芯片上用于电信光学波段室温探测的横向 Si:Te PIN 光电二极管

Mohd Saif Shaikh[1,2], Shuyu Wen[1,3], Mircea-Traian Catuneanu[2], Mao Wang[4*], Artur Erbe[1,2], Slawomir Prucnal[1], Lars Rebohle[1], Shengqiang Zhou[1], Kambiz Jamshidi[2], Manfred Helm[1,2], Yonder Berencén[1**]

[1]亥姆霍兹-德累斯顿-罗森多夫研究中心，离子束物理与材料研究所，Bautzner Landstrasse 400，01328 德累斯顿，德国[2]德累斯顿工业大学，01062 德累斯顿，德国[3]中国科学院半导体研究所，中国北京[4]微纳光学实验室，物理与电子工程学院，四川师范大学，中国成都市610101，中华人民共和国

通讯作者：m.wang@hzdr.de*；y.berencen@hzdr.de**

摘要

光子集成电路需要能够在室温下工作、对电信波长具有灵敏度，并适用于与平面互补金属氧化物半导体（CMOS）技术集成的光电探测器。由于深能级杂质在硅带隙内形成杂质带，使硅在短波红外区域具有强烈的室温光响应，因此深度掺杂深能级杂质的硅是制造硅红外探测器的一种有前景的材料。本研究首次通过实验展示了可在室温下光学电信波段工作的横向碲超掺杂硅 PIN 光电探测器。我们详细介绍了这些光电二极管的制备工艺、工作原理和性能，包括其关键品质因数。我们的研究结果有望借助平面 CMOS 技术的优势，在单个硅芯片上集成有源和无源光子元件。

1. 引言

全硅光电集成电路在电信、集成光学、微电子学和传感领域的未来应用前景广阔。针对 O 波段（1.3 μm）和 C 波段（1.5 μm）的高效光源和无源光子组件已得到广泛研究，但在这些光谱范围内开发具有成本效益的室温光电探测器仍是一项艰巨任务 [1–4]。目前，锗和铟镓砷因具有较高的吸收系数，成为该波段光电探测的首选材料，但它们需要在硅衬底上进行异质集成，这一过程可能复杂且成本高昂 [5–7]。另一种方案是单片集成 ，它更简单、可扩展性更强：采用标准工艺，在硅衬底上同时制造硅光电探测器和其他集成硅组件

半导体加工技术。这种方法避免了复杂的组装和对准工序。此外，它与互补金属氧化物半导体（CMOS）技术具有良好的兼容性，能够以较低成本在同一硅芯片上集成光电探测器和电子电路。然而，单片集成硅光电探测器在电信波段的性能受到本征硅特性的限制，因为在上述光谱范围内，本征硅的吸收系数较低（10^{-8} cm^{-1}）。为解决这一限制，有人提出有意引入深能级杂质，例如过渡金属（Ti、Au、Ag）和硫族元素（S、Se、Te），并使其浓度超过固溶度极限，从而在硅带隙内形成杂质带[8–15]。这使得硅能够在室温下吸收 O 波段和 C 波段电信波段的光（0.9 eV、1.3 μm 和 0.8 eV、1.5 μm），因此成为一种很有前景的硅基光电探测方案。超掺杂或过饱和硅是通过这种方法制备的一种新型硅。

PN 光电二极管的制备被广泛用于评估超掺杂硅在红外应用中的潜力[16–20]。超掺杂硅通常用作低能光子的吸收介质，同时也作为 n 型掺杂区，有意形成于 p 型掺杂硅衬底上方，以构成 PN 结。已有多项实验展示了可在室温下工作的垂直超掺杂硅 PN 光电探测器，其光响应范围可扩展至 5.9 μm[16–20]。然而，这类器件可能无法与波导、衰减器和调制器等无源光子组件兼容，而这些组件是实现超大规模单片集成所必需的。为此，有研究提出了一种基于超掺杂硅的横向 PIN 光电二极管阵列平面概念设计，该设计与 VLSI 硅技术兼容 [19]。

本研究首次通过实验展示了一种横向 PIN 光电二极管，其有源吸收材料为 Te- 超掺杂硅，可在室温下用于 O 波段和 C 波段电信通信。我们的方法是通过离子注入形成浅层 n 型（Te 超掺杂）和 p 型（B 掺杂）区域，随后通过一次激光退火脉冲使其再结晶。我们通过制备两种掺杂浓度的 PIN Si:Te 器件（Te-0.5 at.% 和 Te-1.5 at.%），研究 Te 掺杂浓度对器件性能的影响。与 Te-0.5% 器件相比，Te-1.5% 器件的响应度显著提高，在 1300纳米和 1500纳米波长下的最大值分别为 $1x10^{-3}$ A/W 和 $4x10^{-4}$ A/W。然而，由于材料缺陷较少，Te-0.5% 器件的噪声等效功率（NEP）较低，约为 $2x10^{-7}$ W/√(Hz)。此外，我们还评估了频率响应特性，并测得在施加 -1V 偏压时，3 dB 截止频率为 268 kHz。

2. 实验细节

本研究采用本征硅（100）晶圆作为衬底，其电阻率为 >10 kΩ•cm，厚度为 380 μm。使用紫外光刻和离子注入，在衬底上形成 p 型和 n 型区域，并分别以硼和碲进行横向掺杂，掺杂深度约为 100 nm，采用交指结构，如图 1(a-b) 所示。器件的尺寸（未按比例绘制）如图 1(b) 所示。离子注入后，进行再结晶和

掺杂剂激活工艺使用单个 XeCl激光器脉冲完成，能量为 1.1 Jcm^{-2} ，适用于硼掺杂区域和 Te掺杂区域。采用拉曼光谱学研究器件在合成过程中及脉冲激光退火（PLA）后的微观结构特性。测量在室温下以背散射构型进行，波数范围为 100 cm^{-1} 至 600 cm^{-1} ，分辨率约为 3 cm^{-1} ，激发激光波长为 532 nm。

制备了两种 PIN器件，碲的原子百分比浓度分别为 0.5% 和 1.5%，其余参数均与上述详细说明相同。随后，通过热蒸发和电子束蒸发，分别沉积了厚度为 200 nm 的铝和厚度为 40 nm/160 nm 的钛/金，以形成 p 型和 n型区域的金属接触。未进行表面钝化或抗反射涂层处理。随后，将器件引线键合到陶瓷芯片载体上，以便进行光电测量，同时从器件背面照射（如图 3(a) 所示，若从顶部照射，碲超掺杂近表面层会被遮挡）。使用内置于光学暗箱中的自制光电探测器表征系统，对光电探测器进行了全面表征。通过单色仪（Horiba Triax 550）和石英钨卤素灯（QTH），在 400–2200 nm 范围内测量光谱响应度；光源通过宽带多模光纤耦合到自制显微镜。入射光经过 1200 nm 光学长通滤光片（FELH1200）后，使用光学斩波器对照射光电探测器的光进行调制，以消除光栅产生的二阶光学成分。光电探测器产生的光电流被耦合至低噪声电流前置放大器（SR570），随后传输至锁相放大器（SRS830）进行信号采集。

采用经校准的热释电探测器（Newport DET-L-PYK5-R-P）评估整个系统的光学响应，因为此类探测器在 0.8 μm 至远红外区域（FIR）通常具有近乎平坦的红外光谱响应。使用半导体器件分析仪（Agilent B1500A）进行暗态电流-电压（IV）测量。我们没有对 Si:Te PIN探测器的噪声等效功率（NEP）进行理论估算，而是测量了噪声电流谱密度，并提取出产生信噪比（SNR）=1 的最小信号功率[21]。我们使用波长为 1550 nm、频率为目标频率的调制激光器进行这些测量，并让光线通过一组中性密度（ND）滤光片，再使用频谱分析仪（Agilent Technologies PXA N9030A 信号分析仪（3 Hz –50 GHz））采集信号。为验证测量流程，我们使用了商用校准探测器（Thorlabs FDG03-CAL，证书编号21229134757）。有关测量流程的更多详情，请参阅补充信息。

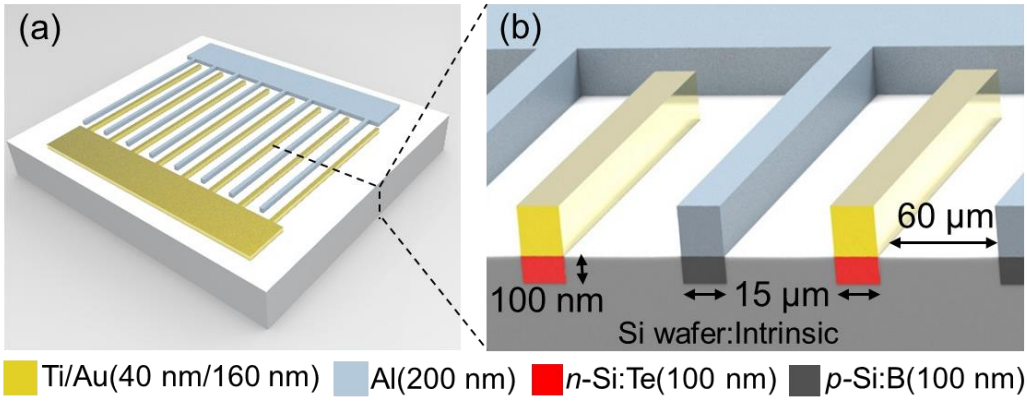

图1. PIN Si:Te 光电探测器：a) 横向 Si:Te PIN 光电二极管的俯视图；b) 沿图1(a)中虚线的 PIN 光电探测器横截面，显示了亚表面掺杂的 p 区和超掺杂 n 区及其相应尺寸。

3. 结果与讨论

3.1 材料合成与分析

使用离子在材料中的阻止与射程（SRIM）软件模拟了 Te 和 B 掺杂剂的注入分布，所得分布如图 2(a) 和 (b) 所示。每种掺杂剂的注入深度和浓度分别由注入能量和注入剂量控制。我们制备了两组 Si:Te PIN器件，每组均采用两步离子注入，以确保掺杂分布近乎平坦。第一组器件的 Te掺杂浓度为 2.5×10^{20} cm^{-3} （0.5 at.%），第二组器件的碲浓度为 7.5×10^{20} cm^{-3} （1.5 at.%）；两者的注入剂量和能量见图 2(a) 插图。两组器件均通过两步注入 B 原子进行 P 型掺杂，浓度为 1×10^{18} cm^{-3} 。估计 Te 和 B 原子的掺杂层厚度均约为 100 nm。

在 Te 和 B 注入区域，以及单晶原始硅样品中，分别测量了超掺杂硅衬底在脉冲激光退火前后的拉曼光谱（图 2 (c) 和 (d)）。采用 303 cm^{-1} 处的二阶横向声学声子（2TA）模式和 520 cm^{-1} 处的主横向光学（TO）模式作为参考模式，以检查退火处理后超掺杂硅的晶体质量。Te 注入后，对于两种碲浓度（Te-0.5% 和 Te-1.5%），硅的TO模几乎完全消失，这是由高注入剂量造成的非晶化所致。此外，与硼相比，碲的质量更大，因此会引起显著的非晶化，其特征是在约 150 c m^{-1} 和 467 cm^{-1}处出现宽拉曼带。由于下方存在晶态硅衬底，两种碲浓度下仍可观察到硅的 TO 峰，但 Te-0.5% 样品的峰略高。另一方面，我们未在 B 注入区域观察到由注入引起的非晶化相关谱带。

脉冲激光退火后，硅的TO模强度再次增强，这是因为注入区域发生了恢复/再结晶。脉冲激光退火激活掺杂剂后，我们观察到硅的TO模出现不对称展宽，这与Fano型电子-声子相互作用有关。n型掺杂剂导致的这种向左侧的不对称展宽早已为人所知[22–25]，并在补充信息中作了进一步分析（见图 S3）。我们发现，脉冲激光退火后，碲浓度较高的样品出现了更明显的不对称展宽，这归因于其自由电子浓度较高。

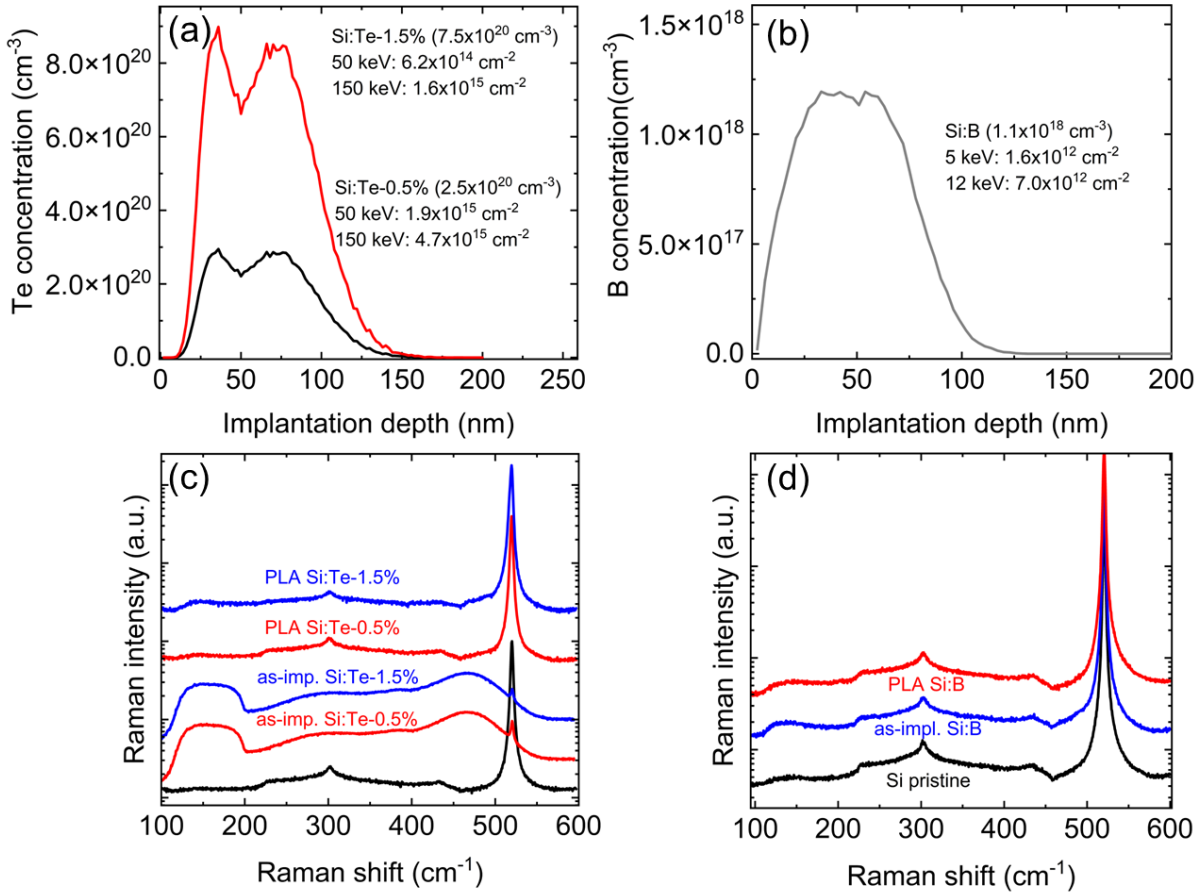

图2. SRIM 模拟的 a) 硅中的 Te注入分布和 b) 硅中的 B注入分布。c) Te注入硅和 d) B注入硅在脉冲激光退火前后的拉曼光谱。

通过室温霍尔效应测量表征超高掺杂硅样品的电学性质。对于Te掺杂样品，我们测得Te-0.5%（Te-1.5%）样品的有源电子浓度分别为8.5x10^{19} cm^{-3} (4.3x10^{20})，电子迁移率分别为52 cm^2/Vs（37 cm^2/Vs）。随着碲浓度增加，电离杂质密度增大，带电杂质引起的库仑散射增强，因此电子迁移率降低。对于B掺杂区域，我们测得空穴浓度为4.3x10^{17} cm^{-3}，空穴迁移率为1.2x10^4 cm^2/Vs。

3.2 暗态电流-电压（IV）与通信波长光响应

在暗态条件下测量了横向Si:Te PIN探测器的室温电流-电压（IV）特性，观察到二极管特性：在1 V和-1 V下测得，Si:Te-0.5%探测器的整流比约为230，Si:Te-1.5%探测器的整流比约为50（见图3(b)）。我们使用单二极管模型并根据以下方程拟合了每条IV曲线：

$$I = I_0\left[e^{\frac{q(V-IR_S)}{\eta k_B T}} - 1\right] + \frac{V-IR_S}{R_{shunt}} \quad (1),$$

其中，V 和I 分别为电压R_s and current, R_{shunt} 电联电阻和并联电阻，I_0 为饱和电流，q 为电子电荷，η 为理想因子，k_B 为玻尔兹曼常数，T 为温度。

拟合参数汇总于表1，并与参考Si:Te（Te- 2.0%）垂直PN器件进行比较[20]。我们的横向Si:Te PIN器件表现出更好的整流比、更低的暗电流和更低的饱和电流，但理想因子有所增加。Si:Te-1.5%器件的暗电流较高，这可能是由于较高的Te浓度注入导致缺陷增多。这与拉曼实验中观察到的约467 cm^{-1} 处的宽吸收带一致（见补充信息中的图S3）。

表1. 根据IV特性获得的参数比较。

参数	Si:Te PIN 横向 探测器，0.5% 原子比	Si:Te PIN 横向 探测器，1.5% 原子比	参考 Si:Te PN 垂直结构 探测率 2.0% at.[20]
串联电阻 (R_s)	8.1 kΩ	20.3 kΩ	6.4 Ω
并联电阻 (R_{sh})	3.1 MΩ	96.2 kΩ	850.0 Ω
饱和电流 (I_0)	0.3 μA	5.3 μA	68.0 μA
理想因子 (η)	2.3	4.8	2.2
整流比	230	50	36
0V（-1V）时的暗电流	3.9 nA（0.4 μA）	36.0 纳安（0.1 毫安）	10.0 μA（1 mA）

接下来，我们测量了 Si:Te PIN探测器在室温下对不同输入光功率的 1550 nm 激光的光响应（图3(c) ）。我们发现，在 -1 V 和 0 V 施加偏压下，当入射光功率从 0.7 μW 到 0.7 mW 变化时，两种探测器均呈线性响应（指数 α=1 见插图 图 3(c)。施加偏压（-1 V）后，在相同的输入激光功率下，Te-0.5% 和 Te-1.5% 器件产生的光电流分别提高了两个和四个数量级，提升幅度显著。我们将在后文讨论这一现象。

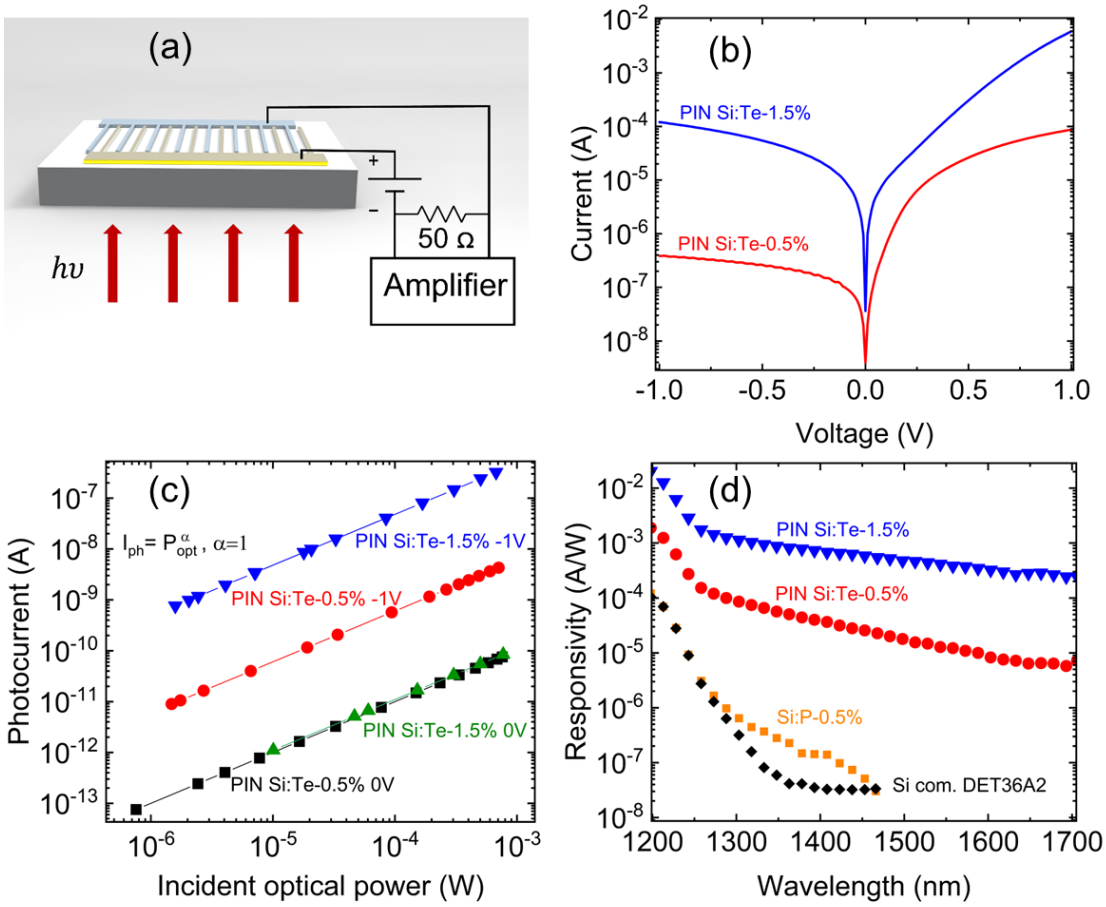

图 3. 碲浓度为 0.5% 和 1.5% 的 PIN Si:Te 探测器，a) 表示背面照明和偏置电路的器件示意图；b) 暗态 I-V 特性；c) 两种器件在 0 V 和-1 V反向偏压下，波长为 1,550 nm 时的光电流与输入光功率的关系；d) -1 V 反向偏压下的光谱响应度。

我们还测量了 Si:Te PIN探测器在 -1 V 反向偏压下的光谱响应度，并与商用 Si 探测器（Thorlabs-DET36A2）和磷 n 型超掺杂 Si 对照器件进行了比较（图 3(d)）。结果表明，商用 Si 探测器在约 1350 nm 处达到噪声底，而 Si:P 对照器件在 1300 至 1450 nm 范围内的响应度曲线出现拐点，表明注入和 PLA 过程中形成的缺陷产生了光电流；在约 1330 nm 处，光电流最高达到 $4x10^{-7}$ A/W。这一光电流可能源于注入和 PLA 过程中形成的缺陷，例如 Si 双空位缺陷[26,27,16,28]。值得注意的是，Si:Te PIN探测器呈现出不同的响应曲线，整体响应度更高且覆盖波段更宽，表明 Si 带隙内存在 Te 相关中间带，使其能够吸收电信光学波段内的光子。我们观察到，Si:Te PIN探测器的响应度和外量子效率（EQE）随碲浓度增加而提高；Te-1.5% 器件的 EQE 比当前先进水平的垂直 Si:Te PN 探测器高出多个数量级[20]。结果

汇总于表2中，其中列出了在施加偏压为0V和-1V时，不同碲浓度的Si:Te PIN探测器在1300纳米和1500纳米波长下的响应度及计算的外量子效率。

表2. 施加偏压下响应度和计算的外量子效率汇总。

参数	波长 (nm)	Si:Te PIN探测器 0.5% 原子浓度		Si:Te PIN 探测器 1.5% 原子百分比	
		0V	-1V	0V	-1V
响应度 (A/W)	1300	5.3×10^{-7}	8.7×10^{-5}	7.6×10^{-7}	1.1×10^{-3}
	1500	1.0×10^{-7}	1.2×10^{-5}	1.1×10^{-7}	4.2×10^{-4}
外量子效率（%）	1300	7.1×10^{-5}	8.3×10^{-3}	7.2×10^{-5}	1.0×10^{-1}
	1500	7.0×10^{-6}	1.0×10^{-3}	1.2×10^{-5}	3.0×10^{-2}

3.3 噪声等效功率、探测率和频率响应

我们还测定了光电探测器的灵敏度，以噪声等效功率 NEP(λ, f) 表示（见补充信息）。噪声等效功率定义为在感兴趣的频率下获得信噪比（SNR）为 1 所需的最小光功率。NEP 值越低，表示光电探测器的灵敏度越高。为测量 NEP，我们使用了波长为 1550 nm、以 70 Hz 调制的激光器，以及电带宽设为 1 Hz 的频谱分析仪。我们获取了两种 Si:Te 浓度器件在 0 V 和 -1 V 偏置下的实验数据，并测量了商用校准锗探测器（FDG03-CAL），其结果也验证了我们的实验方法（图 4a）。测得校准锗探测器的 $NEP_{1550\ nm,70\ Hz}$ 为 (1.3×10^{-12} W/$\sqrt{(Hz)}$)，与数据表中的数值 (1.0×10^{-12} W/$\sqrt{(Hz)}$) 吻合良好。类似地，我们测定了 Si:Te PIN光电探测器的 NEP 值。 我们对实验数据进行插值，并将其拟合为斜率为 1 的直线，以确定信噪比为 1 时的数值。对于零偏置下的 Si:Te-0.5% PIN探测器，我们推得 $NEP_{1550\ nm,70\ Hz}$ 为 2.4×10^{-7} W/$\sqrt{Hz}$。这一数值比 Si:Te-1.5% PIN探测器低两个数量级；后者的暗电流更高（图 3b）。在 -1 V 反向偏置下，我们测得 Si:Te-1.5% PIN探测器的 $NEP_{1550\ nm,70\ Hz}$ 为 5.8×10^{-7} W/$\sqrt{Hz}$，Si:Te-0.5% PIN探测器的 NEP 为 7.8×10^{-7} W/$\sqrt{Hz}$。NEP 是噪声电流 i_n （单位为 A）与电流响应度 R_i （单位为 A/W）之比。尽管 Si:Te-1.5% PIN器件的响应度比 Si:Te-0.5% 高一个数量级，但其 NEP 值较高，这是因为其噪声电流更大；噪声电流的增加源于较高掺杂导致缺陷增多，进而造成材料质量较差。

噪声等效功率（NEP）取决于探测器面积的平方根（A）以及测量带宽的平方根（Δf），因为这两个参数都会影响探测器的噪声。因此，为了公平比较不同探测器，一项关键性能指标是比探测率，它将 NEP 归一化到 1 Hz 噪声带宽，并将探测器面积归一化到 1 cm^2 [29]。比探测率的计算公式为 $D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP}$，其中 Δf 为电带宽（1 Hz），A 为探测器的有效面积，

其为 PIN Si:Te 器件的 0.09 cm^2，商用 Ge 探测器的数值为 0.07 cm^2。对于 Si:Te PIN探测器，我们测得的最高比探测率为 1.2x10^6 $cmHz^{1/2}$ W^{-1} 的 Si:Te-

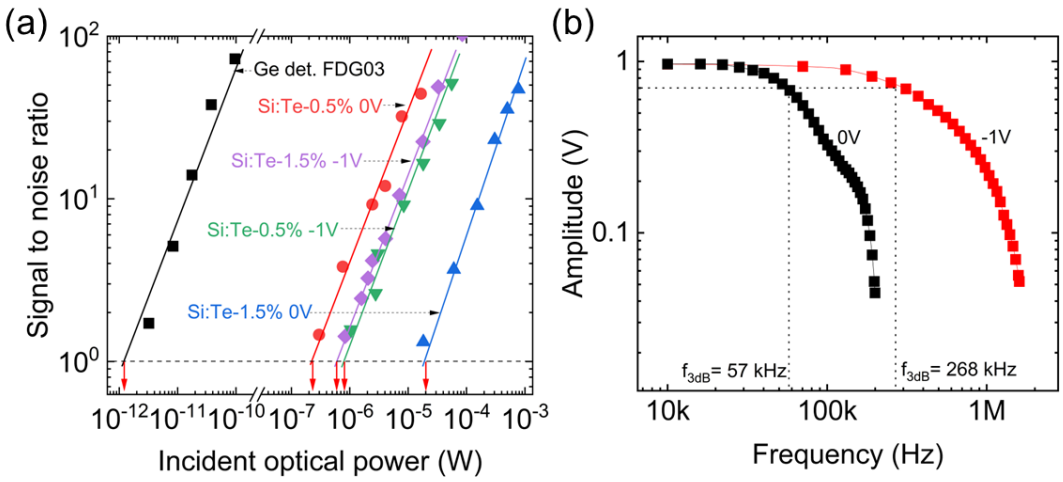

图 4. a) 商用锗探测器 FDG03 和 Si:Te PIN探测器的噪声等效功率测量，b) Si:Te PIN探测器在 0V 和 -1V 反向偏压下的频率响应。

未施加偏置时的 0.5% PIN探测器。所有器件测得的噪声等效功率和计算所得的比探测率值汇总于表 3。

除测量光电探测器的灵敏度外，我们还评估了其频率响应。 3 dB 截止频率用于衡量探测器的频率响应，定义为探测器输出信号降至最大振幅一半时的频率。 如图 4(b) 所示，Si:Te PIN探测器的3 dB 截止频率在器件未加偏置时为 57 kHz，加偏置时为 268 kHz。器件的交指结构覆盖面积较大，导致响应时间（RC 常数）较长，从而限制了器件的响应速度。然而，施加偏置会扩大耗尽区、降低电容，并提高 3 dB 截止频率。

表 3. 测量　　的 PIN Si:Te 和商用校准 Ge 探测器的噪声等效功率及比探测率　　s.

在 300K 下测量		噪声等效功率$_{1550\ nm,\ 70\ Hz}$ ($W/\sqrt{(Hz)}$)	比探测率 ($cmHz^{1/2}$ W^{-1})
FDG03-CAL	数据表	1.0x10^{-12}	------
	测量	1.3x10^{-12}	0.2x10^{12}
硅：碲-0.5%	0V	2.4x10^{-7}	1.2x10^6
	-1V	7.8x10^{-7}	3.8x10^5
Si:Te-1.5%	0V	2.4x10^{-5}	1.2x10^4
	-1V	5.8x10^{-7}	5.1x10^5

4. 讨论

本节将探讨决定 Si:Te PIN光电二极管工作原理的物理机制。值得注意的是，我们的 Si:Te PIN探测器中的光学活性吸收区并非传统的本征硅区，而是碲超掺杂区。在此区域中，会产生能量低于 Si 带隙的电子-空穴对。为在平衡条件下（即无偏置、无入射光时）建立稳态电场，我们引入了一个本征区，该区域对能量低于 1.1 eV 的光子是透明的。该电场源于库仑作用诱导的载流子在此区域形成的结之间扩散。这一现象可由下式表示:

$$\vec{E} = \frac{q \cdot N_D \cdot x_n}{\varepsilon_{si}} \quad (2),$$

其中，$\vec{E}$ 是用于分离和输运入射光产生的电子-空穴对的电场，ε_{Si} 是硅的相对介电常数（ε_r）与真空介电常数（ε_0）的乘积。参数x_n （x_p）是耗尽区的宽度，该区域延伸至n-Si:Te区（p-Si:B区）内； q 是电子电荷，而N_D （N_A）是n-Si:Te区（p-Si:B区）中活性Te掺杂原子（活性B掺杂原子）的密度。耗尽区是指本征区的整个宽度，以及耗尽区在超掺杂n-Si:Te（x_n）区和p-Si:B（x_p）区内的延伸部分，其表达式为:

$$x_n = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_{Si} \cdot (V_{bi} + V_R)}{q \cdot N_D \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right)}}, \; x_p = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_{Si} \cdot (V_{bi} + V_R)}{q \cdot N_A \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right)}} \quad (3), \qquad \text{and } V_{bi} = \phi_T \ln\left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}\right) \quad (4),$$

其中，V_R 是反向偏压电压，V_{bi} 是内建电压，ϕ_T 是热电压≈（25.9 mV），n_i 是本征载流子浓度。

聚焦于 n-Si:Te 一侧，在无偏置条件下，由于超掺杂，长度 x_n （以及 x_p）极短，通常为 ≤10^{-9} m（使用公式 3）。当能量大于 1.1 eV 的光子入射到 n-Si:Te 区（即有源吸收材料）时，会产生电子-空穴对。由于 n-Si:Te 区内没有电场，该区域产生的电子只能通过速度较慢的扩散电流传输。另一方面，空穴则同时依靠扩散电流和漂移电流。它们通过扩散电流到达本征区，随后由于存在电场 $\vec{E}$ ，便可在其中以较高速度快速漂移，如图 5(b) 所示。

当施加有限的反向偏置电压 V_R 时，大部分电压降落在高电阻率本征区两端，而 n-Si:Te（和 p-Si:B）区两端的电压降很小。因此，耗尽区从 n-Si:Te结构的两侧向 n-Si:Te吸收层内部延伸得更深（式 3 和 4），可表示为 x_n'。这使电场按比例增大（在式 2 中使用 x_n' ），可表示为 $\vec{E}'$。电场的增强促进了 n-Si:Te区内光生电子-空穴对的分离，并使两种载流子以更高的速度漂移。漂移电流在图 5a 中以 x_n' 标记的 n-Si:Te区边缘附近占主导，而扩散电流在 n-Si:Te区的中心（即远离 x_n' 区）占主导。因此，产生的总光电流密度是漂移电流密度与扩散电流密度之和，表示为

$$\vec{J}_{total} = q \cdot \vec{E}(\mu_h \cdot p + \mu_n \cdot n) + q\left(D_h \frac{d\,(p)}{dx} + D_n \frac{d\,(n)}{dx}\right) \quad (5),$$

其中，$\vec{E}$ 为电场，μ_n 和 μ_h 分别为电子和空穴迁移率，n 和 p 分别为电子和空穴浓度。D_n 和 D_h 分别为电子和空穴扩散系数。在漂移区之外，只有耗尽区一个扩散长度范围内检测到的光子才能产生可检测的扩散电流。在距离该漂移区更远处产生的电子-空穴对，由于注入和 PLA诱导缺陷在（n-Si:Te区内）形成的复合中心，更有可能发生复合。空穴的扩散长度为

$$L_h = \sqrt{\frac{kT\mu_h\tau_h}{q}} \text{(conversely } \mu_n \text{ and } \tau_n \text{ for electrons)} \quad (6),$$

将 Te 掺杂提高至 1.5 at.% 会导致碲超掺杂材料的吸收系数（α）增加，使相同入射光功率下生成更多光生电子-空穴对，从而获得更高的响应度，尤其是在施加偏置电压时（见表2）。对于 Si:Te 0.5% PIN探测器，在1500纳米波长下，响应度从 1.0×10^{-7} A/W（0V）提高了两个数量级，达到 1.2×10^{-5} A/W（-1V）；而对于 Si:Te 1.5% PIN探测器，响应度则提高了三个数量级，从 1.1×10^{-7} A/W 增至 4.2×10^{-4} A/W（-1V）。然而，该探测器响应度的提升是以暗电流增加为代价的，这是由于存在更多缺陷所致。

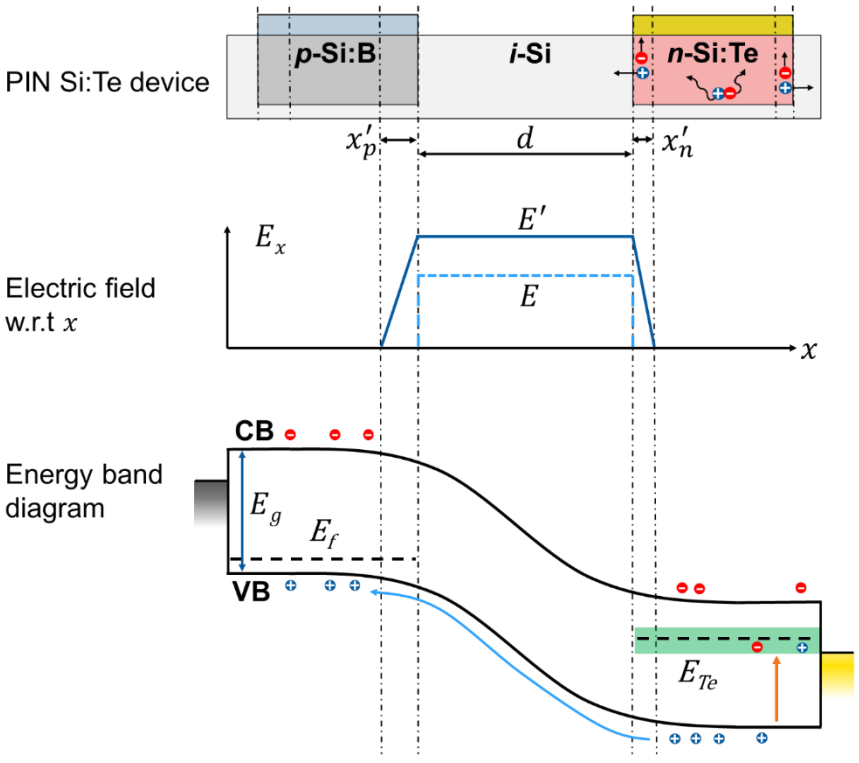

图5. PIN Si:Te 探测器示意图：反向偏置下的 a) 耗尽区宽度、b) 电场和 c) 能带图。

5. 结论

我们的研究证明，成功制备出了可在室温下工作的横向 PIN 碲超掺杂硅红外光电探测器，并且其响应度会随 Te浓度的增加而提高。我们观察到，提高横向 PIN 碲超掺杂硅红外光电探测器中的 Te浓度能够改善红外吸收。然而，这也会带来一定代价，因为我们观察到，较高的 Te浓度会在制备工艺过程中引入更多缺陷态。这些缺陷在 PLA 工艺期间无法完全恢复，最终导致暗噪声电流增加和载流子迁移率降低，从而可能对器件性能产生不利影响。我们的研究还表明，采用较低碲掺杂浓度的器件具有更高的探测率和更低的噪声等效功率。我们的研究结果表明，通过优化器件尺寸，并尽量减少离子注入和 PLA 工艺过程中缺陷的引入，可以克服当前器件性能的局限性。具体而言，我们认为，去除所引入的缺陷有望提高响应度、降低噪声等效功率并缩短响应时间。通过解决这些关键因素，我们预计横向 PIN 碲超掺杂硅红外光电探测器能够得到进一步增强和优化，以适用于广泛的传感与成像应用。

6. 致谢

本工作获得德国研究联合会（DFG，WA4804/1-1，项目编号 445049905）的经费支持。

[illegible]

参考文献：

1. Lin, H. 等. 硅基中红外集成光子学：展望。Nanophotonics 7, 393–420 (2018)。2. Casalino, M., Coppola, G., Iodice, M., Rendina, I. 和 Sirleto, L. 近红外亚带隙全硅光电探测器：现状与展望。Sensors 10, 10571–10600 (2010)。3. Grote, R. R. 等. 用于集成中红外硅光子学的外延光电二极管。Optica 1, 264 (2014)。4. 红外探测器与系统 | Wiley。Wiley.com https://www.wiley.com/en-us/Infrared+Detectors+and+Systems-p-9780471122098。5. Marris-Morini, D. 等. 面向近红外至中红外应用的锗基集成光子学。Nanophotonics 7, 1781–1793 (2018)。6. Sheng, Z., Liu, L., Brouckaert, J., He, S. 和 Thourhout, D. V. 集成于绝缘体上硅波导的铟镓砷 PIN光电探测器。Opt. Express 18, 1756–1761 (2010)。7. Yin, D. 等. 集成于绝缘体上硅波导电路的高响应度 InGaAs/InP光电探测器。载于：2015年第14届国际光通信与网络会议（ICOCN），1–3 (2015)。doi:10.1109/ICOCN.2015.7203674。8. Chow, P. K., Lim, S. Q., Williams, J. S. 和 Warrender, J. M. 金薄膜超掺杂硅光电二极管的亚带隙光响应与漏电流分析。Semicond. Sci. Technol. 37, 124002 (2022)。9. Pastor, D. 等. 间隙钛在钛过饱和硅中形成中间能带的作用。J. Appl. Phys. 112, 113514 (2012)。10. Liu, F. 等. 抑制钛过饱和硅中的胞状击穿。J. Phys. Appl. Phys. 49, 245104 (2016)。11. Dissanayake, S. S. 等. 离子注入和激光加工参数对金超掺杂硅载流子寿命的影响。Semicond. Sci. Technol. 38, 024003 (2023)。12. Hu, S. 等. 硒超掺杂硅的光电性质对退火温度的依赖性。Mater. Sci. Semicond. Process. 16, 987–991 (2013)。13. Kim, T. G., Warrender, J. M. 和 Aziz, M. J. 硫过饱和硅中的强亚带隙红外吸收。Appl. Phys. Lett. 88, 241902 (2006)。14. Lin, A. L., Crouse, A. G., Wendt, J., Campbell, A. G. 和 Newman, R. 碲掺杂硅的电学和光学性质。Appl. Phys. Lett. 38, 683–685 (1981)。15. Schaub, R., Pensl, G., Schulz, M. 和 Holm, C. 碲掺杂硅中的施主态。Appl. Phys. Solids Surf. 34, 215–222 (1984)。16. Lim, S. Q. 等. 金超掺杂硅光电二极管中的工艺诱生缺陷。J. Appl. Phys. 126, 224502 (2019)。17. García-Hemme, E. 等. 钛过饱和硅基红外光电探测器的室温工作。Appl. Phys. Lett. 104, 211105 (2014)。18. Said, A. J. 等. 硫族元素过饱和硅光电二极管的扩展红外光响应与增益。Appl. Phys. Lett. 99, 073503 (2011)。19. Wang, M. 和 Berencén, Y. 离子束超掺杂硅的室温红外光响应。Phys. Status Solidi A 218, 2000260 (2021)。20. Wang, M. 等. 碲超掺杂硅在室温下的扩展红外光响应。Phys. Rev. Appl. 10, 024054 (2018)。

21. Fang, Y., Armin, A., Meredith, P. & Huang, J. 下一代薄膜光电探测器的精确表征。Nat. Photonics 13, 1–4 (2019). 22. Shaikh, M. S. et al. 碲超掺杂硅在炉内退火过程中的相演变。Appl. Surf. Sci. 567, 150755 (2021). 23. Burke, B. G. et al. p 型掺杂硅中法诺干涉的拉曼研究。J. Raman Spectrosc. 41, 1759–1764 (2010). 24. Fano, U. 构型相互作用对强度和相移的影响。Phys. Rev. 124, 1866–1878 (1961). 25. Yogi, P. et al. 半导体纳米结构中声子限域与法诺效应对拉曼线形的相互作用：分析研究。Solid State Commun. 230, 25–29 (2016). 26. Geis, M. W. et al. 全硅红外光电二极管：光响应及工艺温度的影响。Opt. Express 15, 16886 (2007). 27. Logan, D. F., Jessop, P. E. & Knights, A. P. 集成硅波导光电探测器中 1550 nm 缺陷增强探测的建模。J. Light. Technol. 27, 930–937 (2009). 28. Svensson, B. G., Jagadish, C. & Williams, J. S. MeV 重离子在晶体硅中产生点缺陷：剂量率和温度依赖性。Phys. Rev. Lett. 71, 1860–1863 (1993). 29. Jones, R. C. 描述光电导池探测率的方法。Rev. Sci. Instrum. 24, 1035–1040 (1953).

补充信息

1. 噪声等效功率测定流程

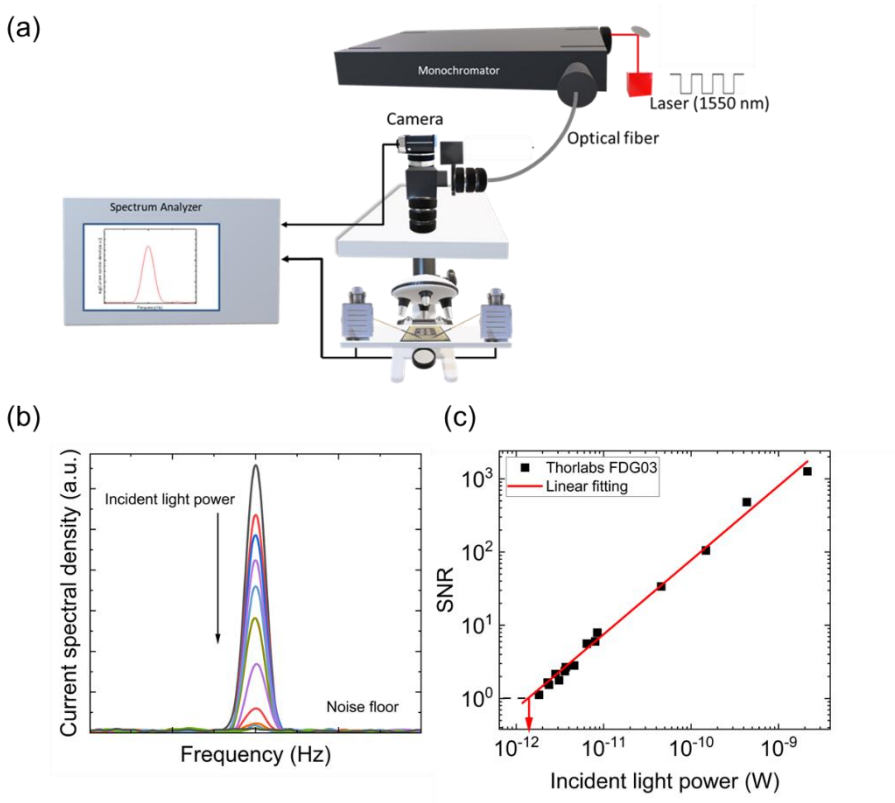

图 S1. a) 用于测量噪声等效功率的测量装置；b) 激光强度衰减时第一频率分量的噪声电流谱密度；c) 信噪比与入射光功率的关系

为验证我们的测量流程，我们使用了 Thorlabs 商用校准 Ge 探测器，型号为 FDG03-CAL，该探测器按照 DIN EN ISO 9001 进行校准，校准证书编号为 21229134757。我们使用特定频率、波长为 1550 nm 的调制激光器照射被测器件（DUT），并使用具有特定增益的跨阻放大器（TIA）放大产生的光电流，随后将其输入频谱分析仪。频谱分析仪将时域信号转换为频域信号；由于我们需要测量噪声电流谱密度，因此需要频域信号。随后使用多个中性密度滤光片大幅衰减激光强度，并测量和保存每个滤光片对应的频谱。可使用校准光电探测器检测入射激光功率，以计算被测器件的响应度。

1. 绘制不同衰减激光强度下的所有噪声电流谱密度。2. 提取各调制频率处的信号谱峰值以及噪声底值。3. 信号谱峰代表特定激光强度下产生的光电流。4. 利用响应度，根据产生的光电流（A）/响应度（A/W）估算入射光功率。5. 绘制信噪比与入射光功率的关系图。

6. 信噪比趋于1 时对应的光功率，即为 FDG03-CAL 的噪声等效功率= 1.2×10^{-12} W/$\sqrt{Hz}$。

7. 计算比探测率 $D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP}$ 其中 Δf 为电带宽（1 Hz），A 为探测器有效面积 0.0706 cm^2, ，D* 为比探测率，其值等于 0.2×10^{12}cm $Hz^{1/2}W^{-1}$

2. 对照器件制备

制备磷超掺杂硅作为对照器件，掺杂浓度为 2.5×10^{20} cm^{-3}（0.50 at.%）。其掺杂浓度和深度与横向 PIN Si:Te 器件相同。离子注入后形成的宽非晶化带可在注入态 Si:P 材料中观察到（图 S2(c)）。

硅中的硼掺杂未产生明显的非晶化带（图 S2(d)）。使用脉冲激光退火对两个区域进行再结晶。脉冲激光退火后的拉曼光谱显示出尖锐的硅横向光学模，表明其结晶度良好。脉冲激光退火后，磷掺杂硅的电学表征显示载流子浓度为 2.2×10^{20} cm^{-3}，霍尔迁移率为 56 cm^2/Vs；而脉冲激光退火后，硼掺杂一侧的载流子浓度为 5.1×10^{19} cm^{-3}，霍尔迁移率为 42 cm^2/Vs。文中还给出了所制备器件的示意图及其暗态 I-V 特性（图 S2(e-f)）。

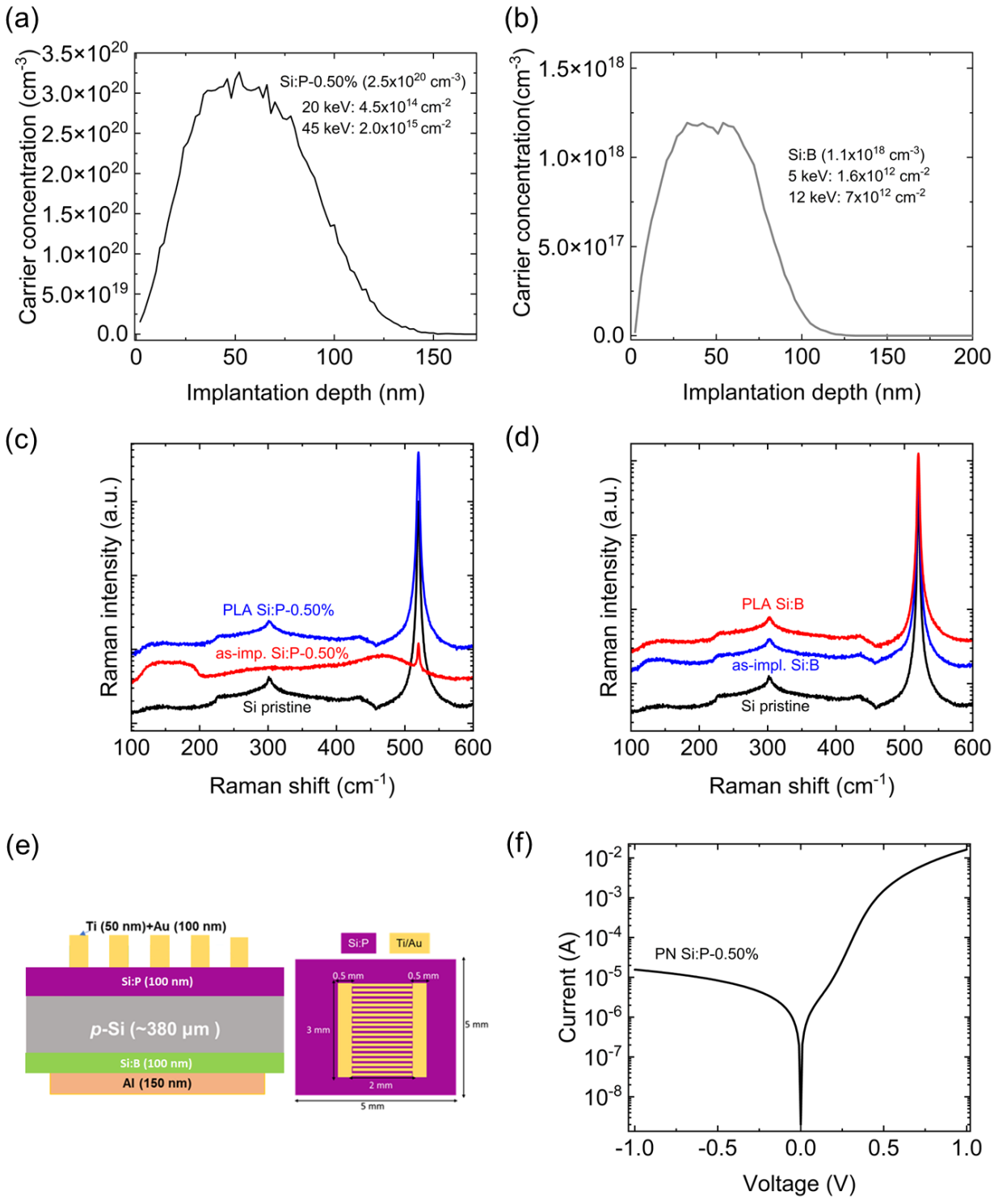

图 S2. 具有磷超掺杂吸收区的对照器件：(a) 器件示意图，显示横截面和俯视图；(b) 和 (c) 硅中磷和硼超掺杂的 SRIM 模拟；(d) 磷超掺杂硅材料的拉曼分析；(e) 硼超掺杂硅材料的拉曼分析；(f) 硅磷探测器的暗态 I-V 特性。

3. 脉冲激光退火后的拉曼分析

对碲（0.5% 和 1.5%）掺杂硅材料进行脉冲激光退火后，2TA 和硅的 TO 模式再次变尖锐，表明结晶度得到恢复（见图 S3）。图 S3 展示了代表两种碲浓度的归一化拉曼光谱。与 Si:Te-0.5% 样品（红色）相比，Si:Te-1.5% 样品（蓝色）在 467 cm^{-1} 附近的散射带增强，这是由离子注入引起的更高无序度所致；脉冲激光退火后，这种无序未能完全恢复。脉冲激光退火后的碲激活使硅的 TO 模式向其左侧发生不对称展宽（见图 S3 插图）。与本征硅样品相比，Si:Te-0.5% 和 Si:Te-1.5% 样品的半峰全宽分别增加 Δ 0.2 cm^{-1} 和 0.7 cm^{-1} 。展宽增加表明载流子浓度更高。我们还观察到，脉冲激光退火后，碲替位杂质进入硅基体导致硅的 TO 模式软化。硅的 TO 模式的半峰全宽和峰位汇总于表 S1。

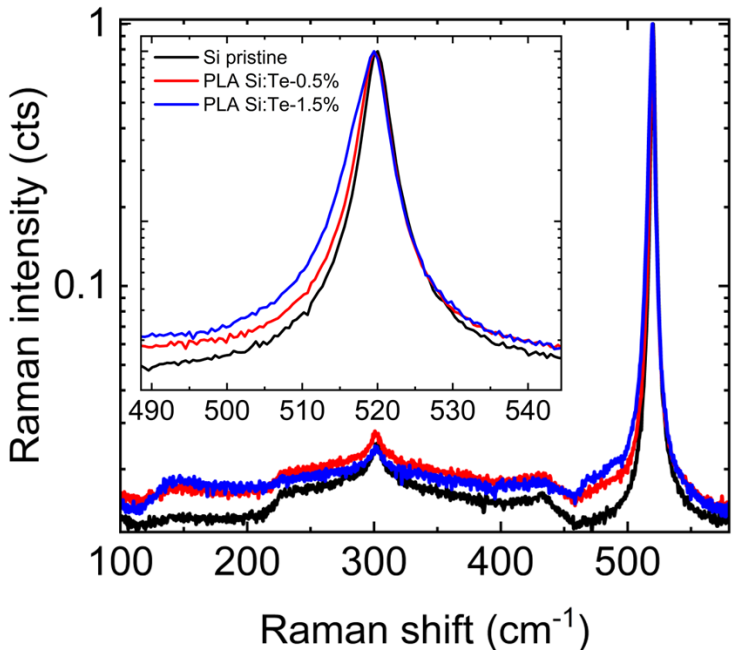

图 S3. Si:Te 0.5% 和 1.5% 样品经脉冲激光退火后的拉曼光谱。

表 S1. Si:Te 样品经 PLA 工艺处理后硅 TO 模式的半峰全宽值和峰位

样品	半峰全宽 (cm^{-1})	峰位 (cm^{-1})
未处理硅	2.6	519.9
脉冲激光退火 硅：碲-0.5%	2.8	519.5
脉冲激光退火 Si:Te-1.5 %	3.3	519.3