

电阻式核磁共振测量的最新进展

刘洪武^{1)2)†} 杨凯锋²⁾ T. D. Mishima³⁾ M. B. Santos³⁾
K. Nagase²⁾ Y. Hirayama²⁾⁴⁾

1) (吉林大学超硬材料国家重点实验室, 原子与分子物理研究所, 长春 130012)

2) (ERATO Nuclear Spin Electronics Project-JST, Sendai, Miyagi 980-8578, Japan)

3) (Homer L. Dodge Department of Physics and Astronomy, University of Oklahoma, Norman, Oklahoma 73019-2061, USA)

4) (Department of Physics, Tohoku University, Sendai, Miyagi 980-8578, Japan)

(2011 年 12 月 7 日收到; 2011 年 12 月 30 日收到修改稿)

电阻式核磁共振 (RDNMR) 测量是 1988 年由德国马普所的 von Klitzing 研究小组针对 GaAs 二维电子气中少量核自旋的探测而提出的一种具有超高灵敏度的实验技术. 目前, RDNMR 已经成为研究单层或双层 GaAs 二维电子气核自旋和电子自旋特性的重要手段. 由于为实现电阻式核磁共振测量所建立的动态核极化方法强烈依赖于 GaAs 特有的材料属性, 至今这一技术一直没有扩展应用到其他半导体低维系统中. 最近, 本研究小组发展了一种动态核极化新方法, 成功实现了对典型窄带半导体碲化铟 (InSb) 二维电子气的电阻式核磁共振测量. 本文在介绍电阻式核磁共振测量工作原理及已建立的典型动态核极化方法的基础上, 着重讨论所提出的动态核极化新方法的机理、实验结果以及对今后研究的展望.

关键词: 半导体二维电子气, 电阻式核磁共振测量, 动态核极化, 窄带半导体

PACS: 73.43.-f, 31.30.Gs

1 引言

众所周知, 核磁共振 (NMR) 技术以其超高的灵敏度、准确度和分辨率而得以迅速发展, 目前已经成为分析物质的物理、化学及电子结构等特性的重要手段. 通常, 传统的 NMR 测量要求被测样品所含原子核的数目大约在 10^{15} — 10^{18} . 因此, 该技术并不能直接应用于由单异质结或单量子阱限制的半导体二维电子气 (2DEG) 系统 (原子核数目少于 10^8). 1988 年, 德国的冯·克利青 (Klaus von Klitzing, 因发现整数量子霍尔效应获得了 1985 年的诺贝尔物理学奖) 研究小组利用电子自旋共振 (ESR) 诱导的动态核自旋极化 (dynamic nuclear polarization, DNP) 方法 (依赖于电子自旋和核自旋的超精细相互作用) 在单层 GaAs/AlGaAs 2DEG 中

首次实现了对 Ga 核和 As 核 (核自旋 I_N 均为 $3/2$) 的 NMR 测量^[1]. 因为该 NMR 谱是通过测量 2DEG 纵向电阻 (longitudinal resistance R_{xx}) 的测量来表征的, 所以又称为电阻式核磁共振 (resistively detected NMR, RDNMR) 谱. 由于核自旋极化的微小变化会导致 R_{xx} 有较为明显的改变, 因此 RDNMR 具有超高的探测灵敏度. 1999 年该研究小组又在 GaAs/AlGaAs 2DEG 中利用分数量子霍尔态 (FQHS) 的特有属性实现了 RDNMR^[2]. 自此, RDNMR 被广泛应用于 GaAs 2DEG 电子自旋和核自旋动力学以及核自旋量子比特的研究^[3–10], 成为低维量子物理研究领域的一个热点. 需要指出的是, RDNMR 技术发展至今已经有二十多年的历史, 但是所有实验都只局限在 GaAs/AlGaAs 系统中. 这主要是由于目前所建立的 DNP 方法强烈依赖于 GaAs 系统的独特属性: 小的朗德 g 因子 (体

† E-mail: liuhongwu2002@yahoo.com

材料 g 约为 -0.44 , 对应于小的电子自旋塞曼劈裂, 适于 ESR 操作) 和超高的电子迁移率 (确保 FQHS 的存在).

最近, 我们在典型窄带半导体 InSb/AlInSb 2DEG 中首次实现了对具有高核自旋 ($I_N \geq 5/2$) 的 In 核和 Sb 核的 RDNMR 测量^[11–13], 特别是观测到了由核电四极超精细相互作用引起的 ^{115}In 核 ($I_N = 9/2$) 的十级核自旋劈裂, 这对于构建基于核自旋的多量子比特具有重要意义. 与 GaAs 系统不同, InSb 系统具有巨大的 g 因子 (体材料 g 大约 -50 , 约为 GaAs 的 100 倍) 和低的电子迁移率 (只有 GaAs 系统的几十分之一, 没有 FQHS). 因此, 在 GaAs 2DEG 建立的 DNP 方法不能应用到 InSb 样品中. 为此, 我们利用 InSb 大的 g 因子发展了一种新的 DNP 方法, 在整数量子霍尔态 (IQHS) 实现了对 InSb 2DEG 的 RDNMR 测量.

本文第 2 节首先介绍 RDNMR 的测量原理及与传统 NMR 测量的区别; 第 3 节介绍几种在 GaAs 2DEG 中建立的典型的 DNP 方法及其工作原理; 第 4 节和第 5 节详细介绍我们针对 InSb 2DEG 所提出的 DNP 新方法及其机理、RDNMR 的测量结果与讨论; 第 6 节给出结论和对今后研究的展望.

2 RDNMR 测量原理

图 1 列举了 RDNMR 测量与传统 NMR 测量的主要区别. 传统的 NMR 测量是将样品放置于静

磁场 B_{static} 并利用该磁场使样品中的核自旋发生极化, 其磁化强度 M_z 沿 B_{static} 方向 (z 轴, 见左上图). 随后, 通过绕在样品上的线圈产生的脉冲磁场 B_p (如 $\pi/2$ 脉冲) 使 M_z 翻转至水平方向. 此时核自旋在 xy 平面内旋转且其磁化强度随时间发生衰减. 这一过程会在线圈中产生相应输出量 (电流或电压) 的变化, 从而得到所谓的自由诱导衰减 (FID) 曲线. 通过傅里叶变换 (FFT) 将 FID 曲线由时间域转变成频率域便得到 NMR 谱线. 高的测量信噪比要求所测样品中核自旋的数目在 $10^{15}—10^{18}$, 因此, 传统 NMR 测量主要是针对三维 (3D) 体材料样品而不适用于低维系统 (所含核自旋的数目一般少于 10^8). RDNMR 测量同样是将 2DEG 样品 (制备成霍尔 bar 器件) 放置于静磁场 B_{static} 中, 但此时 B_{static} 是用来在 2DEG 中形成量子霍尔态而不是极化核自旋. 这里核自旋的极化是通过 DNP 方法实现的, 即利用电子自旋与核自旋的超精细相互作用 (hyperfine interaction coupling, h.f.c.) 使核自旋部分或全部倾向于电子自旋的排布而达到一种动态的平衡. 核极化之后, 通过绕在样品上的线圈所产生的连续 (CW) 的交变磁场 B_{osc} 使核自旋发生退极化 (其共振频率取决于相应核的旋磁比). 退极化过程经由 h.f.c. 作用 ($H_{\text{h.f.c.}} \propto AI_z S_z$, A 为磁超精细相互作用常数, I_z 为核角动量 I 在 z 方向的投影, S_z 为电子自旋角动量 S 在 z 方向的投影) 会影响到电子自旋的塞曼劈裂 E_z . 由于某些特定量子霍尔态的纵向电阻 R_{xx} 与 E_z 满

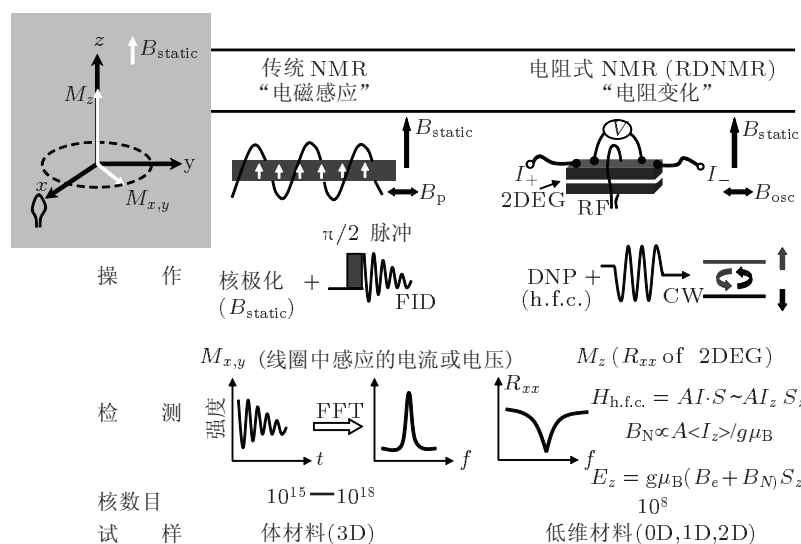


图 1 RDNMR 测量与传统 NMR 测量的比较

足 $R_{xx} \propto \exp(-E_z/kT)$ (k 为玻尔兹曼常数, T 为温度), 因此核自旋的退极化过程会改变 R_{xx} , 于是便得到由电阻变化所表征的 NMR 谱线, 即 RDNMR. 由此可以看出, RDNMR 之所以具有超高的探测灵敏度主要是由于核自旋极化的微小变化导致 R_{xx} 较为明显的改变. 需要指出的是, 传统 NMR 测量的检测方式是基于电磁感应, 其检测量对应于 M_{xy} 的变化; 而 RDNMR 的检测量 R_{xx} 直接对应于 M_z . 因此, RDNMR 更适合于多个核自旋态 ($|m\rangle$, 取决于角动量 L 在 z 方向的分量) 量子相干 (quantum coherence) 的探测与表征 [6].

3 GaAs 2DEG 中建立的 DNP 方法及工作原理

为实现 RDNMR 测量, 被测样品的核自旋首先要处于极化状态. 核自旋的极化方式可以分为静态和动态两种. 所谓静态核极化是指利用低温和强磁场使核自旋发生极化 (遵从玻尔兹曼统计) [14]; 而动态核极化 DNP, 如上所述, 是利用磁超精细相互作用通过电子自旋的排布来极化核自旋. 显然, DNP 更适于对核自旋的操控.

目前, 在 GaAs 2DEG 系统中已经建立了多种基于电磁波或电学手段的 DNP 方法. 电磁波触发的 DNP 方法是利用红外光 (~ 800 nm, 对应于带间跃迁) [15–17] 或微波 (几十 GHz, 对应于电子自旋的塞曼劈裂) [1] 使电子自旋发生饱和极化 (此时系统处于非平衡态). 随后, 在系统恢复到平衡态的过程中, 电子自旋发生弛豫 (relaxation) 并通过磁超精细相互作用使核自旋发生极化. 电学式 DNP 则需利用 2DEG 某些量子霍尔态的特殊属性. 这里扼要介绍两种分别基于分数和整数量子霍尔态 (FQHS 和 IQHS) 的电学式 DNP 方法.

3.1 FQHS 区域的电学式 DNP

由于强磁场下 FQHS 电子间相互作用能 ($\sim e^2/\epsilon l_0$, e 为电子电荷, ϵ 为介电常数, l_0 为磁程与磁场 B 的平方根成反比) 远小于朗道能级间的回旋共振能 $\hbar\omega_c$ ($\hbar$ 为普朗克常数 $h/2\pi$, ω_c 为回旋角频率), 如果忽略高能量朗道能级的影响, 其基态主要是由与库仑相互作用项相关的哈密顿量所决定 [18]. 此时, 系统的能量由 $e^2/\epsilon l_0$ 来

标定并由此导出 FQHS 的有效质量 m^* , m^* 是与磁场相关的 ($m^* \sim 1/l_0 \sim \sqrt{B}$) [19]. 因此, FQHS 的 $\hbar\omega_c (= e|B - 2n\Phi_0|/m^*, n$ 为整数, Φ_0 为磁通量子) 与 $\sqrt{B}$ 成正比. 这与由动能项哈密顿量占主导的 IQHS 其回旋共振能量 $\hbar\omega_c (= eB/m^*)$ 与 B 成正比明显不同. 冯·克利青研究小组正是利用了 FQHS 的这一特性实现了 DNP, 其机理如图 2 所示. FQHS 的基本粒子可以看作是由一个电子与偶数个 ($2n$) 磁通量子 Φ_0 结合而形成的复合费米子 (composite fermions). 电子体系填充因子 ν (即电子占据的朗道能级数目) 为分数的 FQHS 可以看成是复合费米子体系填充因子 ν^* 为整数的 IQHS (如 $\nu = 2/3$ 的 FQHS 就是复合费米子 ν^* 为 2 的 IQHS). 图 2 虚线标示了复合费米子 $\nu^* = 2$ IQHS 的费米能级 E_F . 低磁场区域 E_F 下有两个朗道能级被占据, 对应的是最低朗道能级 ($n = 0$) 塞曼劈裂 (能量为 $\hbar\omega_s = g\mu_B B$, μ_B 为玻尔磁子) 自旋向上 ($\uparrow$) 和自旋向下 ($\downarrow$) 的两个子带. 随着外加磁场 B 的增大, $\hbar\omega_s$ 随 B 线性增加; 但同时 $n = 0$ 和 $n = 1$ 朗道能级间距 $\hbar\omega_c$ 却如上所述随 $\sqrt{B}$ 增加. 由于前者变化快于后者, 在某一特定磁场 B_c 就会发生朗道能级的交叠 [(0, $\uparrow$) 和 (1, $\downarrow$)]. 于是, 在 B_c 两侧就形成了电子自旋极化磁畴 [(0, $\downarrow$), (1, $\downarrow$)] 和非极化磁畴 [(0, $\downarrow$), (0, $\uparrow$)]. 因为在交叠处能量简并, 在极化与非极化磁畴间传输的电子其自旋发生翻转时所需能量很小, 可以满足电子自旋与核自旋相互翻转过程 (flip-flop) 中的能量守恒 (而通常情况下电子自旋翻转所需能量是核自旋翻转所需能量的 1000 倍以上), 进而实现 DNP. 与复合费米子体系的 IQHS 不同, 电子体系 IQHS 中 $\hbar\omega_s$ 和 $\hbar\omega_c$ 都随 B 线性增加且往往 $\hbar\omega_c \gg \hbar\omega_s$, 所以加大磁场并不能使其不同朗道能级发生交叠. 因此,

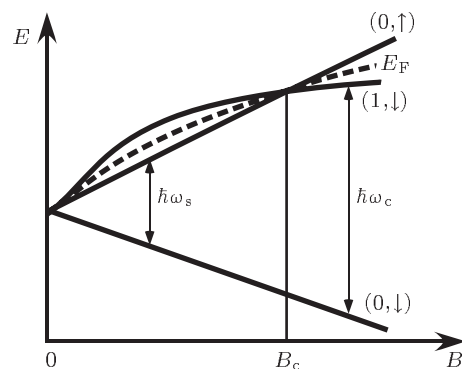


图 2 复合费米子体系填充因子 $\nu^* = 2$ 的 IQHS 能量 E 与磁场 B 的关系

目前该 DNP 方法只在具有极高电子迁移率 μ (确保 FQHS 的存在) 的 GaAs 样品中得以实现.

3.2 IQHS 区域的电学式 DNP

如图 3 所示, 在垂直磁场 B (z 方向) 作用下的 2DEG 的电子将占据能量为 $E_n = \hbar\omega_c (n + 1/2)$ ($n = 0, 1, 2 \dots$) 的朗道能级, 且每个朗道能级有塞曼劈裂. 沿 y 方向流过样品的电流 I 会在 x 方向上产生霍尔电场 $E_H (= BI/en_s W, n_s$ 为 2DEG 电子密度). 当 E_H 较小 (对应于小 I) 时, 朗道能级能量 $E = \hbar\omega_c (n + 1/2) - eE_H X + m_e/2(E_H/B)^2 + E_z$ (X 为坐标中心, 正比于 y 方向的动量 k_y ; m_e 为电子质量; E_z 为自旋能量) 几乎不依赖于 x , 不发生能级倾斜, 见图 3(a); 而当 E_H 较大 (对应于大 I) 时, 朗道能级将发生倾斜 (斜率为 $-eE_H$)^[20]. 当 I 增大到某一阈值时, 倾斜的两个自旋子带由于波函数的交叠会发生电子齐纳击穿, 即自旋向下的电子隧穿到自旋向上的子带并发生翻转, 见图 3(b). 由于此时自旋相反的两个电子具有的能量几乎相等, 因此电子隧穿可以触发 flip-flop 进而实现 DNP^[21]. 因为隧穿几率随 $\hbar\omega_s$ 的增加而大大降低, 所以该 DNP 方法只适用于小 $\hbar\omega_s$ (或小 g 因子) 的样品.

与电磁波触发的 DNP 方法相比, 电学式 DNP 更易于实现对微观尺度下核自旋的操控.

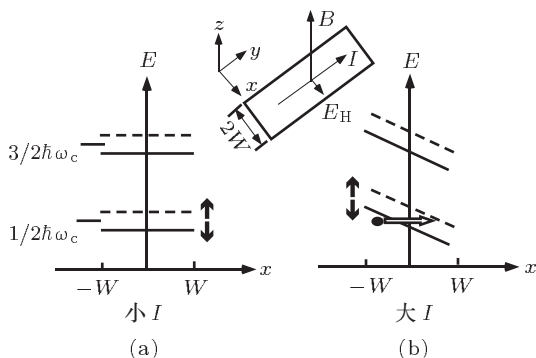


图 3 (a) 小电流和 (b) 大电流条件下 2DEG IQHS 朗道能级示意图 每个朗道能级的塞曼劈裂用实线和虚线标示, 宽度为 $2W$ 的 2DEG 样品及坐标取向见图中

4 2DEG 动态核极化新方法及机理

如前所述, GaAs 2DEG 中建立的 DNP 方法主要依赖于该系统的特有属性: 极高的电子迁移率 ($\sim 100 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}^{-1}$) 和小的 g 因子 (体材料约

-0.44 , 考虑电子自旋交互作用的 2DEG 约 -5). 这也正是为什么 RDNMR 迄今只在 GaAs 系统中实现而没有应用到其他半导体低维系统的根本原因. 要想将这一具有超高灵敏度的 NMR 技术扩展到其他系统, 就需要发展新的 DNP 方案.

最近我们提出了一种新的 DNP 方法并在典型窄带半导体 InSb 2DEG 中成功实现了 RDNMR 测量^[11]. InSb 2DEG 和 GaAs 2DEG 的特性有很大的不同, 见表 1. 窄带半导体强的自旋轨道耦合 (spin-orbit coupling) 使 InSb 体材料具有非常大的朗德因子 (约 -50), 其值大约是 GaAs 体材料的 100 多倍; 而由 InSb/AlInSb 量子阱限制的 2DEG 系统其 g 因子则大约在 -39 — -88 (依赖于电子自旋极化程度 P , 详见下一节). InSb 2DEG 大的 g 因子 (塞曼劈裂对应的共振频率在 10^{13} Hz) 和 InSb 小的禁带宽度 (对应的带间跃迁波长约为 $6 \mu\text{m}$) 使得电磁波触发的 DNP 方法很难实施. 此外, InSb 2DEG 大的 g 因子和低的电子迁移率 (无 FQHS 存在) 也无法采用上一节介绍的电学 DNP 方法. 但是, 我们恰恰是利用了 InSb 2DEG 大的 g 因子发展了一种新的 DNP 方法. 该方法借助于倾斜磁场技术, 其机理见图 4. 当 2DEG 样品倾斜放置于磁场 B 中, 电子占据的朗道能级间距 $\hbar\omega_c$ 与 B 的垂直分量 B_{perp} ($= B \cos \theta$, θ 为倾角) 成正比, 即 $\hbar\omega_c = eB_{\text{perp}}/m^*$; 而每个朗道能级的塞曼劈裂间距 $\hbar\omega_s$ 则正比于 B , 即 $\hbar\omega_s = g\mu_B B$. 现在考虑电子占据的最低的两个朗道能级 ($n = 0$ 和 $n = 1$). 如果增大 θ 的同时增大 B 使 B_{perp} 保持不变, 则 $\hbar\omega_c$ 固定不变而 $\hbar\omega_s$ 随倾角线性增加. 在某一磁场下, 电子自旋相反的两

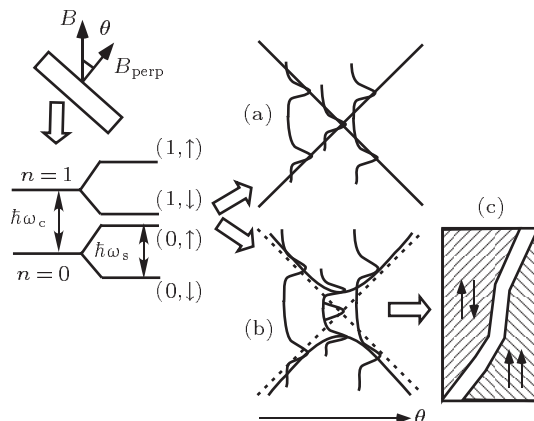


图 4 倾斜磁场条件下 2DEG 朗道能级示意图

个朗道能级将发生交叉 $[(0, \uparrow)$ 和 $(1, \downarrow)]$. 朗道能级

随角度的这种变化在实验上可以通过测量 2DEG R_{xx} 峰位随磁场的变化来描绘, 详见下一节. 在朗道交叠处存在两种情况: 一是忽略电子间相互作用, 此时接近的两个 R_{xx} 峰在交叠处合并成单峰, 见图 4(a), 随着倾角的继续增大, 两个朗道能级再次分开, R_{xx} 单峰又劈裂成双峰; 二是考虑电子间相互作用, 见图 4(b), 此时电子倾向于自旋同向排列以获取自旋交互能来降低系统能量, 进而形成铁磁态, 温度或缺陷会导致磁畴结构的出现, 电子自旋极化磁畴 $[(0, \downarrow)$ 和 $(1, \downarrow)]$ 和非极化磁畴 $[(0, \uparrow)$ 和 $(0, \downarrow)]$ 被畴壁分开, 见图 4(c). 由于这种铁磁态是在量子霍尔区域形成的, 所以称为量子霍尔铁磁态 (quantum Hall ferromagnet, QHF). 此时, QHF 的自旋态除了包含自旋量子数还包含轨道参量, 因此又称作赝自旋态. 另外, 在填充因子 $\nu = 2$ 形成的 QHF 只包含最低的两个朗道能级, 是最简单的赝自旋 QHF. 因为电子在 QHF 畴壁中的散射是一种耗散运动, 破坏了量子霍尔态无耗散运动的特性 ($R_{xx} = 0$), 所以 R_{xx} 增大并导致新电阻峰的出现. 这时, 在两个朗道能级交叠处的电阻峰不发生合, 并且同时出现了一个新的电阻峰. 离开交叠处 (QHF), 新电阻峰消失, 系统进入正常量子霍尔态 ($R_{xx} = 0$). 由此可见, 朗道交叠处新出现的电阻峰是 QHF 形成的一个标志. 在交叠处由于能量简并, 电子自旋和核自旋翻转所需能量满足能量守恒, 从而可以实现 DNP. 需要指出的是, 在图 4(a) 的朗道交叠处并不发生 DNP (见下一节). 这表明磁畴结构对于 DNP 是至关重要的. 由于 InSb 2DEG 大的 g 因子 (或大的 $\hbar\omega_s$) 确保了 $\nu = 2$ 的 QHF 可以

在较低磁场 (~ 10 T) 下形成, 因此更有利于我们实施 DNP.

表 1 GaAs 2DEG 和 InSb 2DEG 参数比较 (温度为 1.6 K)

样品	GaAs/AlGaAs	InSb/AlInSb
	2DEG	2DEG
电子密度 n_s/m^{-2}	$\sim 2 \times 10^{15}$	$\sim 2 \times 10^{15}$
电子迁移率 $\mu/\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$\sim 100\text{--}1000$	~ 15
有效质量 $m^* (\times m_e)$	0.067	0.017
朗德因子 g	~ -5	$-39\text{--}-88$
塞曼劈裂能 $\hbar\omega_s/\text{meV} \cdot \text{T}^{-1}$	0.3	2.3—5.1
回旋共振能 $\hbar\omega_c/\text{meV} \cdot \text{T}^{-1}$	1.72	7.2
禁带宽度 E_g/eV	1.5 (GaAs)	0.24 (InSb)

5 实验结果及讨论

5.1 样品及测量方法

本实验所用样品是在 InSb 2DEG 基片上制备的霍尔 bar, 见图 5. 倾斜磁场实验、RDNMR 和磁阻测量均是在安装了样品旋转基座的稀释冷凝器 (dilution refrigerator, 本底温度 30 mK) 中完成的. 样品的电子密度 n_s 和迁移率 μ 由低温霍尔测量获得. 纵向电压 V_{xx} 和霍尔电压 V_{xy} 由低频交流 (13.3 Hz) 锁相放大器、交流桥或直流低噪声放大器测量. 旋转基座的转动由电脑自动控制, 其旋转角度 θ 可以通过某一固定磁场下样品的霍尔电压 $(V_{xy})_\theta$ 与 $(V_{xy})_{\theta=90^\circ}$ (此时 B 沿样品法线方向)

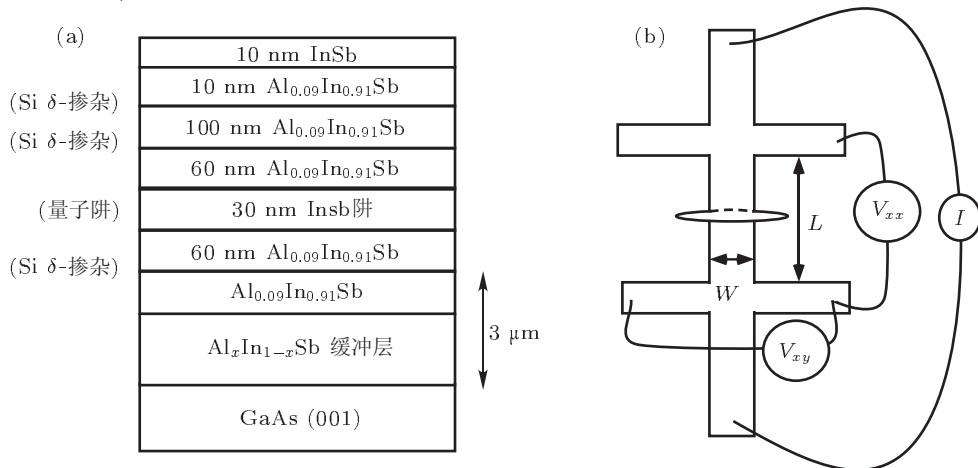


图 5 (a) InSb 2DEG 基片剖面示意图, 2DEG 限制在 InSb 量子阱中, Si 掺杂层位于量子阱两侧; (b) InSb 2DEG 霍尔 bar 器件 (W 为宽, L 为长) 顶视图, 当电流 I 通过霍尔 bar 时, 由所测电压 V_{xx} 计算出纵向电阻 $R_{xx} (= V_{xx}/I)$; 而由霍尔电压 V_{xy} 给出霍尔电阻 $R_{xy} (= V_{xy}/I)$, 绕在霍尔 bar 中间的线圈用于 RDNMR 测量

的比值得到. 通过绕在样品上的线圈产生的微弱的连续交变磁场 ($\sim \mu\text{T}$) 进行 RDNMR 测量.

5.2 InSb 2DEG g 因子测量

InSb 2DEG g 因子的测量借助于倾斜磁场实验. 图 6(a) 是低温下 InSb 2DEG R_{xx} 随磁场倾角变化的实验曲线 (部分角度). 将不同倾角下 R_{xx} 电阻峰峰位所对应的 B 和 B_{perp} (或填充因子 $\nu = \hbar n_s / e B_{\text{perp}}$) 绘成谱图, 如图 6(b). 很显然, 正如第四节所述, R_{xx} 峰位随倾角的变化反映了倾斜磁场条件下 2DEG 朗道能级的演变: 在低磁场区域随倾角的增大朗道能级发生交叉, 在强磁场区域朗道能级不发生交叠且有新的电阻峰出现 (用实线加重). 这些新电阻峰标志着 QHF 的形成, 也预示

着该区域电子相互作用增强.

朗道能级交叠处满足 $\hbar\omega_s = r\hbar\omega_c$ (r 为整数, 称为能级重合比), 进而可以推出能级重合 (coincidence) 条件: $2r \cos \theta_c = m^* g$ (θ_c 为重合角). 图中空心符号标示了在整数 r 和整数 ν 处 R_{xx} 的最大值和最小值位置, 从中可以计算出自旋极化度 $P = r/\nu$ 并准确确定其相应的磁场大小 (B_p). 而 P 随磁场变化的程度定义为自旋磁化率 (spin susceptibility, $\chi = n_s P / B_p$). 由图 6(b) 我们可以得到 χ - P 关系曲线, 见图 7(a). 显然, χ 随 P 线性增加. 此外, 根据重合条件可以推出 $\chi = n_s P / B_p = e / 2\hbar m^* g$. 如果知道样品有效质量 m^* , 我们便可以算出 g . m^* 是通过 2DEG SdH 振动 (低磁场区域) 波谷处的 R_{xx} 随温度的变化曲线 (dingle plot) 进行拟合而得出

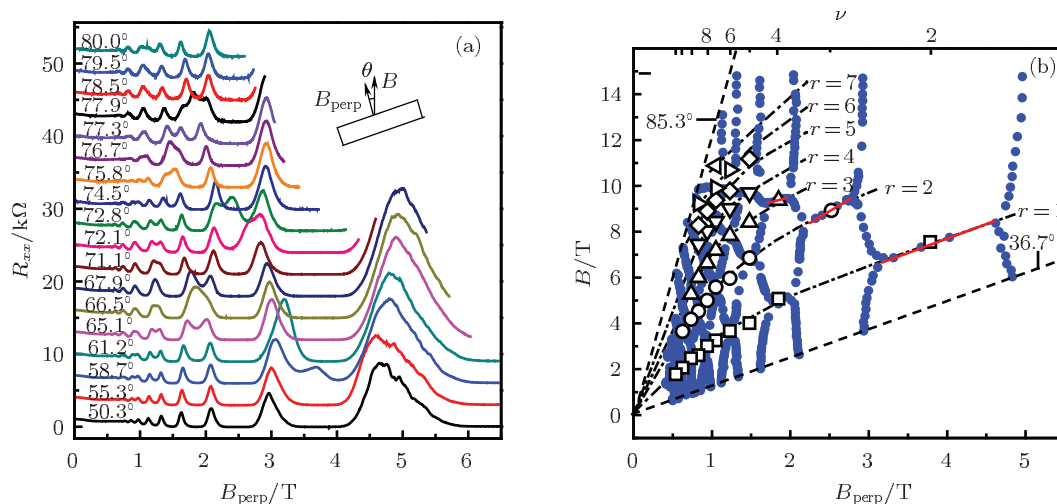


图 6 (a) InSb 2DEG R_{xx} 在倾斜磁场下的变化曲线, 倾角由插图所示, 测量温度为 200 mK, 电流为 3 nA (锁相放大器, 13.3 Hz), 该霍尔 bar 样品 ($W = 40 \mu\text{m}$; $L = 170 \mu\text{m}$) 电子密度为 $1.83 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$, 迁移率为 $14.3 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}^{-1}$; (b) 不同倾角下 R_{xx} 电阻峰峰位所对应的 B 和 B_{perp} (或填充因子 ν) 关系曲线, 实线加重标示 QHF 区域新出现的电阻峰的峰位, 点虚线标示朗道交叠处能级重合比 r 为整数的位置

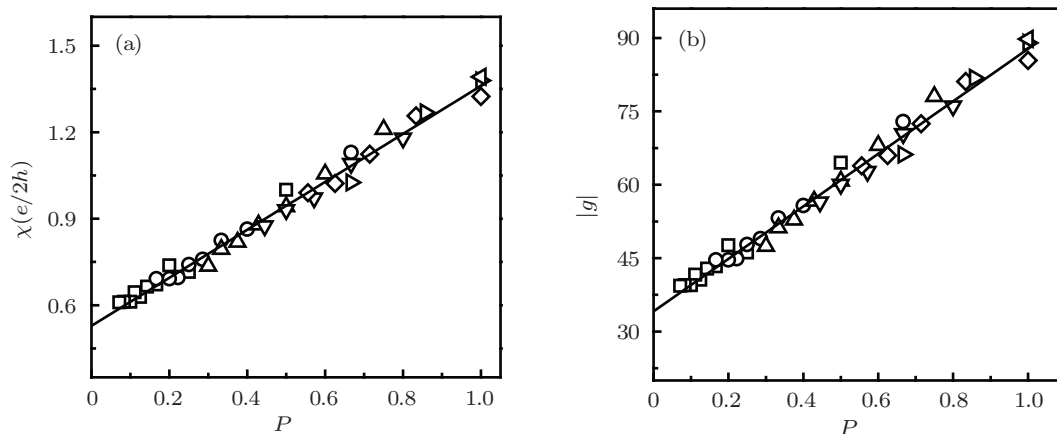


图 7 (a) 自旋磁化率 χ 与自旋极化度 P 的关系曲线; (b) InSb 2DEG g 因子的绝对值 $|g|$ 与 P 的关系曲线

的. 本样品所测 m^* 约 $0.016 m_e$ 且不依赖于倾角或 P ^[13]. 这样, 由图 7(a) 便得到 g - P 的关系曲线, 见图 7(b). 从中可以看出 $|g|$ 随 P 线性增加: 当 $P = 0$ (或 $B = 0$, 对应于自旋非极化态), $|g| \sim 39$; 当 $P = 1$ (对应于自旋完全极化态), $|g| \sim 88$. $|g|$ 的增量主要来源于电子自旋交互作用^[13].

5.3 InSb 2DEG RDNMR 测量

5.3.1 $\nu = 2$ QHF 的 RDNMR 测量

$\nu = 2$ 附近不同倾角下的 R_{xx} - B_{perp} 关系曲线如图 8(a) 所示. 由于该区域内电子自旋交互作用能依赖于 B_{perp} 并导致 g 因子的变化, 所以朗道能级交叠发生在不同 θ . 从磁阻测量可以看出, QHF 的形成区间(箭头指示)在 $\theta = 58.7^\circ$ 和 $\theta = 61.2^\circ$ 之间. 而下述 RDNMR 测量表明 $\nu = 2$ QHF 的真实区间将远大于该倾角范围.

实验发现, $\nu = 2$ QHF 的电阻峰强烈依赖于所施加的电流 (I_{sd}) 大小, 见图 8(b). 例如, 在 $B_{\text{perp}} = 3.55$ T 当电流由 $0.08 \mu\text{A}$ 突然加大到 $1.4 \mu\text{A}$, R_{xx}

将随时间成 e 指数增加然后趋于平衡, 见图 8(c). R_{xx} 的上升时间大约在百秒量级, 这与核自旋的弛豫时间 T_1 相当. 为验证 R_{xx} 的上升过程是否与核自旋极化相关, 接下来我们对样品进行 NMR 测量.

当大电流驱动的 R_{xx} 达到饱和后, 通过对绕在样品上的线圈施加射频 (RF) 电流产生横向交变磁场并对样品进行频率扫描. 可以发现, 对于特定核素在特定频率 (f_{NMR}) 下会出现 R_{xx} 的共振峰, 见图 9. 由共振频率 f_{NMR} 我们可以计算出相应核素的旋磁比, 见表 2. 显然, 这些数值与 InSb 体材料中各核素的旋磁比是一致的. 因此, 图 9 就是 InSb 2DEG 的 RDNMR 谱. 实验中没有观测到 ^{113}In 的相应谱图, 这主要是因为 ^{113}In 核素的自然丰度只有 4.3%, 见表 3. 因此我们说图 8(c) R_{xx} 的上升是与核自旋极化过程有关. 由于核极化的区域只是在电子自旋发生翻转的畴壁附近, 分布不均匀, 这反过来会使磁畴分布更加无序, 进而导致电子在扩展态之间传输过程中散射增强, R_{xx} 上升. 与此相反, 退极化过程则可以减少磁畴分布的无序化, 致使 R_{xx} 下降 (下降的幅度对应 ΔR_{xx}), 见图 9.

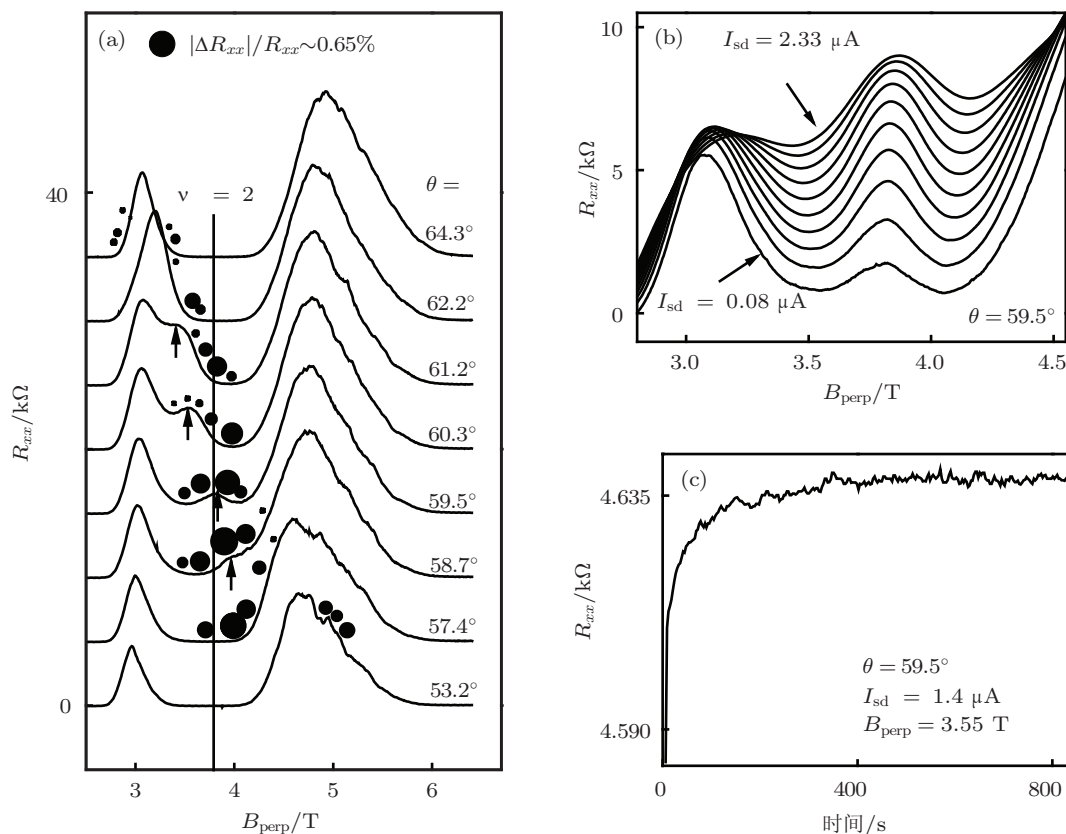


图 8 (a) $\nu = 2$ ($B_{\text{perp}} \sim 3.77$ T) 附近 R_{xx} 与 B_{perp} 的关系曲线, QHF 处的电阻峰用箭头标示, 黑点代表探测到的 ^{115}In RDNMR 信号区域, 其大小代表比值 $|\Delta R_{xx}|/R_{xx}$ (ΔR_{xx} 为核极化引起的电阻变化量); (b) R_{xx} - B_{perp} 与电流的关系曲线; (c) 大电流下 R_{xx} 随时间变化的曲线

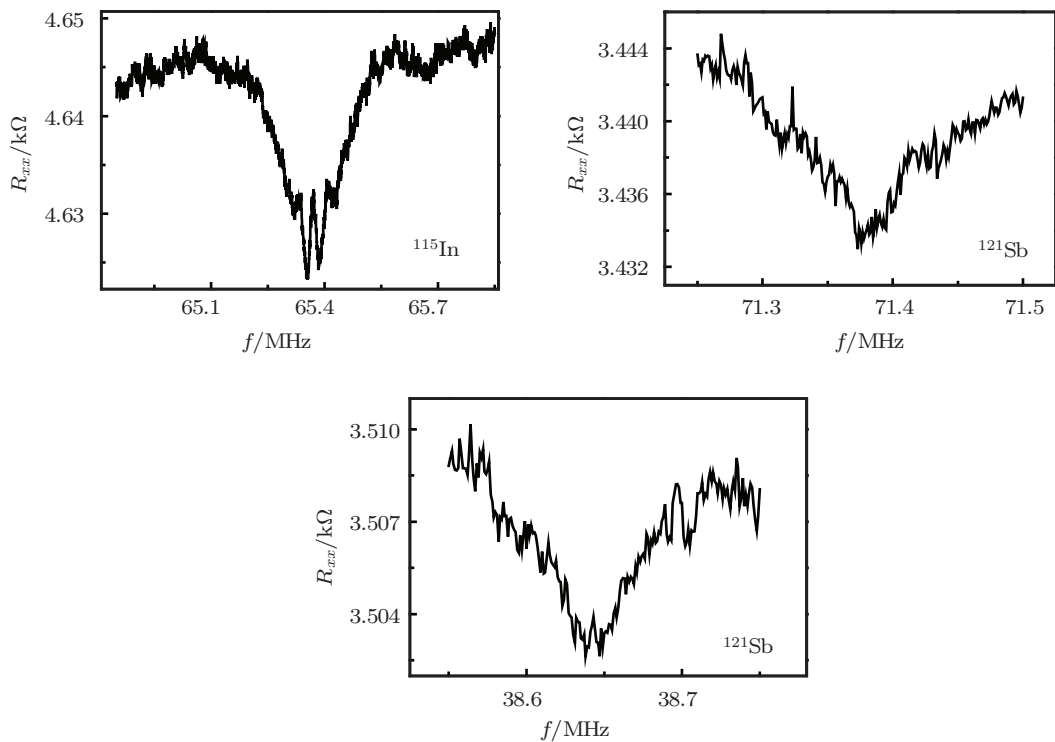


图9 InSb 2DEG In 核 (^{115}In) 和 Sb 核 (^{121}Sb 和 ^{123}Sb) 的 RDNMR 谱图 ($T = 100\text{ mK}$) 前者是由低频锁相放大器测量 ($I_{\text{sd}} = 1.4\text{ }\mu\text{A}$), 后者是用高分辨率 ($10^6 : 1$) 交流电桥测量 (激发电流为 $1\text{ }\mu\text{A}$), RF 扫描速率是 60 kHz/min

表 2 InSb 2DEG 各核素的旋磁比与共振频率 f_{NMR}

核素	旋磁比 ($2\pi f_{\text{NMR}} B^{-1}$) /MHz·T ⁻¹	$f_{\text{NMR}} B^{-1}$ /MHz·T ⁻¹
^{113}In ($I_N = 9/2$)	− (58.49)*	− (9.31)
^{115}In ($I_N = 9/2$)	58.7 (58.61)	9.35 (9.33)
^{121}Sb ($I_N = 5/2$)	64 (64)	10.2 (10.2)
^{123}Sb ($I_N = 7/2$)	34.70 (34.78)	5.52 (5.54)

* 括号内数值对应 InSb 体材料 NMR 数据 [22]

进一步测量显示 RDNMR 信号只出现在 QHF 的电阻峰周围, 即便该电阻峰隐藏在正常的 R_{xx} 电阻峰中, 见图 8(a) (黑点标示区域). 由此可以得出结论: QHF 区域的磁畴结构对于 DNP 是至关重要的. 同时该实验也表明 RDNMR 测量具有超高的灵敏度, 其所探测到的 QHF 区域要远大于磁阻测量的结果.

5.3.2 ^{115}In 核电四极劈裂谱

从表 3 可以看出 In 和 Sb 都具有高的核自旋 ($I_N \geq 5/2$). 由于核内电荷分布偏离球对称, 对于 I_N 大于 $1/2$ 的原子核均存在电四极矩 (quadrupole moment). 核电四极矩在原子核周围电子云存在电场梯度的情况下会产生电四极超精细相互作用,

使核自旋能级发生劈裂. 同时在磁场作用下, 核自旋还将发生塞曼劈裂. 比如 ^{115}In ($I_N = 9/2$)

表 3 部分元素核素的自然丰度、核自旋及磁量子数

核素	自然丰度/%	核自旋 (I_N)	磁量子数 ($m = 2 I_N + 1$)
^{12}C	98.9	0	0
^{13}C	1.1	1/2	2
^{27}Al	100	5/2	6
^{28}Si	92.23	0	0
^{29}Si	4.67	1/2	2
^{55}Mn	100	5/2	6
^{56}Fe	91.72	0	0
^{69}Ga	60.1	3/2	4
^{71}Ga	39.9	3/2	4
^{75}As	100	3/2	4
^{78}Se	23.6	0	0
^{80}Se	49.7	0	0
^{28}Si	92.23	0	0
^{113}In	4.3	9/2	10
^{115}In	95.7	9/2	10
^{121}Sb	57.3	5/2	6
^{123}Sb	42.7	7/2	8
^{209}Bi	100	9/2	10

的塞曼劈裂如图 10(b) 所示, 其十个能级由核自旋的磁量子数 $|m\rangle$ 标定. 如果不存在核电四极作用, 由于能级间塞曼劈裂 $\hbar\omega_0$ 相同, 所有相邻核自旋态之间的跃迁将只对应于一个共振峰; 而如果存在核电四极作用, 则相邻核自旋态之间跃迁能量差彼此相差 $\hbar\omega_q$ (ω_q 为电四极角频率), 相应地就有九个等间距的共振峰, 即所谓的核电四极劈裂 (quadrupole splitting). 实际上, 从图 9 已经可以看到 ^{115}In 的部分核电四极劈裂. 需要指出的是, 核电四级劈裂对于核周围环境特别是应力十分敏感.

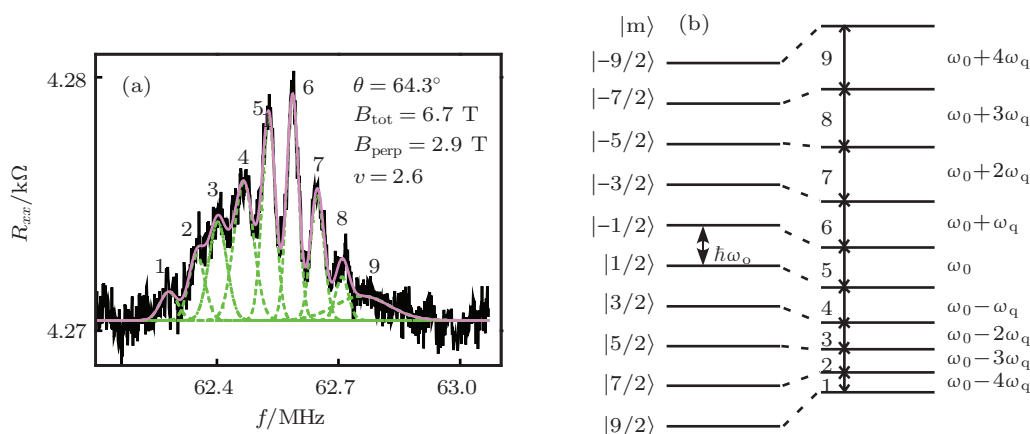


图 10 (a) ^{115}In 的 RDNMR 谱 ($T = 100 \text{ mK}$, RF 扫描频率为 3 kHz/min), 实线是由九条等间距的高斯曲线 (虚线) 拟合而成; (b) 考虑到核电四极超精细相互作用的 ^{115}In 核自旋十级能态 ($|m\rangle$) 的能谱示意图, ω_0 和 ω_q 分别表示塞曼角频率和核电四极角频率

5.3.3 其他朗道能级交叠处的 RDNMR 测量

由图 6(b) 可以看出, 高磁场下在 $\nu = 3$ 和 $\nu = 4$ 的朗道能级交叠处也出现了 QHF 的电阻峰, 但在这些区域我们并没有探测到 RDNMR 信号. 不同于 $\nu = 2$ QHF 的完全非极化磁畴 $[(0, \uparrow), (0, \downarrow)]$, $\nu = 3$ QHF 和 $\nu = 4$ QHF 的非极化磁畴是部分磁化的, 分别为 $[(0, \uparrow), (0, \downarrow), (1, \downarrow)]$ 和 $[(0, \uparrow), (0, \downarrow), (1, \downarrow), (2, \downarrow)]$. 这有可能使得参与自旋翻转的电子数目减少, 进而弱化了 DNP. 另外, 我们也没有在低磁场朗道能级交叠处 (电子自旋交互作用较弱, 没有形成 QHF) 测到 RDNMR. 这一结果进一步表明 QHF 的磁畴结构对于 DNP 是至关重要的.

5.3.4 高温 RDNMR 测量

上述 RDNMR 测量都是在 mK 温度下进行的. 进一步提高 RDNMR 的测量温度可以在较高温度下对核自旋的探测与操控, 这无疑

实验发现 ^{115}In 核电四极劈裂谱随 $\nu = 2$ QHF 位置的变化而变化, 预示着不同角度下 QHF 内部应力的变化 (可能源于磁畴或畴壁结构、大小或取向的不同). 图 10(a) 所示是在 $\theta = 64.3^\circ$ QHF 处 ^{115}In 的 RDNMR 谱图. 该谱线的精细结构可以由等间距的九条高斯曲线拟合, 对应于 ^{115}In 核电四极劈裂十级能态之间的跃迁. 图中核电四极劈裂频率 ($\omega_q/2\pi$) 约为 57 kHz , 由此可以计算出 DNP 发生区域的应力张量 $e_{zz} \sim 0.2\%$. 这与我们估算的该 InSb 2DEG 样品晶格失配率 ($\sim 0.7\%$) 基本符合.

对核自旋量子信息存储的研究具有重要意义. 目前, 对于 GaAs 2DEG RDNMR 测量的最高温度约为 1.5 K . 这里, 我们利用 InSb 独特的材料特性将 InSb 2DEG 的 RDNMR 测量温度提高到 4 K .

从表 1 可以看出, InSb 小的 m^* 决定了 InSb 2DEG 在磁场下的朗道能级间距 ($\hbar\omega_c$) 较大; 而大的 g 因子又导致每个朗道能级具有大的塞曼劈裂 $\hbar\omega_s$. 同时, g 因子随自旋极化度 P 的增加而增大, 表明在高磁场区域朗道交叠处的电子具有很强的自旋交互作用. 这些特性确保了 InSb 2DEG 的 QHF 可以在较高温度下存在, 进而为我们实现高温 RDNMR 测量提供了前提条件. 高温 RDNMR 实验所用样品为厚度 20 nm 的 InSb 量子阱, 且 Si 掺杂区只位于量子阱上方. 霍尔 bar 尺寸为 $80 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$, 低温时 n_s 为 $2.56 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$, μ 为 $13.6 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \text{ s}^{-1}$. 从图 11(a) 可以看出 $\nu = 2$ QHF

的电阻峰一直保持到 6 K. 电阻峰的峰值与电流和温度的关系曲线见图 11(b). 这里需要强调两点: 一是本实验使用的是直流电流 I_{DC} , 这是因为该样品在直流电流驱动下的 RDNMR 信号要强于交流信号; 二是一般认为大电流会使样品温度升高, 但 QHF 电阻峰峰值与电流和温度不同的依赖关系说明大电流条件下阻值的增加不完全是由热造成的. 高温 RDNMR 测量同样是在 $\nu = 2$ QHF 电阻峰附近进行的, 其过程同上述低温 RDNMR 测量一

样. 图 12 所示是 ^{115}In 在不同温度下的 RDNMR 谱图. 很显然, 在 4 K 温度下仍然可以观测到 RDNMR 信号, 这也是目前 RDNMR 测量的最高温度. 此外, 图 12 所有 RDNMR 谱线均呈现散射 (dispersion) 形状, 这与交流电流驱动的 RDNMR 谱明显不同. 类似的散射谱线也在 GaAs 样品中观测到, 但机理目前尚不清楚. 值得一提的是, 图 12 的散射谱线中还出现了一些精细结构, 这预示着核电四极劈裂可能对谱线的形状有所影响.

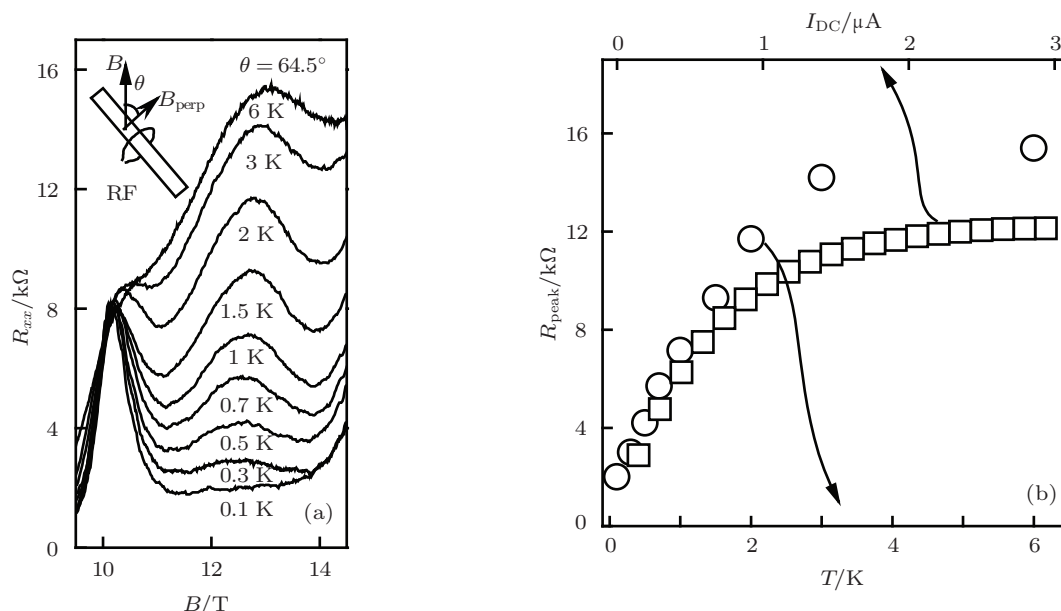


图 11 (a) 不同温度下 R_{xx} 与 B_{perp} 的关系曲线, $\nu = 2$ ($B \sim 12.3$ T) 附近的电阻峰预示着 QHF 的形成; (b) QHF 电阻峰峰值 (R_{peak}) 随电流 ($T = 100$ mK) 和温度 ($I_{DC} = 10$ nA) 的变化曲线

核自旋弛豫时间 T_1 是描述核自旋特性的一个重要参数. 图 13 所示是 ^{115}In RDNMR 谱线峰和谷处 (图 12) 所测 T_1 与温度的依赖关系 (由于 4 K RDNMR 信号较弱, 没有测得相应的 T_1). 插图所示是 T_1 测量的具体过程: 当电流诱导的 DNP 稳定后, R_{xx} 趋于平衡, 此时将 RF 频率调整到 ^{115}In 的共振频率 f_{NMR} 使核自旋发生退极化, 该过程会导致 R_{xx} 减小直至趋于平衡 (对应 “on” 的区域). 随后将 RF 频率调到 ^{115}In 的非共振频率, 使核自旋恢复到极化状态. 此时 R_{xx} 随时间 e 指数上升 (对应 “off” 的区域), 该上升过程所对应的时间常数定义为 T_1 . 需要指出的是, 这里 T_1 测量针对的是在大电流驱动下核自旋从非极化到极化过程. 实验证明这一测量方法与 DNP 稳定后关闭电流使核自旋从极化到非极化过程所测 T_1 是一致的. 图 13 显

示 T_1 并不随温度变化, 这与通常金属中核自旋弛豫所遵守的 Korringa 法则 ($TT_1 = \text{常数}$) 截然不同. 我们认为本实验的 T_1 是由畴壁中无序的电子自旋织构 (类 Skyrmions) 决定的, 即翻转过程包含了多个电子自旋的参与, 是一个集体行为. 只要这种自旋织构不被破坏, T_1 就不会受温度影响直到温度升高到使磁畴和畴壁消失. 这种自旋织构也会加速核自旋的弛豫, 使 T_1 大大缩短 [24]. 事实上, InSb 体材料的 NMR 实验表明 [25], ^{115}In 的 T_1 一般在几个小时, 而本实验 InSb 2DEG QHF 中的 T_1 却只有 100 s 左右.

此外, 我们认为本实验 RDNMR 测量的最高温度 (4 K) 应该对应于 QHF 的居里温度 T_C . 当温度高于 T_C , 磁畴扩展到整个霍尔 bar, 这时 QHF 消失进而无法实现 DNP 和 RDNMR 测量. QHF 的居

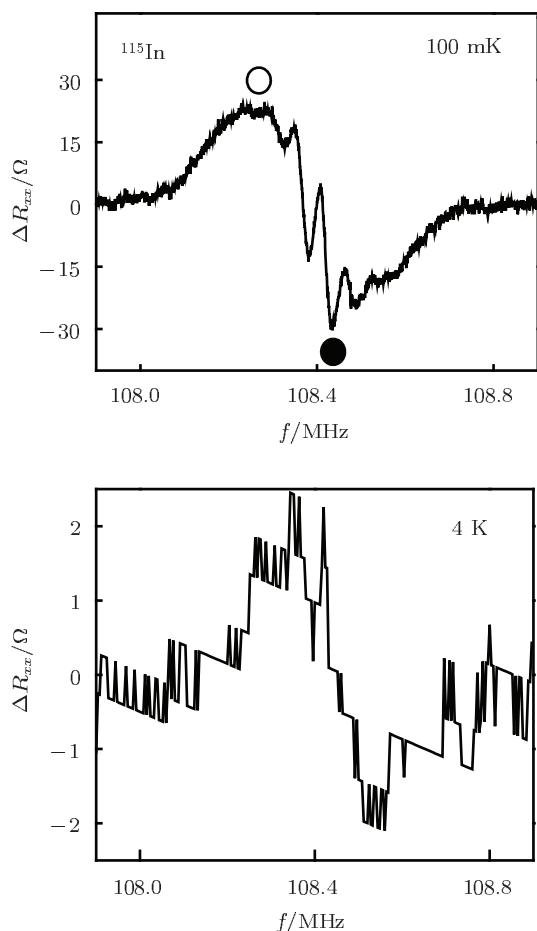


图 12 不同温度下的 ^{115}In RDNMR 谱图 100 mK 谱图的测量条件为 $I_{\text{DC}} = 870 \text{ nA}$, $B = 11.6 \text{ T}$, RF 扫描频率为 6 kHz/min , 功率 $P_{\text{RF}} = -6 \text{ dBm}$; 4 K 谱图的测量条件为 $I_{\text{DC}} = 1.5 \text{ }\mu\text{A}$, RF 扫描频率为 240 kHz/min 和 $P_{\text{RF}} = 2 \text{ dBm}$

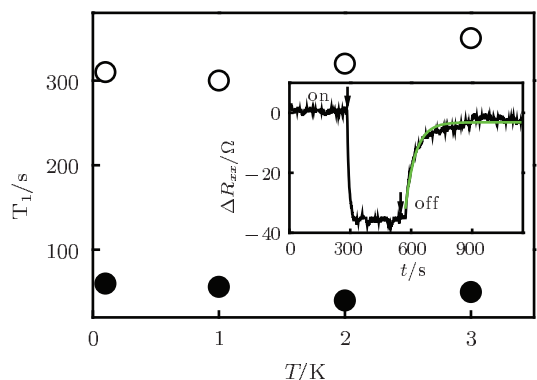


图 13 图 12 ^{115}In RDNMR 谱线的峰 (○) 与谷 (●) 处核自旋弛豫时间 T_1 与温度的关系曲线 不同温度下的 T_1 测量条件为 100 mK 和 1 K ($I_{\text{DC}} = 870 \text{ nA}$, $P_{\text{RF}} = -6 \text{ dBm}$); 2 K 和 3 K ($I_{\text{DC}} = 1.5 \text{ }\mu\text{A}$, $P_{\text{RF}} = 0 \text{ dBm}$), 实验证明 T_1 与测量电流和功率大小无关, T_1 的测量过程见插图

里温度也可以通过分析 QHF 电阻峰的峰值及峰宽随温度的变化而获得. 但由于 InSb 2DEG $\nu =$

2 QHF 的电阻峰较宽, 很难用该方法进行分析. 这里我们用 AlAs 2DEG $\nu = 3$ QHF 电阻峰的分析结果 ($T_C \sim 0.5 \text{ K}$) 做一个对比 [26]. 由于 T_C 与电子自旋交互作用能 E_c 成正比, InSb 2DEG $\nu = 2$ QHF 的 E_c ($\sim 15 \text{ meV}$) [13] 大约是 AlAs 2DEG $\nu = 3$ QHF 的 E_c ($\sim 1.5 \text{ meV}$) [27] 的 10 倍, 所以前者 T_C 的温度应该是后者的约 10 倍. 因此, 我们推测 RDNMR 测量的最高温度 (4 K) 对应 InSb 2DEG QHF 的 T_C 是合理的. 随着 2DEG n_s 的提高, $\nu = 2$ QHF 将在更高磁场下形成, E_c 也会因此增大. 由此我们推断 T_C 将随 n_s 的增大而升高, 从而进一步提高 RDNMR 的测量温度. 这有待于今后实验的验证.

6 结论及展望

我们利用 InSb 2DEG 大的 g 因子通过倾斜磁场使 InSb 2DEG 能量最低的两个朗道能级中自旋相反的塞曼子带发生交叠, 进而形成最简单的赝自旋 QHF. 由于 QHF 中电子极化与非极化的两个磁畴在朗道交叠处能量简并, 从而补偿了电子自旋翻转与核自旋翻转所需能量的巨大差异 (约为 1000 倍), 满足了相互翻转过程 (flip-flop) 中的能量守恒. 当有较大电流 (几百 nA— μA) 流过 QHF 时, 通过磁超精细相互作用便实现了电子自旋对核自旋的 DNP. 由于核自旋不同的极化状态会引起 R_{xx} 的变化 (ΔR_{xx} 约 0.3%), 因此实现了对 InSb 2DEG 的 RDNMR 测量. 此外, 原子核电四极矩在周围电场梯度作用下会产生电四极超精细相互作用, 使得 ^{115}In ($I_N = 9/2$) 能级发生的十级劈裂 ($2 I_N + 1 = 10$) 在 RDNMR 谱中清晰显现, 这对于研究多级核自旋态的相干与退相干机制以及构建多位 (大于 3) 核自旋量子比特具有重要意义. 需要强调的是, 本实验表明 RDNMR 信号总是出现在 QHF 的电阻峰周围, 说明磁畴结构对于 DNP 是至关重要的. 在低磁场区域正常的朗道交叠处 (无磁畴结构) 没有探测到 RDNMR 信号的事实也进一步证实了这一结论. 由于 InSb 2DEG 的特有属性 (大的塞曼劈裂、回旋共振劈裂和电子交换能) 确保了 QHF 可以在较高温度下存在, 使我们在 4 K 温度下成功实现了对 InSb 2DEG 的 RDNMR 测量, 这也是目前 RDNMR 的最高测量温度. 根据所测核自旋弛豫时间 T_1 (百秒量级) 不随温度变化的实验结果, 我们推测 QHF 畴壁内电子自旋的排布具有类

似 Skyrmions 的织构, 并且 RDNMR 的最高测量温度应该对应于 QHF 的居里温度 T_C .

本文所提出的新的 DNP 方法有望应用于 AlAs, HgTe 和 CdMnTe 等其他二维电子气系统 (利用大的 g 因子或有效质量在倾斜磁场下都可以形成 QHF^[28–30]) 的 RDNMR 表征. 通过对不同低维体系的 RDNMR 和 T_1 测量, 使我们更进一步了解半导体电子自旋与核自旋的相互作用以及阐明低维量子铁磁体的形成机制, 同时也可以更深入研究不同材料属性及器件结构对电子自旋和核自旋特性的影响. ^{115}In 电四极劈裂谱的获得使

得我们可以通过脉冲 NMR 技术^[6] 实现基于核自旋的多量子比特 (≥ 2) 的表征. 此外, 通过压电振荡器对 2DEG 内应力变化的控制研究核电四极劈裂对 RDNMR 谱线形状的影响, 进而揭示其形成机制. 最近, 我们利用原子层状沉积 (ALD) 技术成功制备了带有可控栅极的 InSb 2DEG. 通过栅电极对 2DEG 电子密度的调控, 我们可以验证 RDNMR 最高测量温度与电子密度的关系, 并利用 RDNMR 和 T_1 测量研究不同量子霍尔态的电子自旋分布. 可控栅极的成功制备也为今后 RDNMR 测量应用于 InSb 纳米器件 (如量子线) 奠定了基础.

-
- [1] Dobers M, von Klitzing K, Schneider J, Weimann G, Ploog K 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 1650
 - [2] Kronmüller S, Dietsche W, von Klitzing K, Denninger G, Wegscheider W, Bichler M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4070
 - [3] Hashimoto K, Muraki K, Saku T, Hirayama Y 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 176601
 - [4] Smet J H, Deutschmann R A, Ertl F, Wegscheider W, Absteiter G, von Klitzing K 2002 *Nature* **415** 281
 - [5] Stern O, Freytag N, Fay A, Dietsche W, Smet J H, von Klitzing K, Schuh D, Wegscheider W 2004 *Phys. Rev. B* **70** 075318
 - [6] Yusa G, Muraki K, Takashina K, Hashimoto K, Hirayama Y 2005 *Nature* **434** 1001
 - [7] Kumada N, Muraki K, Hirayama Y 2006 *Science* **313** 329
 - [8] Tracy L A, Eisenstein J P, Pfeiffer L N, West K W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 086801
 - [9] Takahashi H, Kawamura M, Masubuchi S, Hamaya K, Machida T, Hashimoto Y, Katsumoto S 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 092120
 - [10] Kumada N, Muraki K, Hirayama Y 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 076805
 - [11] Liu H W, Yang K F, Mishima T D, Santos M B, Hirayama Y 2010 *Phys. Rev. B* **82** 241304 (R)
 - [12] Yang K F, Liu H W, Nagase K, Mishima T D, Santos M B, Hirayama Y 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 142109
 - [13] Yang K F, Liu H W, Mishima T D, Santos M B, Nagase K, Hirayama Y 2011 *New J. Phys.* **13** 083010
 - [14] Desrat W, Maude D K, Potemski M, Portal J C, Wasilewski Z R, Hill G 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 256807
 - [15] Flinn G P, Harley R T, Snelling M J, Tropper A C, Kerr T M 1994 *Semicond. Sci. Tech.* **5** 533
 - [16] Salis G, Fuchs D T, Kikkawa J M, Awschalom D D, Ohno Y, Ohno H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2677
 - [17] Kondo Y, Ono M, Matsuzaka S, Morita K, Sanada H, Ohno Y, Ohno H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 207601
 - [18] Halperin B I, Lee P A, Read N 1993 *Phys. Rev. B* **47** 7312
 - [19] Verdene B, Martin J, Gamez G, Smet J, von Klitzing K, Mahalu D, Schuh D, Abstreiter G, Yacoby A 2007 *Nat. Phys.* **3** 392
 - [20] Yoshioka D 2002 *The Quantum Hall Effect* (Berlin Heidelberg: Springer-Verlag) p29
 - [21] Kawamura M, Takahashi H, Sugihara K, Masubuchi S, Hamaya K, Machida T 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 022102
 - [22] Clark W G, Feher G 1963 *Phys. Rev. Lett.* **10** 134
 - [23] Dzhirov R I, Korenev V L 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 037401
 - [24] Cote R, MacDonald A H, Brey L, Fertig H A, Girvin S M, Stoeff H T C 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4825
 - [25] Gauss N, Jansen A G M, Wyder P 2004 *J. Supercond.* **17** 653
 - [26] De Poortere E P, Tutuc E, Pillarisetty R, Melinte S, Shayegan M 2003 *Physica E* **20** 123
 - [27] De Poortere E P, Tutuc E, Papadakis S J, Shayegan M 2000 *Science* **290** 1546
 - [28] Vakili K, Shkolnikov Y P, Tutuc E, Bishop N C, de Poortere E P, Shayegan M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 176402
 - [29] Yakunin M V, Podgornyykh S M, Mikhailov N N, Dvoretzky S A 2010 *Physica E* **42** 948
 - [30] Jaroszynski J, Andrearczyk T, Karczewski G, Wrobel J, Wojtowicz T, Papis E, Kaminska E, Piotrowska A, Popvic D, Dietl T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 266802

Resistively detected nuclear magnetic resonance: recent developments

Liu Hong-Wu^{1)2)†} Yang Kai-Feng²⁾ Tetsuya D. Mishima³⁾ Michael B. Santos³⁾
Katsumi Nagase²⁾ Yoshiro Hirayama²⁾⁴⁾

1) (State Key Laboratory of Superhard Materials and Institute of Atomic and Molecular Physics, Jilin University, Changchun 130012, China)

2) (ERATO Nuclear Spin Electronics Project-JST, Sendai, Miyagi 980-8578, Japan)

3) (Homer L. Dodge Department of Physics and Astronomy, University of Oklahoma, Norman, Oklahoma 73019-2061, USA)

4) (Department of Physics, Tohoku University, Sendai, Miyagi 980-8578, Japan)

(Received 7 December 2011; revised manuscript received 30 December 2011)

Abstract

The resistively detected nuclear magnetic resonance (RDNMR), a high-sensitivity NMR technique developed by Klaus von Klitzing's group in 1988, is used to investigate exotic electron and nuclear spin properties in GaAs two-dimensional electron gases (2DEGs). Because the dynamic nuclear polarization (DNP) approach required for the RDNMR demonstration is strongly dependent on unique material properties of GaAs, this highly-sensitive technique has not yet been applied to 2DEGs confined in other host semiconductors. More recently, we have developed a novel DNP method for demonstration of RDNMR in a 2DEG within the typical narrow-gap semiconductor InSb. In this article, we focus on the discussion of our newly-developed DNP method, experimental details and results as well as future prospects after some preliminary remarks on the principles of RDNMR and DNP.

Keywords: two-dimensional electron gas, resistively detected nuclear magnetic resonance, dynamic nuclear polarization, narrow-gap semiconductor

PACS: 73.43.-f, 31.30.Gs

† E-mail: liuhongwu2002@yahoo.com