

多波长飞秒激光加工硅通孔的击穿研究*

刘峻铭^{1)2)#} 邱龙翔^{1)2)#} 刘励强^{3)†} 李志远^{4)‡}

1) (华南理工大学集成电路学院, 广州 510641)

2) (广东晶启激光科技有限公司, 东莞 523808)

3) (赣南师范大学物理与电子信息学院, 江西 341000)

4) (华南理工大学物理与光电学院, 广州 510641)

(2026 年 1 月 29 日收到; 2026 年 3 月 16 日收到修改稿)

硅通孔 (TSV) 作为三维集成电路的关键互连技术, 其高效制备对半导体产业发展具有重要意义. 飞秒激光凭借“冷加工”特性在 TSV 制备中展现出独特优势, 然而激光的中心波长对加工效率和质量的影响规律尚未被系统地揭示. 本研究采用背向光学探测技术, 系统地研究了 800 nm, 400 nm 和 266 nm 飞秒激光诱导 300 μm 厚的单晶硅片击穿的物理过程及其波长依赖性规律. 实验表明击穿时间 t 与能流密度 F 呈现出接近幂律的关系 $t \propto F^{-n_\lambda}$, 幂指数随中心波长单调递减. 孔洞形貌分析表明, 短波长激光形成的孔洞尺寸更小, 材料移除效率更高, 热影响区基本保持恒定. 中低能流密度 ($<0.8 \text{ J/cm}^2$) 条件下短波长激光的深宽比显著高于长波长激光. 但在高能流密度 ($>1.0 \text{ J/cm}^2$) 下受限于穿透深度, 击穿效率低于长波长激光. 长波长激光在更高能量范围内仍能维持较高的击穿效率和较好的孔洞锥度. 研究结果表明, 短波长激光适用于高密度小尺寸 TSV 的高精度制备, 长波长激光更适合大尺寸 TSV 的高通量加工. 研究结果为飞秒激光 TSV 制备的波长选择和参数优化提供了定量的实验依据.

关键词: 飞秒激光, 击穿速率, 波长依赖性, 硅通孔**DOI:** 10.7498/aps.75.20260160**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260160

1 引言

随着摩尔定律在二维平面集成技术上逐渐逼近物理极限, 三维集成电路 (three-dimensional integrated circuit, 3D IC) 技术作为延续半导体产业发展的关键途径受到了广泛关注^[1,2]. 硅通孔 (through-silicon via, TSV) 作为 3D IC 的核心互连结构, 通过在硅片中形成垂直贯穿的导电通道, 实现了不同芯片层间的短距离电气连接, 相比传统互连技术能够将互连长度缩短两个数量级以上, 显

著降低信号传输延迟、功耗和串扰, 并大幅提升系统带宽和集成密度^[3,4].

在众多 TSV 制备方法中, 飞秒激光加工技术因其超短脉冲宽度、超高峰值功率密度和“冷加工”特性, 在微纳尺度精密加工领域展现出独特优势^[5-7]. 飞秒激光与硅材料的相互作用是一个复杂的超快非线性过程, 涉及多光子吸收、隧穿电离、雪崩电离、自由载流子动力学、等离子体形成等多种物理机制^[8-10]. 激光的中心波长作为决定光子能量、光吸收机制和能量沉积方式的关键参数, 对加工过程具有本质性影响. 对于硅材料, 800 nm 激光

* 国家自然科学基金 (批准号: 12434016) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: 0800137@oldmail.gnnu.edu

‡ 通信作者. E-mail: phzyli@scut.edu.cn

(光子能量 1.55 eV) 主要通过双光子吸收和碰撞电离级联过程产生自由载流子 [11,12]; 400 nm 激光 (3.10 eV) 可实现带边单光子直接跃迁, 线性吸收系数约 10^4 cm^{-1} [13]; 而 266 nm 激光 (4.66 eV) 则呈现出强吸收特性, 吸收系数超过 10^6 cm^{-1} 以上 [14,15]. 这种波长依赖的吸收机制差异必然导致能量沉积、载流子动力学和等离子体形成等关键物理过程的显著不同.

现有关于飞秒激光与硅相互作用的研究主要集中在固定中心波长的表面损伤阈值和烧蚀特性 [16–19], 且通常采用光学或电子显微镜观察表面形貌变化或扫描电子显微镜检查微观结构来推断分析阈值和烧蚀特性 [20,21], 然而这些方法无法实时快速进行监测. 对于 TSV 加工应用而言, 关键问题不是表面损伤, 而是激光在何种条件下能够穿透硅片、实现通孔贯穿. 这一击穿过程要求激光能量足以在整个硅片厚度范围内诱导高密度自由载流子产生、形成等离子体通道并实现光穿透, 其物理本质与表面损伤存在显著差异. 目前, 不同波长飞秒激光诱导硅片击穿的系统性研究及其波长依赖性规律尚未被充分揭示.

背向光学探测技术为飞秒激光诱导材料击穿的实时监测提供了一种简便高效的手段. 在材料背面放置光电探测器实时监测透射光信号, 当激光能量足以在整个材料厚度范围内产生贯穿的等离子体通道或物理孔洞时, 入射激光能够穿透材料并被探测器捕获, 由此判定击穿事件的发生 [22,23].

本文采用背向光学探测方法, 系统地研究了 800 nm, 400 nm 和 266 nm 三种典型中心波长的飞秒激光对单晶硅的击穿特性. 通过实时监测透射光信号精确测定击穿时间, 结合双温模型理论分析, 揭示了击穿速率的波长依赖性及其微观物理机制. 进一步通过光学显微镜和 CT 三维重构技术对击穿孔洞的形貌特征进行系统的表征, 定量地分析了孔洞尺寸、热影响区、深宽比等关键参数随波长和能量的演化规律. 研究并建立激光波长与能量、击穿时间和孔洞质量之间的定量关系, 阐明了不同波长激光在 TSV 制备中的适用范围和互补特性, 为飞秒激光硅通孔加工的参数优化提供了实验依据和理论指导.

2 理论模型

飞秒激光与硅材料的相互作用是一个复杂的

超快非平衡过程, 涉及光子吸收、载流子激发、能量弛豫及相变等多个耦合的物理机制. 由于飞秒激光脉冲持续时间 (约 100 fs) 远短于电子-晶格能量弛豫时间 (约 1–10 ps), 激光作用期间电子系统和晶格系统处于强烈的非平衡态. 因此, 传统的热传导方程无法准确描述这一过程, 需要采用双温模型 (two-temperature model, TTM) 分别描述电子温度和晶格温度的时空演化. 对于半导体材料, 双温模型需要耦合载流子密度方程, 并考虑动态带隙和动态光学特性的影响 [11,24], 半导体的双温模型的基本方程组如下:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla \cdot [k_e \nabla T_e] - G(T_e - T_l) + \alpha I + \beta I^2 - \frac{\partial N}{\partial t} (E_g + 3k_B T_e), \quad (1)$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \nabla \cdot [k_l \nabla T_l] + G(T_e - T_l), \quad (2)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \nabla \cdot (D_0 \nabla N) - (\gamma N^3 - \delta N) + \frac{\alpha I}{\hbar \omega} + \frac{\beta I^2}{2\hbar \omega}, \quad (3)$$

$$I(z, t) = \frac{J(1-R)}{\tau_p} \cdot \exp\left(-2.773 \frac{t^2}{\tau_p^2}\right) \times \exp\left(-\int_0^z [\alpha + \beta I(z', t)] dz'\right), \quad (4)$$

式中, N 为导带自由电子密度; T_e 和 T_l 分别为电子温度和晶格温度; I 为激光强度; τ_p 为激光脉冲宽度; $\hbar \omega$ 为光子能量; α 和 β 分别为单光子和双光子吸收系数; γ 为俄歇复合系数; δ 为碰撞电离系数; D_0 为载流子双极扩散系数. 方程 (1) 和方程 (2) 中, C_e 和 C_l 分别为电子和晶格的热容, k_e 和 k_l 分别为电子和晶格的热导率, $G = C_e/\tau_E$ 为电子-晶格耦合系数 (τ_E 为电子-声子碰撞时间), E_g 为硅的带隙能量, k_B 为玻尔兹曼常数. 碰撞电离系数 $\delta = 3.6 \times 10^{10} e^{-1.5 E_g / k_B T_e} \text{ s}^{-1}$, 表明雪崩电离速率对电子温度呈指数依赖 [25]. 方程 (4) 描述了激光强度在材料内部的传播衰减, 综合考虑了线性吸收和非线性吸收的共同作用.

激光强度 I 在材料内部的分布由动态光学特性决定. 随着自由载流子密度 N 的增加, 材料的介电函数发生剧烈变化. 在高密度等离子体条件下 ($N > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), 自由载流子对光学响应的贡献占据主导地位, 可用 Drude 自由电子模型描述 [25]:

$$\varepsilon_\omega = \varepsilon_\omega^0 - \frac{W_p^2}{\omega^2 [1 + i/(\omega \tau)]}, \quad W_p = \sqrt{\frac{N e^2}{m^* \varepsilon_0}}, \quad (5)$$

其中 ε_{ω}^0 为材料在非激发状态下的介电常数; W_p 是等离子频率; τ 表示载流子弛豫时间; ω 是入射激光的角频率; e 是电子的电荷; m^* 是有效电子质量; ε_0 是真空介电常数. 基于动态介电常数 ε , 可计算复折射率 $\sqrt{\varepsilon} = n + ik$. 复折射率进一步决定了材料表面的反射率 $R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$ 和吸收系数 $\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}$, 从而影响激光能量在材料中的沉积效率和击穿速率.

图 1 展示了三个中心波长激光在相同单脉冲能量条件下 (2 mJ/cm^2) 的双温模型仿真结果. 可以清晰地看到, 三种波长激光的晶格温度 (红线) 演化规律总体一致, 均在激光脉冲作用后经由电子-晶格耦合逐步升温, 并在皮秒时间尺度内与电子温度趋于平衡, 且电子温度 (蓝线) 和晶格温度的演化规律均呈现出显著的波长依赖性, 在这种条件下, 800 nm 作用下晶格温度基本不变, 而 266 nm 作用下晶格温度升温明显高于 400 nm . 首先, 800 nm 激光的光子能量虽然高于硅的间接带隙 (1.12 eV), 但远低于直接带隙 (3.4 eV), 线性吸收系数 $\alpha \approx 29 \text{ cm}^{-1}$ 很小. 载流子的产生主要依赖双光子吸收 ($\beta_2 \sim 2 \text{ cm/GW}$) [25] 和后续的碰撞电离过程. 400 nm 激光光子能量接近直接带隙, 可触发更有效的单光子带间跃迁, $\alpha \approx 10^4 \text{ cm}^{-1}$. 266 nm 激光则远超直接带隙呈现极强的线性吸收特性, $\alpha > 10^6 \text{ cm}^{-1}$. 这种吸收系数的量级差异直接决定了载流子产生效率, 短波长激光在相同能量密度下能够产生更高的载流子密度, 为后续的雪崩电离提供充足的种子电子. 其次是电子加热速率显著不同. 根据 (1) 式, 电子温度的上升速率由激光吸收功率以及载流子密度变化决定. 短波长激光由于具有更高的总吸收系数, 可以在更短时间内将电子温度提升, 快速达到碰撞电离的临界值. 由于碰撞电离速率 δ 对电子温度呈指数依赖关系, 短波长激光能够更快地启动

雪崩电离过程, 使载流子密度在皮秒量级内迅速增长至临界密度 $n_c = \varepsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$. 此外, 电子-晶格能量传递效率也存在明显的差异. 电子-晶格耦合系数为

$$G = \frac{C_e}{\tau_E} = \frac{3Nk_B}{\tau_E}, \quad (6)$$

其中 τ_E 为能量弛豫时间, (6) 式表明耦合强度正比于载流子密度. 短波长激光由于能够快速建立高密度等离子体, G 值显著增大, 电子与晶格之间的能量交换更加高效. 正如方程 (2) 中所描述, 上述三个机制的协同作用使得短波长激光在载流子激发、电子加热、电子-晶格能量耦合及材料相变等关键物理过程中均具有更高的能量转换效率, 从而使得晶格温度 T_l 能够在更短时间内达到相变临界点. 当 T_l 达到 $0.9T_{cr}$ 时, 材料发生快速汽化并被剥离 [26,27]. 这一能量传递效率的差异直接决定了击穿速率的波长依赖性.

双温模型耦合动态光学响应理论系统地揭示了短波长飞秒激光通过提高初始载流子产生效率、加速电子加热、增强电子-晶格耦合以及维持较低动态反射率 [28] 等多重协同机制, 实现更低击穿阈值和更优异的击穿效率的微观物理图像. 这一理论框架为理解和预测不同中心波长飞秒激光诱导硅片击穿的波长依赖性规律提供了定量基础, 也为后续实验结果的解释奠定了坚实的理论支撑.

3 实验方法

3.1 实验装置与样品

实验采用自制钛宝石飞秒激光系统 (晶启, Archer-HP-04 型), 基频中心波长 800 nm , 脉冲宽度 100 fs , 重复频率 1 kHz , 单脉冲最大能量 4 mJ . 通过不同 BBO ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$) 非线性晶体进行二次

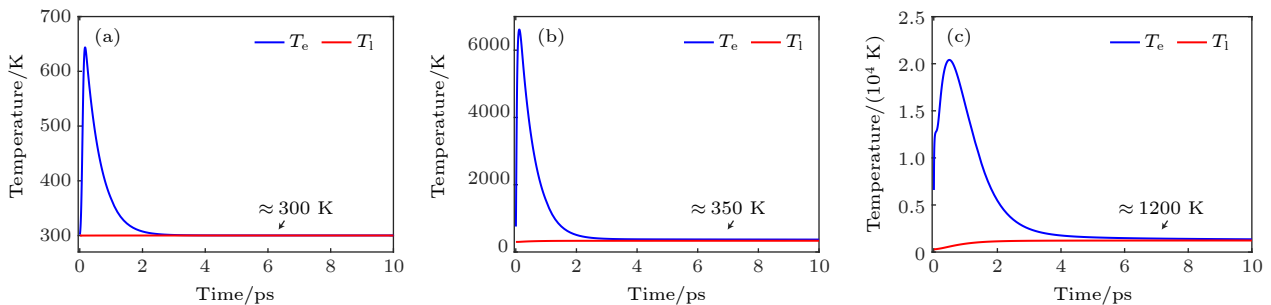


图 1 相同能流密度下 (2 mJ/cm^2) 不同波长的双温模型 (a) 800 nm ; (b) 400 nm ; (c) 266 nm

Fig. 1. TTM simulations at the same pulse fluence (2 mJ/cm^2) for different wavelengths: (a) 800 nm ; (b) 400 nm ; (c) 266 nm .

谐波产生 (SHG) 和三次谐波产生 (THG), 分别获得 400 nm 和 266 nm 的激光输出. 利用二向色镜或滤波片进行过滤, 避免不同波长激光的混合干扰. 激光束经光阑整形和扩束系统后, 均通过焦距 $f = 50 \text{ mm}$ 的平凸透镜聚焦. 同时确保每次实验时, 激光的焦点均打在样品厚度的中间位置上. 激光能量通过半波片和格兰-泰勒棱镜组合精密调节. 每次实验前使用功率计置于样品前方焦平面位置监测入射激光的平均功率, 进而计算出的单脉冲能量.

样品采用 n 型 (100) 单晶硅片, 厚度 $l = 300 \text{ }\mu\text{m}$, 电阻率 $1\text{--}10 \text{ }\Omega\cdot\text{cm}$, 双面抛光, 表面粗糙度 $Ra < 1 \text{ nm}$. 样品切割成 $20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ 方形, 实验前依次用丙酮、乙醇和去离子水超声清洗各 10 min, 氮气吹干后立即使用. 样品固定在特制的样品架上, 入射表面垂直于激光传播方向, 定位精度通过三维精密位移台 (微纳光科, 分辨率 $10 \text{ }\mu\text{m}$) 保证. 为避免热累积效应, 每次测量选择硅片上未经辐照的新区域, 相邻辐照点间距为 1 mm .

3.2 背向光学探测系统与测量过程

背向探测系统是本实验的核心测量装置. 整体结构如图 2 所示. 在硅片背面正对激光辐照点位置, 使用宽带聚焦透镜收集透射光, 在透镜焦点后

方放置硅光电二极管探测器. 该探测器的光谱响应范围为 $200\text{--}1100 \text{ nm}$, 覆盖三种实验中心波长, 能够有效探测透过硅片的透射光信号. 探测器输出的电信号通过数据采集卡 (采样率为 50 kHz) 传输至计算机, 利用基于 LabVIEW 开发的自制软件进行实时记录和分析. 为了屏蔽环境光和激光散射光的干扰, 整个探测系统置于暗箱中, 所有测量均在室温 $(23 \pm 1) \text{ }^\circ\text{C}$ 、相对湿度 $(45 \pm 5)\%$ 的洁净环境中进行.

为确保测量的准确性, 实验前对探测系统进行了严格的时间响应校准. 校准方法是移除样品, 打开机械快门 (快门的启动时间 $< 0.1 \text{ s}$) 直接将激光照射到背向探测器上, 通过自动计时装置记录从机械快门打开到探测器接收信号的时间延迟. 重复测量表明, 示波器响应、信号传输和自动计时装置的总延迟时间约为 200 ms , 且在多次测量中保持稳定. 我们将此系统延迟的平均值作为零点校正值, 从所有击穿时间测量数据中扣除, 确保报告的击穿时间反映的是真实的材料响应过程. 基于激光脉冲重复频率 1 kHz 和数据采集卡采样率 50 kHz 的配置, 探测系统具有足够的时间分辨率来准确区分不同能量条件下击穿时间的差异.

击穿时间的测量采用定点连续辐照和实时监测相结合的方法. 首先, 通过分别测量遮挡和未遮

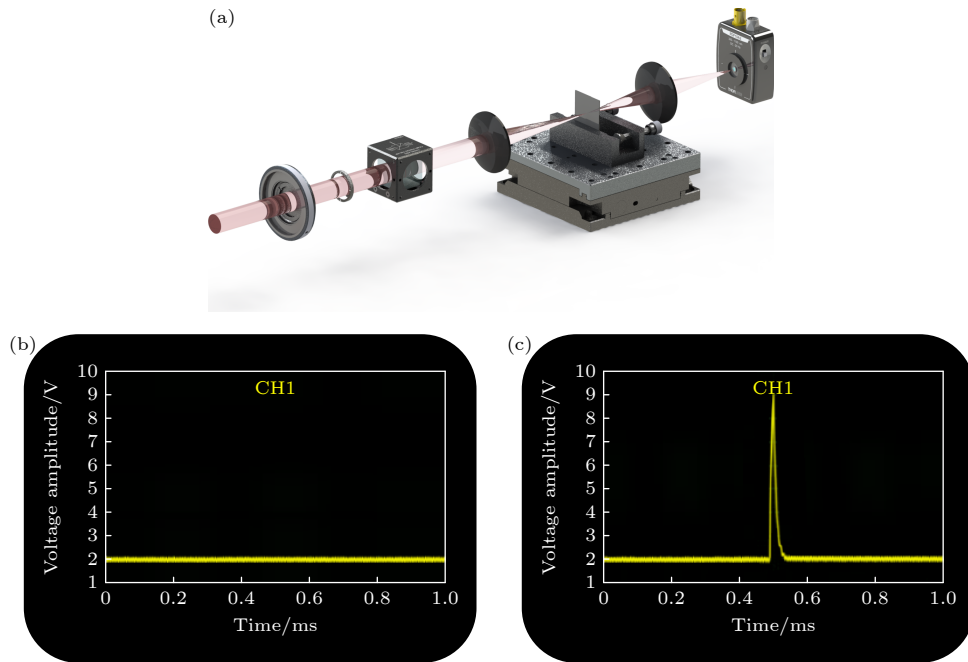


图 2 (a) 实验装置图. 探测信号对比图 (b) 无信号; (c) 检测到穿透信号

Fig. 2. (a) Schematic diagram of the experimental setup. Comparison of detection signals: (b) No signal; (c) breakthrough signal detected.

挡激光时软件的输出波形,如图 2(b) 和图 2(c) 所示,确定背景噪声水平. 在控制软件中设定信号阈值,该阈值取为背景噪声波动水平的 10 倍以上,用于自动判定击穿事件的发生. 完成系统校准后,关闭机械快门,将待测硅片样品精确放置在焦点位置,选择硅片上未经辐照的新区域,确保每次测量的初始条件一致.

实验开始时,打开机械快门启动激光辐照,软件同时自动启动计时程序. 激光以 1 kHz 的重复频率连续照射硅片,逐步累积能量并诱导材料改性. 当样品被击穿时,探测器接收到透射光信号,其幅值超过预设阈值,软件就会判定硅片已被击穿,立即停止计时并记录击穿所需的时间 t (定义为从激光辐照开始到探测到透射光信号的时间间隔),同时自动关闭机械快门以停止激光辐照,避免对样品造成进一步损伤. 若辐照时间超过预设的最长时间 (设定为 30 s) 仍未检测到透射光信号,则判定该功率下的激光无法击穿硅片.

对于每个激光中心波长,系统测量一系列不同功率下的击穿时间. 每个功率点至少进行 4—5 次重复测量,取平均值作为最终结果,并计算标准偏差以评估测量的不确定度. 测量过程中保持聚焦条件、样品位置等实验参数恒定,仅改变输入激光的中心波长和功率. 通过这种方法,系统地获得了不同波长和不同功率下的击穿时间数据,揭示激光参数对 TSV 加工效率的影响规律.

4 实验结果与讨论

4.1 纵向击穿的波长和功率依赖性

实验采用飞秒激光定点聚焦连续辐照的模式,通过背向透射光信号的实时监测精确判定击穿事

件的发生时刻. 为定量比较不同中心波长的差异,采用能流密度 $F = E/(\pi(D_{0,\lambda}/2)^2)$ 作为激光的能量输入指标进行系统分析,其中 $E = P/1$ kHz 为单脉冲能量, $D_{0,\lambda}$ 为各中心波长激光的在焦平面的光斑直径. 通过光束质量分析仪 (Dataray, WinCamD-LCM) 测量 800 nm, 400 nm 和 266 nm 的大致焦斑直径 $D_{0,\lambda}$, 分别为 $(220 \pm 30) \mu\text{m}$, $(150 \pm 20) \mu\text{m}$ 和 $(110 \pm 15) \mu\text{m}$, 基本符合衍射极限预期. 我们系统地测量了 800 nm, 400 nm 和 266 nm 三种中心波长下的飞秒激光诱导 $l = 300 \mu\text{m}$ 厚单晶硅片击穿所需的时间 t , 结果如图 3 所示. 三种中心波长下击穿时间 t 随能流密度 F 的演化呈现出明显的非线性衰减规律, 衰减速率和饱和特性均展现出显著的波长依赖性. 实验结果表明, 266 nm 激光在单脉冲能量低至 $30 \mu\text{J}$ (对应能流密度 $0.32 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$) 时即可诱导击穿, 而 800 nm 激光则需要约 $150 \mu\text{J}$ (对应能流密度 $0.39 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$) 的最低能量才能实现击穿. 这一差异不仅受到聚焦光斑尺寸差异的影响, 更主要源于不同中心波长下光子吸收效率和载流子产生机制的本质区别.

为定量地描述击穿时间与能流密度的关系, 对实验数据进行非线性最小二乘法拟合, 发现三个中心波长的击穿时间 t 与能流密度 F 的均呈现出幂律关系 $t \propto F^{-n_\lambda}$. 拟合结果显示 800 nm 激光的幂指数为 $n_{800} \approx 2.70$, 400 nm 激光的为 $n_{400} \approx 1.53$, 266 nm 激光的则是 $n_{266} \approx 1.21$ (拟合度 R^2 均大于 0.96). 幂指数随波长的减少呈现明显的单调递减趋势, 揭示了击穿时间对能流密度 F 变化的敏感度具有显著的波长依赖性. 较大的 n 值表明击穿过程对能流密度的依赖性更强, 这一关系根源于不同中心波长激光诱导自由载流子产生的本征机制差异. 800 nm 激光的光子能量不足以直接激发电子跨越

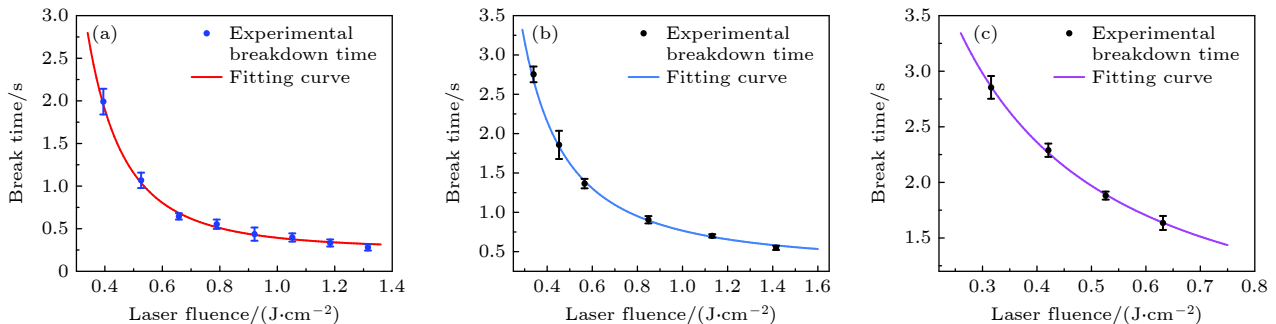


图 3 不同能流密度下击穿时间随功率的演化曲线 (a) 800 nm; (b) 400 nm; (c) 266 nm

Fig. 3. Evolution of breakdown time as a function of laser power: (a) 800 nm; (b) 400 nm; (c) 266 nm.

直接带隙, 主要依赖双光子吸收产生载流子进行能量交换, 使得能量沉积速率主要与激光强度的平方 ($\propto I^2$) 相关, 这种非线性吸收机制导致材料去除的速率对脉冲能流密度的变化极为敏感, 表现为较大的幂指数 n . 相比之下, 400 nm 激光可以触发更有效的单光子带间跃迁过程, 非线性程度降低. 而 266 nm 激光凭借远超直接带隙的光子能量, 单光子吸收成为主导机制, 载流子密度可迅速达到临界等离子体密度 [27], 为后续的雪崩电离提供充足的种子电子, 因此对能量变化的响应敏感度较低, 基本可以视为线性变化.

在输入高能流密度 ($>1.0 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$) 激光的情况下, 不同中心波长激光的击穿时间演化均呈现出饱和特征, 且从图 3 中可以看出, 长波长的饱和击穿时间略低于短波长. 这一现象揭示了飞秒激光-等离子体相互作用的动态非线性效应. 根据双温模型和动态光学响应理论 ((1) 式—(5) 式), 当能流密度超过临界阈值时, 材料的自由载流子密度在单个脉冲作用期间内急剧增长 [28]. 对于短波长激光, 饱和效应更为显著. 以 266 nm 激光为例, 在 $F = 1.0 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ 条件下, 由于极高的单光子吸收系数, 表层约 10 nm 深度内的载流子密度超过 10^{22} cm^{-3} 量级. 根据 Drude 模型, 动态反射率从初始的约 30% 急剧增至 70% 以上, 有效吸收深度进一步受限, 导致后续脉冲的有效能量沉积降低, 击穿速率提升受限而呈现明显饱和 [29,30]. 相比之下, 800 nm 激光在相同能流密度下, 由于吸收系数较小, 主要依赖双光子吸收和碰撞电离, 载流子密度能够达到 10^{21} cm^{-3} 量级, 动态反射率增幅相对温和 (增至 45% 左右), 击穿速率虽受一定限制但受限程度明显低于短波长激光 [31]. 此外, 800 nm 激光的更大焦斑使其在相同能流密度下输入更多总能量, 部分补偿了屏蔽效应导致的效率降低, 因此在高能流密度下仍能维持较高击穿速率.

这一发现揭示了不同中心波长激光在实际应用中的互补特性: 短波长激光 (266 nm, 400 nm) 在中低能流密度 ($<0.8 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$) 下具有更高的击穿效率和更小的衍射极限光斑, 更适合高精度、小特征尺寸的微纳加工应用. 而长波长激光 (800 nm) 凭借其较大的能量沉积深度, 在高能流密度条件下仍能实现高效深层击穿, 更适合快速 TSV 制备等要求大深度贯穿的应用场景. 一定量的波长依赖性规律为不同应用需求下的激光参数优化提供了

明确的实验依据.

4.2 孔洞形貌特征的波长依赖性分析

为深入地理解不同中心波长激光击穿硅片的微观机制, 我们对击穿后样品进行了系统的形貌表征. 图 4(a)—(c) 展示在三种中心波长的飞秒激光作用下形成的典型击穿孔洞的光学显微形貌. 所有孔洞均呈现规则的近圆形轮廓, 边缘清晰且无明显的裂纹或碎片, 孔洞入口直径 $D_{\text{in},\lambda}$ 随功率的增加而增大, 但增长速率逐渐趋缓, 表现出典型的饱和特征, 这与激光能量沉积的空间分布及等离子体动态屏蔽效应密切相关. 热影响区宽度 $D_{\text{HAZ},\lambda}$ 的变化趋势相对平缓, 显著体现了飞秒激光“冷加工”的本质特性.

图 4(d)—(f) 分别展示了不同中心波长下的孔洞入口直径 $D_{\text{in},\lambda}$ 和热影响区宽度 $D_{\text{HAZ},\lambda}$ 随能流密度的变化规律. 实验数据显示, 相同能流密度条件下, 短波长激光形成的孔洞尺寸系统性地小于长波长激光, 这一规律不仅反映了入射光斑尺寸的影响, 更反映着能量沉积的空间局域性存在差异.

热影响区宽度 $D_{\text{HAZ},\lambda}$ 随能流密度的演化进一步揭示了波长对加工质量的影响. 从图 4(d)—(f) 中可以看出, 266 nm 激光在测量能流密度范围内的热影响区 $D_{\text{HAZ},\lambda}$ 基本保持恒定, 呈现出优异的热损伤控制能力. 相比之下, 800 nm 和 400 nm 激光尽管 $D_{\text{HAZ},\lambda}$ 增长速率远低于孔洞直径的变化, 但仍然展现出随能流密度增加而逐渐上升的趋势. 这一差异的物理本质在于材料移除速度与热扩散速度的相对关系. 短波长激光由于具有极高的线性吸收系数, 能量高度集中在焦点附近的极小体积内, 导致局部能量密度和温度梯度极大. 根据第 2 节的双温模型分析, 高能流密度使得局部温度在皮秒量级内迅速上升至相爆炸临界温度甚至更高, 材料在极短时间内被快速移除, 材料移除的特征时间远小于热扩散的特征时间. 因此, 在材料被移除之前, 热量来不及通过热传导扩散至周围区域, 大部分能量随着被移除的材料带走, 从而有效地限制了热影响区的范围 [9]. 相比之下, 长波长激光由于能量沉积相对弥散, 局部温度上升较慢, 材料移除速度相对缓和, 在达到相变临界温度之前, 热量有更多时间向周边扩散, 导致相对较大的热影响区.

为消除焦斑尺寸差异的影响, 我们将孔洞直径归一化到激光焦斑直径 $D_{\text{in},\lambda}/D_{0,\lambda}$. 图 4(g) 展示了

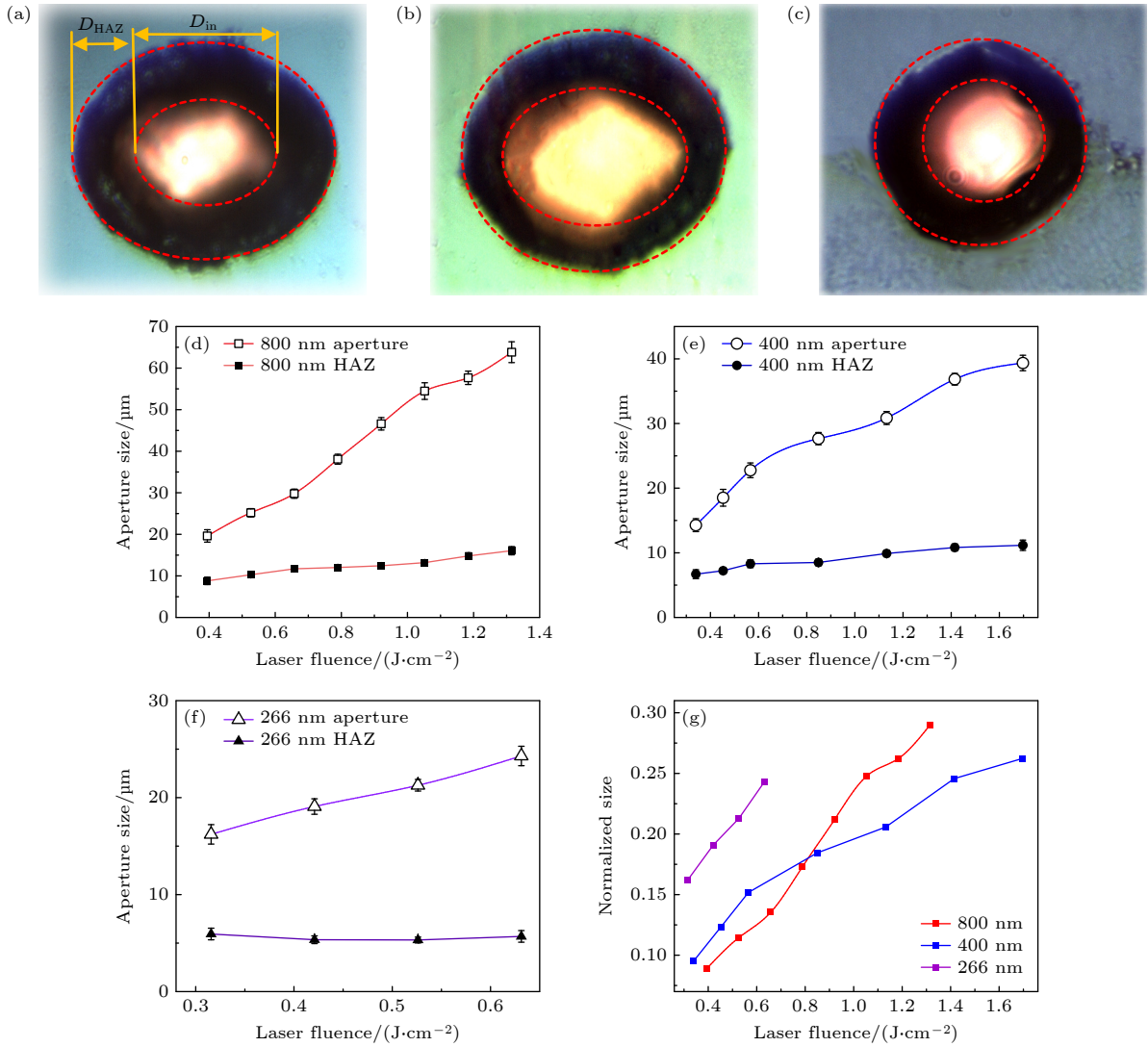


图4 (a) 800 nm, (b) 400 nm, (c) 266 nm 在不同能量下击穿孔洞的光学显微典型形貌示意图. (d) 800 nm, (e) 400 nm, (f) 266 nm 孔洞大小和热影响区大小对比图. (g) 以入射光斑大小进行归一化的孔洞相对大小对比图

Fig. 4. Typical optical microscopy images of breakdown holes at different energies for (a) 800 nm, (b) 400 nm, and (c) 266 nm lasers. Hole diameter and heat-affected zone width as a function of fluence for (d) 800 nm, (e) 400 nm, and (f) 266 nm lasers. (g) Normalized hole diameter relative to incident beam spot size.

三种波长的归一化孔洞直径 $D_{in,\lambda}/D_{0,\lambda}$ 随能流密度的变化关系. 从图中可以看到, 在低能流密度下 ($\leq 0.5 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$), 短波长激光的归一化孔洞直径显著大于长波长激光. 这一现象表明, 低能流密度下短波长激光由于高效的光子吸收和载流子产生机制, 能够在焦斑范围内实现更完全的能量耦合, 材料移除效率更高. 然而随着能流密度的增加, 热效应逐渐显现, 在高能流密度区域, 800 nm 激光的归一化孔洞直径接近甚至略超短波长激光, 这是因为长波长激光在高能量条件下输入了更多的总能量, 同时热传导引起的横向能量扩散变得显著, 导致热影响区扩大并伴随孔洞直径的相应增加. 需要指出的是, 这种归一化分析虽然消除了光斑尺寸的直接

影响, 但不能完全消除波长对能量沉积深度和热扩散机制的影响. 总而言之, 短波长激光在中低能流密度条件下具有显著的空间分辨率, 高效的加工效率和热损伤控制优势, 适合高精度应用, 但在追求更高加工速率的高能流密度条件下, 等离子体效应导致的能量横向再分配会部分削弱这一优势 [32]. 因此, 在实际激光直写的过程中, 要根据实际需求, 选择合适的波长和能流密度组合, 在加工质量和加工速率之间寻求最优平衡.

表面形貌揭示了能量横向分布的随波长变化规律, 而孔洞的纵向结构特征则直接反映了能量沿深度方向传递的效率. 图5展示了通过CT三维重构获得的孔洞深度剖面, 分别对应 800 nm

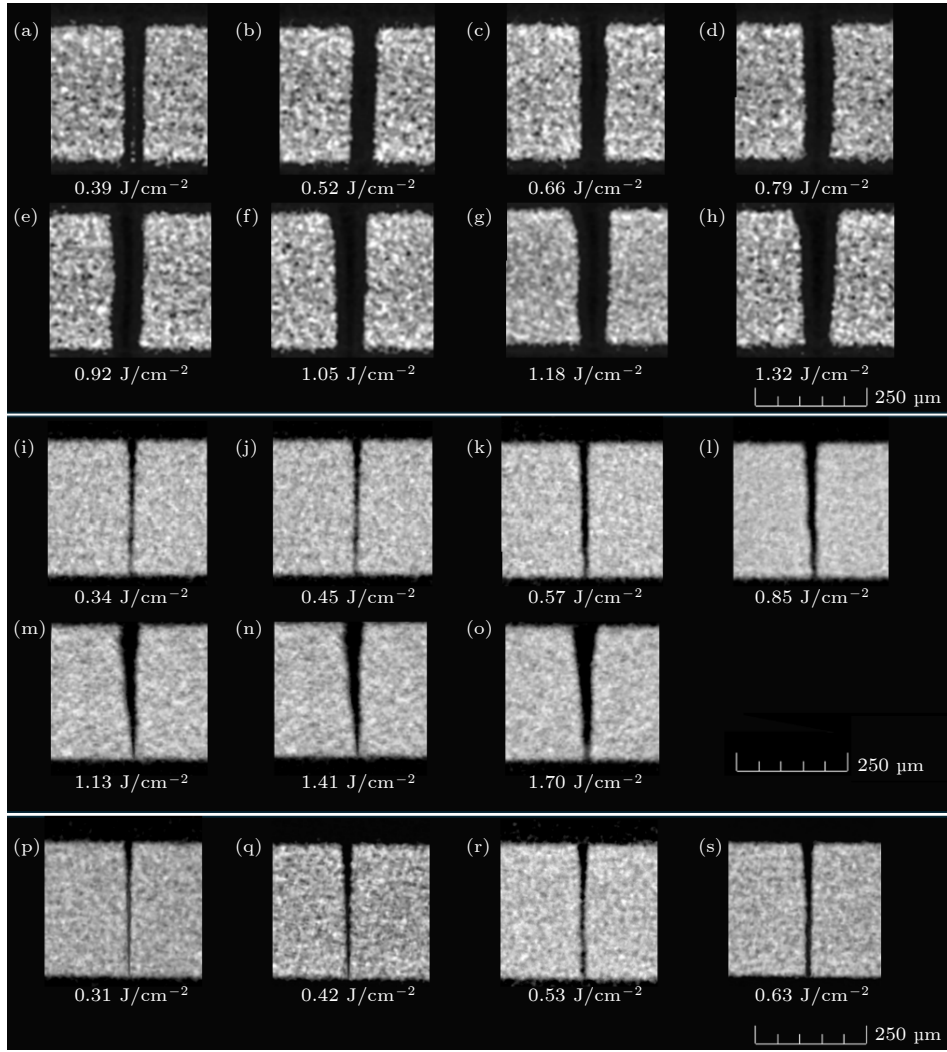


图 5 击穿孔洞的 CT 三维重构深度剖面 (a)—(h) 800 nm 激光作用下 0.39, 0.52, 0.66, 0.79, 0.92, 1.05, 1.18, 1.32 $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的纵向深度分布; (i)—(o) 400 nm 激光作用下 0.34, 0.45, 0.57, 0.85, 1.13, 1.41, 1.70 $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的纵向深度分布; (p)—(s) 266 nm 激光作用下 0.31, 0.42, 0.53, 0.63 $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的纵向深度分布

Fig. 5. CT three-dimensional reconstruction depth profiles of breakdown holes: (a)–(h) Longitudinal depth distribution under 800 nm laser irradiation at 0.39, 0.52, 0.66, 0.79, 0.92, 1.05, 1.18 and 1.32 $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$; (i)–(o) longitudinal depth distribution under 400 nm laser irradiation at 0.34, 0.45, 0.57, 0.85, 1.13, 1.41 and 1.70 $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$; (p)–(s) longitudinal depth distribution under 266 nm laser irradiation at 0.31, 0.42, 0.53 and 0.63 $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$.

(0.39—1.32 $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$), 400 nm (0.34—1.70 $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$) 和 266 nm (0.31—0.63 $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$) 激光在不同功率下的纵向结构. 图像直观地呈现了不同波长激光形成孔洞的纵向结构特征. 为定量分析孔洞的纵向加工效率, 我们引入深宽比 $l/\bar{D}$ 作为表征参数, 其中 $\bar{D}$ 为平均孔洞直径. 统计分析显示, 在中低等能量下 (对应能流密度 $F \approx 0.4\text{--}0.6 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$) 下, 266 nm 激光的深宽比 $l/D_{\text{in}} \approx 20.3$, 400 nm 激光的 $l/D_{\text{in}} \approx 15.6$, 而 800 nm 激光的 $l/D_{\text{in}} \approx 5.6$, 短波长激光的深宽比显著高于长波长激光. 这一现象表明, 尽管短波长激光的初始光学穿透深度较小, 但其形成的孔洞却表现出更高的纵向加工效率.

CT 剖面显示孔洞的纵向结构特征随激光的中心波长和能量变化呈现明显差异. 在低能量条件下, 孔洞呈近似直通结构, 入口与底部直径相近, 深宽比较大, 尤其是长波长, 凭借高的穿透深度展现更小的锥角角度. 随着能量增加, 孔洞逐渐呈现锥形特征, 入口直径明显大于底部直径. 锥形的形成主要由能量纵向衰减、等离子体屏蔽效应以及实验终止条件 (击穿后激光自动关闭) 共同决定.

综合形貌表征和定量分析, 飞秒激光击穿硅片的孔洞特征呈现清晰的波长依赖性. 从横向特征看, 相同能流密度下短波长激光形成的孔洞尺寸更小, 且热影响区宽度基本保持恒定, 而长波长激光

的热影响区随能流密度增加呈上升趋势. 归一化孔洞直径的演化揭示了能量耦合效率的差异: 低能流密度下短波长激光的材料移除效率更高, 高能流密度下长波长激光因能输入更多总能量而使横向扩散增强. 从纵向特征看, 短波长激光的深宽比显著高于长波长激光. 孔洞形态随能量变化显著, 低能量下形成高深宽比准柱状结构, 长波长激光的优势更明显. 高能量条件下孔洞锥度逐渐增大, 形态演化受能量分布及加工终止条件等因素的共同影响.

波长依赖性揭示了不同波长激光在 TSV 加工中的互补特性. 短波长激光在中低能量条件下具有高深宽比和小热影响区的优势, 形成的孔洞具有更陡峭的侧壁, 有利于后续金属化和互连工艺, 但能量加工窗口较窄. 长波长激光虽然深宽比相对较低, 但在低能量下能够形成接近柱状的孔洞结构, 能量加工窗口更宽, 在高能量条件下仍能维持较高的击穿速率. 这些定量关系为飞秒激光 TSV 制备中的波长选择提供了明确的实验依据.

5 结 论

本文系统地研究了 800 nm, 400 nm 和 266 nm 三种典型中心波长飞秒激光诱导 300 μm 厚单晶硅片击穿的物理过程及其波长依赖性规律. 研究揭示了击穿时间与能流密度之间存在着幂律关系 $T \propto F^{-n_\lambda}$, 幂指数随中心波长呈现显著依赖性: 800 nm 激光 $n_{800} \approx 2.70$, 400 nm 激光 $n_{400} \approx 1.53$, 266 nm 激光 $n_{266} \approx 1.21$. 这一规律反映了载流子产生机制从双光子吸收主导向单光子吸收主导的转变过程. 不同中心波长的激光实现击穿所需的最小单脉冲能量存在显著差异, 266 nm 激光约 30 μJ 即可击穿, 而 800 nm 激光则需约 150 μJ .

孔洞形貌分析定量揭示了波长对加工质量的影响规律. 从横向特征看, 相同能流密度下短波长激光形成的孔洞尺寸更小, 归一化孔洞直径 ($D_{\text{in}, \lambda}/D_{0, \lambda}$) 在低能流密度下显著大于长波长激光, 表明材料移除效率更高. 短波长激光的热影响区基本保持恒定, 而长波长激光随能流密度增加呈上升趋势, 反映了材料移除速度与热扩散速度相对关系的差异. 从纵向特征看, CT 三维重构显示中短波长激光的深宽比普遍高于长波长激光. 在低能流密度条件下, 孔洞呈近似直通结构, 长波长激光凭借较大的能量沉积深度展现出更小的锥角; 随着

能流密度增加, 所有波长的孔洞逐渐呈现锥形特征, 锥度随能量增大而增大, 这主要由能量纵向衰减、等离子体屏蔽效应和实验终止条件共同决定. 在高能流密度条件下, 短波长激光受等离子体屏蔽效应限制, 击穿效率呈现明显饱和特征, 能量加工窗口相对较窄; 而长波长激光在同样条件下仍能维持较高击穿速率, 表现出更宽的能量加工窗口.

基于上述波长依赖性规律, 不同中心波长飞秒激光在 TSV 制备中展现出明确的适用范围. 短波长激光 (266 nm, 400 nm) 由于具有低击穿阈值、高深宽比、小热影响区和更小的衍射极限焦斑, 在中低能流密度条件下可实现高精度加工, 适用于先进封装技术中的高密度小尺寸 TSV 制备, 满足 5G 通信、高性能计算、人工智能芯片等对互连密度和侧壁质量的严格要求. 长波长激光 (800 nm) 虽然击穿阈值较高, 但在低能流密度下能形成更接近柱状的孔洞结构 (锥角更小), 在高能流密度下具有更宽的能量加工窗口和更高的击穿速率, 更适合传统封装中的大尺寸 TSV 或高产能批量化生产场景, 如存储器堆叠、图像传感器、MEMS 器件等应用. 此外, 长波长激光系统成本低、功率高、稳定性好, 在厚硅片 ($>500 \mu\text{m}$) 加工中也具有明显优势.

本研究分析了波长依赖性对 TSV 加工的影响, 为实际应用中根据 TSV 特征尺寸、深宽比、侧壁质量、加工速率等具体需求选择最优中心波长和能量参数组合提供了明确的实验依据和理论指导, 对飞秒激光技术在三维集成电路制造中的应用提供了丰富的参考价值.

参考文献

- [1] Motoyoshi M 2009 *Proc. IEEE* **97** 43
- [2] Garrou P, Bower C, Ramm P 2008 *Handbook of 3D Integration: Technology and Applications of 3D Integrated Circuits* (Weinheim: Wiley-VCH)
- [3] Topol A W, La Tulipe Jr D C, Shi L, Frank D J, Bernstein K, Steen S E, Kumar A, Singo G U, Young A M, Guarini K W, Jeong M 2006 *IBM J. Res. Dev.* **50** 491
- [4] Sakuma K, Andry P S, Tsang C K, Wright S L, Dang B, Patel C S, Webb B C, Maria J, Sprogis E J, Kang S K, Horton R R, Polastre R J, Athavale S L, Patel N S 2008 *IBM J. Res. Dev.* **52** 611
- [5] Chichkov B N, Momma C, Nolte S, von Alvensleben F, Tünnemann A 1996 *Appl. Phys. A* **63** 109
- [6] Gattass R R, Mazur E 2008 *Nat. Photonics* **2** 219
- [7] Sugioka K, Cheng Y 2014 *Light Sci. Appl.* **3** e149
- [8] Stuart B C, Feit M D, Rubenchik A M, Shore B W, Perry M D 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2248
- [9] Gamaly E G, Rode A V, Luther-Davies B, Tikhonchuk V T

- 2002 *Phys. Plasmas* **9** 949
- [10] Rethfeld B, Sokolowski-Tinten K, von der Linde D, Anisimov S I 2002 *Phys. Rev. B* **65** 092103
- [11] Mouskeftaras A, Rode A V, Clady R, Sentis M, Utéza O, Grojo D 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 191103
- [12] Venkat P, Ootobe T 2022 *Appl. Phys. A* **128** 810
- [13] Green M A, Keevers M J 1995 *Prog. Photovolt. Res. Appl.* **3** 189
- [14] Aspnes D E, Studna A A 1983 *Phys. Rev. B* **27** 985
- [15] Stuart B C, Feit M D, Herman S, Rubenchik A M, Shore B W, Perry M D 1996 *Phys. Rev. B* **53** 1749
- [16] Wei W, Yang Y, Wu J 2026 *Opt. Laser Technol.* **196** 114722
- [17] Kim T, Lee J, Choi S J 2025 *J. Mater. Process. Technol.* **337** 119157
- [18] Margetic V, Pakulev A, Stockhaus A, Bolshov M, Niemax K, Hergenröder R 2000 *Spectrochim. Acta, Part B* **55** 1771
- [19] Sundaram S K, Mazur E 2002 *Nat. Mater.* **1** 217
- [20] Bonse J, Baudach S, Krüger J, Kautek W, Lenzner M 2002 *Appl. Phys. A* **74** 19
- [21] Bonse J, Brzezinka K W, Meixner A J 2004 *Appl. Surf. Sci.* **221** 215
- [22] Hansen A, Géneaux R, Günther A, Krüger A, Ripken T 2013 *Biomed. Opt. Express* **4** 852
- [23] Wang L, Rong Y, Xu L, Wu C, Xia K 2025 *Materials* **18** 3764
- [24] Chen J, Tzou D, Beraun J 2005 *Int. J. Heat Mass Transfer* **48** 501
- [25] Liu J, Wu M, Sun Z, Zhang Q, Zhu Y, Fu Y 2024 *Appl. Surf. Sci.* **661** 160022
- [26] Kelly R, Miotello A 1996 *Appl. Surf. Sci.* **96** 205
- [27] Bulgakov A V, Sládek J, Hrabovsky J, Levy Y, Bulgakova N M 2023 *Appl. Surf. Sci.* **638** 158406
- [28] Rethfeld B, Sokolowski-Tinten K, von der Linde D, Anisimov S I 2004 *Appl. Phys. A* **79** 767
- [29] Sokolowski-Tinten K, von der Linde D 2000 *Phys. Rev. B* **61** 2643
- [30] Chimier B, Utéza O, Sanner N, Sentis M, Itina T, Lassonde P, Lègaré F, Vidal F, Kieffer J C 2011 *Phys. Rev. B* **84** 094104
- [31] Feng T, Chen G, Han H, Qiao J 2022 *Micromachines* **13** 14
- [32] Tan S, Wu J, Zhang Y 2018 *Energies* **11** 3163

Investigation of silicon breakdown in through-silicon via fabrication with multi-wavelength femtosecond lasers*

LIU Junming^{1)2)#} QIU Longxiang^{1)2)#} LIU Liqiang^{3)†} LI Zhiyuan^{4)‡}

1) (School of Integrated Circuits, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China)

2) (Guangdong Jingqi Laser Technology Co., Ltd., Dongguan 523808, China)

3) (School of Physics and Electronic information, Gannan Normal University, Ganzhou 341000, China)

4) (School of Physics and Optoelectronics, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China)

(Received 29 January 2026; revised manuscript received 16 March 2026)

Abstract

Through-silicon via (TSV) technology, as a critical three-dimensional interconnection architecture for advanced integrated circuits, has become increasingly vital for the development of the semiconductor industry. While femtosecond laser processing offers unique advantages for TSV fabrication due to its “cold processing” characteristics and minimal thermal damage, the wavelength-dependent mechanisms governing processing efficiency and quality remain insufficiently understood. This systematic study combines two-temperature model (TTM) simulations and experimental investigations to elucidate the physical processes and wavelength-dependent characteristics of femtosecond laser-induced breakdown in 300 μm -thick single-crystal silicon wafers at three representative wavelengths: 800 nm, 400 nm, and 266 nm.

The TTM coupled with dynamic optical response analysis reveals that shorter wavelength lasers achieve superior breakdown efficiency through three synergistic mechanisms: 1) enhanced initial carrier generation via higher single-photon absorption coefficients, 2) accelerated electron heating rates, and 3) strengthened electron-lattice coupling efficiency proportional to carrier density. Using a real-time backward optical detection

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12434016).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: 0800137@oldmail.gnnu.edu

‡ Corresponding author. E-mail: phzyli@scut.edu.cn

technique with a temporal resolution of 20 μs , we systematically measured the breakdown time as a function of laser fluence. The experimental results demonstrate a power-law relationship $t \propto F^{-n_\lambda}$, where the exponent n exhibits pronounced wavelength dependence: $n \approx 2.70$ for 800 nm, 1.53 for 400 nm, and 1.12 for 266 nm. This monotonic decrease in n reflects the transition from multiphoton absorption-dominated to single-photon absorption-dominated carrier generation mechanisms. The minimum single-pulse energy required for breakdown decreases dramatically from approximately 150 μJ (corresponding to 0.39 J/cm^2) at 800 nm to 30 μJ (0.32 J/cm^2) at 266 nm, directly validating the theoretical predictions.

Comprehensive morphological characterization combining optical microscopy and computed tomography (CT) three-dimensional reconstruction quantitatively reveals the wavelength-dependent hole features. At equivalent fluence, shorter wavelength lasers produce smaller hole diameters, but their normalized hole diameters (relative to focal spot size) significantly exceeding those of longer wavelengths at low-to-moderate fluences, indicating superior material removal efficiency. Notably, the heat-affected zone (HAZ) width for 266 nm laser remains essentially constant across the investigated fluence range, whereas the HAZ width for 800 nm and 400 nm lasers increase monotonically, demonstrating the superior thermal damage control offered by shorter wavelengths. This difference arises from the competition between material removal rate and the heat diffusion rate: shorter wavelengths achieve rapid material ablation on a picosecond timescale, before significant heat diffusion occurs on a nanosecond timescale. CT depth profiling further reveals that aspect ratios under low-to-moderate fluence conditions follow the order: 266 nm > 400 nm > 800 nm, with shorter wavelengths producing steeper sidewalls favorable for subsequent metallization processes. However, at high fluences ($>1.0 \text{ J}/\text{cm}^2$), shorter wavelength lasers exhibit breakdown time saturation due to plasma shielding effects. In contrast, 800 nm lasers maintain higher breakdown rates across a broader energy window, attributed to their larger energy deposition depth and capability for higher total energy input.

These findings establish clear wavelength-dependent processing regimes: shorter wavelength lasers (266 nm, 400 nm) are optimal for high-precision fabrication of high-density, small-diameter TSVs ($<10 \mu\text{m}$) in advanced packaging applications requiring stringent sidewall quality and minimal thermal damage. In contrast, longer wavelength lasers (800 nm) are more suitable for high-throughput processing of large-diameter TSVs ($>20 \mu\text{m}$) or thick silicon wafers ($>500 \mu\text{m}$), where processing speed is prioritized. This work provides comprehensive quantitative guidelines for wavelength selection and parameter optimization in femtosecond laser TSV fabrication, bridging fundamental ultrafast laser-matter interaction physics with practical semiconductor manufacturing requirements.

Keywords: femtosecond laser, breakdown characteristics, wavelength dependence, through-silicon via fabrication

DOI: [10.7498/aps.75.20260160](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260160)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260160](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260160)



多波长飞秒激光加工硅通孔的击穿研究

刘峻铭 邱龙翔 刘励强 李志远

Investigation of silicon breakdown in through-silicon via fabrication with multi-wavelength femtosecond lasers

LIU Junming QIU Longxiang LIU Liqiang LI Zhiyuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 130404 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260160

CSTR: 32037.14.aps.75.20260160

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260160>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

飞秒激光加工熔融石英的理论和实验研究

Theoretical and experimental research of femtosecond laser processing fused silica

物理学报. 2022, 71(24): 247901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221496>

温度循环对硅通孔绝缘层漏电机制的影响

Effects of temperature cycling on leakage mechanism of through-silicon via insulation layer

物理学报. 2025, 74(5): 057301 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241381>

时间延迟双色飞秒激光中的解离动力学研究

Dissociation dynamic study of in time-delayed two-color femtosecond lasers

物理学报. 2024, 73(24): 248201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241283>

飞秒激光脉冲对 N_2 分子非绝热准直的调控

Modulation of non-adiabatic alignment of N_2 molecule by femtosecond laser pulses

物理学报. 2023, 72(6): 064203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222112>

红外超连续辐射泵浦电光晶体产生的太赫兹辐射

Terahertz radiation generated by infrared supercontinuum radiation pumped electro-optic crystal

物理学报. 2025, 74(14): 140701 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250212>

基于双波长飞秒光源的高功率2—5 μm 中红外超快激光

High-power 2 – 5 μm mid-infrared ultrafast laser based on dual-wavelength femtosecond light source

物理学报. 2025, 74(11): 114206 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250348>