

窄禁带稀磁半导体二维电子气的磁阻振荡研究*

朱 博^{1)†} 桂永胜¹⁾ 周文政¹⁾ 商丽燕¹⁾ 仇志军¹⁾ 郭少令¹⁾ 张福甲²⁾ 褚君浩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) 兰州大学物理系, 兰州 730000)

(2005 年 11 月 30 日收到, 2005 年 12 月 30 日收到修改稿)

通过改变温度和磁场方向对调制掺杂的 n 型 $\text{Hg}_{0.82}\text{Cd}_{0.16}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ 第一类量子阱中磁性二维电子气磁阻拍频振荡进行了深入的研究, 发现不仅温度的变化能够引起磁阻拍频节点位置的变化, 而且改变磁场方向, 可以分别调整塞曼分裂和朗道分裂. 从对拍频的分析中, 可以将依赖于磁场垂直方向的朗道能级分裂和依赖于整个磁场大小的塞曼分裂区分开来.

关键词: 磁性二维电子气, 自旋分裂, 塞曼分裂, 拍频

PACC: 7170, 7215G, 7170G, 7360L

1. 引 言

近年来, 出于对半导体异质结自旋效应的潜在应用^[1,2], 人们对 III-V 族和 II-VI 族异质结中由结构反演不对称性引起的 Rashba 自旋-轨道分裂 (Δ_R) 进行了大量研究^[3-6]. 由于在半导体异质结中存在结构反演不对称性 (SIA), 导致电子的自旋简并解除, 在没有外加磁场的情况下, 费米面处电子发生 Rashba 自旋-轨道分裂. 虽然在极性半导体异质结中还存在体反演不对称性 (BIA) 引起的电子自旋分裂, 但是对于窄禁带半导体而言, 电子的自旋分裂主要是由结构反演不对称性引起的^[7]. 理论上, 电子态的 Rashba 自旋-轨道耦合因子 α 正比于体材料中价带 Γ_8^v 和 Γ_7^v 之间的自旋-轨道分裂 Δ_{so} ^[8]. 在 Hg 基 II-VI 族材料中, 由于 HgTe 和 CdTe 具有大的 Δ_{so} ($\sim 1\text{eV}$), 因此, 基于量子结构的 II-VI 族材料如 HgCdTe 存在更强的自旋-轨道耦合^[9]. 然而, 到目前为止, 只有具有倒置能带结构的 HgTe 和 HgMnTe 量子阱报道过很强的自旋-轨道耦合^[10,11]. 在这种结构中, 第一电子导带是类重空穴态, 其 Rashba 自旋分裂能 Δ_R 为 $2\beta K_p^3$, 而不是 InCaAs 异质结的 $2\alpha K_p$, 因此, 相对于 III-V 族材料, 窄禁带 II-VI 族异质结中电子具有更高的 Rashba 自旋分裂能.

我们知道量子阱中局域的磁离子的存在导致 s (或 p) 子带电子与 Mn^{2+} 离子相关的 d 电子产生交换相互作用, 结果导致电子能级的巨大塞曼分裂, 在窄带稀磁半导体中, 由于小的有效质量和较大的 g 因子, 回旋分裂和带结构对自旋分裂的贡献变的与交换产生的分裂相当时, 就不能再被忽略. Sp-d 交换相互作用的主要影响就是修正了朗道能级的自旋分裂, 这样, 稀磁半导体中的有效 g 因子可表示为^[12]

$$g^* = g_0 - \frac{(\Delta E)_{\max}}{\mu_B B} B_{5/2} \left[\frac{g_{\text{Mn}} \mu_B SB}{k_B (T + T_0)} \right]$$

其中 $g_{\text{Mn}} = 2$, μ_B 为玻尔磁子, k_B 是玻尔兹曼常数, $B_{5/2}(x)$ 是对自旋量子数 $S = 5/2$ 的 Brillouin 函数, 考虑到反铁磁自旋-自旋相互作用, $B_{5/2}(x)$ 通过温度的重新定标 $T + T_0$ 进行了经验修正, T_0 是由局域磁矩之间的自旋交换相互作用引入的温度修正量. $(\Delta E)_{\max}$ 是由 sp-d 交换相互作用引起的饱和自旋分裂能. g_0 是没有 Mn 的 HgCdTe 量子阱的有效 g 因子, 它可从费米能级处的有效质量和有效禁带宽度估算出 g_0 约为 -20 .

在磁阻振荡中, 由自旋-轨道耦合产生的拍频, 通常可以用 Shubnikov-de-Hass (SdH) 振荡对 $1/B$ 关系的快速傅里叶变换 (FFT) 来分析^[1-5]. 由于忽略了窄禁带结构中的体反演不对称性, 因此, 由 FFT 推得的零场自旋分裂几乎等于 Rashba 自旋-轨道分

* 国家重点基础研究项目 (批准号 2001GB309506) 和国家自然科学基金 (批准号 60221502, 10374094) 资助的课题.

† E-mail: zhubo@mail.sitp.ac.cn

裂. 在实验上, 由于塞曼分裂的影响, 从有限磁场得到的自旋分裂不同于零磁场自旋分裂^[13,14], 塞曼分裂对 FFT 谱的影响主要起源于 sp-d 交换作用所引起的依赖磁场的自旋分裂^[15]. 在稀磁半导体的磁性二维电子气中, Rashba 自旋-轨道分裂和由导带电子与 Mn 离子间的 sp-d 交换相互作用引起的巨塞曼分裂都在 10meV 的量级^[3], 因此, 拍频振荡可以在高达 7T 的磁场和 40K 的温度下观察到^[16]. 由于 Rashba 自旋-轨道分裂本质上与外界温度没有关系, 而塞曼分裂有很强的温度依赖性, 因此, 可以通过改变温度来区别这两种效应对电子总自旋分裂的贡献^[4,17]. 此外, 在二维电子气中, 由于朗道能级分裂只取决于磁场的垂直分量, 而塞曼分裂依赖于整个磁场的大小, 而与磁场的方向无关, 因此, 通过改变磁场方向可以分别调整塞曼分裂和朗道分裂. 与前面报道的通过改变栅压引起磁阻拍频节点位置的变化不同^[18], 本文通过 FFT 以及改变温度和磁场方向的方法, 更进一步的研究了第一类 HgCdMnTe/HgCdTe 量子阱磁性二维电子气的磁阻拍频振荡.

2. 样品制备和实验

本实验所用样品为调制掺杂的 n 型 $\text{Hg}_{0.82}\text{Cd}_{0.16}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ 量子阱. 样品在 Riber 2300 分子束外延系统上长成, 衬底为(001)方向的 $\text{Cd}_{0.96}\text{Zn}_{0.04}\text{Te}$ 材料, 掺杂材料为 CdI_2 . $\text{Hg}_{0.82}\text{Cd}_{0.16}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}$ 量子阱为单边掺杂, 阱宽为 8nm, 势垒层均为 5.5nm 的隔离层和 9nm 的掺杂层. 样品通过化学腐蚀的方法制成 Hall 电极. 在 HgCdMnTe 量子阱上沉积了一层 200nm 厚的 Al_2O_3 绝缘层, 然后蒸一层 Al 膜形成栅电极, 并通过焊 In 形成良好的欧姆接触. 在 0—15T 磁场范围内, 测量样品在不同温度(1.5—40K)下的 SdH 振荡. 在测量过程中, 所加电场维持低电流($\sim 1\mu\text{A}$)以避免电子加热. 样品为覆盖栅电极的 HgCdMnTe 量子阱, 在 4.2K 时的载流子浓度为 $2.03 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$, 迁移率为 $4.22 \times 10^4\text{cm}^2(\text{V}\cdot\text{s})$. 由于金属和半导体的功函数不同, 样品在沉积绝缘层和栅极后, 载流子浓度有所增加.

3. 结果和讨论

SdH 振荡中观察到的拍频是由能级分裂而产生振幅相等, 频率非常接近的两部分相互作用的结果.

在磁性二维电子气中, 这种拍频表现了其同时具有塞曼分裂和 Rashba 自旋-轨道分裂的特性^[4]. Rashba 自旋-轨道分裂本质上不依赖于温度, 而由 sp-d 交换相互作用引起的巨塞曼分裂却具有很强的温度依赖性. 图 1 给出了样品在不同温度下的磁阻(SdH)振荡曲线, 从图中可以看到, SdH 振荡持续到 40K 时仍然存在, 由于存在子带能级自旋分裂, 在 SdH 振荡上出现了拍频现象, 图中箭头所示为拍频节点的位置. 由子带电子自旋分裂引起的 SdH 振荡振幅调制可以表示为^[19]

$$A \approx \cos(\pi\nu), \quad (1)$$

式中 $\nu = \delta/\hbar\omega_c$, δ 为总的自旋分裂, $\hbar\omega_c$ 为 Landau 能级分裂. 当 ν 为半整数(1/2, 3/2, ...)时的磁场位置就是 SdH 振荡中的拍频节点. 根据 Teran 等人对拍频节点位置的分析^[20], 得出第一个节点位置对应于 $B_{3/2}$, 后面对应 $B_{5/2}$ 和 $B_{7/2}$ 的节点相继出现在 2.4T 和 1.8T 的位置. 在磁性半导体中, 外界温度会影响电子与局域磁矩之间的 sp-d 交换相互作用, 从而导致拍频节点位置随温度发生变化^[21].

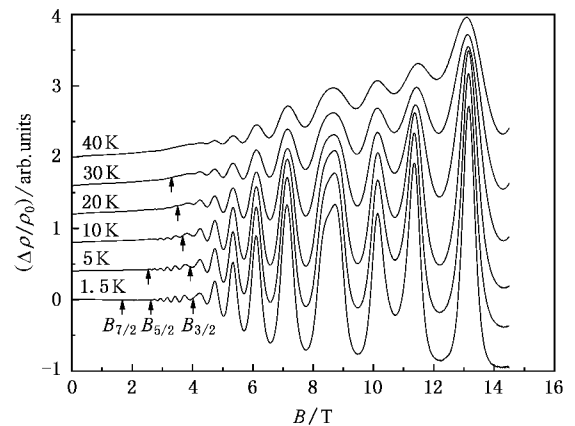


图 1 不同温度下的 SdH 振荡曲线(为了看的清楚, 各曲线分别在垂直方向上做了平移) 箭头所示为拍频节点的位置

从图中箭头可以看出, 当温度从 1.5K 上升到 40K 时, 磁阻拍频振荡中的节点 $B_{5/2}$ 和 $B_{3/2}$ 分别向低场方向有轻微移动. 虽然在 GaN 异质结中, 由磁致子带间散射(MIS)导致的 SdH 振荡也能出现类似的拍频现象^[22], 但是 Zhang^[23]在理论和实验上证实: 在窄禁带半导体中由于导带的严重非抛物性导致子带电子异常不规则的 Landau 能级布局, 从而抑制了磁致子带间散射, 因此, HgCdMnTe 量子阱中的拍频现象不可能是由磁致子带间散射引起的. 而 $B_{3/2}$ 节点出现在如此高的磁场, 正表明样品中存在一个较大

的自旋分裂,其来源于 Rashba 自旋-轨道分裂和由 sp-d 交换相互作用引起的巨大塞曼分裂^[4]. 在 HgCdMnTe 量子阱中,由于拍频节点随温度变化不是非常明显,可以认为 Rashba 自旋-轨道耦合对电子总自旋分裂起主要作用,但是并不能忽略 sp-d 交换相互作用的贡献.

通过拟合 SdH 振荡幅度随温度的变化关系(见图 2)得到费米面处电子的有效质量为 $0.045m_0 \pm 0.005m_e$, m_e 是自由电子质量.

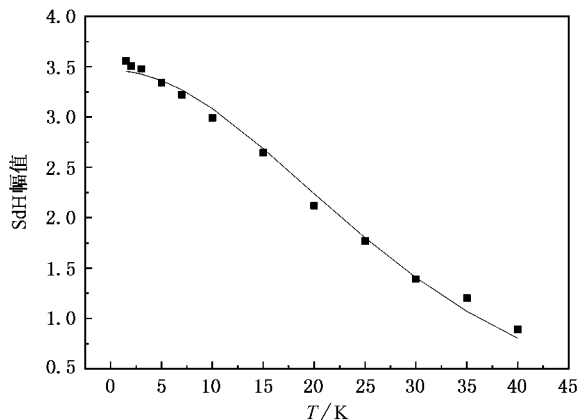


图 2 SdH 振荡幅度随温度的变化 实线为拟合曲线

通过 Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡作为 $1/B$ 函数的快速傅里叶变换,可以得到自旋产生的子带载流子浓度. 图 3 给出了 $V_g = 3V$ 时不同温度下 SdH 拍频振荡的快速傅里叶变换谱 (FFT), 插图为自旋产生的子带载流子浓度随温度的变化. 为了系统的比较傅里叶变换的振幅和峰位,对所有测量的温度点,FFT 只对同一磁场范围进行处理. 从图中可以很清楚的看到不同温度下 FFT 谱的双峰结构,两个 FFT 峰随温度具有相同的衰减趋势 $X/\sin(X)$, $X = 2\pi^2 k_B T/h\omega_c$. 这表明 FFT 峰不是由磁致子带间散射 (MIS) 产生,因为 MIS 不随温度发生明显变化.

快速傅里叶变换通常可以用来分析 SdH 振荡中的拍频,从 FFT 得到的自旋浓度差可以推得零场自旋分裂能,这其实是自旋分裂能在磁场空间的一个期望值,从严格的数学上讲,它不能等同于零磁场下的自旋分裂能,在窄禁带半导体中由于忽略了体的反演不对称性,因此,得到的零场自旋分裂几乎等于 Rashba 自旋-轨道分裂. 之所以这一方法被广泛应用于估计零磁场下的自旋分裂能,是因为通常情况下塞曼分裂可以被忽略,在所进行 FFT 变换的磁场空间内塞曼分裂远远小于零磁场下的自旋分裂

能. 然而,在实验上看,从有限磁场得到的自旋分裂由于不能忽略窄带结构的塞曼分裂,因而,不同于零场自旋分裂. 对稀磁半导体来说,通过 FFT 推得零场自旋分裂的有效性是值得怀疑的,这是因为稀磁半导体由于 sp-d 交换相互作用而具有较大的有效 g 因子. 图 3 中插图显示了自旋产生的子带载流子浓度随温度的变化. 当温度从 1.5K 上升到 20K 时,不同自旋态载流子的浓度差从 $1.08 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 变化到 $0.76 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$,而总的载流子浓度保持常数,不同自旋态载流子浓度差的这一突然减小完全不同于没有在势阱中引入 Mn 离子的 HgTe 量子阱^[5],对于 HgTe 量子阱,FFT 谱的峰位几乎不随温度变化. 甚至在 1.5K 时,从 FFT 谱得到的 Rashba 自旋分裂 $\Delta_R = 9.8 \text{ meV}$ ($V_g = 3V$) 也比拟合包括自旋-轨道相互作用和交换相互作用所得到的值小很多,依赖温度的巨塞曼分裂被认为是造成这种差别的主要原因,这是因为在我们的样品中,塞曼分裂是一个可与 Δ_R 相比拟的量,都在 10meV 量级,这样就可看出 FFT 方法在估计 Δ_R 时,塞曼分裂的影响. 从 FFT 推得的自旋分裂能实际上是在傅里叶变换过程中,对所有磁场范围的自旋分裂的期望值. 只有当 $\Delta_R \gg g^* \mu_B B$ 时得到的自旋分裂等于零场自旋分裂. 然而,对于磁性二维电子气, $g^* \mu_B B$ 和 Δ_R 都在 10meV 的量级,因此,在估计自旋-轨道耦合因子时会有一个较大的偏差,这起因于快速傅里叶变换. 当 Δ_R 较小时,这个偏差就变的更大.

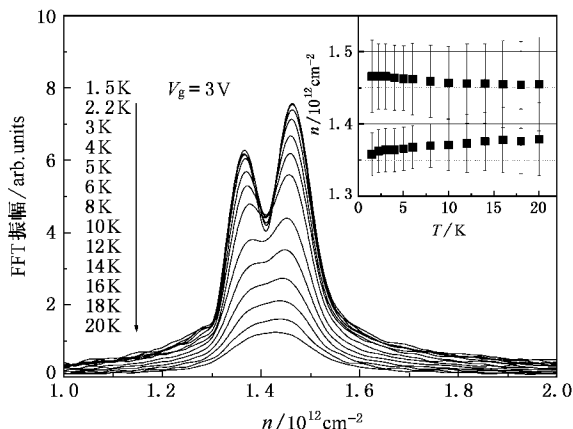


图 3 $V_g = 3V$ 时,不同温度下的 FFT 谱 插图给出了自旋产生的子带载流子浓度随温度的变化

除了 Rashba 自旋-轨道效应外,不均匀分布的 Mn 也会对依赖栅压的拍频节点的位置产生影响. 如果沿生长方向的 Mn 的浓度不是常数,那么不同

方向上波函数的中心将随着栅压有明显的位移, $(\Delta E)_{\max}$ 也将发生改变, 引起节点的位移. 通过改变样品平面对磁场方向的角度, 有关依赖栅压的拍频振荡也将得到更清楚的解释. 设磁场的方向与样品平面的法线方向的夹角为 θ , 则在二维电子气中, 朗道能级分裂只取决于垂直二维电子气平面的磁场分量 ($B \cos \theta$), 因此, SdH 振荡只受到垂直于二维电子气的磁场分量 ($B \cos \theta$) 的影响, 而塞曼分裂依赖于整个磁场大小, 与磁场的方向无关. 通过改变样品二维电子气平面对磁场方向的角度, 就可以分别调整塞曼分裂和朗道分裂, 并从中获得有关的信息. 改变磁场方向的方法最早是 Fang 和 Stiles 用来测量 Si 反型层中电子的有效 g 因子^[24], 后来被广泛地用于与自旋相关的研究当中.

尽管在 HgTe 量子阱中, 存在很强的导带非抛物性, 但实验和理论的 $\hbar\omega_c$ 值几乎与磁场成线性^[25]. 由于拍频节点出现在 $\delta/\hbar\omega_c = N + 1/2$ 处, δ 是朗道能级在费米能级处的能级分裂. 如果塞曼效应可以忽略的话, 那么 δ 为常数, 节点位置在 $B \cos \theta$ (即垂直于二维电子气的磁场分量) 关系表示下不会发生移动, 也就是说, 随着 θ 角的增大, 所加总磁场的大小也要相应增大, 这样才能保持磁场的 $B \cos \theta$ 分量不变, 于是在 $B \cos \theta$ 的坐标中, 拍频节点位置不发生改变. 相反的情况, 如果塞曼效应对 δ 起主要贡献, 那么由于 δ 会随着总磁场的增大而增大, 从而节点位置在 $B \cos \theta$ 的坐标中也会增大, 表现为向高端方向移动. 总体来说, 在既有 Rashba 自旋耦合分裂, 又有塞曼分裂的情况下, 虽然塞曼效应十分显著, 但从实验上看, Δ_R 的贡献在一定角度下占主导地位, 而塞曼效应有效贡献在高场下, 而且与 θ 角无关, 于是随着倾斜角的增加, 首先以 Rashba 自旋耦合分裂的贡献为主, 表现为出现拍频节点的有效磁场 ($B \cos \theta$) 不随 θ 角而变化. 随着总磁场的不断增大, 逐渐以塞曼效应的贡献为主, 表现为节点位置在 $B \cos \theta$ 的坐标中与 θ 角有关, 并且随 θ 角的增大向高端方向移动. 这一点与实验结果完全一致, 如图 4 所示, 节点位置 (以 $B \cos \theta$ 表示) 一直到某个临界角度不发生改变, 然后随磁场的增加突然上升, 这非常类似于在 InGaAs 量子阱中观察到的现象^[7]. 在一个即有自旋-轨道分裂, 又有塞曼分裂的样品中, 由于 δ 是磁场 B 和 Δ_R 的函数, 因此临界角发生于 $g^* \mu_B B$ 与 Δ_R 相当的时候. 受塞曼分裂的影响, 在栅压 $V_g = 1V$ ($\Delta_R = 12.6\text{meV}$) 时, $B_{3/2}$ 节点的临界

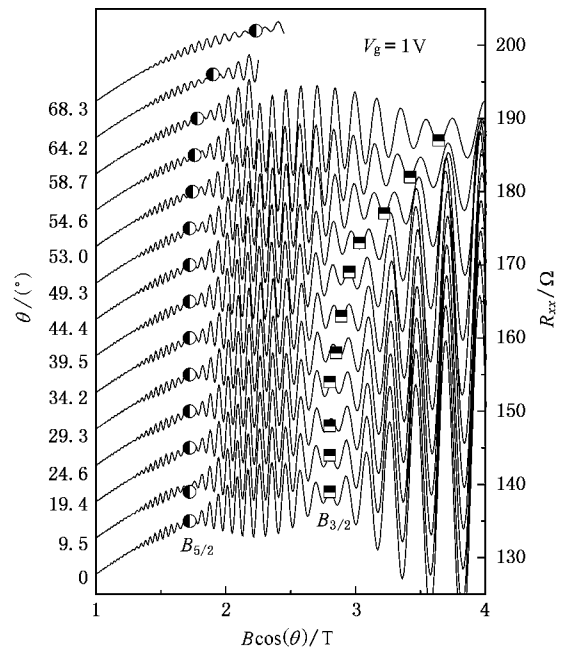


图 4 $V_g = 1V$ 时, 样品的 SdH 振荡随磁场方向的变化 (为了看的清楚, 所有曲线在垂直方向上都间隔平移了 5Ω)

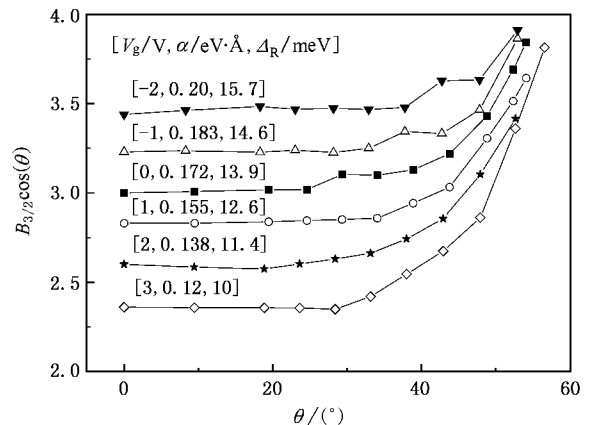


图 5 1.3K 时, 样品在不同栅压下, $B_{3/2}$ 节点位置随磁场方向的变化 (V_g , α 和 Δ_R 分别表示栅压, 自旋-轨道耦合因子和自旋-轨道分裂能)

角为 30° , 远远小于 InGaAs ($\Delta_R = 1.14\text{meV}$) 中的情况 (临界角为 70°)^[7], 同时 $B_{5/2}$ 节点的临界角度也大于 $B_{3/2}$ 节点的临界角, 约为 55° , 这主要是因为 $B_{5/2}$ 节点发生在较低的磁场下, 塞曼分裂要在高磁场下才起作用. 需要注意的是, 节点 $B_{3/2}$ 和 $B_{5/2}$ 的临界角没有发生在相同的磁场. 图 5 显示出在不同栅压下, $B_{3/2}$ 节点位置随磁场角度的变化关系, 可以看出 Δ_R 越大临界角度也越大. 而且, 对越小的 Δ_R , 节点在过了临界角后的位移越急剧. 在 ω_c 中, 简单的将 B

用 $B\cos(\theta)$ 代替,并不能很好的描述倾斜角的依赖性,这是因为在有效哈密顿量中,通过磁场的平行分量引入的附加耦合项耦合了同一朗道能级的正、负自旋. 因此,定量的分析倾斜角的依赖性需要理论模型的支持,其中包括自旋-轨道耦合,交换相互作用,非抛物性能带结构,以及由于磁场平行分量产生的耦合.

4. 结 论

本文通过变温和变磁场方向的方法,系统研究

了 $\text{Hg}_{0.82}\text{Cd}_{0.16}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ 第一类量子阱中磁性二维电子气磁阻拍频现象,发现朗道能级在费米面处的能级分裂会随着磁场的增大而增加,这表明塞曼效应对朗道能级的分裂起主要贡献. 通过改变磁场方向,可以分别调整塞曼分裂和朗道分裂. 从对拍频的分析中,可以将依赖于磁场垂直方向的朗道能级分裂和依赖于整个磁场大小的塞曼分裂区分开来.

感谢德国 Wuzerburg 大学 C. R. Becker 提供高质量的样品.

- [1] Engels G , Lange J , Schäpers T , Lüth H 1997 *Phys. Rev. B* **55** 1958
- [2] Hu C M , Nitta J , Akazaki T , Takayangi H , Osaka J , Pfeffer P , Zawadzki W 1999 *Phys. Rev. B* **60** 7736
- [3] Zhang X C , Pfeuffer-Jeschke A , Ortner K , Hock V , Buhmann H , Becker C R , Landwehr G 2001 *Phys. Rev. B* **63** 245305
- [4] Gui Y S , Becker C R , Liu J , Daumer D , Buhmann H , Molenkamp L W 2004 *Europhysics Lett.* **65**(3) 393
- [5] Gui Y S , Becker C R , Dai N , Liu J , Qiu Z J , Novik E G , Schäfer M , Shu X Z , Chu J H , Buhmann H , Molenkamp L W 2004 *Phys. Rev. B* **70** 115328
- [6] Das B , Datta S 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665
- [7] Das B , Datta S , Reifenberger R 1990 *Phys. Rev. B* **41** 8278
- [8] Winkler R 2000 *Phys. Rev. B* **62** 4245
- [9] Chu J H 2005 *The Physics of Narrow Gap Semiconductor* (Beijing : Science Press) p762 [褚君浩 2005 窄禁带半导体物理学(北京:科学出版社)第 762 页]
- [10] Qiu Z J , Gui Y S , Shu X Z *et al* 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 1186 (in Chinese) [仇志军、桂永胜、疏小舟等 2004 物理学报 **53** 1186]
- [11] Qiu Z J , Gui Y S , Shu X Z *et al* 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 1977 (in Chinese) [仇志军、桂永胜、疏小舟等 2004 物理学报 **53** 1977]
- [12] Furdyna J K 1988 *J. Appl. Phys.* **64** R29
- [13] Lommer L , Malcher F , Rssler U 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 728
- [14] Pfeffer P , Zawadzki W 1999 *Phys. Rev. B* **59** R5312
- [15] Yang W , Chang K , Peeters F M 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 192107
- [16] Gui Y S , Becker C R , Liu J , König M , Daumer V , Kiselev M N , Buhmann H , Molenkamp L W 2004 *Phys. Rev. B* **70** 195328
- [17] Becker C R , Gui Y S , Liu J 2001 *Phys. Stat. Sol. B* **229** 775
- [18] Zhu Bo , Gui Y S , Qiu Z J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 302 (in Chinese) [朱 博、桂永胜、仇志军等 2006 物理学报 **55** 302]
- [19] Das B , Miller C , Datta S 1989 *Phys. Rev. B* **38** 1411
- [20] Teran F J 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 186803
- [21] Gui Y S , Liu J , Ortner K , Daumer V , Becker C R , Buhmann H , Molenkamp L W 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 1321
- [22] Yao W , Qiu Z-J , Gui Y-S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2247 (in Chinese) [姚 炜、仇志军、桂永胜等 2005 物理学报 **54** 2247]
- [23] Zhang X C , Pfeuffer-Jeschke A , Ortner K 2002 *Phys. Rev. B* **65** 45324
- [24] Fang F F , Stiles P J 1968 *Phys. Rev.* **174** 823
- [25] Pfeuffer-Jeschke A 2000 Doctoral Thesis (Physikalisches Institut der Universität Würzburg , Germany)

Magnetoresistance oscillation of two-dimensional electrons gas in narrow gap dilute magnetic semiconductor^{*}

Zhu Bo^{1,2)†} Gui Yong-Sheng¹⁾ Zhou Wen-Zheng¹⁾ Shang Li-Yan¹⁾ Qiu Zhi-Jun¹⁾
Guo Shao-Ling¹⁾ Zhang Fu-Jia²⁾ Chu Jun-Hao¹⁾

¹ *State Key Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China*

² *Department of Physics Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*

(Received 30 November 2005 ; revised manuscript received 30 December 2005)

Abstract

This paper study the detailed magnetoresistance oscillation in Shubnikov-de Hass (SdH) of magnetic two dimensional electron gas consisting of a modulation doped n type $\text{Hg}_{0.82}\text{Cd}_{0.16}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ first type quantum well by changing temperature and the angle of the sample with aspect of applied magnetic field , by which found that the changing of temperature and tilt angle will cause the varying of beating node position , By analyzing beating patterns , the magnetic angle dependent Landau splitting can be separated from magnetic magnitude dependent Zeeman splitting.

Keywords : magnetic two-dimensional electron gas , spin splitting , zeeman splitting , beating patterns

PACC : 7170 , 7215G , 7170G , 7360L

^{*} Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2001GB309506) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60221502 and 10374094).

[†] E-mail : zhubo@mail.sitp.ac.cn