arXiv:2303.03694v1 [cond-mat.mtrl-sci] 7 Mar 2023

通过图案化衬底诱导非均匀应变，增强化学气相沉积生长的单层 MoS_2 迁移率

Arijit Kayal*[1,2]、Sraboni Dey*[1]、Harikrishnan G.[1],Renjith Nadarajan[1],ShashwataChattopadhyay[1], 和 J. Mitra[1,3]

[1]印度科学教育与研究学院物理学院，特里凡得琅，喀拉拉邦 *695551*，印度[2]arijit17@iisertvm.ac.in[3]j.mitra@iisertvm.ac.in

摘要

二维过渡金属二硫族化合物卓越的力学性质，使其成为研究应变诱导调控各种物理性质的理想材料。在此，我们探究非均匀应变对半导体单层二硫化钼光学、电子和输运性质的调控作用；该单层二硫化钼通过化学气相沉积制备，并生长于周期性纳米结构衬底上。结合空间分辨光谱分析与电子性质表征，我们探究并量化单层中的差异应变分布和载流子密度，以及单层如何共形覆盖周期性纳米结构。理论计算支持了应变区域电子密度积累这一观测结果，这可能是应变样品场效应迁移率随之 $\times 60$ 提高的基础。尽管图案诱导的应变在空间上并不均匀，但研究表明，通过改变纳米结构的周期性即可轻松调控该应变，从而为这些体系中的应变和迁移率提供一种稳健而实用的宏观调控手段。

关键词： MoS_2,非均匀应变、导电原子力显微镜、迁移率增强

1 引言

天然和合成二维（2D）材料凭借其展现出的诸多迷人物理特性，持续主导着材料研究领域。单一材料的重要性不仅源于其独特性质，也源于相关控制参数，尤其是这些材料能否以有利于发挥功能的形式加以利用，例如实现高质量生长和便于掺杂，特别是能够以便于采用标准互补金属氧化物半导体技术进行集成和加工的形式。具有应变这一控制参数的半导体过渡金属二硫属化物（TMDCs）[1, 2] 在上述背景下尤为重要。应变引起的能带结构调制

*贡献相同

是调控原子级薄过渡金属二硫属化物的电学、发光、光电和光子学特性的最精妙方法之一。[3–6] 单层过渡金属硫族化合物具有惊人的机械强度（面内刚度 $\sim 0.2\ TPa$）、较低的弯曲模量（$\epsilon \sim 9.61\ eV$）以及极强的应变耐受能力（$\sim$ 10%），是探索应变工程的理想材料。[7–10] 在过渡金属二硫属化物中引入应变会打破反演对称性，从而显著改变电子能带结构、降低带隙，并使单层样品从直接带隙转变为间接带隙，这一点可从其光致发光（PL）特性中得到证实。 [3–5, 11] 此前的研究报道了多种应变施加机制，包括（i）单轴 [4, 5,12], 或双轴应变， [6, 13–15] （ii）使材料覆盖在图案化或粗糙化的衬底上[16,17], ，以及（iii）形成褶皱、气泡或屈曲剥离；这些结构由应变差异或表面黏附作用引发[18, 19]。在拉伸应变下，单层 MoS_2 的光学带隙会降低（E_g），单轴应变下降低 $\sim$ 45–70 meV/%，双轴应变下降低 [4, 5], 和 $\sim 100\ meV$/%， [6, 20] 表明其 E_g最高可降低 $\sim$ 25%。[6] 通常，应变超过$\sim$ 0.66%时， E_g 会从直接带隙转变为间接带隙， [4, 11] 从而能够连续调节发射能量和强度[3, 6]。虽然拉伸和弯曲安装在柔性衬底上的薄片，可以连续、均匀且定量地控制应变百分比，并实现对依赖应变的特性进行可靠校准，但这种器件结构不利于同时改变温度、栅控等其他参数，也与标准半导体器件工艺流程不兼容。

将原子级薄层片共形覆盖在纳米结构衬底甚至粗糙衬底上，是一种替代性的应变施加方法，可缓解上述诸多缺点，并带来额外优势；不过，应变分布的非均匀性使其量化和控制更加复杂。正如本文所尝试的，将薄片覆盖在周期性图案化衬底上，可形成空间调制的局部应变，并通过改变底层图案的几何形状和周期性，在一定程度上控制薄片的整体应变。在此类情况下，最大应变通常出现在图案化纳米结构（NS）的边缘，同时，NS 之间的区域还会产生褶皱、气泡和屈曲，后文将对此进行讨论。应变的这种空间局域性会导致电子能带结构和声子能带结构发生空间局域性的改变，其中，E_g 的局部降低会在原本均匀的势能景观中形成局部势阱，也就是在导带底和价带顶（CBM 和 VBM）处形成势阱。 E_g 的局部降低会提高局部电子密度（n_e），[21, 22] 并在光激发下增强局部光致发光强度 [23–25]。这种增强得益于“汇聚”效应 [19, 23, 24, 26], ：周围区域的激子扩散并局域于势阱中；据报道，这也会产生极窄的发射线（$< 200\ \mu eV$），并形成单光子发射中心。[27–29] 此外，研究还表明，这种非均匀应变可提高载流子迁移率（$\sim$ 900 cm^2/Vs），并改善机械剥离的 MoS_2单层的器件性能。[16, 30] 更高的迁移率也得益于电子有效质量的相应降低（m_e^*），[31] 以及较高 n_e 所带来的屏蔽增强，从而减少带电缺陷引起的散射。此外，应变诱导的原子晶格局部畸变可能会改变材料的本征介电常数（ϵ_D）和声子态密度，进而对电子-声子散射产生不利影响。[16] 总之，上述参数有助于提高载流子迁移率和整体电输运性质，这一点已有报道。[11, 32, 33]

在此，我们研究了应变诱导的

CVD 生长的单层 MoS_2 薄片的局部光学、电学和电子性质变化。我们将薄片转移至带有周期性金 NS 图案的 SiO_2/Si 衬底上进行研究。空间分辨光致发光和拉曼光谱证实了局部应变的影响，其位置与底层 NS 图案相对应；光谱红移则量化了局部 % 应变。基于原子力显微镜（AFM）的测量将褶皱、纳米气泡等应变诱导的纳米尺度特征可视化；该方法不仅能分辨这些纳米尺度特征，还可通过表面局部曲率提供另一种量化局部应变的途径。导电原子力显微镜（CAFM）测得的空间分辨电流和电导分布图直接证实，应变区域的 n_e 更高，达到 $\sim \times 10$。这些结果与对 A_{1g} 拉曼模式所观察到的红移相符；该模式对 n_e 敏感。理论计算进一步佐证了这些结果，揭示了无应变–应变界面的能带图，以及载流子在应变区域、尤其是界面处的积累。最后，对这些应变 MoS_2 进行的场效应晶体管（FET）测量表明，与无应变样品相比，其栅极对沟道电导的调制更强、沟道电导率更高，且 $\times 60$ 载流子迁移率更高（μ_{FE}）。研究表明，μ_{FE} 的增加随 NS 密度增大所产生的“整体应变”而增加。

总的来说，我们的研究全面展现了通过衬底的宏观图案化进行应变工程的情况，以及由此引起的局部光学和电子性质调制的影响，以及化学气相沉积生长的单层过渡金属二硫属化物中的电输运特性。该方法具有广泛的兼容性且易于定制，这凸显了本研究的意义；该方法适用于光子学、光电子学、量子技术等多个领域。

2 结果与讨论

化学气相沉积生长的单层 MoS_2 薄片被转移到 Si 衬底上，衬底预先制备了金纳米圆柱方形周期阵列，圆柱直径为：$d \sim 300\ nm$，高度为：$h \sim 50\ nm$，周期性（s）从 $2\ \mu m$ 到 $0.5\ \mu m$ 不等。图案化和样品转移的详细信息见补充信息（SI）S1节。图1a展示了纳米结构基底上单层 MoS_2 薄片的三维形貌，其具有 $s \sim 2\ \mu m$（见补充信息图S1）。图1b中的线扫描沿图1a中的黑色虚线进行，显示圆柱形纳米结构的高度为 $\sim 50\ nm$，MoS_2 $\sim 0.8\ nm$的单层厚度为。形貌上，薄片共形地覆盖在金纳米结构上，并形成从每个纳米结构向外“放射状”延伸的褶皱；纳米结构之间的间隔区域偶尔还会形成纳米气泡（图1c）。图1d为薄片覆盖在纳米结构上的截面示意图，绿色虚线标示出高应变区域。这些局部扰动的存在表明，薄片中存在非均匀的局部应变，导致晶格发生局部畸变，并改变局部电子能带结构。[3, 4,6]图1e为示意性能带图，展示了无应变区域和应变区域中导带边与价带边（导带底、价带最高点）的变化，从而形成局部势阱，并使光生电荷载流子从周围区域“汇聚”而来。

图 2a 显示了主光致发光峰强度的空间分布图，约为 $668\ nm$ 对应于 A 激子[34] 在纳米结构基底上的单层 MoS_2。该分布图与底层图案相对应（图1），其中金纳米结构周围区域的峰强度最大，这些区域被标记为“开”点（例如图2a 中的点 1、2、3 和 4）；相比之下，位于纳米结构之间的“关”区域（例如点 5 和 6）的峰强度较低。图2b 显示了峰值发射波长的空间分布图

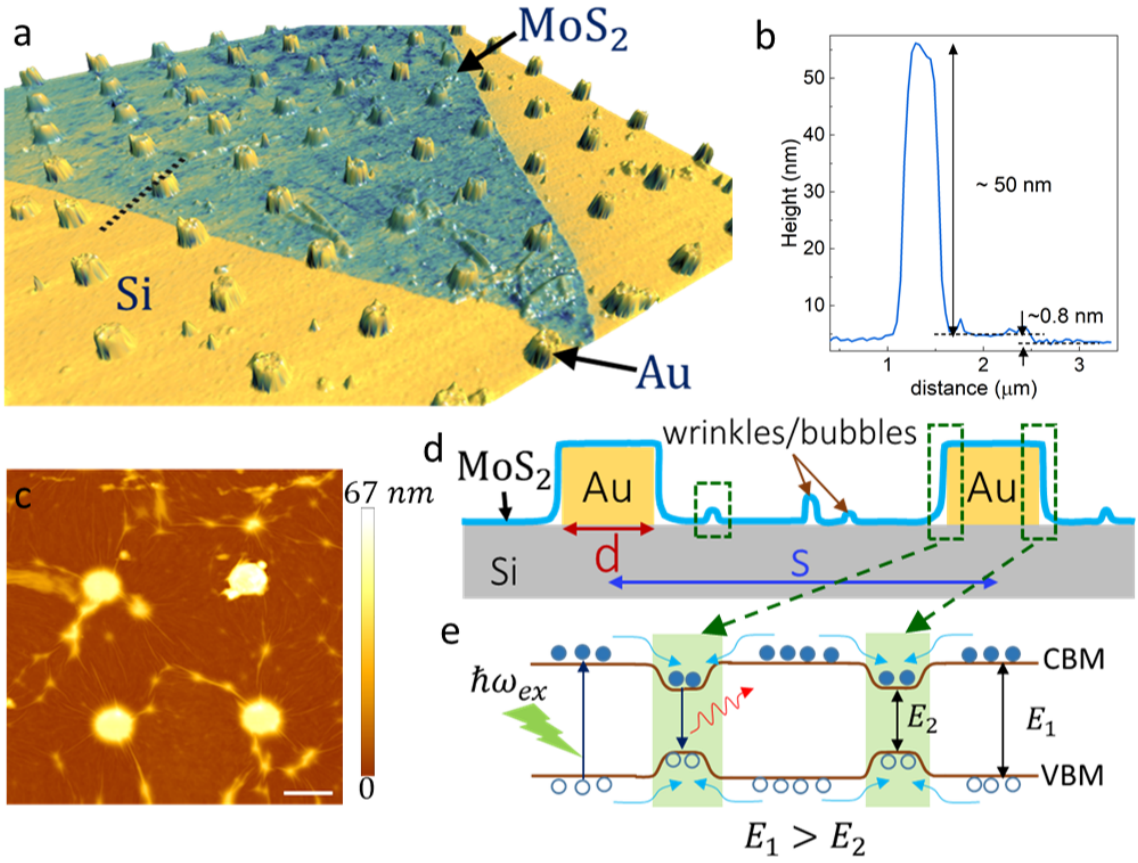


图1： (a) MoS_2 薄片覆盖在硅基底上的金纳米结构（NS）上的原子力显微镜形貌；(b) 图a中黑色虚线处的高度剖面；(c) 显示NS周围褶皱和气泡的形貌，比例尺：500 nm；(d) MoS_2 薄片共形覆盖NS的截面示意图（d：直径~ 300 nm，s：周期性，h：高度 ~ 50 nm）。绿色虚线框表示应变区域；(e) 示意性能带图，展示无应变区域和应变区域的导带底（CBM）、价带最高点（VBM）、能带边及带隙（E_1，E_2），以及预期在应变区域积累的光激发电荷（以弯箭头表示）。

(λ_p) 在 668–695 nm ($\equiv$ 1.85–1.78 eV) 同样与纳米结构的周期性相对应。 λ_p “开”位置的波长红移了 7 nm–30 nm ($\equiv$ 10–60 meV)，相较于“关”点的波长。图 2g 展示了在这六个点采集的单独光致发光光谱，以及平坦表面上无应变 MoS_2 的光致发光光谱，其 λ_p 以棕色虚线表示。“开”区域较高的强度和红移光谱反映了应变区域中 MoS_2 带隙的局部降低。

通过对样品进行空间分辨拉曼光谱分析，以及考察两个主要振动模式的变化，可以清楚地证明 MoS_2 薄片中的局部诱导应变；即面内 $E^1_{2g}(\Gamma)$ 和面外 $A_{1g}(\Gamma)$ 振动模式可用于有效估算局部诱导应变。图2c和图2e分别展示了 $E^1_{2g}(\Gamma)$ 模式的模态强度和频率空间分布图，图2d和图2f则展示了 $A_{1g}(\Gamma)$ 模式的相应分布图。对于任一振动模式，纳米结构处（“开”点）的拉曼信号都更强，同时伴随模态软化，峰位向低频移动。图2h绘出了在图2a所示的六个位置以 532 nm 激发获得的拉曼光谱。光谱中分辨出两个特征拉曼振动模式，分别位于 $\sim$ 385.5 cm^{-1} 和 $\sim$ 405 cm^{-1}；平坦表面上的 MoS_2 所记录的 [6, 25] 与图2h中红色虚线所示的“关”点（5和6）相吻合。在“开”点（位置

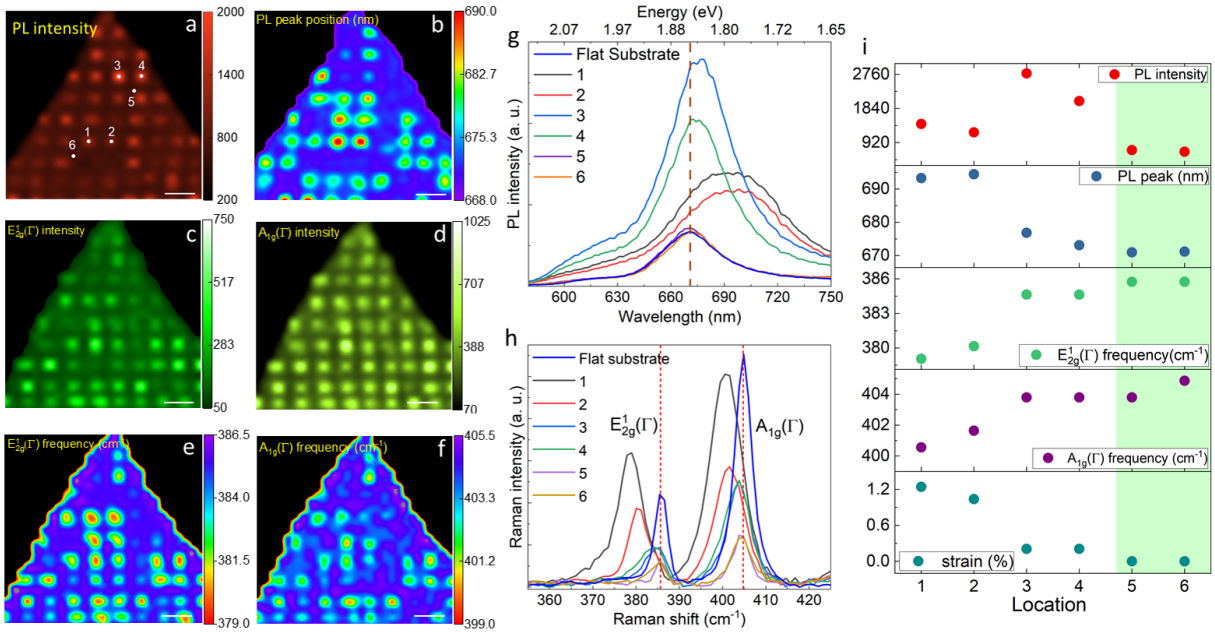


图 2： （a）光致发光强度；（b）光致发光峰值波长；（c-d）强度和（e-f）频率的空间分布图，分别对应 E^1_{2g}（Γ） 和 A_{1g}（Γ）拉曼振动模式，展示了图案化衬底上的 MoS_2 薄片（图 1）。(g) 光致发光光谱和 (h) 拉曼光谱，分别采集自图 a 所标示的选定位置，即纳米结构“上方”和“下方”。竖直虚线表示无应变 MoS_2的光谱峰。(i) 相关性图，展示了图 a 中标记的六个点处光致发光峰值强度和位置、拉曼振动模式频率，以及由 E^1_{2g}（Γ）模式红移估算得到的应变的变化。绿色区域标示“纳米结构下方”位置的数据。所有比例尺： 2 μm。

1–4）， E^1_{2g}(Γ) 模式出现幅度不一的红移，最大达 $\sim 6.5\ cm^{-1}$； A_{1g}(Γ) 模式则最大红移至 $\sim 3.5\ cm^{-1}$。 E^1_{2g}(Γ) 的红移源于局部应变，而 A_{1g}(Γ) 的红移受局部 n_e [21] 影响，可作为其相对量度。因此，图2e和图2f中的相应空间分布图分别划分出高、低应变区域以及 n_e。图2i阐明了光致发光图与拉曼图之间的相关性，表明两种现象具有共同成因，即应变。该图将峰值光致发光强度 λ_p 与图2a中六个“开—关”位置处 E^1_{2g}(Γ) 和 A_{1g}(Γ) 模式的频率绘于同一图中。位置1和2处的光致发光光谱显示出最大的 λ_p 红移，与拉曼振动模式的最大红移相符，表明存在高应变和 n_e。图中还绘出了应变值，范围为0.2%至1.3%；该数值根据 E^1_{2g}(Γ) 峰的红移估算，方法见参考文献[6]。

同样，NS 上 A_{1g}(Γ) 峰的光谱红移（图 2f）范围为 $1\ cm^{-1}$ 至 $3.5\ cm^{-1}$，表明应变区域内的局部掺杂有所增加，但分布并不均匀。已有报道指出，应变导致的带隙降低（PL 光谱中的红移 λ_p ）在单轴拉伸应变下为每 $\sim -45\ meV$/% 应变[4] ，在双轴应变下为每 $\sim -99\ meV$/% 应变[6, 20] 。因此，位置 1 和 2 处 $\lambda_p \sim 30\ nm(\equiv 70\ meV)$ 的红移对应于 0.7–1.5% 的应变，具体取决于局部应变是单轴还是双轴。同样，位置 3 和 4 的 PL 光谱显示 λ_p 的红移较小（带隙降低 $\sim 15\ meV$），估计应变较低（0.2%），且与无应变区域相比，PL 峰强度增强较高（3×），这是“汇聚”效应所致。应变较大的位置 1 和 2 处 PL 增强较弱（1.5×），这是因为带隙的间接带隙特征更加显著，同时光谱展宽加剧（图 2g），表明声子辅助间接过程对光谱有所贡献 [3, 4, 6, 35, 36]（进一步讨论见补充信息 S3 节）。

总体而言，这些观察结果表明，应变导致 MoS_2, 的局部能带结构发生改变，尤其是 NS 处的带隙降低，这在图1e 中以示意图表示。这使应变区域的导带底局部降低，形成势阱并在空间上调制势能景观，从而使激子“汇聚”至局部势能极小值处（图1e）。[3, 25, 27] 因此，与无应变区域相比，MoS_2的应变区域表现出增强的光致发光强度。众所周知，化学气相沉积生长的 MoS_2单层为 n型掺杂；应变区域的带隙进一步降低，增加了热激发和缺陷电离的概率，从而提高局部载流子密度，这反映在相关的 $A_{1g}(\Gamma)$ 应变区域的频移中，如图2i 和2f 所示。

尽管相应空间分布图中的光谱特征显示了 NS 周围的局域应变，但其分辨率不足以证明应变对较小特征（即原子力显微镜结果中清晰分辨出的褶皱和气泡）的影响。图 3a 和 3b 展示了覆盖着

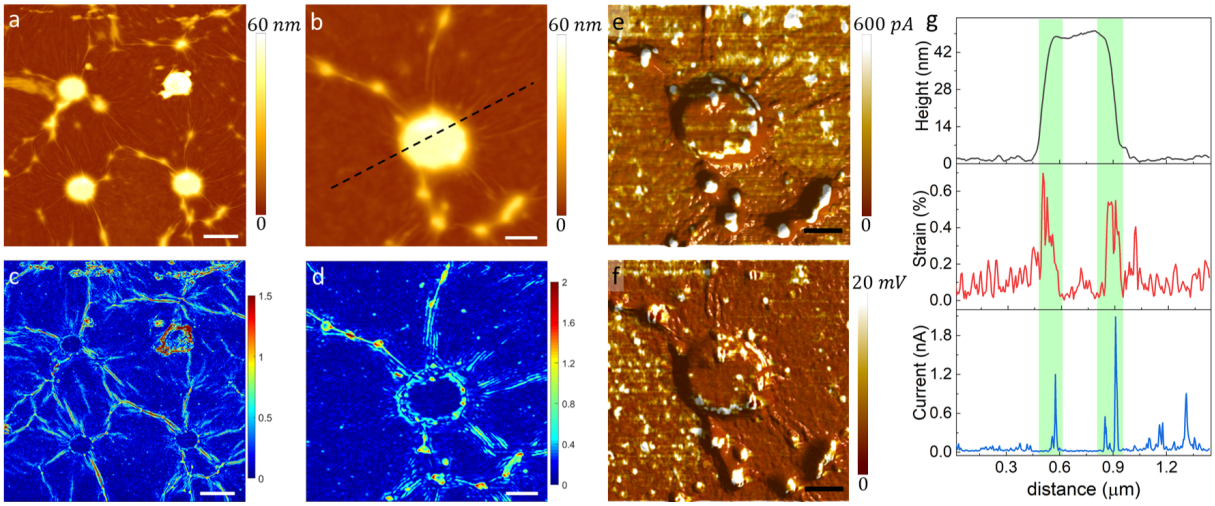


图 3： (a,b) 单层 MoS_2 薄片覆盖在 Si 上的金纳米结构上时的原子力显微镜形貌，金纳米结构的 xy 范围各异。(c,d) 应变分量 ϵ_{zz} 的分布图，展示了根据形貌（图 a、b）计算得到的应变局域化。色标显示 ϵ_{zz} 幅值的变化，单位为 %。同时采集的导电原子力显微镜 (e) 电流图和 (f) $\mathrm{d}I$ $\mathrm{d}V$图，以及形貌，采集时的 $+1\ V$ 样品偏压。(g) 相关线扫描，显示沿图 b 中黑色虚线的形貌高度变化、应变分布和局部电流。绿色阴影区域标示金纳米结构的边缘。比例尺：(a,c)： $400\ nm$ ；(b,d,e,f)： $200\ nm$。</output>

MoS_2 薄片，解析了褶皱和纳米气泡。褶皱从每个 NS 向外“径向”延伸，是高应变特征，可使 NS 之间“平坦”区域中的应变得到松弛。图中所示的原子力显微镜相位图清晰地呈现了这些特征SI 中的图 S2。图 3c、d 展示了 ϵ_{zz} 应变张量分量的分布图，该分布图根据地形图（图 3a、b）并利用连续介质弹性理论计算得到 [37]，所用方程为：

$$|\epsilon_{zz}| = \left| \frac{\eta t}{1-\eta t} \left[\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right] \right| \tag{1}$$

其中，$\eta(=0.25)$ 表示泊松比 [10] 和 $t(=0.8\ nm)$ 表示单层 MoS_2，h 表示样品局部形貌高度的变化。ϵ_{zz} 图（图3c、d）不仅标示并量化了 MoS_2 在纳米结构边缘处的应变，还突显了沿褶皱和纳米气泡分布的应变。其他

中间区域（包括纳米结构顶部）的应变可以忽略不计。估算的应变范围为：0.2%–2%，这与根据拉曼和光致发光光谱位移得到的应变值相符。补充信息中的表S1 列出了并比较了根据光致发光光谱红移、拉曼光谱位移以及原子力显微镜形貌计算得出的应变估值。

能带结构变化的影响也反映在应变区域的局域电学和电子性质中。图 3e 和 3f 显示了空间分辨的导电原子力显微镜电流图以及结的 dI dV 图，这些图是在 $+1\ V$ 样品偏压下与图 3b 所示的形貌同时记录的。电流图和 dI dV 图均显示，在 NS 周边的高应变区域、褶皱以及纳米气泡处，针尖—样品电流和局域电导较高；这些特征与应变图中的特征相关（图 3d）。沿图 3b 中黑色虚线获取的图 3g 线扫描更清楚地展示了这种相关性。图 3g 中的绿色阴影区域表示 NS 的边缘，此处 MoS_2应变最大且电流较高。隧穿能谱测量也报告了类似的观察结果，[38, 39] 表明应变 MoS_2中的载流子密度局部增加且电导更高。这与应变区域中观察到的 A_{1g}（Γ）拉曼振动模式软化相符，并伴有较高的局域 n_e。电流图和 dI dV 图还显示，NS 之间的区域电流和局域电导较低（图 3e、f）。通过 SI 图 S3b 和 S3c 所示的点 IV和 dI dV 能谱可以更好地探测这种变化；这些能谱是在配套形貌图（图 S3a）中标记的不同位置记录的。在纳米气泡上记录的 IV 和 dI dV 能谱（位置：1，蓝色）显示出较高的结电流和局域电导，相比之下，平坦区域（位置：3，红色）记录的能谱则较低。在应变区域周边记录的能谱（位置：2）显示出最低的电流和电导，这表明局部载流子耗尽。SI 中图 S4 所示、跨越多个褶皱（即高应变区域）获取的相关线扫描，以及电流图（图 3e）和 dI dV 图（图 3f），也都显示了应变区域周边的载流子耗尽。

通过计算交界区域的能带图，可以更好地理解在 MoS_2 的无应变和应变区域中测得的电流与电导分布图之间的差异。能带图采用有限元法，并使用 COMSOL Multiphysics 5.3a 求解泊松方程计算得出。图

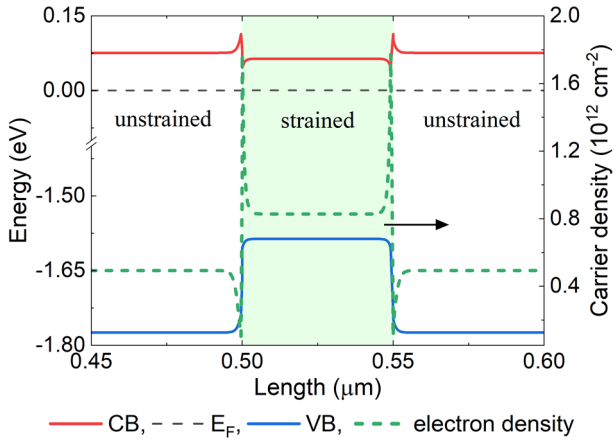


图 4： 有限温度（$T = 300\ K$）下，MoS_2 未应变-应变-未应变夹层结构中的模拟能带图和局部载流子密度变化，掺杂浓度为（n_d）$= 10^{12}\ cm^{-2}$。

4 展示了 MoS 一维模型的模拟能带剖面$_2$, ，涵盖无应变-应变-无应变区域，并显示局部电子密度的变化；计算条件为$T = 300\ K$，采用本征 n型掺杂 $10^{12}\ cm^{-2}$。补充信息第S8 节详细说明了模型计算所用的几何结构和物理参数。补充信息中的图S6绘制了其他掺杂浓度下的能带图及 n_e 的变化。导带（红色）和价带（蓝色）能带边在界面处弯曲，在应变区域形成局部势阱，同时带隙减小。对于导带边缘，界面在无应变部分表现为一个宽度为 $< 10\ nm$ 、高度为 $\sim 38\ meV$的小耗尽势垒，而在应变区域则形成积累区。计算得到的 n_e （绿色虚线）在应变区域内介于0。8–$1.8 \times 10^{12}\ cm^{-2}$ 之间，并在积累区达到最大值。周边无应变区域的耗尽会使 n_e出现局部低谷，并在远离界面处趋于饱和。这些结果与图3中的电流与电导分布图特征以及此前报道的结果一致。[3, 25, 38, 39] 根据上述能带排列，光照产生的电子-空穴对会被“汇聚”至应变诱导的势阱中，从而使激子局域化并提高光致发光强度，这与已有报道一致。

MoS_2 薄片共形覆盖在纳米结构上时，应变诱导效应会延伸至纳米结构边缘之外的区域，并在这些区域形成褶皱和纳米气泡，从而使整个薄片产生非均匀应变。除局部载流子密度增加外，非均匀应变也会影响二维薄片的整体电输运。本文通过表征采用无应变和应变样品制备的场效应晶体管器件，对此进行了研究；器件采用底栅构型（器件结构见补充信息第S1 节）。通过减小纳米结构间距来提高其密度，从而增加样品的整体应变，具体如 s： $2\ \mu m$、 $1\ \mu m$ 和 $0.5\ \mu m$所示，相应的场效应晶体管器件分别标记为 $1\times$、 $2\times$ 和 $4\times$ 应变样品。较高的纳米结构密度也会增加褶皱和纳米气泡的密度，如前文所示（图1、3以及补充信息中的图S2 ），这些结构从各个纳米结构向外呈径向延伸，彼此构成覆盖整个薄片表面的二维网络，其间散布着零星的纳米气泡。这些次级应变特征会在整个薄片中引发局部应变。然而，由于应变分布具有非均匀性，精确量化各样品中的应变百分比并非易事。尽管各样品的局部应变百分比变化并无差异，薄片的“整体应变”仍会随纳米结构密度增加而增大。

补充信息中的图 S7 展示了无应变和应变（$1\times$、 $2\times$、 $4\times$）器件在室温下的场效应晶体管特性。图 S6a、c、e 和 g 中的所有源漏特性（$I_{sd}\ vs.\ V_{sd}$）在 $\pm 0.2\ V$ 偏压范围内均呈现“线性”行为，表明室温下接触区的肖特基势垒影响可忽略不计。图 S6b、d、f 和 h 中的转移特性（$I_{sd}\ vs.\ V_g$）显示出依赖栅极偏压（V_g）的沟道开关行为，开关比为 $> 10^4$ ，并呈现源于本征点缺陷的 n 型沟道电导。[40] 图 5a 和 5b 绘出了根据转移特性计算得出的四个器件的两探针沟道电导率（σ_{CH}）和场效应迁移率（μ_{FE}）变化情况。图中显示，随着 MoS_2 薄片中纳米结构密度增加，正向 V_g 下 σ_{CH} 的调制逐渐增强，且随着应变增大， μ_{FE} 得到提升。根据每个器件的微分跨导 $\left(\mathrm{d}_{\substack{I_{sd}\\V_g}}\right)\mathrm{d}$ 计算得到的 μ_{FE} 变化情况见图 5c（详见补充信息 S10 节）。 μ_{FE}，无应变 MoS$_2$ $\sim 0.5\ cm^2V^{-1}s^{-1}$ 的数值为 $\sim 2\ cm^2V^{-1}s^{-1}$ ，在 $1\times$ 应变样品中增至 $\sim 11\ cm^2V^{-1}s^{-1}$ ，在 $2\times$ 应变样品中增至 $\sim 32\ cm^2V^{-1}s^{-1}$ ，在 $4\times$ 应变样品中增至 $\sim 32\ cm^2V^{-1}s^{-1}$ 。

表 S3 SI 部分 S11总结了文献中报道的最显著的非均匀

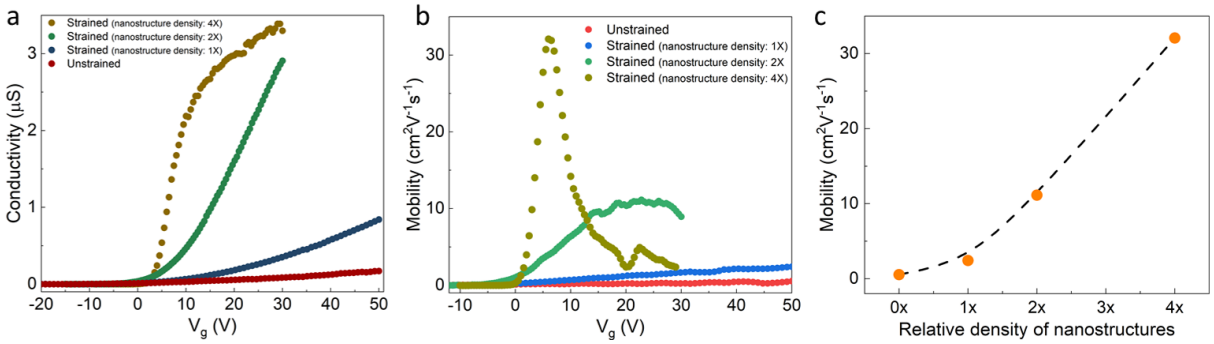


图 5： (a) 应变和无应变 MoS_2 的双探针转移特性。(b) 场效应迁移率（μ_{FE}）随 V_g 的变化。(c) 最大迁移率随 NS 密度的变化。

应变诱导的 μ_{FE} 增强效果。对于 μ_{FE} 而言，其 $4\times$ 器件的数值低于剥离的（$\mu_{FE} = 900\ cm^2/Vs$）[16] 和化学气相沉积生长的（$\mu_{FE} = 44.5\ cm^2/Vs$）[17] MoS_2, 的最高报道值，不过与后者大致相当。Huang等人 [17] 利用下方的金属纳米颗粒在 MoS_2 薄片中局部诱导应变，其采用的高度非均匀结构无法进行应变量化，因此无法与本研究的器件直接比较。不过，考虑到所用的纳米颗粒尺寸和均方根粗糙度，可以合理推断，该器件的应变显著高于本研究的 $4\times$ 器件。因此，他们的器件所报道的最大迁移率略高于此处展示的 $4\times$ 器件并不令人意外。尽管如此，当前结果（图 5b、c）显示，μ_{FE} 迁移率随应变系统性提升；与无应变 MoS ~ 60 相比，在应变最大的 $4\times$ 器件中，迁移率提升幅度超过 $_2$；从表 S3 的数据可见，这是化学气相沉积生长的薄片中报道的最高提升幅度，与剥离的薄片相当。

与剥离的 MoS_2 [16, 41] 中在室温附近由声子散射主导的输运相反，CVD 生长的 MoS_2, 具有较高的本征缺陷密度，同时存在样品-衬底界面电荷杂质和表面吸附物，其输运主要由屏蔽库仑相互作用介导的散射主导。 [42–46]值得注意的是，包括本研究样品在内的 CVD 生长 MoS_2 样品均表现出相近的μ_{FE}，其通常比机械剥离样品的 $20\times$ 小。 μ_{FE} 的温度依赖性有助于区分声子散射机制和带电杂质限制散射机制。补充信息中的图 S8 展示了无应变和 $1\times$ 应变器件的 $\mu_{FE}\ vs.\ T$ 图。两者均显示，随着温度降低，μ_{FE} 按照幂律 $\mu_{FE} \propto T^p$ 单调减小，从而得到 $p \sim +4$。 p的正值表明，在所研究的 T 范围内，应变和无应变器件中的电输运均主要受电荷杂质散射限制。 [16, 42, 44] 随着温度降低，自由电子密度减小，削弱了对带电杂质势的屏蔽，从而增强了电子-杂质散射和电子-缺陷散射，进而抑制 μ_{FE}。此外，已有研究表明，双轴应变诱导的晶格畸变会导致声子态密度降低，同时使局部介电常数增大， [16] 并减小电子的有效质量，[31, 32]所有这些因素都会促进 μ_{FE} 的增加，这与本文观察到的结果一致。

3 结论

总而言之，我们展示了局部非均匀应变诱导的增强，并实现了对化学气相沉积生长的单层 MoS_2 场效应晶体管器件中载流子迁移率的调控。可视化——

局部光谱和电子性质空间调制的可视化，有助于深入理解这一现象。研究表明，这些薄片中的电输运受带电杂质散射限制，而差异应变器件中载流子密度的增加及相关效应有助于缓解这一限制。重要的是，此处展示的由衬底纳米结构诱导的应变调控方案具有可扩展性，并提供了一个简明直接的应变调控参数，这对器件功能的设计至关重要；该方案还兼容现有的片上加工技术，可集成到标准电子器件中。

致谢

作者感谢 Prof. M M Shaijumon 和 Dr. Vinayak B. Kamble（印度科学教育与研究学院蒂鲁沃南塔普拉姆分校）提供实验设施。JM 感谢科学与工程研究委员会、印度政府（CRG/2019/004965）、印度大学拨款委员会—英国印度教育与研究倡议 184-16/2017（IC）以及英国牛顿—巴巴基金（IAPPI 77）提供的资金支持。AK 感谢印度科学教育与研究学院蒂鲁沃南塔普拉姆分校提供的博士奖学金。HG 和 SD 感谢印度科学技术部 INSPIRE 计划提供的博士奖学金。RN 感谢印度政府大学拨款委员会（UGC）提供的资金支持。

作者贡献

AK、SD 和 HG 开展了实验，SC 进行了模拟，RN 负责样品的化学气相沉积生长。AK 和 JM 在所有作者的意见基础上撰写了稿件。

注释

作者声明不存在竞争性财务利益。

补充信息（SI）

S1 实验方法

S1.1 基底图案化：

直径为： $300\ nm$、高度为： $50\ nm$ ，且中心间距或周期性为 0。5–2 μm 的金纳米结构，采用标准电子束光刻图案化工艺，以聚甲基丙烯酸甲酯作为光刻胶，使用 Raith Pioneer 2 电子束系统，在 SiO_2/Si 和硅晶圆上制备。铬/金（$5\ nm$、 $45\ nm$）金属沉积采用热蒸发仪完成，随后使用丙酮进行标准剥离。

S1.2 样品生长与转移：

MoS_2 样品采用化学气相沉积（CVD）技术生长，以 MoO_3 和硫粉为前驱体。将 MoO_3 粉末溶于乙醇后旋涂在 SiO_2/Si 衬底上，再将其置于石英管内，并放在炉的中心加热区。 $500\ mg$ 硫粉置于管子的上游端。样品在 $\sim 850°C$ 的条件下生长，同时持续通入氩气，流量为 $100\ sccm$。通过湿法刻蚀技术，将生长在 SiO_2/Si 衬底上的 MoS_2 薄片转移到各种衬底上。首先，在生长后的薄片上涂覆 120K 聚甲基丙烯酸甲酯（溶于苯甲醚，浓度为 $10\ wt\%$），然后在 $140°C$ 下烘烤 15 分钟。将涂覆后的衬底漂浮在 $60°C$下的 2M 氢氧化钠水溶液上，以刻蚀掉 SiO_2 层，使薄片从衬底上剥离并附着在聚甲基丙烯酸甲酯薄膜上。随后，用相关衬底捞起剥离的薄膜，并将其转移至水浴中，重复 3 个循环，每个循环持续 30 分钟。用相关衬底从水浴中捞起薄膜，并在$80°C$ 下烘烤 2 小时以蒸发水分。最后，将聚甲基丙烯酸甲酯层溶于温热的丙酮中，再用异丙醇清洗并吹干，即可获得薄片。

S1.3 光谱研究：

空间分辨光致发光和拉曼研究使用基于共聚焦显微镜的 HORIBA Xplora Plus 拉曼系统进行。拉曼映射和光谱采集采用通过数值孔径为 0.9 的 $100X$ 物镜激发的 $532\ nm$ 激光器完成。光致发光和拉曼光谱分别使用热电制冷（$-60°C$）电荷耦合器件（CCD）记录，并采用刻线密度为 $600\ gr/mm$ 的光栅和 $2400\ gr/mm$。所有光谱测量均在室温下进行。

S1.4 原子力显微镜研究：

所有原子力显微镜测试均在环境条件下使用 Bruker Multimode 8 原子力显微镜进行。使用 TUNA 2 前置放大器记录导电原子力显微镜电流图和$\frac{dI}{dV}$图。该前置放大器具有可变电压增益，可检测范围为 $1\ fA$–$1\ \mu A$ 的电流。使用 MikroMasch 的镀金探针（HQ:CSC37/Cr-Au， $k = 0.1$–$0.6\ N/m$）同时记录电流图、$\frac{dI}{dV}$图和形貌。对于所有导电原子力显微镜图，偏压施加在样品上，而探针保持在虚地电位。

S1.5 场效应晶体管器件制备和输运测量：

场效应晶体管器件制备于覆盖有 $285\,nm$ 厚热生长 SiO_2 层的 n^{++}-Si 衬底上，该层用作栅介质。源漏接触电极通过电子束光刻进行图案化，随后热蒸镀 Cr/Au（$5\,nm/30\,nm$）。使用是德科技 B2902B 双通道源测量单元测量晶体管特性。低温测量在闭循环氦制冷机（ARS公司）内进行。

S2 转移的 MoS_2 薄片的原子力显微镜形貌

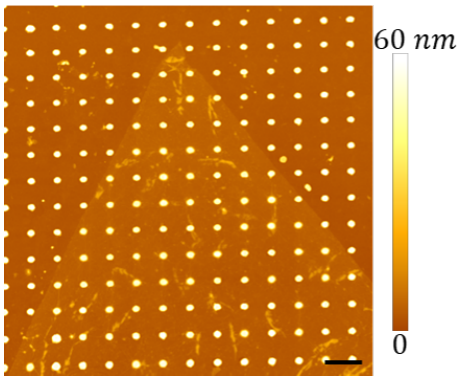


图 S1： 置于预图案化硅衬底上的三角形 MoS_2 薄片的原子力显微镜形貌。该衬底含有直径为 $\sim 300\ nm$ 、中心间距为 $1.5\ \mu m$ 的金纳米结构。比例尺：$2\ \mu m$。

S3 Di关于应变引起的光致发光特性变化的讨论

已有研究表明，位于单层 MoS_2，$E-k$空间中 $K(K')$点的导带底（CBM）和价带最高点（VBM）的动量与能量会随拉伸应变而变化，带隙性质也会由直接带隙演变为间接带隙。[3, 4, 35] 根据 Steinhoff等人 [35], 的研究，较小的双轴拉伸应变（< 0.6%）会保留带隙的直接带隙特性，而由于导带底向下移动且 $K(K')$处的价带最高点保持不变，带隙大小会减小。在实验中，这表现为光致发光强度增加，同时发射峰发生相应的红移。然而，对于较高的拉伸应变（> 1%），Γ点处的价带能量升高并超过其在 $K(K')$点处的值，因而带隙变为间接带隙，光学跃迁主要由声子辅助过程主导，进而降低光致发光强度。在拉伸应变下，光致发光强度最初的上升可理解为载流子主要分布在 K 谷中形成非平衡分布，从而产生较强的 A激子衰减发射。图 2 所示结果呈现出类似行为：应变较低（0.2%）的 3 号和 4 号位置的光致发光光谱显示出较小的红移（$\sim 15\ meV$）以及最高的光致发光峰强度。应变较高的区域（1 号和 2 号点）具有 ~ 1.2 %的应变，显示出 λ_p 红移（$\sim 60\ meV$），同时由于带隙具有更明显的间接带隙特性 [3, 4, 6], ，强度降低并伴随光谱展宽增强，表明声子辅助间接过程对光谱有所贡献。[35, 36]

S4 AFM相位图

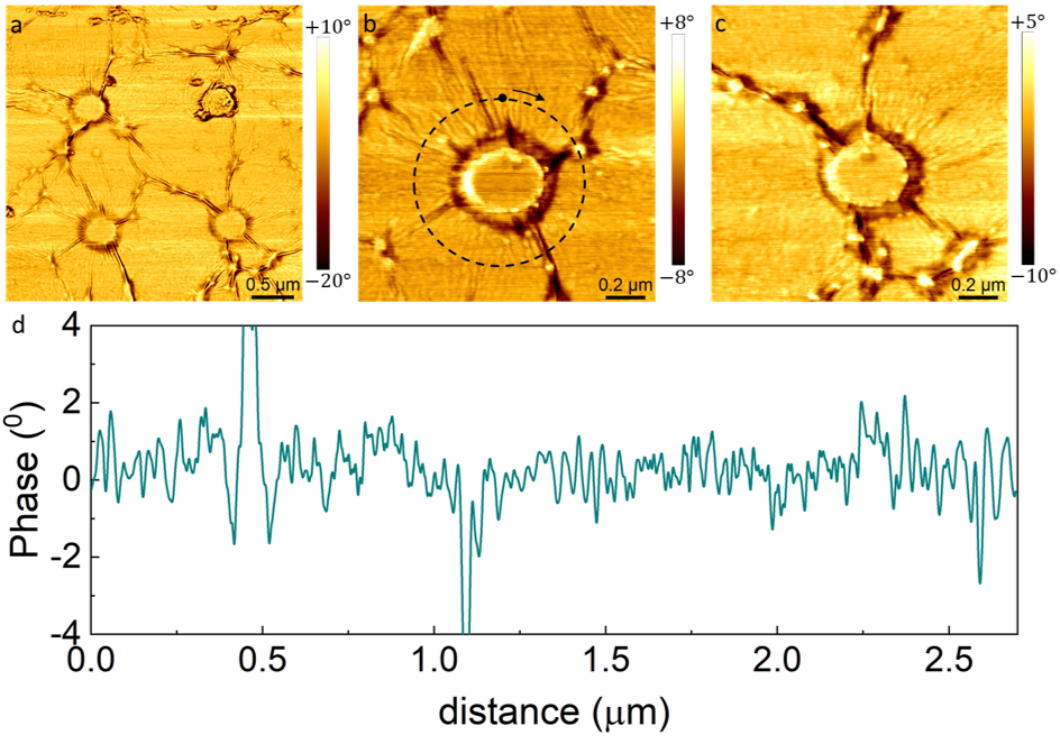


图 S2： (a-c) 轻敲模式原子力显微镜相位图显示，从金纳米结构向外呈放射状延伸的褶皱，以及单层 MoS_2 中零星分布的纳米气泡。(d) 线剖面显示图 b 中虚线圆上的相位变化；线扫描的起点以黑点表示，箭头指示线扫描方向。清晰可见，每个纳米结构周围几乎都存在波纹。

S5 局部 IV和 $\mathrm{d}I\ \mathrm{d}V$ 特性

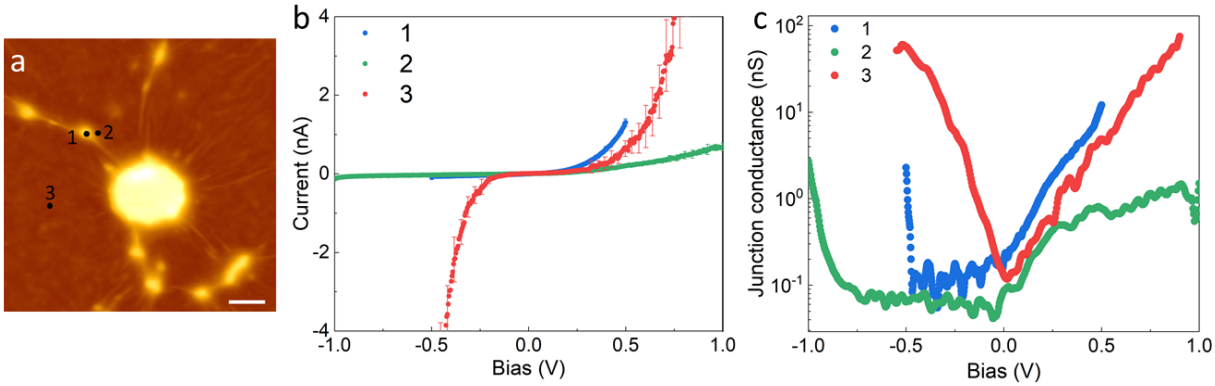


图 S3： (a) 金纳米结构周围 MoS_2 薄片的原子力显微镜形貌。(b) IV 特性和 (c) $\mathrm{d}I\ \mathrm{d}V$ 特性，测量位置分别为图 a 标示的 (1) 纳米气泡上、(2) 纳米气泡附近和 (3) 远离纳米气泡处。比例尺： 200 nm。

IV和$\mathrm{d}I\ \mathrm{d}V$-特性在三个点之间的比较表明，应变区域（1 号点）承载着最高电流，并呈现出最高的$\mathrm{d}I\ \mathrm{d}V$，而紧邻应变区域边缘的区域（2 号点）则显示出最低值

在正偏压下的数值。远离高应变区域（点 3）的区域显示中间值。

S6 相关线扫描

图 S4b 和 c 中，形貌与电流图之间的相关线扫描表明，纳米气泡处高应变区域顶部的电流最大（在所用电流放大器增益下达到饱和）。图中的彩色阴影区域标示了围绕高应变纳米气泡区域的载流能力最低的区域。这些周围区域中的低电流表明局部载流子耗尽，这是由应变引起的带隙调制以及应变与无应变 MoS 界面处的能带弯曲所致[2]。

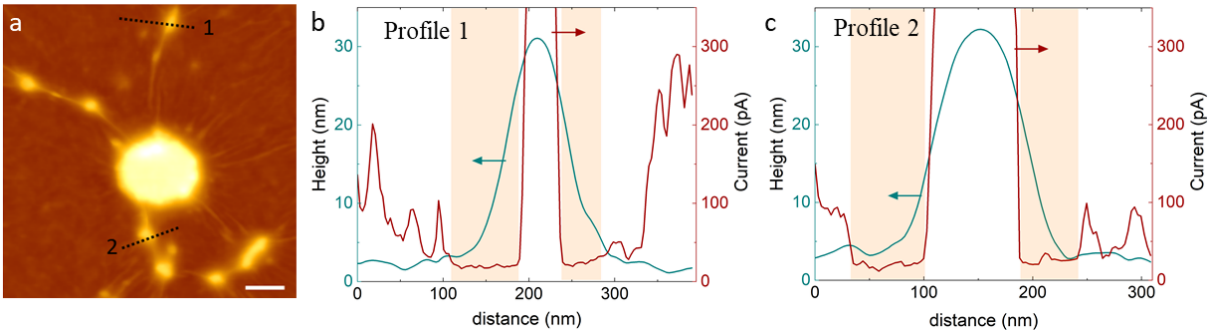


图 S4： (a) Au 纳米结构周围 MoS_2 薄片的原子力显微镜形貌；(b、c) 相关线剖面，显示沿图 a 所示纳米气泡上方黑色虚线的导电原子力显微镜电流和高度变化。

S7 光致发光、拉曼和原子力显微镜估计应变的比较研究

表 S1： 根据光致发光、拉曼光谱和原子力显微镜形貌得到的估计应变

探针	观察到的位移	估计应变（%）
PL	ΔE_g （15– 60 meV）	0.2–1.5
拉曼	$\Delta\omega(E^1_{2g}(\Gamma))(1.0 - 6.5\ cm^{-1})$	0.2–1.3
AFM	$\Delta h(x,\ y)$	0.4 – 2.0

S8 模拟应变-无应变界面处的能带图

为数值计算 MoS_2, 交替无应变-应变-无应变区域界面处的能带剖面，采用 COMSOL Multiphysics 5.3a 进行了有限元法建模。图 S6 所示的一维模拟区域被划分为 3 个区域，中间应变区域的 50 nm 宽度且应变低于 2%，而无应变区域取为 500 nm 宽。

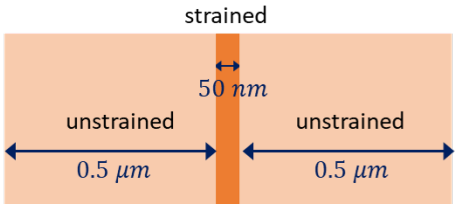


图 S5： 无应变-应变-无应变 MoS_2模拟区域示意图。

用于对应变和无应变区域进行建模的物理参数列于表S2中。所有计算均在有限温度 $T = 300\ K$

表 S2： 用于能带图模拟的 MoS_2 物理参数

属性	无应变	应变
宽度（nm）	500	50
相对介电常数	4.8 [47]	4.8
应变 (%)	0	2
带隙 (eV)	1.85	1.65
电子亲和能 (eV)	4.27 [48]	4.37
m_e^*/m_e 有效质量	0.48 [32]	0.45
掺杂浓度 (cm^{-2})	$0,\ 10^{10},\ 10^{11},\ 10^{12}$	
掺杂剂电离能（eV）	0.065	0.056

且未考虑应变引起的背景相对介电常数变化。根据 $k.p$微扰理论， [49] 得到无应变区域和应变区域的有效质量分别为 $m_e^*/m_e = 0.48$ 和 0.45 [31, 32] ，这也会影响掺杂剂态的电离能；电离能采用“类氢杂质模型” [42]计算。下图展示了不同掺杂剂浓度（n_d）下复合 MoS_2 体系的能带图。此前的报告表明，MoS_2 为 n型掺杂，典型电子密度为 $\sim 10^{10} - 10^{12}/cm^2$.[50]

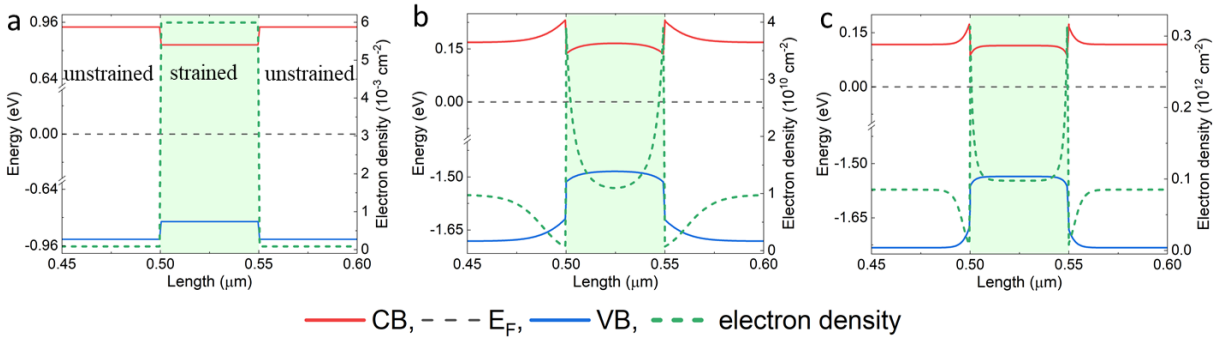


图 S6： 不同掺杂浓度（n_d）下，MoS_2 无应变-应变-无应变区域的模拟能带图及电子密度变化：(a) $n_d = 0$, (b) $n_d = 10^{10}/cm^2$, (c)$n_d = 10^{11}/cm^2$。

S9 场效应晶体管特性

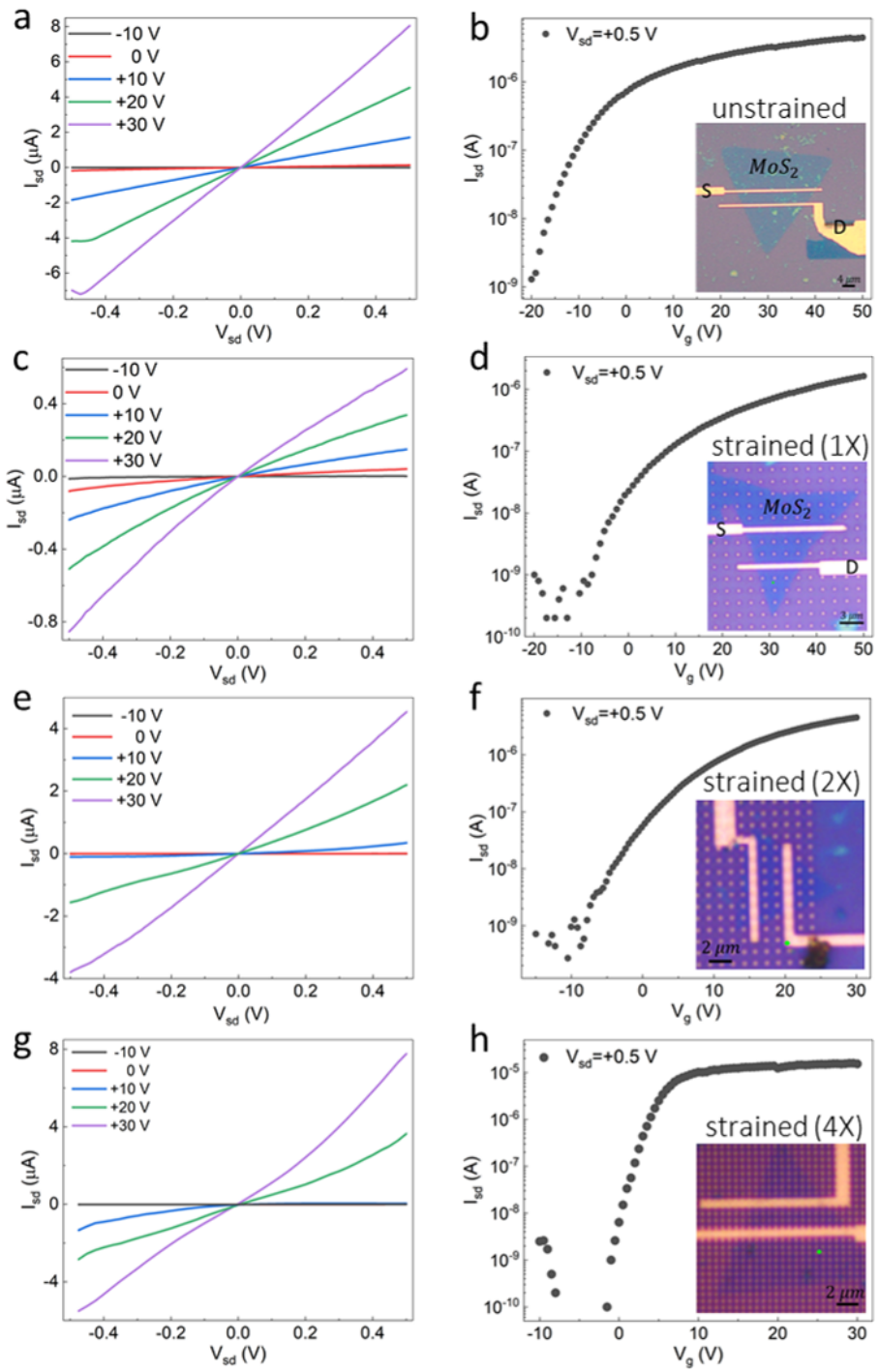


图 S7： 室温下，（a-b）无应变和（c-h）不同应变程度的单层 MoS_2 薄片在 SiO_2/Si 上的场效应晶体管特性。左侧图显示源漏特性随栅极偏压 V_g 的变化，右侧图显示 $V_{sd} = +0.5\ V$的转移特性（$I_{sd}\ vs.\ V_g$）。插图展示了相应器件的光学图像及其金源漏电极。

S10 迁移率计算

场效应迁移率使用以下公式计算：

$$\mu_{FE} = \frac{L}{W} \times \frac{t_{ox}}{\epsilon_0 \epsilon_r V_{sd}} \times \frac{\mathrm{d}I_{sd}}{\mathrm{d}V_g} \tag{S1}$$

其中，t_{ox} 为氧化物层厚度，ϵ_0 表示真空介电常数，$\epsilon_r(=3.9)$ 为 SiO 的介电常数$_2$，，而 L，W 分别为沟道长度和宽度。迁移率 μ_{FE} 值根据双探针场效应晶体管特性计算得出，但已知其会受到电接触性质的限制。较高的接触电阻会导致低估 μ_{FE}的值。[51] 本研究器件源漏特性的线性特征表明，接触电阻对估算迁移率值的影响很小。[52]

S11 应变下迁移率增强的比较

表 S3： 已发表文献和本研究中迁移率随应变的变化：

样品	应变	$\mu_{FE}(cm^2/Vs)$	$\frac{\mu_{FE}(strained)}{\mu_{FE}(unstrained)}$	参考文献
单层 MoS_2 (化学气相沉积)	均匀拉伸 0.7%	10.8	2	[53]
1L MoS_2 (化学气相沉积)	非均匀 1.2%（最大值）	44.5	23	[17]
1L MoS_2 (化学气相沉积)	非均匀 0.2-2.0%	32	60	本研究
1L MoS_2 (剥离的)	非均匀 0.1-6.0%	448	50	[16]
2L MoS_2 (剥离的)	非均匀 0.1-6.0%	900	100	[16]
1L MoS_2 (剥离的)	非均匀 0.7-3.5%	850	100	[30]
1L $MoSe_2$ (剥离的)	非均匀 0.7-3.5%	285	44	[30]
1L WSe_2 （剥离的）	非均匀 0.7-3.5%	158	10	[30]

S12 温度依赖迁移率

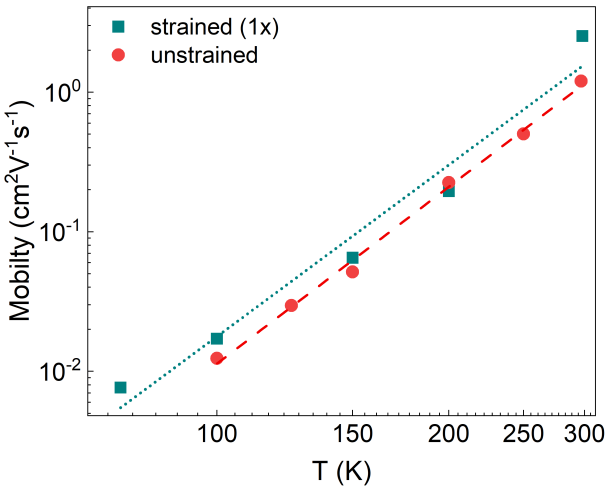


图 S8： 无应变和应变（1x）MoS_2 的迁移率与温度的关系，并按方程 $\mu_{FE} \propto T^p$ 进行线性拟合，其中，应变（1x）样品为 $p = 4.08$，无应变样品为 4.21。

参考文献

1. Splendiani, A. 等. 单层 MoS_2 中出现的光致发光。《纳米快报》10, 1271–1275 (2010年)。2. Zhu, Z. Y., Cheng, Y. C. & Schwingenschlögl, U. 二维过渡金属二硫族化物半导体中巨大的自旋轨道诱导自旋劈裂。《物理评论B》84, 153402 (2011)。3. Feng, J., Qian, X., Huang, C.-W. & Li, J. 应变工程人工原子：宽光谱太阳能漏斗。《自然·光子学》6, 866–872 (2012年)。4. Conley, H. J. 等. 应变单层和双层 MoS_2 的带隙工程。《纳米快报》13, 3626–3630 (2013)。5. He, K., Poole, C., Mak, K. F. & Shan, J. 实验证明应变可连续调控原子级薄 MoS_2 的电子结构。《纳米快报》13, 2931–2936 (2013)。6. Lloyd, D. 等. 悬空单层 MoS_2 中利用超大双轴应变进行带隙工程。《纳米快报》16, 5836–5841 (2016年)。7. Bertolazzi, S., Brivio, J. & Kis, A. 超薄 MoS_2 的拉伸与断裂。《ACS纳米》5, 9703–9709 (2011)。8. Peng, Q. & De, S. 单层 MoS_2 的卓越力学性质及其在弹性能量存储中的应用。《物理化学化学物理》15, 19427–19437 (2013)。9. Jiang, J.-W., Qi, Z., Park, H. S. & Rabczuk, T. 单层二硫化钼（MoS_2）的弹性弯曲模量：有限厚度效应。《纳米技术》24, 435705 (2013)。10. Liu, K. 等. 化学气相沉积单层 MoS_2, WS_2, 及其双层异质结构的弹性性质。《纳米快报》14, 5097–5103 (2014年)。11. Yu, S., Xiong, H. D., Eshun, K., Yuan, H. & Li, Q. 拉伸应变下 MoS_2 单层的相变、有效质量和载流子迁移率。《应用表面科学》325, 27–32 (2015)。12. Wang, Y. 等. 单层 WS_2 中应变诱导的直接-间接带隙转变与声子调制。《纳米研究》8, 2562–2572 (2015)。13. So, J.-P. 等. 范德华异质结构中电驱动应变诱导的确定性单光子发射器。《科学进展》7, eabj3176 (2021年)。14. Lee, H. 等. 纳米间隙上二维半导体中的漂移主导激子汇聚与三激子转换。《科学进展》8, eabm5236 (2022)。15. Frisenda, R. 等. 双轴应变对单层过渡金属二硫族化物光学性质的调控。《npj二维材料与应用》1, 1–7 (2017)。16. Ng, H. K. 等. 利用褶皱材料提升二维半导体的载流子迁移率。《自然·电子学》5, 1–8 (2022)。17. Huang, Z. 等. 在应变自限性可变形纳米结构上对化学气相沉积生长的二维材料进行大规模超快应变工程，以增强场效应晶体管性能。《纳米快报》22, 7734–7741 (2022)。

18. Deng, S., Che, S., Debbarma, R. & Berry, V. 单个褶皱中的应变可使 MoS_2 薄片的能带结构在面内重新对齐，从而增强光响应。《纳米快报》11, 504–511 (2019). 19. Darlington, T. P. et al. 室温下单层 WSe_2 纳米气泡中应变局域激子的成像。Nature Nanotechnology 15, 854–860 (2020). 20. Plechinger, G. et al. 利用衬底的局部热膨胀调控单层辉钼矿中的双轴应变。2D Materials 2, 015006 (2015). 21. C hakraborty, B. et al. 单层 MoS_2 晶体管中依赖对称性的声子重整化。Physical Review B 85, 161403 (2012). 22. Chaste, J. et al. 用于纳米力学和光学的 SiO_2/Si 柱阵列上悬空 MoS_2 的本征性质。《ACS纳米》12, 3235–3242 (2018). 23. Tyurnina, A. V. et al. 范德华异质结构中的应变气泡：可调波长的光致发光局域发射体。ACS Photonics 6, 516– 524 (2019). 24. Lee, J. et al. 周期性褶皱 WS_2中的可切换、可调谐和可定向激子漏斗效应。《纳米快报》21, 43–50 (2020). 25. Li, H. et al. 应变图案化二硫化钼中人造原子构成的光电子晶体。Nature Communications 6, 1–7 (2015). 26. Castellanos-Gomez, A. et al. 原子级薄 MoS_2中的局域应变工程。《纳米快报》13, 5361–5366 (2013). 27. Branny, A., Kumar, S., Proux, R. & Gerardot, B. D. 二维半导体中应变诱导的量子发射体确定性阵列。Nature Communi- cations 8, 1–7 (2017). 28. Parto, K., Azzam, S. I., Banerjee, K. & Moody, G. 单层 WSe_2 中的缺陷与应变工程可实现最高至150开尔文的位点控制单光子发射。Nature Co mmunications 12, 1–8 (2021). 29. Kern, J. et al. 原子级薄 WSe_2中单光子发射体的纳米尺度定位。Advanced Materials 28, 7101–7105 (2016). 30. Liu, T. et al. 脊状二维晶体管。Nature Nanotechnology 14, 223– 226 (2019). 31. Dong, L., Dongare, A. M., Namburu, R. R., O'Regan, T. P. & Dubey, M. 应变诱导的 2 H-MoS_2 双层薄片电子性质变化的理论研究。Applied Physics Letters 104, 053107 (2014). 32. Yun, W. S., Han, S., Hong, S. C., Kim, I. G. & Lee, J. 过渡金属二硫属化物厚度和应变对电子结构的影响：2H-MX_2 半导体（M=Mo, W；X= S, Se, Te）。Physical Review B 85, 033305 (2012). 33. Harada, N., Sato, S. & Yokoyama, N. 应变沟道过渡金属二硫属化物场效应晶体管电学性质的计算研究。Journal of Applied Physics 115, 034505 (2014). 34. Mak, K. F., Lee, C., Hone, J., Shan, J. & Heinz, T. F. 原子级薄 MoS_2：一种新型直接带隙半导体。Physical Review Letters 105, 136805 (2010). 35. Steinhoff, A. et al. 直接和间接带隙单层 MoS_2中的高效激子光致发光。《纳米快报》15, 6841–6847 (2015).

36. Niehues, I. et al. 原子级薄半导体中的激子–声子耦合调控。《纳米快报》18, 1751–1757 (2018). 37. Landau, L. D., Lifšic, E. M., Lifshitz, E. M., Kosevich, A. M. & Pitaevskii, L. P. 弹性理论：第7卷（爱思唯尔, 1986). 38. Shin, B. G. et al. 衬底诱导局域应变导致单层 MoS_2 中出现间接带隙势阱。Advanced Materials 28, 9378–9384 (2016). 39. Shabani, S. et al. 二维半导体纳米气泡的超局域光电性质。《纳米快报》22, 7401–7407 (2022). 40. Zhou, W. et al. 单层二硫化钼中的本征结构缺陷。《纳米快报》13, 2615–2622 (2013). 41. Radisavljevic, B. & Kis, A. 单层 MoS_2中的迁移率工程与金属–绝缘体转变。《自然·材料》12, 815–820 (2013). 42. Sze, S. M. & Ng, K. K. 半导体器件物理，第3版（约翰·威立父子出版公司, 2006). 43. Huo, N. et al. 通过声子抑制提高单层化学气相沉积生长 MoS_2 的载流子迁移率。《纳米技术》10, 15071–15077 (2018). 44. Yu, Z. et al. 通过缺陷与界面工程实现单层二硫化钼中的本征电荷输运。Nature Communications 5, 1–7 (2014). 45. Ghatak, S., Pal, A. N. & Ghosh, A. 原子级薄 MoS_2 场效应晶体管中电子态的性质。《ACS纳米》5, 7707–7712 (2011). 46. Lee, Y.-H. et al. 通过化学气相沉积合成大面积 MoS_2 原子层。Advanced Materials 24, 2320–2325 (2012). 47. Kumar, A. & Ahluwalia, P. 过渡金属二硫属化物 MX_2 （M= Mo, W；X=S, Se, Te）可调的介电响应：量子限域的影响。《物理学B：凝聚态物质》407, 4627–4634 (2012). 48. Zhang, C. et al. 范德华异质结构中单层过渡金属二硫属化物电子结构和能带排列的系统研究。2D Materials 4, 015026 (2016). 49. Peter, Y. & Cardona, M. 半导体基础：物理与材料性质，第4版（施普林格科学与商业媒体, 2010). 50. Qiu, H. et al. 二硫化钼中通过缺陷诱导局域态进行的跳跃输运。Nature communications 4, 2642 (2013). 51. Chang, H.-Y., Zhu, W. & Akinwande, D. 关于基于 MoS_2 或二维半导体原子晶体的晶体管迁移率和接触电阻评估。Applied Physics Letters 104, 113504 (2014). 52. Nasr, J. R., Schulman, D. S., Sebastian, A., Horn, M. W. & Das, S. 纳米尺度晶体管中的迁移率假象：一个未被揭示的接触问题。Advanced Materials 31, 1806020 (2019). 53. Datye, I. M. et al. 单层 MoS_2的应变增强迁移率。《纳米快报》22, 8052–8059 (2022).