [22] Anderson J R, Górska M, Azevedo L J, et al. Magnetization of  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  [J]. *Phys Rev B*, 1986, **33**(7): 4706–4711.
- [23] Shoichi Nagata, Galazka R R, Mullin D P, et al. Magnetic Susceptibility, Specific Heat, and The Spin-glass Transition in  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  [J]. *Phys Rev B*, 1980, **22**(7): 3331–3343.
- [24] Brandt N B, Moshchalkov V V. Semimagnetic Semiconductors [J]. *Advances in Physics*, 1984, **33**(3): 193–256.
- [25] Ven-Chung Lee. Indirect Exchange Interaction in The Zero-gap Semiconductor  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  [J]. *Phys Rev B*, 1988, **37**(15): 8849–8854.
- [26] Rigaux C, Mycielski A, Barilero G, et al. Magneto-optical Study of The Spin Freezing in  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  Semimagnetic Semiconductors [J]. *Phys Rev B*, 1986, **34**(5): 3313–3318.

- [27] Lundgren L, Svedlindh P, Beckman O, et al. Measurement of Complex Susceptibility on A Metallic Spin-glass with Broad Relaxation Spectrum [J]. *J Magn Magn Mater*, 1981, **25**(1): 33–38.
- [28] Lundgren L, Svedlindh P, Beckman O, et al. Low-field Susceptibility Measurements on A Au-Fe Spin-glass [J]. *J Phys F*, 1982, **12**(11): 2663–2673.
- [29] Spalek J, Lewicki A, Tarnawski Z, et al. Magnetic Susceptibility of Semimagnetic Semiconductors [J]. *Phys Rev B*, 1986, **33**(5): 3407–3418.
- [30] Twardowski A, Swagten H J M, Demianiuk M, et al. Magnetic Properties of The Diluted Magnetic Semiconductor  $Zn_{1-x}Fe_xSe$  [J]. *Phys Rev B*, 1989, **39**(4): 2568–2577.
- [31] Galazka R R, Shoichi Nagata, Keesom P H, et al. Paramagnetic-spin Glass-antiferromagnetic Phase Transitions in  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  from Specific Heat and Magnetic Susceptibility Measurements [J]. *Phys Rev B*, 1980, **22**(7): 3344–3355.
- [32] 王泽温. 稀磁半导体  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  的晶体生长及性能表征 [D]. 西安: 西北工业大学, 2007.
- [33] Wojtowicz T, Mycielski A. Magnetic Field Induced Nonmetal-metal Transition in The Open-gap  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  [J]. *Physica B+C*, 1983, 117–118 (Part 1): 476–478.
- [34] Sawicki M, Dietl T, Kossut J, et al. Influence of s-d Exchange Interaction on The Conductivity of  $Cd_{1-x}Mn_xSe$ : In in The Weakly Localized Regime [J]. *Phys Rev Lett*, 1986, **56**(5): 508–511.
- [35] Aggarwal R L, Furdyna J K. Diluted Magnetic (Semimagnetic) Semiconductors [M]. Boston: Materials Research Society, 1987.
- [36] Wojtowicz T, Dietl T, Sawicki M, et al. Metalinsulator Transition in Semimagnetic Semiconductors [J]. *Phys Rev Lett*, 1986, **56**(22): 2419–2422.
- [37] Hagston W E, Becker W M. Impuritybound Magnetic Polarons in Diluted Magnetic Semiconductors [J]. *Phys Rev B*, 1994, **50**(8): 5264–5271.
- [38] Warnock J, Wolff P A. Sphericalmodel of Acceptor-associated Boundmagnetic Polarons [J]. *Phys Rev B*, 1985, **31**(10): 6579–6587.
- [39] Ram-Mohan L R, Wolff P A. Energetics of Acceptor-bound Magnetic Polarons in Diluted Magnetic Semiconductors [J]. *Phys Rev B*, 1988, **38**(2): 1330–1339.
- [40] Nhung T H, Planel R, Benoit C, et al. Acceptor-bound Magnetic Polaron in  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  Semimagnetic Semiconductors [J]. *Phys Rev B*, 1985, **31**(4): 2388–2395.
- [41] Bugajski M, Becla P, Wolff A, et al. Acceptorbound Magnetic Polarons in  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  [J]. *Phys Rev B*, 1988, **38**(15): 10512–10516.
- [42] Shapira Y, Oliveira N F, Ridgley D H, et al. Magnetoresistance and Hall Effect near The Metal-insulator Transition of  $Cd_{1-x}Mn_xSe$  [J]. *Phys Rev B*, 1986, **34**(6): 4187–4198.
- [43] Shapira Y, Oliveira N F, Becla P, et al. Magnetoresistance and Hall Effect near The Metal-insulator Transition of N-type  $Cd_{0.95}Mn_{0.05}Te$  [J]. *Phys Rev B*, 1990, **41**(9): 5931–5941.
- [44] Kolodziejek L A, Sakamoto T, Gunshor R L, et al. Molecular Beam Epitaxy of  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  [J]. *Appl Phys Lett*, 1984, **44**(8): 799–801.
- [45] Galazka R R, Gelmont B L, Ivanov-Omskii W I, et al. Photoluminescence of Semimagnetic Semiconductor  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  [J]. *Solid State Commun*, 1986, **58**(5): 311–313.
- [46] Gelmont B L, Galazka R R, Ivanov-Omskii V I, et al. Recombination Processes of Photoluminescence in Narrow-gap Semimagnetic Semiconductors  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  [J]. *Semicond Sci Technol*, 1988, **3**(5): 514.
- [47] Dillon Jr J F, Furdyna J K, Debska V, et al. Faraday Rotation in  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  at 1.3 and 1.55  $\mu m$  [J]. *J Appl Phys*, 1990, **67**(9): 4917–4919.
- [48] Mycielski A, Rigaux C, Menant M, et al. Spin-glass Phase-transition in  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  Semimagnetic Semiconductors [J]. *Solid State Commun*, 1984, **50**(3): 257–260.
- [49] Ghislotti G, Masseroni C, Zappettini A, et al. Room Temperature Photoinduced Faraday Rotation in  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  Alloys at 1550 nm [J]. *Appl Phys Lett*, 1998, **72**(26): 3417–3419.
- [50] Krenn H, Zawadzki W, Bauer G, et al. Optically Inducedmagnetization in A Dilute Magnetic Semiconductor:  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  [J]. *Phys Rev Lett*, 1985, **55**(14): 1510–1513.
- [51] Krenn H, Kaltenegger K, Dietl T, et al. Photoinduced Magnetization in Dilute Magnetic (Semimagnetic) Semiconductors [J]. *Phys Rev B*, 1989, **39**(15): 10918–10934.
- [52] Heiman D, Shapira Y, Foner S, et al. Spin-flip Raman Scattering, Boundmagnetic Polaron, and Fluctuations in  $(Cd,Mn)Se$  [J]. *Phys Rev B*, 1983, **27**(8): 4848–4860.
- [53] Dietl T, Spalek J. Effect of Fluctuations Ofmagnetization on The Bound Magnetic Polaron: Comparison with Experiment [J]. *Phys Rev Lett*, 1982, **48**(5): 355–358.
- [54] Dietl T, Spalek J. Effect of Thermodynamic Fluctuations of Magnetization on The Bound Magnetic Polaron in Dilute Magnetic Semiconductors [J]. *Phys Rev B*, 1983, **28**(3): 1548–1563.
- [55] Nawrocki M, Planel R, Fishman G, et al. Exchange-induced Spin-flip Raman Scattering in A Semimagnetic Semiconductor [J]. *Phys Rev Lett*, 1981, **46**(11): 735–738.