arXiv:2601.01994v1 [physics.plasm-ph] 5 Jan 2026

光子与半导体阻挡放电的相互作用

Ayah Soundous Taihi[1],David Z. Pai[1*]

[1]等离子体物理实验室，法国国家科学研究中心，巴黎综合理工学院，巴黎综合理工学院，索邦大学，萨克雷路，91128，

帕莱索，法国。

通讯作者： *david.pai@lpp.polytechnique.fr

摘要

半导体阻挡放电（SeBDs）可在大气压空气中产生均匀的电离波。本研究探讨了与放电同步施加的外部辐照如何模拟等离子体与半导体表面之间的光电导型耦合。我们使用波长为532纳米至1064纳米的纳秒脉冲辐照照射Si-SiO_2 界面，并结合快速成像、光发射光谱和电流-电压测量，证明硅中电荷载流子的光激发会增强等离子体发射并提高约化电场，且电能没有可检测到的变化。这些响应的幅度和阈值取决于波长。通过将SeBD与MOS光电探测器进行比较，可以用吸收长度解释这一现象。吸收长度决定了载流子是在SiO_2- Si界面的耗尽区内光生，在此处载流子可被高效分离并经历碰撞电离倍增，还是在更深的硅体内光生，在那里载流子分离较弱，且自由载流子吸收会降低量子效率。这些结果聚焦于支配等离子体—半导体耦合的微观过程，并展示了硅的光电子特性如何影响表面电离波。

关键词： 等离子体-表面相互作用、金属-氧化物-半导体、介质阻挡放电、大气压等离子体、纳秒放电。

1 引言

等离子体-表面相互作用是基础研究和应用研究的核心领域之一，旨在利用材料改善等离子体的特性，反之亦然。对于许多以表面放电形式产生的大气压等离子体（APP）而言，这一点尤为重要。这些等离子体包括介质阻挡放电（DBD） [1, 2] 和等离子体射流 [3], ，其潜在应用涵盖气动流动控制 [4, 5] 和推进 [6] ，以及医学 [7], 、表面处理 [8], 和等离子体辅助燃烧 [9]。

表面放电的性质取决于其传播所经过材料的性质。对于许多应用而言，在大气压空气中运行是必要的，或具有显著优势；但在这些条件下，表面放电通常既不均匀，能量密度也不高 [10]。这种不均匀性和较低的能量密度会限制表面改性等工艺的有效性，因为这类工艺对一致的处理效果至关重要 [11]。在大气压下实现均匀性颇具挑战，这是因为放电往往会失稳并转变为流注；流注是一类具有细薄通道状几何形态的电离波。

表面介质阻挡放电中的流注形成与表面电荷积累有关，表面电荷会改变局部电场和放电行为。为延缓或抑制流注形成，研究人员探索了多种技术。一些方法是在电介质中集成弱导电层 [1, 12] ，以便在脉冲之间逐渐耗散电荷；另一些方法则是添加第三电极 [13, 14] ，以提取远处区域的电荷。其他策略包括调整电介质特性，具体做法是降低介电常数或增加电介质厚度 [15–17], ，这有助于降低表面电荷密度，但也会减少放电能量。然而，以往的研究主要考察了外加电压类型和电极几何形状，对替代材料的关注相对较少；这些材料基本上仍属于电介质类型，包括多孔介质 [18], 、铁电体 [19],、热释电体 [20],, 以及液体 [21]。

克服这些局限的一种有前景的方法，是扩大大气压等离子体反应器中所用材料类别的范围。此前已有研究探索利用半导体耗散表面电荷 [12], , 包括将二极管阵列集成到介质阻挡放电的阻挡层中 [22]。此外，硅基底已用于开发等离子体晶体管 [23] , 也用于制造微等离子体阵列 [24] 和 [25, 26]。这些研究利用等离子体发射在硅中诱发电子-空穴对的光生效应，主要采用稀有气体中的微腔几何结构，而非表面介质阻挡放电研究中常见的空气非限域几何结构。

近期，Darny等人尝试利用半导体的光电导效应，增强大气压等离子体界面处的相互作用 [27]。通过将热氧化硅晶圆用作阻挡层的一部分，表面半导体阻挡放电（SeBD）产生了能量密度较高的均匀电离波。在整个放电过程中，等离子体沿表面持续均匀传播，绝不会分裂成流注。这与介质阻挡放电不同：表面等离子体只有在特定条件下才能实现准均匀性，且流注会密集地传播。此外，表面 SeBD 在正、负两种电压极性下都能保持真正的均匀性；而在大气压下，表面介质阻挡放电只有在负极性时才能达到准均匀性。

在 Darny等人的这项先前研究中 [27], , 用波长为 532纳米的连续波激光器照射热氧化晶圆表面，会增强等离子体发射强度，并引导等离子体朝激光光斑传播。这表明空气等离子体与硅之间存在强烈的光电导耦合。随后，Orrière等人 [28] 使用波长为 532纳米的脉冲激光照射，证明这一效应与从 SiO_2 层解吸表面电荷无关。其他关于基于微等离子体的光探测器和双极结型晶体管的研究 [29–34] 也探讨了等离子体光子或外部辐照在这些器件物理学中的作用。这些研究中的等离子体和光子源在时间上都是连续的，而非脉冲式的。此外，正如 Orrière等人 [28]所证实的，这些微等离子体器件的光子相互作用机制必然不同于 SeBD 的机制。

在本研究中，我们的主要目标是在此前工作的基础上 [27] , 考

察外部照明如何模拟等离子体与半导体之间的光子相互作用。为此，我们将研究在大气压空气中使用纳秒电压脉冲、在 Si-SiO_2 基底上产生的 SeBD（第 2.1 节），并采用电流-电压测量（第 2.1 节）、快速成像和光发射光谱（第 2.2 节）等诊断方法。通过以不同波长的脉冲激光照明（第 2.3 节）半导体表面，我们将展示这种外部光如何影响所表征的放电（第 3.1 节）。具体而言，我们将分析等离子体发射强度（第 3.2 节）、电场（第 3.3 节）和放电能量（第 3.4 节）。我们将结合光子穿过空气-SiO_2-Si 界面并进入硅体后的去向来讨论这些测量结果（第 4.1、4.2 和 4.3 节）。

2 实验装置

该装置由三个主要部分组成：等离子体产生、结合光发射光谱（光发射光谱）的快速成像，以及外部光照。为全面了解外部光辐照过程中等离子体的行为，我们进行了三项同步测量：使用快速成像测量等离子体发射强度，使用光发射光谱检测等离子体电场的变化，并通过测量气相和固相产生的总电流进行电流-电压测量，以获取放电能量信息。

2.1 等离子体产生

首先，我们概述用于产生等离子体的放电电路。采用图1所示的屏障放电几何结构产生表面 SeBD。将直径为 100 μm 的钨针电极（图7）与热氧化硅晶圆（WaferNet）进行机械接触；该晶圆经切割后，表面积为 1.2×1.2 cm^2。晶圆由 <100> 取向的 p型掺杂硅制成，电阻率为 $1 – 10\ \Omega{\cdot}cm$，厚度为 525 μm。在硅的抛光面上沉积了一层厚度为 1 μm 的

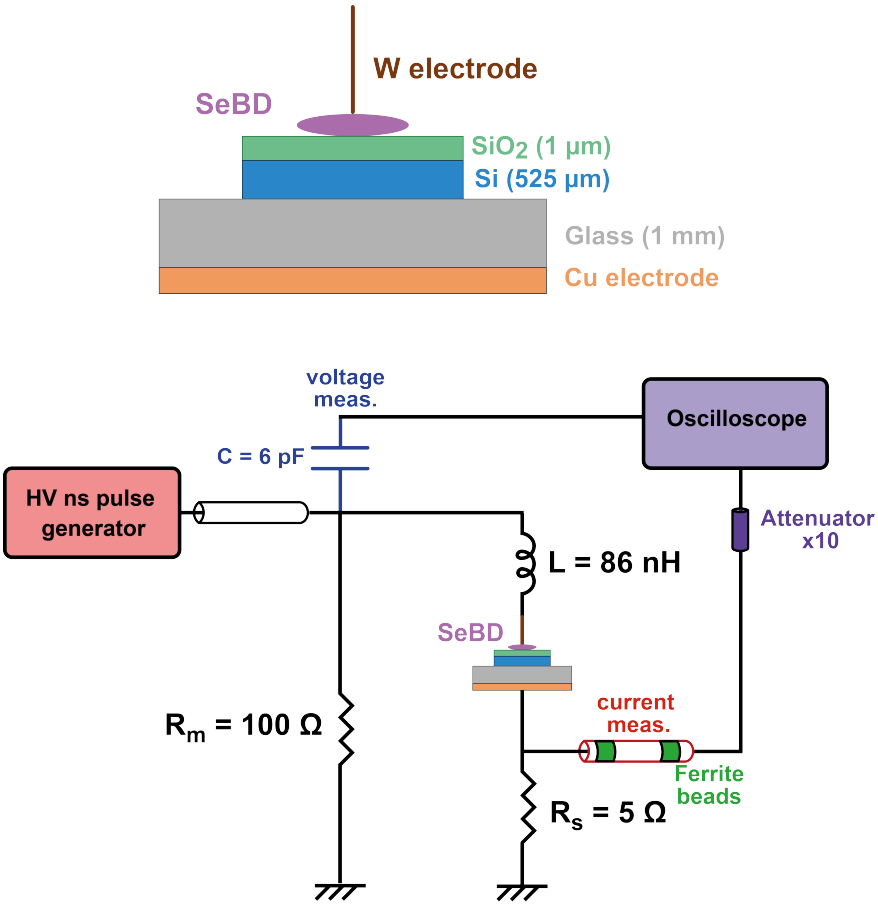


图1 – 上方：表面 SeBD 的反应器几何结构。下方：表面 SeBD 电路示意图。

热生长 SiO_2。在晶圆下方放置一层厚度为 1 mm 的玻璃层以限制电流，其下方再放置铜接地电极。

使用发生器（FID Technology）向针电极施加高电压，电压先经同轴电缆传输，再通过一段电感值将在后文说明的导线段，如图1所示。发生器输出的20纳秒脉冲上升时间为5纳秒、下降时间为8纳秒，振幅为 +2 kV，重复频率为100 Hz（图5）。在放电电路两端并联一个电阻R_m = 100 Ω（Caddock MP9100），用于匹配发生器同轴电缆的阻抗。使用无源探头（LeCroy PPE6KV，带宽400 MHz，电容6 pF）测量同轴电缆末端的外加电压。此外，在铜板与

地之间接入一个检测电阻R V（Caddock MP725），通过同轴电缆（RG400）测量流经反应器的电流。测得的信号衰减了10倍。为衰减高频电磁噪声，在该电缆周围放置了铁氧体磁珠（Fair-Rite 31材料，滤波频率为 1 – 300 MHz）。通过以电阻性、电感性和电容性负载阻抗替代SeBD，确保了电学测量的高精度。随后验证测得的电流 i 和电压 V 波形与预期的电路响应一致。将针电极与铜板短接，构成电感性负载，由此得到线电极的电感为 $L = 86\text{nH}$，同时确认 $V = L\frac{di}{dt}$ 具有与 [35]中相同的高保真度。

—

2.2 快速成像与光发射光谱

其次，光学诊断平台将快速成像和光发射光谱整合到同一系统中。等离子体反应器置于一支 15×倍紫外反射显微物镜（Beck Optronic 5002）的焦平面上，该物镜的工作距离为 23.2 mm。使用紫外消色差双合透镜 L3（Newport，焦距为 = 20cm）将准直等离子体发射光聚焦，再通过紫外增强反射镜 M1 和 M2（Thorlabs）引导至光谱仪（Princeton Instruments，Spec-traPro HRS-500）；光谱仪配备了一台增强型电荷耦合器件（ICCD）相机（Princeton Instruments，PI-MAX 4）。进行光发射光谱测量时，将光谱仪的可移动入射狭缝插入，并将狭缝宽度设为 20 μm。选用每毫米刻有 1200 条刻线、闪耀波长为 500 nm 的衍射光栅，为所关注的发射特征提供合适的光谱范围。因此，该系统既可对等离子体成像，也可记录其发射光谱，最高时间分辨率为 400 ps。

对于光发射光谱，我们分析了电离氮的第一负带系（FNS），具体为 391.4 nm 处的 $N_2^+(B^2\Sigma_u^+,\ v'=0 \rightarrow X^2\Sigma_g^+,\ v''=0)$跃迁；以及中性氮的第二正带系（SPS），具体为 399.8 nm 处的 $N_2(C^3\Pi_u,\ v'=1 \rightarrow B^3\Pi_g,\ v''=4)$跃迁，以获取局部电场的定性信息。在纳秒脉冲放电中，这些激发态最初由电子碰撞激发和直接电离从氮分子的

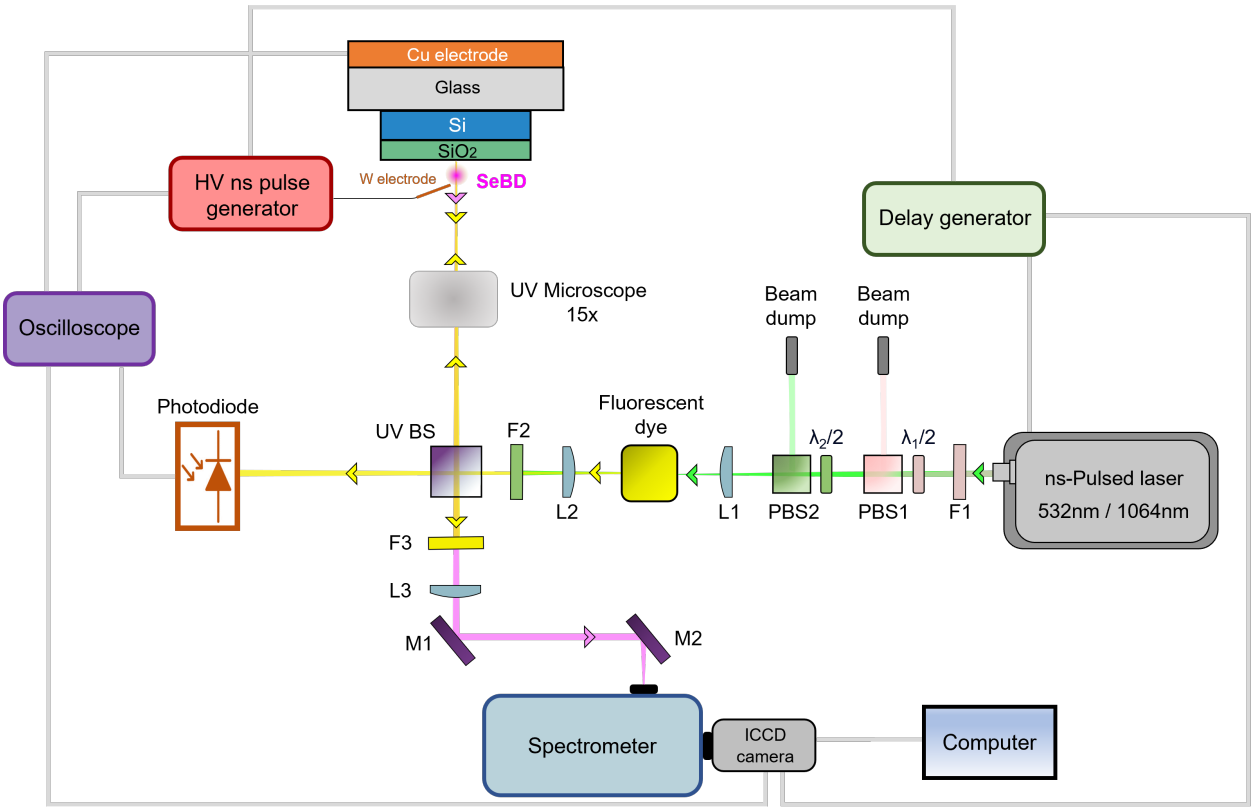


图2——实验装置示意图，展示了用于等离子体产生、快速成像/光发射光谱以及外部光照的系统。各设备之间的连接示意了同步方式。

基态产生：

$$N_2(X^1\Sigma_g^+) + e^- \rightarrow N_2(C^3\Pi_u) + e^-$$

$$N_2(X^1\Sigma_g^+) + e^- \rightarrow N_2^+(B^2\Sigma_u^+) + 2e^-$$

产生 $N_2^+(B)$ 态需要比产生 $N_2(C)$ 态更高的电子能量（~ 18.8 eV，而后者为 ~ 11 eV），因此，这两个跃迁的发射强度比 FNS/SPS 可作为电子能量分布的有效指标，进而反映局部约化电场 [36]。对于高度非均匀且瞬态的放电，该方法受到若干要求和因素的制约，包括电场与电子能量分布函数之间的关系、这些态的退激发动力学模型、等离子体发射和电场在空间分辨率范围内的局域性，

以及是否需要考虑逐级电离和发射强度的时间导数 [37–40]。这些条件通常在纳秒放电中都能满足。然而，靠近表面会引入阴极鞘层动力学和电荷转移，可能影响局域场近似 [41]。此外，大气压下快速的等离子体动力学和碰撞猝灭意味着，发射可能并非瞬时地仅反映局部激发。在此背景下，SeBD 完美的均匀性缓解了与空间分辨率有关的问题。采用 400 ps 的短积分时间，使测得的 FNS/SPS 更接近电场的实际值。尽管本研究的条件有利，但上述问题仍可能造成足够大的误差，因此在利用 FNS/SPS 推导约化电场绝对值时仍需谨慎，尤其是在没有配套碰撞-辐射模型的情况下。不过，电场的相对变化对这些因素不那么敏感，特别是因为我们只关注约化电场如何响应辐照对 SeBD 的扰动。无论是否经过辐照，猝灭动力学和表面相关过程可能在根本上保持不变。因此，我们将以这种比较方式使用强度比 FNS/SPS。

2.3 外部光照

第三，为照射晶圆，使用二极管泵浦固态激光器（ElforLight SPOT-10-200-532），其在532纳米和1064纳米下的脉冲持续时间分别为 2 – 3 纳秒和 4 – 5 纳秒，重复频率为 100 Hz，以模拟等离子体与硅之间的光子效应。在激光输出端，实验过程中对激光的准直透镜及其光程进行了调整（图2中未显示），这可能导致激光入射SeBD时的光束发散角发生变化，尽管激光光斑尺寸保持不变。这种变化的影响将反映在相关实验数据的不确定度中。两束光同时产生，但插入滤光片 F1（Thorlabs）后，光程中仅保留532纳米或1064纳米光束；所用滤光片为532纳米反射式带通滤光片或

相应的532纳米反射式陷波滤光片。

为研究本研究中不同光子通量的影响，我们在激光输出端放置了两个偏振分光立方体（PBS1 和 PBS2 分别用于 1064纳米和 532纳米激光束），并配合半波片（$\lambda_1/2$ 和 $\lambda_2/2$ 分别用于 1064纳米和 532纳米激光束）来调节激光功率。每束激光的剩余部分被导向光束收集器。必要时，在偏振分光器后插入光密度滤光片（Thorlabs，图2中未显示），以进一步降低激光功率。

此外，我们还研究了不同光子能量（高于硅带隙能量 E_g = 1.12 eV）所产生的影响，以确保激发电子-空穴对。为此，如前所述，我们使用滤光片 F1，在可用的 532纳米和 1064纳米激光束中进行选择。为获得其他波长的照射，我们使用透镜L1（Thorlabs，f = 6 cm）将 532纳米光束聚焦到盛有乙醇荧光染料溶液的比色皿中。通过分析光谱仪记录的荧光光谱，选择能使 532纳米泵浦光束能量转换效率最高的染料浓度。所选染料为荧光素（Sigma-Aldrich F6377，发射波长为 540 – 620 nm）和尼罗红（MP Biomedicals，发射波长为600 – 750 nm）。所得发射光经过滤光片F2滤光：首先使用 532 nm陷波滤光片抑制残余泵浦光能量；其次，对于荧光素样品，加入吸收型长通滤光片（Schott OG570），以抑制 540 – 560 nm范围内的荧光，从而与 532纳米照射情况形成光谱分离（图3）。

染料溶液之后，使用透镜L2（Thorlabs，f = 12.5 cm）对出射光束进行准直。非偏振紫外分光器50 : 50（UV-BS）将一半光束经由前述显微物镜导向晶圆，另一半则送至分光器后方的光电二极管（Thorlabs DET025A/M硅PIN光电探测器，带宽2 GHz），以测量光束功率。为确定到达晶圆表面的光子通量，我们使用功率计（Thorlabs S121C硅光电二极管功率传感器）对光电二极管进行校准。由于功率计在较低激光重复频率（本实验中为 100 Hz）下测量不准确，因此我们在较高频率（高于5

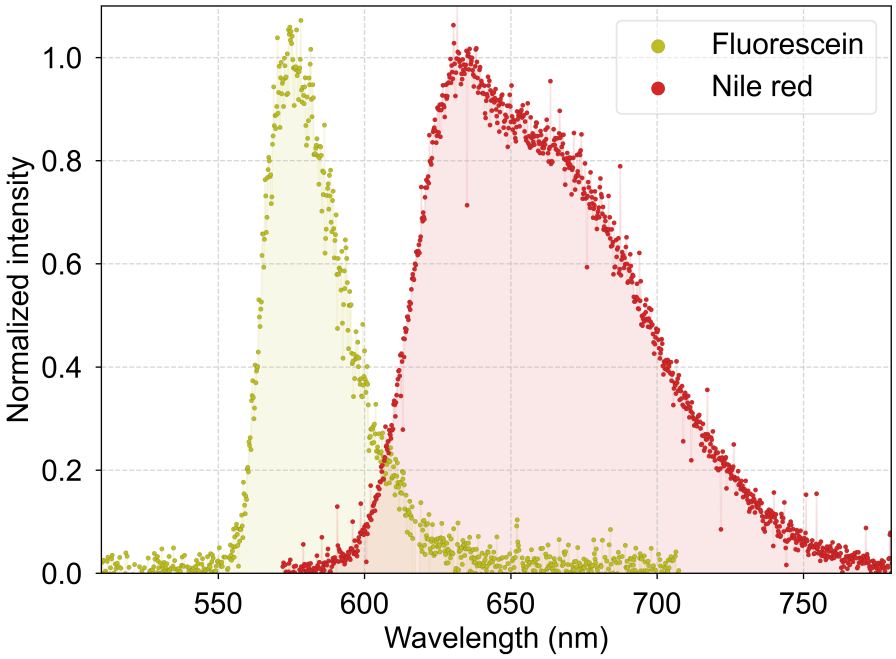


图3——荧光素和尼罗红染料通过滤光片2后的荧光光谱；使用光谱仪以10纳秒曝光时间进行记录，以捕捉每种染料荧光脉冲开始附近的发射，如图4所示。

kHz）下直接在晶圆位置测量激光平均功率。同时记录光电二极管信号，并将时间积分信号除以功率计测得的每脉冲能量，以求得校准转换因子。在100 Hz下，我们仅使用光电二极管，并应用该因子计算到达晶圆的功率。该因子的典型值为0.09 – 0.29 V/W，相对不确定度为2%至14%。最终结果将计入这一不确定度。

最后，为阻挡从Si-SiO_2 界面反射的任何激光光线或荧光，在光谱仪前放置了适当的光学滤光片（滤光片3），确保电荷耦合器件相机仅捕捉等离子体发射。滤光片3由以下滤光片之一组成：532 nm陷波滤光片（将该波长用作外部辐照时）、吸收式带通滤光片（荧光素或尼罗红发射分别使用Schott UG1或BG12），或吸收式短通滤光片（将1064纳米用作外部辐照时使用Schott KG3）。

两种荧光发射的光谱都更宽，且相较于激光束相干性更低（图3）。光电二极管测量还显示，激光脉冲持续时间稍长

在1064纳米下比在532纳米下更强（图4）。此外，荧光持续时间长于激光脉冲：荧光素超过20 ns，尼罗红为10 ns。

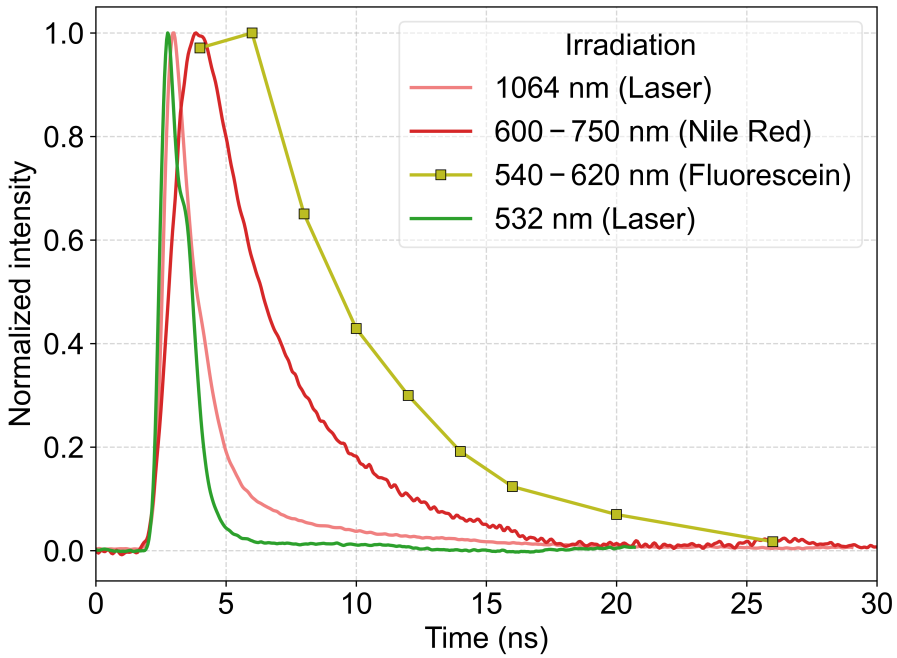


图4 – 不同外部辐照源随时间的变化。除荧光素外，所有信号均由光电二极管采集；荧光素信号未使用F2，而是使用光谱仪以10 ns的曝光时间记录。

本研究所用的能量通量范围为 10^{-9} 至 2×10^{-3} 焦耳/平方厘米^2。在 532纳米 波长下使用纳秒脉冲时，这一范围内的能量通量远低于晶体硅的典型熔化/烧蚀阈值，后者约为 1 – 100 焦耳/平方厘米^2 [42]。因此，在这一范围内进行单脉冲照射，主要会引发光激发，而几乎不会产生体加热 [43]。累积脉冲可能会逐渐降低阈值 [44,45],，但要实现形貌改变，通常需要高得多的单脉冲能量通量 [46,47]。

所有信号，包括高压脉冲、电流、相机门控监视信号和光电二极管信号，均由一台带宽为 2 GHz 的示波器（Rhode & Schwartz RTO2024）采集。延迟发生器（SRS DG645）以 100 Hz 的频率同步高压脉冲发生器、ICCD相机和激光器。

3 方法与结果

本节首先介绍在无辐照条件下、按照规定的实验条件获得的 SeBD 特性（第3.1.1节）。这将有助于介绍用于量化等离子体光发射的数据处理方法（第3.1.2节），以及辐照时序和定位方法（第3.2.1节）。随后，我们将分析与放电同步的外部辐照条件下的等离子体发射强度（第3.2.2节）、电场（第3.3节）和放电能量（第3.4节）；这种辐照会在硅中激发电子-空穴对。分析将主要关注辐照通量和波长的影响。

3.1 放电特性

3.1 无辐照的 SeBD

图5顶部展示了本研究中始终采用的未扰动放电条件（无外部照明）下的电流-电压波形。图5底部给出了等离子体传播的时间分辨俯视图像。施加了振幅为 1.95 ± 0.05 kV、重复频率为 100 Hz 的脉冲。电流起初因电容耦合而增大，随后于 $t_0 = 1.9$ ns 发生击穿。击穿后，观察到明显的两阶段行为。首先，正放电在击穿电压 $V(t_0) = 1.4$ kV 下以填充的圆形结构点燃。随后，电流在 $t = 3.2$ ns 达到 2.5 A 的最大值。接着，等离子体于 $t = 4.3$ ns 转变为传播中的环形电离波，其厚度为 100 ± 13 μm。该电离波开始以 1.25×10^5 m/s 的速度扩展，随后逐渐减速至 5×10^4 m/s。此次正放电持续 13.2 ns，最大扩展范围达到 500 ± 13 μm。除电离波外，电极周围还存在“电晕”。在此阶段，电流波形出现振荡，这是由图1所示的 SeBD 电路导致的，而非任何寄生电路元件所致；根据第 2.1 节所述的电路测试流程，这些寄生元件已被排除。这些振荡可能源于线电极的电感与等离子体形成的

电容之间的耦合。在随后的阶段，等离子体于 t = 15.1 ns 以负放电形式再次点燃，并出现 −1.2 A 的负电流峰值；其传播模式与第一阶段相似，但外观更加弥散。负环形于 t = 25. 9 ns 出现，厚度为 120 ± 13 μm。此阶段持续 25 ns 以上。总体放电行为与 [27], 中报告的结果相似，尽管脉冲上升时间和持续时间有所不同，分别约为 10 ns 和 15 ns。

图5所示放电的电能测得为 8.36 ± 0.2 μJ。更一般而言，放电能量通常在 9 ± 0.9 μJ 范围内。 ±0.2 μJ 的不确定度对应于测量本身的标准差，其中既包括仪器噪声，也包括等离子体固有的变化；这种变化在 t = 15.1 ns 处第二次击穿后最为明显。剩余的不确定度（最高可达 ±0.9 μJ）主要归因于实验条件的变化，尤其是电极与晶圆之间的机械接触和定位，以及晶圆特定位置的表面纯度、清洁度和先前的等离子体暴露情况。

3.1.2 等离子体光发射的径向剖面

为了量化等离子体发射强度，我们首先对图像进行二值阈值处理，并使用基于 RANSAC 的 [48]圆拟合算法确定圆心。拟合过程中假设等离子体具有圆形几何结构。随后选取一个覆盖激光照射区域的特定角扇区。沿角坐标对信号进行积分，得到径向剖面。使用 Python [49] 中实现的一维均值滤波器对该角扇区内的径向强度剖面进行平滑处理。该滤波器在滑动窗口内对相邻点进行局部平均，从而有效降低高频噪声，同时保留发射剖面的整体形状。最后，使用自适应 airPLS算法 [50] 对所得信号进行基线校正。图6展示了一个剖面示例。从 0 到 200 μm 的范围内，发射源自等离子体电晕；从 340 到 540 μm 的范围内，发射对应于受激光照射的环形环带。处理后剖面中的环带部分

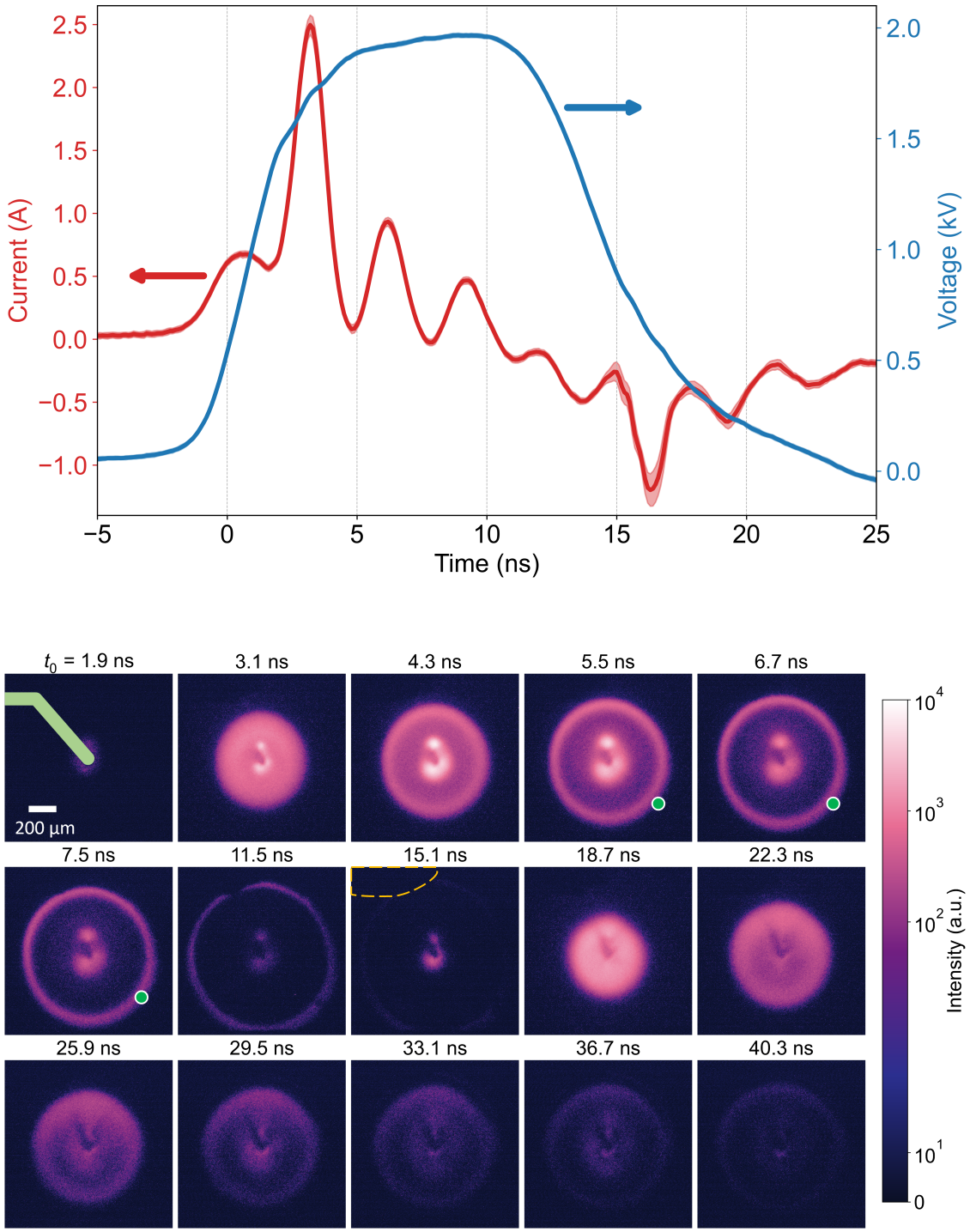


图5 – 上方：放电的电流-电压波形，为100次采集的平均值。下方：放电传播的时间分辨图像。单帧曝光时间为400 ps，并在电荷耦合器件上累积了300次放电事件的图像。色标表示相对强度的刻度。第一幅图（1.9 ns）中显示了电极的阴影。532纳米激光光斑于5.3 ns开始出现（未显示），在5.5 ns、6.7 ns和7.5 ns的图像右下角附近以小圆圈标出。11.5 ns和15.1 ns时，光学障碍物部分遮挡了等离子体发射（虚线轮廓）。

随后使用单个高斯函数进行拟合，其中心位置 r_c 和标准差σ 分别定义了环的径向位置和厚度，如图6所示。在径向坐标 $\pm 3\sigma$范围内计算积分强度，以确保环两侧的强度均降至零。然而，在某些情况下，等离子体发射会延伸至 $+3\sigma$之外（如第3.2节所述）。在这种情况下，也将这部分额外贡献纳入计算。

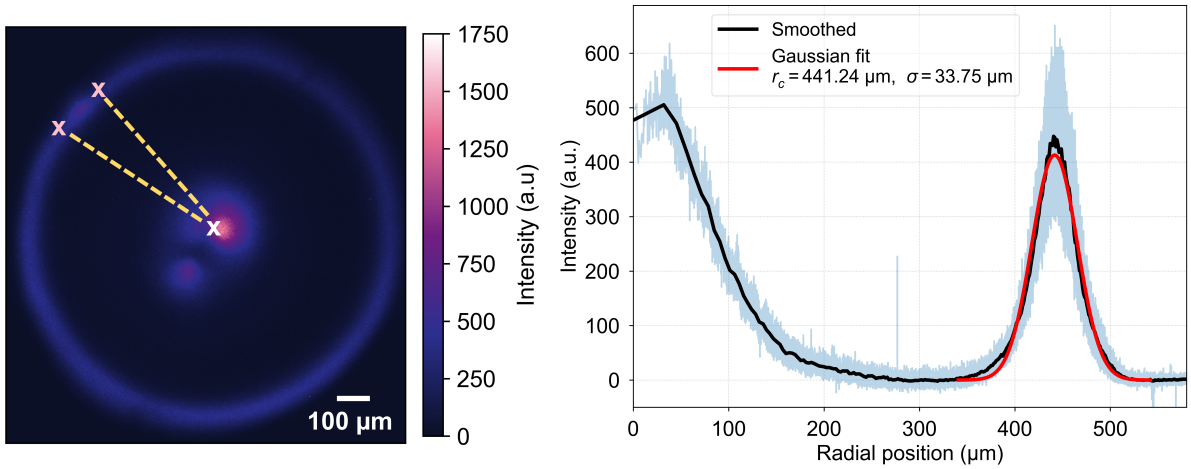


图6 – 左图：SeBD在通量为 $F = 2.33\ \mu J/cm^2$ 、波长为532纳米的激光脉冲外部辐照下的示例图像，以及用于构建等离子体发射强度径向剖面的角扇区（虚线）。中心的白色十字表示圆心，沿环形电离波前的两个粉色十字标示出受激光照射的圆弧范围。右图：等离子体发射强度的径向剖面。高斯函数（红色）拟合于平滑数据（黑色）的环形部分。

3.2 发射强度

3.2.1 辐照时间和位置

激光/荧光光斑的面积为 $S = (5.03 \pm 1.26) \times 10^3\ \mu m^2$ ，如图5和图7所示。时间 t_1 和 t_2 分别对应表面照明的起始时刻，以及电离前沿与辐照光斑空间重叠达到最大的时刻。选择光斑位置，使其在 t_1时出现在环形电离波前方，以模拟等离子体光子对传播的影响（图7）。对于532纳米和1064纳米激光束以及尼罗红荧光，表面照明均始于 $t_1 = 5.3$ ns。然而

对于荧光素，为考虑其较长的荧光寿命，按照第2.3节中的说明调整了这一时序。在这种情况下，额外加入了2 ns的延迟，因此时间为 t_1 = 3.3 ns。对于所有波长， t_2 均设为7.3 ns，以便在达到最大重叠时，大部分光子能量已传递至表面。因此，对于激光和尼罗红情况， $t_2 - t_1$ = 2 ns；而对于荧光素， $t_2 - t_1$ = 4 ns。

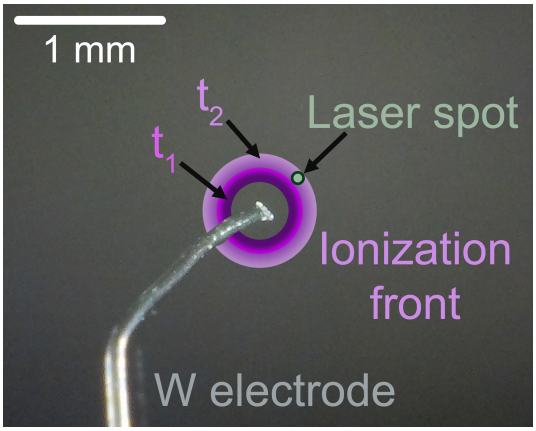


图7——钨电极尖端与晶圆接触时的俯视图，以及 t_1 和 t_2处电离前沿的示意图。

3.2.2 辐照效应

图8展示了等离子体发射如何随照明增强而增加。比较图版(a)、(b)和(c)可见，在1064纳米下辐照通量低于 F = 39.8 μJ/cm^2 时，等离子体发射的增强局限于电离波前沿附近的激光光斑区域（粉色箭头）。使用532纳米且通量低于 F = 3.9 μJ/cm^2, 时也观察到相同的现象，比较图版(e)和(f)即可看到（绿色箭头）。这种增强似乎是以放电其余部分为代价的，导致其亮度略微降低。在更高的通量下，例如图版(d)中1064纳米辐照时的 F = 130 μJ/cm^2 ，以及图版(g)中532纳米辐照时的 F = 20.5 μJ/cm^2 ，增强的发射会超出辐照光斑范围，沿径向和极向扩展（图版(d)和(g)中的橙色虚线轮廓）。

此外，在 532纳米 处采用更高的激光通量时，我们的实验发现了在较低通量下未观察到的记忆效应。如图版（h）中的橙色箭头所示，图版（g）中等离子体发射增强的同一区域会在关闭激光后立即

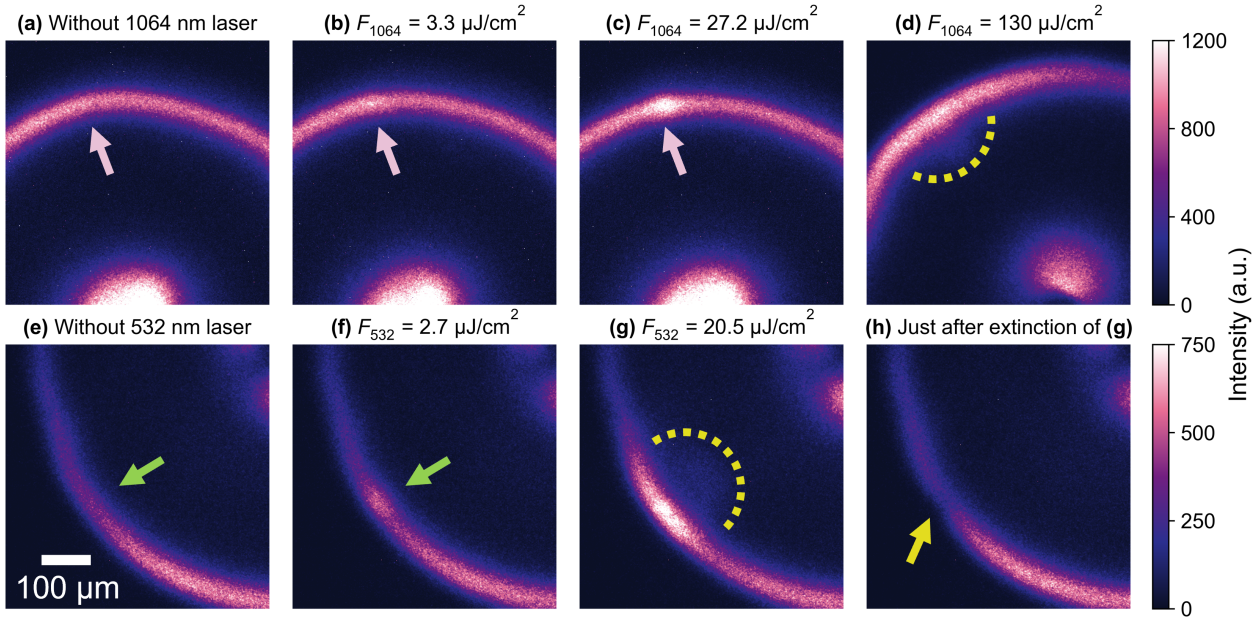


图8 – 在 t = 7.3 ns时采集的等离子体图像；1064纳米激光辐照的能量通量 F 分别为：(a) 0 μJ/cm^2, , (b) 3.3 μJ/cm^2, , (c) 27.2 μJ/cm^2 和(d) 130 μJ/cm^2。图版(d)中的图像并非与(a)、(b)和(c)在同一实验中采集。图中还展示了532纳米辐照下的图像，能量通量 F 分别为：(e) 0 μJ/cm^2,, (f) 2.7 μJ/cm^2,, (g) 20.5 μJ/cm^2 ；以及(h)在停止20.5 μJ/cm^{2}照射后立即获得的图像。箭头指示激光光斑位置；图版(h)中的箭头则指向等离子体所在位置，该处亮度低于图版(e)。图版(d)和(g)中的橙色虚线轮廓显示了沿径向扩展的等离子体发射增强区域。图像以400 ps曝光时间采集，在片上CCD上累积1000次，并取3次平均。

出现强度下降。 [27] 中也报告了这一现象，但使用的是 532纳米 连续波激光器，而不是脉冲激光器。数秒至数分钟后，等离子体会恢复到原来的形态。

图9展示了在532纳米至1064纳米的不同波长下，等离子体发射相对增幅 $\frac{I-I_0}{I_0}$随照明通量 F 变化的情况。等离子体发射强度I 和 I_0 分别对应有外部照明和无外部照明的情况。强度I_0 对应于图5所示的未受扰动的等离子体条件。在低于阈值辐照通量时，任何波长下均未观察到可测量的等离子体发射增幅。对于1064纳米，等离子体发射在约 F = 3 μJ/cm^2 时开始增加，而对于其他较短波长，这一数值约为F = 0.7 μJ/cm^2 。

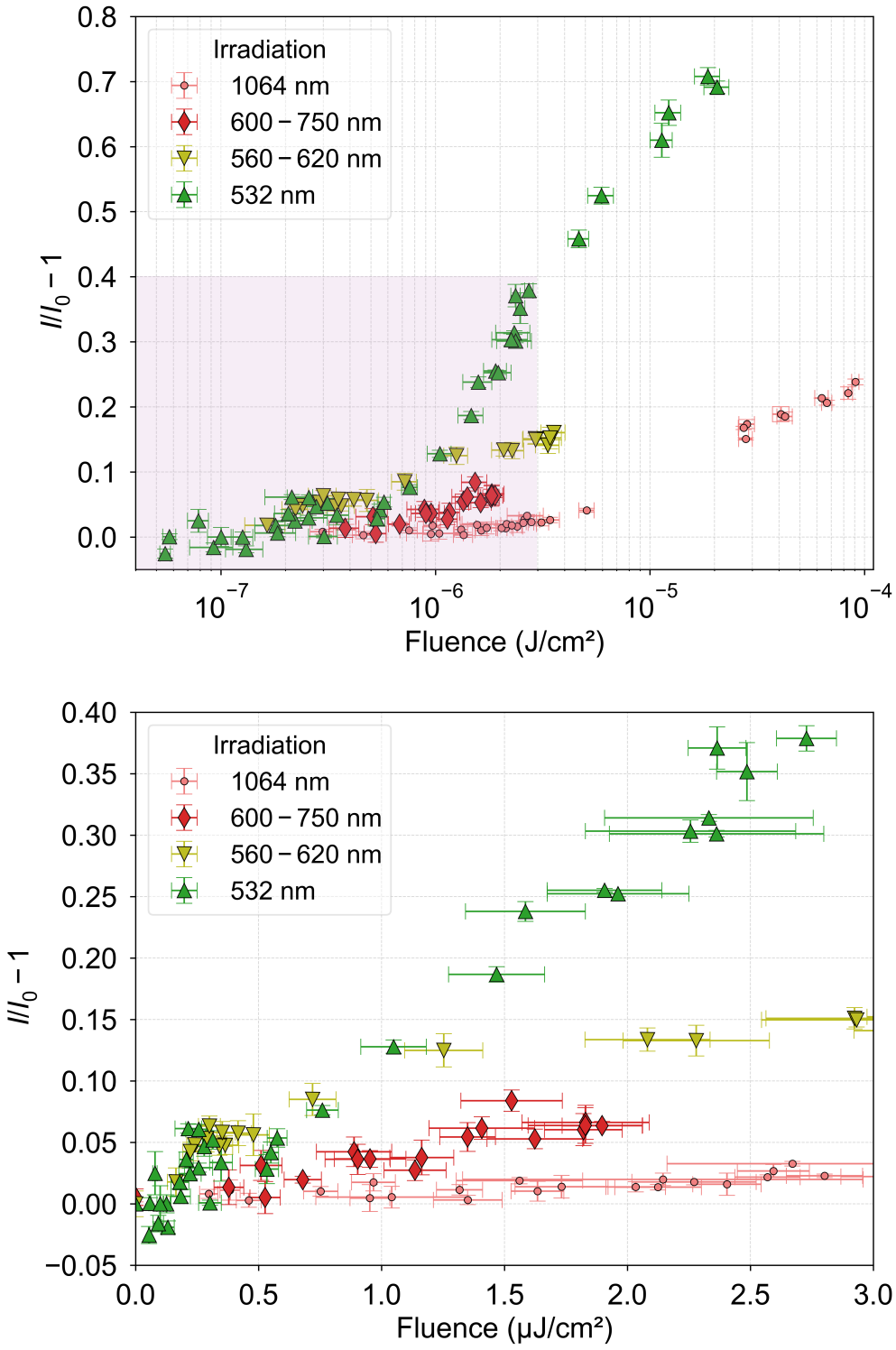


图9 – 顶部：外部照明引起的等离子体发射强度相对增幅与每个脉冲的照明通量之间的关系。单帧图像的曝光时间为400 ps，并在片上CCD上累积1000次。曝光开始于 t_2 = 7.3 ns。误差棒表示每次测量中2至10帧的标准差，每次测量均重复进行2至4次。底部：顶部图版中突出显示区域在低通量下的详细视图。

超过该阈值后，等离子体发射随照明通量呈对数线性增长：

$$\frac{I}{I_0} - 1 = m \ln\left(F[\mathrm{J/cm^2}]\right) + b \tag{1}$$

其中， m 和 b 分别为该关系的斜率和截距。对于较短波长，增长斜率更陡，表明相互作用更强。例如，对于532纳米，$m = 0.197 \pm 0.007$；而对于1064纳米， $m = 0.064 \pm 0.002$。对于532纳米和1064纳米，截距 b 分别为2.88 ± 0.09和0.83 ± 0.02。

尽管等离子体发射会根据方程1持续增加，直至本文所施加的最高能量通量，但当能量通量超过某一数值后，增强效应会延伸至辐照区域之外（图8图版（d））。在 $F = 3.9$ μJ/cm^2 （532纳米）和 $F = 39.8$ μJ/cm^2 （1064纳米）的阈值下，增强效应会越过电离波前沿并“溢出”至其核心区。

3.3 约化电场

为研究外部辐照对约化电场的影响，按照第3.2.1节所述设置了辐照时序和定位。图10展示了透过光谱仪入射狭缝观察到的外部照明与等离子体前沿之间的空间重叠。为使光发射光谱具有足够的光谱分辨率，狭缝宽度设为20 μm。然而，这一宽度过窄，无法完整观察受照区域。因此，测得的FNS/SPS发射比仅对应于重叠区域的一部分。

图11展示了在 $F = 80$ μJ/cm^{2}辐照条件下，有532纳米辐照和无辐照时的$N_2^+(B-X)$ $(0-0)$、 $N_2^+(B-X)$ $(2-1)$和 $N_2(C-B)$ $(1-4)$光谱。与图9一致，辐照时的光谱整体强度高于无辐照时。此外，$\mathrm{N_2^+}(B-X)$ $(0,\ 0)$谱带的强度增幅大于$\mathrm{N_2}$ $(C-B)$ $(1-4)$谱带。

图12展示了发射强度比的相对增幅 $\frac{R-R_0}{R_0}$，该发射来自 ——

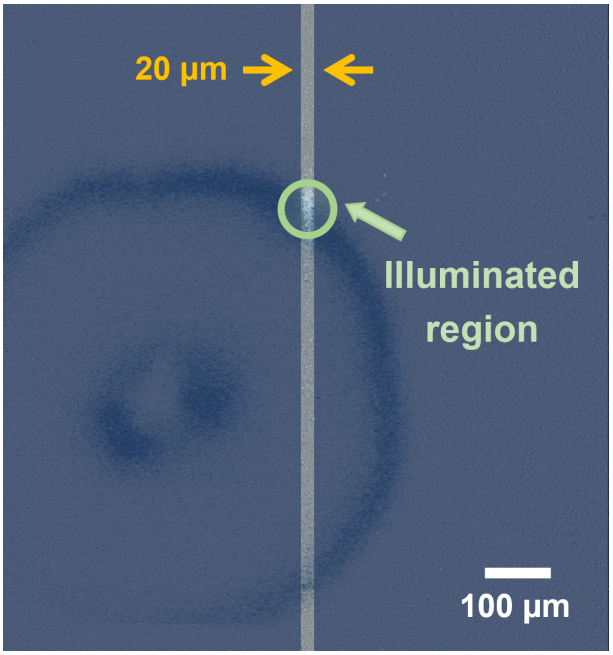


图10 – t_2处整个放电图像的负片，叠加了通过光谱仪20微米入射狭缝观察到的0.005毫米^{2}受光区域正片。

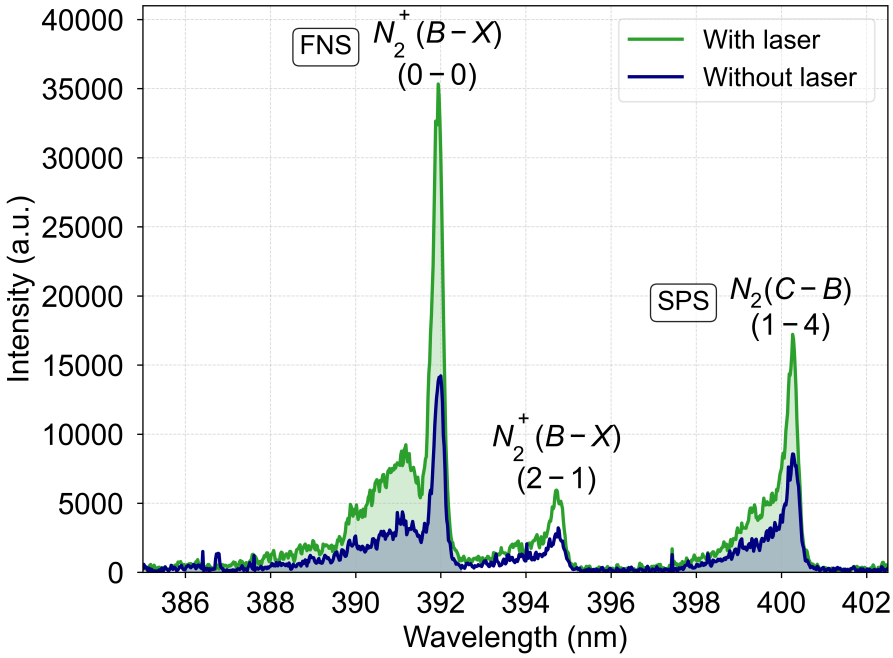
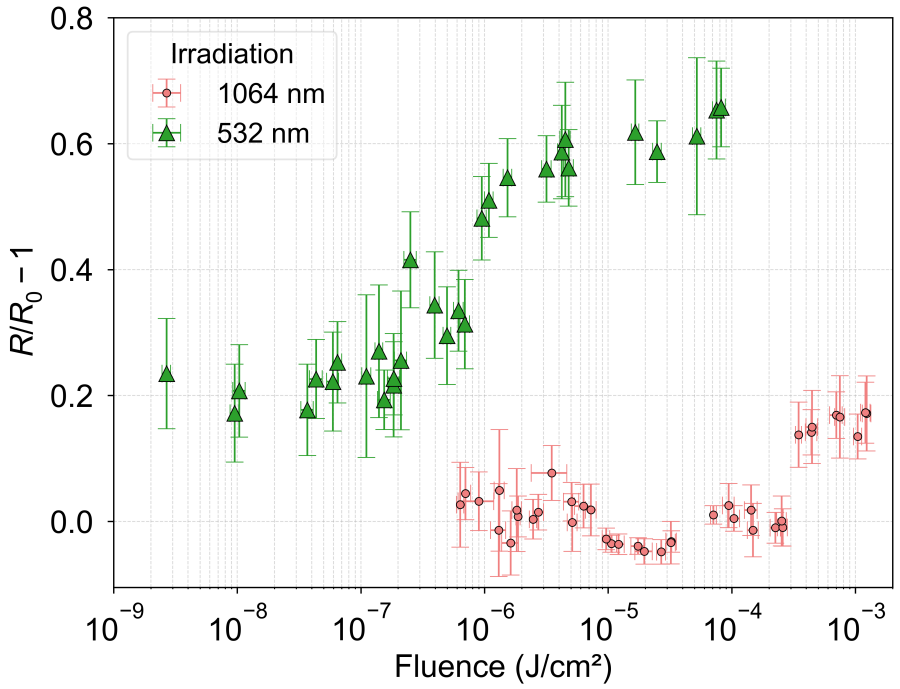


图11 – 在 t = 5.4纳秒处采集的等离子体发射光谱，分别为未进行和进行532纳米激光辐照、辐照能量密度为 F = 80 微焦/厘米^{2}的情况。阴影区域用于计算比值 R。这些光谱采用400皮秒曝光时间获取，在电荷耦合器件上累积了2000次放电事件，并对5帧取平均。



外部照明引起的 $N_2^+(B-X)$ $(0-0)$谱带相对于 N_2 $(C-B)$ $(1-4)$谱带的强度比相对增幅，与两个不同波长下每个脉冲的照明通量有关。单帧的曝光时间为400 ps，并在片上CCD中累积2000次。误差棒表示每次测量5帧的标准差，每次测量均重复2次。

$N_2^+(B-X)$ $(0-0)$谱带相对于 N_2 $(C-B)$ $(1-4)$谱带的强度比随照明通量 F 的变化，分别对应532纳米和1064纳米。强度比 R 和 R_0 分别对应有激光辐照和无激光辐照的情况。参考值 R_0 对应图5所示的未受扰动的等离子体条件。

对于两种激光波长，强度比均呈阶梯式上升。对于532纳米，在低能量通量下，强度比保持不变，但在 R_0范围内增加了20%。因此，即使最低的 $F = 2.5$ nJ/cm^2 也会使 R 显著增加，并可能提高约化电场。阈值通量低于我们的检测限，但大于零。从 $F = 0.1$到4 μJ/cm^2，$\frac{R-R_0}{R_0}$从0.2增加到0.6，并且至少在达到 $F = 90$ μJ/cm^{2}之前保持在这一数值附近。该转变在约 $F = 0.7$ μJ/cm^2, 处达到0.4的中点值，这也是图9所示等离子体发射增强的阈值通量。在3 μJ/cm^2, 时达到平台值，这与上一节讨论的发射增强过冲起始点一致（图8 (g)）。在

相比之下，在1064纳米下，尽管等离子体发射在 F 超过3 μJ/cm^{2}后开始增强，但 $\frac{R-R_0}{R_0}$在辐照达到阈值 F = 0.4 mJ/cm^2, 之前不受影响；超过该阈值后， $\frac{R-R_0}{R_0}$上升至0.18的恒定值，并至少保持到 F = 1.3 mJ/cm^2 （图12）。与532纳米辐照不同，未观察到向更高 $\frac{R-R_0}{R_0}$的转变。

3.4 放电能量

图13展示了 F = 1.3 mJ/cm^2 辐照条件下，1064纳米激光的电功率随时间变化的曲线，其功率相较于未辐照的情况仅略有增加。功率差异最大出现在 t = 6 ns，此时辐照正在进行。此刻，辐照条件下的峰值功率为1.74 kW，而未辐照时为1.62 kW。对100次放电事件取平均后，这一增幅未超出不确定度范围。

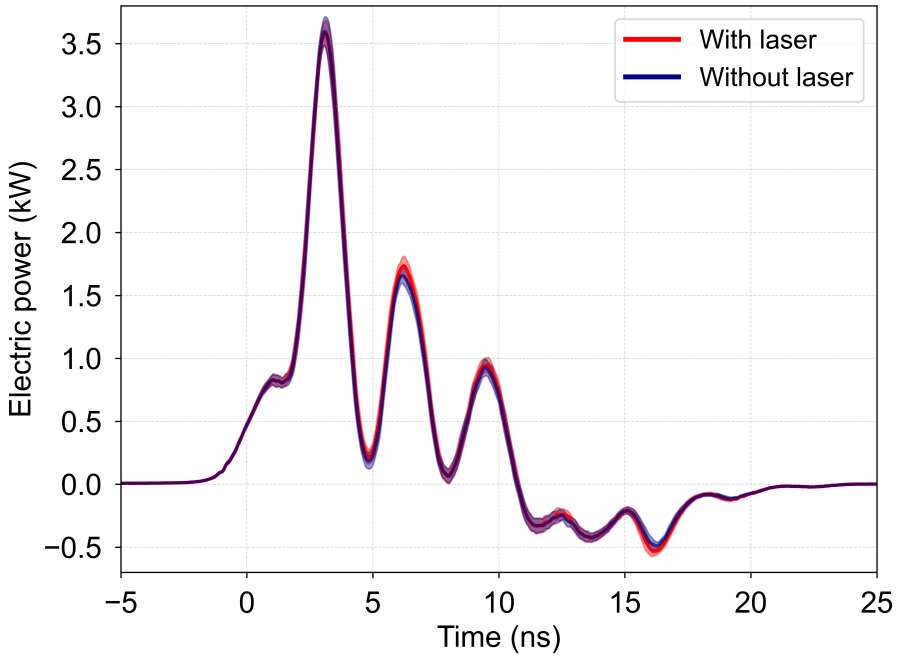


图13 – F = 1.3 mJ/cm^{2}条件下，1064纳米激光辐照前后的电功率。波形为100次放电事件的平均值。

图14展示了放电能量的相对增幅 $\frac{U-U_0}{U_0}$随辐照通量 F 的变化，波长与图9所示相同。能量 U 和 U_0 分别对应有辐照和无辐照的情况。能量 U_0 对应未受扰动的

图5所示的等离子体条件。

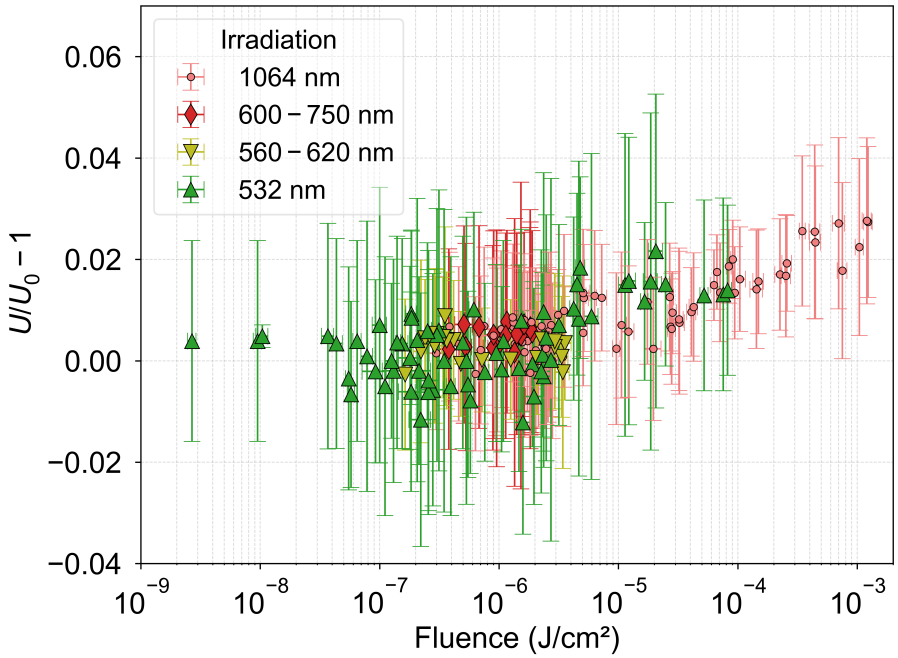


图14——外部照明引起的放电能量相对增幅，随每个脉冲的照明通量变化而变化。误差条表示每次测量中100个放电事件的标准差，每次测量均重复2至4次。

对于所有波长，电能均未呈现明显增加。对于1064纳米，当辐照通量超过某个阈值 $F = 0.1$ mJ/cm^2 后，能量可能开始上升。然而，鉴于不确定度，直到辐照通量达到 $F = 1.3$ mJ/cm^2，仍无法得出明确结论。值得注意的是，激光能量最高为6 nJ，而SeBD的电能约为9 μJ，因此激光引起的能量扰动可以忽略不计。此外，电能测量的不确定度（200 nJ）比激光能量高两个数量级，使得任何直接的光电导贡献都无法检测到。

4 讨论

对图9和图12所示的等离子体发射强度和电场进行研究后发现，较短波长的辐照对等离子体产生的影响更为显著。为了深入了解

这一现象，我们将讨论这种相互作用随时间的演变过程。我们还将提出解释波长依赖性的机制，并通过逐步排除的方式缩小相关现象的范围。

4.1 空气-SiO_2 界面处的光子

我们首先研究光子入射到空气-SiO_2 界面的情况。利用文献 [52, 53]中的折射率，通过两个界面处的菲涅耳方程 [51] ，可得法向入射到空气-Si-SiO_2 界面时的反射系数：1064纳米（频率 ν_1）下为 $\Gamma = 0.18$，532纳米（频率 ν_2）下为 $\Gamma = 0.11$；这两个数值十分接近，无法解释波长依赖性。另一个值得考虑的效应是表面电荷的光致脱附，原则上这会减弱对外加电场的屏蔽，从而增强等离子体活动。先前研究表明，电介质上的光致脱附可能具有波长依赖性 [54–57]。然而，这些先前研究 [54, 58] 需要在532纳米下使用约 $F = 30$ mJ/cm^2 的能量通量，才能使表面介质阻挡放电发生显著解吸。SeBD产生的电流远高于表面介质阻挡放电，但覆盖面积较小。因此，我们可以认为，SeBD的表面电荷密度与表面介质阻挡放电相近，甚至可能更高。由此可知，本研究所用的低能量通量应只能使极少比例的表面电荷发生解吸。此外，Orrière 等人 [28] 证明，只有在等离子体产生前不到3 μs进行532纳米激光辐照时，SeBD特性才会发生变化。等离子体的响应不应取决于击穿前光致脱附发生的时刻，这表明激光能量并未用于移除等离子体在SiO_2上沉积的空间电荷。所有这些观察都表明，辐照效应的波长依赖性主要源于硅，而非SiO_2 表面。

4.2 Si-SiO_2 界面和硅体中的光子

能量为 $h\nu$ 的入射光子，其中 $h = 6.63 \times 10^{-34}$ $m^2.kg/s$ 是普朗克常数，ν 是光子频率，可以在硅中引发多个过程。首先，如果 $h\nu > E_g = 1.12$ eV，硅价带中的电子会吸收光子，作用深度可达 δ，其由以下关系决定

比尔-朗伯定律。随后，电子跃迁至导带，并留下一个空穴。多余的能量 $h\nu - E_g$ 会在不超过 100 ps 的时间尺度内以晶格声子激发的形式耗散 [59] 。声子能量随后转化为热能。此外，光生自由载流子还会发生复合、扩散、自由载流子吸收（FCA），以及在强电场作用下的漂移和碰撞电离。我们将评估每个步骤对观测结果的贡献。

4.2.1 激光加热

首先，我们考虑硅的激光加热。在本研究中，使用波长为532纳米的激光，并以每个脉冲 $F_{max} = 8.2 \times 10^{-5}$ J/cm^2 的辐照量照射时，可提供能够转化为热能的最大可能过剩能量。可用于吸收的过剩能量为 $Q_{abs} = (1 - \Gamma) \times F_{max} \times S \times (1 - {}^{E_g}\, h\nu_2) = 1.9 \pm 0.5$ nJ，其中$h\nu_2 = 2.33$ eV是532纳米入射光子的能量。我们计算得出，每个脉冲的最大可能温升为$\Delta T = \frac{Q_{abs}}{VC_v} = 0.18 \pm 0.06$ K，其中 $C_v = 1.66 \times 10^6$ J/m^3 是硅在300 K时的热容， [60] 且 $V = (6.39 \pm 1.60) \times 10^3$ μm^3 是激光吸收体积，由激光光斑面积 S 和硅在532纳米下的吸收长度 $\delta = 1.27$ μm确定 [61]。这一温升小到不足以显著影响硅的任何性质，因此激光加热无法解释我们结果中观察到的差异。

4.2.2 与MOS光电探测器的比较

作为一阶近似，SeBD的辐照作用可能与金属氧化物半导体（MOS）光电探测器类似。我们将正SeBD视为一个正偏置的金属电极。对于这类器件，在强反型区，几伏电压施加在几纳米厚的氧化层两端 [62]。对于SeBD，通常将几千伏电压施加在1 μm厚的氧化层两端；据此按比例推算，我们可以预期会形成一个厚度为 1 – 3 nm [62] 、具有高密度自由电子的反型区，以及一个厚度为0.3 – 0.9 μm的耗尽区（对应所考虑的掺杂水平 [63] ），其中不存在空穴，

仅留下固定的负电荷掺杂原子（B^-）。图15展示了这种电荷结构。这会在耗尽区内形成强电场，从而有效分离光激发电子-空穴对。由于反型区和耗尽层的屏蔽作用，体硅其余部分的电场较弱。MOS光电探测器也采用类似结构，其设计使吸收发生在耗尽区内。对于SeBD，光激发载流子的作用同样可能得到放大，具体取决于穿透深度与硅中电荷可能形成的空间结构之间的关系。

本征硅的穿透深度 δ 在532纳米辐照下为1.27 μm，在 560 – 620 纳米辐照下为1.73 – 2.84 μm，在 600 – 750 纳米辐照下为2.40 – 7.36 μm，而在1064纳米辐照下为0.9 mm [61]。对于中等掺杂的硅，其能带结构基本保持不变 [63], ，因此可以合理地假设其吸收系数与本征硅相近。因此，我们可以预期，在532纳米辐照下，穿透深度位于耗尽区内（图15）；而在1064纳米辐照下，大部分光激发发生在该区域之外（图16），使电子-空穴对分离的效率较低。因此，短波长激发会在更靠近界面处产生更高密度的电子-空穴对。表面附近如此高密度的载流子区域能够增强电场与空气等离子体的相互作用，并降低532纳米相较于1064纳米时电离波扰动的能流密度阈值。这是解释辐照波长如何影响图9所示能流密度阈值（或等价地，方程1中的截距 b ）的一个主要因素。

此外，增强等离子体发射强度的阈值以及电场增强发生转变时观察到的辐照通量表明，要产生这些效应，电子-空穴对必须达到临界密度。在532纳米下，这两种效应具有相同的阈值/转变值 $F = 07\ \mu J/cm^2$, , 对应于在 V 中吸收的9.4×10^7 个光子；计算时已考虑SiO_2-Si界面89%的透射率。假设光生载流子概率为100%，则载流子密度为 $p = 8.3 \times 10^{15}$ c m^{-3}。该值与 1 – 10 Ω· $p_0 = (10^{15} – 2 \times 10^{16})\ cm^{-3}$ 硅的平衡空穴浓度处于同一数量级。

在300 K下，cm p型掺杂硅中，这表明SeBD受到最强扰动需要注入 $\approx p_0$ 自由载流子，其密度与耗尽区中的 B^- 个原子相同。相比之下，在1064纳米下，发射增强的阈值为 $F = 3$ μJ/cm^2，对应于8×10^8 个光子。考虑到SiO_2-Si界面82%的透射率，以及光穿透整个硅体积 $V = 2.64 \times 10^{-3}$ mm^3,，所得载流子密度为 $p = 2.5 \times 10^{14}$ cm^{-3}，仅为 p_0的1.25 – 12.5 %。因此，电离波会响应硅中电荷载流子密度的小幅增加，这可能是通过一种不同于532纳米辐照所诱导的界面相互作用的体相相互作用机制实现的。由此可见，控制SeBD扰动的机制要求注入的自由载流子至少接近密度 p_0，同时也取决于其与SiO_2-Si界面的距离。

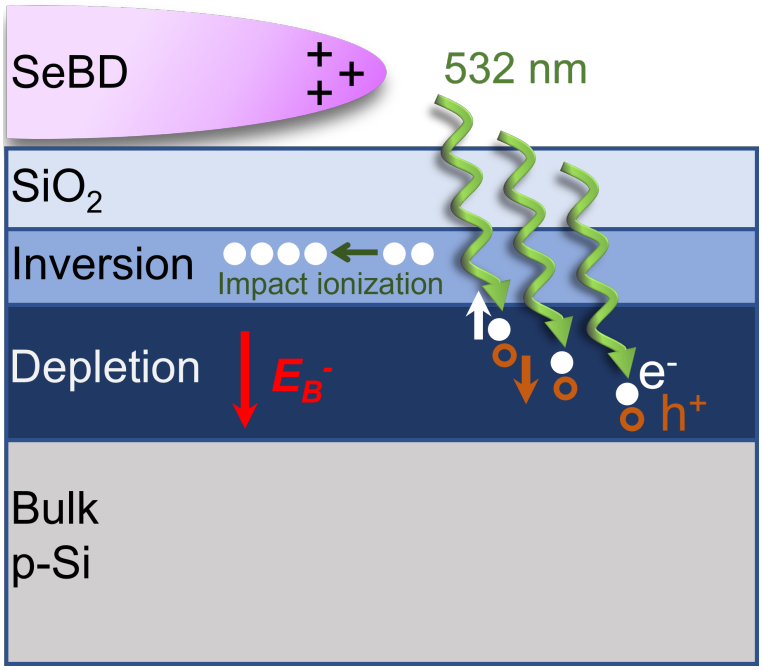


图15 – 532纳米光照下，SeBD-SiO_2-Si界面附近光激发载流子的产生与分离，随后发生碰撞电离的示意图。请注意，根据总电场的强度（由硅中的气相等离子体产生，并由 B^- 原子产生$\boldsymbol{E_{B^-}}$），碰撞电离也可能发生在耗尽区。

此外，方程1中的斜率 m 对波长的依赖性表明，硅内部还发生着其他特定过程。我们推测，等离子体发射强度的增强量与硅中某种由辐照诱导的过程的产率呈线性正比关系。

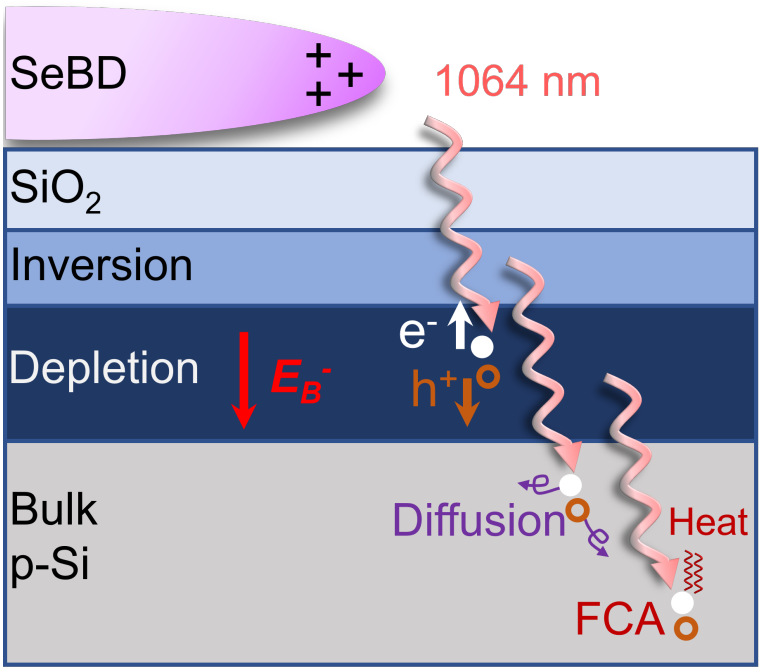


图16 – 1064纳米照射下，体硅中光激发载流子的产生与分离过程，随后发生自由载流子吸收和扩散的示意图。请注意，自由载流子吸收也可能发生在反型区。

例如，图9显示，在1064纳米下，增强量达到0.2需要 $F = 100\mu J/cm^2$，而在532纳米下则需要不到 $F = 2\mu J/cm^2$ pJ。假设增强量与光激发自由载流子的数量直接成正比，我们可以令图9数据的对数线性拟合相等，从而得到关系式$\epsilon_2^3 \propto \epsilon_1$，其中 ϵ_1 和 ϵ_2 分别为1064纳米和532纳米下的辐照能量。这意味着，要产生相同数量的自由载流子，在1064纳米下需要的光子数相当于532纳米下单个光子的三倍：

$$h\nu_2 \xrightarrow{\text{Si}} e^- + h^+ \qquad \Leftrightarrow \qquad 3\,h\nu_1 \xrightarrow{\text{Si}} e^- + h^+ \tag{2}$$

多个过程可能共同影响过程2所表示的光子与电荷载流子的整体平衡。为了解这种情况可能如何产生，我们考察这两个波长下光激发的量子效率（QE）。首先，FCA会使QE降低，因为导带/价带中已有的自由电子/空穴会吸收光子。因此，FCA

会将辐照能量转而用于加热已有的自由载流子，而不是产生新的载流子。FCA在1064纳米下尤为显著，在532纳米下则可以忽略不计 [64]。其次，碰撞电离可能会提高QE：光激发自由载流子通过电场获得足够能量，从而产生一个电子-空穴对，其过程类似于气相电子碰撞电离 [63]。当光激发产生具有额外能量的“热”载流子时，这种效应会增强$h\nu - E_g$；在这种情况下，当这一能量损失通道比声子激发更容易发生时，额外能量便可促进碰撞电离。紫外辐照会使QE超过100% [65], ，这意味着，由FNS和SNS跃迁产生紫外辐射的等离子体所发出的辐照，能够有效地产生每个光子对应一个以上的电子-空穴对。此处使用的外部辐照能量不足以单独使QE超过100%，但热载流子可以通过SeBD的电场 [66]获得额外能量。考虑到 E_g = 1.12 eV，532纳米辐照的额外能量为$h\nu_2 - E_g$ = 1.21 eV，而1064纳米下为$h\nu_1 - E_g$ = 0.05 eV。这意味着，与1064纳米相比，电场辅助的热载流子碰撞电离在532纳米下更有可能发生，尤其考虑到电离的阈值能量为1.12 eV [67]。因此，FCA可能会降低1064纳米下的QE，而热载流子碰撞电离则可能提高532纳米下的QE，这或许有助于解释方程2所表示的观测到的3:1光子消耗比。此外，在1064纳米辐照情况下，FCA应主要发生在硅体中（图16）；而在532纳米辐照情况下，碰撞电离则应局限于耗尽区（图15）。

4.2.3 硅中的电荷传输

硅中的强界面电场使电子能够跟随电离波。接近饱和区时，硅中的典型电场约为 $E \approx 10^4$V/cm [63]。在输运饱和区，由于散射机制增强（主要是与光学声子的散射），电荷载流子的漂移速度达到约 10^5 m/s 的上限。这种速度饱和发生在雪崩击穿开始之前。在持续 2 ns 的激光脉冲期间，电荷以饱和速度漂移的距离约为 $L \approx 200$ μm，这占放电范围的相当一部分

。这意味着，当外部照明产生电子-空穴对时，这些电荷载流子的漂移时间尺度与电离波传播的时间尺度相近（图15）。对于相同的特征长度 $L = 200\,\mu m$，电子的扩散时间为 $t_{diffusion} = \frac{L^2}{2D} \approx 5.3\ \mu s$，空穴的扩散时间为 15.3 μs；在 300 K 时，硅中电子的扩散率为 $D = 3.75 \times 10^{-3}\ m^2/s$，空穴的扩散率为 $1.31 \times 10^{-3}\ m^2/s$。这远长于辐照和等离子体持续的时间。因此，在界面高电场区域，漂移占主导地位，扩散作用较弱。然而，在电场较弱的准中性硅体区，扩散比漂移更占主导地位（图16）。

电荷输运机制决定了光生电荷载流子能否实现高效分离。在MOS光电探测器中，高效的电荷分离能够增强载流子收集，从而提高光电流 [68]。在分离电荷方面，漂移比扩散更有效，因为载流子受到耗尽区内建电场的驱动，电子和空穴会被迅速扫向相反方向。因此，532纳米辐照会在表面附近及耗尽区内被强烈吸收，从而实现高效的电荷分离与收集，并产生较高的光电流响应。另一方面，1064纳米辐照会深入穿透体硅，而该区域的电场较弱或不存在，因此电荷分离效果较差，主要由扩散主导，最终导致光电流降低。

4.2.4 复合与记忆效应

在放电后阶段，硅中有四种重要的复合过程 [69]需要考虑：辐射带间复合和俄歇带间复合（这两者都是本征过程），以及由陷阱辅助的肖克利-里德-霍尔（SRH） [70] 体相复合和表面复合（这两者都是非本征过程）。在辐射复合中，导带中的电子与价带中的空穴复合，并发射出一个光子 [63]。这一过程在直接带隙半导体中很快。相比之下，硅具有间接带隙，这意味着电子-空穴复合需要声子参与以守恒动量，因此该过程会显著减慢。对于本研究中由外部辐照诱发的过剩电荷载流子浓度（$p = 10^{14} - 10^{17}$

cm^{-3}），估算硅的辐射复合寿命为 1 – 6 ms [71, 72]。俄歇复合 [63] 涉及三个载流子：一个电子和一个空穴复合，并将能量传递给第三个载流子，通常是导带中的电子。随后，该电子热化并回到导带边缘。俄歇复合在重掺杂半导体中会变得显著。对于所考虑的掺杂水平和过剩载流子密度，其特征时间范围为50 µs – 5 ms [71–73]。第三，在SRH复合中，载流子被带隙内的一个陷阱态俘获，该陷阱态由晶体缺陷或杂质产生。陷阱时间会随电场增强而缩短 [74] ，并且强烈依赖于缺陷的类型和浓度 [75]。体相SRH复合 [71, 72] 发生在0.2 – 2 ms的时间尺度上。硅中的界面陷阱并非由单一弛豫时间表征，而是在从微秒 [76] 到分钟 [77, 78]的时间尺度上呈现宽广的俘获与发射动力学谱。上述所有时间尺度都显著长于脉冲持续时间，但仍短于10 ms的脉冲间隔；界面陷阱寿命除外。

基于此，尽管在我们的研究中难以量化，但 SiO_2-Si 界面处的 SRH复合仍可能促成图版（h）（图8）所示的记忆效应，因为其陷阱寿命是唯一可能长到足以影响后续放电的寿命。记忆效应不太可能源于永久性表面改性，因为等离子体延伸会在数秒或数分钟后逐渐恢复到初始状态。相反，这一过程的可逆性表明其可能涉及瞬态机制，例如 SRH表面复合。正如前文所述，热效应可以忽略不计。

介质阻挡放电的记忆效应通常归因于残余表面电荷，而残余表面电荷的寿命可能很长 [14]。在本研究中，脉冲辐照可能通过第4.2.2节提出的耦合机制，局部增强空气等离子体中的电离；由于第4.3节将要阐述的原因，这种增强可能未被检测到，这也解释了为什么能量不随辐照强度变化而改变（图14）。反过来，这可能导致表面电荷的局部沉积增加，从而增强对外加电场的屏蔽。在最高能量通量下，等离子体本身可能无法克服增强的屏蔽作用，进而诱发所观察到的等离子体“空洞”的记忆

效应，即使停止辐照后仍然存在。此外，在各次放电之间没有进行额外辐照来解吸表面电荷并减弱屏蔽。根据这一推理，在 Darny 等人 [27]的辐照实验中也会产生额外的电荷。然而，由于当时激光是连续工作的，因此可以在脉冲放电之间解吸表面电荷。但 Darny 等人 [27] 仍然以与本研究相同的方式观察到了记忆效应。

此外，比较 Darny 等人 [27] 与本研究中的辐照度可知，这些观察结果与电荷俘获相关的记忆效应相符，而与空气等离子体电离增强无关。Darny 等人 [27] 采用辐照度为 $I = 60\ \mathrm{W/cm^2}$, 的连续波激光辐照，该辐照度足以产生记忆效应。在本研究的脉冲辐照中，对于图8图版（g）所示记忆效应的能流密度阈值 $F = 25\ \mu\mathrm{J/cm^2}$，激光脉冲期间的瞬时辐照度为 $I = 10\mathrm{kW/cm^2},$，平均辐照度为 $I = 2\ \mathrm{mW/cm^2}$。辐照引起的空气等离子体电离增强应取决于瞬时辐照度，因为等离子体和激光必须同时存在才能产生这种效应。然而，Darny 等人 [27]采用的瞬时辐照度远低于本研究发现的阈值，这表明等离子体期间产生的额外电荷不足以造成观察到的记忆效应。另一方面，俘获电荷的影响应取决于平均辐照度，因为陷阱的寿命很长（可能由 SRH表面复合决定），从而产生累积效应。Darny 等人 [27] 采用的平均辐照度高于本研究确定的阈值，因此，俘获电荷引起的记忆效应与所有已报道的辐照实验结果一致。

4.3 放电电能

最后，几种机制可能解释所观察到的局部等离子体发射和电场增强（图9和图12），而电能并未发生变化（图14）。首先，测得的能量可能并非只在气相等离子体中耗散，也可能在硅中耗散。总能量与空气等离子体的性质之间可能存在一定程度的脱耦。

其次，与放电的整体尺寸相比，等离子体发射和电场增强的区域很小。局部放电能量的增加幅度相对于总量可能太小，因而无法超出测量不确定度。另一种可能是，能量无需发生变化，因为辐照位置处等离子体发射的增加，被电离波前其他位置处等离子体发射的减小所抵消；对比图8的图版(g)、(f)和(e)即可观察到这一点。在本研究所用激光通量更高时，辐照会使能量增加，见 Orrière等人 [28]。

5 结论

本研究探讨了表面电离波与半导体耦合的光子学方面。研究发现，对半导体阻挡放电（SeBD）进行外部照明，波长范围为532纳米至1064纳米，每个光脉冲向其提供最高数纳焦耳的能量，能够增强等离子体发射和约化电场，同时不影响放电能量。这些行为高度依赖于辐照通量和波长，较短波长产生的效果更为显著。随着辐照通量增加，相对等离子体发射以对数线性方式稳步上升，而电场则呈阶梯式增强。从532纳米到1064纳米，整体趋势相似，但等离子体发射和电场增强的阈值均随波长显著变化，等离子体发射随通量增加的速率也会变化。

这些差异主要源于硅中依赖于波长的吸收长度和载流子过程。较短波长下，较短的穿透深度使电子-空穴对的光激发局限在更靠近 SiO_2-Si 界面的位置。通过将 SeBD 与 MOS光电探测器进行比较，可以区分出两种扰动机制。第一种机制发生在界面处，即 532纳米 辐照下的耗尽区内。在该波长下，吸收发生于一个“放大区”内，热载流子与强电场共同作用，增强碰撞电离。这种放大足以诱发气相

电场增强，即使在最低施加能量通量下也可以检测到。当能量通量增加时，会达到一个阈值，此时光激发载流子密度等于平衡载流子密度 p_0，从而触发等离子体发射强度增加以及进一步的电场增强。当能量通量超过 $F = 3.9\ \mu J/cm^2$, 时，电场增强达到饱和，增强的等离子体发射的空间范围扩展至辐照光斑之外。第二种机制是体效应，在 1064纳米 辐照下遍及整个准中性硅体区。在该波长下，光激发与自由载流子吸收（FCA）相互竞争，而由于耗尽区以外硅中的电场较弱，碰撞电离仍可忽略不计。第一个阈值 $F = 3\ \mu J/cm^2$ 仅对应于等离子体发射强度的升高，并且从 $F = 39.8\ \mu J/cm^2$开始扩展至辐照区域之外。

仍有几个关键问题尚未解决。一个关键的未知属性是放电期间硅内部电场的时空分布。另一项挑战是理解为何在1064纳米下，等离子体发射与其电场之间不存在直接相关性，而在532纳米下二者已呈现出更明确的关系。此外，对于高通量下观察到的长时间尺度记忆效应，界面陷阱所起的作用仍难以得到充分确认。

为更好地理解这些现象，未来研究可采用其他诊断手段，例如利用原位拉曼光谱表征SiO_2-Si界面 [79] ，并采用波长低于532纳米、持续时间更短的激光脉冲，以更准确地模拟空气等离子体的发射光谱。除了本研究探讨的半导体过程和器件物理之外，目前还在开展数值建模，以考虑气相和固相中的动态过程。

致谢

我们感谢 MESR、EUR PLASMAScience、PEPSINSIS Plas-maTwins、Fédération Plas@Par 以及 ANR JCJC PLASMAFACE（ANR-15-CE06-0007-01）提供的宝贵支持。

参考文献

[1] Sergey B Leonov、Vitaly Petrishchev 和 Igor V Adamovich。在 μs 至 ms 时间尺度上，电介质和弱导电表面上阻挡放电中的能量耦合动力学与热化。《物理学杂志*D*：应用物理》，47(46):465201，2014。

[2] A Yu Starikovskii、AA Nikipelov、MM Nudnova 和 DV Roupassov。采用纳秒脉冲周期放电的 SDBD 等离子体致动器。《等离子体源科学与技术》，18(3):034015，2009。

[3] Pedro Viegas、ElmarSlikboer、Zdenek Bonaventura、Olivier Guaitella、Ana Sobota 和 Anne Bourdon。等离子体射流的物理学及其与表面的相互作用：建模与实验综述。《等离子体源科学与技术》，31(5):053001，2022。

[4] Eric Moreau。利用非热等离子体致动器进行气流控制。《物理学杂志*D*：应用物理》，40(3):605，2007。

[5] Sergey BLeonov、IgorV Adamovich 和 Victor R Soloviev。近表面电放电的动力学及其与气流相互作用的机制。《等离子体源科学与技术》，25(6):063001，2016。

[6] Haofeng Xu、Yiou He 和 Steven RH Barrett。介质阻挡放电离子源提高静电气动推进的推力和效率。《应用物理快报》，114(25)，2019 年。

[7] Abraham Lin、Mikhail Gromov、Anton Nikiforov、Evelien Smits 和 Annemie Bogaerts。非热介质阻挡放电在等离子体医学中的表征：从塑料孔板到皮肤表面。《等离子体化学与等离子体处理》，43(6)：1587–1612，2023 年。

[8] Kolawole Adesina、Ta-Chun Lin、Yue-Wern Huang、Marek Locmelis 和 Daoru Han。《用于表面灭菌和

去污的介质阻挡放电冷大气压等离子体综述。*IEEE*《辐射与等离子体医学科学汇刊》，8(3)：295–306，2024。

[9] Qingwu Zhao、Jie Tian、Yong Xiong、Lu Wang、Yong Cheng 和 Yongqi Wang。《初始火焰核参数对纳秒表面介质阻挡放电（nsdbd）多通道点火燃烧过程影响的研究》。《燃料》，399:135691，2025。

[10] Ulrich Kogelschatz。《丝状、图案化和弥散阻挡放电》。《*IEEE* 等离子体科学汇刊》，30(4):1400–1408，2003。

[11] Zhi Fang、Lili Hao、Hao Yang、Xiangqian Xie、Yuchang Qiu 和 Kuffel Edmund。《空气中丝状和均匀介质阻挡放电对聚四氟乙烯表面改性的研究》。《应用表面科学》，255(16):7279–7285，2009。

[12] Song Guo、Debashish Burman、Dartken Poon、Meenakshi Mamunuru、Terrence Simon、Dou- glas Ernie 和 Uwe Kortshagen。《利用介质阻挡放电等离子体激励器进行分离控制：推力增强设计》。载于第*39*届 *AIAA*流体动力学会议，第4184页，2009年。

[13] Shintaro Sato、Kodai Mitsuhashi、Tomoki Enokido、Atsushi Komuro、Akira Ando 和 Naofumi Ohnishi。用于增强介质阻挡放电等离子体激励器电流体动力的表面电荷控制策略。《物理学杂志*D*：应用物理》，54(45):455203，2021。

[14] DF Opaits、MN Shneider、Richard B Miles、AV Likhanskii 和 SO Macheret。介质阻挡放电等离子体激励器中的表面电荷。《等离子体物理》，15(7)，2008。

[15] Yifei Zhu、Sergey Shcherbanev、Brian Baron 和 SvetlanaStarikovskaia。大气压空气中的纳秒表面介质阻挡放电：I. 形态、传播和流体动力学扰动的测量与二维建模。《等离子体源科学与技术》，26(12):125004，2017。

[16] MVSokolova、VV Voevodin、Ju IMalakhov、NL Aleksandrov、EM Anokhin 和 VR Soloviev。阻挡层特性对不同持续时间的单个电压脉冲驱动的表面介质阻挡放电影响。《物理学杂志*D*：应用物理》，52(32):324001，2019。

[17] AC Aba'a Ndong、Noureddine Zouzou、N Benard 和 E Moreau。纳秒脉冲高压驱动的表面介质阻挡放电的几何优化。《静电学杂志》，71(3):246–253，2013。

[18] Quan-Zhi Zhang 和 Annemie Bogaerts。催化剂孔隙中等离子体流注的传播。《等离子体源科学与技术》，27(3):035009，2018。

[19] Michael J Johnson 和 David B Go。用于表面介质阻挡放电低压运行的铁电晶体。《应用物理快报》，105(26)，2014。

[20] Michael J Johnson、John Linczer 和 David B Go。利用热释电晶体产生的热致大气压气体放电。《等离子体源科学与技术》，23(6):065018，2014。

[21] Vitaly Petrishchev、Sergey Leonov 和 Igor V Adamovich。固体和液体介电表面上的纳秒脉冲表面电离波放电研究。《等离子体源科学与技术》，23(6):065022，2014。

[22] Andrey Starikovskiy 和 Richard Miles。利用二极管表面进行介质阻挡放电控制并增强流动加速。载于第*51*届*AIAA*航空航天科学会议（包括*New Horizons*论坛和航空航天展览会），第754页，2013年。

[23] J Gary Eden。《等离子体晶体管》。《先进涂层与表面技术》，22(3):2–3，2009。

[24] Remi Dussart、Lawrence J Overzet、Philippe Lefaucheux、Thierry Dufour、Mukesh Kulsre- shath、MA Mandra、Thomas Tillocher、Olivier Aubry、Sébastien Dozias、Pierre Ranson 等。工作于氦气中的硅基集成微等离子体。《欧洲物理学杂志*D*辑》，60(3):601–608，2010。

[25] J Gary Eden、SJ Park、NP Ostrom 和 KF Chen。微腔等离子体器件与阵列的最新进展：一种多功能光子平台。《物理学杂志*D*：应用物理》，38(11):1644，2005。

[26] J Gary Eden、SJ Park、NP Ostrom、ST McCain、CJ Wagner、BA Vojak、J Chen、C Liu、P Von Allmen、F Zenhausern 等。在硅、陶瓷和

金属/聚合物结构中制造的微等离子体器件：阵列、发射器和光电探测器。《物理学杂志*D*：应用物理》，36(23):2869，2003年。

[27] T Darny、D Babonneau、S Camelio 和 DZ Pai。大气压下阴极方向表面电离波的均匀传播。《等离子体源科学与技术》，29(6):065012，2020。

[28] T. Orrière 和 D. Z. Pai。脉冲激光照射对表面电离波的激发。《应用物理快报》，2026年。已投稿。

[29] S-J Park、JG Eden 和 JJ Ewing。利用硅微放电器件探测可见光、紫外光和近红外光。《应用物理快报》，81(24):4529–4531，2002。

[30] NP Ostrom 和 JG Eden。微腔等离子体光电探测器：光敏性、动态范围与等离子体-半导体界面。《应用物理快报》，87(14)，2005年。

[31] CJ Wagner、PA Tchertchian 和 JG Eden。电子-空穴等离子体与电子-离子等离子体的耦合：npn等离子体双极结光电晶体管的实现。《应用物理快报》，97(13)，2010年。

[32] PA Tchertchian、CJ Wagner、TJ Houlahan Jr、B Li、DJ Sievers 和 JG Eden。电子-空穴等离子体与电子-离子等离子体之间界面的控制：作为等离子体科学入口的混合半导体-气相器件，2011年。

[33] B Li、TJ Houlahan、CJ Wagner 和 JG Eden。调节等离子体双极结晶体管基极-集电极界面的二次电子发射系数。《应用物理快报》，102(8)，2013年。

[34] S-J Park、K-F Chen、NP Ostrom 和 JG Eden。40,000像素交流激发硅微腔等离子体器件阵列。《应用物理快报》，86(11)，2005年。

[35] Thomas Orrière。空气中大气压下纳秒脉冲放电的微米级约束及电气动效应。博士论文，普瓦捷大学，2018年。

[36] Peter Bruggeman 和 Ronny Brandenburg。大气压放电细丝与微等离子体：物理学、化学与诊断。《物理学杂志*D*：应用物理》，46(46)：464001，2013年。

[37] P Paris、M Aints、M Laan 和 F Valk。场强变化下氮谱带强度比测量。《物理学杂志*D*：应用物理》，37(8):1179，2004。

[38] ND Lepikhin、NA Popov 和 SM Starikovskaia。高比沉积能量放电中基于氮的 1-和 $2+$ 系统强度比的电场测量。《等离子体源科学与技术》，31(8):084002，2022。

[39] Benjamin M Goldberg、Tomáš Hoder 和 Ronny Brandenburg。瞬态等离子体中的电场测定：原位非侵入式方法。《等离子体源科学与技术》，31(7):073001，2022。

[40] Alexandra Brisset、Kristaq Gazeli、Lionel Magne、Stéphane Pasquiers、Pascal Jeanney、Em- manuel Marode 和 Pierre Tardiveau。极端过电压下，漫射流注诱导放电中的电场分布变化。《等离子体源科学与技术》，28(5):055016，2019。

[41] Jaroslav Jánsk`y、Delphine Bessiéres、Ronny Brandenburg、Jean Paillol 和 Tomáš Hoder。介电表面上正、负流注的电场发展。《等离子体源科学与技术》，30(10):105008，2021。

[42] Jiří Beránek、Alexander V Bulgakov 和 Nadezhda M Bulgakova。纳秒脉冲激光辐照下半导体的熔化阈值。《应用科学》，13(6):3818，2023。

[43] Fabio Caruso 和 Dino Novko。电子和声子的超快动力学：从双温模型到含时玻尔兹曼方程。《物理学进展：X》，7(1):2095925，2022。

[44] Ziyi Fu、Benxin Wu、Yibo Gao、Yun Zhou 和 Chengjiao Yu。《硅的红外纳秒激光烧蚀实验研究：多脉冲增强效应》。应用表面

科学，256(7):2092–2096，2010年。

[45] I Vladoiu、M Stafe、C Negutu 和 IMPopescu。纳秒激光的脉冲数和通量对金属、半导体和电介质烧蚀率的影响。*TheEuropeanPhysical Journal-Applied Physics*，47(3)：30702，2009。

[46] LeiChen、Zelin Liu、Chuan Guo、Tongcheng Yu、Minsun Chen、Zhongjie Xu、Hao Liu、Guomin Zhao 和 Kai Han。纳秒激光诱导硅表面可控周期性结构。*ChineseOptics Letters*，20(1)：013802，2022。

[47] Simona Binetti、Alessia Le Donne、Andrea Rolfi、Beat Jäggi、Beat Neuenschwander、Chiara Busto、Cesare Frigeri、Davide Scorticati、Luca Longoni 和 Sergio Pellegrino。用于光伏的多晶硅皮秒激光织构化：1064纳米、532纳米和355纳米辐射波长的比较。*Applied Surface Science*，371：196–202，2016。

[48] Martin A Fischler 和 Robert C Bolles。随机抽样一致性：一种用于模型拟合的范式，应用于图像分析和自动制图。*Communications oftheACM*，24(6):381–395，1981。

[49] Pauli Virtanen、Ralf Gommers、Travis E Oliphant、Matt Haberland、Tyler Reddy、David Cournapeau、Evgeni Burovski、Pearu Peterson、Warren Weckesser、Jonathan Bright 等。SciPy 1.0：用于 Python 科学计算的基础算法。*Nature methods*，17(3):261–272，2020。

[50] Zhi-Min Zhang、Shan Chen 和 Yi-Zeng Liang。使用自适应迭代重加权惩罚最小二乘法进行基线校正。*Analyst*，135(5):1138–1146，2010。

[51] Oskar Sigmund Heavens. 薄膜的光学性质。*Reports on Progressin Physics*, 23(1):1, 1960.[52] Edward D Palik. 固体光学常数手册，第3卷。Academic Press，1998年。[53] Ian H Malitson. 熔融石英折射率的样品间比较。*Journal of the Optical Society of America*, 55(10):1205–1209, 1965。

[54] Y Ussenov、MN Shneider、S Yatom 和 Y Raitses. 激光诱导从带负电的介电基底上脱附电子。《应用物理快报》, 125(25), 2024。[55] MT Ziemba、J Phrompao、F Jung、IM Rabey 和 G Rempe. 紫外光去除高压诱导表面电荷。《科学仪器评论》, 96(7), 2025。[56] Olivier Guaitella、Ilya Marinov 和 Antoine Rousseau. 电荷光脱附在大气压空气中表面流注自同步击穿中的作用。《应用物理快报》, 98(7), 2011。[57] Robert Tschiersch、Sebastian Nemschokmichal 和 Jürgen Meichsner. 释放的表面电子对氦阻挡放电预电离的影响：激光光脱附实验与一维流体模拟。《等离子体源科学与技术》, 26(7):075006, 2017。[58] Zheng Zhao、Qiuyu Gao、Xiaoran Li、Haowei Zhang、Luying Bai、Yifei Zhu、Anbang Sun 和 Jiangtao Li. 通过激光诱导表面俘获电子脱附实现重复脉冲流注放电，以原位利用残余电荷。《等离子体源科学与技术》, 33(5):055014, 2024。[59] Jagdeep Shah. 半导体及半导体纳米结构的超快光谱学，第115卷。Springer Science & Business Media，2013年。[60] Yeram Sarkis Touloukian 和 Edgar H Buyco. 物质热物理性质——TPRC数据系列。第4卷：比热——金属元素和合金。1971年。[61] Martin A Green. 300 K时本征硅的自洽光学参数及其温度系数。《太阳能材料与太阳能电池》, 92(11):1305–1310, 2008。[62] Chenming Hu.《集成电路现代半导体器件》。培生教育，上萨德尔河，新泽西州，2010年。[63] Simon M Sze、Yiming Li 和 Kwok K Ng. 半导体器件物理。John Wiley & Sons, 2021年。

[64] A Lietoila 和 JF Gibbons。纳秒激光脉冲在硅中诱导的温升和载流子浓度的计算机建模。应用物理学杂志，53(4):3207–3213，1982。[65] Sabine Kolodinski、Jürgen H Werner、Thomas Wittchen 和 Hans J Queisser。碰撞电离使硅太阳能电池的量子效率超过 1。《应用物理快报》，63(17):2405–2407，1993。[66] Simon Tam 和 Chenming Hu。硅MOSFET中的热电子诱导的光子和光生载流子产生。*IEEE*电子器件汇刊，31(9):1264–1273，1984。[67] Nobuyuki Sano 和 Akira Yoshii。与真实硅能带结构相一致的碰撞电离理论。物理评论*B*，45(8):4171，1992。[68] Gerald C Holst 和 Lomheim GC。*CMOS/CCD*传感器。JCD publishing，2007。

[69] MaksymPlakhotnyuk. 采用过渡金属氧化物载流子选择性接触的纳米结构异质结晶体硅太阳能电池。博士论文，DTU Nanotech，丹麦技术大学，2018年。

[70] WTRW Shockley 和 WT Read Jr. 空穴和电子复合的统计规律。物理评论，87(5):835，1952。[71] D. Macdonald。多晶硅太阳能电池中的复合与俘获。博士论文，澳大利亚国立大学，2001。[72] Dieter K Schroder。半导体材料与器件表征。John Wiley & Sons，2015。[73] Stefan Rein。寿命谱学：光伏应用中硅缺陷表征的一种方法。Springer，2005。[74] G Kramberger、V Cindro、I Mandić、M Mikuž 和 M Zavrtanik。中子、质子和 π介子辐照的不同硅材料中电子和空穴的有效俘获时间。核仪器与方法物理研究 *A* 辑：加速器、光谱仪、探测器及相关设备，481(1-3):297–305，2002。

[75] G Kramberger、V Cindro、I Mandić、M Mikuž 和 M Zavrtanik。测定辐照硅中电子和空穴的有效俘获时间。核仪器与方法物理研究 *A* 辑：加速器、光谱仪、探测器及相关设备，476(3):645–651，2002。

[76] Chih-Shan Tan、Yicheng Zhao、Rong-Hao Guo、Wei-Tsung Chuang、Lih-Juann Chen 和 Michael H Huang。硅的晶面依赖表面陷阱态和载流子寿命。《纳米快报》，20(3):1952–1958，2020。

[77] Tibor Grasser、Hans Reisinger、Paul-Jürgen Wagner 和 Ben Kaczer。用于表征金属氧化物半导体晶体管中边界陷阱的时间依赖缺陷谱学。《物理评论*B*辑：凝聚态物理与材料物理》，82(24):245318，2010。

[78] PiyushKumar、HG Medeiros、Salvatore Race、MIMMartins、P Ammann、ME Bathen、Thomas Prokscha 和 Ulrike Grossner。利用带隙以上光激发，探索 Si O_2-SiC 系统中价带附近的边界陷阱。《物理评论应用》，21(6):064065，2024。

[79] David ZPai、FrédéricPailloux 和 DavidBabonneau。表面等离子体在氧化铝薄膜-硅双层结构上产生的纳米结构化原位拉曼光谱研究。《等离子体源科学与技术》，28(8):085007，2019。