arXiv:2603.07303v1 [cond-mat.mtrl-sci] 7 Mar 2026

层结构和应变对 InP (001) 上 InAs量子阱形貌和电子性质的影响

Zijin Lei, [1, 2, *] Yuze Wu, [1, 2] Christian Reichl, [1, 2, †] Stefan Fält, [1, 2] 和 Werner Wegscheider[1, 2]1瑞士苏黎世联邦理工学院固体物理实验室，*CH-8093* 苏黎世2瑞士苏黎世联邦理工学院量子中心，*CH-8093* 苏黎世

在 InP 上生长的高质量 InAs量子阱，因其较大的g因子、强 Rashba自旋轨道相互作用，以及与原位沉积超导体的兼容性，是拓扑量子信息处理的理想平台。在本研究中，我们研究了在 InP (001) 晶圆上生长的 InAs/InGaAs量子阱，重点考察层结构和应变对电子性质及表面形貌的影响。通过结合量子输运测量和原子力显微镜，我们表明层设计主要影响迁移率各向异性，且这种影响与表面形貌密切相关。表面表征进一步揭示了层厚超过应变极限时量子阱崩塌的机制。此外，输运测量表明，量子限域对能带非抛物性有明显影响。

作为一种众所周知的窄带隙III–V族半导体，InAs具有高电子迁移率、小有效质量、大g因子以及强Rashba自旋–轨道相互作用 [1–3]。近年来，InAs量子阱（QW）日益受到关注，因为通过原位沉积的超导体，可以使其呈现超导性 [4, 5]。因此，InAs量子阱有望成为研究集成式多端器件中拓扑超导性的理想平台 [6–9]。然而，生长高质量InAs量子阱比生长标准砷化镓结构要困难得多。其中一个主要难题是缺乏成熟的InAs衬底。目前，InAs量子阱通常生长在砷化镓、磷化铟和GaSb衬底上。虽然砷化镓最易获得，但它与InAs之间较大的晶格失配严重限制了可实现的迁移率 [10]。相比之下，生长在GaSb上的InAs量子阱具有接近匹配的晶格常数，已实现报道的最高迁移率；其迁移率 μ 可达 2.4×10^6 cm/Vs，载流子密度为 $n=1\times10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$ [11]。然而，这些量子阱具有平庸边缘态，使先进器件的制造更加复杂 [12]。因此，分数量子霍尔效应和纳米收缩结构等输运研究需要复杂的栅极结构 [13–16]。相比之下，基于磷化铟的InAs/InGaAs量子阱已成为纳米结构和拓扑超导体器件的常用平台。深InAs量子阱的迁移率可超过 10^6 cm^2/Vs[17, 18]。在浅量子阱结构中，InAs二维电子气可通过原位沉积的铝或铝/铌薄膜轻松实现近邻效应 [4, 5]。此外，近期针对量子点接触的研究表明，基于磷化铟晶圆的InAs量子阱不存在平庸边缘态，这有助于开展基于二维InAs的量子器件研究 [19]。

然而，这些 InGaAs/InAs 异质结构的有源区承受着显著的应变，这限制了可实现的最大量子阱宽度。因此，界面散射成为限制电子迁移率的关键因素。近期，Dempsey 等人。[18] 在缓冲层和包层中采用了一种改进的应变工程方法，大幅增加了允许的阱宽，从而将峰值迁移率提高至 $10^6\mathrm{cm}^2$/Vs。尽管取得了这些进展，应变和量子限域对 InAs 量子阱关键性质的影响，例如迁移率各向异性和能带非抛物性，仍是有待进一步研究的重要课题。

在本研究中，我们考察了生长于 InP 衬底上的应变 InAs 量子阱，重点研究势垒层厚度和阱层厚度对表面形貌及二维电子气性质的影响。通过调节 InGaAs包层厚度和量子阱宽度，我们实现了高迁移率二维电子气，在 10 毫开尔文时峰值迁移率高达 $1.03\times10^6\,\mathrm{cm}^2$/Vs。原子力显微镜测量揭示了表面形貌与输运各向异性之间的关联，并确定了层厚超过应变极限时量子阱坍塌的结构起源。此外，我们通过低密度区和高密度区间的温度依赖性舒布尼科夫-德哈斯（SdH）振荡测量提取了有效质量，结果显示窄阱中存在显著的能带非抛物性。

本研究中的量子阱样品在改进型 Veeco Gen II 分子束外延（MBE）系统中生长。生长过程与文献 [17, 18] 报道的方法类似。首先，将铁掺杂 InP （ 001 ）半绝缘衬底在真空中进行热脱附。随后将晶圆装入生长室。值得注意的是，在 510 °C 的砷环境中对 InP表面进行去氧化后，第一层外延层（$In_{0.58}Al_{0.42}As$）在 480 °C 下生长。必须严格控制去氧化过程，以避免形成 InAs，否则会导致后续生长失败。在表面覆盖晶格匹配的 $In_{0.58}Al_{0.42}As$ 后，$In_{0.575}Al_{0.425}As/In_{0.59}Al_{0.41}As$ 超晶格（SL）在相对较低的温度（<390 °C）下生长。我们注意到，精确控制该超晶格中的 Al与In比例对于实现

样品	d(nm)	w (nm)	n_{vdP} ($10^{11}\mathrm{cm}^{-2}$)	μ_{vdP} ($10^{5}\mathrm{cm}^{2}/\mathrm{Vs}$)
A	12	2	2	2.7
B	12	6	2.2	5.4
C	12	10	2	2.5
D	10.5	10	-	-
E	10.5	16	-	-

表 I. 4.2 K 下范德堡表征总结

量子阱中的高迁移率二维电子气至关重要。按照先前出版物 [4]，中确立的工艺，生长了阶梯渐变缓冲层，每层的铟含量增加 1.35%，总厚度最高达 1 μm。随后，在 420 °C 下生长了厚度为 58 nm 的 $In_{0.77}Al_{0.23}As$ 层，作为虚拟衬底。在该虚拟衬底上，生长 $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ 包层作为量子阱的底部势垒层，其厚度 d 设为 10.5 或 12 nm。随后生长宽度为 w 的 InAs层作为量子阱，之后生长顶部 $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ 包层，该包层与底部势垒层相同。最后，生长厚度为 120 nm 的 $In_{0.75}Al_{0.25}As$ 覆盖层，以尽量减小表面散射。生长过程中未引入额外掺杂。在本研究中，共生长并表征了五个样品以进行比较。生长完成后，首先使用带有铟焊接触点的标准 5 mm × 5 mm van der Pauw（vdP）几何结构，在 4.2 K 下对所有样品进行表征。每个晶圆的受控参数（d 和 w）以及 vdP 面密度 n_{vdP}和迁移率 μ_{vdP} 汇总于表 I 中。

如图 1所示，随着载流子密度增加，电子迁移率呈次线性增长。介电层限制了二维电子气可达到的最大密度。在相同的 n下，样品 B 表现出最高的迁移率。在 1.7 K 时，最大值 μ =0.98×10^{6}cm^2/Vs 沿 [110]方向达到，密度为$n = 4.5\times10^{11}\,\mathrm{cm}^{-2}$。在较高密度范围内，迁移率增幅趋于饱和，这是由于波函数变得更加不对称，导致界面散射增强。样品 B 的峰值迁移率在较低温度下仍持续提高。在 10 mK 时，沿 1.03×10^6 cm^2/Vs 方向的峰值迁移率达到 [110]，创下了 Hatke等人此前的纪录，且载流子密度更低[17]，；这一数值与 Dempsey 等人通过应变工程实现的量子阱结果相当 [18]。

除了迁移率差异外，样品 A、B 和 C 还表现出不同的各向异性。尽管沿 [110] 的迁移率始终高于沿 [1$\bar{1}$0] 的迁移率，但各向异性会随着量子阱厚度增加而增强。量子阱宽度为 $w = 6$ nm 时最为理想，既能获得最高迁移率，又能保持适中的各向异性。由于在整个 n 范围内载流子密度始终较低，因此未观察到第二子带占据的迹象

已观察到。

图 2（a）至（c）分别展示了样品 B、D 和 E 的原子力显微镜表面表征。总体而言，所有样品都呈现出清晰的交叉网格图案，条纹沿

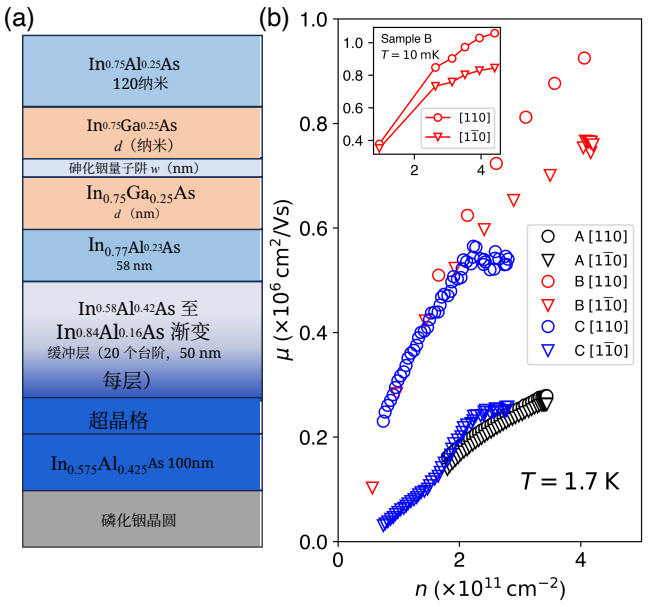

图1.（a）砷化铟量子阱层结构示意图。（b）样品A、B和C沿 [110] 和 [1$\bar{1}$0] 方向的电子迁移率与密度的关系，由带全局顶部栅极的“L”形霍尔条在1.7开尔文下测得。插图：基于样品 B的同一霍尔条，但在10毫开尔文下测量，显示峰值迁移率达到 1.03×10^6 cm^2/Vs。

方向延伸 [110] 和 [1$\bar{1}$0] 方向。比较 [110] 和 [1$\bar{1}$0] （图 2 （d）和（e））所示的线剖面，尽管 [110] 方向的峰峰粗糙度大得多，甚至可与量子阱厚度相当，但其相关长度也大得多。因此， [110] 方向上较高的迁移率归因于较大的相关长度，这使电子的平均自由程上限更高。更多数据见附录。

表面形貌也可能解释样品D和E中量子阱的坍塌。尽管$In_{0.75}Ga_{0.25}As$ 的厚度仅变化了1.5 nm，但样品D的表面沿 [110] 方向出现了深沟，导致量子阱破裂成不连续岛状结构。在样品E中，这些沟槽更加明显，其中砷化铟层的厚度为 $w = 16$ nm，远远超过应变极限。除了沟槽密度大幅增加之外，交叉网格结构也更加无序。值得注意的是，这些沟槽并非测量造成的，因为样品A至E是连续表征的，并且在大面积和小面积测量中，沟槽的位置都相同。补充材料中提供了更多原子力显微镜图像。这一观察结果与Dempsey等人此前的报道一致，并且可能解释了相关现象：当砷化铟层过厚时，量子阱无法容纳二维电子气 [18]。

样品 A、B 和 C 的高电子迁移率使我们能够进一步研究限制效应对能带结构的影响，而这一影响可通过

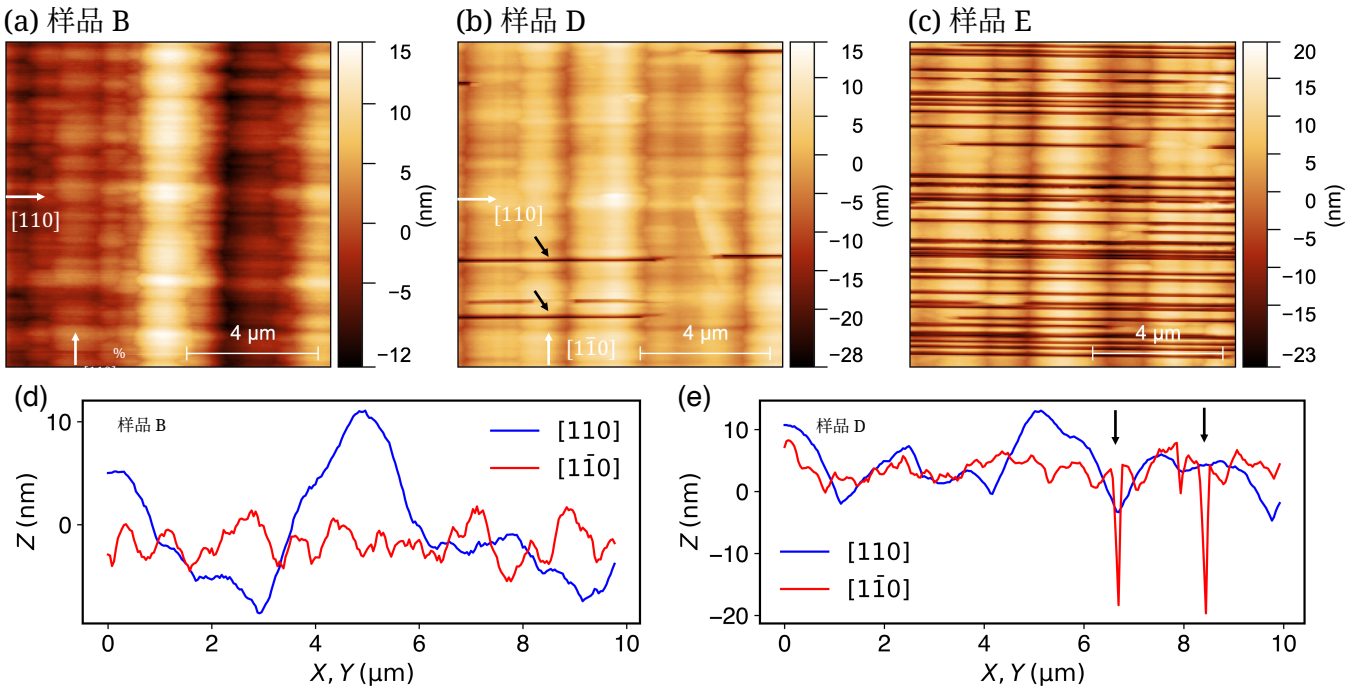

图2。(a)、(b)和(c)为样品B、D和E的连续原子力显微镜表面表征。测量范围为 10μm$\times 10\mu$m。晶体方向 [110] 和 [$\bar{1}$10] 已标注。(d)和(e)为样品B和D沿 [110] 和 [$\bar{1}$10]的线剖面（白色箭头）。沿 [110] 出现的深沟在(b)和(e)中均用黑色箭头标出。

有效质量测量。图3显示了样品 B 中舒布尼科夫-德哈斯振荡随温度的变化，其载流子密度为 $n = 2.33 \times 10^{11}$ cm^{-2}。纵向电阻率的振荡部分，$\Delta\rho_{xx}$通过从 $\rho_{xx}(B)$的迹线中减去多项式背景得到。按照参考文献 [20], 中介绍的方法，我们选取$\Delta\rho_{xx}$ 随 B 变化的迹线中的局域极大值和极小值作为数据点，以构建 SdH 包络。图 4(b) 展示了丁格尔因子对$\ln(\Delta\rho_{xx}T_0/\rho_{xx}T)$的拟合，其中 T_0 是测量舒布尼科夫–德哈斯振荡时的最低温度，ρ_{xx} 是多项式背景。如图3所示，在较宽的磁场范围内，测得的有效质量保持恒定。因此，我们得出结论，有效质量为 $m^* = (2.28 \pm 0.02) \times 10^{-2} m_0$，其中 m_0 是真空中的电子质量。

采用相同的方法，我们提取了样品 A、B 和 C 在低密度区和高密度区的有效质量。如图3(b)的插图所示，所有 InAs 量子阱的电子有效质量都同样很小，接近体块 InAs 的电子有效质量（$0.023m_0$）。与标准砷化镓和 GaInAs 量子阱中通常观察到的情况不同，量子阱限制效应的影响并不明显 [21–23]。相反，减小量子阱宽度主要会增强能带非抛物性，这一点可由载流子密度较高时有效质量增大看出。量子阱越窄，这种效应就越明显。这种行为与此前关于砷化镓量子阱的报道一致 [24, 25]。此外，量子阱中的应变也可能导致观察到的行为，因为已知应变会调节能带结构和非抛物性，进而影响电子有效质量 [26–28]。

样品 B 中的高迁移率二维电子气使我们能够通过在 10 毫开尔文下进行精确的舒布尼科夫–德哈斯振荡测量来探测自旋轨道相互作用。图 4(a) 给出了载流子密度为 $n = 2.1 \times 10^{11}$ cm^{-2} 的样品 B 的舒布尼科夫–德哈斯振荡。我们在 0.25 至 0.4 T 范围内的测量中，在 [110] 和[$\bar{1}$10] 两个方向上均观察到舒布尼科夫-德哈斯振荡的拍频。这两个方向纵向电阻率 $\Delta\rho_{xx}$ 的振荡部分示于图 4(b)。借助快速傅里叶变换，两个方向的功率谱中均可见两个峰（图 4 插图）。此处，利用昂萨格关系 $n = |e|f/h$将频谱转换为载流子密度。方向 [110] （[$\bar{1}$10]）上这两个峰对应的载流子密度分别为 $n^+ = 1.061(1.189) \times 10^{11}$ cm^{-2} 和$n^- = 0.978(1.087) \times 10^{11}$ cm^{-2}。根据所得的 n^+和 n^-，可利用关系式 $\alpha_{\mathrm{SO}} = \frac{\Delta n \hbar^2}{m^*}\sqrt{\frac{\pi}{2}}(n^+ + n^- - \Delta n)$ 计算拉什巴自旋轨道系数 α_{SO}，其中 $\Delta n = n^+ - n^-$ [17, 18]。利用图 3 中获得的有效质量，计算得到 [110] 和 [$\bar{1}$10]方向的拉什巴自旋轨道系数分别为 64 和 74 meVnm。拉什巴的一致性

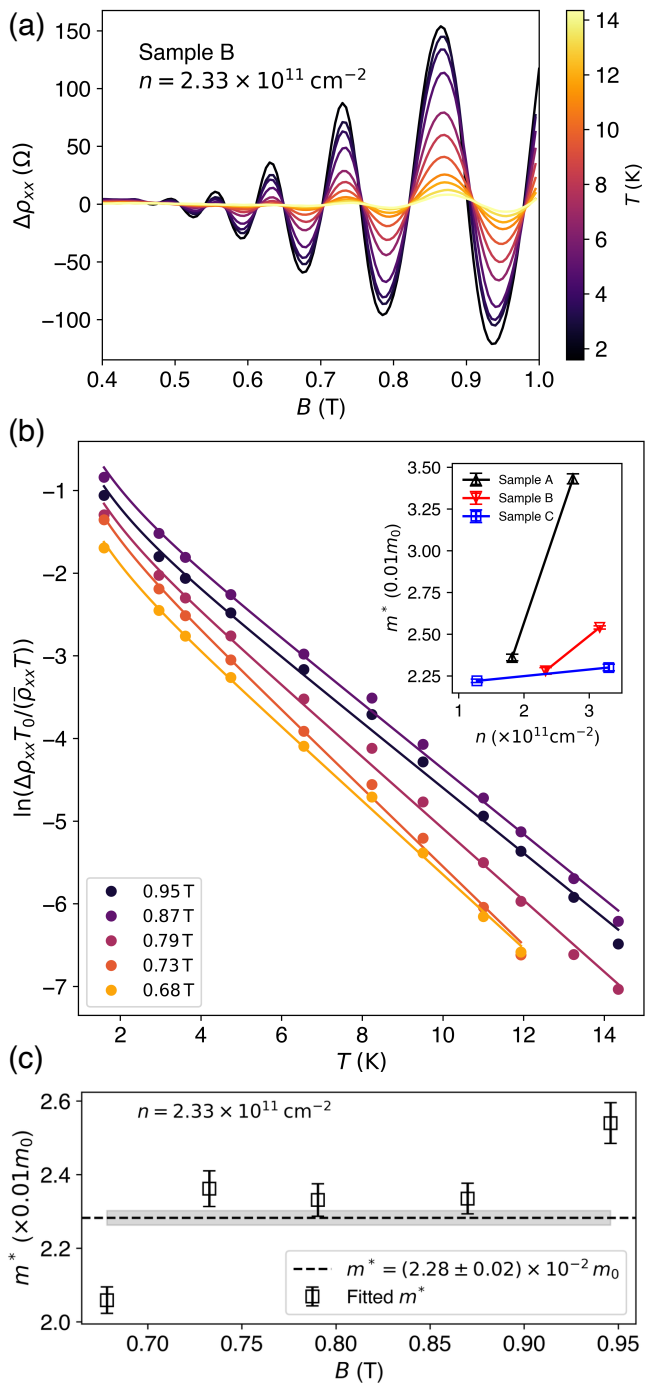

图 3. (a) 样品 B 上测得的舒布尼科夫–德哈斯振荡的温度依赖性，其中 $n = 2.33 \times 10^{11}$cm^{-2}。(b) 根据 (a) 中的局域极大值和极小值拟合丁格尔因子。(c) 拟合得到的有效质量 m^* 与 B。在较宽的 B范围内， m^* 显示出平均值 ($2.28 \pm 0.02) 10^{-2} m_0$ （虚线），误差以阴影表示。

从两个方向得到的系数强烈表明，这种拍频源于强自旋轨道相互作用，而非外延生长过程中的不均匀性。此外，这些数值与先前的文献吻合良好[17, 18]。此外，在 dif-条件下观察到了拍频

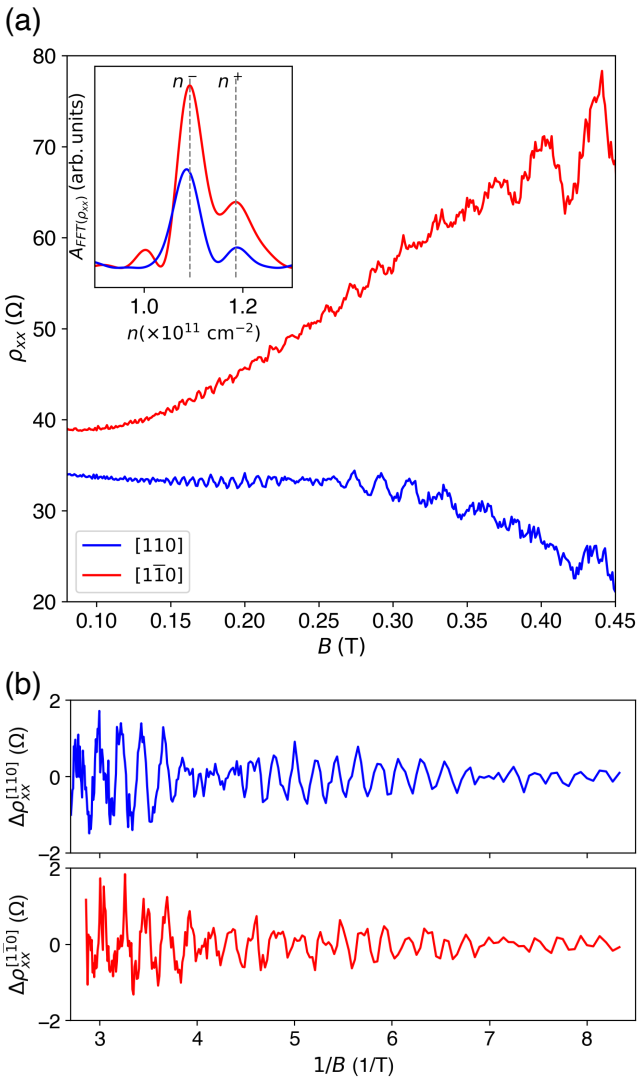

图 4. (a) ρ_{xx} 与 B 在 [110]和[110] 方向上的关系。两条曲线中均观察到舒布尼科夫-德哈斯振荡的拍频。插图：沿两个方向测得的舒布尼科夫-德哈斯振荡的快速傅里叶变换。(b) 纵向电阻率的振荡部分， $\Delta\rho_{xx}$ 随 $1/B$变化。图中给出了两个方向的结果。

不同的载流子密度。然而，在测量精度范围内， α_{SO} 未显示出对栅极电压的明显依赖性。

总之，我们研究了磷化铟上的应变 InAs 量子阱，并确定了 InGaAs包层厚度和量子阱宽度如何决定其结构与输运性质。表面形貌的原子力显微镜测量将迁移率各向异性与交叉条纹诱导的粗糙度联系起来，并解释了应变超过应变极限的样品中量子阱的失效。舒布尼科夫–德哈斯振荡测量揭示了量子阱中的限制效应所引起的强能带非抛物性。这些研究确立了在磷化铟上制备高质量 InAs 量子阱的最佳结构设计，并对限制效应、

样品	均方根（nm）	$\xi_{[110]}$（nm）	$\xi_{[110]^-}$（nm）
A	4.51	562	74
B	4.38	747	94
C	5.14	606	98
D	4.45	580	84
E	7.02	∼ 3000	105

表 II. 样品 A 至 E 的原子力显微镜表征统计值汇总

应变与量子阱输运性质之间的相互作用提供了定量见解 S.

作者感谢 T. Ihn 教授允许我们使用低温装置。我们感谢瑞士国家科学基金会（SNSF）以及 NCCR QSIT（国家研究能力中心——量子科学与技术）的经费支持。

附录 A：原子力显微镜表面表征 tion

图 5 展示了样品 B、D 和 E 在更大扫描区域内的表面表征。所有测量均依次进行，图 2（a）–（c）为白色方框所示区域内的放大扫描。大面积与小面积图像之间一致的特征证实，沿 [110] 方向的深沟是样品表面所固有的。此外，均方根（RMS）粗糙度与关联长度由沿两个晶体学方向 $\xi_{[110]}$ 和$\xi_{[110]}$的中心线剖面提取所得，汇总于表 II。

附录 B：高密度区样品A的有效质量

此处展示高密度区样品A的有效质量测量结果，该区域中观测到最大的有效质量。如图6所示，我们测量了舒布尼科夫-德哈斯振荡的温度依赖性，并采用正文中介绍的相同方法进行了分析。为降低实验不确定性，我们纳入了 [110]和 [110] 方向的数据。如图6(c)所示，得到的有效质量为 $(3.43 \pm 0.02) \times 10^{-2} m_0$。

* zijin.lei2026@gmail.com † creichl@phys.ethz.ch

[1] O. Madelung、U. Roessler 和 M. Schulz, *Landolt-Bernstein* 第 *III* 卷《凝聚态物质》，*41D*。Springer，柏林，2000 年。[2] R. Winkler，二维电子和空穴系统中的自旋轨道耦合效应。Springer，柏林，2003 年。

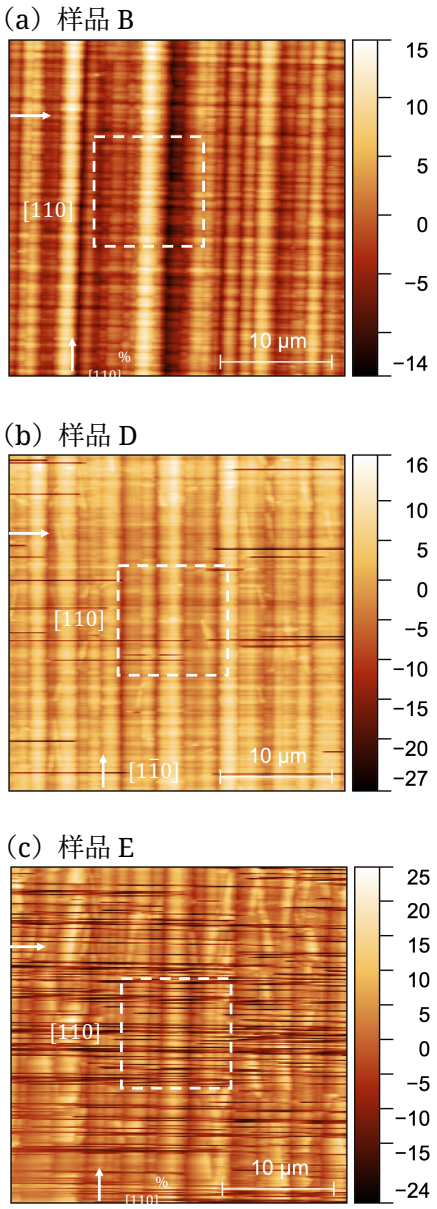

图 5. (a)、(b) 和 (c) 样品 B、D 和 E 的大尺度（30μm × 30μm）原子力显微镜表面连续表征。正文中展示的图像是白框所示区域的放大测量结果。晶体方向 [110] 和 [110] 已标出。

[3]I. Vurgaftman、J. á. Meyer 和 L. á. Ram-Mohan，“III-V族化合物半导体及其合金的能带参数”，应用物理学期刊，第89卷，第11期，第5815–5875页，2001年。[4] E. Cheah、D. Z. Haxell、R. Schott、P. Zeng、E. Paysen、S. C. ten Kate、M. Coraiola、M. Landstetter、A. B. Zadeh、A. Trampert、等，“杂化二维电子气系统中外延的控制及 InAs/Al界面的作用”，*Physical Review Materials*，第7卷，第7期，第073403页，2023年。[5] S. Telkamp、T. Antonelli、C. Todt、M. Hinderling、M. Coraiola、D. Haxell、S. C. t. Kate、D. Sabonis、P. Zeng、R. Schott、等，“铌基

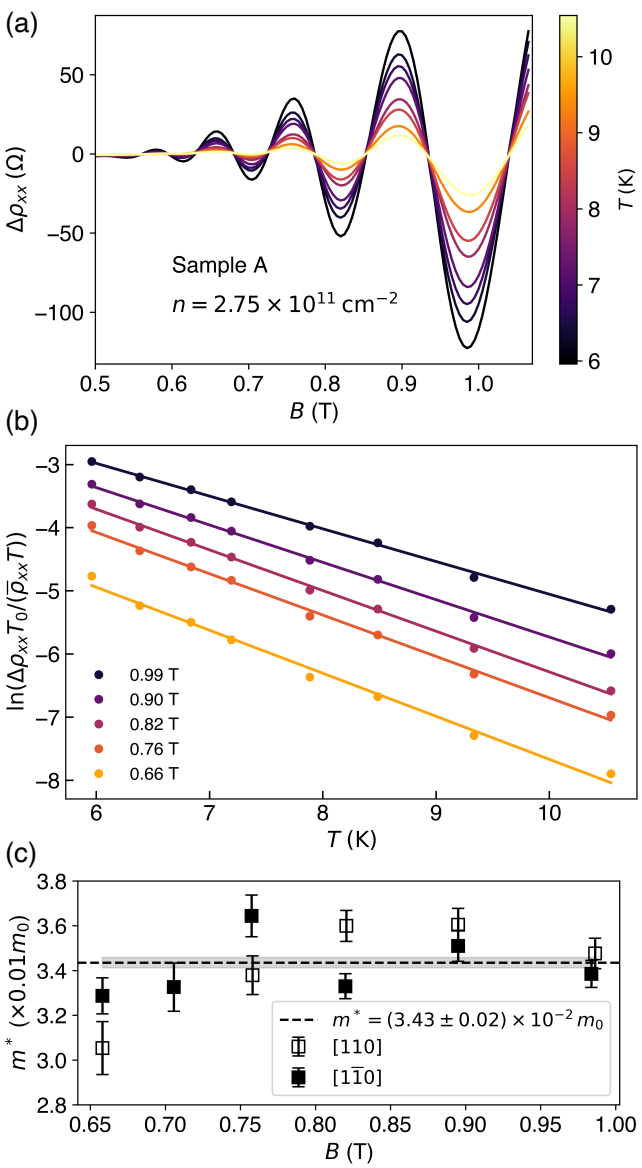

图6. a) 沿 [110] 方向在样品A上测得的舒布尼科夫-德哈斯振荡的温度依赖性，其中$n = 2.75 \times 10^{11}$ cm^{-2}。(b) 基于(a)中局域极大值与极小值对丁格尔因子的拟合。(c) 拟合有效质量m^*与B的关系。为提高分析精度，亦给出了由 [110] 获得的数据。计算得到的有效质量为$(3.43 \pm 0.02) \times 10^{-2} m_0$（虚线）。

半导体-超导体杂化二维电子气平台”，*Advanced Electronic Materials*，第11卷，2400687，2025年7月，第p期。[6] A. Fornieri、A. M. Whiticar、F. Setiawan、E. Portolés、A. C. Drachmann、A. Keselman、S. Gronin、C. Thomas、T. Wang、R. Kallaher、等，“平面约瑟夫森结中拓扑超导性的证据”，*Nature*，第569卷，第7754期，第89–92页，2019年。[7] M. Coraiola、D. Z. Haxell、D. Sabonis、H. Weisbrich、A. E. Svetogorov、M. Hinderling、S. C. Ten Kate、E. Cheah、F. Krizek、R. Schott、等，“对三端约瑟夫逊结的安德烈夫能带结构进行相位工程-

son结，”自然通讯，第14卷，第1期，第6784页，2023。[8] M. Coraiola、D. Z. Haxell、D. Sabonis、M. Hinderling、S. t. Kate、E. Cheah、F. Krizek、R. Schott、W. Wegscheider和F. Nichele，“三端约瑟夫森结中的自旋简并破缺与宇称转变，”物理评论*X*，第14卷，第3期，第031024页，2024。[9] M. Coraiola、A. E. Svetogorov、D. Z. Haxell、D. Sabonis、M. Hinderling、S. C. Ten Kate、E. Cheah、F. Krizek、R. Schott、W. Wegscheider等，“杂化四端约瑟夫森结中的磁通可调约瑟夫森二极管效应，”*ACS*纳米，第18卷，第12期，第9221–9231页，2024。[10] M. Kirti、M. Sütő、E. Tóvári、P. Makk、T. Prok、S. Csonka、P. Banerjee、P. Rajak、R. Ciancio、J. R. Plaisier等，“面向量子电子电路开发的砷化镓上超导Al/InAs杂化体系原位生长优化，”材料，第18卷，第2期，第385页，2025。[11] T. Tschirky、S. Mueller、C. A. Lehner、S. Faelt、T. Ihn、K. Ensslin和W. Wegscheider，“最高迁移率InAs/$Al_xGa_{1-x}Sb$量子阱的散射机制，”物理评论*B*，第95卷，第115304页，2017年3月。[12] C. Mittag、M. Karalic、S. Mueller、T. Tschirky、W. Wegscheider、O. Nazarenko、M. V. Kovalenko、T. Ihn和K. Ensslin，“刻蚀InAs侧壁中边缘态的钝化，”应用物理快报，第111卷，第8期，2017。[13] M. K. Ma、M. S. Hossain、K. Villegas Rosales、H. Deng、T. Tschirky、W. Wegscheider和M. Shayegan，“InAs量子阱中分数量子霍尔效应的观测，”物理评论*B*，第96卷，241301，2017 24，no. p.。[14] C. Mittag、M. Karalic、Z. Lei、T. Tschirky、W. Wegscheider、T. Ihn和K. Ensslin，“InAs量子阱中无边缘且完全由栅极定义的纳米结构，”应用物理快报，第113卷，第26期，2018。[15] C. Mittag、M. Karalic、Z. Lei、C. Thomas、A. Tuaz、A. T. Hatke、G. C. Gardner、M. J. Manfra、T. Ihn和K. Ensslin，“InAs二维电子气中栅极定义的量子点接触，”物理评论*B*，第100卷，第7期，第075422页，2019。[16] S. Komatsu、H. Irie、T. Akiho、T. Nojima、T. Akazaki和K. Muraki，“InAs二维电子气中分数量子霍尔态的栅极调控，”物理评论*B*，第105卷，第7期，第075305页，2022。[17] A. Hatke、T. Wang、C. Thomas、G. Gardner和M. Manfra，“在晶格失配的InP衬底上生长的InAs量子阱中超过106 cm2/V s的迁移率，”应用物理快报，第111卷，第14期，2017。[18] C. Dempsey、J. Dong、I. Villar Rodriguez、Y. Gul、S. Chatterjee、M. Pendharkar、S. Holmes、M. Pepper和C. Palmstrøm，“应变补偿对InP (001)上生长的InAs量子阱中电子迁移率的影响，”*Physical Review Materials*，第9卷，第5期，第054607页，2025。[19] C. L. Hsueh、P. Sriram、T. Wang、C. Thomas、G. Gardner、M. A. Kastner、M. J. Manfra和D. Goldhaber-Gordon，“在晶格失配InP衬底上生长的InAs量子阱中的洁净量子点接触，”物理评论*B*，第105卷，第19期，第195303页，2022。[20] Z. Lei、E. Cheah、F. Krizek、R. Schott、T. Bähler、P. Märki、W. Wegscheider、M. Shayegan、T. Ihn和K. Ensslin，“未掺杂InSb量子阱中栅极定义的二维空穴与电子体系，”物理评论研究

，第5卷，第1期，第013117页，2023.

[21] C. Wetzel、A. L. Efros、A. Moll、B. K. Meyer、P. Omling 和 P. Sobkowicz，《磷化铟上砷化镓/磷化铟量子阱中面内有效质量对量子限域的依赖性》，物理评论*B*，第45卷，第14052–14056页，1992年6月。[22] U. Ekenberg，《量子阱中非抛物性效应的增强》，物理评论*B*，第36卷，第6152–6155页，1987年10月。[23] G.-q. Hai、F. M. Peeters 和 J. T. Devreese，《量子阱中的极化子能量和有效质量》，物理评论*B*，第42卷，第11063–11072页，1990年12月。[24] V. A. Altschul、A. Fraenkel 和 E. Finkman，《能带非抛物性对二维电子气的影响》，应用物理学期刊，第71卷，第4384页，1992年5月，4382页。[25]M. Städele 和 K. Hess，《薄砷化镓量子阱中的有效质量增强和非抛物性》，期刊应用物理学，第88卷，第6945–6947页，2000年12月。[26] V. Kulbachinskii、N. Yuzeeva、G. Galiev、E. Klimov、I. Vasil’evskii、R. Khabibullin和D. Ponomarev，“含InAs和GaAs插层的InGaAs量子阱中的电子有效质量”，半导体科学与技术，第27卷，第3期，第035021页，2012年。[27] J. Dalfors、T. Lundström、P. Holtz、H. Radamson、B. Monemar、J. Wallin和G. Landgren，“由磁激发光谱学推得的应变InGaAs/InP量子阱中的有效质量”，应用物理快报，第71卷，第4期，第503–505页，1997年。[28] C. Gauer、J. Scriba、A. Wixforth、J. P. Kotthaus、C. Bolognesi、C. Nguyen、B. Brar和H. Kroemer，“InAs/AlSb量子阱中能量相关的回旋质量”，半导体科学与技术，第9卷，第9期，第1580页，1994年。