

HgCdTe 反型层中自旋轨道耦合、塞曼效应及界面粗糙涨落效应研究

涂华垚^{1,2}, 吕蒙¹, 张松然^{1,3}, 俞国林^{1*}, 孙艳¹, 康亭亭¹, 陈鑫¹, 戴宁¹

(1. 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;

2. 中国科学院大学, 北京 100084;

3. 上海理工大学 材料科学与工程学院, 上海 200093)

摘要: 通过实验测量, 研究了 HgCdTe 反型层中自旋轨道耦合、塞曼效应及界面粗糙涨落效应。采用理论模型对不同温度及不同平行磁场下的反弱局域效应进行分析, 结果表明, 在平行磁场中, 界面粗糙涨落效应与塞曼效应均会对 HgCdTe 反型层的反弱局域效应产生抑制作用。其中, 界面粗糙涨落效应表现为产生一个二维电子气法向的弱局域效应, 对样品施加平行磁场会首先抑制界面粗糙涨落效应导致的法向弱局域效应, 然后才以塞曼效应继续抑制反弱局域效应。通过对参数 τ/τ_ϕ 与 $|m_r^* g_3^*|$ 的分析表明, 塞曼效应对反弱局域效应的抑制与温度无关。

关键词: 碲镉汞; 自旋轨道耦合; 塞曼效应; 界面粗糙涨落效应

中图分类号: O513 文献标识码: A

Spin-orbit coupling and Zeeman effect in HgCdTe inversion layer with interface microroughness

TU Hua-Yao^{1,2}, LYU Meng¹, ZHANG Song-Ran^{1,3}, YU Guo-Lin^{1*}, SUN Yan¹, KANG Ting-Ting¹, CHEN Xin¹, DAI Ning¹

(1. State Key Laboratory of Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

3. School of Materials Science and Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: The spin-orbit coupling interaction, Zeeman effect and interface microroughness effect in an HgCdTe inversion layer were investigated by experimental measurement. Theoretical models were used to analyze the weak antilocalization (WAL) at different temperatures and in different in-plane magnetic fields. It is found that both the Zeeman effect and the interface microroughness effect will suppress the WAL. And the interface microroughness effect takes effect by facilitating a weak localization in the normal direction of the two-dimensional electron gas (2DEG) plane. With the increasing magnetic field, the interface microroughness induced WL will be suppressed first and then the WAL will be suppressed by Zeeman effect. What's more, the analysis of parameters τ/τ_ϕ and $|m_r^* g_3^*|$ indicates that the Zeeman effect's suppression on WAL does not depend on temperature.

Key words: HgCdTe, spin-orbit interaction, Zeeman effect, interface microroughness effect

PACS: 73. 21. Fg, 73. 40. -c, 73. 43. Qt

收稿日期: 2020-01-15, 修回日期: 2020-09-04

Received date: 2020-01-15, Revised date: 2020-09-04

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFA0202200), 国家自然科学基金(11774367)

Foundation items: Supported by the National Key R & D Program of China (2016YFA0202200), and National Natural Science Foundation of China (11774367)

作者简介(Biography): 涂华垚(1995-), 男, 福建三明人, 硕士研究生, 主要研究领域为异质结量子阱. E-mail: thy2013@whu.edu.cn

*通讯作者(Corresponding author): E-mail: yug@mail.sitp.ac.cn

引言

窄禁带直接带隙半导体材料碲镉汞($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$)是一种由CdTe与HgTe形成的赝二元半导体材料,其具有禁带宽度随组分可调的性质,红外探测范围覆盖了从近红外到甚长波红外波段,加之光吸收率高等优点,使得其被广泛应用于各红外探测领域^[1-2]。此外,HgCdTe还同时具有较强的Rashba自旋轨道耦合相互作用(Spin-Orbit Coupling Interaction, SOI),因此其在未来的自旋电子器件的应用中有很大的应用潜力,如用于制备Datta和Das所提出的自旋场效应晶体管^[3-4]。因此,关于该体系的自旋动力学研究对于这一材料的自旋电子器件应用开发具有重要意义。

二维电子气(Two-Dimensional Electron Gas, 2DEG)体系中的自旋轨道耦合已经在多种材料体系中得到大量研究,多种理论模型也被提出以对实验数据进行分析,比较著名的有ILP模型^[5-6]与Golub模型^[7]。然而,有研究表明,平行磁场下塞曼效应也会对体系的自旋动力学产生影响^[8-9],这种影响的大小可由塞曼自旋分裂能 $g^* \mu_B B_{\parallel}$ 表征(其中 g^* 是电子的有效旋磁因子, μ_B 为玻尔磁子),其基本机理为,随着平行磁场的增大,会导致时间反演对称破缺,同时,电子自旋受外磁场的作用趋向于与外磁场平行,最终电子表现得类似于零自旋的粒子,使得反弱局域效应被减弱^[10-13]。许多研究表明,HgCdTe体系有着很大的 g 因子^[14-18],已报道的大至-100,意味着塞曼效应在这一体系中会具有重要影响。因此,HgCdTe体系是研究自旋轨道耦合以及塞曼效应的理想平台。

在InGaAs等异质结体系中的研究表明,除了塞曼效应外,异质结样品的界面粗糙度也会对体系的自旋动力学产生影响^[6, 19-20]。界面粗糙涨落大,界面存在着较大的界面起伏和较多的缺陷态,从而会对电子的退相干过程产生重要影响。这一效应会使得二维电子气平面的平整度降低,在其中运动的电子,在垂直方向上也存在着运动分量,因此在实际的环境中,界面粗糙涨落效应会对磁阻产生影响^[21]。

目前关于HgCdTe体系中的界面粗糙涨落效应的影响下的自轨道耦合与塞曼效应的竞争还未被研究过。本文通过对具有界面微粗糙的HgCdTe反型层样品在不同倾斜磁场以及不同温度下的磁输运性质进行测量,研究了在有较强粗糙涨落效应的

情况下,自旋轨道耦合与塞曼效应之间的竞争。

1 实验及测量系统

实验中所使用的p型HgCdTe样品是在CdTeZn衬底上由液相外延的方法制备而成。随后将样品在240℃的环境下退火24h以形成氧空位受主。通过将样品置于碱溶液中进行阳极氧化,可以在表面形成氧化层,氧化层与HgCdTe的界面处会发生能带弯曲进而形成二维电子气^[22-23]。最后,将样品进行极低温退火以引入界面粗糙涨落效应。

实验测量使用范德堡测试法,样品被为切为5 mm×5 mm大小,随后通过在样品的四个顶角上使用金属钢电极以实现欧姆接触。磁输运性质测量所使用的设备为牛津仪器公司的TesltronPT低温超导磁体系统。为获取所需的平行磁场,使用了可转动的样品杆,可实现二维电子气平面法向与磁场夹角 θ 的连续变化。首先保持磁场方向固定,而后转动样品台,使其从 θ 略小于90°的初始位置,逐渐旋转到 θ 略大于90°的最终位置。在此过程中,磁场的二维电子气面内分量为 $B_{\parallel} = B \sin\theta$,垂直分量为 $B_{\perp} = B \cos\theta$,二者关系满足 $B_{\parallel} \approx B \gg B_{\perp}$ 。通过这一方法,可以得到一个近似不变的平行磁场和一个小的连续变化的垂直磁场。角度 θ 的具体大小可以根据霍尔电阻的大小仅与垂直磁场有关的原理,通过测量一个与样品平行放置的参考样品的霍尔电阻获得。

2 实验结果及讨论

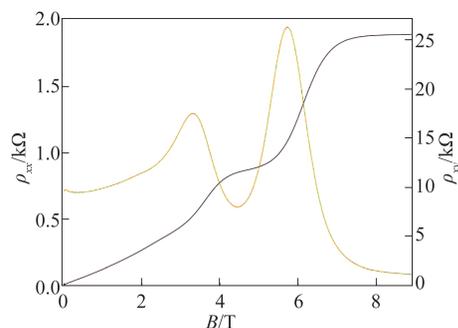


图1 1.32 K温度下,样品在垂直磁场中纵向电阻SdH振荡(红线)及霍尔电阻(黑线)

Fig. 1 The SdH oscillation of longitudinal resistivity (red line) and the Hall resistivity (black line) as a function of perpendicular magnetic field at 1.32 K

图1给出了样品在1.32 K温度下垂直磁场中纵向电阻的SdH振荡图以及霍尔电阻。对低场下的霍尔电阻以及零场电导用 $\rho_{xy} = B/ne$ 与 $\sigma_{xx}(0) = ne\mu$

进行拟合(其中 B 为垂直磁场大小, n 为载流子浓度, e 为电子电量),可以得到电子浓度与电子迁移率分别为 $3.67 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ 与 $0.71 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 均低于报道过的同批次同组分未经极低温退火处理的样品的浓度与迁移率^[24], 这应是界面粗糙涨落效应引起的。

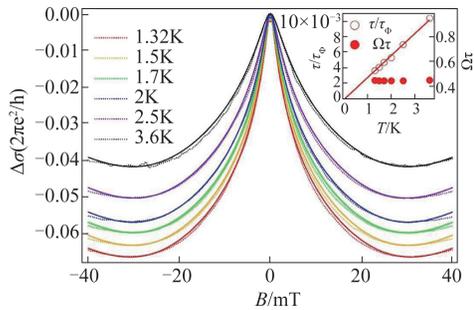


图2 垂直磁场中在变温条件下的反弱局域效应,点线为实验数据,实线为ILP模型的拟合数据。插图为拟合得到的 $\Omega\tau$ 和 τ/τ_ϕ 随温度的变化,红线为 τ/τ_ϕ (T)~T 的拟合曲线。

Fig. 2 Conductance correction and fitting results of WAL effect using ILP model in perpendicular magnetic field at different temperatures. The dotted lines are experimental data and the solid lines are the fitting results of ILP model. The inset gives the temperature dependence of the parameters $\Omega\tau$ and τ/τ_ϕ with red solid line is the fitting curve of τ/τ_ϕ (T)~T

图2给出了在不同温度下磁电导的实验数据。结果表明,反弱局域效应(Weak Antilocalization Effect, WAL)随着温度不断升高在不断减弱,而拐点 B_{\min} (磁电导最小时的磁场大小)随着温度变化几乎不变,这一现象与通常观测到的二维电子气的自旋弛豫过程一致^[25]。此外输运磁场大小也可确定为 $B_{\text{tr}} = \hbar/2e\ell^2 = 64.9 \text{ mT}$, 满足 $B_{\min} \approx 32 \text{ mT} < B_{\text{tr}}$, 表明样品处于扩散输运区。因此,使用ILP模型^[6]对实验数据进行了拟合,得到了拟合参数 τ/τ_ϕ 和 $\Omega\tau$ 与温度的关系($\tau = \mu m^* / e$, 为输运散射时间; τ_ϕ 为相位相干时间; Ω 为自旋轨道耦合有效磁场中的拉莫尔频率),拟合结果也在图2中给出。可以看到, τ/τ_ϕ 与温度成正比,而 $\Omega\tau$ 的大小随温度变化保持在 0.45, 这与二维电子气中的自旋弛豫时间随温度的变化规律相一致^[25]。

1.32 K 温度时,样品在大小不同平行磁场下的磁电导测量结果如图3所示。可以观察到,随着平行磁场的增加,反弱局域效应深度表现为先增加后减小。这与之前已报道的同组分的 HgCdTe 反型层

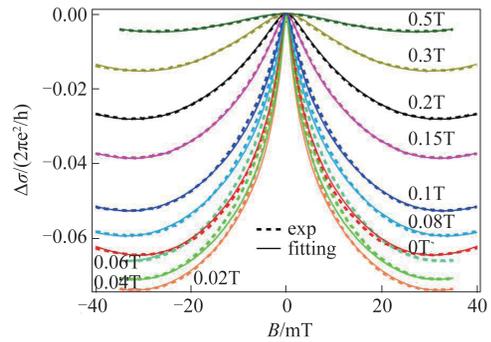


图3 1.32 K 时在不同大小平行磁场中的反弱局域效应,平行磁场大小在相应曲线旁标出,点线为实验数据,实线为ILP模型的拟合结果

Fig. 3 Magnetoconductance and fitting results of WAL effect using modified ILP model in various in-plane magnetic fields at 1.32 K. The in-plane magnetic field intensity is given besides corresponding curve. The dotted lines are experimental results while the solids are fitting curve of the ILP model.

的反弱局域深度随平行磁场增大而单调减小的规律不同。^[24]这种差异应来自于极低温退火所导致的界面粗糙涨落效应。由于存在着界面涨落和缺陷态,电子不仅在二维电子气平面内运动,也会沿着法向运动。有理论研究表明,仅当 Δz 满足 $(k_{\text{r}}\Delta z)^2 \ll (m_{\text{r}}^*g^*)^2(\tau_{\text{so}}/\tau)$ 时(其中 $\Delta z = \left(\langle z_{(x,y)}^2 \rangle - \langle z_{(x,y)} \rangle^2\right)^{1/2}$, k_{r} 为费米波矢),二维电子气的表面粗糙涨落效应才能被忽略^[8-9]。当 $(\Delta z)^2$ 比较大时,这一效应就不可以忽略。当电子在沿着二维电子气法向运动时,由于存在相干效应,两列沿着同一路径相反方向的电子波会存在着弱局域效应。这是由界面涨落致使法向上的弱局域效应导致了样品总体的反弱局域效应,表现出随着平行磁场先增大后减小的行为^[6]。

没有施加平行磁场时,体系的反弱局域效应被弱局域效应部分抵消;存在平面内磁场时,将先抑制弱局域效应,使体系表现为反弱局域效应先增强后减弱。弱局域效应随着温度升高而减弱的规律也可解释界面微粗糙度效应随着温度升高而逐渐减弱的现象。因此,界面粗糙涨落效应可以等效为一定大小的平行磁场,可以忽略系统中的电子在法向的运动来探索自旋轨道耦合和塞曼效应直接的竞争关系,系统近似于无界面粗糙涨落效应的二维电子气系统。

使用 $m_{\text{r}}^*g^*$ 代替 g^* 来研究塞曼效应^[26]。(其中 m_{r}^*

为电子的相对有效质量,在HgCdTe体系中其大小一般为 10^{-2} 。^[23, 25]此外,根据之前的分析,对在分析无界面涨落效应的体系中的自旋轨道耦合与塞曼效应的竞争关系的等式 $\tau_\phi(B_{||})/\tau_\phi(0) = 1/(1 + cB_{||}^2)$ 进行修正^[8, 13],将界面粗糙涨落效应由一定大小的平行磁场抵消,也就是将其中的零平行磁场的参数 $\tau_\phi(0)$ 改为新参数 τ' ,并使 Ω 保持不变,可以得到:

$$\frac{\tau_\phi(B_{||})}{\tau'} = \frac{t}{1 + c'B_{||}^2}, \quad (1)$$

其中, $t = \frac{\tau'}{\tau}$, $c' = \frac{\mu(m_r^*g_3^*)^2}{2(\Omega\tau(0))^2}$, g_3^* 为表征排除界面粗糙涨落效应影响后的塞曼效应强度的参数,类似于无界面粗糙涨落效应体系中的有效g因子,应随温度保持不变。

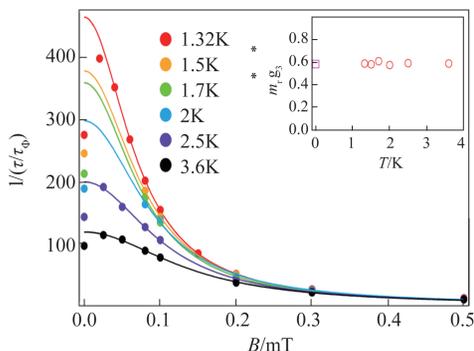


图4 不同温度下通过用ILP模型拟合反弱局域效应得到的参数 $1/(\tau/\tau_\phi(B_{||}))$ 随着平行磁场的变化规律。不同颜色的点和线分别代表不同温度下的实验结果和拟合曲线,拟合公式为式(1)。插图圆点为不同温度下拟合得到的 $|m_r^*g_3^*|$ 的值,方形点为由式(4)推导得出的 $T = 0$ K时的值

Fig. 4 The experimental and fitting results of the dependence of $1/(\tau/\tau_\phi(B_{||}))$ ratio on parallel magnetic field extracted by fitting the ILP model at various temperatures. The points are experimental data while the solid lines are fitting curves of Eq. 1. The inset gives the temperature dependence of the zero-field values of $|m_r^*g_3^*|$. The circles are obtained with Eq. 2 and the square is inferred from fitting result of Eq. 4

利用修正ILP模型对不同温度下的平行磁场中的反弱局域效应进行拟合,得到了 $1/(\tau/\tau_\phi(B_{||}))$ 随平行磁场 $B_{||}$ 变化关系,并用式(1)进行拟合(这里未使用零场的数据点),结果如图4所示。 $1/(\tau/\tau_\phi(B_{||}))$ 的大小与反弱局域效应的深度有关,从图4中可以看到,同一温度下, $1/(\tau/\tau_\phi(B_{||}))$ 的大

小随着 $B_{||}$ 先增加后减小,与之前分析的反弱局域效应深度随着平行磁场的增大而先增加后减小的结果相一致。并且式(1)的拟合曲线与数据点吻合的也很好,表明我们所做的修正是恰当的。从拟合结果中,还可以通过参数 t 与 c' 获取不同温度下的 $|m_r^*g_3^*|$ 值:

$$m_r^*g_3^* = \sqrt{2c'/t} \frac{\Omega\tau(0)}{\mu}, \quad (2)$$

得到的 $|m_r^*g_3^*|$ 值与温度的关系如图4插图所示。 $|m_r^*g_3^*|$ 随着温度几乎不变,约为0.6。与这一参数应不依赖于温度的预期一致。说明这里所采用的修正是正确的。需要注意的是,1.32 K温度下的 $B_{||} = 0.02$ T的数据点与拟合曲线有一定的偏离,这应是由于温度较低,弱局域效应较强,这一平行磁场还不足以抵消法向上的弱局域效应。

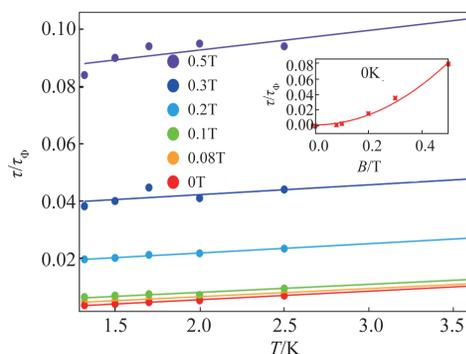


图5 不同平行磁场下的反弱局域效应应用ILP模型拟合得到的 $\tau/\tau_\phi(T)$ 值随温度的变化,不同颜色点和线表示不同的平行磁场,拟合公式为式(3)。插图四角星为拟合得到的 $T = 0$ K时的 $\tau/\tau_\phi(B_{||})$ 的值,实线为式(4)拟合结果

Fig. 5 The $\tau/\tau_\phi(T)$ ratio as a function of temperature extracted by the ILP model. The dots are experimental data and the solid lines are fitting results of Eq. 3. The inset gives the dependence of $\tau/\tau_\phi(B_{||})$ on $B_{||}$ when $T = 0$ K. The points are value of $\tau/\tau_\phi(B_{||})$ obtained by Eq. 3 while the solid line is the fitting curve of Eq. 4

接下来将继续研究同一平行磁场下系统反弱局域效应的 τ/τ_ϕ 随温度变化关系。类似于无界面粗糙涨落效应体系 τ/τ_ϕ 与温度的线性关系^[19]。样品中应该也存在着线性关系,如图5所示:

$$\tau/\tau_\phi(T) = aT + b, \quad (3)$$

其中 a 与 b 均为拟合参量,可以看到,不同平行磁场下,式(3)中的 a 几乎不变。当温度 $T = 0$ K时,有0

K的 $\tau/\tau_\phi = b$ 。 τ/τ_ϕ 随平行磁场的变化如图5插图所示。当平行磁场大小为零时,反弱局域效应的深度应为无穷大;而当平行磁场不为零时,有 $\tau/\tau_\phi(T = 0\text{ K}) \neq 0$,即反弱局域效应深度为有限值,这一现象与塞曼效应对自旋轨道耦合的抑制有关。通过这种方法可以得出 $T = 0\text{ K}$ 时的平行磁场下的反弱局域效应情况。

由于 $T = 0\text{ K}$ 时式(1)左边无穷大,可将其变换为:

$$\frac{\tau'}{\tau_\phi(B_{\parallel})} = \frac{1 + c'B_{\parallel}^2}{t} \quad (4)$$

拟合曲线如图5插图所示,与式(3)得到的 $\tau/\tau_\phi(B_{\parallel})$ 符合得很好。同时,也可以获得 $T = 0\text{ K}$ 时的 $|m_s^*g_s^*|$ 值,如图4插图中的正方形点所示,与之前推导出数值的一致性也很好。综上表明,当排除粗糙涨落效应的影响后,塞曼效应对反弱局域的抑制作用与温度无关。

3 结论

通过对存在粗糙涨落效应HgCdTe样品在不同温度和不同大小平行磁场下进行系统性的磁输运测试,并采用理论模型对数据进行分析发现,存在界面粗糙涨落效应的样品在平行磁场中的反弱局域效应会受到两种抑制作用,其一是界面粗糙涨落效应导致二维电子气法向上的弱局域效应,这一作用可以用一定大小的平行磁场抵消;另一种是塞曼效应,其对反弱局域效应的抑制作用与温度无关。对样品施加平行磁场会首先抑制界面粗糙涨落效应导致的法向弱局域效应,然后才以塞曼效应逐渐抑制反弱局域效应。

REFERENCES

- [1] Rogalski A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook [J]. *Reports on Progress in Physics*, 2005, **68**(10): 2267–2336.
- [2] Rogalski A. HgCdTe infrared detectors – Historical prospect [J]. *Proc SPIE*, 2003, **4999**: 431–442.
- [3] Sher J C A. Physics and properties of narrow gap semiconductors[M]. Springer, New York, NY, 2008.
- [4] Datta S, Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator [J]. *Applied Physics Letters*, 1990, **56**(7): 665–667.
- [5] Iordanskii S, Lyanda-Geller Y B, Pikus G. JETP Lett 60, 206 (1994) [J]. *Pis' ma Zh Eksp Teor Fiz*, 1994, **60**: 199–206.
- [6] Minkov G M, Germanenko A V, Rut O E, et al. Weak antilocalization in quantum wells in tilted magnetic fields [J]. *Physical Review B*, 2004, **70**(15): 155323.
- [7] Golub L E. Weak antilocalization in high-mobility two-dimensional systems [J]. *Physical Review B*, 2005, **71**(23): 23510.
- [8] Mal' Shukov A G, Chao K A, Willander M. Magnetoresistance of a weakly disordered III–V semiconductor quantum well in a magnetic field parallel to interfaces [J]. *Physical Review B*, 1997, **56**(11): 6436–6439.
- [9] Mal' Shukov A G, Frolov V A, Chao K A. Crystal anisotropy effects on the weak-localization magnetoresistance of a III–V semiconductor quantum well in a magnetic field parallel to interfaces [J]. *Physical Review B*, 1999, **59**(8): 5702–5710.
- [10] Studenikin S A, Coleridge P T, Yu G, et al. Electron spin-orbit splitting in a InGaAs/InP quantum well studied by means of the weak-antilocalization and spin-zero effects in tilted magnetic fields [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 2005, **20**(11): 1103–1110.
- [11] Cabañas S, Schäpers T, Thillozen N, et al. Suppression of weak antilocalization in an Al_xGa_{1-x}N/GaN two-dimensional electron gas by an in-plane magnetic field [J]. *Physical Review B*, 2007, **75**(19): 195329.
- [12] Thillozen N, Schäpers T, Kaluza N, et al. Weak antilocalization in a polarization-doped Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructure with single subband occupation [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, **88**(2): 022111.
- [13] Lv M, Yu G, Xu Y, et al. Dependence of spin dynamics on in-plane magnetic field in AlGaN/GaN quantum wells [J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2015, **112**(6): 67003.
- [14] López-Richard V, Marques G E, Trallero-Giner C. Anomalous Landé factor in narrow-gap semiconductor heterostructures [J]. *Solid State Communications*, 2000, **114**(12): 649–654.
- [15] Zhang X C, Ortner K, Pfeuffer-Jeschke A, et al. Effective g factor of n-type HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe single quantum wells [J]. *Physical Review B*, 2004, **69**(11): 1153401–1153407.
- [16] Qiu Z J, Gui Y S, Shu X Z, et al. Giant Rashba spin splitting in HgTe/HgCdTe quantum wells [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(4): 1186–1190.
- [17] Zheng G Z, Guo S L, Tang D Y. Shubnikov-de Haas oscillation in n-Hg_{1-x}Cd_xTe [J]. *Acta Physica Sinica*, 1987, **36**(1): 114–119.
- [18] Gudina S V, Neverov V N, Ilchenko E V, et al. Electron effective mass and g factor in wide HgTe quantum wells [J]. *Semiconductors*, 2018, **52**(1): 12–18.
- [19] Kohda M, Nitta J. Enhancement of spin-orbit interaction and the effect of interface diffusion in quaternary InGaAsP/InGaAs heterostructures [J]. *Physical Review B*, 2010, **81**(11): 115118.
- [20] Mathur H, Baranger H U. Random Berry phase magnetoresistance as a probe of interface roughness in Si MOSFET's [J]. *Physical Review B*, 2001, **64**(23): 235325.
- [21] Meyer J S, Altland A, Altshuler B L. Quantum transport in parallel magnetic fields: A realization of the Berry-Robnik symmetry phenomenon [J]. *Physical Review Letters*, 2002, **89**(20): 206601.
- [22] Liu X Z, Yu G, Wei L M, et al. The nonlinear Rashba effect in Hg_{0.77}Cd_{0.23}Te inversion layers probed by weak antilocalization analysis [J]. *Journal of Applied Physics*,

- 2013, **113**(1): 013704.
- [23] Chu J H, Mi Z Y, Sizmann R, *et al.* Subband structure in the electric quantum limit for $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ [J]. *Physical Review B*, 1991, **44**(4): 1717–1723.
- [24] Sun L, Lv M, Liu X, *et al.* Zeeman splitting and spin-orbit interaction in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ inversion layers [J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2016, **115**(1): 17007.
- [25] Yang R, Gao K, Wei L, *et al.* Weak antilocalization effect in high-mobility two-dimensional electron gas in an inversion layer on p-type HgCdTe [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, **99**(4): 042103.
- [26] Zhu J, Stormer H L, Pfeiffer L N, *et al.* Spin susceptibility of an ultra-low-density two-dimensional electron system [J]. *Physical Review Letters*, 2003, **90**(5): 056805.