



吉林大学

本科生毕业论文（设计）

中文题目：超快激光实现的硅-硅晶圆键合实验与机理初步研究

英文题目：Si-Si Wafer Bonding via Ultrafast Laser: An Experimental and Mechanistic Study

学生姓名姚远学号14210217

学 院机械与航空航天工程学院

专 业机械工程

指导教师李桂伟职称副教授

合作导师魏贤龙职称副教授

合作导师单位北京大学电子学院

2026 年 5 月

吉林大学学士学位设计承诺书

本人姚远，14210217郑重承诺：所呈交的学士学位毕业论文“超快激光实现的硅-硅晶圆键合实验与机理初步研究”，是本人在指导教师的指导下，独立进行实验、设计、调研等工作基础上取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写的作品成果。对本人实验或设计中做出重要贡献的个人或集体，均已在文中以明确的方式注明。本人完全意识到本承诺书的法律结果由本人承担。

学士学位设计作者签名：姚远

指导教师签名：李桂伟

2026 年 5 月 7 日

摘 要

硅-硅键合互联构成了三维集成电路（3D ICs）与微机电系统（MEMS）封装的核心工艺。然而，传统熔融键合依赖全局加热，与现代低温制造工况及敏感材料存在严重的兼容性冲突。超快激光键合凭借局域化能量沉积、微小热影响区以及可定制键合区域等优势，成为突破该瓶颈的潜在方案。但在实际应用中，超快激光极高的瞬时功率密度极易引发硅内部剧烈的非线性效应，阻碍了能量在界面的有效沉积，致使直接键合难以实现。

鉴于此，本工作提出一种金属中间层配合增透膜辅助的超快激光硅-硅键合方案。通过创新性地将光学系统中常见的增透膜引入激光键合工艺中，将 1064 nm 激光对 200 μm 厚的硅片透过率提升至 79%。同时，在界面溅射 Ti 薄膜作为吸收中间层，并且结合 MATLAB 仿真分析优化夹具，显著改善了激光能量在界面微区的沉积效率。

实验结果表明，在无中间层条件下，激光穿透硅片后界面无法形成有效的材料改性；而引入 Ti 中间层后，界面清晰呈现出对称分布的干涉条纹及规则的改性形貌，有力证实了界面能量沉积的增强。通过进一步调整 Ti 膜厚度，激光聚焦位置和单脉冲能量等关键参数，在干涉增强区成功触发了 Ti 金属的局域烧蚀，并在上层硅片的下表面捕获到了明显的 Ti 元素迁移信号。基于牛顿环数量的分析表明，受激 Ti 材料能够跨越约 5 μm 的界面微间隙发生热迁移。

本研究验证了金属中间层和增透膜在促进超快激光界面能量沉积中的有效性，为实现超快激光硅-硅键合提供了实验依据与机理参考。

关键词：

超快激光；硅-硅键合；金属中间层；激光透射焊接；增透膜

ABSTRACT

Silicon–silicon bonding interconnections represent a key technology in three-dimensional integrated circuits (3D ICs) and microelectromechanical systems (MEMS) packaging. Regrettably, conventional silicon–silicon fusion bonding requires global heating of the wafers, which is incompatible with low-temperature processes and temperature-sensitive materials. Ultrafast laser bonding offers distinct advantages due to its localized energy deposition, small heat-affected zone, and customizable bonding areas. Disappointingly, the extremely high peak power density of ultrafast lasers induces strong nonlinear effects inside silicon. This hinders effective energy deposition at the interface, making direct bonding difficult to achieve.

To resolve this issue, this work develops an ultrafast laser silicon–silicon bonding method assisted by an antireflection (AR) coating and a metal interlayer. By introducing a common optical AR coating into the bonding process, the transmittance of a 1064 nm laser through a 200- μm -thick silicon wafer is increased to 79%. Meanwhile, a Ti thin film is sputtered at the interface as an absorbing interlayer. Combined with fixture optimization through MATLAB simulations, the deposition efficiency of laser energy at the interface is significantly improved.

Experimental results indicate that without an interlayer, the laser passes through the silicon wafer without causing any effective material modification at the interface. In contrast, introducing the sputtered Ti interlayer produces clear, symmetrically distributed interference fringes and regular modification structures, confirming an enhanced energy deposition. By further optimizing key parameters such as Ti film thickness, laser focal position, and single-pulse energy, localized ablation of the Ti metal is successfully triggered within the interference-enhanced regions. Consequently, clear Ti element signals are detected on the lower surface of the upper silicon wafer. Analysis of the Newton's rings indicates that the excited Ti material can migrate across an interfacial gap of approximately

5 μm .

This study demonstrates the effectiveness of metal interlayers and AR coatings in improving ultrafast laser energy deposition at the interface. The findings provide both experimental data and a mechanistic reference for realizing ultrafast laser silicon–silicon bonding.

Keywords:

Ultrafast laser; Silicon-to-silicon bonding; Metal interlayer; Laser transmission welding; Anti-reflection coating

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 硅-硅键合的重要价值与传统方案	1
1.2 超快激光直接键合技术在硅-硅键合中的潜力与挑战	2
1.2.1 超快激光键合的基本原理.....	2
1.2.2 超快激光在硅材料内部传播的物理特性与限制	3
1.2.3 硅材料内部超快激光能量沉积的尝试与现存问题	4
1.3 作者前期相关研究工作	6
1.3.1 纳秒激光二维隐切实现硅层分离	7
1.3.2 乙醇液膜辅助激光透射焊接 CFRP 与石英玻璃.....	7
1.4 本文主要研究内容与章节安排	8
第 2 章 理论基础与实验方法	10
2.1 激光在硅材料内部的传播特性	10
2.1.1 硅的能带结构与超快激光透射特性	10
2.1.2 超快激光诱导的多光子吸收与等离子体演化机理	11
2.1.3 界面热传导与热应力产生机制.....	13
2.2 实验设备与材料.....	14
2.2.1 激光加工设备.....	14
2.2.2 光学显微镜与扫描电子显微镜.....	15
2.2.3 磁控溅射镀膜仪.....	16

2.3 激光加工系统参数标定	17
2.3.1 激光光斑参数标定方法.....	17
2.3.2 光斑参数对比.....	18
2.3.3 激光参数对硅材料内部改性效果的影响	20
第 3 章 引入金属中间层的超快激光硅-硅键合工艺与机理	23
3.1 引言.....	23
3.2 超快激光直接硅-硅键合实验	23
3.3 硅晶圆激光透过率演变特性与增透尝试	25
3.3.1 不同厚度硅片的透过率对比.....	25
3.3.2 表面镀膜增透方案的尝试与效果评估	26
3.4 超快激光金属中间层辅助硅-硅键合实验	28
3.4.1 20 nm 钛 (Ti) 膜辅助硅-硅键合实验.....	28
3.4.2 聚焦光斑 MATLAB 仿真及夹具更换.....	30
3.4.3 无额外像差 200 nm Ti 中间层辅助键合实验.....	31
第 4 章 总结与展望	36
4.1 总结.....	36
4.2 未来展望.....	37
参考文献.....	39
附录 1 在学期间取得的科研成果	44
致谢.....	45

第 1 章 绪论

1.1 硅-硅键合的重要价值与传统方案

随着微电子技术逐渐逼近摩尔定律的物理极限，半导体制造正在进入“扩展摩尔”和“超越摩尔”阶段^[1]。基于三维堆叠与硅基光电异质集成的晶圆级封装技术，已成为突破传统芯片算力瓶颈与互连通信带宽限制的重要路径之一。作为构建复杂微纳结构、实现超高密度电气互连及多材料体系融合的核心底层工艺，硅-硅及其相关直接键合技术在高性能人工智能芯片、三维集成电路（3D ICs）^[2]、微机电系统（MEMS）^[3]以及极具前景的硅基光电子集成芯片中发挥着不可替代的作用^[1]。

然而，要实现具备极高机械强度与优异电气/光电特性的理想键合界面，传统工艺面临着“热预算”（Thermal Budget）瓶颈。以主流的亲水性/疏水性硅直接键合为例，其通常依赖于室温下的初始预键合，随后必须经历高达 700°C–1000°C 的高温退火处理，以促使界面副产物（如水分或氢气微气泡）排出并形成高强度的共价键^[4]。这种全局性热负荷及其冷却过程中的温度梯度会产生巨大的热应力，极易导致晶圆微裂纹扩展；同时，高温会引发杂质发生非预期的热扩散^[4]。然而，在现代先进制程的后道工序（BEOL）^[2]、MEMS 封装^[3]以及高密度的光电异质集成（如集成 III-V 族光源或温度敏感的光学介质）中^[1]，不仅不同材料间的热膨胀系数失配会在高温下引发严重的晶圆翘曲，且集成了铜互连与低介电常数介质的 CMOS 电路可承受的极限温度通常被严格限制在 400°C 甚至更低^[4]。因此，依赖高温的传统硅-硅键合技术与温度敏感器件及异质集成体系之间的热不兼容矛盾日益尖锐。

为了克服高温退火带来的热力学损伤，研究人员近年来致力于开发表面活化键合（SAB）与等离子体活化键合（PAB）等新型低温晶圆键合技术。然而，这些技术在实际应用中仍存在显著的物理局限性。例如，SAB 等干法活化技术虽然实现了室温键合，但对晶圆表面的平整度提出了严苛的要求（均方根粗糙度 RMS 需严格控制在亚纳米级，通常 <0.5 nm）^[2]。而等离子体活化键合虽然降低了处理温度，但在退火过程中界面处常重新萌生微气泡，且形成的非晶氧化层会产生界面势垒，严重阻碍载

流子的电学传输性能^[4]。总体而言，现有的低温键合工艺往往难以在兼顾低表面粗糙度要求与优异电学/力学性能的前提下，获得媲美高温键合的界面质量。

基于上述挑战，探索并开发一种既能突破严苛热预算限制、又能实现高质量、无气泡且电学性能优异的硅-硅键合新机制，已成为当前微电子与光电子封装领域亟待解决的问题。

1.2 超快激光直接键合技术在硅-硅键合中的潜力与挑战

1.2.1 超快激光键合的基本原理

透明材料（熔融石英、硼硅酸盐玻璃、蓝宝石、透明陶瓷及有机高分子等）凭借其优异的光学透过率、化学稳定性与电-热-力学性能，已广泛应用于航空航天、光机电系统、微流控、传感与芯片封装等领域^[5]。上述器件的组装不可避免地涉及透明材料间的同质连接及其与金属、半导体乃至不透明陶瓷之间的异质连接，而传统胶合、阳极键合、熔融键合与活性钎焊等工艺在连接强度、气密性、高温稳定性、热膨胀系数（CTE）匹配要求及空间选区性等方面均存在不足之处^[6-8]。激光键合技术作为一种将激光能量透过上层基底直接沉积于待键合界面、诱导局部熔化再凝固的精密连接技术，已成为解决上述难题的重要途径^[7]。

实现超快激光的硅-硅键合，对激光-物质相互作用机制的选择提出了特殊要求。按激光-物质相互作用机制的不同，超快激光键合可分为线性吸收型与非线性吸收型两大类。前者主要依赖材料对激光的线性吸收，对于宽带隙透明介质，由于单光子能量通常低于材料带隙，且常规连续或长脉冲激光的峰值功率不足以诱发非线性效应，因此往往需在界面预置金属薄膜、玻璃料或其他吸收/中间层以实现能量耦合，激光能量经中间层吸收后通过热传导熔化邻近基体材料，从而实现界面连接^[7]。然而，对于硅这类在近红外波段存在本征线性吸收的窄带隙半导体，激光能量会在穿透过程中沿整个光路持续衰减吸收，难以将能量选择性地局域于键合界面。超快激光是指脉冲宽度小于电子-声子弛豫时间的激光，以飞秒、皮秒超快激光为代表，凭借 10^{13} W/cm^2 量级的聚焦峰值功率密度，可在透明介质内部相继激发多光子电离、隧穿电离与雪崩电离；当采用高重复频率激光时，相邻脉冲间的热累积效应将在焦点附近

形成特征性“泪滴状”等离子体影响区与熔区，从而在无需任何吸收层的条件下实现介质的直接选区熔合^[9]。相较而言，超快激光键合具有热影响区小、残余应力低、选区精度高与材料适用性广等显著优势，尤其适合 CTE 差异显著的异种材料连接^[10]。

研究现状方面，自 Tamaki 等人^[11]于 2005 年首次报道飞秒激光熔石英直接连接以来，Watanabe 等人^[12]于 2006 年实现异种玻璃连接，Ozeki 等人^[13]于 2008 年实现玻璃-铜异质键合，适用体系由同质透明逐步拓展至透明-金属异质组合。2019 年，Penilla 等人^[14]于 *Science* 首次报道了飞秒激光对完全不透明陶瓷（YSZ 与氧化铝）的直接键合。该工艺在室温、无需预热且无中间层的条件下进行，标志着超快激光键合向不透明体系的跨越。然而，非光学接触条件下的强度保持、异质材料因 CTE 失配诱发的残余应力与裂纹抑制、长工作距离聚焦下的能量效率、焦点漂移的在线补偿，以及核心连接界面的物理机理澄清与缺陷诊断，仍是制约该技术迈向更广泛工业化应用的关键瓶颈^[10]。然而，将超快激光键合推广至硅这一最重要的半导体材料，面临着截然不同的物理挑战。

1.2.2 超快激光在硅材料内部传播的物理特性与限制

尽管超快激光从原理上具备实现室温硅-硅键合的潜力，但迄今尚无成功实现的公开报道。这一困境从物理本质上看，根源于超快激光在穿透硅材料时所特有的复合非线性效应（图 1.1）。这些效应相互耦合、彼此制约，使焦区能量密度始终无法突破键合所需阈值。

首先，如图 1.1（a）所示，硅的高折射率（ $n_0 \approx 3.5$ ）使聚焦物镜在硅材料内部的等效数值孔径（NA）显著降低，即使在线性光学范畴内也难以将能量在三维空间高度局域。当入射光强 I 进一步增大时，非线性光学效应开始主导。硅的非线性折射率（ n_2 ）比玻璃等介电材料高出约两个数量级，等效折射率（ $n = n_0 + n_2 I$ ）^[15]，使光束在抵达几何焦点之前便被过度会聚，即克尔自聚焦效应。此外硅的热光系数很大（ $\Delta n = (dn/dT)\Delta T$ ）焦区温升诱发的热透镜效应进一步抬升折射率，与克尔自聚焦叠加放大^[15]。

与此同时，强场驱动的多光子电离与随后的雪崩电离将大量价带电子抽运至导带，在皮秒量级内即可使导带底的电子占据数反超价带顶，即动态 Burstein-Moss 效应（DBME）意义下的“粒子数反转”^[16]。在此状态下，硅的线性吸收系数 β_1 转为负

值，后续激光能量被受激辐射部分抵消，基于双温模型^[17]所描述的电子-晶格能量传递通道上游即被削弱。换言之，若忽略 DBME，将严重高估焦区的电子温度与晶格温升。

更进一步，被抽运出的高密度自由载流子在宏观上构成致密的电子-空穴等离子体。由 Drude 模型，等离子体对折射率的贡献为负，使光束中心区域折射率下降并形成横向折射率梯度：一方面阻挡后续脉冲能量向焦区深部传输（等离子体屏蔽），另一方面驱动光束剧烈散焦^[18]。于是，克尔/热透镜自聚焦与等离子体散焦-屏蔽在焦区附近相互竞争、趋于动态平衡，导致本应呈球状的焦点在光轴（ z 轴）方向上拉长为发散的丝状结构（激光成丝现象）^[19]，能量沿丝分散沉积，焦区的体能量密度被大幅削弱。如图 1.1（b）所示，硅中可达到的饱和能量密度始终低于其损伤阈值。由于能量沉积于硅材料内部的三维空间，阈值的单位使用激光体能量密度（ $\text{kJ}\cdot\text{cm}^{-3}$ ）评估^[20]。根据与文献参数的推断，硅的损伤阈值约为 $7.1 \text{ kJ}\cdot\text{cm}^{-3}$ ^[21]，而饱和阈值仅仅约为 $0.1 \text{ kJ}\cdot\text{cm}^{-3}$ ^[22]。这与玻璃等介电材料不同，在这些材料中激光能量的饱和阈值大于损伤阈值，使得透过的激光能够对其进行有效的改性。正因如此，适用于玻璃等介电材料的超快激光内部键合工艺在硅中普遍失效，这也是制约超快激光硅-硅直接键合的根本物理瓶颈。

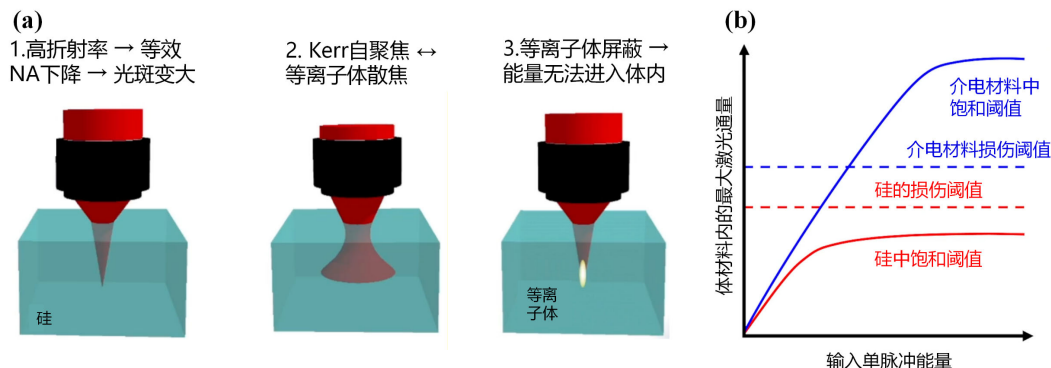


图 1.1 超快激光实现硅材料内部改性的物理限制：（a）线性与非线性光学效应对激光聚焦特性的影响机制；（b）硅与典型介电材料（如玻璃）的激光能量限制阈值及损伤阈值对比，图片改编自会议报告[23,24]。

1.2.3 硅材料内部超快激光能量沉积的尝试与现存问题

针对上述光学与物理特性的限制，学术界进行了长期的探索。激光键合在硅-硅键合中的潜力最早由 Sari 等人^[25]于 2008 年尝试，利用 1908 nm 连续波激光配合铂/钯金属中间层首次实现了连接。此后，Ernst 等人^[26]利用 1064 nm 微秒脉冲激光实现

了厚度小于 100 μm 的硅晶圆键合。但该方法本质上属于穿透式熔透键合，热影响区大且仅适用于极薄晶圆。直至 2022 年，Sopeña 等人^[27]报道了利用 1550 nm 波长纳秒激光实现的硅-硅直接连接，但其极慢的扫描速度 ($2 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) 与微小的键合面积 ($0.03\sim0.06 \text{ mm}^2$) 仍难以满足工业需求，且该研究明确指出，由于前述的非线性效应，脉宽在 200 fs 至 20 ps 区间的超快激光无法在其配置下完成键合。为克服这一科学难题，法国光物质相互作用国家优先研究计划 (PEPR LUMA) 设立了“Processing of semi-conductors with advanced light control (PROSECO)”重点课题，将实现半导体材料的超快激光直接焊接列为核心攻坚目标^[28]。

为攻克超快激光在硅材料内部的能量沉积难题，部分研究通过引入吸收层予以规避，如 Chambonneau 等人^[29]通过引入金薄膜作为辅助吸收层，成功实现了剪切强度 $>4\text{MPa}$ 的硅-硅皮秒激光键合。而真正旨在实现硅晶圆直接键合的研究，则聚焦于突破非线性光学的限制：如图 1.2 (a)，Chanal 等人^[30]，通过引入固浸式聚焦技术，将硅材料加工为球形样品以提升等效 NA 至 3.0，Shayeganrad 等人^[31]采用 $\text{NA} = 1.3$ 的油浸物镜，成功在硅材料内部引发了改性。图 1.2 (b) 展示了 Tokel 等人^[32]利用入射光和菲涅尔反射光的叠加突破硅的改性阈值，形成图案可定制的改性光波导区域。图 1.2 (c) 展示了 Ganguly 等人^[33]利用锥透镜与凸透镜组合以及将光束整形为伪贝塞尔光束，在单点处重复照射在硅中形成了宽深比 >700 的改性结构。图 1.2 (d) 展示了王安东等人^[34,35]为了规避高峰值光强带来的等离子体散焦效应，使用钇酸钕 (YVO_4) 双折射晶体组产生重复频率高达 5.6 THz 的飞秒脉冲序列，实现硅材料内部载流子及热量在光斑内部的快速累积，并扩展到了 GaAs 等其他半导体材料。近期 (图 1.2 (e))，王安东等人^[36]利用精确的光场调控和时间同步，形成飞秒-皮秒脉冲串，飞秒激光脉冲在硅材料内部产生高密度、局域化的等离子体种子，随后的皮秒激光即可被局域化的吸收和沉积，可实现约 1 μm 的球状改性区域，并可以通过纳秒激光退火消除改性，可重复擦写 100 次以上。

上述这些探索虽多聚焦于硅材料内部光波导、微流控与三维信息存储等领域^[18,37]，但其成功实现的高效局域能量沉积，为跨越硅-硅直接键合的热力学阈值奠定了核心工艺基础。如图 1.2 (f) 所示，Chambonneau 等人^[22]近期对非线性成丝传播规律的系统性总结指出：通过波长红移 (从 1-2 μm 拓展至 2-4 μm 频段)，硅的本征吸收机制将由双光子吸收向三光子吸收等高阶非线性过程转变，从而极大地抑制焦点前方的光束畸变与吸收。从而有望大幅提升激光区域的能量沉积密度，最终突破超快激光硅-硅直接键合的技术壁垒。

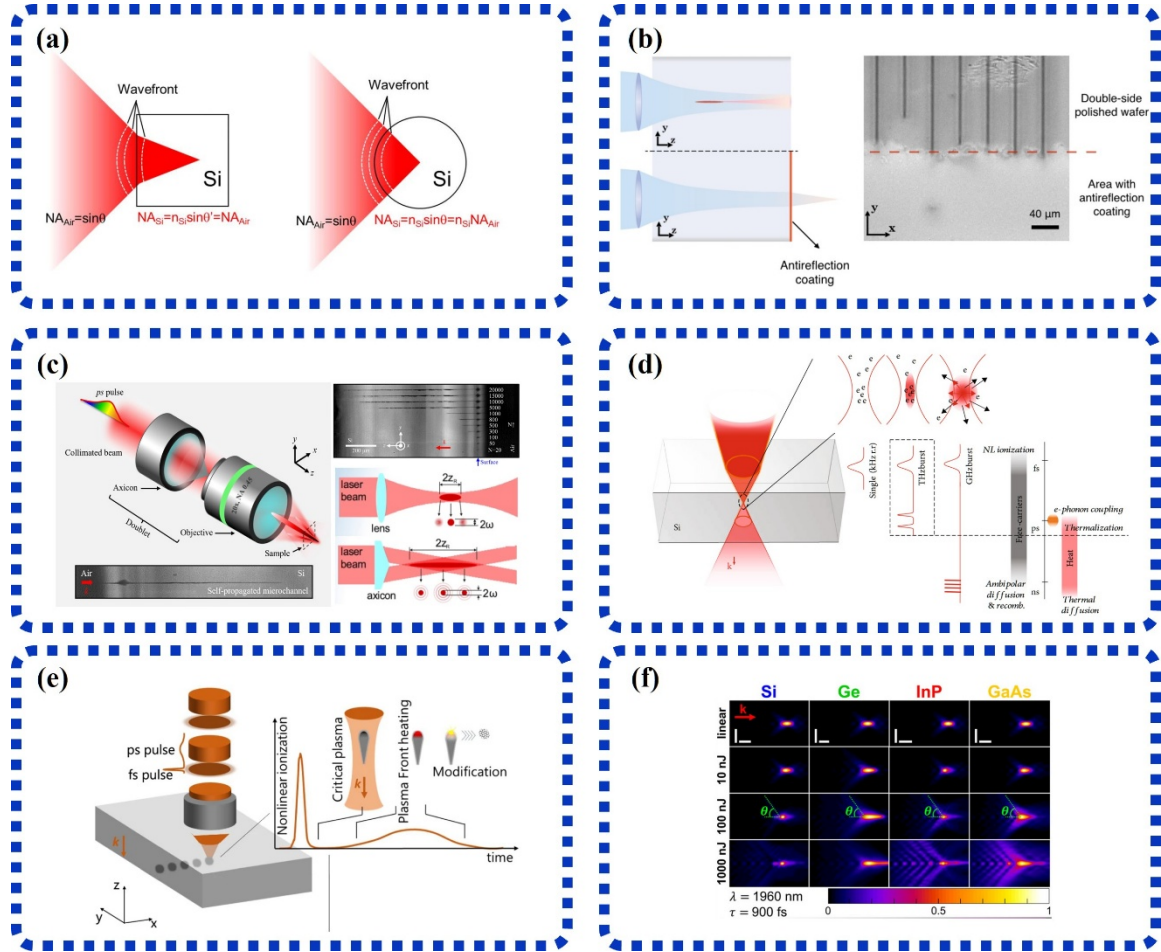


图 1.2 在硅中实现改性的前沿探索：(a) 将硅样品加工为球形，利用固浸式聚焦技术提高等效 $NA^{[30]}$ ；(b) 利用硅界面反射光与透射光相干叠加增强局域光强^[32]；(c) 基于伪贝塞尔光束调制实现高径向比改性^[33]；(d) 利用太赫兹 (THz) 超高重频激光的热累积效应^[34]；(e) 基于时空同步调控的 fs/ps 组合脉冲诱导改性^[36]；(f) 半导体激光非线性吸收机制总结及长波长红外激光键合方案^[22]。

1.3 作者前期相关研究工作

本论文研究开展之前，作者以第一作者身份完成了两项与本课题密切相关的研究工作。这两项工作分别从“激光与硅材料内部相互作用”和“激光键合异质界面”两个维度切入，为本论文开展超快激光硅-硅键合研究提供了直接的认知积累与方法论准备。

1.3.1 纳秒激光二维隐切实现硅层分离

在第一项工作中^[38,39]，作者等人借鉴激光隐形切割（Stealth Dicing）工艺在硅材料内部形成改性层的思路，针对柔性电子器件制造中硅基 MEMS 向柔性衬底转移的工艺需求，提出了一种基于二维路径内部损伤的硅层分离方法。具体做法是采用纳秒脉冲激光沿硅材料内特定深度的二维方格路径扫描，形成连续的内部改性面，随后通过剪切载荷实现无需牺牲层的硅层剥离。该工作使作者系统掌握了激光与硅材料的作用过程，硅材料内部选区激光能量沉积的工艺控制，以及改性面形貌与力学响应的关联表征方法。

该工作所处的参数区间（纳秒脉宽， $NA=0.8$ ）恰好对应图 1.2（b）中左上角所代表的可行工况，即通过纳秒量级的脉宽、激光与硅的相互作用由近线性吸收主导，从而绕开硅材料内部的非线性传播钳制。然而，该工艺所形成的改性面与相应的热影响区在尺度上与键合所要求的界面完整性之间仍存在量级差距。分离面的合理粗糙度对剥离是有利的，但对键合却是致命的。这一差距正是本论文将研究脉宽压缩至皮秒超快区间、追求更精细尺度界面能量沉积的直接动因。

1.3.2 乙醇液膜辅助激光透射焊接 CFRP 与石英玻璃

在第二项工作中^[40]，作者针对碳纤维增强树脂基复合材料（CFRP）与熔融石英的异质连接问题，提出了一种液膜介导激光透射焊接方法。具体做法是在两被焊材料之间引入微量乙醇作为液态中间层，利用其表面张力与毛细作用在无机机械夹具条件下完成界面贴合，配合 2D 振镜聚焦的长焦深，放宽了传统激光透射焊接对光学级接触的严苛要求。

就其与本论文的关系而言，该工作与本文都是通过对激光、界面、材料三者相互作用的主动调控，在非理想工况下尝试实现原本被认为难以完成的异质或同质连接。该工作使作者系统建立了涵盖界面介质调控、激光能量耦合、键合强度与失效机理表征的完整研究范式，并通过对飞秒、皮秒、纳秒三种脉宽的横向对比，形成了对不同脉宽区间在异质连接中各自优劣的直观认识。该认识也支撑了本论文在超快激光硅-硅键合中对皮秒参数区间的选择。

1.4 本文主要研究内容与章节安排

综上所述, 尽管现有前沿研究展现了极高的学术价值, 但其高度依赖于对光源系统的极度定制 (如飞秒-皮秒双脉冲同步或 THz 重复频率)。这类方案不仅对设备硬件要求极其严苛, 且造价极其高昂, 难以在短期内实现工业化普及。相比之下, 在本研究现有的常规超快激光配置下, 纯硅-硅直接键合虽难以直接跨越材料本征的烧蚀阈值, 但本文并未对复杂昂贵的激光源进行改造, 而是从样品端界面工程入手, 提升激光的透射率与能量沉积效率。为此, 通过磁控溅射的方式引入了金属中间层 Ti, 通过金属较低的烧蚀阈值使得对激光穿过硅后形成表面形貌的改性可能。对 1064 nm 波段红外激光对硅的透射率不足问题, 硅片厚度从原先的 600 μm 降低到 200 μm , 再通过定制二氧化铪增透膜的方式使线性激光透过率达到 79%, 接近理论极限。通过 MATLAB 对激光聚焦光斑仿真分析, 发现原有石英夹具会引入较大的像差使得能量弥散, 故而更换了新的无遮挡夹具。分析表征结果可知, 在本文的优化下, 激光透过上层硅片后已经可以在界面处沉积足够的能量使得两侧发生稳定、连续的改性, 并且通过聚焦位置和单脉冲能量的优化, 在干涉增强时可以实现 Ti 层的烧蚀, 烧蚀过程中的 Ti 跨过了数微米长的界面间隙 (显著高于一般激光透射焊接的光学接触要求), 转移到上层硅片的下表面。

本文的主要结构安排如下:

第一章为绪论部分, 主要介绍硅-硅键合技术的重要价值与传统方案的局限性, 阐述超快激光键合技术的发展现状, 涵盖其键合机理与应用场景、激光在硅材料内部传播的物理特性与限制、激光参数对改性效果的影响, 以及超快激光写入硅内部的现存问题。此外, 还简要介绍作者前期在纳秒激光隐切与液膜辅助激光透射焊接方面的相关研究工作, 最后阐述本文的主要研究内容与章节安排。

第二章为理论基础与实验方法部分, 主要介绍激光在硅材料内部的传播特性, 包括硅的能带结构与超快激光透射特性、多光子吸收与等离子体演化机理、界面热传导与热应力产生机制等理论内容。同时, 详细介绍实验所使用的激光加工设备、光学与扫描电子显微镜、磁控溅射镀膜仪等主要仪器, 并对激光光斑参数的标定方法与标定

结果进行说明。

第三章为本文的核心研究章节，系统介绍引入金属中间层的超快激光硅-硅键合工艺与机理。首先开展超快激光直接硅-硅键合实验，探究无中间层条件下的界面响应；随后研究硅晶圆激光透过率的演变特性，对比不同厚度硅片的透过率，并评估表面镀膜增透方案的效果；进而开展金属中间层辅助键合实验，依次分析 20 nm Ti 膜辅助键合行为、聚焦光斑 MATLAB 仿真与夹具优化，以及 200 nm Ti 中间层条件下的无额外像差键合实验结果，揭示金属中间层促进界面能量沉积的作用机制。

第四章为总结与展望部分，概括本文的主要研究内容与实验结论，指出现阶段研究工作的不足之处，并对后续研究方向与技术改进路径作出展望。

第2章 理论基础与实验方法

2.1 激光在硅材料内部的传播特性

在激光与半导体相互作用的研究中，波长的选择从根本上决定了激光能量在材料内部的沉积方式。其核心物理依据在于光子能量与材料带隙之间的相对关系。激光进入硅材料之前，入射辐射将被划分为吸收（ A ）、反射（ R ）与透射（ T ）三部分，满足能量守恒关系 $A + R + T = 1$ 。其中，表面的菲涅耳反射率 R 由复折射率 n 决定：

$$R = \left| \frac{n-1}{n+1} \right|^2 \quad (2.1)$$

进入材料内部后的能量吸收与分配，则高度依赖于波长、脉宽以及材料的热力学状态。

2.1.1 硅的能带结构与超快激光透射特性

硅的室温带隙约为 $E_g \approx 1.12 \text{ eV}$ 。当入射光子能量高于该带隙时，单光子即可引发价带电子向导带的跃迁；反之，若光子能量低于带隙，则需借助多光子协同作用方可完成能量耦合。由于这一带隙特性，硅的本征透明波段起始于波长约 $1.2 \mu\text{m}$ 以上的红外区域。这一临界波长将激光加工划分为以线性吸收为主导与以非线性吸收为主导两个物理区间。

在实际应用中，吸收系数 α 与光学穿透深度 $l_\alpha = \alpha^{-1}$ 是描述能量沉积的核心参量，且二者均强烈依赖于激光波长与材料局部温度。以工业应用最为广泛的 1064 nm 波段（单光子能量约 1.16 eV ）为例，由于其光子能量略高于单晶硅在室温下的禁带宽度（ 1.12 eV ），此时主要表现为单光子线性吸收，多光子吸收阶数 $N = E_g / h\nu = 1$ 。光强沿传播方向遵循比尔-朗伯定律呈指数衰减^[15]：

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (2.2)$$

其中 I_0 为入射光强， z 为传播深度。本征硅对 1064 nm 激光的吸收系数较小（ α

$\approx 10 \text{ cm}^{-1}$), 材料呈现半透明状态。而掺杂硅由于自由载流子引入的带内吸收, 有效吸收系数显著高于本征值。本实验正是利用这一差异, 以上层本征硅作为低损耗传输窗口、下层掺杂硅作为高效能量沉积层, 实现对激光改性深度的主动调控。然而, 随着吸收能量导致局部温度升高, 硅的禁带宽度随温度升高而减小 (带隙收缩效应), 且热激发产生的自由载流子浓度急剧增加。当温度从 300 K 升至 1140 K 时, 硅的吸收系数可从低于 10 cm^{-1} 急剧增大至 $2 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ 以上。这种强烈的热致吸收增强效应对纳秒及更长脉冲的加工过程具有决定性影响, 是实现 1064 nm 激光在硅材料内部改性的重要物理基础之一。对于皮秒量级的超快激光, 脉冲持续时间远短于材料的热扩散特征时间, 能量沉积过程以光致电离与碰撞电离为主导机制, 单脉冲作用下的热积累效应受到有效抑制。就本文所采用的 300 kHz 重复频率而言, 相邻脉冲间隔 (约 $3.3 \mu\text{s}$) 远大于硅材料中的热扩散时间尺度。鉴于硅具有较高的热扩散系数, 脉冲间的残余热量已充分耗散, 脉冲间热积累效应可忽略不计。研究表明, 仅当重复频率超过 10 MHz 时, 后续脉冲方能在前一脉冲能量尚未充分扩散前到达作用区域, 从而形成有效的脉冲间热累积^[18]。

相比之下, 1550 nm 和 2000 nm 等波段处于硅的透明区, 线性吸收极低, 光束可近乎无损耗地穿透硅材料, 而飞秒、皮秒超快激光的极高峰值功率密度, 可在焦点处激发多光子电离等非线性吸收过程, 从而赋予了这些波段更高的三维空间选择性。然而, 上述波段主要应用于光学实验室场景, 在大规模工业制造中尚不普及。1064 nm 激光技术成熟、成本可控, 具有更强的工业普适性; 其对硅材料的内部改性依赖热致吸收增强 (长脉冲) 与等离子体诱导电离 (超快脉冲) 的协同效应, 是本文研究的核心波段。

2.1.2 超快激光诱导的多光子吸收与等离子体演化机理

对于 1064 nm 超快激光, 室温下单光子线性吸收 ($N=1$) 提供了焦点区域的初始自由载流子种子。在皮秒脉冲的高峰值功率密度下, 这些种子载流子通过逆韧致辐射持续吸收光子能量, 触发碰撞电离 (雪崩电离) 过程, 使等离子体密度呈指数级增长。因此, 1064 nm 超快激光的焦点内部改性可理解为单光子吸收初级激发与雪崩

电离主导放大的双阶段协同机制^[5,41]。

对于处于透明波段的 1550 nm（光子能量约 0.8 eV）激光，单光子能量不足以直接驱动带间跃迁，多光子吸收（MPA）成为主导的初级激发机制。以 1550 nm 为例，其多光子吸收阶数 $N=2$ ，通过双光子吸收（2PA）激发载流子。由于 N 阶 MPA 的吸收速率与光强的 N 次方成正比，该过程仅在极高峰值功率密度下才能有效发生；超快脉冲激光在相同平均功率下可将能量压缩至飞秒至皮秒量级的极短时间窗口内，从而实现远超连续激光的峰值强度^[15]，这正是超快激光成为 MPA 实验中首选激发光源的物理根源。对于 MPA，吸收速率与光强的平方成正比：

$$w(I) = \frac{2\pi\beta_N}{Nh\omega} I(t)^N \quad (2.3)$$

式中， β_N 为多光子吸收系数^[42]。在判断光致电离机制的主导类型时，通常引入 Keldysh 绝热参数 $\gamma = \omega \sqrt{m_r E_g} / eE$ 。在 1550 nm 典型实验强度下， γ 值通常介于 3–9 之间

（ $\gamma \gg 1$ ），表明多光子电离（MPI）是主导的激发机制^[42]。上述透明波段的物理图像与 1064 nm 超快加工中的雪崩放大机制共享同一速率方程框架。

无论采用何种波长，焦点处激光诱导的自由载流子密度 N_e 的时间演化过程均可通过统一的速率方程加以描述^[15]：

$$\frac{dN_e(t)}{dt} = \frac{2\pi\beta_N}{Nh\omega} I^N(t) + \alpha N_e I(t) - \frac{N_e(t)}{\tau_{eff}} \quad (2.4)$$

该控制方程的右侧三项依次对应不同的物理机制：即直接光致激发（其行为受非线性阶数 N 调制）、碰撞电离（雪崩效应）以及弛豫衰减。在 1064 nm 波长下（此时 $N=1$ ），首项演变为线性光致载流子产生过程，此时等离子体演化轨迹实际上被雪崩项所完全主导；而在 1550 nm 激发下（此时 $N=2$ ），第一项转变为双光子吸收过程，初级激发效应与后续的雪崩放大机制共同决定了等离子体密度的实时时域演化。作为一种导带电子通过逆韧致辐射汲取光子能量并进一步激发束缚电子的机制，碰撞电离能够诱导等离子体密度发生剧烈的指数级跃升。

超快激光作用于透明固体时，所触发的电子-晶格动力学行为呈现出特征鲜明的时间尺度分级规律（图 2.1）。具体而言，在飞秒至皮秒（fs-ps）的极短窗口内，物理过程以载流子的激发与热化为主导，光子吸收与碰撞电离率先发端，随后系统通过载流子-载流子及载流子-声子之间的散射行为迅速建立起热平衡。紧接着，在随后的皮秒至纳秒（ps-ns）阶段，动力学特征转变为载流子的弛豫与复合，激发的载流子开始通过多元通道发生退激发；这些通道涵盖了载流子扩散、辐射复合以及在高注入密度下占主导的俄歇复合，系统的等效弛豫时间 τ_{eff} 便是由上述机制协同调控的结果。最终，在纳秒至微秒（ns- μs ）量级内，电子系统累积的能量完全倾泻给晶格，从而步入热效应与结构演化阶段，这部分能量将触发明显的热扩散、相变烧蚀、蒸发以及后续的再凝固行为，并在材料内部固化为永久性的形貌或结构变异。

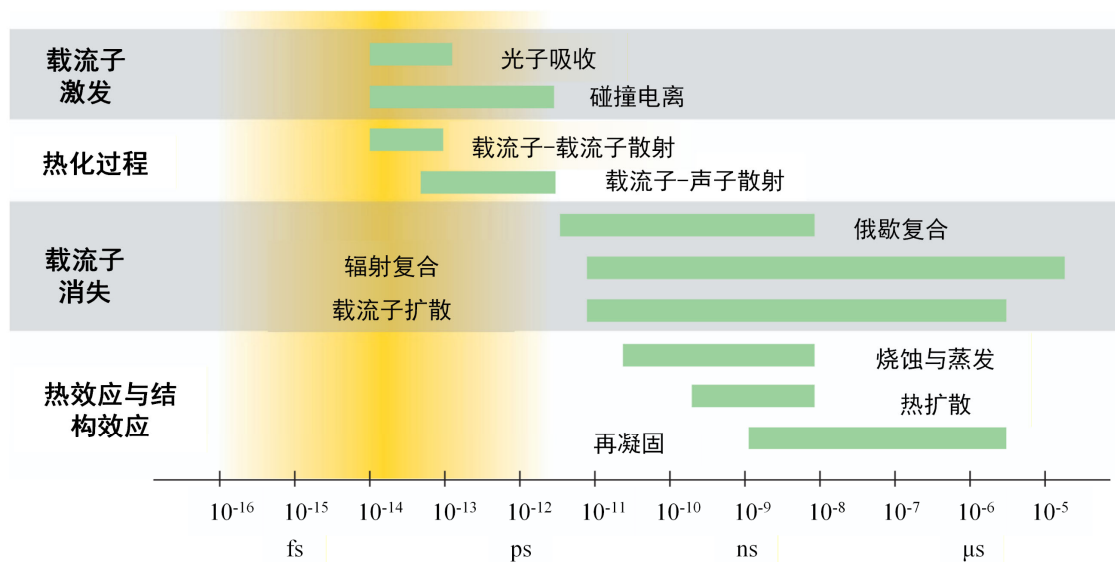


图 2.1 超快激光辐照下透明固体内部各类电子与晶格响应的一般时间尺度分布示意图，示意图改自参考文献^[43]

2.1.3 界面热传导与热应力产生机制

当激光注入的能量最终沉降至晶格后，热效应的空间剖面以及界面处的传导特性将直接支配材料内部应力场的演化。值得注意的是，1064 nm 波段的激光加工因脉冲时长的尺度差异，分化出了两类物理本质截然不同的热学主导机制，在分析时应当予以严格区分。

对于 1064 nm 纳秒脉冲，脉冲持续时间远长于电子-晶格能量耦合时间（约 1–10 ps），电子系统与晶格在脉冲内即可达到局部热平衡。在线性吸收主导的初期，初始自由载流子在焦点区域积累，局部温度升高导致吸收系数 α 呈正反馈式激增（热失控）。这种局部光吸收能力的显著增强引起快速升温与局部熔融。热量随后向周围冷态介质传递，其纳秒脉冲的热扩散长度可近似估计为：

$$l_T \approx 2\sqrt{D\tau_l} \quad (2.5)$$

其中 D 为热扩散系数（硅约为 $0.852 \text{ cm}^2/\text{s}$ ）， τ_l 为脉冲持续时间。微米量级的热扩散长度直接界定了热影响区的空间范围。正是基于这种热耦合与扩散机制，硅材料内部产生了极高的温度梯度，进而驱动热应力场的形成与演化。

对于 1064 nm 皮秒脉冲，脉冲持续时间与电子-晶格弛豫时间可比，热扩散长度依式（2.5）估算仅为纳米至亚微米量级，热影响区被极大压缩，宏观热熔融受到有效抑制。此时焦点处的内部改性主要依赖 2.1.2 节所述的"SPA 种子载流子生成+雪崩电离主导放大"双阶段机制，由等离子体局域化决定改性区的空间分布，体现出超快激光"冷加工"的核心优势。在 1064 nm 体系中，等离子体屏蔽效应与热效应的协同控制至关重要（需避免屏蔽效应完全阻断能量向更深处传递）。这正是实现硅隐形切割等高端工业应用的核心力学与热学机制。

2.2 实验设备与材料

2.2.1 激光加工设备

整个激光加工流程依托于一台精密激光焊接系统（LGW30，中科光凝，图 2.2）。该平台的核心光源采用的是卓镭激光生产的 BLAZER-IR-10 型超快激光器，其技术指标涵盖 15 ps 的脉冲宽度、300 kHz 的重复频率以及 12.8 W 的最大输出功率。为确保焊接焦点位置具备优异的重复性与一致性，该系统在架构上引入了激光测距模块，能够在实际焊接前自动实施样品表面的测距与对焦补偿。另外，针对实验对高真空或特定压强环境的需求，系统集成了气缸夹具与真空腔体夹具，允许在低压工况下执行焊接作业。在过程监控方面，借助旁轴 CCD 观测系统能够获得焊接区域的实时形貌

演变特征，从而为后续的工艺参数迭代与实时控制提供直观的视觉反馈。

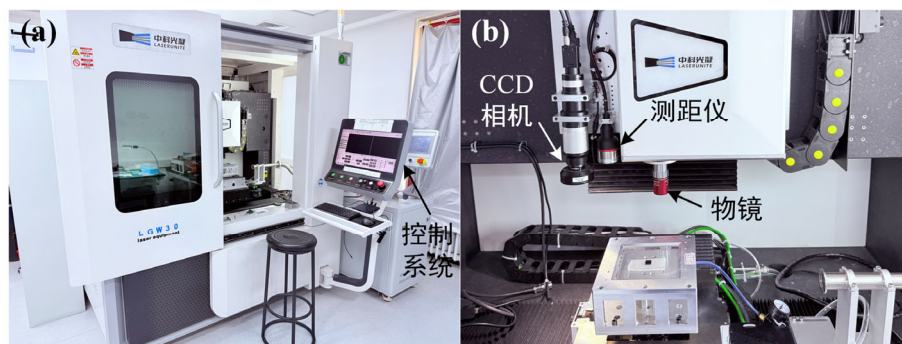


图 2.2 激光焊接设备

2.2.2 光学显微镜与扫描电子显微镜

在样品的初步表征阶段，主要依托一台光学金相显微镜（GP-L200-300C，昆山高品精密仪器有限公司）来完成。该设备基于可见光照明成像机制，通过物镜与目镜的级联放大，用于对试样表面微观形貌、裂纹扩展形迹以及激光改性微区实施大视场范围内的快速筛查、初步观察与宏观定位。

场发射扫描电子显微镜（SEM, Quanta 600F, FEI）通过收集电子和物质相互作用后产生的各种电磁波和粒子信号，来得到样品形貌或内部结构信息，是表征微米、纳米级结构的常用手段。该扫描电镜主要包括电子枪、透镜系统、样品台、探测器、真空系统等。扫描电子显微镜的工作原理是利用扫描线圈控制电子束在样品表面进行光栅式扫描，当扫描到某点时电子轰击样品，产生二次电子、背散射电子、X 射线等包含样品结构的信号，信号被探测器收集后根据强弱转换为灰度图像，探测器接收的信号和扫描线圈同步，最终得到整个区域的形貌信息。

能量色散光谱仪（EDS, UltraDry, Thermo Scientific）与 SEM 联用，通过收集电子束激发样品所产生的特征 X 射线，对样品中各元素的种类与相对含量进行原位定性及半定量分析，可用于改性区域的成分变化表征。



图 2.3 (a) 光学金相显微镜系统；(b) 场发射扫描电子显微镜 (SEM) 与能量色散光谱仪 (EDS) 系统

2.2.3 磁控溅射镀膜仪

在半导体器件制造领域，磁控溅射因其镀膜速率稳定、薄膜致密度高、与基底粘附力强等优点，被广泛应用于高质量金属薄膜的沉积。本文所使用的磁控溅射镀膜仪（VTC-600-3HD，沈阳科晶自动化设备有限公司）采用溅射镀膜原理，通过高能粒子轰击靶材表面使靶材原子溅射出来并沉积于衬底上形成薄膜。磁控溅射引入正交磁场约束电子运动轨迹，显著提升电离效率与溅射沉积速率，同时降低工作气压，有利于获得致密、均匀的薄膜。该设备配备三个溅射靶位，支持多靶交替或共溅射工艺，可用于本实验中金属薄膜的制备。



图 2.4 三靶磁控溅射镀膜仪

2.3 激光加工系统参数标定

2.3.1 激光光斑参数标定方法

在激光加工中，不同的设备有着不同的重复频率和聚焦方式，导致只用功率或者单脉冲能量没有办法和文献中的激光参数进行等效比较。为此，通用的做法是用激光的单脉冲能量与光斑面积相除得到激光通量。而本文的研究由于关系到激光在硅中传播的三维分布，如引言 1.2.2 所述，引入激光能量密度作为重要的参考指标。因此需要对激光光斑与焦深（DOF）进行标定，计算激光能量密度后与文献值比较。

为准确表征激光加工过程中的光斑尺寸及有效加工深度范围，本文依据高斯光束传输理论对两套设备的焦斑直径与焦深进行了系统标定。高斯光束在焦平面处的光斑直径（ $1/e^2$ 定义）及瑞利焦深（DOF）分别由以下公式给出：

$$d_0 = \frac{4\lambda f M^2}{\pi D} \quad (2.6)$$

$$DOF = \frac{\pi d_0^2}{2\lambda M^2} \quad (2.7)$$

其中， λ 为激光波长（本实验所用激光器波长均为 1064 nm）， f 为聚焦镜有效焦距， D 为入射光束直径， M^2 为光束质量因子。

激光焊接系统采用 NA = 0.4 的显微物镜进行聚焦，入射光斑直径 $D_{in} = 2 \text{ mm}$ ，物镜有效焦距由物镜管镜焦距与放大倍数之比确定，即

$$f_{obj} = \frac{f_{tube}}{M_{ag}} = \frac{200}{20} = 10 \text{ mm} \quad (2.8)$$

激光器出射光束的光束质量因子经测量为 $M_x^2 = 1.299$ ， $M_y^2 = 1.253$ 。代入上述公式，计算得到理论焦斑直径 $d_0 \approx 8.6 \text{ }\mu\text{m}$ ，对应焦深 $DOF \approx 85 \text{ }\mu\text{m}$ 。

通过在本征硅表面进行单脉冲烧蚀实验对上述理论值进行验证，实测烧蚀线宽约为 $16 \text{ }\mu\text{m}$ ，略大于理论计算值，为光斑标定中的正常现象。该偏差主要源于以下原因：在 300 kHz 的重复频率下，激光扫描速度与光斑尺寸的匹配关系导致单一光斑区

域内累积约 260 个脉冲,多脉冲热积累效应使得有效烧蚀区域扩展至光斑边缘以外,从而造成实测线宽大于单脉冲理论光斑直径。

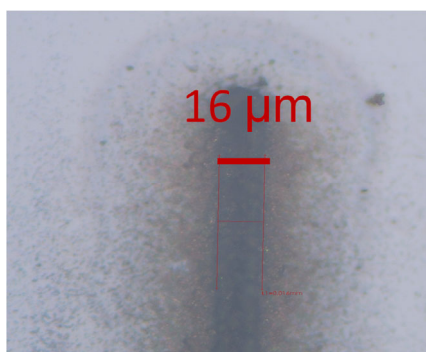


图 2.5 激光焊接设备 10%功率下激光烧蚀线宽

2.3.2 光斑参数对比

在获得各光学系统的理论焦斑直径与焦深参数后,可进一步绘制不同聚焦条件下激光焦斑的 x - z 截面示意图,以直观比较不同系统的聚焦能力与能量密度分布。以硅材料发生熔融所需的体积能量密度阈值 $7.1 \text{ kJ}\cdot\text{cm}^{-3}$ ^[21]作为参考基准,对两种聚焦方案进行对比分析:本实验所用激光焊接系统的 $\text{NA} = 0.4$ 显微物镜,以及文献^[44]中报道的可使皮秒激光脉冲在硅中产生有效改性的 $\text{NA} = 0.85$ 高 NA 物镜。对比结果表明,本实验聚焦系统焦深较长,但聚焦能力相对较弱,焦点处峰值能量密度难以达到硅材料改性所需阈值。

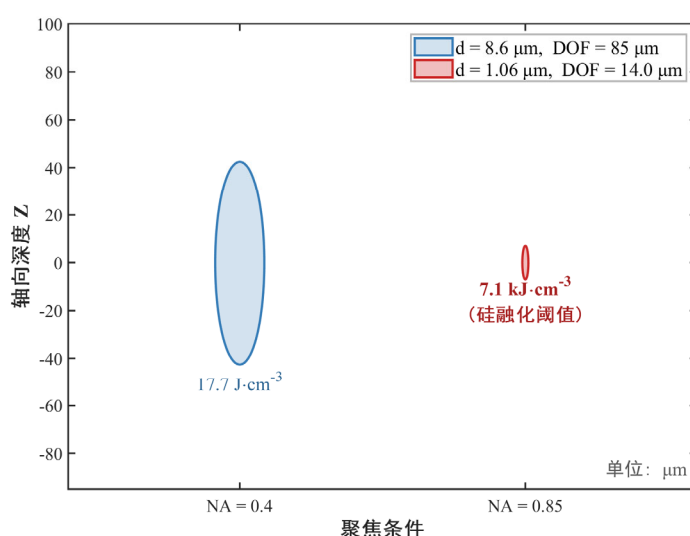


图 2.6 激光焊接设备与文献设备的激光能量密度在空气中聚焦时的横截面比较

为系统研究激光功率对改性效果的影响，以重复频率 $f_{rep}=300$ kHz 为固定条件，在 10%–100%功率百分比范围内对激光参数进行标定，结果列于表 2.1。各参量的计算公式如下：

P_{out} 与功率百分比的关系直接由厂家使用激光功率计标定得到；单脉冲能量由平均功率与重复频率之比给出：

$$E_p = \frac{P_{avg}}{f_{rep}} \quad (2.9)$$

激光通量（峰值面能量密度）依据高斯光束在焦平面处的光斑面积计算：

$$F = \frac{4E_p}{\pi d^2} \quad (2.10)$$

其中 $d=8.6 \mu\text{m}$ 为本系统在 $NA=0.4$ 条件下的理论焦斑直径。

体能量密度进一步考虑激光在轴向焦深范围内的能量分布：

$$E_{vol} = \frac{F}{DOF} \quad (2.11)$$

其中 $DOF=85 \mu\text{m}$ 为对应焦深。

表 2.1 激光参数对照表

功率百分比 (%)	$P_{out} @ 300$ kHz (W)	单脉冲能量 E_p (μJ)	激光通量 F ($\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$)	体能量密度 E_{vol} ($\text{J}\cdot\text{cm}^{-3}$)
10	1.6	5.33	9.18	4.59
20	3.5	11.67	20.09	10.05
30	4.7	15.67	26.97	13.49
40	5.9	19.67	33.86	16.93
50	7.3	24.33	41.89	20.95
60	8.7	29	49.92	24.96

表 2.1 (续表)

功率百分比 (%)	P_{out} @ 300 kHz (W)	单脉冲能量 E_p (μJ)	激光通量 F ($J \cdot cm^{-2}$)	体能量密度 E_{vol} ($J \cdot cm^{-3}$)
70	10	33.33	57.38	28.69
80	11.2	37.33	64.27	32.14
90	12.4	41.33	71.15	35.58
100	12.8	42.67	73.45	36.73

由表 2.1 可见,在当前聚焦条件下,若无图 1.1 所述离子体屏蔽等现象,激光体能量密度将在功率约 20% (对应 $E_{vol} \approx 10 kJ \cdot cm^{-3}$) 以上即可超过硅材料改性阈值 ($7.1 kJ \cdot cm^{-3}$)。但实际使用该功率时,等离子体的形成会将激光阻挡在硅材料的上表面,如图 2.7 所示。从而在硅中产生局域有效改性。本实验后续将依据此参数对照表,结合界面改性形貌,选取最优功率区间开展激光键合实验。

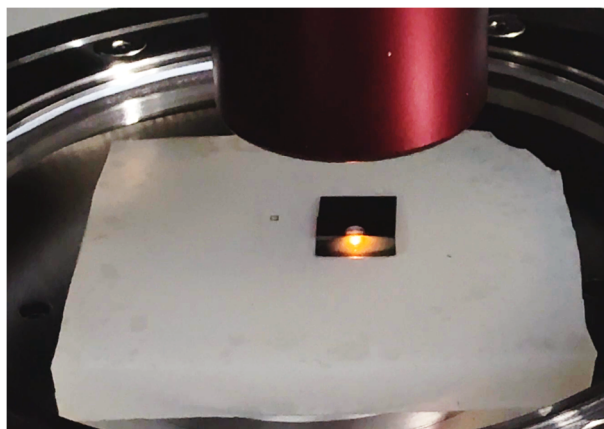


图 2.7 等离子体屏蔽现象

2.3.3 激光参数对硅材料内部改性效果的影响

为进一步厘清上述物理限制的参数依赖性,图 2.8 从脉冲能量、数值孔径 (NA) 与脉宽三个维度,系统展示了超快激光在硅内部诱发改性的概率分布。理解这一多参数约束,是后续寻找可行键合工艺窗口的前提。

在图 2.8 (a) 中的 A 区,即使采用了 $NA = 0.85$ 的强聚焦条件,脉宽低于 5 ps 时,无论单脉冲能量多高都无法改性。其物理根源即为前节讨论的非线性传播钳制:

脉宽越短峰值功率越高，克尔自聚焦与多光子/雪崩电离所产生的等离子体屏蔽与散焦就越剧烈，能量沿 z 方向被拉伸成丝，焦点处的体能量密度被压制在损伤阈值之下。此外，在脉宽跨越阈值之后，能量还必须落在上下限之间：5.4 ps 下最高改性阈值约为 84 ± 17 nJ，最低改性阈值约 0.27 ± 0.08 μ J，低于此区域则为 C 区，能量不足以形成改性，高于此则进入 D 区，非线性散焦与能量去局域化重新占据主导，焦区能量密度反而下降。

进一步跨越 1.3–1.55 μ m 波段和更广参数空间的统计揭示出 NA 本身同样存在阈值：所有在 $NA \leq 0.65$ 下进行的尝试无一成功，NA 阈值被定位于 0.65–0.85 之间（图 2.8（b）中黑色虚线）。该阈值曲线随脉宽缩短急剧抬升。飞秒脉宽下甚至需借助固态浸没式聚焦的 $NA \approx 3$ 才能避开非线性钳制^[30]；反过来，只有当脉宽延展至纳秒量级时， $NA \approx 0.3$ –0.5 这样的中等聚焦才重新可行^[27]。

将本工作参数（15 ps， $NA = 0.4$ ）投影至图 2.8（b）可见：脉宽维度已避开短脉冲钳制，但 $NA = 0.4$ 显著低于阈值，无论如何调节单脉冲能量都无法进入改性区。低 NA 的不利效应应有两层：其一，硅折射率（ $n \approx 3.5$ ）引入的界面折射使等效 NA 进一步降低， $NA = 0.4$ 对应的焦区体积较 $NA = 0.85$ 扩大大约二十倍，峰值能量密度下降一个数量级以上；其二，瑞利长度增大延长了非线性相互作用距离，克尔自聚焦与等离子体散焦的竞争将焦点拉伸为丝状，能量沉积密度被显著削弱。因此，高 NA 的本质作用在于压缩非线性相互作用长度，确保能量在等离子体屏蔽建立之前完成沉积，而非仅仅减小焦斑尺寸。

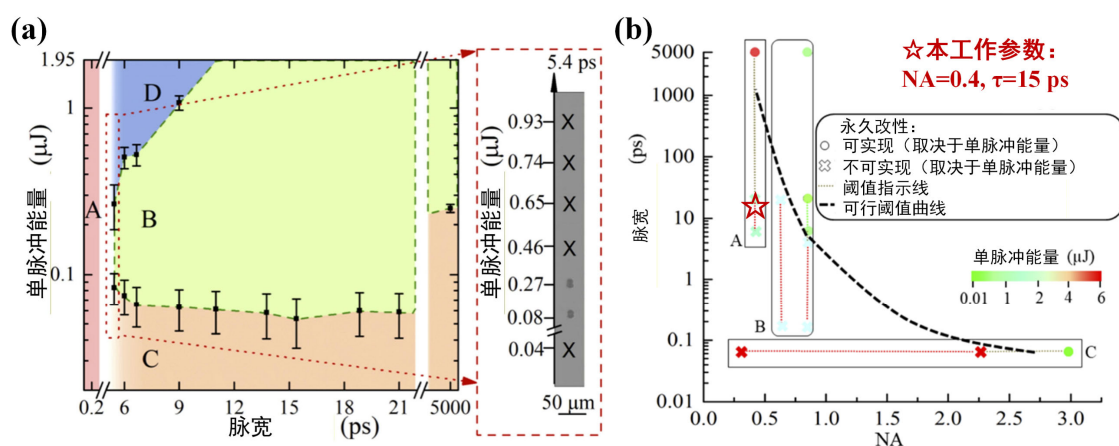


图 2.8 (a) 1550 nm, $NA = 0.85$ 聚焦条件下硅材料内部微改性的脉宽-能量相图。绿色"B"区为 100%改性窗口;"A"区脉宽过短,无论能量多高都无法改性;"C"区能量低于改性阈值;"D"区处于高功率非线性状态,因强烈散焦而使焦区能量密度不足以触发改性。右侧插图为使用 1000 个脉冲串在不同单脉冲能量下辐照所得改性点的红外显微图像, $\times$ 标记未产生改性的点。(b) 1.3–1.55 μm 波段下硅材料内部实现永久改性所需跨越的脉宽-NA 阈值条件:实心圆(颜色对应单脉冲能量)为成功改性, $\times$ 为失败,图片改编自文献^[44]。

第3章 引入金属中间层的超快激光硅-硅键合工艺与机理

3.1 引言

在充分理解超快激光诱导硅-硅直接键合的物理机制与固有限制后，可以认识到：在现有激光参数与聚焦条件下，实现直接键合的工艺窗口极为有限。鉴于此，本文的研究策略并非针对激光器输出特性或光束聚焦系统进行优化，而是从被加工材料本身出发，分别就激光在硅材料中透过率不足与界面处能量难以有效局域两个问题展开研究。

针对第一个问题，本文将硅片厚度由 $600\ \mu\text{m}$ 缩减至 $200\ \mu\text{m}$ ，并在其表面沉积增透膜，使系统在该波长下的线性总透过率提升至 79%。针对第二个问题，本文引入金属中间层作为界面吸收介质。由于金属中自由电子占据导带，其对近红外激光具有极高的吸收截面，能够在界面处实现高效的能量耦合，从而为后续的热致键合过程提供必要的局域化能量沉积。

3.2 超快激光直接硅-硅键合实验

由于硅材料在 $1064\ \text{nm}$ 波长下同时存在克尔效应、热透镜效应及等离子体散焦效应，材料内实际焦点位置与几何光学预测值之间存在复杂的非线性偏差，难以通过单一解析计算精确确定。具体而言，克尔效应引起的自聚焦使焦点向激光入射方向偏移；在 $300\ \text{kHz}$ 高重复频率辐照下，热积累导致的热透镜效应与克尔效应方向一致，进一步加剧焦点上移；而当局部光强超过多光子吸收阈值时，产生的自由载流子使局部折射率降低，等离子体散焦效应对前两者形成部分抵消。三种效应的综合作用使材料内部焦点位置难以从理论上精确给定，因此需要通过实验标定确定 z 轴的实际加工焦面。

标定方法如图 3.1 所示：将单层硅片置于对激光敏感的电工胶带之上，再放置于用于施加压紧力的软垫之上（图 3.1 (a)）。通过系统地改变 z 轴下压量，激光依次以不同的焦深穿过硅片作用于胶带表面，不同的 z 轴位置在胶带上留下深浅和形貌各

异的烧蚀印记（图 3.1（b））。利用 CCD 对胶带烧蚀形貌进行光学观测（图 3.1（c）），以烧蚀斑点最小、轮廓最清晰处对应的 z 轴位置作为实际焦面基准。图 3.1（d）中硅片背面残留的胶带烧蚀痕迹进一步证实了激光能量已成功穿透硅片并在其下表面附近沉积。

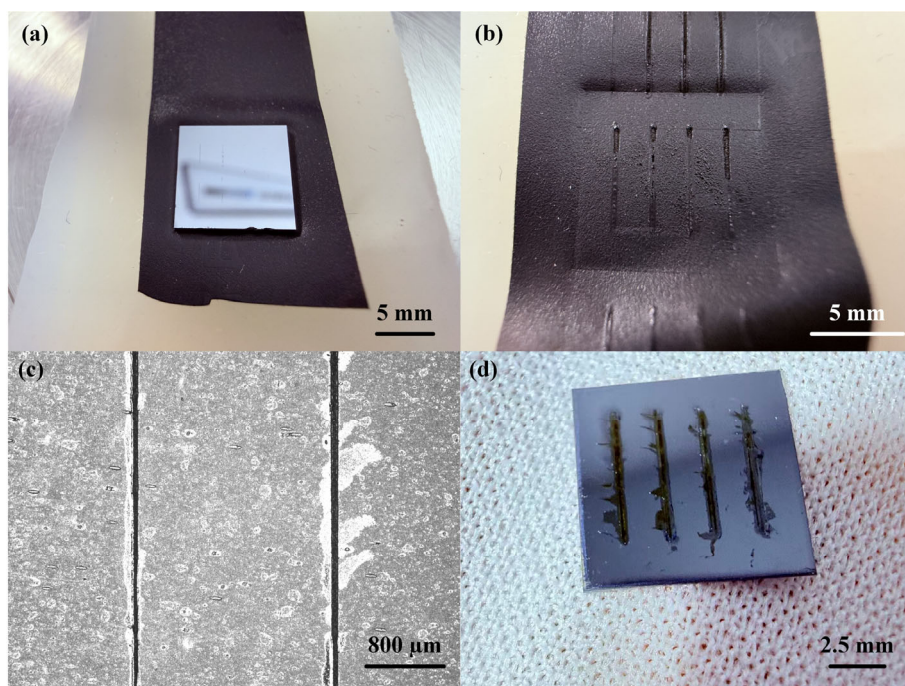


图 3.1 电工胶带标定 z 轴下压力：（a）硅片与电工胶带被放置于用于夹紧的软垫之上；（b）不同 z 轴下压力会在电工胶带上留下不同的印记；（c）CCD 观察电工胶带上的烧蚀形貌；（d）硅片背面也残留有电工胶带的烧蚀痕迹。

为验证中间金属层对于实现硅-硅激光键合的必要性，首先对无中间层的直接键合情况进行对照实验，结果如图 3.2 所示。实验中，两片硅片在不完全重叠的状态下叠放，置于硅胶软垫之上并固定于真空夹具中（图 3.2（a）），硅胶软垫用于提供均匀的弹性压紧力以确保界面良好接触。激光沿设定轨迹扫描完成后，图 3.2（b）中的 CCD 照片显示激光直接作用区域在宏观上有明显的烧蚀迹象。

然而，将两片硅片分离后，对界面区域进行观察（图 3.2（c））：上层硅片的下表面与下层硅片的上表面均无任何激光改性痕迹，表明在当前参数条件下，激光能量在穿透 $200\text{ }\mu\text{m}$ 厚上层硅片后无法在界面处引发有效的材料改性。图 3.2（d）为下层硅片上表面的光学显微镜放大图，可以清晰看到表面在与激光直接接触区域出现了明

显的烧蚀痕迹，然而透过硅层后完全无损伤，表明在透过硅层之后，激光的单脉冲能量下降以及焦点的离散拉长使得能量没有到达硅的损伤阈值，如绪论 1.2 所述，即使将激光功率（单脉冲能量）提高到很大也无法再穿过硅后形成有效的改性，这是由材料本身和激光光源与聚焦方式导致的，无法通过优化参数的方式解决。

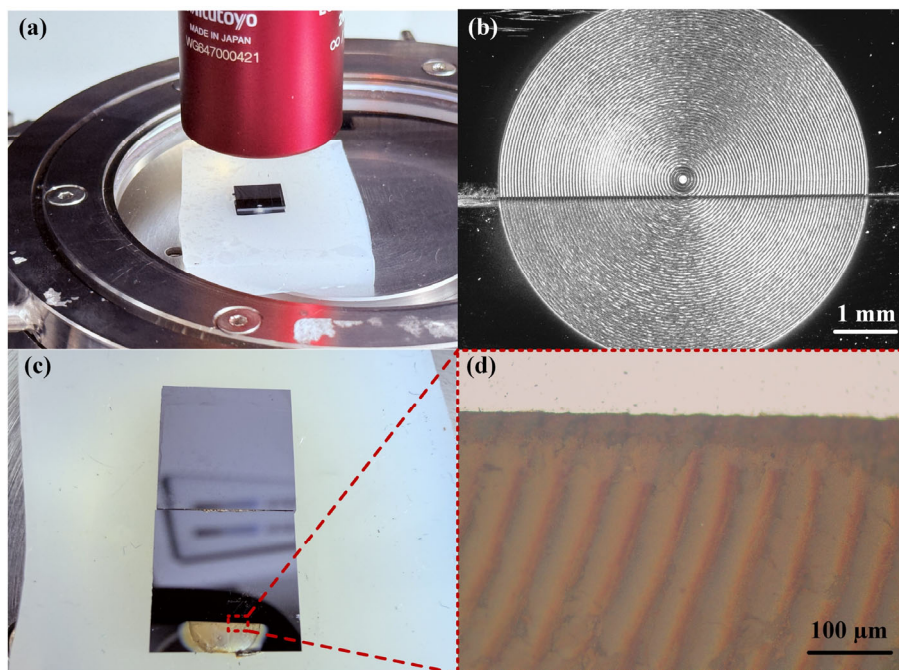


图 3.2 无中间层直接键合：(a) 样品置于硅胶软垫上放置于真空夹具中；(b) 激光键合后的 CCD 照片；(c) 样品分离后可观察到激光穿过硅片后无反应（图中为上层硅片下表面与下层硅片上表面）；(d) 下层硅片上表面的光学显微镜放大图。

3.3 硅晶圆激光透过率演变特性与增透尝试

3.3.1 不同厚度硅片的透过率对比

硅片在不同厚度、不同波长情况下的透过率可参考文献^[45]。在硅片厚度为 600 μm 的条件下，激光在传播路径上的体吸收损耗达 36.8%，叠加前表面 36.2% 的菲涅耳反射损耗，最终到达双层硅片键合界面的激光能量仅余 27.0%。在界面处，入射光将进一步分配为透射与界面反射两部分，可用于键合的有效能量密度因此受到严重制约。为改善上述问题，本文将硅片厚度由 600 μm 缩减至 200 μm，以缩短激光在硅材料中的传播路径，从而抑制体吸收损耗。此时的透过率达到了 41.4%，然而相较于文献常

用的 1550 nm 波段超 50%的透过率仍有不足。

3.3.2 表面镀膜增透方案的尝试与效果评估

增透膜技术被广泛应用于光学系统中，用于调控特定波长光线的界面透过率。本文借鉴这一思路，将其应用于硅片表面以进一步降低反射损耗。如图 3.3 (a) 所示，增透膜的原理为：当光经过厚度为 $\frac{(n+1)}{4}\lambda$ 的薄膜材料时，在入射薄膜材料表面的反射和薄膜与硅表面的反射会形成干涉相消，通过减少反射的方式来增加透过率。而为了使得两次反射的光强相等，依据薄膜干涉原理，理想增透层应具备如下折射率条件：

$$n_1 = \sqrt{n_{Si} \cdot n_0} \approx 1.88 \quad (3.1)$$

在宽带隙且具备较强抗激光烧蚀能力的材料中，二氧化铪 (HfO_2) 的折射率较为接近上述理论值。 HfO_2 具有极高的激光损伤阈值，对 1064 nm 波长激光几乎无吸收，加之其熔点高达约 2812°C、硬度大、化学性质稳定，是光学薄膜领域的常用镀膜材料，在本实验的激光辐照条件下不存在烧蚀风险。对 1064 nm 的激光折射率为 1.97 较为接近所需的理论值。对应所需的厚度为：

$$d = \frac{\lambda}{4n_1} = \frac{1064 \text{ nm}}{4 \times 1.97} \approx 135 \text{ nm} \quad (3.2)$$

为此，本文定制了 135 nm 的 HfO_2 增透膜，分光光度计实测数据如图 3.3 (b) 所示，未镀膜的 200 μm 硅片透过率为 41%，镀膜后为 79%。

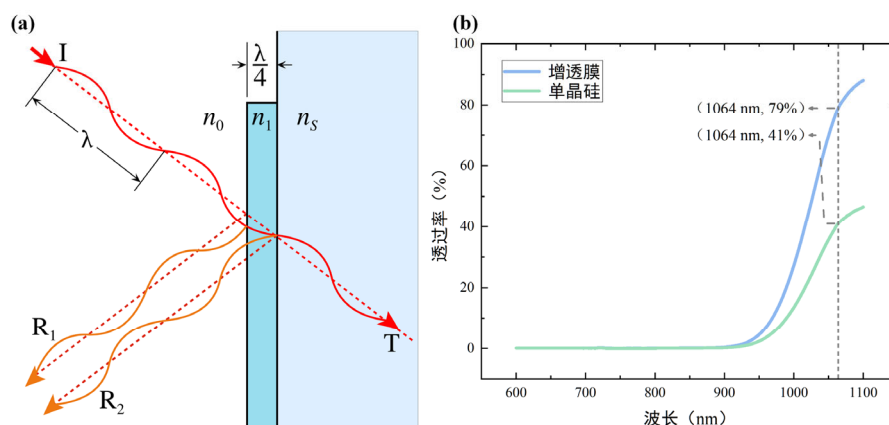


图 3.3 (a) 增透膜作用原理；(b) 单晶硅与增透膜的分光光度计透过率测试。

表 3.1 列出了不同条件下硅材料对激光的吸收率、反射率及透过率。本研究初始采用厚度为 $600\ \mu\text{m}$ 厚的本征硅，其透过率不足 30%。将样品厚度减薄至 $200\ \mu\text{m}$ 后，透过率提升至 41.4%，但相比于文献中常用的 1550 nm 波段（透过率超 50%）仍显不足。为此，本实验引入 HfO_2 增透膜工艺，成功将透过率提高到了近 80%，鉴于硅材料本身带隙决定了 18% 的固有吸收率，该透过率已逼近理论极限。

将光学系统中常用的增透膜应用在材料的激光键合中，是本文的主要创新点之一。通过引入增透膜，使得工业生产中常见的 1064 nm 激光在透过率上超越了 1550 nm 光纤激光器。然而，和 1550 nm 波段相比，1064 nm 波段的单光子吸收会使得激光在硅内部传播时损失能量，使得绪论 1.2 章节所述的非线性效应提前发生^[18]。最新的半导体激光非线性效应研究表明：实现超快激光无中间层辅助键合，至少需要大于 $2\ \mu\text{m}$ 波段的激光光源^[22]。

表 3.1 不同条件下硅材料对激光的吸收率、反射率、透过率百分比

物理指标	1064 nm (增透膜, $200\ \mu\text{m}$)	1550 nm	1064 nm ($200\ \mu\text{m}$)	1064 nm ($600\ \mu\text{m}$)
线性吸收率	18.10%	0%	16.40%	36.82%
总反射率	2.96%	47.30%	42.20%	36.19%
总透过率	78.94%	52.70%	41.40%	26.99%

3.4 超快激光金属中间层辅助硅-硅键合实验

3.4.1 20 nm 钛 (Ti) 膜辅助硅-硅键合实验

本实验采用直流磁控溅射工艺在硅片表面沉积 Ti 中间层，具体工艺流程如下。将待镀硅片置于溅射腔室内，抽取本底真空至 6.7×10^{-4} Pa，以降低残余气体对薄膜质量的影响。溅射参数设定为：直流电流 262 mA，电压 385 V，功率 100 W。正式溅射前先进行预溅射 600 s，以去除靶材表面的自然氧化层及污染物，确保后续沉积薄膜的成分纯净性。图 3.4 (a) 为 Ti 靶材启辉、挡板开启前的腔室内状态，可见靶材表面已形成稳定的辉光等离子体，溅射过程进入稳态。挡板开启后正式溅射持续 170 s，按照预先标定的沉积速率，所得 Ti 薄膜的预期厚度为 20 nm。

图 3.4 (b) 为镀膜完成后取出样品的照片，硅片表面呈现均匀的金属光泽，各样品薄膜均匀性良好。该 Ti 层对 1064 nm 激光具有显著高于纯硅的吸收率，能够在激光聚焦至界面处时实现局域高效的能量耦合。

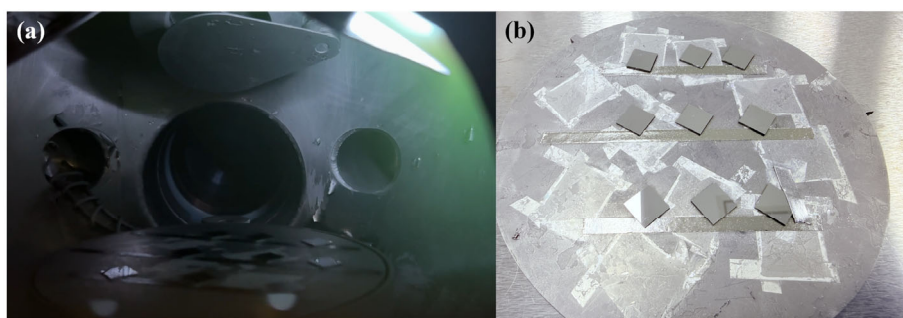


图 3.4 磁控溅射 Ti 材料实验 (a) 材料启辉后挡板开启前状态；(b) 镀膜完成后取出照片。

采用 20 nm 厚 Ti 薄膜作为吸收中间层后，对硅-硅超快激光键合进行系统研究，结果如图 3.5 所示。图 3.5 (a) 为键合后下侧硅片上表面的宏观照片，可清晰观察到以激光扫描起始点为中心的同心环状干涉条纹，这是激光改性引起界面局域形变、进而产生类牛顿环光程差分布的典型特征，表明界面处已发生显著的材料改性。图 3.5 (b) 为对应区域的 CCD 照片，条纹形貌更为清晰，同心环的密度与分布反映了改性区域内界面结合强度的空间梯度。图 3.5 (c) 的 SEM 照片进一步呈现了改性区域的表面微观形貌，可见规则分布的激光扫描轨迹与界面改性带，证实了激光能量在穿

透上层 200 μm 厚硅片后在 Ti 中间层处实现了有效的局域沉积。

图 3.5 (d-f) 为对应的上侧硅片下表面的宏观照片、CCD 照片与 SEM 照片。上侧硅片下表面同样呈现出与下侧硅片高度对称的同心环干涉条纹 (图 3.5 (d-e)), 表明键合改性并非仅发生于单侧, 而是在两片硅片的界面处共同留下了对称的形变印记, 这与激光局域加热—冷却过程中界面两侧的热应力耦合效应一致。图 3.5 (f) 的 SEM 照片中可清晰分辨逐行扫描的激光改性轨迹, 轨迹间距均匀, 未见明显的裂纹或剥落, 表明在当前激光参数下界面改性过程较为温和可控。上述结果证实, 20 nm Ti 中间层能够有效增强 1064 nm 激光在硅-硅界面处的能量耦合效率。

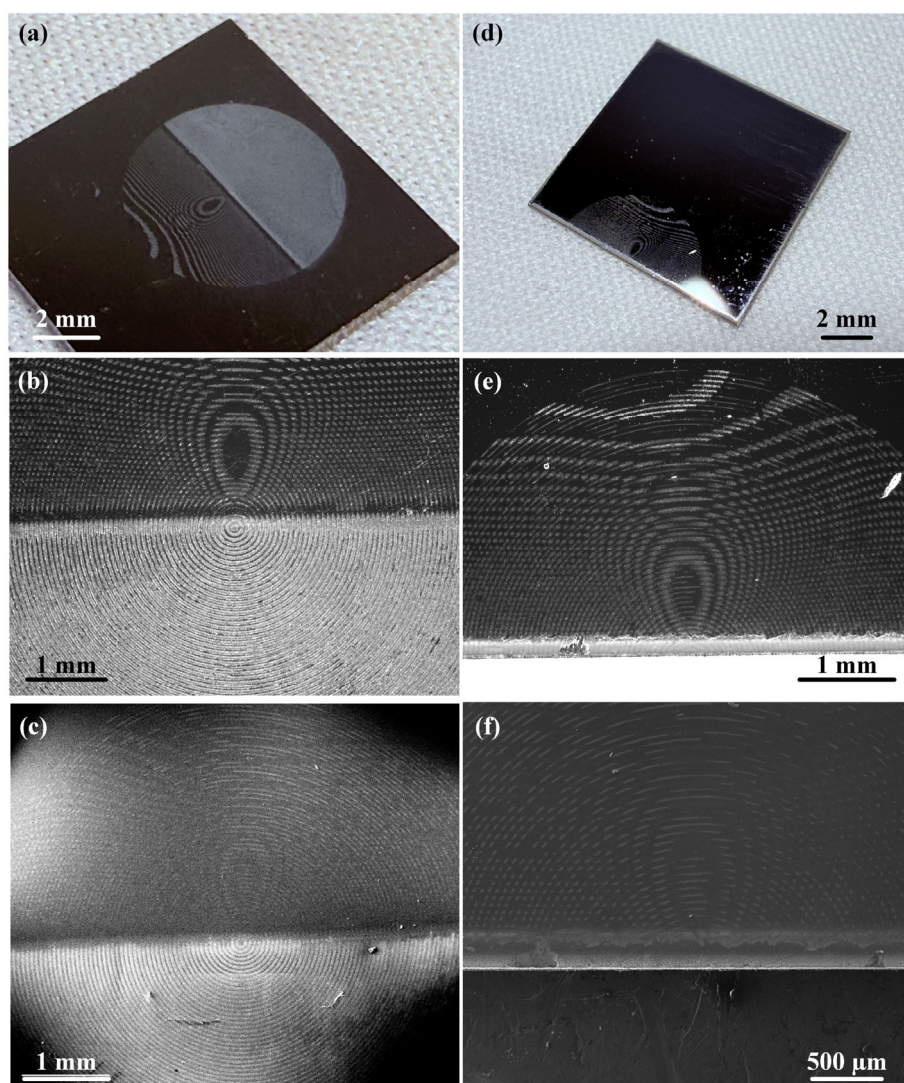


图 3.5 20 nm Ti 金属膜辅助硅-硅激光键合结果: (a-c) 下侧硅片上表面宏观照片, CCD 照片, SEM 照片; (d-f) 上侧硅片下表面宏观照片, CCD 照片, SEM 照片。

3.4.2 聚焦光斑 MATLAB 仿真及夹具更换

当激光经 $NA=0.4$ 物镜 ($f=10\text{ mm}$) 聚焦至硅材料内部时, 空气-硅界面处的折射率失配将引入显著的轴向球差, 导致实际强度峰值位置相对几何焦点发生偏移。为定量评估该效应, 本研究采用基于 Debye-Wolf 矢量衍射理论的 InFocus 软件^[46]对线性传播条件下的体内聚焦场分布进行数值仿真。其核心算法已在多项相关研究中得到验证与应用^[18,22,47,48]。本文所使用的仿真参数为: 波长 $\lambda=1064\text{ nm}$, 线偏振高斯光束 (束腰半径 $W_x=W_y=2\text{ mm}$), $NA=0.4$, 物镜焦距 $f=10\text{ mm}$ 。

图 3.6 (a) 为激光聚焦于空气中的基准情形。焦斑呈标准的轴对称双锥形, 强度沿 z 轴分布紧凑, 横向尺寸接近衍射极限, 代表系统在无界面像差条件下的理想聚焦性能, 光斑大小与 2.3 节数值计算得到的结果近似。

图 3.6 (b) 为激光直接聚焦于 $200\text{ }\mu\text{m}$ 厚硅片内部的仿真结果。与空气中的基准焦斑相比, 焦斑沿 z 轴方向发生明显拉伸, 轴向强度分布呈现出显著的不对称性, 这是空气-硅界面折射率失配所引入轴向球差的典型表征。当物镜几何焦点设定于硅材料内 $265\text{ }\mu\text{m}$ 深度处时, 实际强度峰值出现在约 $200\text{ }\mu\text{m}$ 处, 由此得到线性折射率失配引起的轴向焦位偏移量为 $65\text{ }\mu\text{m}$ 。需要指出的是, 上述仿真仅考虑线性传播条件, 未计入皮秒激光高瞬时光强所诱发的非线性光学效应, 因此该焦位偏移量仅可作为 z 轴焦点标定实验的基础数值参考, 而不能直接用于实验参数的定量指导。

图 3.6 (c) 进一步考虑了实际键合实验中的夹持条件, 硅片上表面所覆盖的石英玻璃压板将额外引入界面像差。仿真结果显示, 激光透过石英玻璃盖板后聚焦于硅中时, 焦斑畸变相较于图 3.6 (b) 明显加剧: 轴向强度分布更为弥散, 焦斑前侧出现明显的干涉旁瓣, 强度峰值大幅下降。鉴于石英玻璃盖板所引入的像差已对焦场质量产生不可忽视的影响, 本文在后续实验中将夹持装置更换为如图 3.6 (d) 所示的开口式无遮挡夹具, 以消除额外光学界面的引入。图 3.6 (e) 为该夹具在实际键合过程中的使用状态。采用新型夹具后, 聚焦条件将恢复至图 3.6 (b) 所示的单界面折射率失配情形。

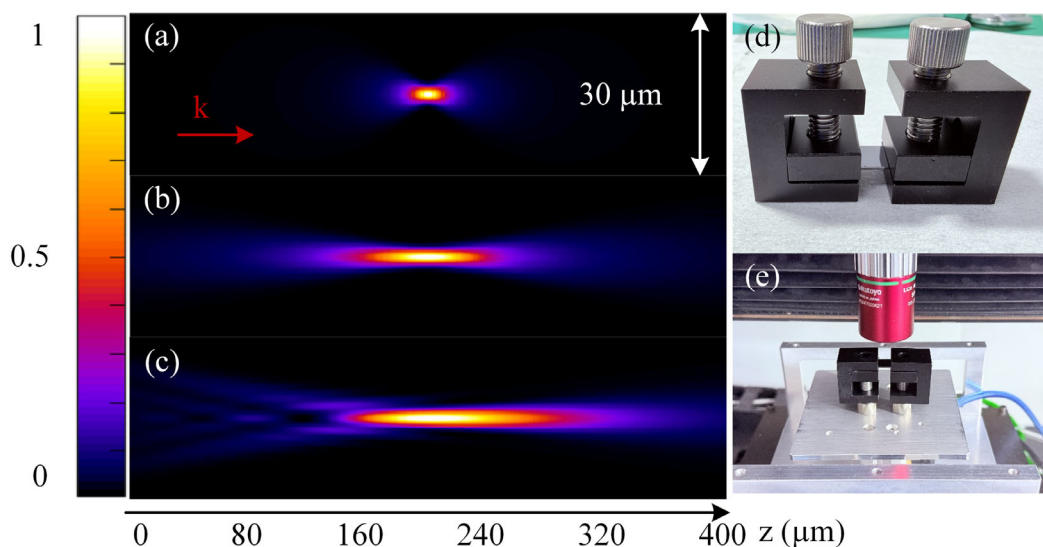


图 3.6 ($\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\text{NA} = 0.4$, $f = 10 \text{ mm}$) 激光聚焦特性分析与实验装置：(a) 聚焦于空气中的仿真光斑, k 矢量为激光传播方向；(b) 聚焦于硅中的仿真光斑；(c) 透过石英玻璃后聚焦于硅中的仿真光斑；(d) 键合夹具；(e) 实际键合布置。

3.4.3 无额外像差 200 nm Ti 中间层辅助键合实验

为进一步考察 Ti 中间层厚度对激光键合界面改性行为的影响, 本文尝试了 20 nm、100 nm 和 200 nm 三种不同溅射厚度, 结果表明, 100 nm Ti 膜条件下界面响应强度介于 20 nm 与 200 nm 之间, 但由于该厚度下薄膜对 1064 nm 激光的反射率随厚度增加而显著上升, 实际能量耦合效率相较 200 nm 更低, 界面改性连续性较差。200 nm 的 Ti 中间层具有最好的辅助键合效果, 故选用该厚度开展深入研究。与原有的 20 nm Ti 膜相比 (图 3.5), 200 nm 的金属 Ti 膜对激光反应强烈, 在两片硅片的界面处均留下了清晰、连续的痕迹。除激光扫描路径同心圆之外, 还能观察到激光在表面诱导形成了条带状的结构, 这是由于光的干涉增强与减弱所导致的, 这种条带状的结构被称为牛顿环^[5]。

其形成机制如图 3.7 所示: 波长 1064 nm 激光透过上层硅片后进入两片硅片之间的楔形空气间隙, 在上下两个硅-空气界面处发生多次反射, 各反射光束在间隙内叠加产生干涉。当间隙厚度 d 满足式(3.3)所示的相长干涉条件时:

$$2d = \left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.3)$$

干涉增强使界面处局域能量密度显著提升，从而在该位置优先诱发 Ti 层改性，形成可见的亮环轨迹。相邻亮环之间对应的间隙差为：

$$\Delta d = \frac{\lambda}{2} = \frac{1064\text{nm}}{2} = 532\text{nm} \quad (3.4)$$

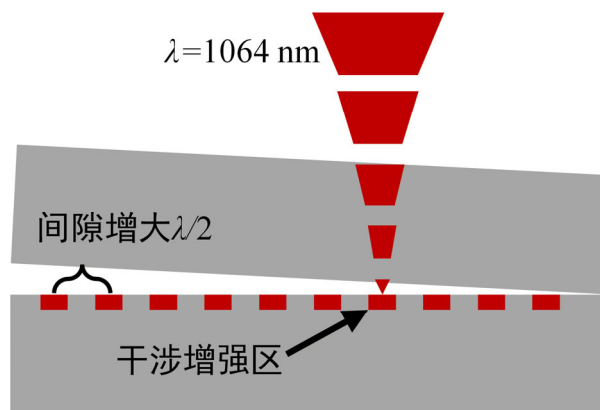


图 3.7 激光改性干涉估算间隙示意图

图 3.8 展示了参数调优后的激光键合实验结果。图 3.8（a）为下层硅片上表面（镀膜层）的低倍 SEM 图像，可清晰观察到以激光扫描起点为中心向外扩展的同心圆改性轨迹，即牛顿环结构，标尺为 2 mm，表明改性区域在毫米尺度上均匀分布。图 3.8（b）为图 3.8（a）中红框区域的高倍放大图（标尺 200 μm），可分辨出相邻亮环之间清晰的间距，通过计数图 3.8 中可分辨的牛顿环数目 $N=10$ ，可估算当前夹具条件下两片样品之间的最大间隙为：

$$d_{\max} = N \times \Delta d = 10 \times 532\text{nm} \approx 5\mu\text{m} \quad (3.5)$$

图 3.8(c)为上层硅片下表面（增透层）的低倍 SEM 图像（标尺 3 mm），同样呈现出规则的同心圆改性形貌，与图 3.8（a）相互对应，进一步验证了激光能量在两个界面处均产生了有效改性作用。图 3.8（d）为图 3.8（c）红框区域的放大图（标尺 300 μm），图中明确标注了干涉增强区与干涉减弱区，两者交替排列，亮暗对比鲜明，与牛顿环干涉机制的理论预测高度吻合。

上述结果表明，现有夹具施压条件下两片硅片之间存在约 5 μm 量级的界面间隙，这也是后续观察到 Ti 跨界面迁移距离的直接参照依据。该 SEM 系列图像清晰说明，在本研究目前的配置下，激光可以对 Si-Ti 界面形成清晰、稳定的改性。

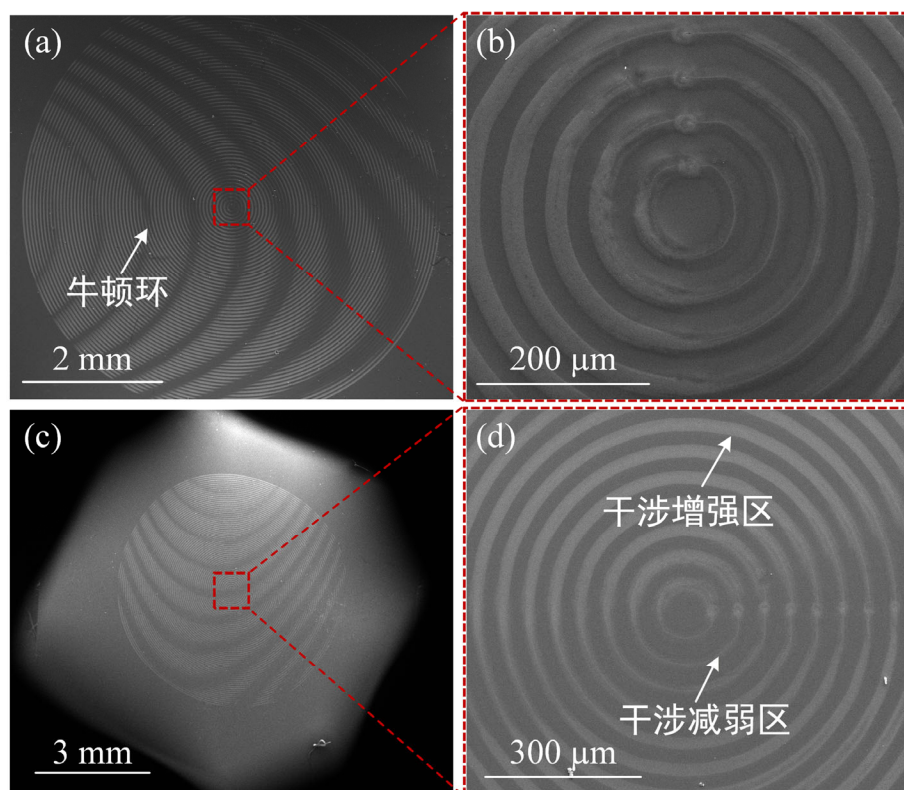


图 3.8 参数调优后的键合结果 (a-b) 下层硅片上表面 (镀膜层) (c-d) 上层硅片下表面 (增透层)。

通过调整聚焦深度和激光功率，可以发现如图 3.9 (b) 所示，在等离子体屏蔽（上层硅的上表面烧蚀）之前，可以在界面处沉积足够的能量使得 Ti 层形成部分烧蚀，而不仅仅是改性。然而，由于样品并非绝对平整，依然存在激光干涉增强和减弱，目前观测到的烧蚀区域主要位于干涉增强位置，而通过图 3.9 (f)，可以观察到有少量 Ti 层穿越了数微米的样品间隙，迁移至上层硅片的下表面，这一结果是对超快激光硅-硅键合实验可行性的重要验证。

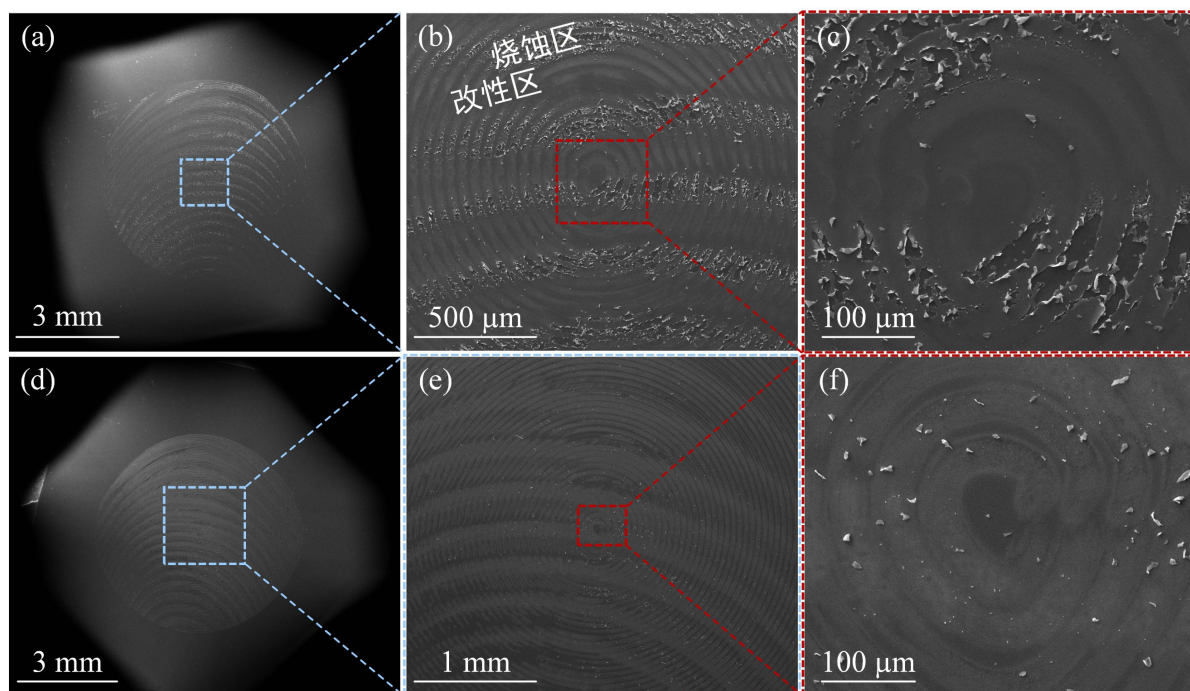


图 3.9 优化激光功率下所引发的 Ti 层部分烧蚀形貌（单脉冲能量： $9.1 \mu\text{J}$ ，扫描速度 $10 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ ）（a-c）下层硅片上表面（镀膜层）（d-f）上层硅片下表面（增透层）。

通过对键合界面微观形貌与元素空间分布的关联分析，图 3.10 揭示了 Ti 中间层在激光作用下的局域演化过程及其跨界面迁移行为。图 3.10（a）为键合后下层硅片上表面的 SEM 形貌图，可清晰观察到以激光扫描区域为中心的同心环状改性形貌，环形区域内分布有局部烧蚀坑与溅射碎屑，表明激光在 Ti 层处引发了局域熔融与材料喷射。图 3.10（b）为对应区域的 Si 元素 EDS 面分布图，硅信号在烧蚀区域内呈现出局部富集的特征，与 SEM 图中烧蚀去除区域的空间分布高度对应。图 3.10（c）的 Ti 元素 EDS 面分布图则在烧蚀区域内呈现出明显的 Ti 信号减弱，表明激光辐照导致 Ti 层发生局域熔融、气化与再凝固，Ti 元素在此过程中发生了空间重新分布。图 3.10（d-f）为对应的上层硅片下表面在更高放大倍率下的 SEM 形貌及 Si、Ti 元素 EDS 面分布图。图 3.10（f）中在上层硅片下表面检测到了离散分布的 Ti 元素信号，与 SEM 图像（图 3.10（d））中可见的颗粒状沉积物在空间位置上高度吻合。这一结果直接证明，在激光辐照过程中，原沉积于下层硅片上的 Ti 中间层材料发生了跨界面的转移，部分 Ti 以熔融液滴或气相沉积的形式迁移并附着于上层硅片下表面。根据该领域的键合机理模型^[49,50]，可以推断出 Ti 经历了融化阶段，

并在激光诱导的高压受限体积内发生了飞溅，从而在上层硅片的下表面被观测到。

上述 Ti 的跨界面转移行为是激光诱导界面局域键合的重要物理证据。

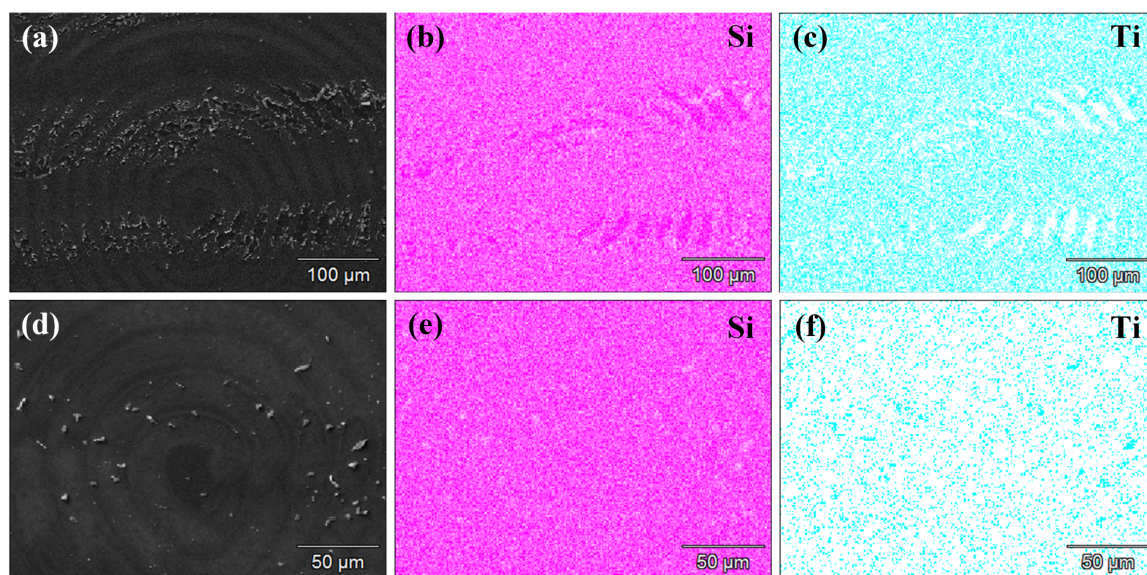


图 3.10 200 nm Ti 金属膜辅助硅-硅激光键合结果：(a-c) 为下层硅片上表面 SEM 及 EDS 图像数据；(d-f) 为上层硅片下表面 SEM 及 EDS 数据。

第4章 总结与展望

4.1 总结

本文围绕超快激光硅-硅晶圆键合这一课题展开研究。如图 4.1 所示, 制约这一技术的根本原因在于硅材料自身的物理特性与现有激光配置之间的深层矛盾。硅的高折射率从线性与非线性两条路径共同限制了激光能量在体内的沉积, 线性折射率导致空气-硅界面处等效 NA 显著下降, 而非线性折射率则进一步引发克尔效应、热透镜效应与等离子体散焦效应的协同叠加。激光参数层面同样存在约束, 单脉冲能量的提升受制于等离子体屏蔽, 300 kHz 的重复频率不足以形成足够的热积累效应, 1064 nm 的波长在到达焦点前就已经被硅材料线性吸收能量。无中间层的对照实验从实验层面验证了上述判断, 激光穿透 200 μm 硅片后界面处无任何改性痕迹, 直接键合的不可行性得到了明确证实。

在此基础上, 本文从透射率不足、像差问题与能量难沉积三个方向分别寻求突破。透射率方面, 将硅片厚度从 600 μm 减薄至 200 μm 使透过率从 27.0% 升至 41.4%, 再经 135 nm HfO_2 增透膜进一步提升至 79%, 总反射率降至 3% 以下, 已接近理论极限。像差方面, InFocus 数值仿真揭示了空气-硅界面引入的 65 μm 轴向焦位偏移, 并发现原有石英压板带来的额外像差使焦斑严重弥散, 更换上方无遮挡的夹具。能量沉积方面, 本文通过磁控溅射制备 Ti 薄膜作为金属中间层, 以金属对激光的高吸收率实现界面局域能量耦合。

上述方案的有效性通过系统实验得到了验证。引入 20 nm Ti 中间层后, 两侧硅片界面均出现对称的同心环状干涉条纹与规则 SEM 改性轨迹, 证实了 Ti 层对界面能量耦合的显著强化效果。对 200 nm Ti 膜的进一步研究表明, 在优化激光功率与聚焦深度后, 可在等离子体屏蔽发生之前实现 Ti 层的局域部分烧蚀, SEM 与 EDS 面分析在上层硅片下表面检测到离散分布的 Ti 沉积信号, 证明 Ti 熔融液滴在激光诱导的局域高压环境中穿越约 5 μm 的样品间隙完成了跨界面迁移, 构成了实现界面连接可行性的关键物理证据。

尽管受限于现有条件, 本研究最终未能实现具有足够力学强度的超快激光键合,

从而无法开展剪切强度等定量力学表征，但本文对超快激光能量在硅材料内部的沉积过程与调控机制进行了系统分析，初步建立了超快激光硅-硅晶圆键合的实验框架与物理机理认识，可为后续研究提供方法论参考。

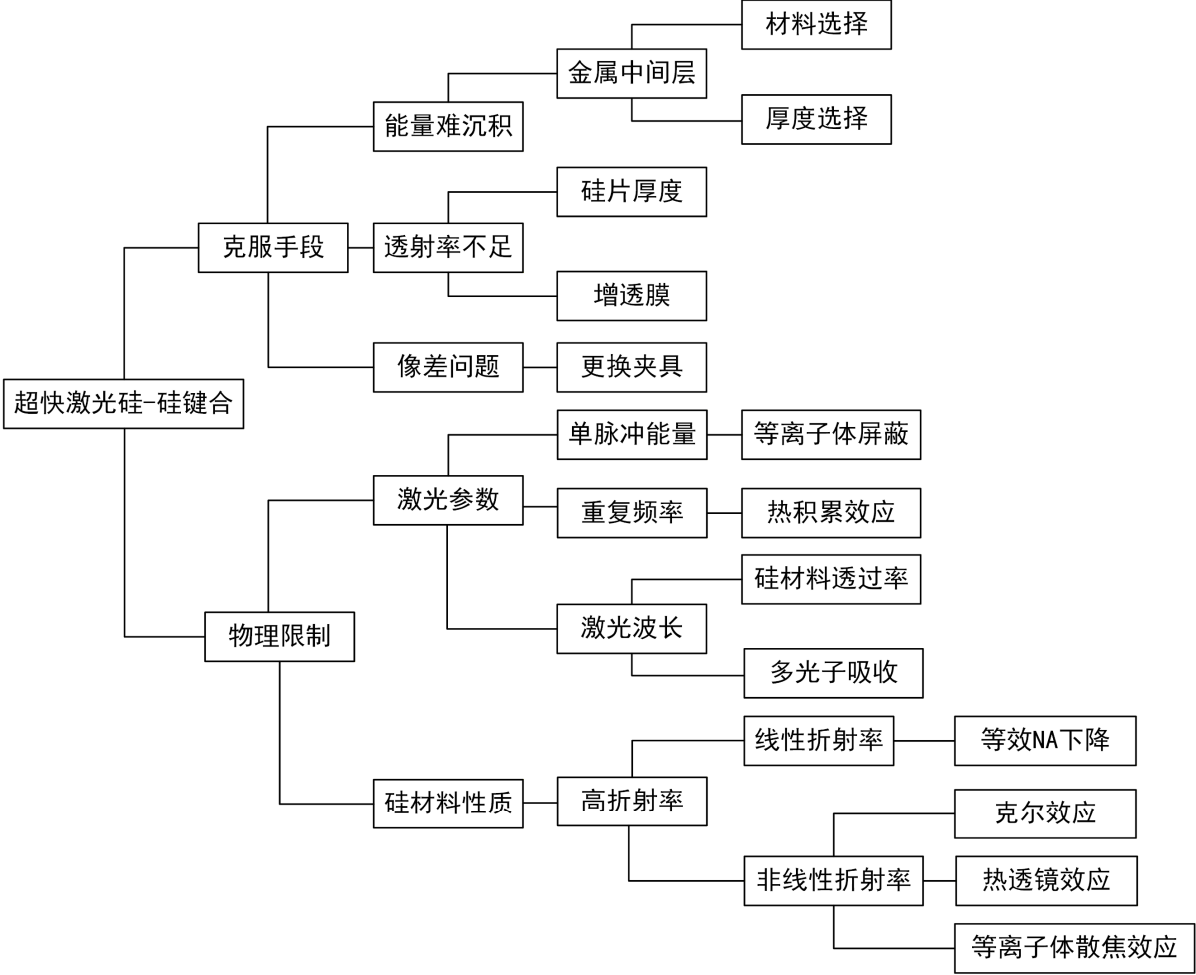


图 4.1 超快激光键合所受到的物理限制及本文所使用的克服手段

4.2 未来展望

在工艺优化层面，现有实验夹具的压力来自螺栓副的单点施压，压力分布的不均匀性是导致两片硅片间隙（约 5 μm 量级）在样品平面内空间分布不均的重要因素。后续可针对硅晶圆键合场景定制面接触式夹具，将螺栓副的单点施压转化为均匀面压力分布，同时保持样品上侧无石英等透明光学元件，消除额外透射像差对聚焦光斑质量的影响。有望将界面间隙压缩至光学接触量级，为实现界面机械互锁和化学键创造前提条件。

在界面能量耦合效率的提升层面，现有方案将 Ti 薄膜作为均匀连续膜沉积于硅片表面，其对 1064 nm 激光的吸收率受限于块体金属的光学性质，存在较大的反射损耗。后续可引入等离激元工程的思路，通过光刻或纳米压印工艺将金属中间层定制化为周期性纳米图案结构（如金属纳米光栅或纳米盘阵列），设计其局域表面等离激元共振峰与 1064 nm 泵浦波长精确匹配。等离激元共振不仅能够将入射激光的近场增强集中于金属纳米结构周边，大幅提升局域能量密度，还可通过结构参数设计抑制镜面反射，显著改善界面的整体能量耦合效率，为在更低激光功率下实现更高质量的界面改性提供新的工艺路径。

参考文献

- [1] 王子昊, 王霆, 张建军. 硅基光电异质集成的发展与思考[J]. 中国科学院院刊, 2022, 37(3): 360-367.
- [2] Khan A A, Nguyen T, Trinh Q T, et al. Wafer Bonding Technologies for Microelectromechanical Systems and 3D ICs: Advances, Challenges, and Trends[J]. Advanced Engineering Materials, 2025, 27(20): 2500342.
- [3] Esashi M. Wafer Level Packaging of MEMS[J]. Journal of Micromechanics and Microengineering, 2008, 18(7): 073001.
- [4] Ke S, Li D, Chen S. A Review: Wafer Bonding of Si-based Semiconductors[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2020, 53(32): 323001.
- [5] Jia X, Luo J, Li K, et al. Ultrafast Laser Welding of Transparent Materials: From Principles to Applications[J]. International Journal of Extreme Manufacturing, 2025, 7(3): 032001.
- [6] 张国栋, 程光华, 张伟. 超快激光选区焊接技术研究进展[J]. 中国光学, 2020, 13(6): 1209-1223.
- [7] Yuan H, Li C, Yang B, et al. A review on ultrashort pulse laser welding technology[J]. Advanced Optical Materials, 2025: e01852.
- [8] 孙轲, 孙盛芝, 邱建荣. 超短脉冲激光焊接非金属材料研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(11): 290-299.
- [9] Richter S, Zimmermann F, Tünnermann A, et al. Laser welding of glasses at high repetition rates – Fundamentals and prospects[J]. Optics & Laser Technology, 2016, 83: 59-66.
- [10] Ji C, Yang C, Wang C, et al. A review of the progress and challenges in ultrafast laser micro-welding of brittle optical materials[J]. Optics & Laser Technology, 2025, 192: 113570.

-
- [11] Tamaki T, Watanabe W, Junji Nishii, et al. Welding of Transparent Materials Using Femtosecond Laser Pulses[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2005, 44(5L): L687.
- [12] Watanabe W, Onda S, Tamaki T, et al. Space-selective laser joining of dissimilar transparent materials using femtosecond laser pulses[J]. Applied Physics Letters, 2006, 89(2): 021106.
- [13] Ozeki Y, Inoue T, Tamaki T, et al. Direct Welding between Copper and Glass Substrates with Femtosecond Laser Pulses[J]. Applied Physics Express, 2008, 1: 082601.
- [14] Penilla E H, Devia-Cruz L F, Wieg A T, et al. Ultrafast Laser Welding of Ceramics[J]. Science, 2019, 365(6455): 803-808.
- [15] Boyd R W. Nonlinear optics[M]. 4th ed. San Diego: Elsevier Science & Technology, 2020.
- [16] Polyakov D S, Yakovlev E B. Influence of burstein–moss effect on photoexcitation and heating of silicon by short and ultrashort laser pulses at wavelength 1.06 μm [J]. Applied Physics A: Materials Science & Processing, 2018, 124(12): 803.
- [17] Rethfeld B, Ivanov D S, Garcia M E, et al. Modelling ultrafast laser ablation[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2017, 50(19): 193001.
- [18] Chambonneau M, Grojo D, Tokel O, et al. In-Volume Laser Direct Writing of Silicon—Challenges and Opportunities[J]. Laser & Photonics Reviews, 2021, 15(11): 2100140.
- [19] Couairon A, Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media[J]. Physics Reports, 2007, 441(2-4): 47-189.
- [20] Li Z Z, Fan H, Wang L, et al. Super-stealth dicing of transparent solids with nanometric precision[J]. Nature Photonics, 2024, 18(8): 799-808.
- [21] Verburg P C, Römer G R B E, Huis In 't Veld A J. Two-photon–induced internal modification of silicon by erbium-doped fiber laser[J]. Optics Express, 2014, 22(18):

- 21958.
- [22] Chambonneau M, Blothe M, Fedorov V Yu, et al. Extreme optical nonlinearities unveiled by ultrafast laser filamentation in semiconductors[J]. *Nature Communications*, 2026, 17(1): 1701.
- [23] Sopena P, Wang A, Ganguly N, et al. Enhanced reliability and precision for internal laser processing of semiconductors using temporal domain strategies[C]//*Nanoscale and Quantum Materials: From Synthesis and Laser Processing to Applications 2025*: Vol. 13352. San Francisco: SPIE, 2025: 1335205.
- [24] Chambonneau M, Li Q, Blothe M, et al. Silicon–metal and silicon–silicon ultrafast laser welding with domesticated filaments[C]//*Laser-based Micro- and Nanoprocessing XVII*: Vol. 12409. San Francisco: SPIE, 2023: 1240903.
- [25] Sari F, Hoffmann W M, Haberstroh E, et al. Applications of laser transmission processes for the joining of plastics, silicon and glass micro parts[J]. *Microsystem Technologies*, 2008, 14(12): 1879-1886.
- [26] Ernst M, Steckenreiter V, Kajari-Schroder S, et al. Laser Welding for Processing of Thin Crystalline Si Wafers[J]. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 2015, 5(5): 1335-1339.
- [27] Sopena P, Wang A, Mouskeftaras A, et al. Transmission laser welding of similar and dissimilar semiconductor materials[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(11): 2200208.
- [28] Forget N. Processing of semi-conductors with advanced light control[EB/OL]. [2026-05-26]. <https://www.pepr-luma.fr/en/projet/proseco-2/>.
- [29] Chambonneau M, Li Q, Blothe M, et al. Ultrafast Laser Welding of Silicon[J]. *Advanced Photonics Research*, 2023, 4(5): 2200300.
- [30] Chanal M, Fedorov V Yu, Chambonneau M, et al. Crossing the threshold of ultrafast laser writing in bulk silicon[J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 773.
- [31] Shayeganrad G, Kim J, Lee T, et al. Stealth dicing of silicon wafer using 1- μm femtosecond laser pulses[C]//*CLEO: Applications and Technology*. Charlotte: Optica

- Publishing Group, 2024: AM3C.3.
- [32] Tokel O, Turnalı A, Makey G, et al. In-chip microstructures and photonic devices fabricated by nonlinear laser lithography deep inside silicon[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(10): 639-645.
- [33] Ganguly N, Sopeña P, Grojo D. Ultra-high-aspect-ratio structures through silicon using infrared laser pulses focused with axicon-lens doublets[J]. *Light: Advanced Manufacturing*, 2024, 5(3): 1.
- [34] Wang A, Das A, Grojo D. Ultrafast Laser Writing Deep inside Silicon with THz-Repetition-Rate Trains of Pulses[J]. *Research*, 2020, 2020: 8149764.
- [35] Wang A, Sopeña P, Grojo D. Burst mode enabled ultrafast laser inscription inside gallium arsenide[J]. *International Journal of Extreme Manufacturing*, 2022, 4(4): 045001.
- [36] Wang A, Das A, Fedorov V Y, et al. In-chip critical plasma seeds for laser writing of reconfigurable silicon photonics systems[J]. *Nature Communications*, 2025, 16(1): 6733.
- [37] Blothe M, Alberucci A, Alasgarzade N, et al. Transverse Inscription of Silicon Waveguides by Picosecond Laser Pulses[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2024, 18(11): 2400535.
- [38] Yao Y, Vergara A, Tang Z, et al. Feasibility Study of Layer Separation Using 2D Patterned Internal Laser Damage in Silicon[J]. *IEEE Transactions on Electrical and Electronic Engineering*, 2026, 21(1): 143-148.
- [39] Yao Y, Vergara A, Tanaka S. Feasibility Study of Layer Separation using 2D Patterned Internal Laser Damage in Silicon[C]//37th International Microprocesses and Nanotechnology Conference (MNC 2024), oral presentation. Kyoto, 2024: 15-D-2-3.
- [40] Yao Y, Dong Y, An H, et al. Non-optical-contact and clamp-free laser transmission welding of CFRP to fused silica via ethanol-assisted interfacial modification[J]. *Precision Engineering*, 2026, (Under Review).

-
- [41] Sugioka K, Cheng Y. Ultrafast lasers—reliable tools for advanced materials processing[J]. *Light: Science & Applications*, 2014, 3(4): e149-e149.
- [42] Gattass R R, Mazur E. Femtosecond laser micromachining in transparent materials[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(4): 219-225.
- [43] Sundaram S K, Mazur E. Inducing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses[J]. *Nature Materials*, 2002, 1(4): 217-224.
- [44] Das A, Wang A, Uteza O, et al. Pulse-duration dependence of laser-induced modifications inside silicon[J]. *Optics Express*, 2020, 28(18): 26623.
- [45] Polyanskiy M N. Refractiveindex.info database of optical constants[J]. *Scientific Data*, 2024, 11(1): 94.
- [46] Li Q, Chambonneau M, Blothe M, et al. Flexible, fast, and benchmarked vectorial model for focused laser beams[J]. *Applied Optics*, 2021, 60(13): 3954.
- [47] Wang G, Ding Z, Xu F. Orthogonal GHz harmonic dual-comb generation in monolithic fiber cavity for acquisition speed multiplication[J]. *Photonix*, 2025, 6(1): 2.
- [48] Han X, Wang Y, Hu J, et al. Deep 3D laser micromachining enabled by kilohertz-rate adaptive energy-flux compensation[J]. *Optica*, 2025, 12(11): 1811.
- [49] Chambonneau M, Li Q, Fedorov V Yu, et al. Taming Ultrafast Laser Filaments for Optimized Semiconductor–Metal Welding[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2021, 15(2): 2000433.
- [50] Zhang X, Zhao Y, Wu M, et al. Ultrafast laser packaging of glass and silicon: Microstructure and mechanical property[J]. *Optics & Laser Technology*, 2025, 184: 112538.

附录 1 在学期间取得的科研成果

期刊论文

- [1] **Yao Y**, Vergara A, Tang Z, et al. Feasibility Study of Layer Separation Using 2D Patterned Internal Laser Damage in Silicon[J]. IEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering, 2026, 21 (1) : 143-148. (SCI, 影响因子 1.1)
- [2] Huang Y, Wu H, **Yao Y**, et al. An Ultrasonic Vibration Scratch Tester for Studying the Scratch Characteristics of Materials under Ultrasonic Vibration Contact Status[J]. Actuators, 2024, 13 (7) : 262. (SCI, 影响因子 2.3)
- [3] **Yao Y**, Dong Y, An H, et al. Non-optical-contact and clamp-free laser transmission welding of CFRP to fused silica via ethanol-assisted interfacial modification[J]. Precision Engineering, 2026. (修改中, SCI, 影响因子 3.7)

会议论文

- [1] **Yao Y**, Vergara A, Tanaka S. Feasibility Study of Layer Separation using 2D Patterned Internal Laser Damage in Silicon[C]//37th International Microprocesses and Nanotechnology Conference (MNC) . Kyoto, 2024: 15-D-2-3. (口头报告)

专利

- [1] 黄虎, **姚远**, 黄雅明, 等.一种用于振动辅助划痕测试的超声振动装置: CN 220649966 U [P]. 2024-03-22 (已授权)

致谢

首先，谨向本文的指导教师魏贤龙老师、李桂伟老师致以诚挚的谢意，感谢两位老师对本研究方向给予的指导与建议，以及在论文完成过程中提供的支持。特别感谢课题组师兄师姐在实验技术、设备操作与实验思路给予的悉心指导与无私帮助。课题组严谨求实、开放包容的氛围令我深受感染，获益匪浅。

在本科阶段，我尤为感谢吉林大学的钱永峰老师与黄虎老师。两位老师给予了我充分的自由度，允许我以本科生身份独立探索感兴趣的研究课题，并在实验技能与科研认知上给予双重引领。这段经历不仅是我踏入科研领域的真正起点，也是对我独立思考与解决问题能力的深刻历练。

我还要向日本东北大学的 Andrea Vergara 老师与 Shuji Tanaka 老师表示衷心的感谢。本科期间的交换访问经历让我提前感受到了研究生阶段的科研生活，实验室在 MEMS 领域深厚的学术积累点燃了我对微观结构与制造工艺的浓厚兴趣。Andrea 老师细致入微、倾囊相授的指导方式，是我最终决定攻读博士学位的重要精神动力之一。此外，感谢西湖大学的仇旻教授课题组提供的访问机会，在那里，我看到了实验室的尖端技术是如何从科学构想变成一篇篇高水平论文，再一步步走向产业化的科研全流程，大大拓宽了我科研的视野与眼界。

同时，也要感谢吉林大学敬职敬责的任课教师们，特别是张秀芝老师，诲人不倦，令我获益良多。感谢吉林大学可爱的同学们，是你们陪我度过了这段美好充实的大学时光。

我亦要感谢这个时代。互联网的开放与人工智能的迅速发展极大地降低了知识获取的门槛，新技术的涌现拓展了我认识世界的视野，也深刻影响了我的思维方式。

感谢我的父母与家人。家永远是最坚实的依靠与最温暖的港湾，你们所给予我的人生态度与价值观，是我前行路上永恒的精神底色。

最后，感谢一直对世界保持好奇的我自己。