

负带隙 HgCdTe 体材料的磁输运特性研究

沈丹萍 张晓东 孙艳 康亭亭 戴宁 褚君浩 俞国林

Magnetotransport property of negative band gap HgCdTe bulk material

Shen Dan-Ping Zhang Xiao-Dong Sun Yan Kang Ting-Ting Dai Ning Chu Jun-Hao Yu Guo-Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 247301 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.247301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.247301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

长程表面等离子体的增强效应

Long-range surface plasmon polariton enhancement in double-electrode structure

物理学报.2017, 66(22): 227302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.227302>

Sr 掺杂对 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ 界面电子结构的影响

Effect of Sr doping on electronic structure of $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterointerface

物理学报.2017, 66(18): 187301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.187301>

基于混合周期栅网结构的频率选择表面设计研究

Design and study of frequency selective surface based on hybrid period metallic mesh

物理学报.2015, 64(6): 067302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.067302>

拓扑绝缘体 Bi_2Se_3 中层堆垛效应的第一性原理研究

Stacking effects in topological insulator Bi_2Se_3 : a first-principles study

物理学报.2014, 63(18): 187303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.187303>

光学透明频率选择表面的设计研究

Design and study of optically transparent band-pass frequency selective surface

物理学报.2013, 62(14): 147304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.147304>

负带隙HgCdTe体材料的磁输运特性研究*

沈丹萍¹⁾²⁾ 张晓东¹⁾ 孙艳²⁾ 康亭亭²⁾ 戴宁²⁾
褚君浩²⁾ 俞国林^{2)†}

1)(东华大学理学院, 上海 201620)

2)(中国科学院上海技术物理研究所, 红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

(2017年6月14日收到; 2017年9月1日收到修改稿)

通过单晶生长了Cd组分为0.1的p型HgCdTe体材料, 并制备了具有倒置型能带序的HgCdTe场效应器件. 通过磁输运测试, 在负带隙HgCdTe体材料中观察到明显的量子霍尔平台效应和Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡效应, 证明样品具有较好的质量. 利用SdH振荡对 $1/B$ 关系的快速傅里叶变换, 得到了样品的零场自旋分裂能约为26.55 meV, 证明样品中存在强自旋-轨道耦合作用. 进一步分析SdH中的拍频节点估算了样品中的有效 g 因子约为-11.54.

关键词: HgCdTe, Shubnikov-de Haas 振荡, 零场自旋分裂能

PACS: 73.20.-r, 73.43.-f, 75.47.-m

DOI: 10.7498/aps.66.247301

1 引言

HgCdTe 具有闪锌矿型晶体结构, 其能带结构随 Cd 原子的组分而变化^[1]. 当 Cd 组分位于临界点 $x_c = 0.165$ 时, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的导带与价带在 Γ 点重合, 成为带隙为零的半金属^[2]. 当 $x > 0.165$ 时, 其能带结构与具有正常能带序的 CdTe 类似, 是一种典型的窄禁带半导体, 其带隙刚好对应于红外波段且具有良好的可调控性, 因而被广泛应用于红外探测器^[3-5]. 当 $0 \leq x < 0.165$ 时, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 能带结构与 HgTe 类似, 具有倒置型能带序. 张守晟团队^[6] 率先在 HgTe/HgCdTe 量子阱中预言了量子自旋霍尔效应的存在, 并通过实验得到证实^[7], 极低温下在此结构中可以观察到拓扑绝缘导电态. 近期的研究表明, 通过对 HgTe/HgCdTe 量子阱施加较高的压应力, 其带隙可达 55 meV, 有望实现高温拓扑绝缘体^[8].

近年来, 自旋器件因其独特的性质越来越受到人们的关注^[9,10], 如何在半导体材料中操纵电子自

旋是材料研究中的一个热点. Chen 等^[11] 则通过红外磁光谱研究了 ZrTe_5 在外加磁场下从 Dirac 半金属到拓扑线节点半金属的转变过程中朗道能级分裂变化, 微小的外加磁场就能使三维 Dirac 费米子产生相当大的 Zeeman 效应. Kretinin 等^[12] 则研究了高质量 InAs 纳米线中强耦合量子点的近藤效应, 发现由于 InAs 中存在强自旋-轨道耦合作用, 磁场对近藤效应的抑制作用要远高于 Zeeman 分裂中 g 因子的影响. 这些近期的研究成果都是围绕磁场对电子自旋的调控作用展开的, 为我们的研究提供了一定的指导.

对 HgCdTe 这类窄禁带半导体而言, 其自旋-轨道耦合作用是一项研究重点. HgCdTe 的自旋-轨道耦合作用与带隙有着密切联系, 随着带隙的减小, 自旋-轨道耦合作用增强. 魏来明等^[13] 利用零场附近的反弱局域现象, 得到 $\text{Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$ 中零场自旋分裂能约为 3.3 meV; 高矿红等^[14] 则发现 $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ 薄膜反型层中的自旋分裂能可以通过栅极电压在 6.95—9.06 meV 之间进行调控. 而在 HgTe/HgCdTe 量子阱中仇志军等^[15] 发现其

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0202201) 和国家自然科学基金 (批准号: 11774367) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yug@mail.sitp.ac.cn

Rsshba 自旋分裂能可达 28.2 meV. 可见 HgCdTe 是制备自旋电子器件的有力候选材料之一.

目前, 对 Cd 组分小于临界点 $x_c = 0.165$ 的倒置型能带序 HgCdTe 体材料的研究还鲜有报道. 本文通过单晶生长了 Cd 组分为 0.1 的 p 型 HgCdTe 体材料, 然后在其表面通过阳极氧化的方法使氧化层与体材料界面交界处形成反型层, 制备了具有倒置型能带序的 HgCdTe 场效应器件. 利用磁输运测试, 在样品中观察到了量子霍尔平台效应和 Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡效应. 通过分析 SdH 振荡效应, 得到样品的零场自旋分裂能约为 26.55 meV.

2 实验

通过单晶生长制备了 $\text{Hg}_{0.9}\text{Cd}_{0.1}\text{Te}$ 体材料. 将样品在碱性溶液中进行阳极氧化^[16], 使其在表面形成厚度约为 80 nm 的氧化层. 该氧化层有两种效果: 一是能够将样品表面与外界空气隔离以保护样品; 二是将 HgCdTe 体材料表面钝化, 从而在氧化层与 HgCdTe 体材料交界处形成反型层, 即二维电子气.

采用范德堡测试方法^[17], 将样品切成 $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ 的方块, 在方块的四个顶角上用金属钢制作四个电极以形成欧姆接触. 测试在低温超导磁体系统中进行, 磁场垂直于样品表面, 温度维持在 1.5 K. 给样品通以 rms 值为 $1\ \mu\text{A}$ 和频率为 13.333 Hz 的低频交流电流, 再通过锁相放大器来测量磁阻值以获得样品的各项磁输运参数.

3 实验结果与讨论

图 1 给出了样品在温度为 1.5 K 时纵向磁阻 ρ_{xx} 和霍尔磁阻 R_{xy} 随磁场的变化. 如图 1 所示, 在高场范围内霍尔磁阻呈现出良好的量子霍尔平台, 表明在氧化层与 HgCdTe 体材料交界处确实形成了二维电子气. 在低场范围内, R_{xy} 呈现类抛物线型变化; 高场范围内, 霍尔平台偏离了标准霍尔平台数值 $h/(ie^2)$, 这是由于样品内部存在着并联平行电导^[18]. 该平行电导主要来源于 HgCdTe 体材料内的载流子. 我们的样品是 Cd 组分为 0.1 的负带隙 HgCdTe 体材料, 由于它本身的电阻非常小, 二维电子气与之并联后呈现出的电阻就变得很小.

这也是导致纵向磁阻 ρ_{xx} 在高场范围内本应该呈现的 SdH 振荡现象变为图 1 中曲线的原因.

由于低场范围内 R_{xy} 受到平行电导的干扰, 其低场拟合直线严重偏离霍尔平台的中心, 因此这里不采用线性拟合低场范围内 R_{xy} 随磁场的变化来获得霍尔浓度. 通过分析纵向磁阻 ρ_{xx} 的 SdH 振荡来获得样品的载流子浓度及各项参数. 为了更加清楚地研究 SdH 振荡的信息, 对纵向磁阻 ρ_{xx} 进行了去背底处理, 如图 2 所示. 从图 2 观察到明显的拍频现象, 在 $\nu = 12$ 和 $\nu = 13$ 之间出现了拍频节点.

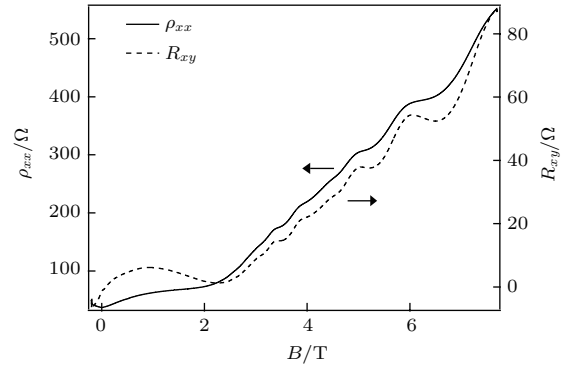


图 1 温度为 1.5 K 时, 样品在垂直磁场下纵向磁阻 ρ_{xx} (左轴) 和霍尔磁阻 R_{xy} (右轴) 随磁场的变化
Fig. 1. The longitudinal (left scale) and transverse resistance (right scale) at 1.5 K.

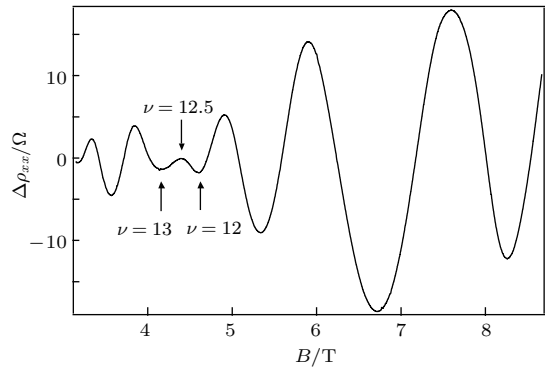


图 2 对 SdH 振荡进行去背底处理后得到的变化曲线
Fig. 2. Remove the background resistance from SdH oscillations.

根据填充因子 $\nu = 2E_F/(\hbar\omega_c)$ 及 $E_F = \hbar^2 k_F^2/(2m^*)$ (\hbar 代表普朗克常数, E_F 代表费米能级, ω_c 为电子的回旋共振频率, k_F 表示费米波矢, m^* 是电子的有效质量) 可以得出填充因子 ν 与磁场的倒数的关系式 $\nu = hn/(eB)$. 如图 3 所示, 通过线性拟合填充因子 ν 随 $1/B$ 的变化可以得到斜率 $k = hn/e = 53.758$, 从而得到电子浓度 $n = 1.3 \times 10^{16}\text{ m}^{-2}$. 从图 3 可以观察到拍频节点的位置正好处于 $\nu = 12$ 和 $\nu = 13$ 之间, 推测其约

为12.5. 所有的点都基本在拟合直线附近, 说明样品中不存在第二子带振荡, 所得电子浓度也要低于仇志军等^[15]在HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te量子阱中得到的浓度($1.86 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$), 表明本文的样品是单子带占据系统.

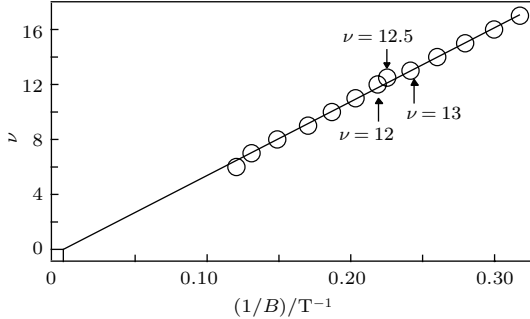


图3 填充因子 ν 随磁场的倒数 $1/B$ 变化的拟合直线
Fig. 3. Filling factor ν versus the reciprocal of the magnetic field.

为了分析拍频现象的成因, 进一步用快速傅里叶变换 (fast Fourier transform, FFT) 研究了SdH振荡曲线, 如图4所示, 从图中观察到明显劈裂的双峰, 表明确实存在两个频率相近的振荡引起了拍频现象. 引起拍频现象的原因主要有两个: 一是零场自旋分裂; 二是磁致子带间散射. 仅凭拍频难以断定是自旋分裂的贡献还是磁致子带间散射的贡献^[19]. 从SdH振荡的拟合分析中已发现本文的样品是单子带占据系统, 而在单子带系统中不会出现磁致子带间散射, 从而可以确定在样品中是零场自旋分裂导致了拍频现象的产生. 因此可以从SdH振荡来分析样品的零场自旋分裂能及有效 g 因子. 从FFT曲线峰值的对应频率可以计算样品电子浓度, 由 $n = (f_1 + f_2)e/h$ 得到电子浓度为 $1.32 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$, 与前文所得电子浓度非常接近, 说明我们的拟合直线是比较理想的.

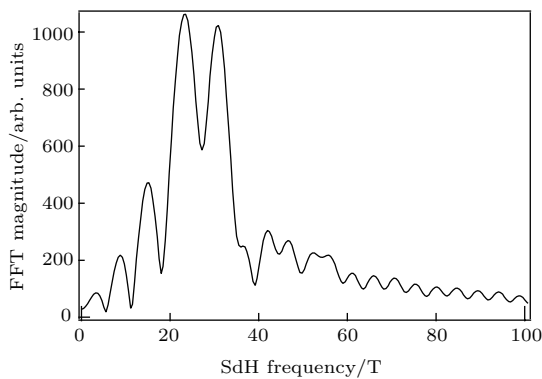


图4 SdH振荡曲线FFT结果
Fig. 4. Fourier transform of the SdH oscillations.

电子总自旋分裂包括Zeeman分裂、Rashba自旋-轨道耦合和Dresselhaus自旋-轨道耦合, 拍频节点与这三种机制都有关系^[20]. 与需要外加磁场才能产生Zeeman分裂不同, Rashba自旋-轨道耦合和Dresselhaus自旋-轨道耦合这两种由自旋-轨道耦合引起的自旋分裂在零磁场下就存在, 因而被称为零场自旋分裂. 当Rashba自旋-轨道耦合和Dresselhaus自旋-轨道耦合强度相当时, 由于两者受时间反演转换影响, 零场自旋分裂能近乎于零, 拍频节点消失^[20]. 图2中明显的拍频振荡表明必定是两者之一占据了主导作用. Dresselhaus自旋-轨道耦合主要由体反演不对称引起, 而Rashba自旋-轨道耦合则主要由结构反演不对称引起. 理论和实验研究都表明, 对窄禁带半导体而言, 电子的自旋分裂主要由结构反演不对称性引起^[21]. 当电子浓度达到 10^{16} m^{-2} 时, 倒置型能带序材料第一导带子带的重空穴特性会显著增强Rashba自旋分裂^[15]. 因而在负带隙HgCdTe体材料中Rashba自旋-轨道耦合占具主导作用, Dresselhaus自旋-轨道耦合作用相对而言可忽略.

由上所述, 电子的自旋分裂能包括零场自旋分裂能和Zeeman分裂能两个部分, 一般可写为^[22]

$$\delta = \Delta_0 + \delta_1 \hbar \omega_c + \delta_2 (\hbar \omega_c)^2 + \dots, \quad (1)$$

其中, 右边第一项为零场自旋分裂能, 第二项为一阶Zeeman分裂能, 第三及以上项为高阶Zeeman分裂能项, 电子的Zeeman分裂与总磁场成正比, 在低场范围内高阶项可忽略. 因而(1)式也可简单地近似写为^[23]

$$\delta = \Delta_0 + g^* \mu_B B. \quad (2)$$

忽略Dresselhaus自旋-轨道耦合作用后, 当单个自旋简并子带的自旋简并被由Rashba效应引起的零场自旋分裂解除时, 如果自旋向上电子和自旋向下电子的浓度相近, 则自旋向上电子的SdH振荡和自旋向下电子的SdH振荡的周期相近, 叠加在一起就可能产生拍频. 总振幅可以表示为自旋向上电子SdH振荡和自旋向下电子SdH振荡的叠加^[24,25]:

$$\Delta \rho_{xx} = 2\rho_0 \sum_{\pm} D(T) \exp\left(-\frac{\pi}{\mu_q B}\right) \times \cos\left[\frac{2\pi(E_F - E_{\pm})}{\hbar \omega_c} - \pi\right], \quad (3)$$

其中 $E_{\pm} = E \pm \delta/2$ 是自旋向上和自旋向下子带的能量. 在(2)式的近似下, (3)式余弦项

$\cos[2\pi(E_F - E_{\pm})/(\hbar\omega_c) - \pi] = \cos[\pi(nh \mp m^* \Delta_0/\hbar)/(eB) \mp \pi m^* g^*/(2m_0) - \pi]$ 关于 $1/B$ 的频率分别为 $f_{\pm} = (nh \mp m^* \Delta_0/\hbar)/(2e)$, 由此得到 $\Delta_0 = e\hbar(f_- - f_+)/m^*$ 以及 $n = e(f_+ + f_-)/h$, 都与有效 g 因子无关. 当根据 Yang 等^[26] 的报道取 $m^* = 0.0185m_0$ 时, 由上述 FFT 得到的自旋子带的 SdH 磁阻振荡频率差可以得到零场自旋分裂能 $\Delta_0 = 46.38$ meV, 比仇志军等^[15] 报道的 HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te 量子阱中的 Rashba 自旋分裂能 (28.2 meV) 更大. 从带隙结构上讲, 根据 Laurenti 等^[27] 的分析可以得到本文的样品在 1.5 K 时 $E_g = -0.124$ eV, 而 HgTe 在相同温度下 $E_g = -0.303$ eV, 因而本文的样品的零场自旋分裂能应该比仇志军等获得的结果小才合理. 根据仇志军等^[15] 的报道 $m^* = (0.044 \pm 0.005)m_0$ 及 Yang 等^[26] 的报道 $m^* = 0.0185m_0$ 做插值时得 $m^* = 0.0323m_0$, 则零场自旋分裂能 $\Delta_0 = 26.55$ meV, 小于仇志军等的结果且大于魏来明等^[13] 和高矿红等^[14] 的结果. Hg_{0.9}Cd_{0.1}Te 的带隙宽度介于 HgTe 和 Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te 之间, 其自旋-轨道耦合强度应当也是介于两者之间, 因而这一结果较符合从带隙结构而言的期望值.

根据 (2) 式与 SdH 振荡中的拍频节点可估算有效 g 因子. (3) 式也可化为^[18]

$$\begin{aligned} \Delta\rho_{xx}(B) &= 4\rho_0 D(T) \exp\left(-\frac{\pi}{\mu_q B}\right) \cos\left[\frac{2\pi(E_F - E)}{\hbar\omega_c} - \pi\right] \\ &\times \cos\left(\frac{\pi\delta}{\hbar\omega_c}\right). \end{aligned} \quad (4)$$

第一个余弦项是频率项, 决定了总的 SdH 振荡的频率, 第二个余弦项是振幅包络项. 当零场自旋分裂 Δ_0 存在时, 振幅包络 $\cos(\pi\delta/\hbar\omega_c)$ 是 $1/B$ 的周期函数. 当 $|\delta|/(\hbar\omega_c) = n + 1/2$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) 时, 振幅包络为零, 出现拍频节点^[22]. 因此可由拍频节点估算总自旋分裂能 $\delta = \hbar\omega_c(n + 1/2)$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). 根据 Teran 等^[28] 对拍频节点的分析, 从图 2 观察到的拍频节点对应于 $\delta = (3/2)\hbar\omega_c$, 由此可得 $\delta = 23.62$ meV. 由 (2) 式得 $g^* = (\delta - \Delta_0)/(\mu_B B) = -11.54$, 小于仇志军等^[15] 得到的 $g^* = -18.2$, 但在同一个数量级, 与零场自旋分裂能的趋势保持一致. Yakunin 等^[29] 报道了具有倒置能带序的 HgTe/Hg_{0.76}Cd_{0.24}Te 量子阱中二维电子系统的自旋极化率, 用重合法得到的结果是 $|m_r^* g^*| = 0.786$. 本文样品的自旋极化率 $|m_r^* g^*|$ 约为 0.373, 显然比

Yakunin 等的结果要小, 主要是因为本文在低场范围内做了近似估算, 而他们得到的是高场自旋极化率. 高场范围内 Zeeman 分裂增强, 有效 g 因子值增大, 从而高场自旋极化率要大于低场自旋极化率. Zhang 等^[30] 通过重合法得到的 [001] 方向的 HgTe/HgCdTe 量子阱中二维电子系统的自旋极化率在 0.4 到 1.7 之间, 低场内的值与本文的结果比较接近, 表明本文样品具有与 HgTe 类似的能带结构性质. g^* 本身是自旋-轨道耦合直接导致的一个量, 随着带隙的减小, 自旋-轨道耦合作用增强, 有效 g 因子不断减小, 甚至变成负值^[31]. HgCdTe 本身具有窄禁带的特点, 而 Cd 组分为 0.1 时其带隙为负, 价带与导带的耦合作用非常强, 有效 g 因子的值与这一特质是相符合的.

4 结 论

通过分析负带隙 HgCdTe 体材料反型层中的 SdH 振荡现象, 发现其具有非常大的零场自旋分裂能, 约为 26.55 meV, 表明材料中存在强烈的 Rashba 自旋-轨道耦合. 负带隙 HgCdTe 体材料所具有的倒置型能带序使其第一子能带具有重空穴特性以及强烈的自旋-轨道分裂, 两者都导致了 Rashba 自旋-轨道耦合作用的增强. 这些研究结果对今后设计和研发自旋电子器件提供了积极的实验基础.

参考文献

- [1] Hansen G L, Schmit J L, Casselman T N 1982 *J. Appl. Phys.* **53** 7099
- [2] Chu J H 2005 *Narrow-band Semiconductor Physics* (Beijing: Science Press) p120 (in Chinese) [褚君浩 2005 窄禁带半导体物理学 (北京: 科学出版社) 第 120 页]
- [3] Hu W D, Liang J, Yue F Y, Chen X S, Lu W 2016 *J. Infrared Millim. Wave* **35** 25 (in Chinese) [胡伟达, 梁健, 越方禹, 陈效双, 陆卫 2016 红外与毫米波学报 **35** 25]
- [4] Gawron W, Martyniuk P, Koblowski A, Kolwas K, Stepień D, Piotrowski J, Madejczyk P, Pedzińska M, Rogalski A 2016 *Solid. State. Electron.* **118** 61
- [5] Kopytko M, Rogalski A 2016 *Prog. Quant. Electron.* **47** 1
- [6] Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C 2006 *Science* **314** 1757
- [7] König M, Wiedmann S, Brune C, Roth A, Buhmann H, Molenkamp L W, Qi X L, Zhang S C 2007 *Science* **318** 766
- [8] Leubner P L, Lunczer L K, Brüne C T, Buhmann H T, Molenkamp L R W 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 086403

- [9] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, Molnar S V, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M 2000 *Science* **294** 1488
- [10] Sarma S D 2001 *Am. Sci.* **89** 516
- [11] Chen R Y, Chen Z G, Song X Y, Schneeloch J A, Gu G D, Wang F, Wang N L 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 176404
- [12] Kretinin A V, Shtrikman H, Goldhaber-Gordon D, Hanl M, Weichselbaum A, von Delft J, Costi T, Mahalu D 2011 *Phys. Rev. B* **84** 245316
- [13] Wei L M, Liu X Z, Yu G L, Gao K H, Wang Q W, Lin T, Guo S L, Wei Y F, Yang J R, He L, Dai N, Chu J H 2013 *J. Infrared Millim. Wave* **32** 141 (in Chinese) [魏来明, 刘新智, 俞国林, 高矿红, 王奇伟, 林铁, 郭少令, 魏彦锋, 杨建荣, 何力, 戴宁, 褚君浩 2013 红外与毫米波学报 **32** 141]
- [14] Gao K H, Wei L M, Yu G L, Yang R, Lin T, Wei Y F, Yang J R, Sun L, Dai N, Chu J H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 027301 (in Chinese) [高矿红, 魏来明, 俞国林, 杨睿, 林铁, 魏彦锋, 杨建荣, 孙雷, 戴宁, 褚君浩 2012 物理学报 **61** 027301]
- [15] Qiu Z J, Gui Y S, Shu X Z, Dai N, Guo S L, Chu J H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1186 (in Chinese) [仇志军, 桂永胜, 疏小舟, 戴宁, 郭少令, 褚君浩 2004 物理学报 **53** 1186]
- [16] Ahearn J S, Davis G D, Byer N E 1982 *J. Vac. Sci. Technol.* **20** 756
- [17] van der Pauw L J 1958 *Philips. Tech. Rev.* **20** 220
- [18] Buget M, Karavolas V C, Pceters F M, Singleton J, Nicholas R J, Herlach F, Harris J J, van Hove M, Borghs G 1995 *Phys. Rev. B* **52** 12218
- [19] Rowe A C H, Nehls J, Stradling R A 2001 *Phys. Rev. B* **63** 201307
- [20] Yang W, Chang K 2006 *Phys. Rev. B* **73** 045303
- [21] Das B, Datta S, Reifenberger R 1990 *Phys. Rev. B* **41** 8278
- [22] Das B, Miller D C, Datta S, Reifenberger R, Hong W P, Bhattacharya P K, Singh J, Jaffe M 1989 *Phys. Rev. B* **39** 1411
- [23] Wei L M 2012 *Ph. D. Dissertation* (Shanghai: Shanghai Institute of Technical Physics, CAS) (in Chinese) [魏来明 2012 博士学位论文 (上海: 中国科学院上海技术物理研究所)]
- [24] Coleridge P T, Stoner R, Fletcher R 1989 *Phys. Rev. B* **39** 1120
- [25] Zhou Y M 2010 *Ph. D. Dissertation* (Shanghai: Shanghai Institute of Technical Physics, CAS) (in Chinese) [周远明 2010 博士学位论文 (上海: 中国科学院上海技术物理研究所)]
- [26] Yang R, Gao K H, Wei L M, Liu X Z, Hu G J, Yu G L, Lin T, Guo S L, Wei Y F, Yang J R, He L, Dai N, Chu J H, Austing D G 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 042103
- [27] Laurenti J P, Camassel J, Bouhemadou A, Toulouse B, Legros R, Lusson A 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 6454
- [28] Teran F J, Potemski M, Maude D K, Andrearczyk T, Jaroszynski J, Karczewski G 2002 *Appl. Phys. Lett.* **88** 186803
- [29] Yakunin M V, Podgornykh S M, Mikhailov N N, Dvoretzky S A 2010 *Physica E* **42** 948
- [30] Zhang X C, Ortner K, Pfeuffer-Jeschke A, Becker C R, Landwehr G 2004 *Phys. Rev. B* **69** 115340
- [31] Winkler R 2003 *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Elec-tron and Hole Systems* (Berlin: Springer-Verlag) p133

Magnetotransport property of negative band gap HgCdTe bulk material*

Shen Dan-Ping¹⁾²⁾ Zhang Xiao-Dong¹⁾ Sun Yan²⁾ Kang Ting-Ting²⁾ Dai Ning²⁾
 Chu Jun-Hao²⁾ Yu Guo-Lin^{2)†}

1) (Science College, Donghua University, Shanghai 201620, China)

2) (State Key Laboratory of Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

(Received 14 June 2017; revised manuscript received 1 September 2017)

Abstract

In recent years, spintronic devices have attracted more and more attention because of their good characteristics. The spin-orbit coupling of HgCdTe is one of the most important parts in the study of narrow gap semiconductors. The magnetotransport properties of the $\text{Hg}_{0.9}\text{Cd}_{0.1}\text{Te}$ bulk material with an inverted band structure have been hardly reported so far. The spin-orbit coupling strength of HgCdTe is closely related to the band gap. The strength of the spin-orbit coupling increases with the width of the band gap decreasing. Thus, $\text{Hg}_{0.9}\text{Cd}_{0.1}\text{Te}$ should have strong spin-orbit coupling. Meanwhile it should be one of the most suitable materials to fabricate spintronic devices. The main purpose of our experiments is to prove this inference. Inside the sample, Rashba spin-orbit interaction (SOI) strongly influences the spin-splitting due to the lack of structural inversion symmetry. In other words, Rashba SOI is the main part of the zero field spin splitting Δ_0 . The band structure of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ can be precisely tuned by changing the composition of Cd which keeps an inverted band order when $0 < x < 0.165$ and returns to the normal case with the Γ_8 band lying below the Γ_6 band (or equivalently a positive band gap) when $x > 0.165$. In this paper, the p-type HgCdTe bulk material with Cd component of 0.1 is grown by single crystal. Anodic oxidation is used to induce an inversion layer on the HgCdTe bulk, and indium is used to facilitate Ohmic contacts. The magnetoresistance is measured in the van der Pauw configuration, and the magnetic field is applied perpendicularly to the film. All measurements are carried out in an Oxford Instruments He cryogenic system. At 1.5 K and zero gate voltage, the carrier density n is $1.3 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$. Clear Shubnikov-de Haas (SdH) oscillation in ρ_{xx} and quantum Hall plateaus of R_{xy} are observed in the $\text{Hg}_{0.9}\text{Cd}_{0.1}\text{Te}$ bulk material with an inverted band structure is investigated in magnetotransport experiment. This indicates that our sample is a good transistor. Fast Fourier transformation is used to deduce the zero-field spin-splitting Δ_0 which is about 26.55 meV. By studying the beating patterns in SdH oscillations we find that the effective g -factor is about -11.54 . Both the large zero field spin splitting and the negative effective g -factor suggest that $\text{Hg}_{0.9}\text{Cd}_{0.1}\text{Te}$ has really strong spin-orbit coupling. The investigation of SOI in $\text{Hg}_{0.9}\text{Cd}_{0.1}\text{Te}$ can increase our knowledge of Hg-based narrow-gap semiconductors and benefit the field of spintronics.

Keywords: HgCdTe, Shubnikov-de Haas oscillation, zero-field spin-splitting

PACS: 73.20.-r, 73.43.-f, 75.47.-m

DOI: 10.7498/aps.66.247301

* Project supported by the National Key R & D Program of China (Grant No. 2016YFA0202201) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11774367)

† Corresponding author. E-mail: yug@mail.sitp.ac.cn