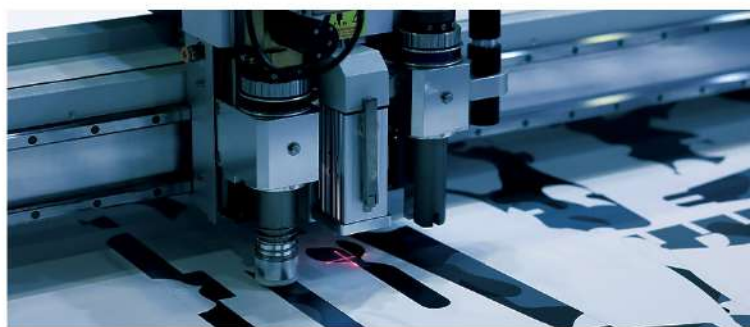


# 非金属脆性材料的 激光切割

张宏超、张爱军、  
尤里·瓦列里耶维奇·尼基秋克、  
安德烈·亚历山大罗维奇·谢列达、  
阿纳托利·尼古拉耶维奇·谢尔久科夫 著



Yu. V. NIKITYUK, A. A. SEREDA, A. N. SERDYUKOV  
尤·瓦·尼基秋克，安·亚·谢列达，阿·尼·谢尔久科夫

中国科学文化音像出版社有限公司 出版

非金属脆性材料的  
激光切割

阿纳托利·尼古拉耶维奇·谢尔久科夫、  
安德烈·亚历山大罗维奇·谢列达、  
尤里·瓦列里耶维奇·尼基秋克、  
张宏超、张爱军、

著

中国科学文化音像出版社有限公司 出版



ISBN 978-7-7801-3169-8



定价：124.00元

# 非金属脆性材料 的激光切割

张宏超、张爱军、

尤里·瓦列里耶维奇·尼基秋克、安德烈·亚历山大罗维奇·谢列达、阿纳托利·尼古拉耶维奇·谢尔久科夫 著

Yu. V. NIKITYUK, A. A. SEREDA, A. N. SERDYUKOV

尤·瓦·尼基秋克，阿·阿·谢列达，阿·恩·谢尔久科夫

版权页占位

# 前言

现代设备的微型化，加上脆性非金属材料产品的精密加工质量需求不断提高，需要开发新的激光方法，从各种硅酸盐玻璃、氧化铝陶瓷和各向异性晶体中高精度地切割产品，并提高现有技术的效率。

目前，已经开发了多种用于脆性非金属材料的精密激光加工方法，包括：贯穿厚度激光热切割、控制激光热切割（CLT）、平行热切割以及管状产品的热切割。

受控激光热裂技术被公认为高精度切割脆性非金属材料的高效方法。该技术通过形成微裂纹实现材料的精准切割，其工作原理是：首先利用激光辐射对材料表面进行加热，随后通过制冷剂冷却加热区域，从而在材料表面产生微裂纹。这种技术的主要优势在于切割精度高、加工速度快且无废料产生。

然而，利用受控的激光热切割脆性非金属材料的技术过程具有几个特点，阻碍了它们在工业上的广泛应用。

激光热裂解技术的一个特点是微裂纹发展过程的稳定性较低，这受到进入激光冲击区的制冷剂的显著影响，影响该区域内的热物理条件。这种情况是导致分裂微裂纹发展过程中不良失效的主要因素。

受控激光热切割技术的另一个显著缺点与微裂纹穿透材料的最大深度的显著限制有关，这归因于对表面激光加热的依赖。

此外，控制激光热裂切割技术在沿闭合曲线切割脆性非金属材料时存在若干明显缺陷，导致加工精度降低和最终产品质量下降。针对这些缺陷的解决方案尚未明确，需要进一步研究。

需要特别指出的是，现有的激光热裂过程数学模型均基于热弹性方程的解析解构建而成。通过对二维问题模型解的分析，我们揭示了热弹性场形成过程中的动力学规律，并发现了热裂工艺中若干规律性特征。然而，当前基于热导率线性微分方程建立的模型（未考虑热物理系数的温度依赖性），在预测加工模式的技术参数时仍存在局限性。

现有激光热裂切割工艺模型存在显著局限性，其核心问题在于：对块体样品应力张量分量的测定仍局限于二维框架。这种研究方法不仅会降低计算精度，更会显著增加应力实际空间分布分析的复杂度。

鉴于此，在三维数值建模的基础上，开发一种新的、有效的通过热激光切割对脆性非金属材料进行高精度切割的方法，是一个紧迫的问题，它具有科学和实践意义，有助于提高技术特性。

作者谨向审稿专家弗拉基米尔·N·别列伊（白俄罗斯国家科学院院士、物理学与数学博士）和维克托·A·埃梅利亚诺夫（白俄罗斯国家科学院通讯院士、工程学博士）致以

诚挚谢意。两位专家在评审过程中提供的宝贵意见与专业指导，为专著的最终定稿提供了重要参考，显著提升了著作质量。同时，作者亦衷心感谢校稿人南京理工大学冷嘉奇、汤桂铭、周祎昊等人在校对与文字润色过程中付出的辛勤劳动与细致工作。他们严谨专业的校核意见与建设性建议，帮助进一步完善了行文表达与版式细节，使专著内容更为准确严密、呈现更为规范。



# 目 录

<b>第一章 脆性非金属材料的激光加工技术 .....</b>	<b>01</b>
<b>第二章 数值模拟技术以及实验设备 .....</b>	<b>15</b>
2.1. 数值模拟技术 .....	15
2.2. 实验测试程序 .....	24
2.3. 激光设备 .....	29
2.4. 激光设备实验装置 .....	34
2.4.1 沿曲线轨迹进行热切割 .....	37
2.4.2 管状材料热切割 .....	39
2.5. 硅酸盐玻璃及氧化铝陶瓷性能 .....	39
<b>第三章 单光束激光器的模拟热切割工艺及发展 .....</b>	<b>47</b>
3.1. 受控激光热解过程中微裂纹的分裂 .....	47
3.2. 平行激光热解过程中产生的微裂纹形成机制分析 .....	50
3.2.1 平行激光热解法 .....	51
3.3. 通过控制激光热裂解技术对溶胶 - 凝胶法制备的石英玻璃进行激光切割 .....	55

3.4 激光热切割在激光辐射、制冷剂 and 热气流同时作用下材料表面的显著特征 .....	61
3.5. 石英玻璃激光切割工艺的检验, 作为线性断裂力学的一部分 .....	68
3.6 晶体硅受控激光热切割的特殊性.....	78
3.7. 晶状石英受控激光热切割的特殊性 .....	91
3.8. 激光加工金刚石晶体的模拟.....	106
3.9. 使用光弹性法切割硅酸盐玻璃能激光控制热的效果 ...	115

#### **第四章 脆性非金属材料的受控双光束激光热切割 .....**

4.1 金属陶瓷结构双光束激光热解切割的模拟 .....	123
4.2. 脆性非金属材料双光束激光热切割对受控机制的检查 .	129
4.3. 开发有效的受控双光束激光热切割方案 .....	136
4.4. 激光热切割厚氧化铝陶瓷.....	141
4.5. 用于在玻璃制品中创建圆角的双光束激光技术 .....	147
4.5.1 脆性非金属材料双束不对称热切割工艺模拟 .....	153
4.6. 使用特殊几何结构光束进行材料激光热切割的分析 ...	157
4.7. 硅晶圆和玻璃基板双层结构中激光切割的检验 .....	167
4.8. 使用新月形光束的蓝宝石激光热切割 .....	182

#### **第五章 沿闭合曲线的非金属材料脆性材料的激光热切割 ..**

5.1. 提高沿闭合曲线轨迹的激光热切割效率 .....	193
------------------------------	-----

5.2. 坚脆材料激光切割技术的检验.....	206
5.2.1 非金属管状材料 .....	206
5.3. 沿曲线轮廓分布的非均匀玻璃结构多层分离工艺模拟	216
<b>第六章 激光辐照光学材料相互作用机理及实验方法 .....</b>	<b>223</b>
6.1. 激光作用吸收机制 .....	224
6.2. 光致应力及测量 .....	229
6.2.1 激光辐照下材料的热响应 .....	229
6.2.2 连续激光作用下的应力场 .....	231
6.2.3 光致应力的光弹测量 .....	233
6.3. 近红外连续激光扫描钠钙玻璃热应力场演变及裂纹 扩展机理研究 .....	244
6.3.1 辐照 - 探测协同光路构建与热应力双折射参量 映射理论 .....	245
6.3.2 动态移动热源驱动下的热 - 力耦合建模及参数标定 .	252
6.3.2 动态移动热源驱动下的热 - 力耦合建模及参数标定 .	254
6.3.3 热应力场时空演化及相位解缠分析 .....	260
6.3.4 热应力驱动裂纹动态扩展的相场模型 .....	282
6.3.4.1 热 - 相场耦合断裂模型的理论构建与数值实现 ....	283
6.3.4.2 无初始裂纹扩展行为的模拟与实验对比 .....	288
6.4. 近红外连续激光辐照玻璃的黏弹性行为与形貌演化 ..	290
6.4.1 黏弹性应力场本构建模与理论框架 .....	292

6.4.2 激光参数对应力演化的调控机制 .....	302
6.4.3 应力场的实验诊断与仿真验证 .....	308
6.4.4 高功率激光辐照应力场的梯度响应机理.....	317
6.4.5 功率密度 - 时变效应对残余应力的调控机制及形变 关联分析 .....	334
总 结.....	343
REFERENCES.....	345

## 第一章 脆性非金属材料的激光加工技术

激光技术在工业应用中的一大重要领域涉及非金属材料的切割工艺。正如文献 [1, 第 6 页] 所述：“非金属材料涵盖多种类别（电介质、半导体、塑料、岩石、纺织品等），这些材料在化学成分、性能特性、制造工艺、用途、应用场景以及加工方法上存在显著差异。然而，激光技术的应用为实现各类非金属材料的切割工艺创造了实际条件”。此外，文献指出：“针对非金属材料，特定的激光切割工艺可分为三种类型：切割、钻孔或热裂”。值得注意的是，“在切割与热裂之间，半导体、陶瓷及硅基板的切割采用划线法，这种工艺处于中间位置” [1, p.11]。

在 [2, p.4] 中提供了更完整的分类，其中确定了以下处理玻璃和其他脆性非金属材料的方法：

通过沿指定切割线的材料汽化进行激光切割；

气体激光切割，利用压缩气体（通常为空气）的喷射来排出熔融材料；

气体激光切割，使用活性气体引发热反应；

刻图技术；

贯穿厚度激光热切割法；

受控激光热切割（CLT）。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

大量文献详细阐述了材料激光加工的基础方法（例如在 [3-6] 中），其中特别强调了通过激光热剥离法对脆性非金属材料进行加工，如 [2,7-23] 所述。

对与各种非金属材料激光切割方法相关的特征进行分析，特别是硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷，如上述来源所述（表 1.1 [2, p.11]），得出以下观察结果：

激光和气体激光切割通过沿切割线材料的蒸发是一种能量密集型方法，且缺乏高加工精度，这使得这些方法在从脆性非金属材料中获得精密产品时适用性较低 [2, p.9]；

激光划线工艺常因加工出的工件边缘质量欠佳而备受诟病。此外，该工艺的应用还存在材料表面被蒸发副产物污染的问题。因此，在某些情况下，采用划线技术进行精密加工可能并不合适 [2, p.9]。

表 1.1- 玻璃激光尺寸切割的各种技术的常见模式

激光尺寸 切割技术	激光功率 W	切割速度 mm/s	玻璃厚度 mm	能量强度 J/mm <sup>2</sup>
激光	200	0.42	3.5	143
气体激光器	200	6.35	1.57	20.1
刻写	50	58	6	0.144
贯穿厚度的热剥离	9	5.1	1.6	1.1
受控热切割	25	39	3	0.21

所观察到的缺陷并非贯穿式激光热切割法 [7] 固有特性。该领域的早期研究成果由 R.Lamley 于二十世纪七十年代末

期提出 [24,25]。由于该技术不仅避免了前文所述的缺陷，还实现了无废料切割且产品边缘质量优异，苏联在二十世纪八十年代对其展开了全面研究并广泛推广。这一技术突破的实践成果，可从 G.A.Machulka[7,26] 的研究著作中得到印证。

贯穿厚度激光热裂解的核心原理，是通过在脆性非金属材料中形成贯穿厚度的微裂纹并使其扩展。这一过程源于加工过程中表面激光加热产生的热弹性应力，其形成机制是激光束与材料表面发生相对运动所致 [7,27-31]。加工区域上方的温度被严格控制在特定值，以防止塑性变形引发的热弹性应力松弛 [7,31]。

然而，对贯穿厚度激光热切割技术的深入研究暴露出诸多缺陷，解决问题被证明极具挑战性。研究表明，这种切割方式存在两大显著局限：一是切割速度较低 [2,31]，二是热切割模式会随工件初始尺寸产生显著变化。受这些因素制约，对大型样品实施热切割工艺难以实现。此外，贯穿厚度热切割还存在定位精度不足的问题——这源于材料表面激光加热形成的拉伸与压缩应力区分布特性（第三章已对热弹性场进行详细分析）。鉴于上述缺陷，该技术被业界普遍认为缺乏应用前景 [31]。

目前，切割脆性非金属材料最高效的技术是控制激光热裂切割 [2,8-10,31]。该技术的特点是通过激光辐射对材料表面加热形成微裂纹，随后利用制冷剂冷却加热区域。控制激光热切割的主要优势在于操作精度高、切割过程中无废料产生以及快速加工能力。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

如前所述，该方法的研发工作始于 20 世纪 70 年代后半期的苏联，由 V·S·康德拉捷科领导的科研团队主导 [2,8,31-52]。此后，这一课题在多个国家持续开展研究，包括白俄罗斯 [53-95]、俄罗斯 [96-107]、德国 [108-111]、美国 [112-114]，中国 [115-120] 等。

研究已促成多种精密激光束加工脆性非金属材料的方法的开发。这些方法与 CLT 一起，包括平行和不对称激光热切割。

当材料受到与移动方向一致的椭圆形激光束照射时，会发生平行激光热裂切割现象，这种技术通过热切割实现样品处理 [9,10,59]。如文献 [42] 所述，通过剥离玻璃薄层来圆化锐边的技术，可视为该加工工艺的极限形式。

非对称激光热切割的基本原理是：当使用椭圆形截面的激光束加热材料时，若该激光束与相对位移方向呈一定角度，则会在材料表面形成边缘圆润的斜向裂纹 [10,31,69]。文献 [121] 提出了一种非对称热切割方法的改进方案，通过使激光束相对于切割线旋转  $5-26^\circ$  的角度，并配合制冷剂相对于激光束和切割线的运动，可制备出具有复杂边缘轮廓的玻璃晶片。

在联合激光热切割中，采用将平行热切割和 CLT 集成在一个单一加工周期中的方法，在样品中产生相互垂直的裂纹 [9,10]。

激光技术设备的高昂成本导致了独联体国家在 20 世纪 90 年代初期与脆性非金属材料激光切割相关的研究强度下降 [98]。

由脆性非金属材料制成的精密产品的质量需求日益增长，这主要是由当代电子设备的小型化所驱动的，这就需要开发创新的激光技术和改进现有技术，以实现对此类特殊材料制成的产品的高精度切割。

目前，CLT 技术已发展成为一项工业技术。德国公司“JENOPTIC Automatisierungstechnik GmbH”生产的玻璃和陶瓷切割机被称为“VOTAN-G”。与此同时，缩写 TLS（代表热激光切割）也被用来指代 CLT 技术 [122]。

美国 PTG 工业公司和 Fonon 科技国际公司提供用于控制激光热切割的工业应用技术，该技术在美国被称为零宽度切割技术 [123,124]。韩国制造商 EsseTech 公司专注于生产专为 LCD 平板设计的 GCM200L 玻璃切割单元。在俄罗斯联邦，类似的服务由莫斯科 SAPPHIR 工厂股份公司、Nano Lab 公司和 VOTSS 有限责任公司（莫斯科）提供 [125-127]。

除了前文提到的通过激光热切割方法处理脆性非金属材料的服务公司和企业之外，包括康宁公司、希捷科技、日立有限公司和三星电子在内的几家大公司拥有相关的专利并采用激光热切割技术。因此，激光热裂切割（CLT）技术是工业领域切割脆性非金属材料的最高效方案。尽管优势显著，但该技术仍存在若干制约因素，阻碍其在工业界的广泛应用，亟需通过深入研究优化激光热裂切割工艺，以提升脆性非金属材料的高精度切割效果。

已有文献 [31、35、50、110] 证实了利用层压板技术（CLT）沿闭合曲线轨迹切割脆性非金属材料的可行性。通过

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

研究这些成果并结合我们自身的研究 [68], 我们发现该技术在实际应用中存在若干问题。

在采用线切割技术加工曲面轮廓时, 若加工曲率半径较小, 生成的微裂纹会显著偏离激光冲击线。其根本原因在于: 直线切割时, 热弹性应力场相对于激光束轨迹保持对称分布; 而沿曲面轮廓加工时, 这种对称性会被打破。曲面轮廓的曲率半径越小, 热弹性应力分布的不对称性就越明显。这种裂纹与加工线的偏离正是导致该现象的原因, 从而降低了产品的制造精度。

通过激光辐射在处理系统中引入辅助加热, 利用有助于被处理材料表面加热的波长, 如 [31] 中所提出的, 不能有效地解决上述问题。

参考文献 [50,110] 中提出的概念值得关注。该技术涉及沿闭合曲线轮廓进行切割的工艺流程, 通过使用具有特定曲率半径的镰刀形光束对材料表面进行加热。这种光束的应用有望在切割过程中沿曲线轮廓实现热弹性应力的对称分布。该加工方法的主要缺陷在于实施过程中遇到的技术挑战, 这些挑战源于相关设备中光学系统必须大幅复杂化的必要性。

在应用连续激光技术时, 沿闭合曲线轮廓进行切割加工时, 激光冲击线产生的微裂纹会出现明显偏移, 特别是在加工轮廓闭合的接合处尤为突出。究其原因, 在加工轮廓闭合时, 沉积微裂纹的扩展会受到自身“尾部”结构的显著影响。该尾部尖端与微裂纹尖端共同构成应力集中的重要区域。如文献 [31] 所述, 沿加工线设置逐渐加深的预切槽方案, 并不

能有效缓解这一缺陷。

此外，在最终切割沉积的激光微裂纹以形成闭合曲线轮廓的成品时，仍面临重大挑战。直线切割工艺需要将材料切割成坯料，通常通过人工折断切割材料或使用专用机械装置来实现。然而，由于该方法存在较高的废品率，因此普遍认为无法满足将坯料分割成闭合曲线轮廓的要求。如文献 [31] 所述，在加工轮廓上反复进行激光加热的方法，往往难以有效解决这一问题——因为通过该方法形成的微裂纹深度仍不足以实现彻底的定性切割。

文献 [57] 指出，当前 CLT 技术存在一个显著缺陷——对工件样品允许厚度的限制过于严格。这种限制源于激光辐射的应用，会导致材料表面过热。作者 [43,57] 提出采用受控最终切割技术作为解决方案。该方案通过弹性波在缺口区域对材料表面施加额外冲击力，其振幅和频率的设定需根据需求确定：要么将缺口深度加工到指定值，要么实现穿透式切割。

文献 [49] 提出利用脉冲激光辐射作为弹性波源。在文献 [57] 中，该技术的多种实施方案被详细阐述，其中采用钕激光器在液体中产生声波的方法被认为效果最佳。但研究发现，直接利用激光激发冲击声波来调控微裂纹运动的效果并不理想。值得注意的是，除了上述两种材料弹性波生成方法外，作者提出的其他替代方案——如对材料表面施加机械冲击——往往会造成材料损伤，这种情况在大多数情况下是不可接受的。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

文献 [48] 提出的一种改进型 CLT 技术值得关注，其通过多级控制冷却工艺显著提升了微裂纹的穿透深度。文献 [52] 建议采用制冷剂增强微裂纹深度，具体方案是构建“双相分散体系”——该体系包含分散空气介质，其中第一分散相为水滴，第二分散相则采用胶体复合物或固体微粒。

文献 [55,98–100] 指出，使用二氧化碳激光辐射实现微裂纹的受控扩展仅适用于材料厚度较小的情况。研究者们提出采用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的固体激光器作为关键技术手段。

需要特别注意的是，几乎所有涉及通过热裂切割脆性非金属材料的研究都采用了激光辐射技术，尤其是二氧化碳激光辐射，以实现材料表面的加热。选择这种特定类型的激光作为技术工具是基于以下几个因素。

具体而言，文献 [7, p.10] 指出：“相较于其他激光器，工业级二氧化碳激光器在连续工作模式下能提供最大功率，性能表现优异，设计结构简单且耐用”。同时，该文献 [7] 不仅强调了二氧化碳激光器辐射的潜在应用价值，还针对固态激光器在  $1.06\mu\text{m}$  波长工作时存在的效率问题进行了深入探讨。

研究还得出结论：“玻璃在受到足够强度（数十瓦）的辐射照射时会发生加热过程，这种辐射可用于热裂切割。然而，这类激光辐射的潜在应用存在局限性。首先，固态激光器工作波长下的玻璃损耗极小，加工过程中仍有相当一部分辐射功率被耗散。其次，固态激光器效率仅限于 2%，这引发了人们对于在玻璃加工技术中大规模使用这种加热源经济

可行性的担忧” [7, p.10]。

已发表的研究 [128] 概述了技术单元 “Kquant-20” 在玻璃热处理中的应用。然而，研究 [10] 对其可行性提出了质疑，指出热解率低是一个重大问题。

然而，研究 [98-100,129] 提供的结果证明了使用固态激光器在特定波长  $1.06\mu\text{m}$  下用于加工厚玻璃可行性。在文献 [129, p.787] 中，提出了一种利用脉冲钕激光器辐射进行玻璃晶圆切割的方法，该方法采用被动模式同步技术。该方法首先形成微裂纹通道，随后沿这些通道对材料进行（自）分裂。

文献 [98,99] 的研究人员通过实验证明，采用固态激光辐射技术可实现厚度达 24 mm 的玻璃晶圆封装切割。参考文献 [100] 指出，固态激光辐射技术的优势在于能同时切割多片晶圆（最多可达 4 至 6 片）。这些研究者特别强调，相较于传统方法处理厚样品时面临的挑战，使用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的固态激光辐射技术作为加工手段具有显著优势。

尽管如此，在对这些研究和我们的实验研究结果 [67] 进行审查后，我们必须同意这一结论：在所有情况下，使用  $1.06\mu\text{m}$  波长的辐射自主切割脆性非金属材料都被证明是无效的，但之前提到的特定情况除外。

CLT 的另一个缺点是切割过程的可靠性有限，其发生在从被加工材料表面的激光光斑边缘到冷却区前端的最小距离的模式中，特别是当使用细混合物作为制冷剂时。

对 CLT 工艺的分析揭示了导致其不稳定的多个因素

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

[73]。激光冲击区域中制冷剂物质的存在显著影响了热物理条件，导致分裂微裂纹的发展频繁出现故障。

需要强调的是，制冷剂在激光控制热切割过程中起着至关重要的作用，这使得能够实现一个质的飞跃——即在指定深度内控制微裂纹穿透至玻璃中 [2, p.35]。

[8] 作者的研究表明（见表 1.2），最有效的制冷剂应用方式是将加压的细雾状水空气混合物输送至加工区域。相较于实验中使用的其他物质，水具有更高的比热容，这正是该现象的成因。制冷剂的化学成分会影响硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷的裂解过程，这突显了可能加速裂解进程的化学反应潜力 [130, p.140]。

表 1.2- 激光用不同制冷剂对 6 mm 厚的平板玻璃进行热切割工艺控制相关参数的比较分析

制冷剂名称	CLT 率, mm/s	微裂纹深度, mm	制冷剂流量, ml/s
空气流	7	0.72	—
水	25	0.35	0.04
丙醇	20	0.35	0.08
乙醇	25	0.35	0.1
甘油	10	0.45	0.1

研究结果表明，冷却表面不仅呈现具有稳定强冷却特性的区域，还会因液体在表面扩散而形成薄膜 [73]。激光辐射

加热材料区域的主要冷却通常发生在该薄膜下方，其特点是热交换存在显著的不稳定性。

上述缺点可以通过采用气体流作为制冷剂来解决 [97]，尽管这种方法效率不高。或者，可以使用专门的真空装置来提取制冷剂物质，但这带来了重大的技术挑战。

在文献 [57] 中，研究者观察到采用 CLT 方法进行材料垂直切割时遇到的挑战。该研究团队提出了一种非接触式微缺陷生成技术，通过暴露于多种脉冲激光辐射来实现。研究表明，铒激光器和 TEA 二氧化碳激光器是形成此类缺陷的最佳工具。文献 [131] 的研究人员则建议，可通过在工件两侧进行相互垂直的切割来实现这一目标。

论文 [108] 提出了一种基于热切割的激光加工方法。其核心特征在于：当使用波长为  $10.6\mu\text{m}$  的二氧化碳激光束时，其在工件表面形成的截面会呈现 V 形或 U 形光斑。文献 [50,132] 曾提出通过采用辐射功率密度分布从边缘向中心递减的激光束，来优化切割线上的材料特性。这种设计有望避免沿切割线产生材料温升现象。然而，尽管在结构设计中应用此类激光束可能提升热切割质量，但由于会显著增加光学系统的复杂度，其实际应用价值仍存疑。

文献 [112] 提出了一种新型脆性非金属材料微裂纹形成方法。该技术通过将激光束精准聚焦于材料表面，确保焦点位于材料前后表面之间。与此同时，冷却液射流被引导至焦点上方的表面区域，从而在材料内部形成不会触及任何表面的微裂纹。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

文献 [113] 中提出的多项创新技术方案值得单独关注。该研究团队在材料表面激光束作用区域引入冷却源，显著降低了微裂纹与加工线的偏离程度。发明者还提出通过附加激光束对材料进行预热，从而提升加工效率。为缓解边缘效应，建议在处理流程的不同阶段动态调整加工速度。此外，该方案创新性地采用管状结构的最终切割装置，这些装置嵌入工艺凹槽中，当流体压力增大时，装置体积会随之膨胀。

研究论文 [44] 提出了一种双光束法实现激光热切割的厚度穿透技术，该方法利用两束二氧化碳激光的辐射。当脆性非金属材料晶圆表面通过两束间距特定的激光束加热时，这些激光束在垂直于相对位移方向上偏离分界面，加热区域会产生压缩应力，而相邻区域则会形成显著的拉伸应力。这种应力分布为产生分裂微裂纹提供了必要条件。与传统受控热切割（通过激光束加热材料表面后用制冷剂局部冷却实现切割）不同，采用双激光束加热技术生成可控微裂纹，可在切割过程中省去制冷剂的使用。在多数情况下，这一优势尤为突出。不过由于热影响区的膨胀问题，该切割工艺在生产小型产品时存在明显局限性，这也解释了该技术在现代工业中的应用受限。

此前研究发现，在采用激光热裂切割工艺生产玻璃制品时，激光加工区域的温度必须控制在所用玻璃类型对应的玻璃化转变温度以下 [7,31]。需要特别说明的是，在某些情况下，将加工区域加热至高于玻璃化转变温度的温度反而可能带来积极效果。

文献 [104] 提出了一种切割薄玻璃的方法：首先将玻璃加热至超过软化点的温度，使其首次接触聚焦的二氧化碳激光束。该工艺会在产品表面形成凹凸不平的材料带，其近表面层存在残余拉应力。这种材料带的宽度与激光束直径基本一致。当持续暴露于散焦光束时，材料带会进一步产生拉应力，最终突破玻璃强度极限并引发裂纹形成。

文献 [102] 提出了一种在玻璃中制造通孔的方法。该发明的核心在于利用 YAG 激光辐射对材料局部区域进行加热，随后对受辐照区域进行冷却。玻璃需在整个厚度范围内被加热至超过其软化点的温度。文献 [102, p.2] 中描述的裂纹形成过程如下：“当玻璃体积在辐照区域膨胀并‘凝固’时，会产生残余热应力——局部区域被压缩，而外围区域被拉伸，最终沿最大拉伸应力线形成裂纹，环绕着局部加热区域”。

必须特别关注利用不同波长激光辐射效应相互作用的激光热切割技术。在该领域的早期贡献中，Lambert 于 1976 年提出了一种双束激光切割玻璃的技术 [133]。

在苏联，应用双束材料加工技术来提高金属化表面介电材料的激光切割效率 [134]。

兰伯特提出的理论在蔡昌明的研究中得到了进一步拓展 [115,119,120]。研究表明，当陶瓷材料受到聚焦的 YAG 激光照射时，其表面会形成微裂纹系统；而二氧化碳激光束的散焦效应则会引发热应力，导致这些裂纹持续扩展。通过对相关研究的分析，我们发现将激光划线与热解理相结合的加工工艺，实际上存在各自技术的固有缺陷。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

本发明 [135] 提出的双光束法在脆性材料分片技术领域具有重要价值。该方法分为两个独立阶段：首先通过激光加工在材料表面刻划出切割线，随后进行二次激光加工形成断裂面。刻划过程利用脉冲激光束对切割线不同区域的局部作用，实现加热与冷却的精准控制。最终切割工序则在连续工作的二氧化碳激光辐射下同步完成。作者 [135] 创新性地将蔡氏研究中的技术整合，采用对加热表面进行二次冷却的方案。不过由于前期刻划步骤的影响，该切割工艺产生的边缘质量仍存在提升空间。

## 第二章 数值模拟技术以及实验设备

### 2.1. 数值模拟技术

在分析方法解决热弹性问题时遭遇的诸多挑战，促使人们开始采用数值技术来模拟激光热解过程。有限元法（FEM）在这些应用中表现尤为出色 [136]。“有限元法的核心理念在于：任何连续变量（如温度或位移）都可以通过离散模型来表征——这种模型由定义在有限子区域上的分段连续函数集合构成” [136, p.10]。

许多著作，例如 [136-139]，概述了有限元法的基础及其实际应用。

该算法的应用通常包括四个步骤 [140]：

有限元提取；

确定各单元的近似函数；

将有限元整合为一个完整的集合；

计算节点函数值向量。

在上述现象学模型框架下，采用有限元法计算脆性非金属材料的激光热裂解模式的主要优势包括以下几点：

在数值模拟过程中考虑材料性能对温度的依赖性；

使用混合边界条件时问题的简化；

该方法在复合材料中的适用性；

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

利用有限元法求解涉及任意几何形状物体的问题。

ANSYS 软件是有限元分析领域最负盛名的软件之一，广泛应用于可变形固体力学、热交换与传递、流体动力学、声学及电磁学等领域的复杂问题研究。该软件作为数学建模与计算实验的工具包，通过整合高效的数值方法，为用户开发的模型提供强大的计算支持 [141,142]。

ANSYS 软件作为一个开放式系统，使用集成的 APDL 语言以及各种高级编程语言进行编程。用户可以嵌入过程和元素，修改和添加菜单，并连接消息文件以创建自定义程序。

在许多情况下，内部开发通用计算机技术通常是不可行的，而且往往不现实。

这款软件产品的卓越品质体现在其应用列表中包含的有限元分析工具 ANSYS，该工具已获得俄罗斯联邦核与辐射安全局（Gosatomnadzor）软件认证委员会的认证 [143]。建议在计算金属及合金制造的核心部件与反应堆设备的静态应力 - 应变状态时，需在直线弹性区域内进行，并同时考虑塑性变形和蠕变等形变效应。

需要特别指出的是，已有大量研究通过 ANSYS 软件包对激光材料加工技术进行了有限元模拟分析。其中关于激光热硬化工艺的仿真结果已在文献 [144] 中详细阐述。特别值得关注的是文献 [115,118-120] 的研究成果，这些研究成功运用 ANSYS 软件计算了脆性非金属材料在激光热解过程中产生的热弹性场。

ANSYS 软件对激光热裂解过程的模拟采用了与热传导问题 [145] 相关的热强度分析工具。在 ANSYS 中, 热分析和强度分析采用顺序式处理方式, 这与准静态框架下解决非耦合热弹性的方法保持一致。

在 ANSYS 中应用有限元法确定温度场时, 表示传热过程的矩阵方程可表示如下 [145]:

$$[C]\{T'\} + [K]\{T\} = \{Q\} \quad (2.1)$$

其中,  $[C]$  是比热容矩阵;

$\{T'\}$  为节点温度的时间导数;

$[K]$  为有效导热系数矩阵;

$\{T\}$  为节点温度向量;

$\{Q\}$  是节点处有效热流的向量。

在此场景中, 矩阵  $[C]$  和  $[K]$  综合考虑了材料热导率和热容的温度依赖性。此外, 向量  $\{Q\}$  还包含了激光束冲击特性以及制冷剂影响下材料表面冷却效应的相关参数。

温度场的确定是激光热裂解过程模拟的初始阶段。接下来的重要步骤是评估工作材料中的热弹性应力。

文献 [136] 指出, 有限元法的标准公式需要预先定义位移场。因此, 求解该问题时必须最小化系统的势能。ANSYS 软件中处理此问题的解析方程可表示如下:

$$\{u\} = \{F\} \quad (2.2)$$

其中,  $\{u\}$  是刚度矩阵;

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

{F} 为节点力矢量；

在模拟激光热裂解过程时，构建力矢量 {F} 需要综合考虑两个关键因素：材料受热膨胀产生的形变效应，以及制冷剂作用区域的压缩效应。通过分析节点位移的确定值，即可计算出应力张量的各分量 [136]。

有限元法（FEM）与所有变分方法的主要缺陷，正如文献 [138] 所指出的，主要在于获取先验估计值的挑战。其可靠性只能通过精确解的测试来评估。

文献 [146] 中总结了有限元法数值解算问题时的三个主要误差来源：

基函数近似产生的离散化误差；

与计算设备中数字的有限表示精度相关的舍入误差；

数学模型中的错误，源于它与物理现实的不一致。

此外，在 [147] 中观察到，误差的来源与初始数据有关，而初始数据通常来自实验程序；然而，总体而言，所获得结果的精度并不超过初始数据的精度 [139]。

参考 [141] 指出，与前文提到的其他类型的误差相比，在计算机算术运算期间发生的舍入误差不那么重要；因此，这一误差来源将不再进一步讨论。

应用有限元法（FEM）时面临的主要挑战在于如何验证所选有限元尺寸的合理性，因为任何数值方法的计算结果都会受到离散化方式的影响 [148]。需要重点排查的 FEM 误差根源在于离散化误差 [146]。根据文献 [149] 的研究，采用粗网格模型会导致计算结果比实际值低估 20%-40%。

验证有限元法收敛于精确解的常用方法，是将采用大量网格划分区间得到的数值解与之前的低阶近似解进行对比。所得解的接近程度可作为方法收敛性的指标 [146]。正如文献 [149] 所述，将单元尺寸缩减到特定程度能提升计算模型的精细度，从而获得可靠的结果。

然而，必须强调的是，验证数值模拟结果准确性的最有效方法是通过与精确解析的解进行比较 [138]。

为评估所选有限元模型在实施过程中产生的误差，我们采用了非均匀线性热传导方程的精确解析解 [9]。

$$\nabla^2 \cdot T(\vec{r}, t) - \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{-Q(\vec{r}, t)}{\lambda} \quad (2.3)$$

源为：

$$Q(\vec{r}, t) = \gamma \cdot P_0 \cdot \exp \left[ \frac{-(x - vt)^2 - (y)^2}{A^2} - \gamma z \right] \quad (2.4)$$

它模拟了激光束沿直线的匀速运动。

在上述方程式中：

$\lambda$  是材料的导热系数；

$a$  为材料的热扩散率；

$P_0$  为光束中心处的激光功率密度；

$\gamma$  是介质的吸收常数；

$v$  为激光束的线速度；

$\vec{r}$  为激光束半径。

考虑表面传热的半无限介质中热导率方程的格林函数表示如下 [150]：

◎ 非金属脆性材料的激光切割

$$G(\vec{r}, \vec{r}', \tau) = \frac{a}{8 \times \lambda (\pi \times a \times \tau)^{3/2}} \times \exp\left[-\frac{(y-y')^2 - (x-x')^2}{4 \times a \times \tau}\right] \times \left\{ \exp\left[-\frac{(z-z')^2}{4 \times a \times \tau}\right] + \exp\left[-\frac{(z+z')^2}{4 \times a \times \tau}\right] - 2 \times h_0 \times \sqrt{\pi \times a \times \tau} \times \operatorname{erfc}\left(\frac{(z+z')}{\sqrt{4 \times a \times \tau}} + h_0 \times \sqrt{a \times \tau}\right) \times \exp[h_0 \times (z+z') + a \times h_0^2 \times \tau] \right\} \quad (2.5)$$

此处,  $h_0 = h/\lambda$  表示相对传热系数 ( $h$  为传热系数),  $\tau = t - t'$   
人们普遍承认 [150,151],

$$T(\vec{r}, t) = \int d^3 \vec{r}' \int dt' G(\vec{r}, \vec{r}', t - t') \cdot Q(\vec{r}', t') \quad (2.6)$$

通过将方程 (2.6) 进行积分, 得到温度场的后续表达式:

$$T(\vec{r}, t) = \frac{P_0 \cdot \gamma \cdot a \cdot R^2}{2 \cdot \lambda} \int_0^t dt' f(\vec{r}, \tau) \quad (2.7)$$

其中  $R$  为激光束半径

$$f(\vec{r}, t) = \frac{\exp\left\{-\frac{(x-v \cdot \tau)^2 - (y)^2}{4 \cdot a \cdot \tau + R^2}\right\}}{4 \cdot a \cdot \tau + R^2} \times \left\{ \exp(\gamma^2 \cdot a \cdot \tau - \gamma \cdot z) \cdot \operatorname{erfc}(\gamma \cdot \sqrt{a \cdot \tau} - z/\sqrt{4 \cdot a \cdot \tau}) + \frac{\gamma + h_0}{\gamma - h_0} \exp(\gamma^2 \cdot a \cdot \tau + \gamma \cdot z) \cdot \operatorname{erfc}(\gamma \cdot \sqrt{a \cdot \tau} + z/\sqrt{4 \cdot a \cdot \tau}) - \frac{2 \cdot h_0}{\gamma - h_0} \exp(h_0^2 \cdot a \cdot \tau + h_0 \cdot z) \cdot \operatorname{erfc}(h_0 \cdot \sqrt{a \cdot \tau} + z/\sqrt{4 \cdot a \cdot \tau}) \right\} \quad (2.8)$$

当吸收系数趋近于无穷大时, 由方程 (2.7) - (2.8) 表示的解可表示为 [9]:

$$T(\vec{r}, t) = \frac{P_0 \cdot a \cdot R^2}{\lambda \cdot \pi^{1/2}} \int_0^t dt' f(\vec{r}, \tau) \quad (2.9)$$

其中,

$$f(\bar{r}, t) = \frac{\exp\left\{\frac{-(x-v \cdot t)^2 - (y)^2}{4 \cdot a \cdot \tau + R^2}\right\}}{(4 \cdot a \cdot \tau + R^2) \cdot \sqrt{a \cdot \tau}} \times \left\{ \begin{array}{l} \exp\left(\frac{-z^2}{4 \cdot a \cdot \tau}\right) - h_0 \cdot \pi \cdot \sqrt{a \cdot \tau} \cdot \\ \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2 \cdot \sqrt{a \cdot \tau}} + h_0 \cdot \pi \cdot \sqrt{a \cdot \tau}\right) \\ \cdot \exp(h_0 \cdot z + h_0^2 \cdot a \cdot \tau) \end{array} \right\} \quad (2.10)$$

最终采用推导出的精确解析解 (2.9) 来评估有限元模拟结果的有效性。通过将有限元法得出的最大温度值与解析解 (2.9) 进行对比, 评估所获结果的充分性。

计算时采用以下参数: 热导率  $P_0=2.238 \times 10^6 \text{W/m}^2$ , 折射率  $R=1.5 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$ , 速度  $v=25 \times 10^{-3} \text{m/s}$ 。表 2.1 列出了计算所用硅酸盐片玻璃和氧化铝陶瓷的特性参数。根据公式 (2.9) 的计算结果, 片玻璃的最高温度为  $769.7^\circ\text{K}$ , 而多芯玻璃的最高温度为  $347.1^\circ\text{K}$ 。

本文给出的数值模拟的验证结果

表 2.2 表明, 随着单元尺寸的减小, 有限元模型显示出向精确解的收敛。离散化误差约为 2-3.5%。

表 2.1- 各类硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷的特性

材料特性	薄玻璃	熔融石英	S52-1	多核 (VK 100-1)	22 XC (VK 94-1)
密度, $\text{kg/m}^3$	2450	2200	2390	3960	3860
比热容, $\text{J/kg} \cdot \text{K}$	860	880	837	760	760
导热系数, $\text{W/m} \cdot \text{K}$	0.88	1.34	0.96	32.50	10.45
热线性膨胀度 $\text{deg-}$ $1 \cdot 10^{-7}$	89	5	52	75	80
杨氏模量, $\text{GPa}$	70	78	66	380	247
泊松比	0.22	0.17	0.21	0.22	0.22

◎ 非金属脆性材料的激光切割

表 2.2- 有限元模型参数和解的精确性研究结果

材料	薄玻璃	薄玻璃	薄玻璃	多核
材料类型	固体 70	固体 70	固体 90	固体 90
样品间距, s	0.01	0.005	0.005	0.005
切割平面上的元件边长, $10^{-3}$ m	0.25	0.125	0.125	0.125
温度峰值, K	720.7	731.4	744.3	340.6
误差百分比, %	6.4	5.0	3.3	1.9

我们现在将重点讨论另一个误差来源, 即所采用的数学模型中存在的误差。

硅酸盐玻璃与氧化铝陶瓷的导热系数和热容对材料温度表现出显著依赖性。基于这种温度依赖特性, 硅酸盐玻璃板材的最高温度被测定为 731.4°K, 这比未考虑温度依赖性的先前计算结果 637.7°K 明显偏高。因此, 此前用于硅酸盐玻璃激光热解过程的模型在激光辐照区域产生了显著过高的温度估算值。温度场计算误差约为 10%-15%。

文献 [99] 的计算表明, 玻璃表面在玻璃化转变温度下辐射产生的能量通量密度约为  $3 \times 10^4 \text{W/m}^2$ , 而对流热传递导致的通量密度则低于  $25 \text{W/m}^2$ 。文献 [31] 中采用的热裂切割功率密度范围为  $0.3 \times 10^6 \text{W/m}^2$  至  $20 \times 10^6 \text{W/m}^2$ 。因此, 在确定激光热裂切割过程中产生的温度场时, 除接触制冷剂的区域外, 材料表面因辐射和对流造成的能量损耗可忽略不计。

此外, 除了已识别的模型误差来源外, 需要特别指出的是: 在确定应力场时采用了热弹性问题的非耦合准静态建模

方法。该模型在激光热解过程中的显著特征在于：既忽略了应变场与温度场之间的相互作用（即耦合效应），也未考虑因热膨胀导致固体颗粒运动所产生的动态效应 [152]。不过，参考文献 [9] 曾指出，在激光热解过程中观察到的耦合效应和动态效应强度相对较小。

本研究采用的材料断裂准则，旨在阐明硅酸盐玻璃与氧化铝陶瓷在激光热解过程中呈现的物理规律性特征，这一标准需要特别关注。正如前文所述，在模拟相关工艺时，选用特定类型硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷的抗拉强度作为材料断裂判定依据是合理的。

因此，本研究选择最大拉伸应力准则作为判定裂纹扩展方向的主要依据。该准则由 E·约菲 [153, p.193] 首次提出，其核心观点是激光微裂纹的扩展方向应与最大拉伸应力作用方向垂直。值得注意的是，在拉伸区发生的裂纹扩展会停止增长，并可能表现出从压缩区“反射”的倾向 [154, p.188]。

要提升激光热裂解工艺相关工程计算的准确性，可采用断裂力学方法，特别是格里菲斯 - 欧文裂纹形成理论。通过该方法研究激光热裂解过程，能更清晰地掌握加工区域的温度与应力分布。这种现象源于裂纹分隔材料部件间热交换的扰动——移动裂纹尖端会成为热源 [155, p.178]。正如前文所述，在此情形下裂纹尖端处必然存在应力集中现象。

通过采用前文所述的激光热裂解模拟方法，本研究成功攻克了既定技术难题，尤其有效揭示了脆性材料在不同激光热裂解工艺中展现的物理原理与特性。为深入解析各类激光

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

热裂解方案下微裂纹形成的独特特征，我们基于加工模式计算得到的热弹性场空间分布展开研究。这些加工模式既参考了现有文献 [31] 的详细论述，也在实验中取得了令人满意的结果。

### 2.2. 实验测试程序

本研究聚焦于脆性非金属材料激光切割工艺的核心机制，重点解析热弹性应力引发的微裂纹形成过程。实验方案包含两大核心内容：一是系统测量激光热裂切割工艺的关键参数，二是对生成微裂纹的几何特征进行深入分析。

影响激光热切割过程的主要因素是激光束的能量参数，包括连续模式激光器的辐射功率，以及脉冲模式激光器的辐射能量和脉冲持续时间。此外，激光束在被加工材料表面的尺寸和形状也起着重要作用。

用 IMO-2H 型表测量激光辐射的平均功率和能量，该表由感应头、测量单元和功率衰减器组成（图 2.1）。表 2.3 给出了 IMO-2H 型表测量激光辐射平均功率和能量的技术参数，引自 [156, p.64]。



图 2.1 IMO-2H 激光辐射平均功率和能量脉冲的测量仪

表 2.3-IMO-2H 规范

工作波长, $\mu\text{m}$	1.06; 10.6
功率测量范围, W	$10^{-3} \div 10^2$
能量测量范围, J	$10^{-2} \div 10^1$
最大光束直径, mm	12
基本误差, %	7

使用以下公式，以百分比形式计算平均功率的相对不稳定性：

$$S_p = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} \cdot 100 \quad (2.11)$$

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

其中  $P_{max}$  和  $P_{min}$  是整个测量过程中获得的平均功率的最大值和最小值。ILGN 802 激光器的平均功率表现出 8% 的相对不稳定性。

通过使用 IMO-2H 测量仪, 按照 [158] 所述方法, 测量不同厚度的氧化铝陶瓷和硅酸盐玻璃晶片对 YAG 激光辐射的透射率, 从而确定消光系数 [157]。

激光辐射强度的初始测量参照文献 [158] 所述方法进行。随后, 沿着与激光束方向垂直的路径, 放置不同厚度的硅酸盐玻璃或氧化铝陶瓷晶圆, 并测量透射辐射的强度。

通过测量晶圆的透射率与厚度的关系, 应用一个包含两个表面反射辐射损失的公式, 计算消光系数:

$$I = I_0 \cdot (1 - R^2) \exp(-kl) \quad (2.12)$$

其中,  $I_0$  为入射到晶圆表面的辐射强度;

$I$  是晶圆通过后辐射强度;

$R$  是反射率;

$l$  是晶圆厚度。

片状玻璃和聚芯中 YAG 激光器的确定消光系数分别为  $72 \text{ m}^{-1}$  和  $1560 \text{ m}^{-1}$ , 与 [158] 中给出的数据吻合良好。

激光束的相对运动速度和被加工材料的速度通过程序设定。制冷剂供应量则由配备压力表的减压器进行控制。

使用工具室显微镜 BMI-1C 评估激光裂纹的深度以及材料碎裂的质量和精确度 (图 2.2)。

工具室显微镜的性能规格见表 2.4。

表 2.4-BMI-1C 性能规范

纵向测量范围, mm	0 ÷ 150
横向测量范围, mm	0 ÷ 50
显微镜放大倍数, 直径	10; 15; 30; 50
基本误差, $\mu\text{m}$	$\pm 3$



图 2.2 工具室显微镜 BMI-1C

图 2.3 和图 2.4 展示了通过传统加工和激光热切割方法生产的玻璃制品的标准端视图。

在实验研究中应用分裂微裂纹所达到的精度约为 0.05 mm。这一测量主要受到线性位移和坐标台定位相关的误差的影响。

光学元件的质量和产生的激光辐射功率的变化，归因于设备的技术特性，影响了切割精度。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

玻璃样品采用英斯特朗 5567 型试验机进行横向弯曲和中心对称弯曲强度测试。在横向弯曲测试中，共使用 30 至 40 个尺寸为  $90 \times 20 \times 5\text{mm}$  的玻璃样品。弯曲测试时支撑件之间的间距设定为 60mm。压头半径设置为 5mm，并将压头的位移速度保持在 0.05mm/s。本实验采用 30 至 40 个玻璃试样（尺寸均为  $100 \times 100 \times 5\text{mm}$ ）进行中心对称弯曲强度测试。压痕环半径为 20mm，成型环半径为 10mm。压头位移速度设定为 0.05 mm/sec。通过受控激光热切法测得的试样强度数据为：横向弯曲强度  $68.3 \pm 4.8 \text{ MPa}$ ，中心对称弯曲强度  $195.2 \pm 4.0 \text{ MPa}$ 。

进行的强度试验结果与 [38] 中报告的结果一致，支持了以下结论：与通过传统切割方法获得的强度相比，使用激光热切割可增强玻璃产品边缘的强度。

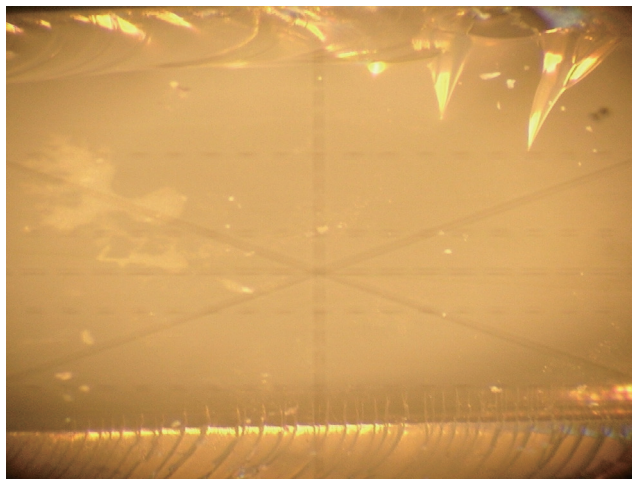


图 2.3 使用金刚石工具切割玻璃晶片的端视图

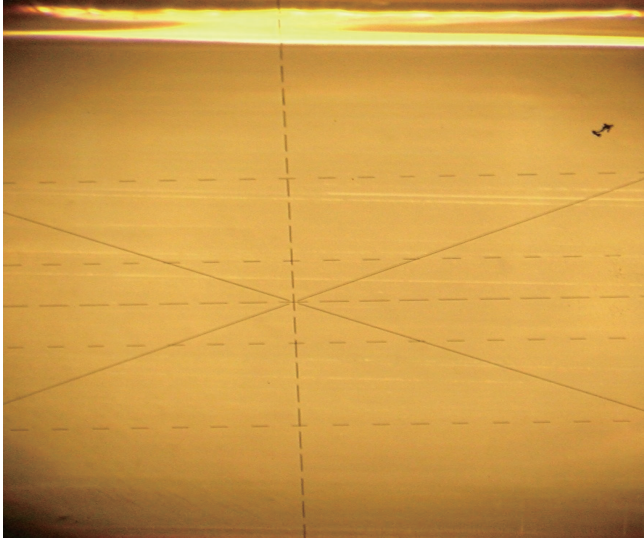


图 2.4 受控激光热解切割过程中玻璃晶片的端视图

### 2.3. 激光设备

为研究激光热切割脆性非金属材料的机理，使用了激光设备。该设备由申请人参与设计和开发，属于国家科学技术计划“激光系统” [63,70,95] 下的 T-3 任务“开发并创建材料激光加工技术综合体及其生产”。

激光技术方案的选择及其应用效率，直接取决于基础激光设备的性能参数。因此，研发集成 YAG 和二氧化碳激光器的激光束设备成为关键目标，这对为脆性非金属材料高精度切割技术研究提供技术支持具有重要意义。

在设备的所有运行模式中，均使用工艺气体（主要是空气），空气的主要功能是保护晶面，其次要作用是在脆性非

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

金属材料的激光热解过程中，产生空气 - 水混合物，作为制冷剂。

该装置由一个固定组件构成，包含两台激光器和一个坐标工作台，由计算机数控（CNC）系统控制（见图 2.5 和 2.6）。下文将列出表 2.5 中概述的机器技术规格及其部件的详细说明。

ILGN-802 型红外发射器是一种工作波长为  $10.6\mu\text{m}$  的红外辐射源。该 YAG KLT 00.03.00.000 SB 发射器由 KLT 00.03.02.000 型准分子灯构成，包含有源元件、脉冲泵浦灯和反射镜组。其谐振腔组件包括反射镜支架、辐射中断快门以及伸缩式喷嘴等部件。

ILGN-802 发送器从 IPL-3 电源接收电源。

设备采用以下结构组件进行构造：

模块 1：

以脉冲模式工作的 YAG 发射器（KLT 00.03.00.000）；

YAG 激光电源单元 IPL-2-6000；

冷却装置 UO-1；

模块 2：

以连续模式运行的 ILGN-802 发射器；

二氧化碳激光电源单元 IPL-3；

冷却单元 LSO-158A；



图 2.5 激光束机床设备装配示意图

◎ 非金属脆性材料的激光切割

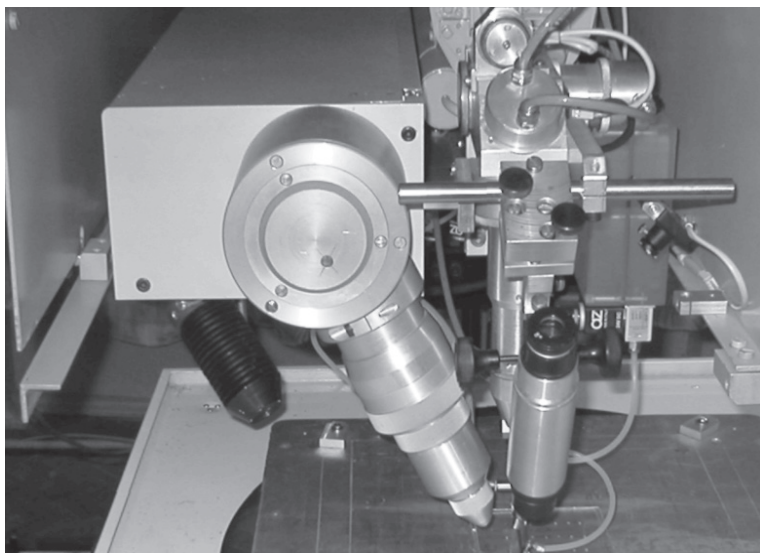


图 2.6 激光束机设备工作区域的概览

表 2.5- 设备质量标准

YAG 激光辐射波长, $\mu\text{m}$	1.064
YAG 激光辐射脉冲持续时间, ms	$0.5 \div 8$
YAG 激光脉冲重复率变化范围, Hz	$1 \div 300$
YAG 激光脉冲中的最大辐射能量, J	$2 \div 30$
二氧化碳激光辐射的波长, $\mu\text{m}$	10.6
二氧化碳激光辐射最大功率, W	75
器械连续工作时间, h, min	4
旋转台直径, mm	500
旋转转盘速度, rpm	$0 \div 34$
沿 X 和 Y 轴的最大线性位移, mm	500
沿 X 和 Y 轴的线性位移精度, mm	0.05
X、Y 轴方向最大移动速度, mm/min	6000
定位精度, mm, 最大值	0.05

制冷剂	H <sub>2</sub> O
交流电源的最大功耗, kW	9
工件重量, kg, 最大	5
设备最大质量, kg, max	500
长度, mm	3500
宽度, mm	3500
高度, mm	2000

### 平台系统

- 英国 PT-2M 平台；
- 旋转单元 KLT 02.06.000 ；
- 激光旋转单元位于 90 度位置 (UPLI 90.00.00.00.000)；
- 外壳 KLT 00.02.00.000 ；
- 摄像机 KRS S400 ；
- 背光单元 TD 2.431.000 ；
- 监测 MM-9M (TS-4410) ；
- 数控系统 SINUMERIC 802S ；
- 奔腾 IV 型计算机；
- 控制柜 TS-8。

IPL-2-6000 电源单元专为 KLT 00.03.00.000 型固体 YAG 激光器的发射灯同步生成电流脉冲而设计，同时具备操作模式管理功能。该系统可提供高达 6000 瓦的泵浦功率，支持 1 ÷ 300 Hz 范围内的辐射频率调制，脉冲持续时间可在 0.5 ÷ 8 毫秒范围内调节。UPLI 90.00.00. 00.000 装置能将激光束旋转 90 度。该光学系统由透镜和反射镜组合构成。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

外壳 KLT 00.02.00.000 起到防护屏障的作用，可防止激光辐射暴露。该外壳覆盖激光外壳和激光束旋转单元 UPLI 90.00.00.00.000。

KRS S400 摄像机、MM-9M (TS-4410) 监视器和 TD 2.431.000 背光单元用于材料加工的可视化。

SINUMERIC 802S CNC 系统设计用于管理坐标台 (X、Y、 $\Phi$  坐标) 的步进电机、旋转单元的步进电机、气动系统的组件以及在必须停止激光辐射到加工区域时阻挡光束的保护挡板。

该计算机的设计目的是为了在机械设备上执行大规模的技术程序，这是由于 RAM 的限制而无法用 CNC 系统完成的。此外，它还用于存储和编辑技术程序。该计算机能够将加工区可视化，并将视频信息记录到硬盘上。

TS-8 控制柜是一个坚固的组件，用于容纳激光器和冷却装置的电源、安全联锁装置以及气动系统的部件。

### **2.4. 激光设备实验装置**

研究人员利用自主研发的先进激光设备，对双光束激光热裂解工艺进行了实验研究。然而，该装置的设计缺陷在多个案例中阻碍了实验研究的成功实施，导致无法应用能够提升脆性非金属材料高精度切割技术的方法。

这种情况需要设计和组装实验

为开展相关实验研究而配置的激光装置。在此案例中，除了提供的设备外，还使用了辅助设备。

在实验研究中，我们使用了二氧化碳系列 LGN-703 和 ILGN-709 激光器，以及固态激光器 LTN-103。其中，LGN-703 激光器的输出功率范围为 30 至 40 瓦，而 ILGN-709 激光器则以  $10.6\mu\text{m}$  波长输出 120 瓦功率。固态激光器 LTN-103 专为  $1.06\mu\text{m}$  波长设计，可实现 0 到 250 瓦的无缝调节功能。

除了前面提到的激光设备外，还使用了五轴步进电机控制装置 DSI-5 和热风枪 SKIL 8003。

需要特别指出的是，在整个实验过程中，我们研发并生产了多种激光热切割设备，这些设备的可用性与研究项目的成功密不可分。针对已确定的技术方案，我们通过实用新型专利和脆性非金属材料激光热切割方法 [84–89] 获得了技术保障。

我们开发的装置原型 [91] 被用于研究补充气体流（特别是加热空气）对受控激光热切割过程的影响。图 2.7 展示了该装置的示意图。

脆性非金属材料激光切割系统包含以下组件：二氧化碳激光器 1、聚焦透镜 2、坐标工作台 3、缺陷加工机构 4、制冷剂供应喷嘴 5、加热供气装置 6 以及带滑架 8 的垂直运动机构 7。其中，聚焦透镜 2、缺陷加工机构 4、制冷剂供应喷嘴 5 和气体加热供气装置 6 均安装在滑架 8 上。整套系统还配备有坐标工作台控制单元 9。

单元 9 的操作通过输入到计算机 10 中的过程程序进行管理。标识符 11 表示由用于加工的材料组成的制品。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

激光器产生的辐射在加工材料的表面层中被广泛吸收（对于加工硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷，使用发射波长为 $10.6\mu\text{m}$ 的二氧化碳激光器）。

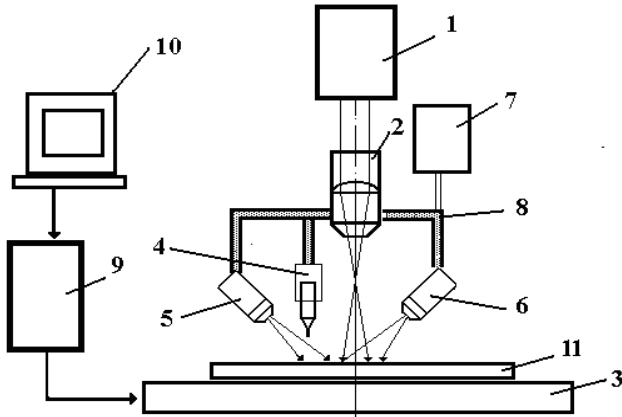


图 2.7 脆性非金属材料激光热剥离工艺装置的实验装置

使用快门（图 2.7 中未显示）防止样品受到辐照，在将产品定位到工作台上、聚焦激光辐照、以及对输送制冷剂、加热空气和缺陷应用机构的系统进行微调的过程中，将辐照从处理区域中导出。

坐标调节台可实现激光束与工件在水平面内的相对位移。缺陷生成机构专为沿热解理线引入局部缺陷而设计，其配备的垂直移动装置便于切割头运作。喷嘴能将高压气水混合物精准注入加工区域。

加热和供气装置主要用于从受激光辐射的区域中提取制

冷剂。该装置还为工件表面提供预热。

该计算机软件可依据预设技术程序，对控制单元的坐标表和垂直运动机构功能进行调整。该单元还负责调节制冷剂供给系统、管理缺陷检测装置、控制加热与气体供应设备，并调节调控激光辐射供给的风门位置。

为探究激光沿曲线轨迹进行热切割的工艺过程，我们采用了一套激光装置原型，其特点在于采用了五坐标步进驱动控制系统 [86]。图 2.8 展示了该装置模型的示意图。

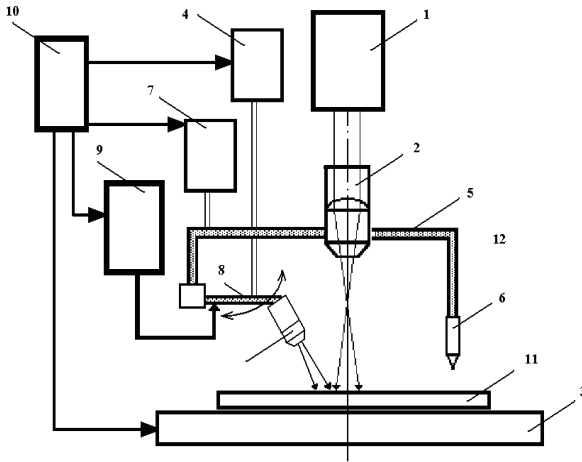


图 2.8 激光装置的实验模型

#### 2.4.1 沿曲线轨迹进行热切割

该原型机的主要组件包括：二氧化碳激光器 1、聚焦透镜 2、坐标工作台 3、带滑架 5 的垂直运动机构 4、缺陷施加机构 6、制冷剂供应单元 7、喷嘴 8 以及控制喷嘴水平移

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

动的机构 9，该机构可确保冷却区域根据指定的水平坐标定位。配置中还包含控制单元 10。位置标识 11 用于指定待加工产品。

该装置配备喷嘴水平移动机构，可实现独立运动并直接向激光辐射曝光线输送制冷剂。这种设计能显著提升切割曲线轮廓时，激光辐射曝光线方向的裂纹分裂精度。垂直移动机构则确保加工过程中辐射功率密度始终处于最佳状态。对于加工复杂曲面轮廓的脆性非金属材料产品而言，这一特性至关重要。

为研究管状脆性非金属材料的激光热切割工艺，包括双束法在内的多种方法，研究人员制作了该装置的原型。该装置的布局如图 2.9[84] 所示。

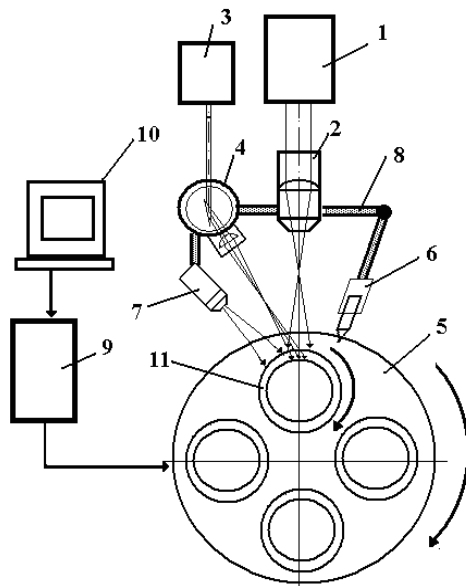


图 2.9 激光装置的实验模型

### 2.4.2 管状材料热切割

脆性非金属管状材料激光切割系统包含二氧化碳激光器 1、聚焦透镜 2、YAG 激光器 3、聚焦透镜 4、旋转鼓 5、缺陷施加机构 6、制冷剂供给器 7 及支撑支架 8。支撑支架 8 配备聚焦透镜 2 和 4、缺陷施加机构及制冷剂供给器，并内置控制单元 9。该系统通过计算机 10 输入的技术程序实现控制单元操作的同步运行。位置 11 表示由指定加工材料制成的管状工件。

激光器 1 产生的辐射波长与待处理材料的表面吸收特性相匹配。激光器 3 的辐射波长则对应材料的体吸收特性。如前所述，在处理硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷时，建议采用发射波长为 10.6 微米的二氧化碳激光器作为激光器 1，以及发射波长为 1.06 微米的 YAG 激光器作为激光器 3。

原型机配备的透镜 2 通过支架 8 稳固安装，专门用于聚焦激光 1 的辐射。而透镜 4 则设计为可旋转结构，专门用于聚焦激光 3 的辐射。旋转鼓 5 经过精密设计，能精准定位加工区域内的工件 11。各工件 11 依次被放置在旋转鼓 5 的凹槽中，与此同时，位于加工区域的工件 11 会同步进行旋转。

## 2.5. 硅酸盐玻璃及氧化铝陶瓷性能

苏联科学院术语委员会将玻璃定义为“通过过冷熔体获得的所有非晶态物质，无论其化学成分和凝固温度范围如何，由于粘度逐渐增加而表现出固体的机械性能，并且从液

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

态到玻璃态的转变应该是可逆的” [159, p.10]。

无机物和有机物都可能以玻璃态存在。无机玻璃的成分几乎可以包含元素周期表中的所有元素。根据成分的不同，无机玻璃可分为以下几类：元素玻璃、氧化物玻璃、卤化物玻璃、硫族化合物玻璃和混合玻璃 [160, p.130]。

氧化物玻璃是主要由含氧化合物组成的玻璃。根据成玻璃的氧化物类型，氧化物玻璃可分为以下几类：硅酸盐玻璃、硼酸盐玻璃、磷酸盐玻璃、锆酸盐玻璃和硼硅酸盐玻璃。

硅酸盐玻璃是最主要的氧化物玻璃，占有量产工业玻璃的 95%。就普及程度而言，其优势无可比拟 [159]。作为关键技术材料，硅酸盐玻璃的突破性进展与应用成果对多个研究领域和技术发展产生深远影响 [161]。文献 [7] 特别指出，玻璃凭借卓越的真空性能、电气绝缘性和热绝缘特性，在电真空制造和仪器仪表领域发挥着关键作用。因此，玻璃被广泛应用于电真空器件、气体放电装置的结构部件生产，以及微电子制造领域。

如 [162] 中所述，陶瓷是指通过天然或人工来源的非金属粉末的烧结过程获得的任何多晶材料。

陶瓷材料种类繁多，展现出显著的多样性。文献 [164, p.5] 提出了一种基于制造陶瓷产品中特定化学物质存在的分类方法，其中这类陶瓷以结晶相为主。

该分类允许将所有现有类型的陶瓷归入几个主要类别：  
由高耐火氧化物组成的陶瓷（氧化物陶瓷）；

硅酸盐和铝硅酸盐制成的陶瓷；  
使用二氧化钛、钛酸盐、锆酸盐等的陶瓷；  
尖晶石基陶瓷；  
掺入稀土元素铬酸盐的陶瓷；  
由耐火无氧化合物制成的陶瓷。

如文献 [164] 所述，在众多陶瓷材料中，氧化物陶瓷应用最为广泛。研究 [162] 指出，氧化铝 - 氧化物陶瓷是电子工程领域最重要的材料，这类材料在氧化物陶瓷中占比最高。氧化铝（又称刚玉）陶瓷是一种主要由氧化铝组成的多晶材料，其命名源自天然矿物刚玉——这种物质本质上就是纯氧化铝，化学式为氧化铝。需要说明的是，“技术级氧化铝陶瓷并非单纯由氧化铝构成，还可能含有原料中的某些添加剂和杂质。行业惯例将含 95 % 以上氧化铝且以刚玉为主要结晶相的陶瓷统称为刚玉陶瓷” [163, p.98]。

研究表明 [163]，氧化铝陶瓷凭借其优异的物理、机械及电学性能，在无线电电子学等多个技术领域得到广泛应用。该材料的主要应用领域是集成电路基板制造 [162]。研究 [163] 指出，随着“多芯陶瓷”透明材料的问世，氧化铝陶瓷在科学与工业领域的应用范围得到显著拓展，特别是在航空航天技术领域展现出广阔前景。

因此，选择硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷作为研究激光热解过程规律性的主要材料，这一选择的合理性源于这些材料在众多应用领域的广泛应用。这两种材料都被公认为通用脆性非金属材料，在人类活动的诸多领域中都有重要应用

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

[7,165]。这种现象源于硅酸盐玻璃与氧化铝陶瓷多种技术特性的优势互补 [160,163]。

让我们来探讨硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷的主要特性参数。理解这些参数对于分析这些材料在激光热解过程中所遵循的物理原理至关重要。具体参数如下：

$\rho$  是密度；

$\tilde{n}$  是比热容；

$\lambda$  是导热系数；

$\alpha_r$  是热线性膨胀系数；

$E$  是杨氏模量；

$\nu$  是泊松比。

表 2.1 [7] 提供了硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷在室温下的性能总结。

材料的性能主要受其化学成分的影响，详见表 2.6 [7,159]。每种氧化物对特定材料性能的影响是不同的，可以通过一个数值系数来量化。氧化物的影响程度与其在材料中的含量成正比。

表 2.6- 某些类型的硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷的化学成分

材料类型	化学成分, %									
	二氧化硅	氧化铝	MgO	Na <sub>2</sub> O	慢性呼吸道异物哽塞	K <sub>2</sub> O	三氧化硫	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
薄玻璃	71.7	2	4.1	14.6	6.7	0.32	0.5	0.08	-	-
熔融石英	100	-	-	-	-	-	-	-	-	-
S52-1	68.7	3.5	-	4.4	-	4.4	-	-	19.0	-
Polycore (VK 100-1)	-	99.8	0.2	-	-	-	-	-	-	-
22XC (VK 94-1)	2.76	94.4	2.35	-	-	-	-	-	-	0.49

由于激光热解过程会导致工件材料发生显著的温度变化, 在运用热弹性理论中的非耦合准静态模型进行数值模拟时, 必须充分考虑硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷材料各项性能的温度依赖特性。本文重点探讨了前文提及的材料比热容与导热系数这两个关键参数。

文献 [7,165,163,166] 中的数据显示, 硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷的比热容会随着温度升高而增加。具体而言, 硅酸盐玻璃的比热容从室温到玻璃化转变温度期间约增长 1.5 倍。相比之下, 氧化铝陶瓷的比热容在室温至 1000° C 的温度范围内仅增长 1.3 倍 [7, 166]。

根据参考文献 [7] 的研究, 当硅酸盐玻璃的温度从室温升至玻璃化转变温度时, 其热导率会呈现近两倍的增长。而

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

氧化铝陶瓷的热导率在加热过程中则显著降低。具体而言，当温度从室温升至  $1000^{\circ}\text{C}$  时，其热导率几乎减少了五倍 [163]。

如 [7] 所示，硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷的附加特性的温度依赖性很小，在未来的激光热切割过程模拟中可以忽略不计。

任何激光热解理技术的成功实施，都取决于材料脆性引发的断裂现象。参考文献 [167] 指出，断裂主要分为塑性断裂和脆性断裂两种类型。这两个术语最初作为技术概念在实践中被提出。从物理理论的角度来看，塑性断裂和脆性断裂现象可分别用“剪切断裂”和“解理断裂”来准确描述 [163]。文献 [163] 中将材料的脆性定义为剪切强度与抗拉强度的比值。当该比值超过 1 时，材料就被归类为脆性材料。

然而需要指出的是，材料的脆性可分为两种形式：其一是由原子间相互作用特性及物质晶体化学结构决定的固有脆性，其二是材料处于脆性状态。材料的脆性状态取决于其微观结构和变形条件等因素。“在特定外部条件（温度、压力）下，脆性材料会获得塑性变形能力。这意味着应力松弛过程的速率将达到不低于应力施加速率的数值” [130, p.102]。

因此，在激光热切割过程中，必须将加工区域内的温度限制在防止热弹性应力松弛的水平，而热弹性应力是由塑性变形引起的。

在确定玻璃允许温度上限时，应选择与特定玻璃类型对应的玻璃化转变温度，例如硅酸盐玻璃板为  $516^{\circ}\text{C}$ ，熔融石

英为  $1200^{\circ}\text{C}$ ，玻璃 S52-1 为  $522^{\circ}\text{C}$ [7]。

关于氧化铝陶瓷材料，现有文献尚未明确其向塑性状态转变的具体温度参数。值得注意的是，这类含有一层或多层晶体相与玻璃相的陶瓷材料，其断裂机制具有显著复杂性[168]。材料断裂可能发生在玻璃相内部，也可能沿着晶体结构发生。在特定条件下，具有完全结晶结构的材料可能在保持整体完整性的同时，沿晶界发生断裂[163]。

如文献[130]所述，多晶材料宏观塑性的条件是存在多个独立的主动滑移系统。值得注意的是，涉及氧化铝的体系在约  $1000^{\circ}\text{C}$  时已呈现该特性。因此可以认为，对于氧化铝陶瓷而言，其向塑性状态的转变发生在温度超过  $1000^{\circ}\text{C}$  的临界点，这决定了当温度低于该阈值时会发生脆性断裂机制[130]。

由于激光热切割会导致脆性断裂，在对相关过程建模时，将特定硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷的抗拉强度作为材料断裂的标准是合乎逻辑的。

需要特别指出的是，材料强度特指其抵抗机械损伤的能力[165]。根据破坏性载荷的大小，强度可分为抗拉强度、弯曲强度和抗压强度三种类型。文献[165]研究发现，材料强度会受到产品表面状态、尺寸规格、环境温度及周边条件的影响。此外，玻璃材料的强度主要取决于其均匀性，而陶瓷材料的强度则与其微观结构密切相关。

理论估算表明，材料的强度值约为其弹性模量的十分之一[169]。实际强度值则显著偏低。固体的理论强度是指

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

绝对零度下，处于准静态均匀拉伸应变状态且无损伤缺陷的理想结构体所展现的强度 [169]。其中二氧化硅的理论强度约为 10 GPa，而氧化铝的理论强度则高达 50 GPa [130]。

硅酸盐玻璃的典型抗拉强度值为 35 至 100 MPa，而氧化铝陶瓷的典型抗拉强度值为 80 至 300 MPa

[164,163]。实际强度值较低的现象可通过格里菲斯理论进行解释，该理论指出计算产品强度时需考虑表面的微裂纹以及这些微裂纹尖端处显著的应力集中现象 [130]。

参考文献 [165] 指出，硅酸盐玻璃在 200° C 的温度下表现出最低强度。随着温度升高，大多数陶瓷材料的强度显著降低；具体而言，氧化铝陶瓷在超过 800° C 的温度下会显著降低强度 [163]。

玻璃和陶瓷的耐久性受环境物理化学性质的影响。表面活性剂会促进已有微裂纹的发展，并有助于形成新的裂纹。水是硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷的有效表面活性介质 [130,165]。

根据文献 [163] 的研究，陶瓷的结构特征和孔隙率对其强度具有决定性影响。随着孔隙率增加，陶瓷的强度特性会显著下降，这主要归因于孔隙周围的应力集中现象。通常而言，细晶陶瓷比粗晶陶瓷具有更优异的强度表现，这种差异源于晶界处应力水平的降低。玻璃材料中的缺陷和不均匀性会导致其强度明显下降 [165]。

## 第三章 单光束激光器的模拟热切割工艺及发展

### 3.1. 受控激光热解过程中微裂纹的分裂

为阐明不同技术实现激光热切割的机理，本研究采用有限元方法对各工艺版本的温度场与应力场进行了计算。下文将展示使用 CLT 方法和贯穿厚度激光热切割技术 [63] 模拟脆性非金属材料加工过程的仿真结果。计算中采用了通过实验研究确定的技术参数——这些参数分别来自使用空气 - 水混合物作为制冷剂的 CLT 方法，以及贯穿厚度激光热切割技术在脆性非金属材料切割中的应用。图 3.1 展示了根据实验设置的激光束和制冷剂的布置。

表 3.1- 硅酸盐玻璃的激光热切割模式

横截面形状 和 激光束参数	制冷剂供应	样品尺寸, mm		切割速度, mm/s	激光功率 密度, W/ m <sup>2</sup>
		层	横向尺寸		
圈层 R = 1.8 mm	无	3	30x20	9	1.57·10 <sup>6</sup>
	有			15	1.57·10 <sup>6</sup>
椭圆 A = 9 mm B = 2.2 mm	无			17	1.28·10 <sup>6</sup>
	有			27	1.28·10 <sup>6</sup>

◎ 非金属脆性材料的激光切割

计算采用表 2.1 中列出的平板玻璃特性，考虑了导热系数与比热容之间的关系以及温度。

此外，据推测，用于空气 - 水混合物供应的参数有助于玻璃表面的冷却，热传递系数为  $6800 \text{ W/m}^2$  [152]。

图 3.2 展示了应力  $\sigma_{yy}$ ，该应力垂直于切割平面）与激光束截面中心到工件材料表面距离之间的关系。这些图表与应力场随时间变化的曲线图具有相似性（即样本表面特定点处的  $yy$  应力）。

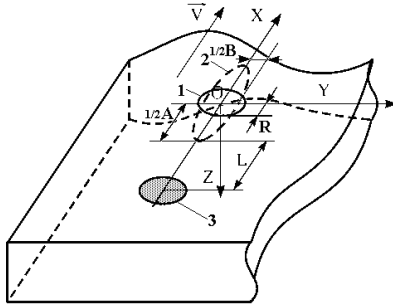


图 3.1 加工区中激光束和制冷剂的布置

1 是圆形横截面激光束；2 是椭圆截面激光束；3 是制冷剂

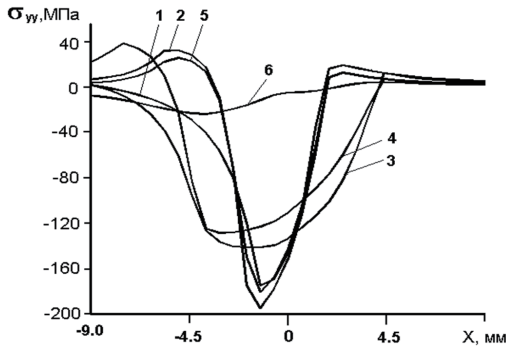


图 3.2 应力  $\sigma_{yy}$  材料表面的  $yy$  值与距离的关系到激光束横截面中心

1 为厚度方向热切割，横截面为圆形梁 ( $Y=0$ )；2 为 CLT，横截面同样为圆形梁 ( $Y=0$ )。

3 号为贯穿厚度的热切割结构，其在 ( $Y=0$ ) 处设有椭圆形截面梁；4 号为 CLT 结构，同样在 ( $Y=0$ ) 处设有椭圆形截面梁；5 号为 CLT 结构，在 ( $Y=1\text{mm}$ ) 处设有圆形截面梁；6 号为 CLT 结构，其在 ( $Y=1\text{mm}$ ) 处设有椭圆形截面梁。横截面梁 ( $Y=1\text{ mm}$ )。

图 3.3 展示了材料单独接受激光辐射（通过厚度热解模式）时，硅酸盐玻璃切割平面内的应力场分布情况  $\sigma_{yy}$  方向)。图 3.4 则说明了当工作材料同时受到激光辐射和制冷剂作用时所获得的特定依赖关系。

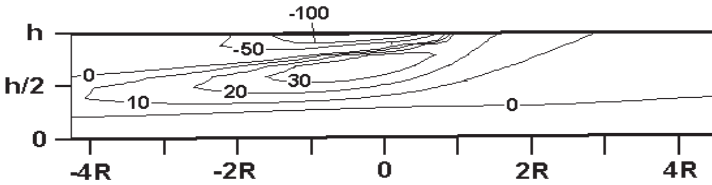


图 3.3 应力分布  $\sigma_{yy}$  切割平面中的 yy, MPa  
(当暴露于圆形横截面梁时，通过厚度进行热剥离)

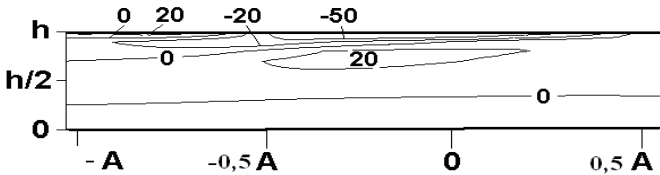


图 3.4 应力分布  $\sigma_{yy}$  切割平面中的 yy 值, MPa  
(CLT 暴露于椭圆形横截面束时)

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

通过对比图 3.3 和图 3.4 可以发现,在两种情况下,激光束冲击点处均形成了一个显著的压缩应力区,该区域被材料前端和深度处的拉伸应力区所包围。

在 CLT (图 3.4) 中,与贯穿厚度的热解理模式(图 3.3)不同,样品上层形成了一个额外的拉伸应力区,其位置受制冷剂暴露区域的影响。该拉伸应力区受到激光束产生的压缩应力区的约束。

通过对热弹性场分布的分析发现,材料表面层中由制冷剂供应形成的拉伸应力区内的微观结构裂纹缺陷,会引发微裂纹的萌生。初始微裂纹开始移动并扩展至激光辐射形成的压缩应力区。随后,非稳态裂纹生长停止,其后续扩展取决于工件材料、激光束与制冷剂相互作用导致的拉伸应力区与压缩应力区空间分布变化。

因此,试样体积内压缩应力的分布决定了微裂纹发展形状和深度,而微裂纹的形成和发展发生在制冷剂冲击区产生的拉伸应力区。

### **3.2. 平行激光热解过程中产生的微裂纹形成机制分析**

平行激光热切割是一种特殊的激光热切割工艺,其特点是通过在被加工材料的平坦表面形成平行扩展的裂纹(图 3.5)。实验研究中进行平行激光热切割时,需将激光束对准工件。此时激光束的椭圆形横截面应使其短轴方向与激光束相对于玻璃晶圆的运动方向保持平行(图 3.6)。

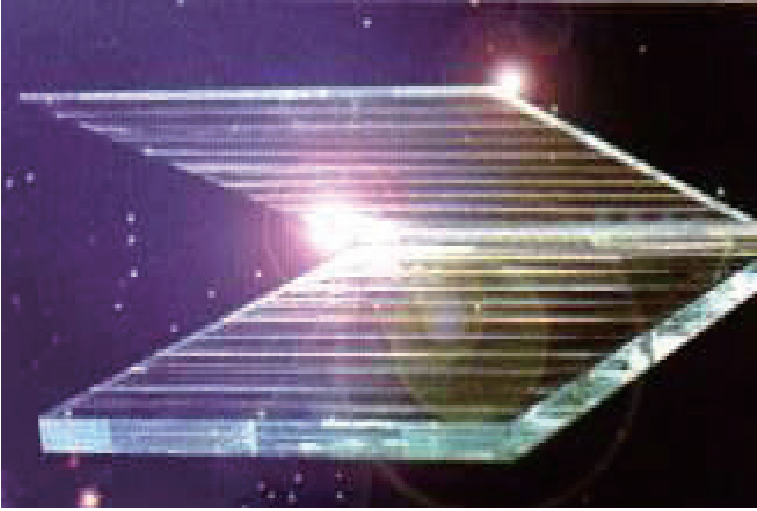


图 3.5 玻璃晶圆生产的可视化表示

### 3.2.1 平行激光热解法

本研究聚焦于表面裂纹形成与扩展的特性，重点分析了玻璃在受到椭圆截面激光束加热时产生的热弹性场分布特征。该激光束的长轴方向与位移方向一致 [59]。计算采用第 2.1 节给出的硅酸盐玻璃片参数进行，假设晶圆厚度  $h = 2\text{mm}$ ，激光束与玻璃晶圆的相对位移速度  $V = 16 \times 10^3$ 。具体参数设置为：椭圆截面激光束的长轴  $B = 8 \times 10^3 \text{m}$ ，短轴  $A = 1.2 \times 10^3$  米，辐射功率密度  $P_0 = 3 \times 10^6 \text{W/m}^2$ 。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

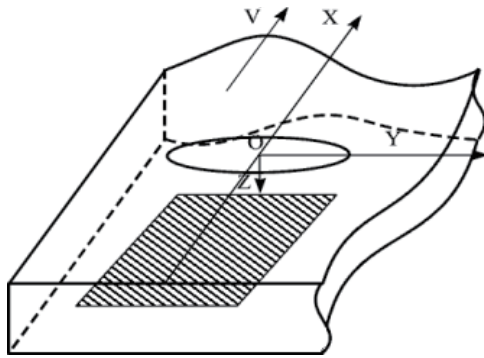


图 3.6 说明裂纹扩展与表面平行的示意图

图 3.7 展示了在特定条件下分析样品中温度场的分布情况。图中实线代表各等温线，对应不同温度值的分布。值得注意的是，样品内部最高温度始终低于玻璃化转变温度——这一关键参数对于通过激光热裂切割实现有效玻璃切割至关重要。

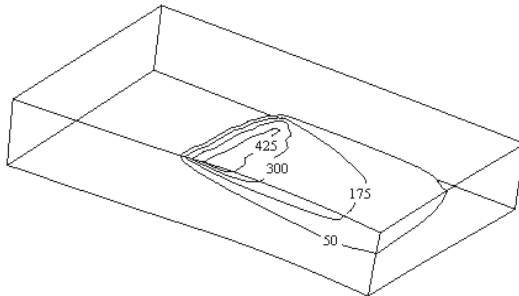


图 3.7 在平行热解过程中计算温度分布， $^{\circ}\text{C}$

图 3.8 展示了作用于样品表面的应力场分布（z 方向）。在椭圆形激光束中心前方形成了一个压缩应力区，而材料内部则在激光束椭圆截面中心向后位移对应深度处形成了拉伸

应力区。这些应力的强度可能引发裂纹形成。

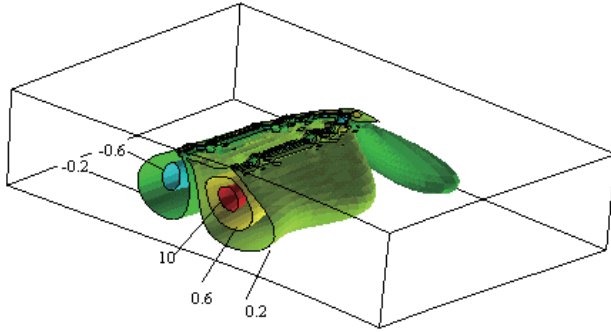


图 3.8 在平行热剥离过程中应力的计算分布  $\sigma_{zz}$ ，MPa

需要特别指出的是，正如文献 [10] 所建议的，要提高沿表面平行扩展裂纹的概率，最佳策略是从适当深度处的倾斜微裂纹开始扩展。这一建议源于观察到当出现微裂纹时，玻璃材料强度会显著降低，从而在材料内部产生足以引发热分层的拉伸热应力。图 3.9 显示，在指定激光束参数条件下，拉伸应力在 0.5mm 深度处达到峰值。

在此实验场景中，当测量点位于椭圆激光束中心的 A/2 位置时，可观察到应力峰值滞后于激光束中心。这种滞后现象直接导致了实验 [10] 中观测到的分裂裂纹延迟现象。随着偏离椭圆激光束短轴垂直平面 ( $Y=0$ ) 的距离增加，应力峰值会逐渐向工件表面偏移 (图 3.10)。这一现象正是实验中裂纹偏移特征的成因 [10]。

图 3.11 显示拉伸应力 (表面  $\sigma_{yy}$  值约为 20 MPa)。需要

◎ 非金属脆性材料的激光切割

注意的是，激光束呈椭圆形，其短轴方向与位移方向一致。

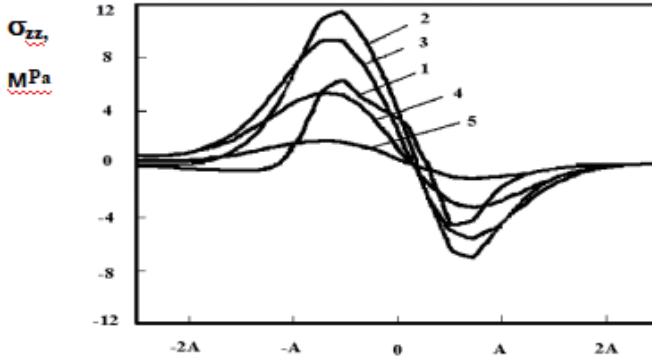


图 3.9 针对  $Y=0\text{mm}$  处的椭圆形激光束应力  $\sigma_{zz}$  值与距截面中心距离的关系  
1 -  $Z=0.2\text{ mm}$ ; 2 -  $Z=0.5\text{ mm}$ ; 3 -  $Z=0.8\text{ mm}$ ; 4 -  $Z=1.1\text{ mm}$ ; 5 -  $Z=1.3\text{ mm}$

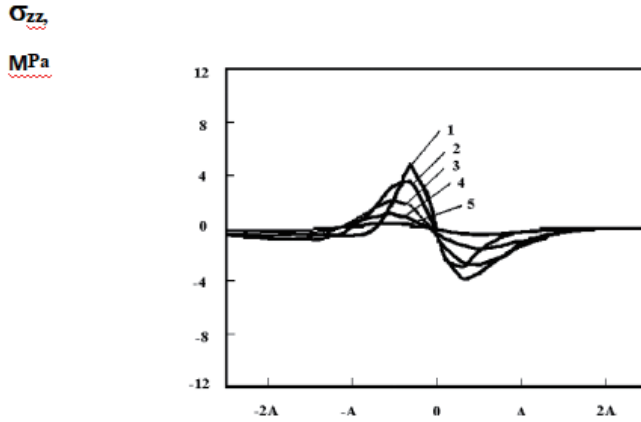


图 3.10 适用于  $Y=4\text{mm}$  处的椭圆形激光束应力  $\sigma_{zz}$  与横截面中心距离的关系  
1 -  $Z=0.2\text{ mm}$ ; 2 -  $Z=0.5\text{ mm}$ ; 3 -  $Z=0.8\text{ mm}$ ; 4 -  $Z=1.1\text{ mm}$ ; 5 -  $Z=1.3\text{ mm}$

因此，有效应力区域  $\sigma_{zz}$  方向及样品表面垂直方向上的应力在椭圆形激光束短轴相交平面之外的区域，其应力值会显著高于该平面内的应力。在这种情况下，贯穿厚度的热剥离过程与传统热剥离工艺形成了明显的竞争态势。实际应用中，即使偏离指定模式的微小偏差，热剥离也会演变为贯穿厚度的热剥离 [10]。

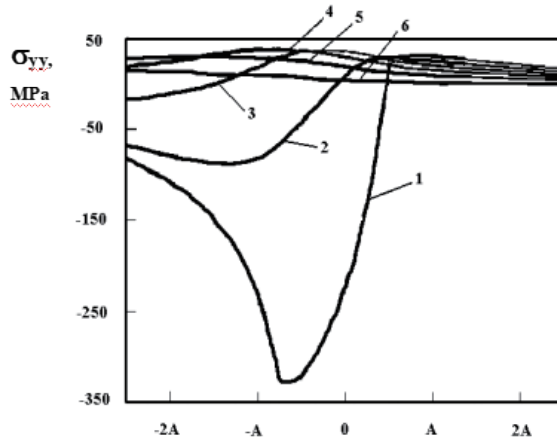


图 3.11 椭圆形激光束在  $Y=0\text{mm}$  处横截面中心距离对应的应力  $\sigma_{yy}$   
 1 -  $Z = 0$ ; 2 -  $Z = 0.2 \text{ mm}$ ; 3 -  $Z = 0.4 \text{ mm}$ ; 4 -  $Z = 0.6 \text{ mm}$ ;  
 5 -  $Z = 0.8 \text{ mm}$ ; 6 -  $Z = 1.1 \text{ mm}$

### 3.3. 通过控制激光热裂解技术对溶胶 - 凝胶法制备的石英玻璃进行激光切割

当代工业生产的进步不仅需要创新材料的开发，更离不开配套加工技术的突破。近年来，采用溶胶 - 凝胶法合成石英玻璃的技术已获得广泛关注。该方法能制备出高纯度且经过活化的石英玻璃，其性能优异，可广泛应用于光纤通信、

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

光电设备及激光技术领域 [170]。在此背景下，研究溶胶 - 凝胶法制备石英玻璃时应用化学机械激光切割技术 (CLT) 的潜力显得尤为重要。需要特别指出的是，这类玻璃的物理特性与熔融石英玻璃极为相似 (表 3.2)。但在亚微米尺度下，其结构特征呈现出显著差异：具有更高的无序性并存在大量缺陷 [171]。因此，在将 CLT 技术应用于溶胶 - 凝胶法制备的石英玻璃切割前，仍需开展深入研究以完善相关工艺参数。

文献 [2] 对脆性非金属材料的尺寸加工分析表明，气体激光切割技术在石英玻璃切割领域应用广泛。但该技术存在能耗高、精度不足等明显缺陷。此外，石英玻璃经气体激光切割后，还需进行二次退火处理以消除残余热应力 [2]。

表 3.2- 石英溶胶 - 凝胶玻璃的性质

玻璃参数	溶胶 - 凝胶玻璃
密度, kg/m <sup>3</sup>	2201
比热容, J/kg · K	250
热导率, W/m · K	0.7
热线性膨胀系数, , deg <sup>-1</sup> · 10 <sup>-7</sup>	5.7
杨氏模量, GPa	73
泊松比	0.16

石英玻璃具有极高的热稳定性 (其线性热膨胀系数比大多数工业硅酸盐玻璃低一个数量级 [7,165]), 这使得通过热解理法切割变得相当困难。不过, 已有研究表明 [10], 激光热解理法在切割石英玻璃方面取得了成功应用。值得注意的

是，石英玻璃的热解理法处理既可采用制冷剂辅助，也可完全不使用制冷剂实现。

在无制冷剂条件下加工石英玻璃时，采用椭圆形截面的激光束进行加工。激光束的短轴方向与晶体运动方向保持一致。该方法类似于图 3.6 所示的平行激光热解技术。但文献 [2] 指出，这种石英玻璃激光热裂切割方式存在切割精度较低的缺陷，这正是贯穿式激光热解工艺的典型特征。

文献 [2] 重点指出，采用环形激光束加热切割线并配合加热区域局部快速冷却的加工方案，其效果显著优于传统方案。相较于前文讨论的方案，结合环形激光束与环形激光束（CLT）的组合使用，能有效提升切割过程的稳定性，使加工速度实现两倍提升，精度改善幅度达到三到九倍 [2]。

我们针对石英凝胶玻璃的热解过程开展了实验研究，采用了一种特殊加工方案——将激光束与制冷剂在切割平面的位置设置为图 3.1 所示的 CLT 方案 [60,64]。具体操作流程如下：使用坐标定位装置将待处理的石英晶圆相对于固定激光发射器和制冷剂喷嘴进行移动。通过二氧化碳激光辐射加热石英表面后，当玻璃表面经过制冷剂接触区域时，会经历快速冷却过程。

实验研究表明，利用 CLT 在石英溶胶凝胶玻璃中产生分裂微裂纹是可行的。

但需要特别指出的是，对应的微裂纹模式对工艺参数值的细微变化表现出更高的敏感性。实验中可以明显看出，即使在加工过程中工艺参数稍有偏差，也会频繁出现裂纹形成失败的情况。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

为验证溶胶 - 凝胶玻璃的 CLT 特性，我们采用有限元方法在准静态模型框架下 [60,64]，对石英晶片中热弹性场的分布进行了数值模拟。计算所用材料参数详见表 2.1 和表 3.2。研究重点考察了热导率系数与比热容随温度变化的关联关系 [10,165]，相关技术参数配置详见表 3.3。

表 3.3- 石英溶胶 - 凝胶玻璃激光加工工艺参数

激光束截面参数	激光功率 W	切割速度, mm/s
圆圈, R = 1 mm	35	60
椭圆, A = 3 mm, B = 1 mm	35	40

对几何尺寸为  $20 \times 10 \times 0.5$  mm 的晶圆进行了计算。

图 3.12 展示了使用圆形和椭圆形截面激光束加工特定尺寸晶圆时产生的温度场分布，而图 3.13 则呈现了材料在垂直于切割平面方向上产生的应力分布 (yy 方向)。图 3.12 显示，两种加工模式均能达到约  $1200^{\circ}\text{C}$  的最高温度，这正是 CLT 法加工石英玻璃时的最大允许温度阈值——超过该温度会导致玻璃材料发生塑性变形 [165]。

图 3.13 显示了在激光辐射暴露点产生的压缩应力区域，当使用圆形横截面梁时，应力的大小更大，并且在切割平面上更明显地定位。

此外，图 3.13 展示了材料上层形成的拉伸应力区，其位置由制冷剂冲击区域决定。该区域受到激光束产生的压缩应力区域限制，当采用椭圆形截面激光束时，该区域会呈现临

界升高的应力值。无论是哪种情况，垂直于切割平面的拉伸应力 ( $yy$  方向) 都不足以稳定引发分裂微裂纹。

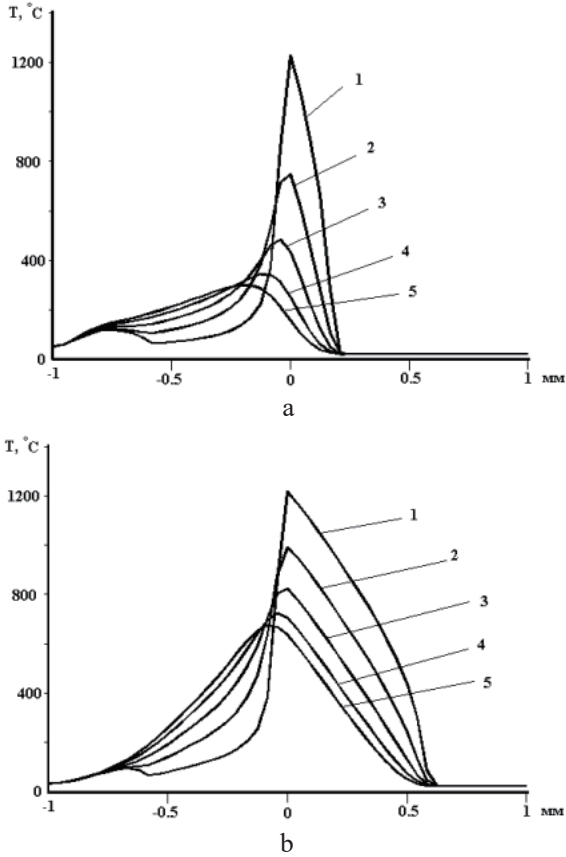


图 3.12 温度与激光束横截面中心距离的函数关系

a) 环形截面激光束;

b) 椭圆截面激光束;

1 -  $Z = 0$ ; 2 -  $Z = 0.1$  mm; 3 -  $Z = 0.2$  mm;

4 -  $Z = 0.3$  mm; 5 -  $Z = 0.4$  mm

© 非金属脆性材料的激光切割

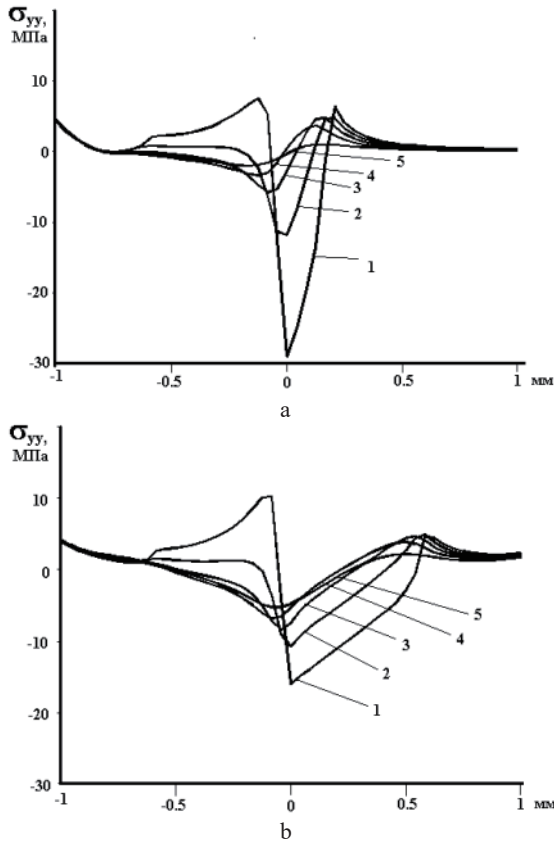


图 3.13 (应力  $\sigma_{yy}$  与激光束截面中心距离的关系)

a) 环形截面激光束;

b) 椭圆截面激光束;

1 -  $Z = 0$ ; 2 -  $Z = 0.1$  mm; 3 -  $Z = 0.2$  mm;

4 -  $Z = 0.3$  mm; 5 -  $Z = 0.4$  mm

热弹性场分布分析表明，裂纹的产生应该发生在材料表面的拉伸应力区。在这种情况下，需要额外的技术操作来引

发微裂纹。

文献 [10] 指出，在石英玻璃表面进行缺陷初步沉积处理时，若处理不彻底将难以达到预期效果——因为这会导致受损区域吸收的能量比例增加，进而引发缺陷熔化。该研究同时提出了一项有效提升微裂纹成核可靠性的解决方案。

该工艺包括在轨迹初始点使用固定激光束对石英玻璃表面进行初步热处理，随后快速冷却并在制冷剂供应区域引入缺陷。该方法在石英溶胶 - 凝胶玻璃的加工中取得了积极的效果。

因此，研究结果表明，通过激光热裂法切割溶胶 - 凝胶法制备的石英玻璃与熔融石英玻璃时，两者之间不存在显著差异。实施热裂切割工艺时，需要采取特定措施以促进分裂微裂纹的成核。

### **3.4 激光热切割在激光辐射、制冷剂和热气流同时作用下材料表面的显著特征**

如第一章所述，CLT 工艺存在一个显著缺陷——切割过程的可靠性较低，尤其在激光冲击区边界与冷却区前端距离较近的工况下表现明显。通过对 CLT 工艺的分析发现，导致裂纹不稳定的因素有多个。制冷剂对激光冲击区内热物理条件的显著影响，使得裂纹扩展过程中微裂纹的形成频繁出现故障。

这种情况的一个后果是，当分裂微裂纹彼此间距过近时（例如在微型制品生产中），CLT 技术无法确保可靠的切割效

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

果。当先前微裂纹沉积残留的制冷剂与激光束的冲击轨迹相交时，后续分裂微裂纹的发展过程往往会戛然而止。

根据参考文献 [161] 的研究，液体冲击加热玻璃表面会形成蒸汽膜。随着玻璃冷却，薄膜厚度逐渐减薄。液体从膜沸腾阶段过渡到核态沸腾阶段，随后进入对流冷却阶段。此时，无论是膜沸腾还是核态沸腾，都表现出较低的传热系数，这归因于水蒸气的低导热性。该研究还指出，雾化液体冷却加热玻璃表面时，其热交换过程主要受制冷剂流体动力学特性的影响——当制冷剂流经材料表面时，会持续形成由新流入的制冷剂不断更新的薄液膜。在特定工况下（尤其是制冷剂供给速度足够快时），玻璃表面的液体无法达到沸点。此时，表面传热条件主要取决于液体流过表面的流速。当雾化液体以高速撞击玻璃表面时，传热系数会显著提升。传热稳定性同样与液体流速相关：低流速时传热模式不稳定，而高流速时则趋于稳定且可调控。

因此，一个重要因素在于：在材料冷却表面受制冷剂影响时，不仅会出现具有稳定强冷特性区域，还会产生因制冷剂流过表面而形成的不稳定弱冷区域（图 3.14）。与此同时，该区域受激光辐照的材料截面预冷过程表现出不稳定性与低冷却速率，这归因于液体在材料表面的移动速度不足，从而影响了裂纹处理工艺的可靠性。

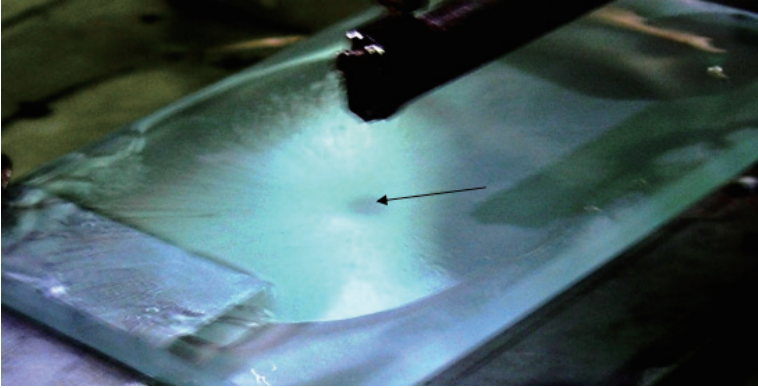


图 3.14 暴露于制冷剂的玻璃晶片的视觉表示  
箭头表示稳定的强化冷却区域，该区域被流过表面的制冷剂产生的液膜包围

所查明的缺陷导致了有关技术的低效，因此需要进一步研究该工艺，并制定旨在提高脆性非金属材料切割的可靠性和质量的战略。

一系列研究结果证明了激光辐射、制冷剂和热气流对材料表面的综合效应背后的原理 [94]。

使用激光加工装置的原型进行了激光切割过程的实验研究，如图 2.5 所示。

图 3.15 示意性地说明了激光辐射照射区域、制冷剂冷却区和热气流加热区域的相互布置，如实验 [73] 中所使用的。图 3.15 包含以下组成部分：1 为激光束，2 为制冷剂，3 为热气流，4 为由脆性非金属材料构成的工件。5 表示切割平面上的激光束横截面，6 为制冷剂产生强冷效应的区域，7 是扩散制冷剂形成的液膜，8 为热气流作用区域。水平箭头指示产品移动方向。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

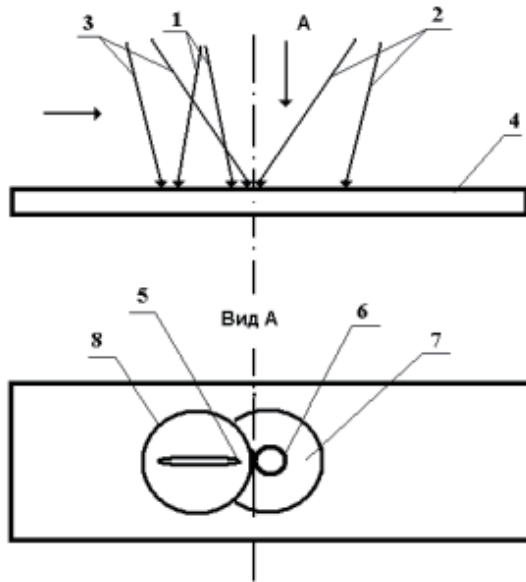


图 3.15 激光辐射照射区域、冷却区和热气流加热区域的相互布置

脆性非金属材料的切割是通过在所提出的加工方案中详细描述的操作的顺序执行来完成的。

初始空白位于坐标表上。在加工线程的起始位置引入缺陷。随后，激光束被导向包含该部分的加工轮廓段沉积缺陷。

该产品随后通过坐标控制台沿加工线输送，该坐标控制台与激光束、加热空气供应装置及喷嘴保持对齐。激光辐射在晶圆表层吸收后，使晶圆受热。制冷剂通过激光辐射和热空气流动被输送到预热区域。值得注意的是，激光作用区域恰好位于热气流影响范围内。玻璃晶圆同时受到两种表面热

源加热：二氧化碳激光辐射与热气流，随后通过制冷剂进行冷却。制冷剂区域对温度场形成具有显著影响，这得益于稳定且高效的冷却效果。

在实验过程中，对厚度为 3~5mm 的 M3 玻璃样品进行了平行切割切割，各切割点间距为 5mm。实验采用波长 10.6 微米、功率 40~60 瓦的 ILGN-802 激光器。在玻璃切割过程中，激光束经聚焦形成椭圆形截面，其长轴  $A = 6\sim 12\text{mm}$ ，短轴  $B = 0.5\sim 2\text{mm}$ 。气流在进入加工区前被加热至 200-300 ( $^{\circ}\text{C}$ ) 温度。样品切割速度设定为 10-30 mm/s。

实验研究表明，热气流将制冷剂从激光束冲击区排出，从而避免了额外制冷剂的引入。这种机制确保了激光冲击区内热物理条件的稳定。

为阐明激光辐射、制冷剂和热气流对材料表面的共同作用影响下 CLT 工艺的特殊性，我们通过应用有限元法 [94,171] 解决了热弹性场分布的问题。

计算采用第 2.1 节所述硅酸盐玻璃板材的性能数据，并结合激光束截面参数：长轴  $A=6\times 10^{-3}$  米，短轴  $B=1.4\times 10^{-3}$  米；激光辐射功率  $P=40$  瓦，热风供给装置喷嘴直径  $D=3\text{mm}$ ，喷嘴到表面的距离  $Z=10\text{mm}$ 。热风温度设定为  $250^{\circ}\text{C}$ 。在圆形区域设置了直径 3mm 的增强冷却区。计算对象为尺寸为  $24\times 12\times 3\text{mm}$  的晶圆。假设工件相对于激光束的横向移动速度为 10 mm/s。

图 3.16 展示了根据图 3.15 所述处理方案在研究样品中生成的温度场分布，而图 3.17 则呈现了对应的应力分布  $\sigma_{yy}$

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

方向垂直于切削平面)。图 3.16 显示，当样品表面同时受到激光辐射、制冷剂 and 热气流作用时，激光影响区域会形成约 500°C 的局部高温区。此外，材料表面还存在一个更广泛的区域，其温度介于 200°C 至 250°C 之间，这主要归因于热气流的冲击。

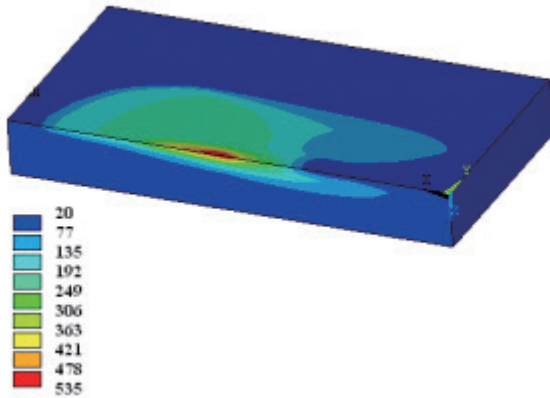


图 3.16 材料表面温度分布 (°C) 结果由激光辐射、热气流和制冷剂的共同作用

通过分析图 3.17 可以明显看出，与 CLT 条件下的观测结果相比，引入热气流并未导致拉伸和压缩应力区的空间分布产生显著变化。因此可以得出结论：在所研究的两种情况下（第 3.1 节），导致分层微裂纹形成和扩展的机理是相同的。

除了计算激光辐射、制冷剂和热气流对材料表面的综合影响所产生的热弹性场外，还对缺乏热气体流动的选项进行了类似的计算。

### 第三章 单光束激光器的模拟热切割工艺及发展◎

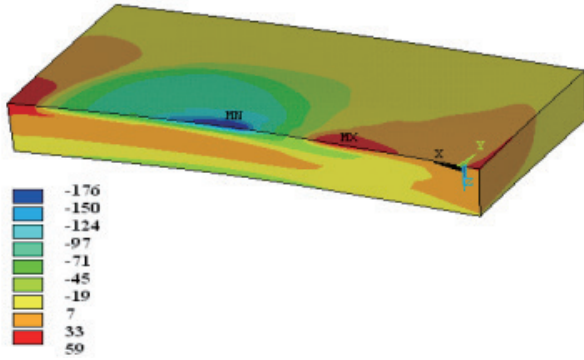


图 3.17 材料表面应力分布  $\sigma_{yy}$  (MPa) 结果  
由激光辐射、热气流和制冷剂的共同作用

图 3.18 展示了应力分布  $\sigma_{yy}$ ，其作用于切割平面的垂直方向)与样品表面激光束截面中心距离之间的关系。

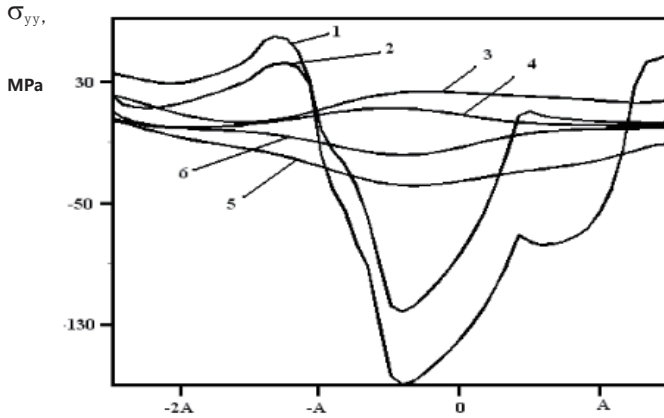


图 3.18 应力 ( $\sigma_{yy}$ ) 随距离激光束横截面中心 ( $Y = 0 \text{ mm}$ ) 的变化关系  
1- $Z = 0$ ; 3- $Z = H/2$ ; 5- $Z = -H$  (CLT, 附加热气流暴露);  
2- $Z = 0$ ; 4- $Z = H/2$ ; 6- $Z = -H$  (CLT 未暴露于热气流)

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

如前所述，图 3.18 所示的曲线类似于应力场  $\sigma_{yy}$  样本中特定位置的时间扫描。

通过分析图中展示的应力分布关系可以发现，无论是否使用热气流，在加工过程中材料表面层的应力空间分布差异最为显著。具体表现为：激光辐射区域的压缩应力显著升高（分别为 -169 MPa 和 -121 MPa）；而制冷剂接触区域的拉伸应力则有所增加（分别为 59 MPa 和 42 MPa）。这种应力变化主要归因于加工区域最高温度从 412° C 升至 509° C 所致。

因此，通过利用热气流的辅助效应，不仅可以促进从激光辐射影响的区域中去除制冷剂，而且由于预热而增强了拉伸应力。这进而提高了微裂纹形成的稳定性。

该研究 [114] 同样采用了沿激光热裂切割路径对材料进行预热的方案。不过，该专利文献的作者为此专门配置了第二台激光器，但实际应用中发现这种做法经济性欠佳——毕竟热风源设备的成本远低于激光器（在我们的实验中，我们使用的是 SKIL 8003 型热风枪）。

### 3.5. 石英玻璃激光切割工艺的检验，作为线性断裂力学的一部分

在热弹性理论框架下进行的激光加工模拟研究，由于未考虑材料中的初始缺陷和激光诱导裂纹，其结果在精确计算石英玻璃激光切割工艺参数时适用性受限。这主要是因为初始缺陷与激光诱导裂纹对应力场分布都会产生显著影响。需要特别指出的是，仅通过评估热弹性场的空间局域化特征，

并不能以足够精度判断激光引发的裂纹是否会稳定扩展。为解决这一问题，必须基于断裂力学原理 [155,173] 来识别临界状态。

在文献 [20] 中，研究者尝试将断裂力学标准应用于石英玻璃激光切割分析。该计算基于无限平板模型假设，并通过半无限裂纹进行削弱处理。值得注意的是，这种近似方法显著降低了石英玻璃激光诱导裂纹形成模式的计算精度，导致所得结果无法精确计算与该工艺相关的技术参数。

如文献 [172,174] 所述，研究者们基于热弹性原理和线性断裂力学理论，通过有限元网格重布技术开发了二维与三维热致裂纹形成模拟算法。该研究团队根据裂纹尖端应力强度因子的计算结果，采用有限元网格重布方法显著提升了脆性非金属材料激光切割建模的精度。

在此背景下，通过热弹性理论和线性断裂力学的视角来研究石英玻璃的激光切割是合乎逻辑的，同时考虑起始缺陷的参数，并采用 [172,174] 中概述的有限元重网格技术。

石英晶圆激光切割模拟采用参考文献 [172,174] 中建立的算法进行（见图 3.19）。在非耦合热弹性问题框架下，通过准静态公式和有限元方法 [139] 确定了热应力场。

激光诱导裂纹扩展的条件如下：计算得到的裂纹尖端应力强度因子  $K_I$  必须超过临界应力强度因子  $K_{IC}$ ，且裂纹尖端的应力必须处于拉伸状态 [172]。临界应力强度因子  $K_{IC}$  是材料的一种力学性能指标，用于表征其抵抗脆性断裂中正向裂纹扩展的能力 [173,155]。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

为提高 KI 计算精度，采用了特殊单元来模拟裂纹尖端的应力奇点。为实现裂纹尖端的根渐近特性，通过将等参单元的节点按四分之一单元边长向尖端方向调整 [172,173]。

图 3.20 的示意图显示了激光和制冷剂在切割平面内的影响区域。位置 1 表示激光束，

位置 2 表示制冷剂，位置 3 标识裂纹，以及图中位置 4 表示玻璃晶圆。图中的水平箭头说明了工件相对于激光束和制冷剂的运动方向。

本研究对石英玻璃和片状硅酸盐玻璃进行了计算，以方便进行比较分析。这些材料的特性详见表 2.1。片状硅酸盐玻璃和石英玻璃的临界应力强度系数 K<sub>IC</sub> 的测量结果如下：分别为 0.5 MPa/m<sup>1/2</sup> 和 0.7 MPa/m<sup>1/2</sup>。

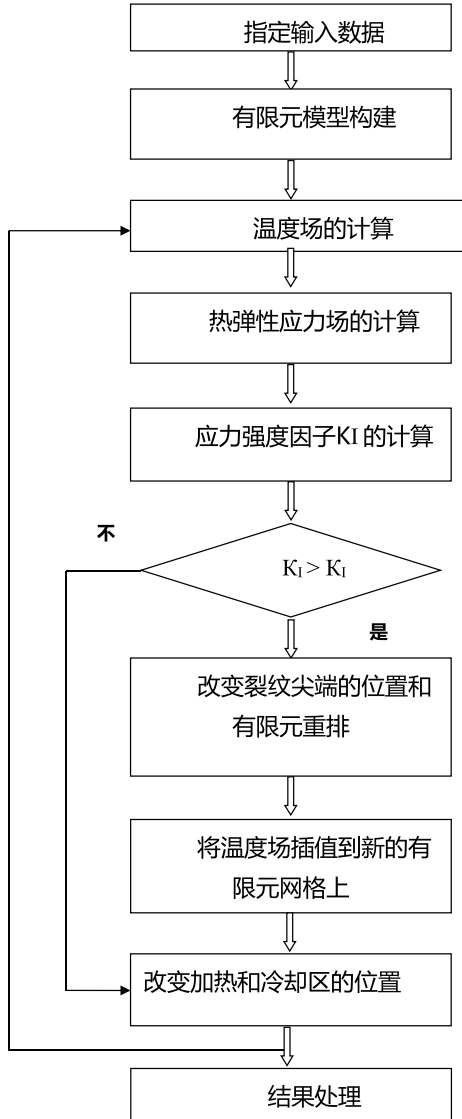


图 3.19 石英玻璃激光切割有限元模拟算法

© 非金属脆性材料的激光切割

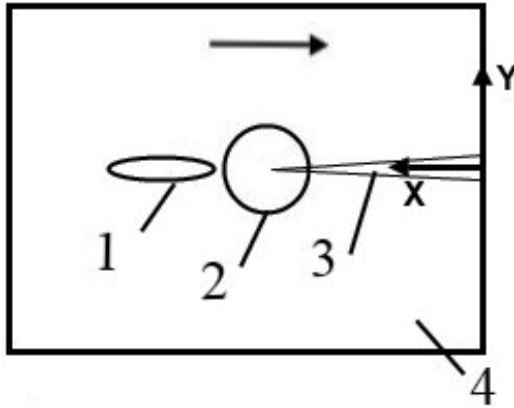


图 3.20 激光和制冷剂作用区域的布局在玻璃晶圆的切割平面上

对几何尺寸为  $15 \times 20 \times 1 \text{mm}$  的矩形晶圆进行了计算。模拟是在涉及激光辐射波长为  $10.6 \mu\text{m}$  的场景下进行的。

激光束的参数设置如下：主轴

晶圆尺寸参数为：长轴  $A=6 \times 10^3 \text{m}$ ，短轴  $B=2 \times 10^3 \text{m}$ 。通过实验确定晶圆相对于激光束和制冷剂的移动速度为  $v=15 \text{mm/s}$ 。研究证实，空气 - 水混合物供应系统的参数配置能有效冷却玻璃表面，热传递系数达到  $7000 \text{W/m}^2\text{K}$ [161]。制冷剂喷射点的半径测量结果为

$R_h = 3 \text{mm}$ ，而初始裂纹的长度在  $0.75 \text{mm}$  至  $1.5 \text{mm}$  之间调整。

需要注意的是，激光切割过程中加工区域的温度应控制在防止热弹性应力松弛的范围内。玻璃材料的允许温度上限由其特定的玻璃化转变温度决定：石英玻璃的该温度为

1473K，而片状硅酸盐玻璃的温度则为 789K [7]。

在数值模拟实验中，根据指定的加工参数和样品几何形状，确定了将材料加热至玻璃化转变温度所需的激光辐射功率值。对于石英玻璃热解理，最大允许激光辐射功率为  $P=30W$ ；而对于片状硅酸盐玻璃，则为  $P=10$ 。

图 3.21 至 3.26 给出了计算结果。图 3.21 至 3.23 展示了两种不同情况的计算曲线：图 1 对应石英玻璃的热解理过程，图 2 则呈现片状硅酸盐玻璃的热解理过程。在石英玻璃与片状硅酸盐玻璃激光热解理的对比分析中，初始裂纹长度均保持为 1mm，且未采用有限元网格重布技术，因此整个分析过程中裂纹长度保持恒定。

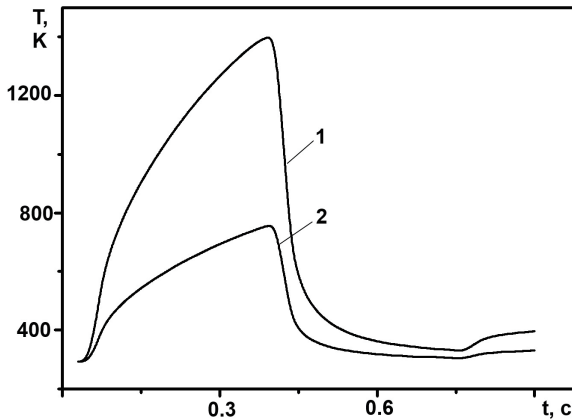


图 3.21 裂纹尖端的计算温度值 T

如前所述，在指定加工参数下，材料达到石英和薄片状硅酸盐玻璃的玻璃化转变温度（参见图 3.21）。

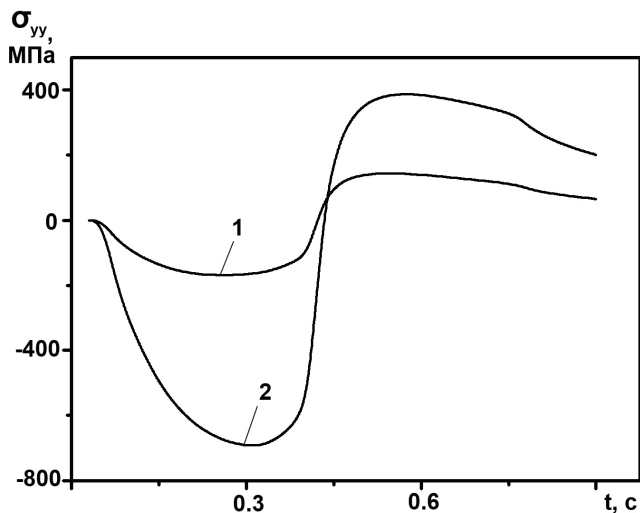


图 3.22 裂纹尖端处弹性应力  $\sigma_{yy}$  的计算值

图 3.22 的示意图清晰地表明，在激光热解石英和片状硅酸盐玻璃的过程中，由于激光加热效应，在初始缺陷尖端会产生显著的压缩应力。初始缺陷尖端的最大压缩应力值分别为：石英玻璃为 -168 MPa，片状硅酸盐玻璃为 -692MPa。

此外，制冷剂的影响导致在初始缺陷的尖端产生拉伸应力，如图 3.22 所示，最大值达到石英玻璃的 143 MPa 和薄片状硅酸盐玻璃的 388MPa。

图 3.23 所示的应力强度系数曲线表明，起始裂纹尖端始终存在两个显著峰值。其中第二个峰值对应石英玻璃的  $0.82 \text{ MPa m}^{1/2}$ ，而片状硅酸盐玻璃的数值则达到  $2.14 \text{ MPa m}^{1/2}$ 。这表明裂纹尖端存在拉伸应力，说明两个引发裂纹扩展的必

要条件均已满足。

在对比片状玻璃与石英玻璃热解过程中裂纹尖端的热弹性应力大小及应力强度因子时，可以明显看出石英玻璃的应力强度因子最大值要低 2.6 倍。需要特别注意的是，该对比是在加工区域不同最高温度条件下进行的（参见图 3.21）。

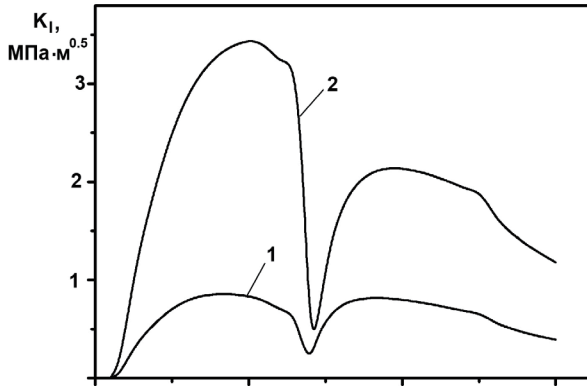


图 3.23 裂纹尖端应力强度因子  $K_I$  的计算值

值得注意的是，在切割石英玻璃时，所选加工模式几乎无法提供必要的应力强度因子值。因此，若仅略微提高加工速度或降低激光功率，就会导致裂纹尖端的应力强度因子无法达到临界值，最终引发实验中激光诱导裂纹形成过程的失败。造成裂纹尖端应力强度因子偏低的主要原因在于石英玻璃的线性热膨胀系数显著低于大多数商用硅酸盐玻璃，其数值相差一个数量级。

为了研究起始缺陷参数对激光诱导裂纹起始过程的影

◎ 非金属脆性材料的激光切割

响，我们使用有限元重排技术计算了不同起始缺陷长度下裂纹尖端的应力值和应力强度因子。

图 3.24 至 3.26 展示了不同起始缺陷长度对应的计算曲线。具体而言，1 号曲线对应  $L=0.75\text{mm}$  的起始缺陷长度，2 号对应  $L=1\text{mm}$ ，3 号则对应  $L=1.5\text{mm}$ 。

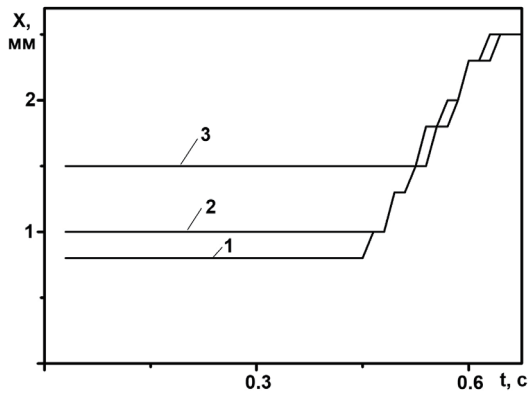


图 3.24 裂纹尖端处 X 坐标计算值

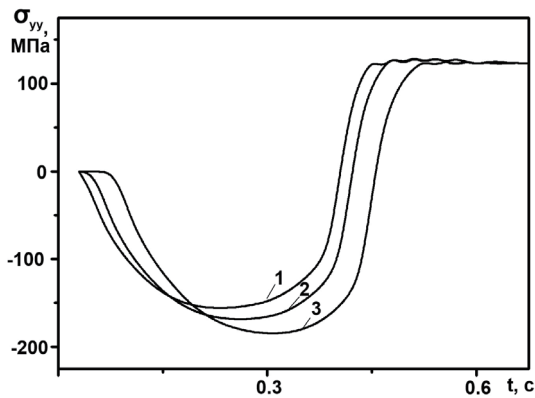


图 3.25 裂纹尖端弹性应力  $\sigma_{yy}$  的计算值

在所有三个计算案例中，观察到激光诱导裂纹均源自起始缺陷（见图 3.24）。需要特别注意的是，如图 3.25-3.26 所示，起始缺陷的长度对热弹性应力的分布以及裂纹尖端的应力强度因子具有显著影响。

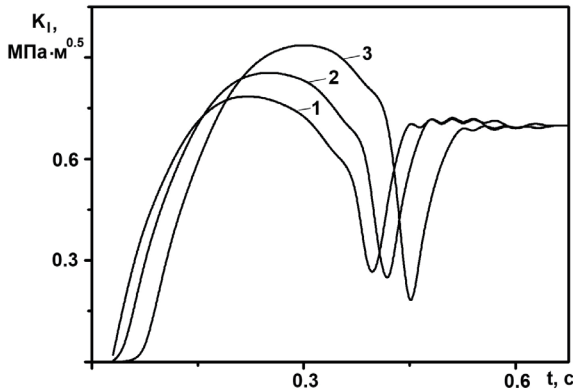


图 3.26 裂纹尖端应力强度因子  $K_I$  的计算值

因此，在初始缺陷长度  $L=0.75\text{mm}$  时，最大应力强度因子为  $K_I = 0.79\text{MPa}/\text{m}^{1/2}$ ；在  $L=1\text{mm}$  时，最大应力强度因子增加到  $K_I=0.86\text{MPa}/\text{m}^{1/2}$ ；在  $L=1.5\text{mm}$  时，最大应力强度因子达到  $K_I=0.94\text{MPa}/\text{m}^{1/2}$ 。

因此，通过延长初始缺陷的长度，可以显著提高激光诱导裂纹萌生的概率，这对开发石英玻璃的激光热解模式至关重要。在热弹性理论和线性断裂力学框架下，运用三维模拟技术对热致裂纹形成过程进行研究，并结合有限元网格重布技术，能够针对石英玻璃激光热解工艺模式开展关键计算，同时充分考虑初始缺陷参数的影响。

### 3.6 晶体硅受控激光热切割的特殊性

在晶体受控激光热解过程的研究领域，相关成果十分值得关注（参见文献 [17]）。需要特别指出的是，这些研究中的热弹性场数值模拟均基于二维框架进行，且未考虑晶体弹性特性的各向异性特征。值得注意的是，即便在立方晶体内部，不同物理过程的动力学特性与各向同性介质相比也可能存在显著差异 [175,176]。基于此背景，在立方硅晶系系统中开展三维受控激光热解过程的模拟研究显得尤为合理，同时需充分考虑其各向异性特性。

本研究采用有限元法 [139] 对硅片激光热切割工艺进行模拟。在受控激光热切割的模拟过程中，首先需要计算温度场分布，随后重点分析激光辐射与制冷剂与硅材料相互作用所引发的热弹性应力。通过这一系列模拟流程，最终在准静态框架下获得了非耦合热弹性问题的计算结果。从物理机理来看，该准静态模型的核心假设在于：应力状态的建立速度远快于热平衡状态的达到速度 [152]。

该准则判定裂纹扩展方向的依据是最大拉伸应力 [153]。激光微裂纹的扩展方向应与施加的最大拉伸应力方向垂直。当裂纹在拉伸区扩展时，一旦进入压缩区则停止生长。

在计算过程中，假设硅的密度、比热容、导热系数和线性热膨胀系数分别为：

$$\rho = 2330 \text{ kg/m}^3, C = 758 \text{ J / (kg} \cdot \text{K)}, \lambda = 109 \text{ W / (m} \cdot \text{K)} \quad (3.1)$$

$$\alpha = 2.33 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}, \text{ 参考 [177,178]。}$$

针对单晶硅片在连续激光加热与制冷剂接触过程中产生的热弹性场，我们开展了三种不同方案的计算：方案一——对各向同性基板进行三维分析；方案二——对沿（100）面切割的各向异性基板进行三维分析；方案三——对沿（111）面切割的各向异性基板进行三维分析。

各向异性材料的胡克定律表达式可用矩阵形式表示 [167,179]

$$\sigma_i = \sum C_{ik} (\varepsilon_k - \varepsilon'_k) \quad (3.2)$$

其中  $\sigma_1 = \sigma_{xx}$ 、 $\sigma_2 = \sigma_{yy}$ 、 $\sigma_3 = \sigma_{zz}$ 、 $\sigma_4 = \sigma_{xy}$ 、 $\sigma_5 = \sigma_{yz}$ 、 $\sigma_6 = \sigma_{xz}$  代表压力，而、 $\varepsilon_1 = \varepsilon_{xx}$ 、 $\varepsilon_2 = \varepsilon_{yy}$ 、 $\varepsilon_3 = \varepsilon_{zz}$ 、 $\varepsilon_4 = 2\varepsilon_{xy}$ 、 $\varepsilon_5 = 2\varepsilon_{yz}$ 、 $\varepsilon_6 = 2\varepsilon_{xz}$ 、 $\varepsilon_4 = 2\varepsilon_{xy}$  表示弹性变形，以及  $\varepsilon'_1 = \alpha_x \Delta T$ 、 $\varepsilon'_2 = \alpha_y \Delta T$ 、 $\varepsilon'_3 = \alpha_z \Delta T$ 、 $\varepsilon'_4 = 0$ 、 $\varepsilon'_5 = 0$ 、 $\varepsilon'_6 = 0$  代表温度变形。

对于立方晶体而言，若导致拉伸应力和剪切应力作用力的方向与主晶轴 <100> 方向一致，则矩阵  $\{C_{ik}\}$  的结构形式如下 [167]

$$\{C_{ik}\} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix}$$

◎ 非金属脆性材料的激光切割

当晶圆在  $\langle 111 \rangle$  平面内被切割时, 矩阵  $\{C_{ik}\}$  可表示如下 [179]

$$\{C_{ik}\} = \begin{pmatrix} C_{11} - \frac{m}{2} & C_{12} + \frac{m}{6} & C_{12} + \frac{m}{3} & 0 & 0 & -\frac{m}{3\sqrt{2}} \\ C_{12} + \frac{m}{6} & C_{11} - \frac{m}{2} & C_{12} + \frac{m}{3} & 0 & 0 & \frac{m}{3\sqrt{2}} \\ C_{12} + \frac{m}{3} & C_{12} + \frac{m}{3} & C_{11} - \frac{2m}{3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} + \frac{m}{6} & \frac{m}{3\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{m}{3\sqrt{2}} & C_{44} + \frac{m}{3} & 0 \\ -\frac{m}{3\sqrt{2}} & \frac{m}{3\sqrt{2}} & 0 & 0 & 0 & C_{44} + \frac{m}{3} \end{pmatrix}$$

其中,

$$m = C_{11} - C_{12} - 2C_{44} \quad (3.3)$$

计算中采用的弹性刚度系数如下:

$$C_{11} = 1.656 \times 10^5 \text{ MPa}, C_{12} = 0.6386 \times 10^5 \text{ MPa}, C_{44} = 0.7983 \times 10^5 \text{ MPa} \quad [180].$$

在对各向同性硅晶圆进行受控激光热切割建模时, 根据文献 [79] 的记载, 选用杨氏模量  $E = 1.9 \times 10^5 \text{ MPa}$  和泊松比  $\nu = 0.42$  (选项 I a) 作为参数。此外, 还采用了通过以下方程计算得出的杨氏模量与泊松比参数 (选项 I b):  $E = 1/S_{11}, \nu = -S_{12}/S_{11}$ , 其中  $S_{11}$  和  $S_{12}$  是柔度矩阵的系数, 其数值分别为  $7.68 \times 10^3 \text{ GPa}^{-1}$  和  $-2.14 \times 10^3 \text{ GPa}^{-1}$  [167]。

图 3.27 展示了激光与制冷剂作用区域在切割平面内的位置分布及其横截面结构。其中, 位置 1 对应激光束, 位置 2 表示制冷剂, 位置 3 代表硅片, 而位置 4 和 5 分别展示了激光束的横截面及制冷剂在切割平面上的作用范围。

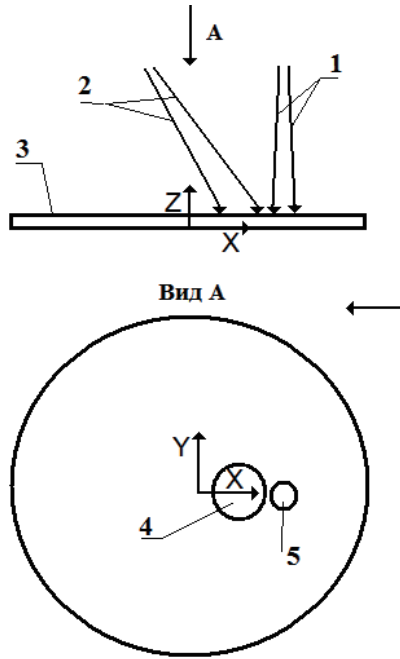


图 3.27 切割平面上激光和制冷剂作用区域的布置

图中水平箭头指示工件相对于激光束和制冷剂的运动方向。

计算采用半径为 15.5mm、厚度分别为  $h = 0.2\text{mm}$  和  $h = 0.4\text{mm}$  的圆盘进行。激光光斑的半径为  $R = 0.5\text{mm}$ ，辐射功率为  $P = 60\text{W}$ 。晶圆相对于激光束和制冷剂的移动速度设定为当速度  $v = 10\text{ mm/s}$  和  $v = 100\text{ mm/s}$ 。尺寸样品、加工速度及激光辐射功率对热弹性场并不构成根本性影响。

针对波长为  $1.06\mu\text{m}$  和  $0.808\mu\text{m}$  的激光辐射暴露案例进行了模拟研究。选择  $1.06\mu\text{m}$  波长进行数值模拟是出于实验

◎ 非金属脆性材料的激光切割

验证模拟结果的需要；研究  $0.808\mu\text{m}$  波长的激光参数对数值计算具有重要意义，因为硅材料在此波长下存在显著的辐射吸收特性。目前市面上已有具备足够功率的激光发射器，可支持受控激光热切割工艺。此外，如文献 [175] 所述，关于硅片晶体分离的实验研究采用了配备特定波长激光源的实验装置。

如前所述，为进行比较分析，我们针对三种不同选项进行了计算：各向同性平板、沿 (100) 平面切割的平板以及沿 (111) 平面切割的平板。研究通过建立模型，模拟了波长分别为  $1.06\mu\text{m}$  和  $0.808\mu\text{m}$  的激光辐射对厚度为  $0.2\text{mm}$  和  $0.4\text{mm}$  的平板的影响，这些平板以  $10\text{ mm/s}$  和  $100\text{ mm/s}$  的速度相对于激光运动。

计算结果见表 3.4 和 3.5 以及图 3.28 和 3.29。

表 3.4 - 正在加工的晶圆中的最高和最低温度的计算值

晶圆温度, K	激光辐射的波长为 $1.06\mu\text{m}$				激光辐射的波长为 $0.808\mu\text{m}$			
	h = 0.2mm		h = 0.4 mm		h = 0.2 mm		h = 0.4 mm	
	v = 10 mm/s	v = 100 mm/s	v = 10 mm/s	v = 100 mm/s	v = 10 mm/s	v = 100 mm/s	v = 10 mm/s	v = 100 mm/s
最大的	507	427	508	419	1640	1154	1095	804
极小	297	293	304	293	320	293	331	293

通过对表 3.4 和图 3.28 所示数据的分析可知，所有设计模式下的最高温度值均低于硅材料的熔点。这一条件对于防止晶圆因热弹性应力导致脆性断裂至关重要。在低速 ( $v =$

10 mm/s) 加工薄晶圆 (厚度  $h=0.2\text{mm}$ ) 时观测到最高温度对应波长为  $0.808\ \mu\text{m}$  的辐射。值得注意的是, 高热导率系数对硅片激光热切割过程中温度场发展具有显著影响。

与较薄样品相比, 当采用波长为  $0.808\ \mu\text{m}$  的辐射时, 硅材料的热导率会导致厚样品加工过程中的最高温度显著降低。在分析厚度为  $0.2\text{mm}$  和  $0.4\text{mm}$  的样品切削时, 观测到的变化幅度约为 30 %。需要特别指出的是, 使用波长为  $1.06\ \mu\text{m}$  的辐射作为技术手段时, 由于晶体硅对这种辐射存在体积吸收特性, 其效果会变得较为微弱。

表 3.5 和图 3.29 展示了三种不同处理方案在受控激光热解切割过程中加工区域计算得出的最大拉伸应力与压缩应力。其中: I 代表各向同性基板的三维分析 (Ia 基于文献 [178] 数据, Ib 基于文献 [167] 数据); II 为沿 (100) 平面解理的各向异性基板三维分析; III 则是沿 (111) 平面解理的各向异性基板三维分析。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

表 3.5 - 加工区最大拉伸应力和压缩应力的计算值

选项	加工区域 oy 处的最大应力, MPa	激光辐射的波长为 1.06 $\mu\text{m}$				激光辐射的波长为 0.808 $\mu\text{m}$			
		h = 0.2 mm		h = 0.4 mm		h = 0.2 mm		h = 0.4 mm	
		v = 10 mm/s	v = 100 mm/s	v = 10 mm/s	v = 100 mm/s	v = 10 mm/s	v = 100 mm/s	v = 10 mm/s	v = 100 mm/s
I a	拉力	8.2	1.7 (5.4)	7.3	0.9 (5.9)	49.7	10.0 (33.1)	24.0	2.9 (20.2)
	压力	-46.4	-27.9	-45.8	-26.1	-296	-178	-172	-102
I b	拉力	5.6	1.2 (3.7)	5.0	0.6 (4.0)	33.8	6.8 (22.6)	16.4	2.0 (13.8)
	压力	-31.7	-19.1	-31.4	-17.8	199	-122	-118	-69.5
II	拉力	6.3	1.3 (4.2)	5.6	0.7 (4.6)	38.5	7.9 (26.0)	18.6	2.0 (16.1)
	压力	-36.1	-21.3	-35.6	-19.6	-223	-135	-129	-75.1
III	拉力	6.7	1.4 (4.4)	5.8	0.6 (4.8)	40.4	8.1 (27.4)	19.4	2.2 (16.8)
	压力	-38.7	-22.7	-38.0	-20.8	-240	-143	-139	-80.1

第三章 单光束激光器的模拟热切割工艺及发展◎

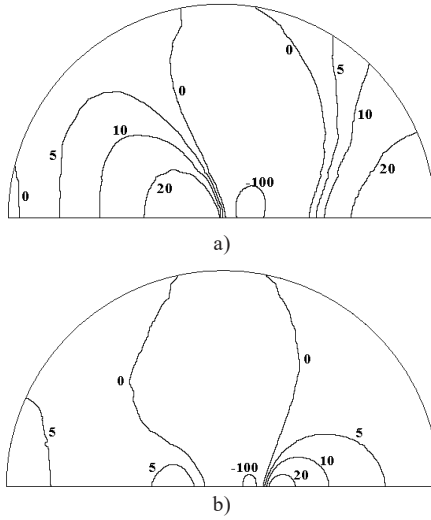


图 3.28- 平面切割 (111) 的硅晶圆表面温度场分布, K  
a)  $v=10$  mm/s, b)  $v=100$  mm/s

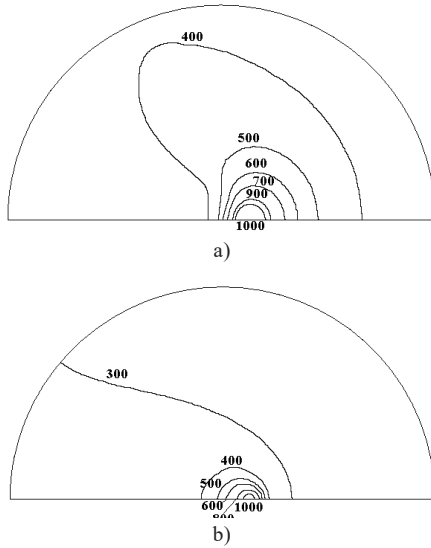


图 3.29 (在平面 (111) 上切割的硅晶圆表面热应力的场分布, MPa  
a)  $v=10$  mm/s, b)  $v=100$  mm/s

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

表 3.5 中的数据显示，采用各向同性模型对硅等各向异性材料进行受控激光热切割时会产生显著误差。通过对比沿 (100) 晶面切割板材时切削平面的最大拉应力，发现各向同性模型在选项 I a 和 I b 中分别产生 48% 和 16% 的误差。而对沿 (111) 晶面切割板材的建模分析，则分别显示出 39% 和 20% 的误差值。

需要特别说明的是，沿 (100) 和 (111) 晶面切割的板材最大拉伸应力值差异在 3% 到 10% 之间，这与文献 [179] 的研究结果高度吻合。因此在确定分离工艺参数（如调整切削速度或激光功率）时，必须充分考虑这种应力值的变化。

必须特别关注高速控制激光热切割过程中热弹性场空间定位的特定特性。当以 100 mm/s 的速度进行切割时，在压缩应力区域之前，激光辐射暴露区域会形成一个拉伸应力区（见图 3.29）。这些拉伸应力的强度显著大于制冷剂暴露区域的应力。表 3.5 中括号内列出了这些应力的具体数值。

为验证数值模拟结果，采用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光辐射进行的实验研究，图 3.30 展示了通过受控激光热切割技术分离的硅片端视图。实验结果证明了所采用模拟技术的有效性。

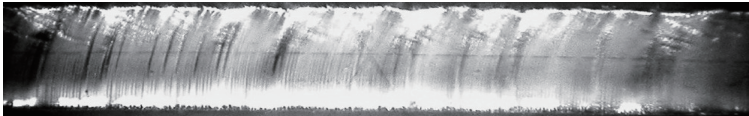


图 3.30 经过受控激光热切割分离的硅晶圆端视图

结果表明，在激光热切割过程的模拟中必须考虑硅片弹性特性的各向异性。

### 沿 (110) 平面的硅片激光切割分析

虽然上文给出的热弹性场计算是针对 (100) 和 (111) 平面切割的晶圆进行的, 但需要指出的是, 在实践中也使用了在 (110) 平面切割的硅单晶。

因此, (110) 截面的矩阵  $\{C_{*}\}_f$  可表示如下:

$$\{C_{*}\} = \begin{pmatrix} \frac{C_{11} + C_{12}}{2} + C_{44} & \frac{C_{11} + C_{12}}{2} - C_{44} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{C_{11} + C_{12}}{2} - C_{44} & \frac{C_{11} + C_{12}}{2} + C_{44} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11} - C_{12}}{2} \end{pmatrix}$$

对半径为 15.5mm、厚度  $h=0.2\text{mm}$  和  $h=0.4\text{mm}$  的圆盘进行计算。激光光斑半径为  $R=0.5\text{mm}$ , 辐射功率为  $P=60\text{W}$ 。晶圆相对于激光束和制冷剂的移动速度设定为  $v=10\text{ mm/s}$  和  $v=100\text{ mm/s}$ 。针对波长为  $1.06\mu\text{m}$  和  $0.808\mu\text{m}$  的激光辐射情况进行模拟。

计算结果如表 3.6 和图 3.31-3.33 所示。在表 3.6 中给出了所研究的三种加工方案在硅片中产生的最大热弹性拉伸应力和压缩应力值。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

表 3.6 - 加工区最大拉伸应力和压缩应力的计算值

选项	加工区最大应力, MPa	激光辐射的波长为 1.06 $\mu\text{m}$				激光辐射的波长为 0.808 $\mu\text{m}$			
		h = 0.2 mm		h = 0.4 mm		h = 0.2 mm		h = 0.4 mm	
		v = 10 mm/s	v = 100 mm/s	v = 10 mm/s	v = 100 mm/s	v = 10 mm/s	v = 100 mm/s	v = 10 mm/s	v = 100 mm/s
I	拉力	7.9	1.6	6.9	0.8	48.1	9.8	23.2	2.6
	压力	-43.4	-25.4	-40.3	-21.0	-273	-164	-153	-89.3
II	拉力	9.3	2.0	7.8	1.1	57.3	12.1	26.1	3.6
	压力	-49.1	-28.5	-42.6	-22.1	-309	-185	-163	-94.6
III	拉力	8.5	1.7	7.3	0.9	52.2	10.3	24.5	2.9
	压力	-46.8	-27.0	-41.7	-21.5	-294	-175	-158	-92.0

图 3.31 至 3.33 展示了厚度为  $h = 0.2\text{mm}$  的晶圆在速度  $v = 10 \text{ mm/s}$  下加工时, 受波长为  $0.808 \mu\text{m}$  的激光辐射影响下的热应力场分布情况。

需要强调的是, 硅晶体缺乏热导率各向异性, 因此当选择相同的处理参数和晶圆尺寸时, 加工区域的计算温度值以及 (110)、(100) 和 (111) 切割的形成模式是相同的。

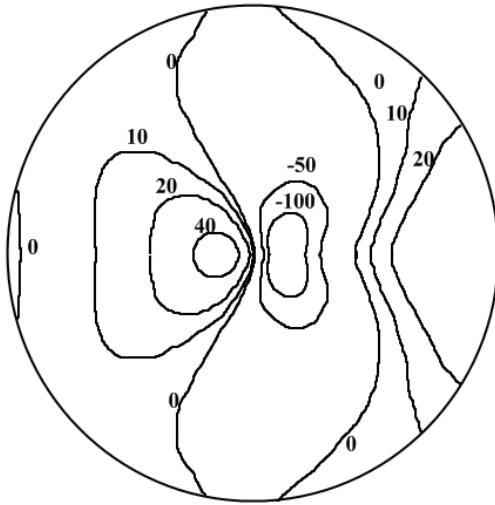


图 3.31 当激光束向  $[1\bar{1}0]$  方向移动时，硅片表面热应力的场分布情况，MPa

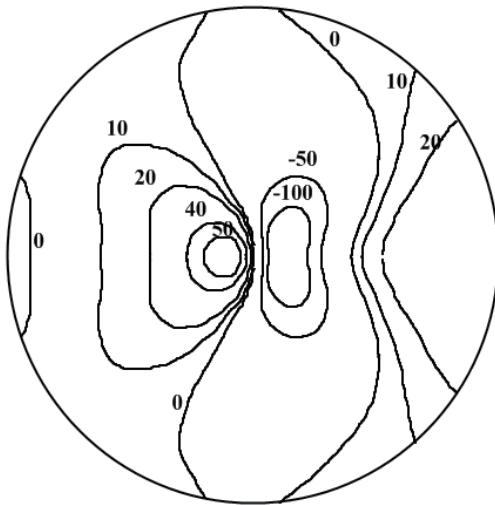


图 3.32 当激光束朝  $[001]$  方向传播时，硅片表面热应力的场分布情况，MPa

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

表 3.6 的数据分析表明，在激光束朝  $[001]$  方向移动（方案 II）时，切割面  $(110)$  的热解过程中会达到最高的拉应力值；而当激光束朝  $[1\bar{1}0]$  移动（方案 I）时，拉应力值则处于最低水平。在  $[001]$  和  $[1\bar{1}0]$  方向加工过程中形成的最高拉应力值差异范围为 11% 至 28%。这种拉应力值的差异需要在选择激光热解理工艺参数时予以充分考虑。

在激光热解切割  $(110)$  方向  $[1\bar{1}0]$  晶向材料时，我们应当特别注意激光热解过程中产生的热弹性场空间分布的特殊性（见图 3.33）。该工作模式下生成的热弹性场分布呈现出相对于激光辐射入射方向的轻微不对称性。这种热弹性应力场的不对称性源于杨氏模量截面相对于  $[178]$  所述方向  $[1\bar{1}0]$  的不对称性，因此在确定热解切割参数时必须考虑这一因素。

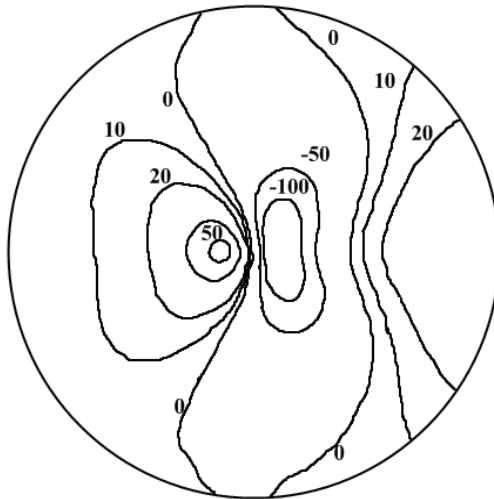


图 3.33 当激光束向  $[1\bar{1}0]$  方向传播时，硅晶圆表面热应力的场分布情况，MPa

### 3.7. 晶状石英受控激光热切割的特殊性

学界对不同晶体中激光热解切割的独特特性进行了大量研究。这一领域的重要性在于，传统晶体分离方法会导致材料损耗严重且加工表面污染严重。其中关于石英晶体可控激光热解切割的研究尤为值得关注 [16,47]。由于石英晶体元件的工业应用规模庞大，一年消耗量超过 10 亿美元 [181]，因此深入探讨该技术在石英晶体加工中的具体应用具有重要意义。这些研究重点强调了在确定激光热解切割参数时，必须充分考虑材料的晶体取向特征。然而现有研究仅关注石英晶体热膨胀各向异性，却忽视了晶体取向对其其他性能的影响。在此背景下，结合晶体热膨胀各向异性、导热性及弹性特性等多维度特征，系统研究可控激光热解切割工艺在石英晶体加工中的独特优势显得尤为重要。

本研究采用有限元法模拟石英板的激光热切割过程 [139]。首先计算温度场分布，随后确定激光辐射与制冷剂在晶体石英晶片上相互作用产生的热弹性应力。该仿真算法基于准静态公式框架，建立了非耦合热弹问题的理论推导结果 [152]。通过最大拉伸应力判据对实验数据进行分析验证 [153]。

针对几何尺寸为  $20 \times 20 \times 1.5\text{mm}$  及  $20 \times 20 \times 0.75\text{mm}$  的方形晶圆进行计算。针对涉及激光辐射暴露场景的模拟测试，采用  $10.6\mu\text{m}$  波长的激光进行照射。激光辐射光斑的半径为  $1.5\text{mm}$ ，辐射功率为  $50\text{W}$ 。晶圆相对于激光束和制冷剂的移动速度被设定为  $v = 5\text{mm/秒}$  和  $v = 15\text{mm/秒}$ 。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

本研究采用方形晶体样品的标准初始取向进行模拟 [182]。在分析三个被检测的切割面时，激光束的行进方向均与对应切割平面中的晶轴对齐（见图 3.34）。根据文献 [182] 所述方法，我们采用两个字母标识晶体元素的晶轴方向来指定切割面：第一个字母表示与样品厚度方向一致的晶轴，第二个字母则指代与样品长度方向对应的晶轴。

在  $zy$  切割分析中使用的方形样品，为集中研究  $X$  轴方向的加工方案提供了充分依据。因此，针对单晶石英晶片因连续激光加热与制冷剂接触产生的热弹性场，我们开展了五种不同加工方式的分析：I 为  $zy$  切割分析，激光束沿  $X$  轴移动；II 为  $yx$  切割分析，激光束同时沿  $X$  轴移动；III 为  $yx$  切割分析，激光束沿  $Z$  轴移动；IV 为  $xy$  切割分析，聚焦激光束沿  $Z$  轴移动；V 为  $xy$  切割分析，重点研究激光束沿  $Y$  轴方向。

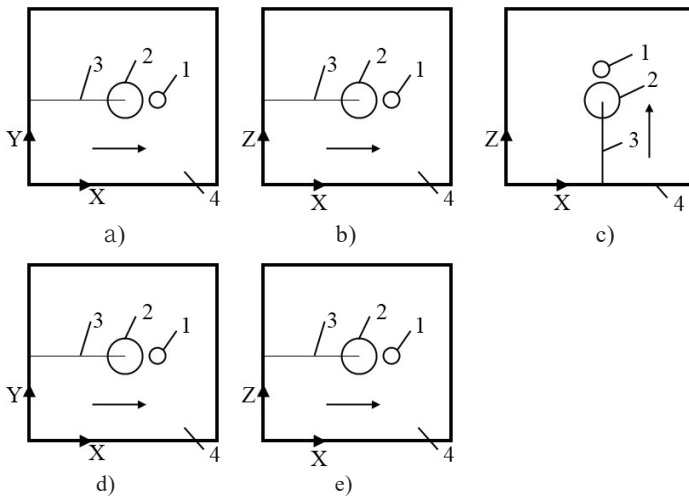


图 3.34 切割平面上激光和制冷剂暴露区域的布局

图 3.34 展示了本研究中考察的五种加工方案在切割平面上激光与制冷剂作用区域的分布情况。其中位置 1 表示激光束，位置 2 对应制冷剂，位置 3 代表激光诱导裂纹，位置 4 则对应石英板。图中水平箭头直观呈现了工件相对于激光束和制冷剂的运动方向。

在计算中，假设晶体石英的密度和比热容分别为  $\rho = 2643 \text{kg}/\text{m}^3$ ， $C = 741 \text{J}/\text{kg} \cdot \text{K}$ 。模拟考虑了晶体石英在不同晶向上的物理性质变化。晶体石英的热导率和线性热膨胀系数为：沿三阶对称轴 Z 方向的  $\lambda^{\parallel} = 12.3 \text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$ ， $\alpha^{\parallel} = 9 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ ；而垂直于 Z 轴方向的热导率和热膨胀系数为： $\lambda^{\perp} = 6.8 \text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$ ， $\alpha^{\perp} = 14.8 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ ，参考 [178,180]。

低温石英被归类于三方晶系，因此其弹性特性由弹性模量张量的六个独立分量表征。关于 zy 切面矩阵分量的具体描述如下 [183]。

$$\{C_{ik}\} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & -C_{14} & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{12} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ C_{14} & -C_{14} & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & C_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{14} & \frac{C_{11} - C_{12}}{2} \end{pmatrix}$$

◎ 非金属脆性材料的激光切割

yx 截面的矩阵  $\{C_{ik}\}$  可表示为:

$$\{C_{ik}\} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{13} & C_{12} & -C_{14} & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{33} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{13} & C_{11} & C_{14} & 0 & 0 \\ -C_{14} & 0 & C_{14} & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} & -C_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -C_{14} & C_{44} \end{pmatrix}$$

相应地, 对于 xy 切割, 矩阵  $\{C_{*}\}$  的形式为。

$$\{C_{ik}\} = \begin{pmatrix} C_{33} & C_{13} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & C_{14} \\ C_{13} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & -C_{14} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} & -C_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -C_{14} & C_{44} & 0 \\ 0 & C_{14} & -C_{14} & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix}$$

计算中采用以下弹性刚度常数:

$$C_{11} = 86.75 \times 10^9 \text{ MPa}, C_{12} = 5.95 \times 10^9 \text{ MPa}, C_{13} = 11.19 \times 10^9 \text{ MPa}$$

$$C_{14} = -17.8 \times 10^9 \text{ MPa}, C_{33} = 107.2 \times 10^9 \text{ MPa}, C_{44} = 57.8 \times 10^9 \text{ MPa}$$

为了确定晶体石英的各种性质的各向异性对受控激光热切割过程中温度场和热应力形成的影响，我们为每种计算方法采用了四组材料性质：

一组考虑了导热系数、线性热膨胀系数和石英晶体弹性特性相对于晶体学方向的关系；一组仅考虑与晶体学方向相关的热导率系数关系的特征；一组仅考虑线性热膨胀系数与晶体学方向关系的一组特征；一组仅考虑石英晶体相对于晶向的弹性性质关系的特征。

文献 [181] 中提供的杨氏模量和泊松比的数值被用于模拟各向同性石英晶片的受控激光热切割。热导率系数和线性热膨胀系数通过沿 Z 轴方向和垂直方向的算术平均值得出。

如前所述，为了进行比较分析，我们对具有标准初始取向的方形晶体元件进行了五种不同加工方案的计算。此外，针对每种加工方案，我们还应用了四组不同的材料特性，以不同程度考虑石英晶体的各向异性。

所进行计算的结果如表 3.7 和 3.8 以及图 3.35–3.37 所示。

表 3.7 - 晶圆中最高温度的计算值

处理选项	晶圆 T 的最高温度, K			
	h = 0.75 mm		h = 1.5 mm	
	v = 5 mm/s	v = 15 mm/s	v = 5 mm/s	v = 15 mm/s
I	1546	991	1116	820
II, V	1468	1013	1163	909
III, IV	1523	1049	1202	933

◎ 非金属脆性材料的激光切割

表 3.7 显示了考虑到石英晶体中导热系数的各向异性特征的一组特征的计算最大温度值。请注意，所有计算得出的温度值均低于结晶石英的熔点。这一条件对于晶圆因热弹性应力而发生脆性断裂至关重要。计算结果表明，较低的温度值与厚晶圆 ( $h = 1.5\text{mm}$ ) 在高速 ( $v = 15\text{ mm/s}$ ) 下的工作模式相关。

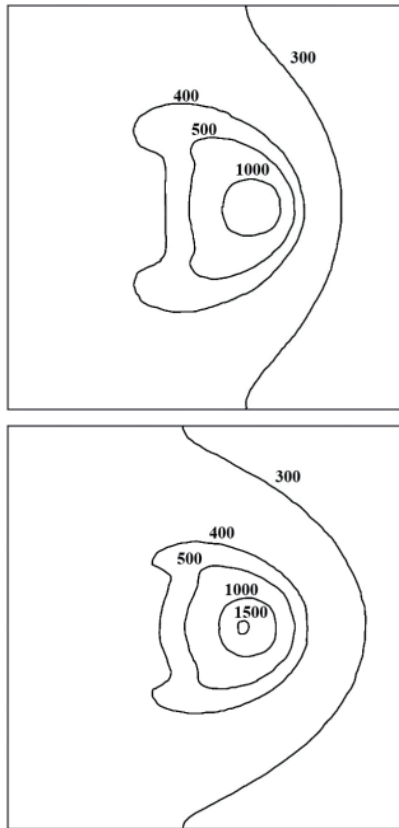


图 3.35 石英晶片表面温度场分布 ( $v = 5\text{ mm/s}$ ,  $h = 0.75\text{ mm}$ )，K  
a) 处理选项 II 和 V，b) 处理选项 III 和 I

第三章 单光束激光器的模拟热切割工艺及发展◎

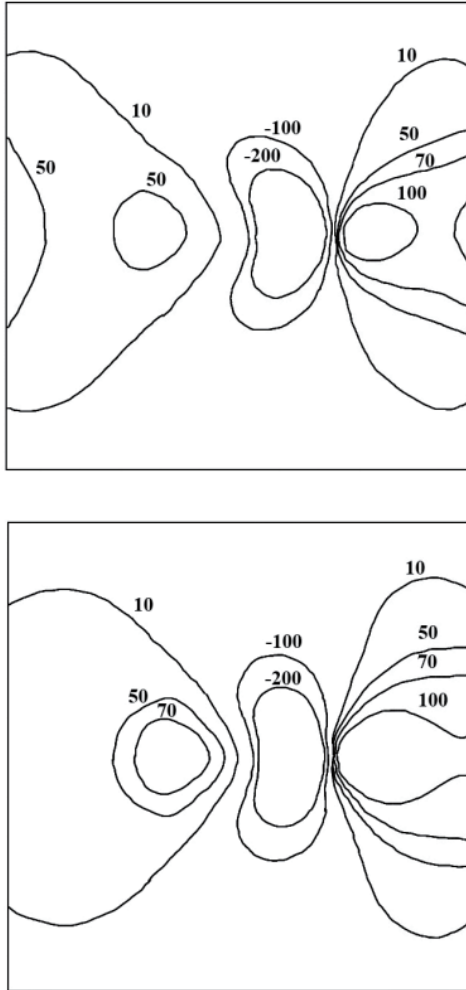


图 3.36 石英晶圆表面热应力的场分布 ( $v = 5 \text{ mm/s}$ ,  $h = 0.75 \text{ mm}$ ) , MPa

a) 处理选项 II, b) 处理选项 III

◎ 非金属脆性材料的激光切割

表 3.8 - 加工区内最大拉伸应力和压缩应力的计算值

选项	加工区最大应力, MPa	一组特征 a)				一组特征 b)			
		h = 0.75 mm		h = 1.5 mm		h = 0.75 mm		h = 1.5 mm	
		v = 5 mm/s	v = 15 mm/s	v = 5 mm/s	v = 15 mm/s	v = 5 mm/s	v = 15 mm/s	v = 5 mm/s	v = 15 mm/s
I	拉力	83.8	31.8	42.9	23.5	72.4	27.7	36.4	23.7
	压力	641.9	328.4	414.2	262.5	550.0	278.4	337.8	211.3
II	拉力	63.5	21.1	33.2	26.5	69.5	27.0	40.5	31.3
	压力	512.7	287.6	355.9	244.1	559.9	322.1	414.2	294.5
III	拉力	85.1	38.8	56.2	43.2	70.4	30.2	48.0	35.8
	压力	607.3	388.4	459.1	335.2	528.4	314.1	395.2	618.0
IV	拉力	93.1	42.4	73.0	55.1	70.4	30.2	48.0	39.8
	压力	628.5	377.3	480.8	355.3	528.4	314.1	395.2	286.5
V	拉力	65.7	22.7	34.3	26.3	69.5	27.0	40.5	31.3
	压力	520.9	292.9	356.0	245.4	559.9	322.1	414.2	294.5
		一组特征 c)				一组特征 d)			
I	拉力	88.2	33.9	47.9	27.8	60.2	23.4	32.8	22.7
	压力	669.4	377.8	473.9	326.3	449.5	253.6	312.5	215.7
II	拉力	49.6	16.4	22.3	14.2	88.4	33.1	47.2	34.5
	压力	410.3	224.6	256.0	166.7	587.2	330.1	409.9	282.3
III	拉力	87.2	36.1	54.0	42.5	64.2	24.8	31.9	16.2
	压力	590.2	335.0	418.7	295.5	512.0	284.5	348.7	232.2
IV	拉力	87.2	36.1	54.0	42.5	69.1	27.2	37.2	22.3
	压力	590.2	335.0	418.7	295.5	524.8	294.3	357.7	244.1
V	拉力	49.6	16.4	22.3	14.2	87.2	33.7	47.2	33.9
	压力	410.3	224.6	256.0	166.7	597.1	334.2	412.8	284.8

石英热导率的各向异性需要特别关注在方形元件中产生的温度场，这是本研究分析的五种加工选项中的三种情况：

第一个情况是垂直切割晶体晶圆到 Z 轴，切割线位于垂直于该轴的平面上（选项 I）；

第二种情况是沿 Z 轴垂直切割晶片，切割线位于与该轴平行的平面上（选项 II 和 V）；

第三种情况涉及沿 z 轴切割晶圆，切割线位于与该轴平行的平面上（选项 III 和 IV）。

表 3.7 中的数据分析表明，在 zy 方向加工（加工选项 I）过程中出现了最低温度值。这一现象可归因于石英晶体沿 Z 轴方向的传热系数显著高于其垂直于该轴的方向（ $\lambda^{\parallel}$  值比  $\lambda^{\perp}$  高出近一倍）。

当激光束沿 Z 轴移动时（III 和 IV 加工选项），yx 和 xy 切割的加工温度值会显著升高。需要特别说明的是，与激光束分别沿 X 轴和 Y 轴移动时（II 和 V 加工选项）产生的温度值相比，这些数值仅存在微小差异。因此，III 与 II 加工选项之间的计算参数最大差异仅为 3.6%，而 III 与 I 选项之间的差异则高达 12.1%。

表 3.8 展示了五种加工方案在加工区域产生的最大拉伸应力和压缩应力的计算结果。通过计算可以明确，模拟受控激光热切割石英晶体时，必须全面考虑影响样品中热弹性场形成的各向异性特性。若仅考虑材料的单一各向异性特征，误差会显著增加。例如：当仅考虑热导率各向异性评估加工区域的拉伸应力时，误差率达 34.2%；若仅考虑热膨胀各向

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

异性，误差则升至 46.4%；而若仅考虑弹性特性各向异性，误差更会飙升至 62.5%。

表 3.8 的数据分析表明，当激光束沿 Z 轴方向照射时（加工方案 III 和 IV），yx 切口和 xy 切口在热解过程中会产生最大拉应力值。相较于其他加工方案，方案 III 和 IV 实施过程中观测到的温度升高现象（见表 3.7）对此现象贡献显著。此外，与沿 X 轴和 Y 轴分别进行 yx 切口和 xy 切口加工（方案 II 和 V）时观察到的情况不同，方案 III 和 IV 实施过程中拉应力升高的形成，主要得益于激光诱导裂纹平面垂直方向上线性热膨胀系数的增大。

加工区域的低温特性，加上垂直于激光诱导裂纹平面方向的最小线性热膨胀系数，共同作用使得 II 和 V 加工方案实施时产生的拉应力降低。在 I 加工方案中，zy 切割分离处产生的拉应力虽低于 III 和 IV 方案，但已超过 II、V 方案的理论计算值。这一现象可归因于两个因素：首先是加工区域低温特性（见表 3.7），其次是垂直于激光诱导裂纹平面方向的线性热膨胀系数数值较大。

研究结果表明，石英晶体的热导率各向异性特性及其热膨胀各向异性，对受控激光热解理过程中产生的热弹性应力强度具有决定性影响。然而，由于弹性特性存在各向异性，需要针对本研究中探索的标准初始取向下方形晶体元件的五种加工方案进行专门分析。特别需要注意的是，在 xy 解理（IV 和 V 模式）激光热解理过程中产生的热弹性场空间定位具有独特特征。图 3.37 显示，xy 解理受控激光热解理过程

中产生的热弹性场分布相对于激光辐射线呈现不对称性。这种弹性应力场的实际不对称性会导致激光诱导裂纹偏离加工轮廓，因此在选择热解理参数时必须充分考虑这一因素。

为了验证数值模拟的结果，我们使用波长为  $10.6\mu\text{m}$  的激光进行了实验研究。图 3.38 展示了通过受控激光热解技术分离的石英晶圆的端视图。实验结果证明了所采用的模拟技术的有效性。

因此，研究结果表明，必须考虑石英晶体热膨胀的各向异性行为，以及热导率和弹性特性的各向异性特征。

该模拟结果为晶圆参数的选取提供了依据，可提高晶体元件加工过程中石英晶圆的分离精度。

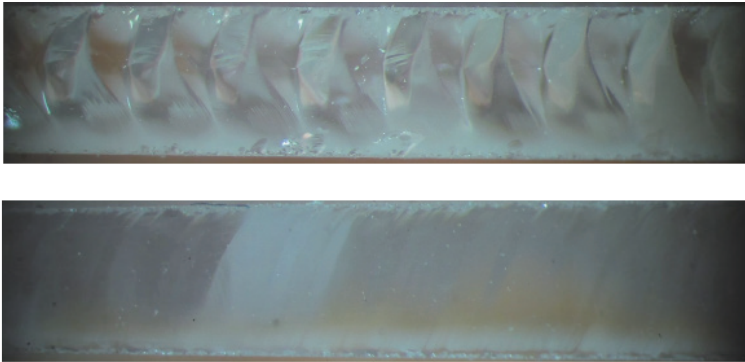


图 3.38 通过受控激光热解切割分离的石英晶片端视图

#### 晶体石英受控激光热解切割的特殊性

在实际应用中，AT 型和 BT 型切割的石英晶体是最常用的 [184]。在此背景下，我们研究了激光热切割工艺对 AT 型和 BT 型切割石英晶体的独特特性。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

晶体元件在 X、Y、Z 轴方向上的任何排列方式，都可以通过从该元件的初始方向之一进行一系列连续旋转来实现。对于 AT 切割，执行 350 度旋转；而对于 BT 切割，则进行 490 度旋转 [185]（见图 3.39）。

AT 切割的矩阵  $\{C_{ik}\}$  可表示如下

$$\{C_{ik}\} = \begin{pmatrix} 86.74 & -8.25 & 27.15 & -3.66 & 0 & 0 \\ -8.25 & 129.77 & -7.42 & 5.70 & 0 & 0 \\ 27.15 & -7.42 & 102.83 & 9.92 & 0 & 0 \\ -3.66 & 5.70 & 9.92 & 38.61 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 68.78 & 2.57 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2.57 & 28.96 \end{pmatrix} \cdot 10^9 \text{ Pa}$$

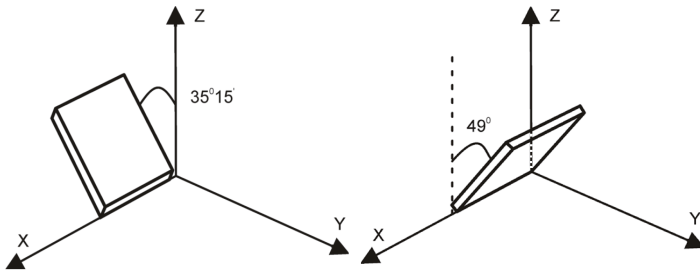


图 3.39. 结晶石英的 AT 和 BT 截面

相应地，对于 BT 切割，矩阵  $\{C_{ik}\}$  是如下形式的  $C_{ik} C_{ik}$

$$\{C_{ik}\} = \begin{pmatrix} 86.74 & 27.53 & -8.63 & 0.057 & 0 & 0 \\ 27.53 & 98.24 & -5.67 & -12.80 & 0 & 0 \\ -8.63 & -5.67 & 130.86 & 0.17 & 0 & 0 \\ 0.057 & -12.80 & 0.17 & 40.36 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 29.87 & -6.49 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -6.49 & 67.87 \end{pmatrix} \cdot 10^9 \text{ Pa}$$

### 第三章 单光束激光器的模拟热切割工艺及发展◎

针对激光依次加热与制冷剂接触在石英晶圆中产生的热弹性场，我们进行了四种不同方案的计算：方案 I 为激光束平行于 X 轴的 AT 切割分析；方案 II 为激光束垂直于 X 轴的 AT 切割分析；方案 III 为激光束平行于 X 轴的 BT 切割分析；方案 IV 为激光束垂直于 X 轴的 BT 切割分析。

采用有限元法计算了激光切割过程中石英晶片产生的热弹性应力场，该方法遵循准静态公式中的非耦合热弹性问题 [139,152]。

计算针对几何尺寸为  $20 \times 20 \times 1.5\text{mm}$  和  $20 \times 20 \times 0.75\text{mm}$  的方形晶圆进行。模拟过程针对涉及波长为  $10.6\mu\text{m}$  激光辐射暴露的场景执行。激光辐射光斑的半径为  $R=1.5\text{mm}$ ，辐射功率为  $P = 50\text{W}$ 。晶圆相对于激光束和制冷剂的移动速度设定为  $v = 5\text{mm/秒}$ ， $v = 15\text{mm/s}$ 。计算结果见表 3.9-3.10 和图 3.40-3.41。表 3.9 给出了分析的四种加工方式中石英晶片记录的最大温度值。最大热弹性拉伸应力和压缩应力的数值见表 3.10。

表 3.9 - 晶圆加工过程中最高温度的计算值

选项	最高温度在晶圆 T 中, K			
	h = 0.75 mm		h = 1.5 mm	
	v = 5 mm/s	v = 15 mm/s	v = 5 mm/s	v = 15 mm/s
I	1520	994	1125	842
II	1538	1005	1136	847
III	1502	999	1135	862
IV	1531	1018	1156	871

◎ 非金属脆性材料的激光切割

表 3.10 - 加工区计算得出的中梁最大拉伸应力和压缩应力值

选项	加工区域的最大应力, MPa	h = 0.75 mm		h = 1.5 mm	
		v = 5 mm/s	v = 15 mm/s	v = 5 mm/s	v = 15 mm/s
I	压力	650	343	431	281
	拉力	85	33	45	22
II	压力	717	381	483	319
	拉力	100	40	53	34
III	压力	605	322	401	264
	拉力	77	27	42	19
IV	压力	563	316	395	272
	拉力	74	31	50	30

图 3.40 和 3.41 展示了厚度为  $h = 0.75\text{mm}$  的晶圆在速度  $v = 5\text{ mm/s}$  下加工时温度场与热应力的分布情况。

对表 3.9 数据的分析表明, 在考虑 AT 切口和 BT 切口时, 石英晶体各向异性特性对加工区域内的峰值温度值影响有限。真正起决定性作用的是加工速度和晶圆几何尺寸等关键参数。因此, 热物理性质各向异性引发的温度波动最大差异不超过 3%。相比之下, 加工速度和样品几何形状导致的差异可达 45%。表 3.10 的数据分析显示, 晶圆的加工速度和几何尺寸显著影响加工区域产生的热弹性应力。这些因素导致的最大拉伸应力值差异幅度在 50%-80% 之间。石英晶体各向异性特性对加工区域热弹性应力峰值具有显著影响, 因此观测到的拉伸应力峰值差异超过 35%。在确定激光热解切割工艺参数时,

必须充分考虑这种拉伸应力值的变化。

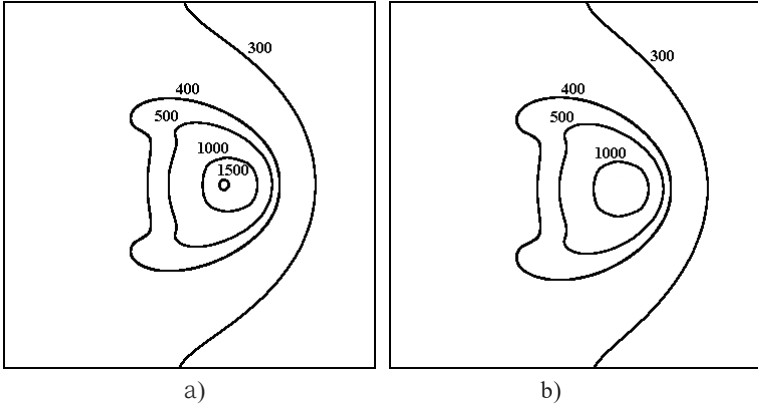


图 3.40. 结晶石英表面温度场分布: a) 选项 I; b) 选项 III

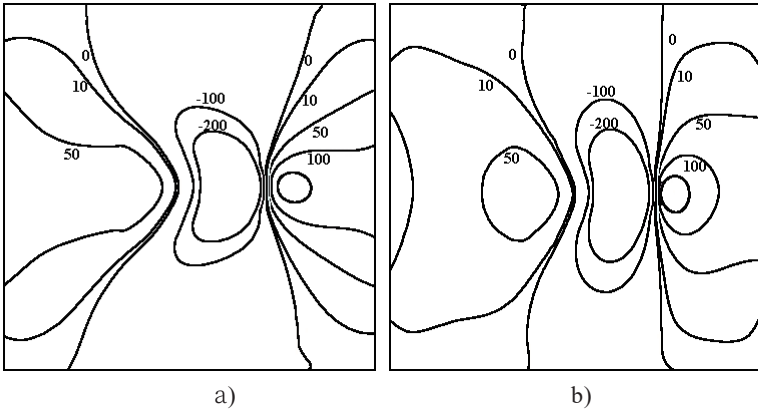


图 3.40. 结晶石英表面温度场分布: a) 选项 I; b) 选项 III

结果表明，在确定 AT 和 BT 切割石英晶片的激光热解参数时，考虑石英晶体的各向异性特性是很重要的。

### 3.8. 激光加工金刚石晶体的模拟

金刚石作为下一代设备研发的潜力材料，凭借其独特的物理特性，在高要求的工业环境中展现出卓越性能 [210]。在当前超硬材料加工技术领域，激光加工相较于其他切割金刚石晶体的方法优势显著：其高功率密度与聚焦激光辐射的局部效应，既能实现窄切口加工并最大限度减少热影响，又能在保持高生产效率的同时完成精密加工。更值得一提的是，激光辐射技术的卓越性能使其能够实现自动化处理流程，同时确保产品质量始终如一 [1]。

如文献 [187] 所述，特别值得关注的是研究激光加工钻石在不同晶体学方向上的效率，尤其是当激光辐射沿三阶和四阶对称轴传播时。遗憾的是，该研究采用一维方法模拟温度场，这大大削弱了所得数值估算结果的可靠性。

论文 [188] 提出了激光辐射沿钻石晶体的三阶和四阶对称轴诱导孔形成的三维模拟结果。

本研究阐明了激光辐射在激光束和受影响表面的相对运动过程中对钻石晶体沿三种晶向（与二阶、三阶和四阶对称轴对齐）的特殊影响。

在尺寸加工过程中，激光作用于金刚石晶体时，会导致温度显著升高，并伴随相变。图 3.42 展示了激光辐射诱导金刚石晶体相变的通用示意图 [187]。

根据该示意图，金刚石晶体的激光切割过程会导致其石墨化、蒸发、再结晶以及多晶金刚石的生成。对上述所有变化进行检测

由于模拟存在相当大的挑战，因此本研究采用了一个激光辐射诱导的钻石转变的简化模型：钻石  $\Rightarrow$  相变  $\Rightarrow$  石墨  $\Rightarrow$  蒸发。当材料达到 2300 K 时，钻石晶体的强烈石墨化阶段被认为发生。

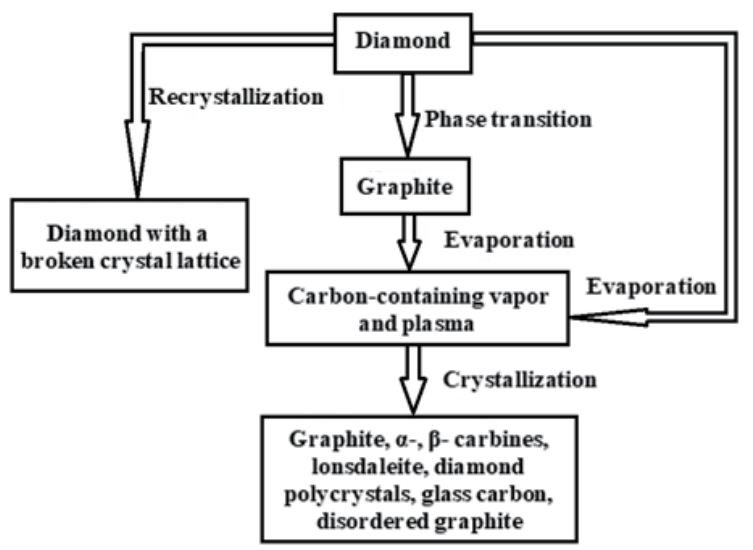


图 3.42 由激光辐射诱导钻石转化的示意图

本研究采用有限元方法 [139] 对金刚石晶体的激光加工特性进行分析。在模拟金刚石 - 石墨相变过程中，首先通过循环验证材料各点是否达到石墨化温度，随后将石墨热物理性质分配至有限元模型的相关区域。特别需要指出的是，无论入射激光方向如何变化，六方石墨层均需与金刚石晶体的 (111) 晶面保持精确平行排列。

在计算中，假设金刚石和石墨的密度、比热容及导热系

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

数等于以下数值：

$$\rho_a = 3520 \text{ kg/m}^3, \rho_g = 2300 \text{ kg/m}^3, C_a = 854 \text{ J/kg} \cdot \text{K},$$

$$C_g = 994 \text{ J/kg} \cdot \text{K}, \lambda_a = 427 \text{ W/m} \cdot \text{K},$$

$\lambda_g^\perp = 88 \text{ W/m} \cdot \text{K}, \lambda_g^\parallel = 355 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ ，符号  $\lambda_g^\perp$  表示石墨在垂直于六方晶面方向上的导热系数，而符号  $\lambda_g^\parallel$  则表示石墨在平行于六方晶面方向上的导热系数。

针对激光加热在金刚石晶体中产生的温度场，我们进行了四种不同方案的计算：方案 I 是受激光辐射沿二阶对称轴 (L2) 影响的三维分析，方案 II 是受激光辐射沿三阶对称轴 (L3) 影响的三维分析，方案 III 是受激光辐射沿四阶对称轴 (L4) 影响的三维分析，方案 IV 则是排除石墨化效应后受激光辐射影响的三维分析。

按照图 3.43 所示的方案模拟了激光加热金刚石晶体的过程，其中 1 表示激光束，2 代表金刚石样品。箭头和图中标注显示了工件相对于激光束的移动方向。

图 3.44 展示了晶体划分成有限元的情况。

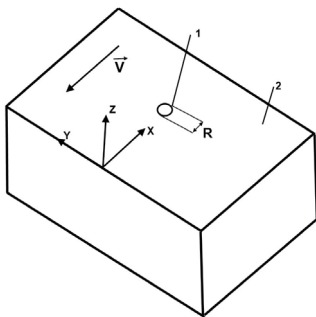


图 3.43. 激光束在加工区域内的布置

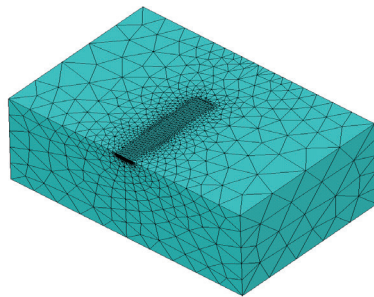


图 3.44. 计算域的有限元划分

计算采用的样本为长方体形状，几何尺寸为  $2 \times 3 \times 1.5 \text{mm}$ ，使用指定的技术加工参数值：激光功率密度  $P_0 = 1.8 \times 10^{10} \text{W/m}^2$ ，激光束截面半径  $R = 0.05 \text{mm}$ 。激光束与样品的相对速度模为  $V = 7 \text{mm/s}$ 。

如前所述，本次模拟在四种不同条件下进行：I 组为激光束沿 L2 轴方向入射，II 组为激光束沿 L3 轴方向入射，III 组同样为激光束沿 L3 轴方向入射，IV 组则排除了金刚石 - 石墨相变过程。计算结果详见图 3.45 至 3.48 所示。

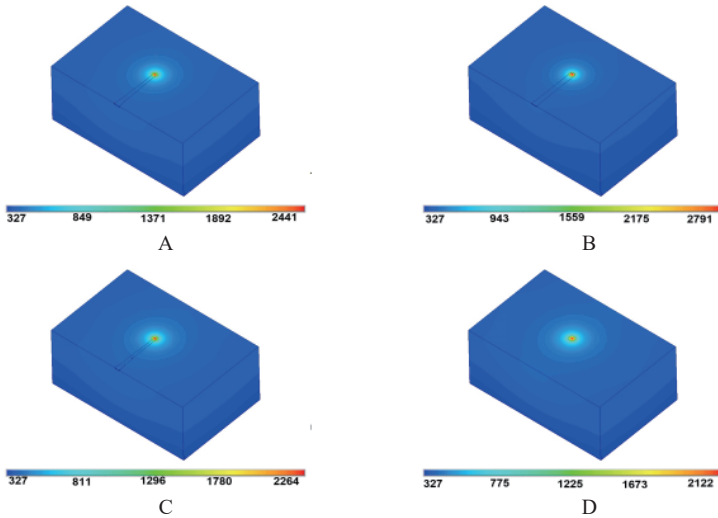


图 3.45. 金刚石晶体中的温度分布, K

A- 加工选项 I、B——加工选项 II, C- 处理方案 III, D- 处理方案 IV

图 3.45 展示了在激光加工过程中金刚石晶体中产生的温度场的计算分布，而图 3.46 和 3.47 则给出了光束截面中心处温度的时间依赖性。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

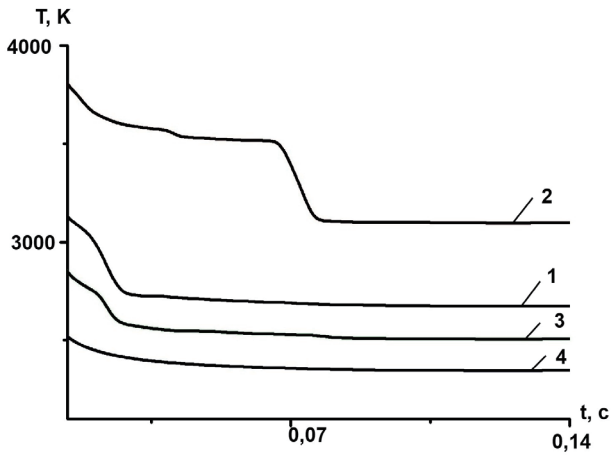


图 3.46 光束横截面中心位置随时间推移的计算温度变化  
1—处理选项 I, 2—处理选项 II, 3—处理选项 III, 4—处理选项 IV  
( $Z = 0, Y = 0$ )

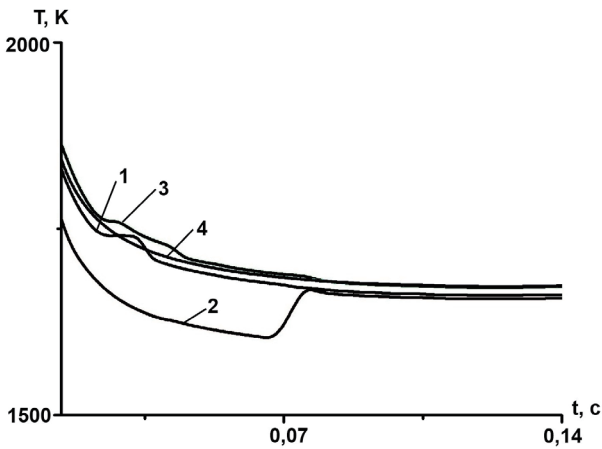


图 3.47 光束横截面中心位置随时间推移的计算温度变化  
1—处理选项 I, 2—处理选项 II, 3—处理选项 III, 4—处理选项 IV  
4—处理备选案文四 ( $Z = -2 \times 10^{-5}, Y = 0$ )

通过分析图 3.45 和图 3.46 的数据可以明显看出，当激光束平行于 L3 轴线时，激光加工区域的温度达到峰值，其中在向稳态模式过渡时测得最高温度为 3099 K。当激光辐照沿晶体的 L2 和 L4 轴线照射时，测得的最高温度分别为 2675 K 和 2506 K。在模拟过程中，激光冲击区域的温度记录为最低值（不包括金刚石 - 石墨相变阶段），而稳态模式下的最高温度可达 2346 K。图 3.47 显示，当沿激光束轴线在表面附近短距离实现切割稳态模式时，四种模拟方案获得的温度值并无显著差异。

图 3.48 展示了金刚石晶体表面石墨化区域的计算构型。数据显示，当激光束与 L3 轴对齐时切割宽度最大，而沿 L4 轴照射时切割宽度最窄。沿 L4 轴加工过程中形成的石墨化区域，其位移线与激光束横截面中心存在明显不对称性。

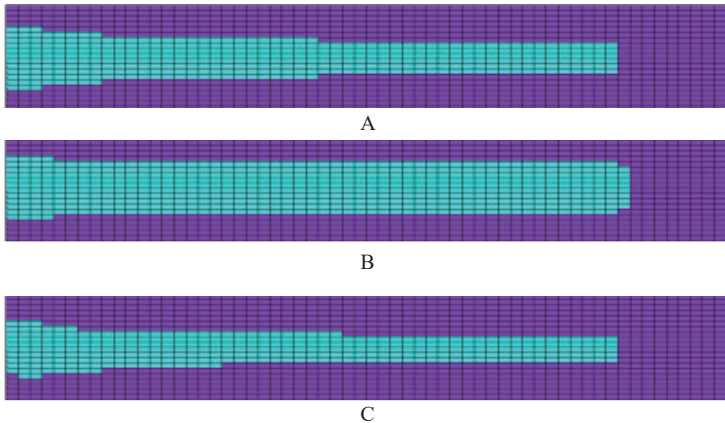


图 3.48 计算的金刚石晶体表面石墨化区域的构型  
A- 加工选项 I, B- 处理选项 II, C- 处理备选方案三

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

温度场与石墨化区域形成特征的显现，可归因于模拟过程中严格考虑了六方石墨面与金刚石（111）晶面平行的取向关系。石墨热物理性质的各向异性特性解释了为何当激光辐射沿 L3 轴方向照射时，加工区域温度和切割宽度均达到最大值，而沿 L4 轴方向时则呈现最小值。相较于本文讨论的另外两种加工方案，采用 L2 轴激光辐射的金刚石晶体加工方案中，石墨化区域的温度参数及数值处于中间区间。

在确定激光加工设置时，必须考虑石墨化区域内温度值和物质参数的明显差异。

### 金刚石晶体激光加工过程中热弹性场形成的特点

温度场与石墨化区域形成特征的显现，可归因于模拟过程中严格考虑了六方石墨面与金刚石（111）晶面平行的取向关系。石墨热物理性质的各向异性特性解释了为何当激光辐射沿 L3 轴方向照射时，加工区域温度和切割宽度均达到最大值，而沿 L4 轴方向时则呈现最小值。相较于本文讨论的另外两种加工方案，采用 L2 轴激光辐射的金刚石晶体加工方案中，石墨化区域的温度参数及数值处于中间区间。

在确定激光加工设置时，必须考虑石墨化区域内温度值和物质参数的明显差异。

### 金刚石晶体激光加工过程中热弹性场形成的特点

需要考虑的是，在上述晶体取向向下，金刚石晶体在激光照射下产生的热弹性应力场的定位特征。

针对金刚石晶体在激光冲击下产生的热弹性应力

场计算，我们采用准静态框架下的有限元方法进行研究 [139,152,153]。其中，金刚石 - 石墨相变的模拟过程严格遵循文献 [189] 中提出的算法流程展开。

金刚石属于立方晶系结构，这种晶体特性可通过弹性模量张量的三个独立分量进行表征。计算中采用的弹性刚度系数为： $C_{11} = 1079GPa$ ， $C_{12} = 124GPa$ ， $C_{44} = 578GPa$  [190]。同时，根据文献 [191] 提供的杨氏模量和泊松比数据，我们对各向同性金刚石板进行了激光处理模拟。

针对激光辐照在金刚石晶体中产生的热弹性场，我们开展了四种不同方案的计算分析：第一种是研究激光沿二阶对称轴（L2）辐射的影响，第二种是分析激光沿三阶对称轴（L3）辐射的作用，第三种考察激光沿四阶对称轴（L4）辐射的效应，第四种则不考虑金刚石晶体的石墨化和各向异性特性。值得注意的是，前三种方案的模拟计算特别着重于石墨化效应的分析。

针对几何尺寸为  $2mm \times 3mm \times 1.5mm$  的长方体样本进行了计算，采用指定的技术加工参数：激光辐射功率密度  $P_0 = 1.8 \times 10^{10} W/m^2$ ，激光束截面半径  $R = 0.05mm$ 。激光束与样品的相对速度模量为  $V = 7mm/秒$ 。

计算结果如表 3.11 和图 3.49 所示。在表 3.11 中， $\sigma_{xx}$  表示沿 X 轴方向作用的应力。 $\sigma_{yy}$  表示沿 Y 轴作用的应力，如图 3.43 所示。图 3.49 显示了沿四阶对称轴进行激光加工钻石晶体时计算得到的热应力场分布情况。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

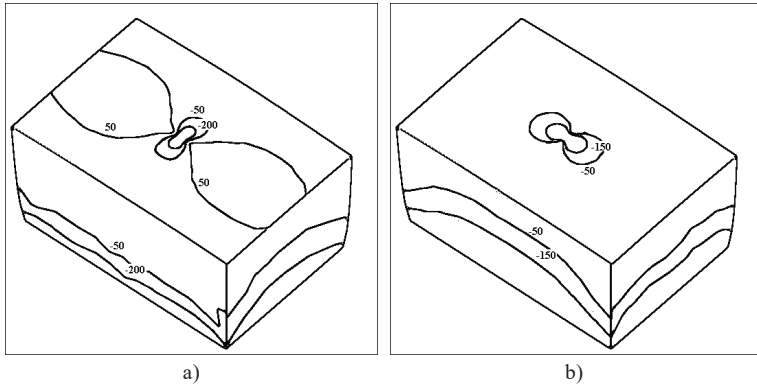


图 3.49 沿 L4 轴的加工过程中金刚石热弹性应力的场分布

a)  $\sigma_{xx}$  应力; b)  $\sigma_{yy}$  应力

表 3.11 - 与钻石晶体激光加工模拟相关计算结果

		处理选项			
		I 110	II 111	III 100	IV
在加工区域最大值, MPa					
$\sigma_{xx}$	拉力的	98	90	96	95
	有压缩力的	1230	1850	1070	1020
$\sigma_{yy}$	拉力的	117	95	91	110
	有压缩力的	1460	2090	1260	1200

对表 3.11 数据的分析表明，考虑到金刚石晶体特性的各向异性以及石墨化过程显著影响激光加工区域的热弹性应力值。由此得出结论：在金刚石晶体激光加工中采用各向同性模型会导致显著误差。通过对比沿 L2 轴方向金刚石晶体加

工区域产生的最大应力值，可以明显看出采用各向同性模型会导致高达 18% 的误差。当模拟沿 L3 和 L4 轴方向的金刚石晶体加工时，观测到的误差分别为 45% 和 14%。此外需要特别指出的是，加工过程中沿不同对称轴方向产生的最大应力值变化范围在 8% 至 42% 之间。在确定金刚石晶体激光加工参数时，必须充分考虑这种拉伸应力值的变化。

### 3.9. 使用光弹性法切割硅酸盐玻璃能激光控制热的效果

在实施激光切割过程中，由于制冷剂供应不一致、激光辐射功率密度降低以及被加工材料存在缺陷等因素，可能会出现与已建立的加工参数不同的情况。

这些因素的组合导致分裂裂纹的发展被破坏，需要持续的目视监测，以确保在分离过程中及时干预或调整加工参数。

为了自动化管理裂纹发展的分裂和在硅酸盐玻璃激光切割过程中的加工参数的动态改变，建议使用光弹性方法。

分析裂纹萌生与扩展的判定标准之一，是材料应力超过其抗拉强度。对于脆性材料，后续可选用适用应力作为判定依据：最大正应力准则认为材料失效由三个主正应力中的最高值引发；最大切应力准则假设当材料达到允许值时即进入极限状态，该数值通过拉压试验确定 ( $\sigma_{eq} = \sigma_1 - \sigma_3$ )；特定形变势能准则则指出当形变势能达到临界值时即进入危险状态，该临界值通过简单拉压试验测定（基于米塞斯等效应力进行比较）。

偏振光学法（又称光弹性法）基于物理力学现象。当线

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

偏振波穿过透明模型的变形元件时，会产生相位偏移或光程差变化。这种偏移程度取决于元件的应力 - 应变状态。通过叠加这些波形形成的干涉图样，可提取被测材料中应力或形变的强度及空间分布信息。该方法的实际应用已在多项研究中得到验证 [192-196]。

开发了一个原型装置，以动态确定热弹性应力的值，从而允许对加工参数进行后续调整。该装置的示意图如图 3.50[197] 所示。

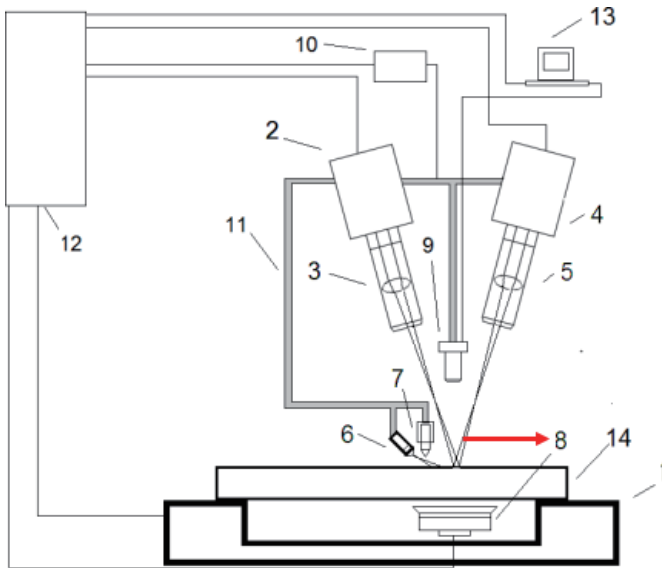


图 3.50 硅酸盐玻璃激光切割装置：

- 1 是平台，2 是激光器，3 是聚焦透镜，4 是激光器，
- 5 是聚焦透镜，6 是制冷剂供给单元，7 是缺陷机构，
- 8 是偏振光源，9 是带分析器的摄像机，10 是垂直位移机构，
- 11 是滑架，12 是设置控制单元，13 是计算机

本研究采用配备分析仪和偏振光源的摄像机，对成型原型中的热弹性应力分布进行可视化呈现。通过采集图像可分析生成的等色线与等斜线，进而计算出热弹性应力值。必要时，可对加工工艺参数（如辐射功率密度、加工速度及制冷剂供给强度）进行调整优化。

图 3.51 展示了通过该原型装置实现的受控激光热解切割所获得的干涉图案。这些图案为未产生裂纹而获得的试样（图 3.51 a），存在非贯通性裂纹（图 3.51 b），以及带有贯穿厚度的分裂裂纹（图 3.51 c）。

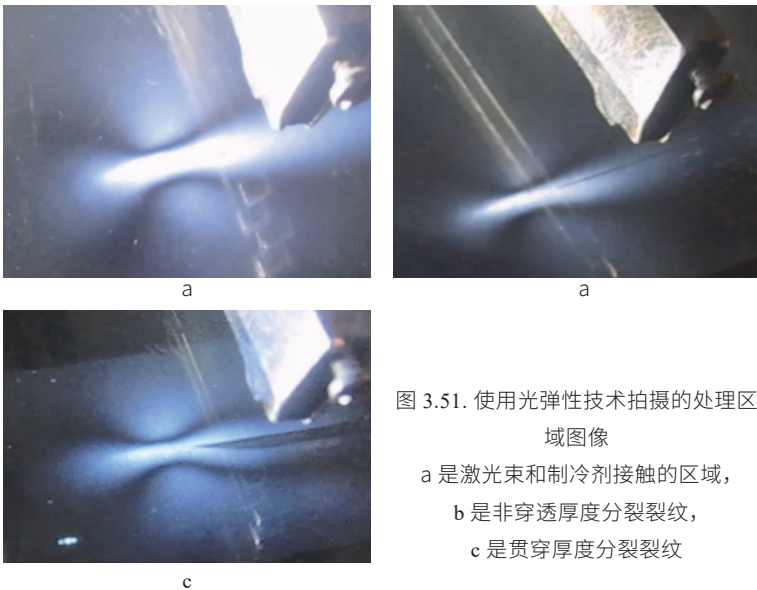


图 3.51. 使用光弹性技术拍摄的处理区域图像

- a 是激光束和制冷剂接触的区域，
- b 是非穿透厚度分裂裂纹，
- c 是贯穿厚度分裂裂纹

图 3.52 和 3.53 展示了在特定时刻计算的样品应力分布，突出显示了有无非贯通裂纹的情况。计算采用有限元法进行。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

硅酸盐玻璃的加工参数及其特性是根据实验数据确定的。考虑到光束和制冷剂沿样品中心线运动，同时结合分离平面两侧的对称性特征，我们仅对样品的一半区域进行场强分布建模。样品前表面则对应材料分离平面的截面结构。

对图 3.52a 和 3.52b 的分析显示，在制冷剂供应区域材料表面存在显著的拉伸应力区，其特征是材料表面出现快速冷却效应。峰值应力主要集中在激光束路径及制冷剂冲击区域。裂纹成核发生在材料表面。由制冷剂作用产生的拉伸应力区域会深入材料内部，而下方由激光束产生的压缩应力区域则对其形成约束。成核裂纹的发展受到这些区域的限制，无法深入材料内部。

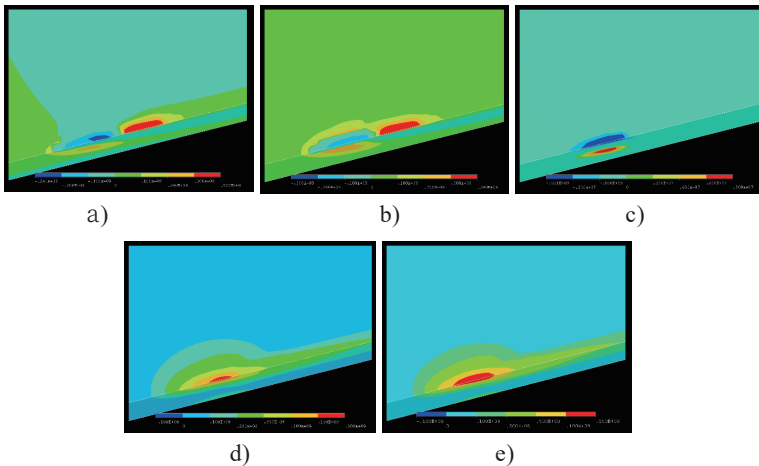


图 3.52 无裂纹开裂情况下，激光加工过程中样品的热弹性场分布 (MPa)：

- a) 应力  $\sigma_{22}$  垂直于分离平面, b) 主应力  $\sigma_1$ , c) 主应力  $\sigma_3$ ,  
d) 应力强度  $\sigma = \text{MAX}(|\sigma_1 - \sigma_2|, |\sigma_2 - \sigma_3|, |\sigma_3 - \sigma_1|)$  e) 与米塞斯等价,  
1 为激光辐射暴露区域, 2 为制冷剂暴露区域

干涉图谱清晰显示出显著的压缩应力与拉伸应力区域，这些区域通过透射光强度增强的特征得以呈现。结合应力强度分布图（特别是主应力差值的最大值）和米塞斯等效应力分布图进行分析，可以得出透射光强度与应力大小直接相关的结论。随着应力值的增大，偏振光强度也随之增强。不过需要指出的是，仅凭这些图像要准确区分压缩应力区与拉伸应力区仍存在较大难度。

图 3.51 a) 和 3.51 b) 显示，在裂纹分裂边界处可观察到暗带现象。该现象的成因可归结为材料表面存在垂直于其方向的自由表面，以及裂纹面附近接近零的应力值。如图 3.53 所示，通过线性断裂力学框架下的数值模拟进一步验证了这一观测结果。

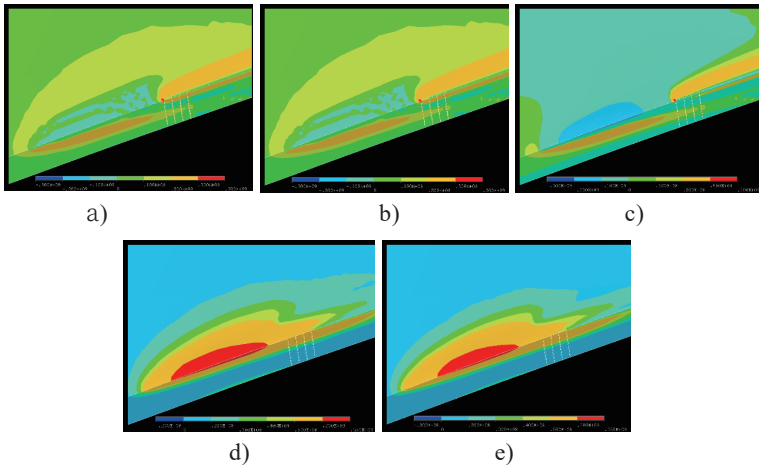


图 3.53 材料中存在裂纹分裂时，激光加工过程中样品内热弹性场的分布情况 (MPa)  
a) 应力垂直于分离平面, b) 主应力, c) 主应力, d) 应力强度, e) 冯·米塞斯等效

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

通过检测制冷剂所在区域透射偏振光的强度，可以判断是否存在裂纹。沿材料加工线出现明显的暗带表明存在裂纹，而均匀的亮度区域则可确认无裂纹。这一发现使得开发计算机程序成为可能——该程序能在控制激光热切割硅酸盐玻璃的过程中动态识别裂纹的存在。它通过分析摄像机采集的图像实现这一功能，并能根据需要调整加工参数或暂停工艺流程。

## 第四章 脆性非金属材料的受控 双光束激光热切割

在使用激光热解法处理脆性非金属材料时，通常采用波长为  $10.6\ \mu\text{m}$  的二氧化碳激光辐射。该波长能有效被硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷的薄表面层吸收，因此成为主要的技术手段（第 1 节）。

采用波长为  $1.06\ \mu\text{m}$  的固态激光器进行硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷的高精度加工，其辐射应用尚未得到充分推广。这主要是由于这类材料对辐射吸收极低，导致现有加工方法效率低下 [7]。使用  $1.06\ \mu\text{m}$  波长的辐射技术，在加工由硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷制成的厚片材料时具有显著优势。这种优势源于该特定波长在材料中表现出的体积吸收特性。

在对现有文献和我们的实验研究的分析中，我们发现，当使用波长为  $1.06\ \mu\text{m}$  的辐射时，脆性非金属材料的分离过程的效率是不够高的。

目前用于脆性非金属材料高精度加工的 CLT 技术，虽然效果显著，但存在一个明显短板——这限制了其更广泛应用。当使用波长为  $10.6\ \mu\text{m}$  的激光辐射时，由于硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷表层的强烈吸收作用，导致裂纹扩展深度受限。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

激光技术中应对各种挑战的最有效解决方案是通过双光束加工方法实现的，该方法涉及同时用两种不同波长的激光辐射束照射材料。如文献 [198] 所述，关于使用二氧化碳激光器与脉冲 YAG 激光器联合辐射进行金属切割的阈值行为研究结果表明，工艺效率的提升可归因于双光束技术的应用。

开发一种旨在高精度加工脆性非金属材料的新双光束方法至关重要。该方法应结合 CLT 的主要优势，同时提高分裂微裂纹的穿透深度。所提出的方法涉及用于脆性非金属材料激光控制热解的双光束方案。该技术采用同时辐射：使用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的固态 YAG 激光器和波长为  $10.6\mu\text{m}$  的二氧化碳激光器，并配合制冷剂 [67,89]。

需要特别指出的是，传统双光束技术在激光热切割中的应用 [123,134] 使得该方案难以实现预期目标。这主要源于采用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的 YAG 激光辐射形成划线通道时，无法达到激光热切割 (CLT) 特有的边缘质量标准。而可控双光束激光热切割技术与陶瓷金属结构热切割领域已成熟的双光束方法 [134] 具有高度相似性。

文献 [199-201] 系统研究了非金属材料在不同波长激光辐射下的加热特性。其中，文献 [199] 通过双频激光照射半导体材料的实验，揭示了温度场结构在样品体积内可呈现宽泛变化的潜力。而文献 [201] 则提出关键发现：不同频率的辐射会共同影响砷化镓表面脉冲光致击穿阈值，并为此现象构建了定性解释模型。需要特别说明的是，上述研究成果仅

能解析温度场分布特征，但要深入探究双束激光热解过程中裂纹扩展的形成机理，单凭这些数据仍显不足。

为开发可控热解技术，需要深入研究脆性非金属材料在不同波长激光辐照下产生分裂微裂纹的形成机理。为此，需对双束加工过程中温度场和应力分布进行数值模拟分析。

与此同时，很明显，对金属陶瓷结构的双光束热裂解机制的初步研究是合理的，而这一机制以前已经得到了很好的实验研究。

### 4.1 金属陶瓷结构双光束激光热解切割的模拟

在现代技术领域，将陶瓷、玻璃等异质材料与金属结合的技术手段已得到广泛应用。金属 - 陶瓷复合结构因其卓越的机械强度和耐高温性能而展现出巨大潜力，这类材料制成的产品包括专为混合集成电路设计的陶瓷基板，其表面经过金属化处理。当前微电子与仪器工程领域的结构材料加工主要依赖配备研磨工具的金属切削设备。切削工艺参数需通过实验确定，需综合考量材料物理力学特性、样品几何尺寸以及加工精度要求等因素。

诸如热化学处理、电蚀加工、化学催化及超声波技术等替代性尺寸加工方法，在工业领域尚未得到广泛应用。这主要源于这些技术在生产环境中实施时面临的挑战，以及其劳动生产率较低的固有缺陷[202]。对金属陶瓷结构中双束激光热切割工艺的研究具有重要意义，既为理解可控双束热切割机制奠定了基础，本身也具备独立研究价值。文献 [134,57]

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

已对陶瓷 - 金属结构的热切割进行了实验与理论相结合的系统研究。

如文献 [57] 所述, 在进行双层样品激光分离工艺时, 激光束 1 (图 4.1) 首先穿透陶瓷层 3, 随后被金属层 4 吸收, 导致该金属层受热。由于材料具有导热性, 热量会从金属化表面侧传导至非金属层。而激光束 2 的辐射能量则被陶瓷层 3 的表层吸收, 用于加热过程。

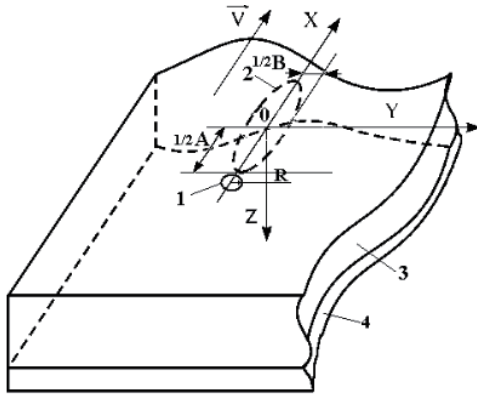


图 4.1 金属陶瓷结构双光束加工中激光束的排列

文献 [57] 中提出的金属 - 陶瓷结构激光分离物理模型, 准确描述了该工艺的核心特性。但该模型未能充分考虑  $1.06\mu\text{m}$  波长激光辐射对氧化铝陶瓷材料的体积吸收效应, 这种效应会影响热弹性场的分布特征。值得注意的是, 文献 [57] 中的模型曾被应用于文献 [203] 中, 用于研究陶瓷晶圆表面多层金属涂层的剥离过程。

为解决体积热生成问题, 我们对消光系数进行了测量。

该系数由真实吸收系数（反映辐射能被吸收比例）与主光束能量损失系数（主要考虑散射等其他过程导致的能量损耗 [157]）共同构成。具体测量方法如文献 [158] 所述：使用 IMO-2H 激光功率计（见第 2.2 节），通过测量未镀金属的氧化铝陶瓷晶圆上 YAG 激光辐射的透射系数，最终确定消光系数。

在文献 [62] 所述工艺的改进模型中，陶瓷晶圆同时接受来自两个热源的加热：一个位于氧化铝陶瓷表面，另一个位于“陶瓷 - 金属”界面处；另一个是通过波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光辐射产生的体辐射源，其强度分布随深度变化遵循布盖尔 - 朗伯定律。该模型采用有限元方法阐述了金属 - 陶瓷结构的双光束分裂过程，重点研究了激光源加热双层材料时产生的热弹性场分布特性，并考虑了氧化铝陶瓷对  $1.06\mu\text{m}$  波长激光辐射的体积吸收效应。

计算中采用了第 2.1 节给出的氧化铝陶瓷特性。此外，还考虑了陶瓷和金的热导率系数随温度变化的情况 [9,140,142,158]。假设金的弹性模量、泊松比和热膨胀系数为：

$$E = 80.6\text{GPa}, \nu = 0.422, \alpha_T = 165 \times 10^{-7} \text{K}^{-1}$$

用于计算的激光束参数如下：椭圆光束横截面的长轴  $A = 4 \times 10^3 \text{m}$ ，短轴  $B = 1 \times 10^3 \text{m}$ ，辐射波长为  $10.6\mu\text{m}$ ，辐射功率为  $30\text{W}$ ；YAG 激光辐射斑点半径  $R = 200\mu\text{m}$ ，同样具有  $30\text{W}$  的辐射功率。计算对象为由陶瓷和金组成的双层材料，其中陶瓷层  $H$  厚度为  $1\text{mm}$ ，金层  $h$  长度为  $20\mu\text{m}$ 。样品相对

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

于激光束的移动速度设定为 30mm/s。陶瓷基板的几何尺寸为  $20 \times 10 \times 1\text{mm}$ ，而金属层长度为  $20 \times 10 \times 0.02\text{mm}$ 。

为确保比较分析的准确性，热弹性场的分布仅在二氧化碳激光的影响下进行计算，所采用的技术参数与双束加工模拟中使用的参数相同。图 4.2 展示了陶瓷层表面 ( $Z = 0$ )、其中点 ( $Z = H/2$ ) 以及陶瓷 - 金界面 ( $Z = H$ ) 处的温度分布曲线。实线表示与图中所示温度值对应的等温线。

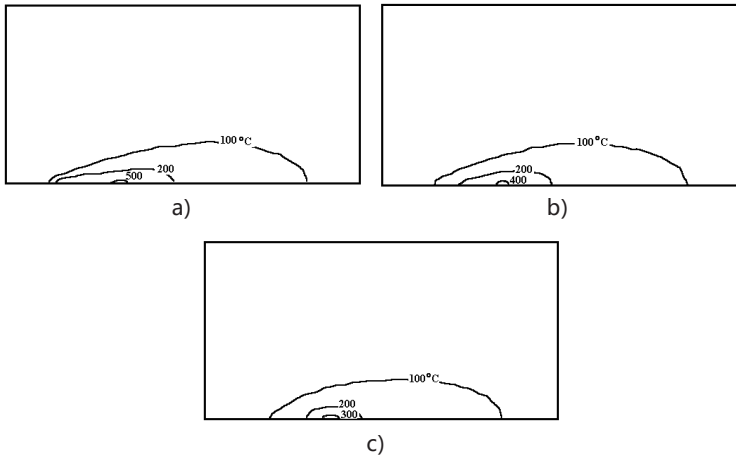


图 4.2 金属化陶瓷在双光束加工期间的温度场分布

A)  $Z = 0$ ; B)  $Z = H/2$ ; C)  $Z = H$

随着  $Z$  在分析样品中从 0 增加到  $H$ ，计算结果表明二氧化碳激光曝光区域的温度值显示下降。这种现象归因于波长为  $10.6 \mu\text{m}$  的辐射在表面的吸收，以及氧化铝陶瓷的低导热性。受 YAG 激光辐射体效应影响的空间温度分布在 整个材料深度范围内保持相对恒定。同时，从  $Z = H/2$  开始，

二氧化碳激光的影响并未显著改变高温等温线的位置。需要强调的是，计算得出的最高温度值仍低于  $611^{\circ}\text{C}$ 。因此，氧化铝陶瓷中微结构缺陷附近因塑性应变导致的应力松弛会带来挑战，这可能导致金属 - 陶瓷样品因裂纹扩展而发生脆性分离。

图 4.3 和图 4.4 展示了在金属—陶瓷结构表面，垂直于样品分离面作用的  $yy$  方向应力分布情况，具体包含三个位置：表面 ( $Z = 0$ )、中间位置 ( $Z = H/2$ ) 以及陶瓷 - 金界面 ( $Z = H$ )。该分布是针对两种工艺方案呈现的，分别为双光束方案和仅采用二氧化碳 ( $\text{CO}_2$ ) 激光辐射的方案。

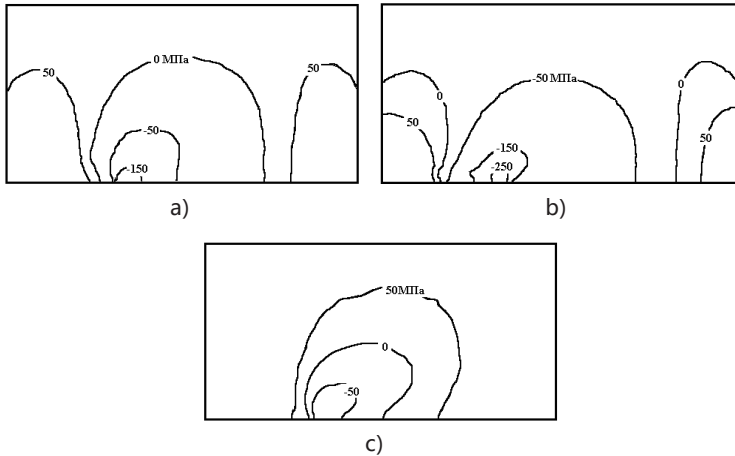


图 4.3 双光束加工金属化陶瓷中应力场  $\sigma_{yy}$  分布  
a)  $Z = 0$ ; b)  $Z = H/2$ ; c)  $Z = H$

图 4.3 和 4.4 所示的数据清楚地表明，二氧化碳激光与 YAG 激光辐射对不同深度应力分布的贡献存在显著差异。在

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

样品表面，由二氧化碳激光辐射引起的应力达到显著水平。然而，从样品中点开始，YAG 激光辐射识别出的应力值呈现升高趋势；这些应力在陶瓷 - 金界面处达到显著水平，这归因于金属层在  $1.06\mu\text{m}$  波长下穿透陶瓷时吸收了激光辐射。值得注意的是，在双层金属 - 陶瓷结构的表面，高应力等值线在受二氧化碳激光照射区域覆盖了更广泛的面积。相比之下，由第二次激光照射产生的应力区范围较小，这归因于  $10.6\mu\text{m}$  波长下激光束截面的几何尺寸更大。因此，沿激光冲击线形成的分裂裂纹出现在氧化铝陶瓷的表层，并受到  $10.6\mu\text{m}$  波长激光辐射产生的应力影响。

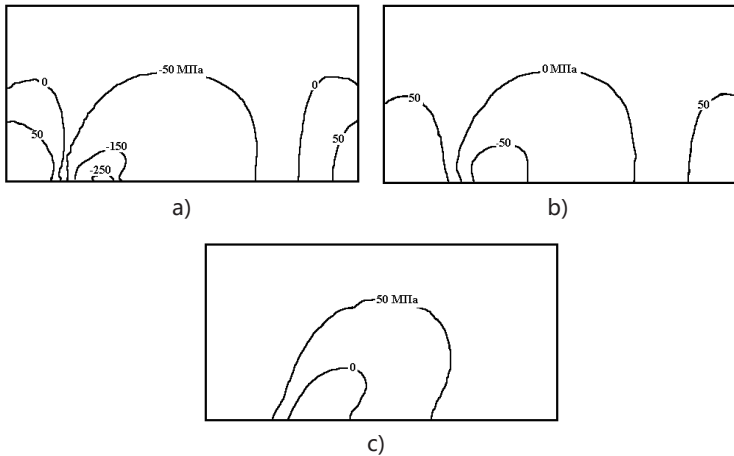


图 4.4 在二氧化碳激光加工过程中应力场  $\sigma_{yy}$  分布  
a)  $Z = 0$ ; b)  $Z = H/2$ ; c)  $Z = H$

然而，根据对材料深层应力分布的分析，可以得出结论，由波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光辐射引起的应力对于分裂裂纹

向材料中的传播是显著的。

这些应力源于裂纹与分离平面的偏差减小及其更严格的垂直取向，这不仅如参考文献 [57] 所示在陶瓷 - 金界面处可见，而且在靠近表面的氧化铝——氧化物陶瓷层内也可观察到。

请注意，本节详细检查的金属陶瓷结构的双光束处理技术，是成功地在具有不同物理和化学性质的材料上实施不同波长的选择性激光辐射冲击的实例。

然而，该技术从根本上说代表了贯穿厚度激光热切割的变体，因此具有该激光加工技术的典型缺点。该方法的逻辑发展涉及对被处理材料施加双频激光冲击，同时结合制冷剂。这代表了一种通过受控双束激光热切割技术处理脆性非金属材料的创新方法。

## 4.2. 脆性非金属材料双光束激光热切割对受控机制的检查

本节概述了关于受控双光束激光热切割过程的数值模拟结果。该研究考虑了材料对波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光辐射的体吸收对热弹性场整体分布的影响，特别是在工件材料同时暴露于二氧化碳和 YAG 激光辐射以及制冷剂的情况下 [67]。

图 4.5 显示了激光束的布局以及制冷剂在切割平面内的排列。位置 1 表示波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光束，位置 2 表示波长为  $10.6\mu\text{m}$  的激光束，位置 3 代表制冷剂供给区。

© 非金属脆性材料的激光切割

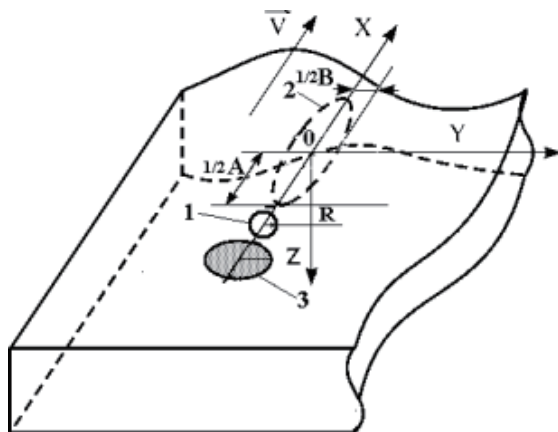


图 4.5 双光束控制热切割过程中切割平面内激光束和制冷剂的排列

按照这种布局，材料在波长为  $10.6\mu\text{m}$ ，以及由波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光辐射产生的体源的光束入射点处由局部表面热源同时加热。

当样品移动时，激光束加热的表面会冷却，因为样品进入暴露在制冷剂中的区域。

通过有限元方法，结合热物理特性对温度的依赖性，阐明了双光束热解机制。该问题研究了由二氧化碳激光与 YAG 激光辐射的联合效应以及制冷剂应用在材料上产生的热弹性场分布。

计算过程考虑了第 2.1 节中讨论的硅酸盐玻璃片的特性。为模拟激光束所选的参数值如下：长轴  $A=6\times 10^3$  米，短轴  $B=2\times 10^3$  米，对应辐射波长为  $10.6\mu\text{m}$ 、辐射功率为  $15\text{W}$  的椭圆截面光束；YAG 激光辐射斑点半径  $R=1\times 10^3$  米，其

辐射功率为 20 W。计算针对几何尺寸为  $20 \times 10^{-5}$  米的晶圆进行。假设工件相对于激光束的速度  $V$  为  $10 \text{ mm/s}$ 。

图 4.6a 给出了双束加工过程中被检测样品体积内温度场计算结果，而图 4.7a 展示了相关应力分布 ( $\sigma_{yy}$  垂直于分离平面)。

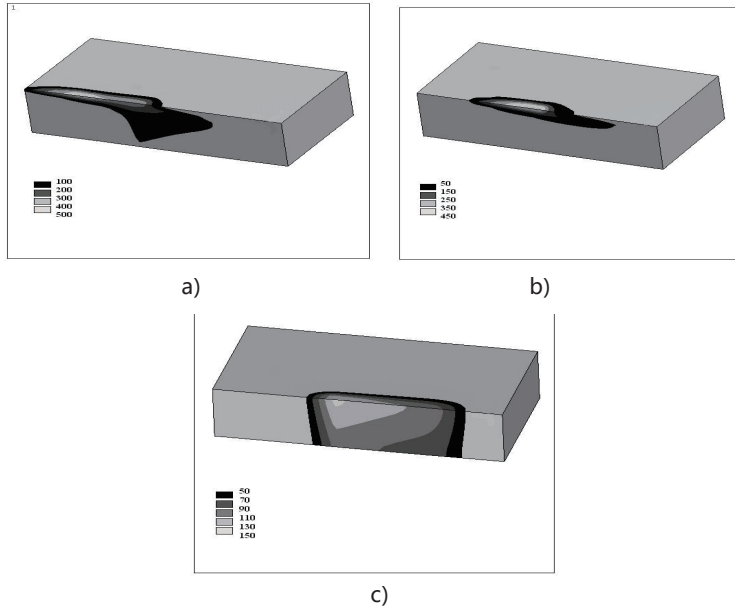


图 4.6- 样品体积内的温度分布， $^{\circ}\text{C}$

a) 双光束暴露; b) 二氧化碳激光和制冷剂暴露; c) YAG 激光曝光

为便于开展进一步的对比分析，我们分别对单光束复合激光传输 (CLT) 工艺 (图 4.6b) 和仅使用 YAG 激光材料处理工艺 (图 4.6c、4.7c) 进行了热弹性场分布计算。计算过程中采用的工艺参数与双光束加工模拟所选参数完全一致。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

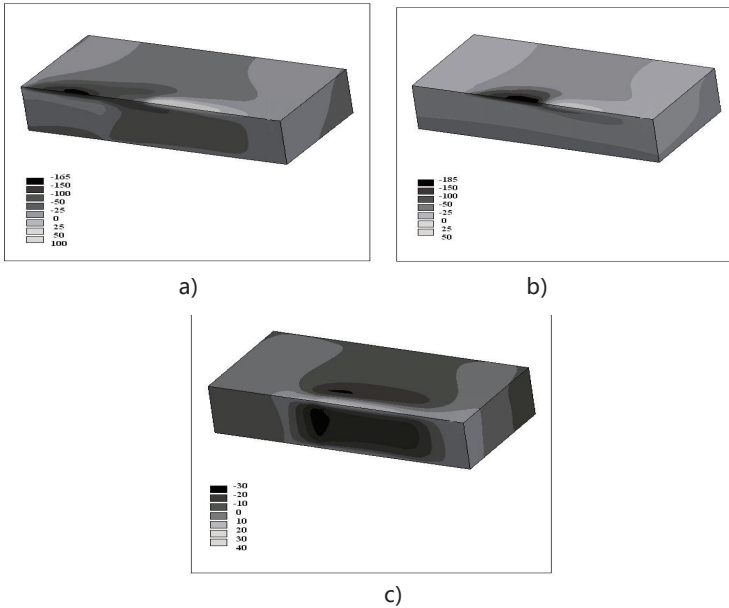


图 4.7- 应力分布 (样本体积内的  $\sigma_{yy}$ , MPa)

a) 双光束暴露; b) 二氧化碳激光和制冷剂暴露; c) YAG 激光曝光

图 4.8 和图 4.9 展示了 CLT 和受控双束激光热切割过程中, 温度与应力  $\sigma_{yy}$  在切割平面内激光束椭圆截面中心距离的关系。这些关系类似于时间扫描温度和应力场在不同深度的样品点上的分布。

如前所述, 使用温度场数据优化工艺参数的主要标准是加工区内的最高温度值, 这决定了脆性非金属材料的失效机制。

#### 第四章 脆性非金属材料的受控双光束激光热切割

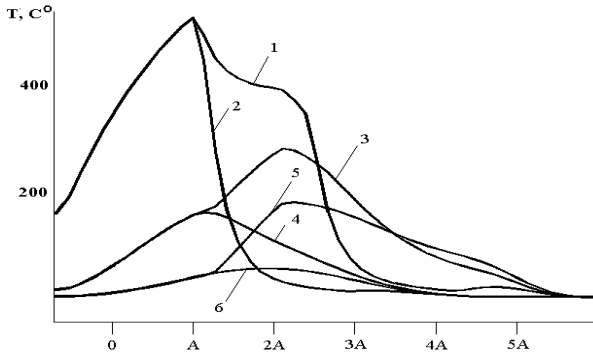


图 4.8 温度对样品中椭圆激光束横截面中心距离的影响 (在  $Y=0\text{mm}$  处)

- 1 是双光束热解  $Z=0$  ;      2 是单光束热解  $Z=0$  ;  
 3 是双光束热解  $Z=0.2H$  ;    4 是单光束热解  $Z=0.2H$  ;  
 5 是双光束热解  $Z=0.1H$  ;    6 是单光束热解  $Z=0.1H$  ;

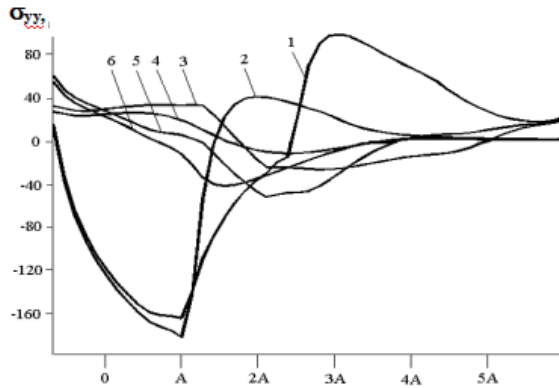


图 4.9 应力  $\sigma_{yy}$  与到中心的距离的关系

样品中椭圆激光束在不同深度处的横截面 ( $Y=0\text{mm}$  处)

- 1 是双光束热解  $Z=0$  ;      2 是单光束热解  $Z=0$  ;  
 3 是双光束热解  $Z=0.2H$  ;    4 是单光束热解  $Z=0.2H$  ;  
 5 是双光束热解  $Z=0.1H$  ;    6 是单光束热解  $Z=0.1H$  ;

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

需要特别说明的是，在处理硅酸盐玻璃时，我们可以将玻璃化转变温度作为允许温度的上限（对于垂直拉制工艺生产的平板玻璃—516°C），该参数会影响材料在较低温度下发生脆性分离的机制。图 4.6 和图 4.8 的分析表明，所选加工参数的指定条件在所有三种测试场景中均得到满足。正如预期，最大温度值出现在双束曝光过程中，而最低温度则对应材料仅暴露于 YAG 激光辐射的情况。

当比较应力场  $\sigma_{yy}$  的分布时（如图所示的图 4.7 和 4.9—4.11 表明，在单束和双束加工中，分裂微裂纹的成核发生在材料表面层内，从位于由制冷剂影响产生的拉伸应力区域的微观结构缺陷开始。

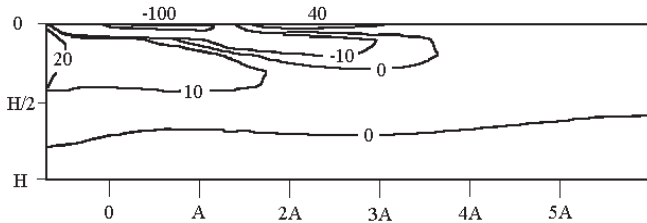


图 4.10 在  $Y=0$  处进行单光束热解时试样分隔面  $\sigma_{yy}$  应力场分布 (MPa)

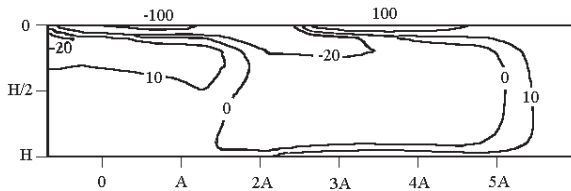


图 4.11 样品分离平面在  $Y=0$  处进行双束热解时的  $\sigma_{yy}$  应力场分布 (MPa)

初始微裂纹随后向激光辐射产生的压缩应力区域扩展。此后，非稳态裂纹生长停止，其后续发展受材料、激光辐射与制冷剂相互作用所引发的拉伸与压缩应力区域空间分布变化影响。这种导致分裂微裂纹发展的机制特征，与先前对 CLT（冷激光传输）的描述完全吻合。

不过在双束加工工艺中，承受压缩应力的区域位于材料的深层结构。因此相较于单束加工方法，采用双束技术能形成更深的微裂纹。这种现象源于试样内部压缩应力区域的空间分布特性，它直接影响着诱导微裂纹向材料内部的渗透深度。

此外需要特别注意的是，在制冷剂供给区，双束加工过程中的拉伸应力值明显高于单束加工时的观测值。因此，双束加工过程中微裂纹成核的稳定性得到显著提升。这一细节在材料正交取向加工时具有重要参考价值。

当激光束接近样品边缘时，由二氧化碳激光辐射产生的强烈加热所导致的显著压缩应力区域会显著减小。因此，微裂纹的发展会转变为不可控状态，导致裂纹偏离其初始轨迹。

在双束热解过程中，样品几乎整个深度都会形成显著的压缩应力区域。与单束热解相比，这种压缩应力的强度要大得多。当微裂纹接近样品边缘时，会逐渐失去控制，导致边缘缺陷数量减少。

在对 YAG 激光辐射单独产生的应力场进行分析时，我们发现，在足够高的辐射功率密度下，尽管吸收较弱，但在材料中会产生相当大的热弹性应力和空间构型，从而实现激光热切割。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

然而，如图 4.7c 所示，应力的空间分布  $\sigma_{yy}$  表示满足贯穿厚度的热裂解条件，这与第一章概述其特征时讨论的几个显著缺点有关。

### 4.3. 开发有效的受控双光束激光热切割方案

在对第 4.2 节中提出的热弹性场进行分析后，我们得出结论：采用双光束作用开发一种创新技术是可行的，该技术旨在分离脆性非金属材料，特别是通过可控双光束控制激光热切割。

有必要指出，根据计算结果（图 4.10—4.11），在双光束曝光过程中，制冷剂暴露区域中集中拉应力的面积被压缩应力的总面积所限制。这一区域的形成是由于  $10.6\mu\text{m}$  和  $1.06\mu\text{m}$  波长的激光辐射分别照射时产生的压缩应力重叠区域所致。

在此场景中，准确将波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光束定位在  $10.6\mu\text{m}$  波长激光束作用区域与制冷剂影响区域之间的切割线上，对于形成具有显著压缩应力的复合区域至关重要。该区域的空间构型由二氧化碳激光的影响在表层形成，而 YAG 激光则作用于材料的深层。

因此，当采用本文所述的激光束排列方式和制冷剂时，压缩应力对微裂纹形状及深度产生的显著影响，有助于形成热弹性应力场的空间分布结构。相较于单束加工方法，这种空间分布结构可使微裂纹的穿透深度得到显著提升。

该技术方案通过增强脆性非金属材料的分离质量，成功攻克了热弹性应力环境下端面高度显著的工艺难题。具体而

言，通过制造特定尺寸的深裂纹结构，有效消除了材料分离过程中激光辐射轨迹与分离线之间的明显偏差。

激光辐射暴露区域的波长需与被加工材料的体积吸收特性相匹配，该区域必须沿切割线布置。这条切割线位于两个关键区域之间：其一是激光束与材料薄层中最大吸收波长相互作用的区域，其二是制冷剂施加区域。

图 4.12 展示了激光束冲击区域和制冷剂冷却区域的相互布置 [89]。

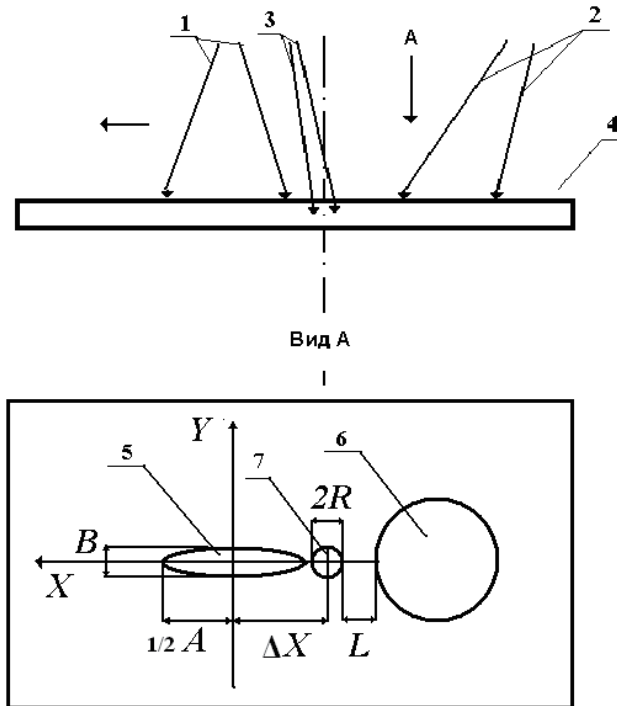


图 4.12 激光束结合冲击区域的布置 带制冷剂冷却区

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

图中各标记代表以下内容：1 为波长  $10.6\mu\text{m}$  的激光束，2 为制冷剂，3 为波长  $1.06\mu\text{m}$  的激光束，4 为由脆性非金属材料制成的工件，5 为激光束 1 在切割平面的横截面，6 为制冷剂接触区域，7 为激光束 2 的横截面。水平箭头表示工件的移动方向。

在实验条件下，受控双光束激光热切割的步骤如下所述。将材料 4 的初始毛坯放置在坐标台上。

在加工线的初始阶段，会形成诸如刺伤或切割等缺陷。随后，激光束 1 对准缺陷位置，坐标控制台随即启动工件 4 沿加工线移动。与此同时，制冷剂被注入经  $10.6$  微米波长激光辐射预热的区域。此外，发射波长为  $1.06$  微米，沿激光束 1 和制冷剂暴露区域之间的切割线定位。

在制冷剂供应点 2 处，由施加的缺陷引发的分裂微裂纹开始形成。如前一节关于热弹性场的分析所示，该微裂纹在制冷剂影响下产生的拉伸应力区内部发展。

此外，初始微裂纹会向材料表面层的辐射最大吸收波长对应的激光束，以及材料本体辐射吸收波长对应的激光束共同作用下产生的压缩应力区域扩展。

一旦非稳态裂纹生长停止，其随后的进展受到拉伸和压缩应力区空间排列的变化的影响，这是由工作材料和激光束之间的相互作用引起的。

按照上述操作顺序，进行了实验研究，以评估受控双束热切割方法分离  $5\text{mm}$  厚硅酸盐玻璃片的有效性。

整个实验工作均采用第 2 章所述的激光技术设备。二氧

化碳激光束聚焦于玻璃表面，形成一个椭圆形光斑，其特征为长轴  $A=6 \times 10^{-3}$  米和短轴  $B=2 \times 10^{-3}$  米。测量得到的距离  $L$  确定为 3mm。YAG 激光器的辐射光束以玻璃表面为中心，形成半径为  $R=1 \times 10^{-3}$  米的圆形光斑。

研究揭示了双束激光热解过程中形成的激光微裂纹深度与多个因素的依赖关系：激光束与工件材料之间的相对运动速度（图 4.13）、激光辐射在特定波长下的功率、波长为  $10.6\mu\text{m}$ （图 4.14）以及波长为  $1.06\mu\text{m}$ （图 4.15）的激光辐射功率。

图 4.13 至 4.15 的对比数据表明，在  $1.06\mu\text{m}$  和  $10.6\mu\text{m}$  波长条件下，微裂纹深度与热解速率及激光功率均呈现近似线性关系。特别值得注意的是图 4.15 中的局部区域：当激光功率提升时，微裂纹深度显著减小，这主要归因于材料过热引发的熔融现象。

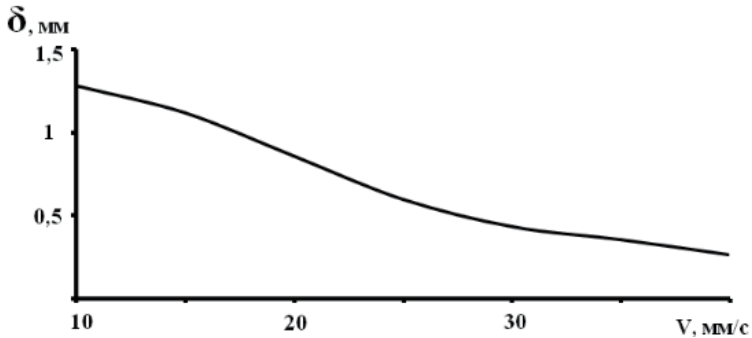


图 4.13 微裂纹深度与加工速度的关系

◎ 非金属脆性材料的激光切割

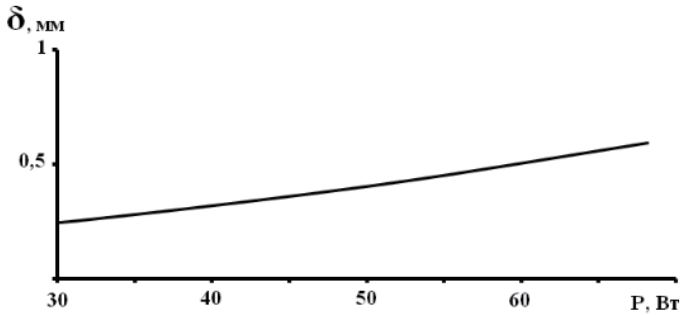


图 4.14 微裂纹深度与 YAG 激光功率的关系

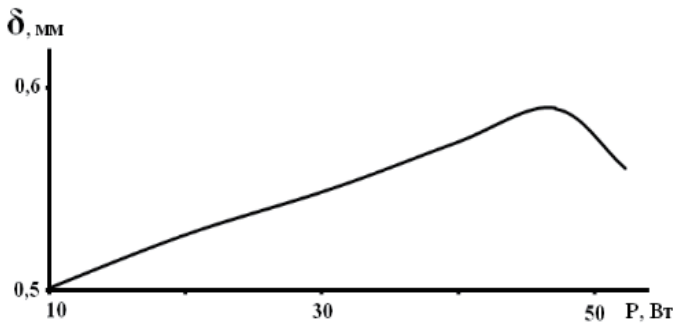


图 4.15 微裂纹深度与  $\text{CO}_2$  激光功率的关系

重点在于图 4.16，该图展示了激光微裂纹深度如何随激光束在玻璃表面的位置而变化。变量  $\Delta X$  表示激光束中心之间的距离，在图表中，当 YAG 激光束位于制冷剂暴露区域与二氧化碳激光束之间时，其值为负。图 4.16 表明，当 YAG 激光束中心向制冷剂暴露区域偏移时，微裂纹深度达到峰值。当 YAG 激光束中心向相反方向偏移时，微裂纹深度显著减小，随后裂纹完全停止扩展。

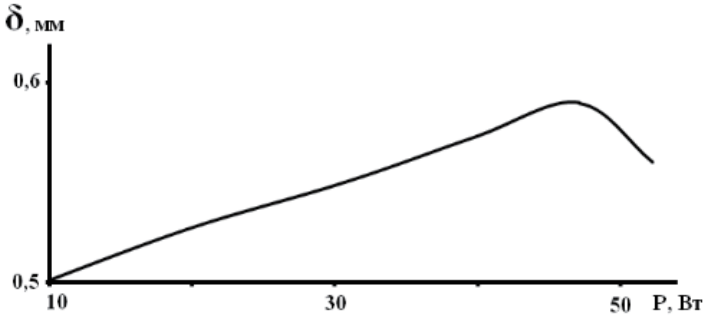


图 4.16 微裂纹深度与激光束相互排列的关系

实验结果与第 4.2 节热弹性场数值模拟数据高度吻合，由此得出结论：在硅酸盐玻璃的双光束冲击过程中，分裂微裂纹的穿透深度可被调控。实验证实，当将波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光束沿切割线定位时——该切割线连接着  $10.6\mu\text{m}$  激光辐照区域与制冷剂区域——能有效优化激光微裂纹的深度。

#### 4.4. 激光热切割厚氧化铝陶瓷

陶瓷制品相较于金属和聚合物产品具有多项优势，后者受制于构成陶瓷的化学化合物中独特的原子间相互作用。其优势体现在显著的弹性、硬度以及优异的抗塑性变形能力 [130]。然而，陶瓷材料的特性给加工工艺带来了挑战。使用 CLT 技术切割厚度为  $0.5\text{mm}$  的氧化铝陶瓷样品时，能获得优质效果。但当尝试加工厚度超过  $6\text{mm}$  的陶瓷板材时，要形成高质量的分层微裂纹就变得困难重重。在此背景下，调整 CLT 切割工艺以适应厚度达  $10\text{mm}$  的陶瓷晶圆，并探究其

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

分离机制显得尤为重要。

利用激光技术设备 [65] 对 10mm 厚氧化铝陶瓷晶圆的热裂解进行了实验研究。激光束和制冷剂相对于切割平面的位置与图 3.1 所示示意图保持一致。待加工工件通过坐标工作台定位，相对于固定二氧化碳激光器和输送制冷剂的喷嘴进行移动。氧化铝晶圆通过表面层吸收二氧化碳激光辐射而被加热。氧化铝陶瓷的加热表面在制冷剂作用区域经历了快速冷却。实验结果表明，当切割厚度达 10mm 的板材时，从根本上可以实现具有足够深度的微裂纹以满足最终机械裂解的要求。图 4.17 展示了一张通过激光热裂解工艺分离的氧化铝陶瓷样品照片。

与已建立的 CLT 技术相比，所开发的技术的关键区别在于它涉及将样品的表面层加热到超过氧化铝陶瓷熔点的温度。随着冷却过程的进行，熔融层固化，从而形成主要的微裂纹。



图 4.17 激光热切割后的氧化铝陶瓷样品

为阐明前文所述方案中厚陶瓷晶圆激光热切割机制的独特特性，研究团队重点攻克了热弹性场的确定难题。计算过程中采用表 2.1 所示的陶瓷材料特性参数，并充分考虑了导热系数与比热容随温度变化的关联规律。

计算针对一个尺寸为  $20 \times 20 \times 10\text{mm}$  的平面平行晶圆进行，采用以下激光束参数：光束截面半径  $R = 1 \times 10^{-3}\text{m}$ ，辐射功率  $P=70$  瓦。激光束相对于氧化铝陶瓷表面的移动速度设定为  $2\text{mm/s}$ 。

图 4.18 展示了因二氧化碳激光加工在检测的氧化铝陶瓷样品中产生的计算温度场。图 4.19 呈现了相应的应力分布，其中  $\sigma_{yy}$  表示垂直于分离平面的作用力。

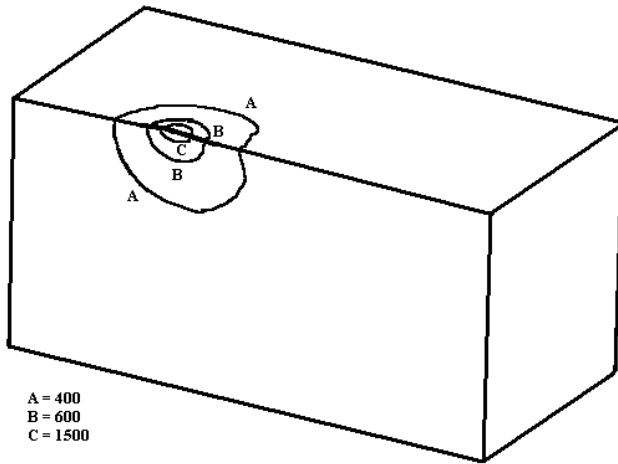


图 4.18 在使用二氧化碳激光器进行单束加工时  
氧化铝陶瓷的温度分布， $^{\circ}\text{C}$

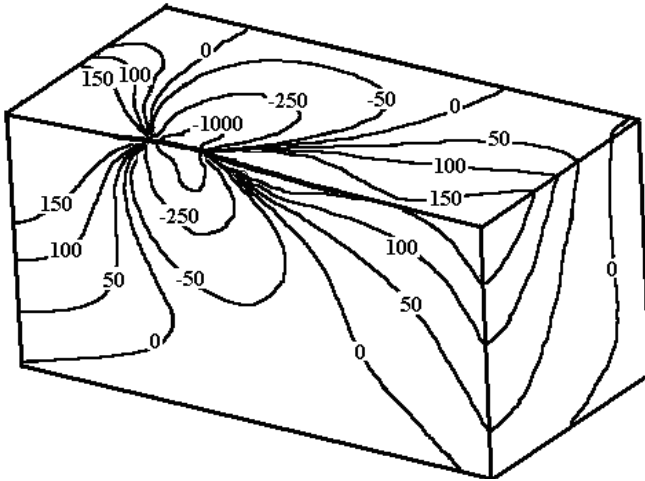


图 4.19 在使用二氧化碳激光器进行单束加工时氧化铝陶瓷中的  $\sigma_{yy}$ , MPa

图 4.18 显示，在激光辐射暴露区域的特定加工参数下，温度会达到超过氧化铝陶瓷熔点的水平。与高温值相关的等温线分布于材料表层区域。这种现象源于材料表层对波长为  $10.6\mu\text{m}$  的辐射存在显著吸收特性。

通过分析应力分布（图 4.19 中所示的  $\sigma_{yy}$  曲线），可以合理推断：材料在凝固过程中产生的拉伸应力导致了裂纹微晶的萌生。而微裂纹向样品内部的进一步扩展，则是制冷剂供应产生的拉伸应力所致。

最终形成的微裂纹深度主要取决于激光作用区域产生的拉伸应力区周围压缩应力的分布范围，而非与熔点相关的等温线配置或代表制冷剂供应区域最大拉伸应力点几何位置的等值线。当陶瓷熔融表面层因剧烈冷却而凝固时，会形成微

裂纹。该微裂纹的最终形态受拉伸应力区和压缩应力区的空间分布影响——前者由制冷剂作用形成，后者则源于激光辐射效应。

先前关于硅酸盐玻璃双光束热解的研究结果支持了这一假设，即采用双光束方法，即通过波长为的辐射集成表面加热。10.6 $\mu\text{m}$  通过波长为 1.06 $\mu\text{m}$  的辐射进行整体加热，可以增强厚陶瓷的分离过程特性 [66]。

后续研究采用了图 4.1 所示的双光束热切割方法。根据该方案，氧化铝陶瓷晶圆被置于固定二氧化碳和 YAG 激光器之间，并配有专门设计用于制冷剂供应的喷嘴。晶圆通过二氧化碳激光束发出的辐射受到表面加热。YAG 激光束的强度分布沿深度遵循布盖尔 - 朗伯定律，在穿过陶瓷样品厚度时几乎完全被吸收，导致材料产生显著的整体加热。随后，激光束加热区域在制冷剂接触区经历了快速冷却。实验研究表明，双光束加工可生成比单光束加工更深的分裂微裂纹。

针对所述双束加工方案的热弹性场计算，我们采用了与单束加工相同的技术参数值。YAG 激光束截面半径设定为  $R=1 \times 10^3$  米，辐射功率设为  $P=100$  瓦。图 4.20 展示了双束加工对氧化铝陶瓷样品内部温度场的影响结果，而图 4.21 则呈现了垂直于分离平面作用的应力分布（yy 方向）的计算结果。

图 4.20 表明，与单束加工中观察到的等温线相比，氧化铝陶瓷熔融温度对应的等温线位于更深的层中。

© 非金属脆性材料的激光切割

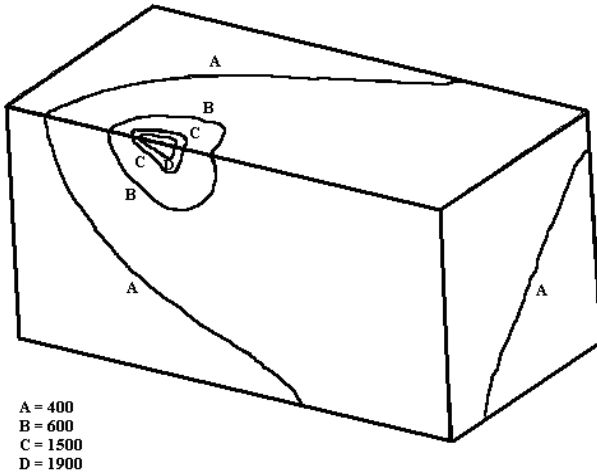


图 4.20 在双光束处理过程中氧化铝陶瓷的温度分布, °C

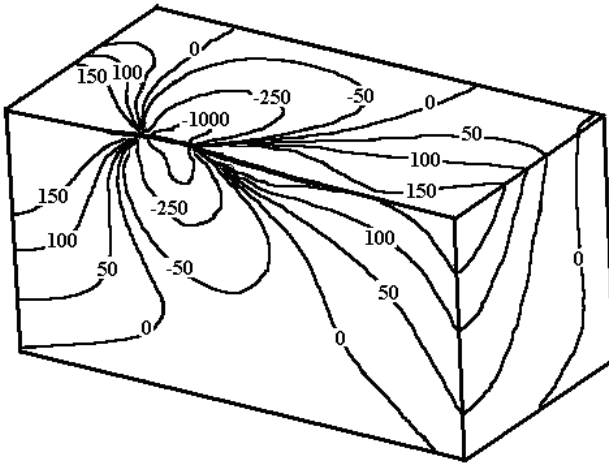


图 4.21 双束加工期间氧化铝陶瓷中应力分布  $\sigma_{yy}$ , MPa

观察到的位移源于 YAG 激光辐射在陶瓷中的体吸收, 具体发生在波长  $\lambda=1.06\mu\text{m}$  处。通过分析应力场  $\sigma_{yy}$  的分布 (如图 4.21 所示), 可以得出结论: 与单束加工情形类似, 微裂纹是在陶瓷熔融表面层凝固过程中形成的。与此同时, 与仅依赖二氧化碳激光辐射的加工工艺相比, 足以形成分裂微裂纹的拉伸应力区域位于材料更深层。

### 4.5. 用于在玻璃制品中创建圆角的双光束激光技术

目前, 针对脆性非金属材料的精密激光加工技术已取得多项突破, 其中非对称激光热解切割法尤为突出。该技术能有效形成具有圆弧边缘的斜向裂纹结构。文献作者 Lumley[24] 提出了多种实现该方法的创新方案。本研究通过分析激光辐射在特定波长  $10.6\mu\text{m}$  作用下对硅酸盐玻璃样品中热弹性场不对称分布的形成机制, 这种能量被材料的薄表面层吸收。在一种情况下, 通过使用与相对位移方向成角度的椭圆形激光束加热材料表面, 可以实现不对称分布。另一种情况下, 则是通过改变制冷剂在系统中的位移来达成这种分布效果。

关于通过使用  $10.6\mu\text{m}$  和  $1.06\mu\text{m}$  两种不同波长的激光束在玻璃产品上实现圆角工艺的研究 [67,68]。

图 4.22 展示了激光束和制冷剂在被加工材料表面的相互排列。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

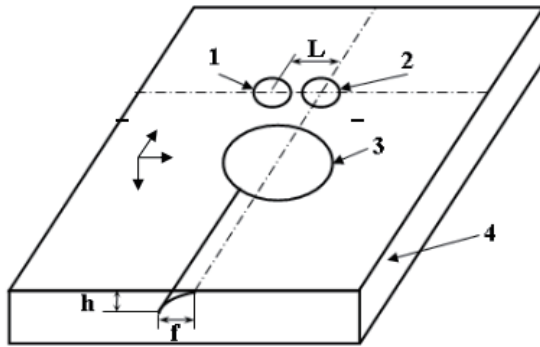


图 4.22 激光束和制冷剂的布置

1 是 YAG 激光器；2 是二氧化碳激光器；3 是制冷剂；4 是玻璃晶片

通过实验研究，分析了激光束相互位移  $L$  和加工速度  $v$  的不同值时，裂纹深度  $h$  与加工线偏移  $f$  的关系。在由两个发射长度不同的激光器组成的激光加工设备进行了实验研究。

指定用于处理的 4mm 厚玻璃晶圆通过坐标工作台相对于固定激光束和制冷剂进行操控。波长为  $\lambda = 10.6\mu\text{m}$  的二氧化碳激光束被配置为直径 3mm 的圆形光斑。相比之下，波长为  $\lambda = 1.06\mu\text{m}$  的 YAG 激光束同样以圆形形式排列，但直径为 2mm。此外，制冷剂以 5mm 直径的细分散气水混合物形式被引入晶圆表面。同时，二氧化碳激光束和制冷剂沿加工线方向定位在晶圆表面，二者中心间距保持 4mm。YAG 激光束相对于二氧化碳激光束的对准方向调整为垂直于加工线的直线。激光束中心间距  $L$  从 0 到 2mm 进行调节。二氧化碳激光束的功率为  $P_1 = 30\text{ W}$ ，YAG 激光束的功率为  $P_2 = 100$

W。两种激光均采用连续工作模式运行。

图 4.23 给出了 YAG 激光位移值  $L$  等于 0.5mm、1mm 和 1.5mm 时，不同加工速度下裂纹深度  $h$  的实验依赖性以及裂纹偏移  $f$  的实验依赖性。

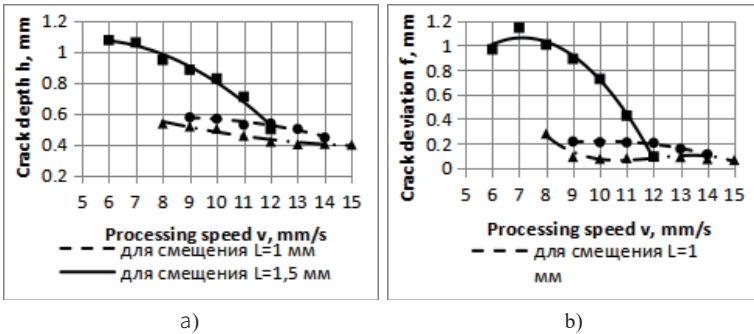


图 4.23- 激光束位移值范围从  $L = 0.5$  到 1.5 mm 时的裂纹深度 (a) 和偏移量 (b) 的实验相关性

图 4.24 显示了 YAG 激光器位移值  $L$  设定为 2mm 时的类似依赖关系。

对于每个指定的加工速度，我们获取了若干样本，并记录了每个样本的裂纹深度和偏移量测量值，从而推导出平均值。裂纹成核发生在材料表面的制冷剂供应区域，具体位于二氧化碳激光束的撞击点。随后，裂纹向材料内部深处扩展，偏离 YAG 激光束线，并根据操作模式的不同在不同深度处停止延伸。最终分离可通过机械、热和超声波等切割方法实现。

© 非金属脆性材料的激光切割

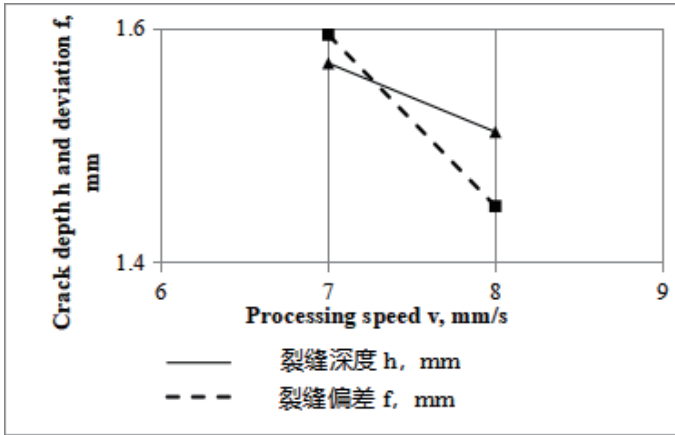
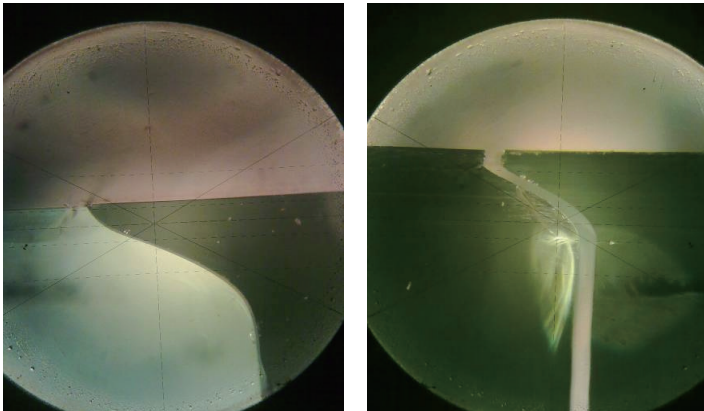


图 4.24 对于激光束位移  $L=2\text{mm}$  裂纹深度与偏移的实验相关性

图 4.25 展示了分体式样品的端面轮廓。



a)

b)

图 4.25- 分样件端面轮廓

a) 是针对  $v = 8 \text{ mm/s}$ 、 $L = 1.5 \text{ mm}$  的处理参数。

b) 是针对  $v = 7 \text{ mm/s}$ 、 $L = 2 \text{ mm}$  的加工参数。

在分裂样品的一段末端观察到倒角，而在另一段末端则注意到凸起。对图 4.24 所示依赖关系的分析表明，随着加工速度的增加，裂纹深度和偏离加工线的程度均显著减小。稳定裂纹成核与发展的速度范围因 YAG 激光束相对于加工线的位移  $L$  不同而有所变化。因此，当位移  $L=0.5\text{mm}$  时，激光束特定参数的范围在 9 至  $20\text{mm/sec}$  之间。随着速度的增加，裂纹深度逐渐减小，而裂纹与二氧化碳激光束撞击线的偏离程度则保持相对恒定。在  $8\text{mm/s}$  的速度下，裂纹贯穿样品全厚度传播，表明发生了贯穿厚度的热解理现象，且裂纹偏离度显著增大。在二氧化碳激光束作用区域内的低速条件下，表面温度超过玻璃化转变阈值，导致后续冷却时形成微裂纹网络，但未检测到裂纹扩展。当速度超过  $20\text{mm/s}$  时未发生裂纹成核。值得注意的是，在 9 和  $10\text{mm/s}$  速度下特定位移  $L$  时，裂纹轮廓与图 4.25 所示的整体表现存在差异。

图 4.26 表明，裂纹成核始于样品表面的二氧化碳激光束线上，随后导致裂纹扩展并向 YAG 激光线方向偏移。在某一深度处，裂纹再次向二氧化碳激光束线方向移动，形成异常的“波形”结构。当位移量为  $L=1\text{mm}$  时，在  $9\text{--}14\text{mm/s}$  的速度范围内观察到稳定成核并形成斜向裂纹。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

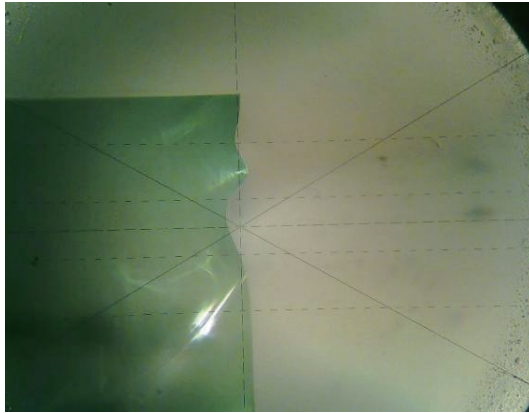


图 4.26 “波浪形”裂纹的示意图

对于  $L=1.5\text{mm}$  的情况，我们有 7 到  $11\text{mm/秒}$ 。在处理速度为  $6\text{mm/s}$  时，仍观察到斜向裂纹的持续扩展。然而，由于过热导致表面形成微裂纹网络，从而降低了裂纹偏移值。当速度达到  $12\text{mm/s}$  时，YAG 激光的效果变得难以察觉，而由二氧化碳激光束产生的裂纹则几乎垂直于表面向深处扩展。对于  $2\text{mm}$  的位移量，速度范围相对有限，介于 7 到  $8\text{mm/sec}$  之间。此时偏差值和裂纹深度均达到最大值。

因此，研究结果表明，所提出的双光束非对称激光热切割方法能够有效生产出具有圆角边缘的硅酸盐玻璃制品。通过改变技术操作模式，可以调节圆角边缘的参数。

需要强调的是，研究中观察到另一个重要效应。为评估斜向裂纹形成后的深度  $h$  和偏移量  $f$ ，在样品最终切割前，仅使用二氧化碳激光束和制冷剂在加工线垂直方向引入了次生裂纹。该裂纹的布置遵循图 4.22 所示的从右至左排列方

式。在斜向裂纹凸起的基部，观察到与工件材料表面平行的裂纹呈现出一致的成核和扩展特征，表明正在执行平行激光热切割工艺。当斜向裂纹  $f$  的偏移量超过 0.6mm 时，会观察到平行裂纹的出现，此时激光束的相对位移  $L$  设定为 1.5mm 和 2mm。在此情况下，平行裂纹的成核恰好发生在凸起基部。通过调整斜向裂纹的偏移量和深度，可诱导在指定深度处形成平行裂纹。

##### 4.5.1 脆性非金属材料双束不对称热切割工艺模拟

激光热切割工艺的模拟需要借助热强度分析工具，这类工具能够基于热传导问题的求解结果进行强度分析。在此过程中，热力学与力学分析采用顺序式处理方法，这与准静态框架下解决非耦合热弹效应问题的常规思路相契合。在双光束非对称激光热切割工艺的有限元建模初始阶段，首先计算样品内部的温度场分布，随后根据所得温度场数据推导出对应的热弹性应力场。

以材料薄表面层的能量吸收为特征的二氧化碳激光束，被建模为直径 3mm、功率 20 瓦的圆形表面热源。将能量传递至样品体积的 YAG 激光束，则表现为直径 2mm、功率 80 瓦的圆形体热源。

选择厚度为 4mm、几何尺寸为 20x20mm 的硅酸盐玻璃晶圆作为分析样品。制冷剂以直径 5mm 的细分散气水混合物形式被输送至表面。同时，二氧化碳激光束与制冷剂沿加工线定位在晶圆表面，二者中心间距保持 4mm。

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

如图 4.22 所示，材料处理速度  $v$  被设定为  $10 \text{ mm/s}$ 。

图 4.27 给出了在双光束非对称激光热切割过程中沿激光束中心（Y 轴）所在线的特定时刻的温度分布，如图 4.22 所示。

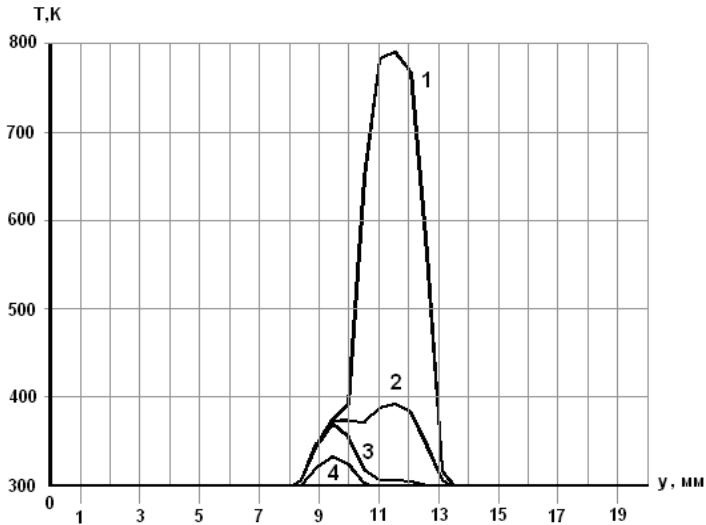


图 4.27 沿二氧化碳和 YAG 激光束中心位置的线路上的温度分布

YAG 激光位移值  $L$  被设定为  $2 \text{ mm}$ 。二氧化碳激光束的中心位于坐标  $y=11.5 \text{ mm}$  处，而 YAG 激光束的中心位于  $y=9.5 \text{ mm}$  处。数字 1 表示材料表面沿 OY 轴方向的温度分布，数字 2 表示  $z=0.4 \text{ mm}$  深度处的分布，数字 3 对应  $z=0.8 \text{ mm}$  深度，数字 4 则涉及  $z=2 \text{ mm}$  深度。

所展示的温度分布表明，在暴露于二氧化碳激光辐射的区域中，样品表面存在显著的局部加热现象，观测到的峰值温度为  $775 \text{ K}$ ，但仍低于玻璃化转变温度。由热传导产生的

额外热能深入渗透至材料内部。当样品暴露于 YAG 激光辐射时，其整个厚度均会经历均匀加热。与此同时，与受二氧化碳激光辐射影响的区域相比，温度读数显著降低。需要强调的是，从样品表面 0.8mm 深度开始，二氧化碳激光辐射对样品内部温度分布的影响几乎不存在，材料的加热主要源于 YAG 激光辐射。与二氧化碳激光曝光线相关的温度分布模式呈现不对称性。温度分布的不对称性导致热弹性应力分布也呈现不对称性。

图 4.28 显示了  $\sigma_1$  在固定时刻沿 SS' 线的主要热弹性应力的分布，SS' 线垂直于加工线并通过受制冷剂暴露的区域。

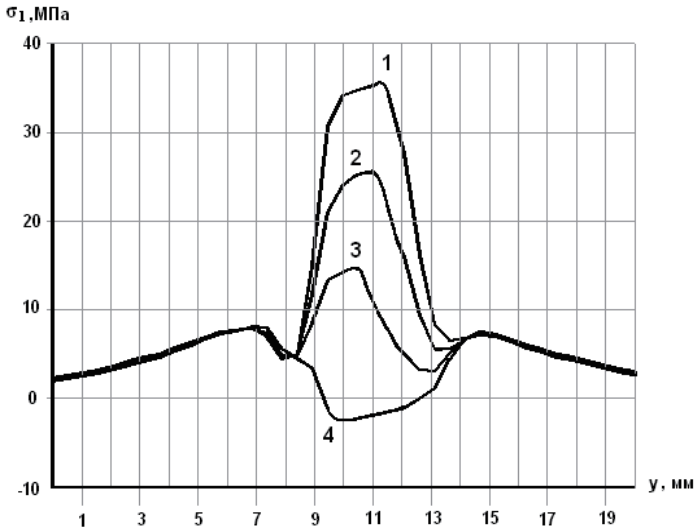


图 4.28 沿垂直于加工线（Y 轴）且与制冷剂暴露区域相交的直线上的热弹性应力分布  $\sigma_1$ , MPa

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

数字 1 表示材料表面线上的应力分布，数字 2 表示深度  $z=0.1\text{mm}$  处的应力，数字 3 对应于深度  $z=0.2\text{mm}$  处的应力，数字 4 表示深度  $z=0.4\text{mm}$  处的应力。对所展示分布的分析显示，在制冷剂供应区域的材料表面存在一个显著的拉伸应力区，其中材料突然冷却。

与此同时，应力的最大值主要位于二氧化碳激光冲击线（坐标  $y=11.3\text{mm}$ ）沿线。裂纹成核的概率随着拉伸应力值的升高而增加。因此，裂纹成核和扩展将发生在拉伸应力达到峰值的区域。由于最大拉伸应力出现在样品暴露于制冷剂的表面，裂纹成核发生在材料表面。主应力值  $\sigma_1$  和  $\sigma_{yy}$  在量级上相等，导致初始裂纹扩展方向垂直于材料表面，这一现象已通过实验观察得到证实。由制冷剂作用产生的拉伸应力区域显著穿透材料内部，其下方受到激光束形成的压缩应力区的约束。这些区域的存在限制了成核裂纹向材料深处的扩展。

主应力  $\sigma_1$  对  $y$  坐标的依赖性如图 4.28 所示，表明应力峰值从二氧化碳激光冲击线向 YAG 激光冲击线偏移。具体而言，在深度为  $z=0.35\text{mm}$ ， $y=9.7\text{mm}$  时，最大拉伸应力出现在该点处。

这种位移是由于材料深处吸收辐射能量所致，这显著影响了样品深层应力场的分布。在样品深度处观测到的最大应力值低于表面记录的数值。因此，裂纹萌生发生在样品表面受二氧化碳激光照射区域。随着裂纹向材料内部延伸，其逐渐向 YAG 激光冲击线移动，并在到达压缩应力区时停止扩展。裂

纹偏移量由激光束 L 的相对位移确定。通过标记 SS' 线上各深度处拉伸应力达到最大值的点，我们可以推导出图 4.29 所示斜向裂纹的形状，该结果与实验观察结果高度吻合。

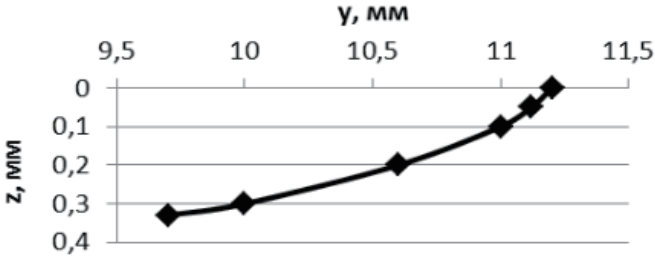


图 4.29 裂纹设计形式

#### 4.6. 使用特殊几何结构光束进行材料激光热切割的分析

图 4.30 中展示了实施受控激光切割方法的传统方式。该过程包括使用激光束 1 对材料进行表面加热，随后用制冷剂 2 冷却该区域。

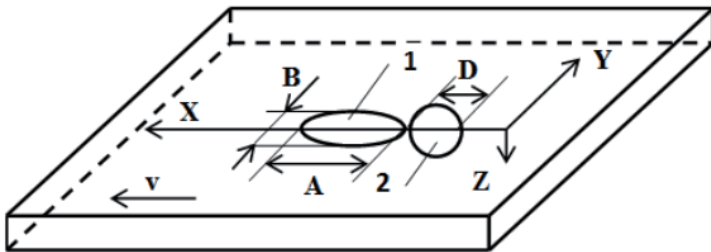


图 4.30 切割平面上椭圆激光束和制冷剂的布置

因此，在制冷剂供给区域中产生一个微裂纹，该微裂纹沿着加工线的激光束路径延伸 [7,24]。最终分离通过机械、

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

热或超声波最终切割方法完成。

先前已针对使用二氧化碳激光辐射的受控激光热切割时，硅酸盐玻璃片中热弹性场的分布进行了有限元分析。该方案如图 4.30 所示。问题准静态公式进行求解。对应力场  $\sigma_{yy}$  分布的考察表明，在激光束作用区域内部，表面和材料内部均形成了由拉伸应力区包围的显著压缩应力。在样品上层区域，还形成了一个额外的拉伸应力区，其位置由制冷剂撞击点的定位决定。拉伸应力区下方受到激光束产生的压缩应力约束。

通过对热弹性场分布的分析，研究发现微裂纹的萌生起源于材料表面层——这些裂纹状缺陷源自制冷剂供应引发的拉伸应力区域微观结构。初始微裂纹开始向激光辐射产生的压缩应力区域移动并扩展。当非稳态裂纹生长停止后，其后续发展会受到拉伸与压缩应力区域空间分布变化的影响，这种变化源于工件、激光束和制冷剂之间的相互作用。

然而，这种方法存在一个明显缺陷。当加热和冷却线（即图 4.30 中的 X 轴）靠近样品的侧边边界时，边缘处存在的微小缺陷会导致微裂纹偏离加工线向侧边边界急剧偏移，甚至可能直接接触及边界本身，从而使微裂纹的扩展进程戛然而止。因此，必须在距离侧边界的距离相当远，导致生产废物的增加。

因此，探索分离脆性非金属材料的新技术或改进现有技术似乎是相关的，以便尽可能在样品边缘附近进行加工。

采用有限元法计算了控制激光热解过程中脆性非金属材料

料试样产生的热弹性场。所有计算均基于几何尺寸为  $40 \times 40$  mm 且厚度为 3 mm 的硅酸盐玻璃样品。

所有后续方案的材料加工速度均以实现受控激光热切割工艺为目标，其确定标准为 15mm/sec。选择这一相对较低的处理速度是为了便于对玻璃平面平行晶圆中弹性应力场的空间分布进行图形化表示和分析。处理速度的提升导致拉伸应力区减少，这受到晶圆深度方向上制冷剂暴露的影响，同时伴随着由材料加热引起的下方压缩应力区，以及这些区域向材料表面层移动的现象。这进而导致了在场模式定性示意图表示方面存在的挑战。

在优化工艺参数时，基于温度场信息的主要标准是加工区域内的最高温度值，这些温度决定了样品的断裂机制。在硅酸盐玻璃加工过程中，玻璃化转变温度（对于硅酸盐玻璃板材而言为 789K）代表了脆性分离机制得以实现的允许温度上限。

鉴于激光热解理会导致脆性断裂，在模拟相关工艺时，采用硅酸盐玻璃的抗拉强度作为材料断裂的标准是合理的。在裂纹成核和扩展的考察中，选择了 25MPa 的抗拉强度。

为了进行比较分析，我们对受控激光热切割过程中产生的热弹性场进行了计算，特别是针对椭圆形、半环形和新月形的激光束。图 4.30 展示了采用椭圆束模拟了受控激光热切割工艺。图 4.31 展示了热弹性场的空间分布  $\sigma_{yy}$  在特定时刻由该方案的实施产生的结果。

由于光束和制冷剂的运动均沿样品中心线进行，且  $Y=0$

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

平面两侧具有对称性特征，因此只需展示样品半截区域的场分布即可。样品的前表面即对应于该截面  $Y=0$  的平面。使用二氧化碳激光器作为辐射源，其工作波长为  $\lambda=10.6\mu\text{m}$ ，该波长因其被样品表层显著吸收而广为人知，功率为  $P=30\text{W}$ 。

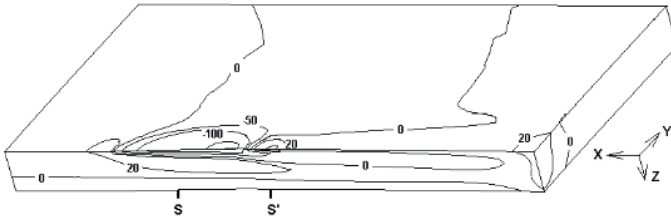


图 4.31 样品中热弹性场的分布（单位：MPa，采用椭圆形激光束）

大轴和小轴的尺寸分别为  $A=10\text{ mm}$  和  $B=5.4\text{mm}$ 。制冷剂在材料表面的影响区域直径为  $3\text{mm}$ ，并且在下文列出的所有方法中保持恒定。样品温度的最大计算值不超过  $747\text{K}$ 。

图 4.31 展示了  $S$  和  $S'$  两个坐标点，分别表示激光束沿  $X$  轴的位置和制冷剂中心。通过分析图  $\sigma_{yy}$  所示的热弹性场空间分布可以发现，正如前文所述，在制冷剂供应区域出现了显著的拉伸应力区。该区域的拉伸应力值已超过玻璃材料的强度极限，由此引发并扩展出微裂纹。该区域的前部和底部由激光束移动产生的显著压缩应力区所界定。然而从横向观察来看，该区域并未受到明显压缩应力的约束，特别是在加工过程沿着或靠近样品边界进行时。

样品边界处的微观缺陷和微裂纹会形成应力集中区。因此，在样品侧边加工时，微裂纹尖端和缺陷区域会产生显

著的拉伸应力。此外，主微裂纹的扩展方向也会向这些缺陷区域偏移。为缓解这种效应，建议在制冷剂形成的拉伸应力区前缘及下方区域，同时沿其侧边建立具有显著压缩应力的区域。

本文计算了采用具有半环形横截面的二氧化碳激光束进行单光束控制激光热切割时产生的弹性应力场。

该方法的实施方案如图 4.32 所示。位置 1 表示激光源光斑在材料表面的形状，而位置 2 代表制冷剂。环形结构的外半径为 2.5mm，而内部半径为 1.7mm。激光辐射功率测量值为 20W。半环中心和制冷剂撞击区的中心对齐。

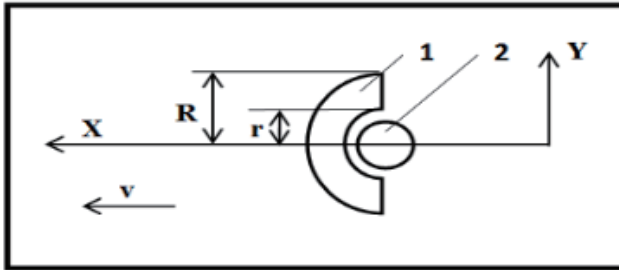


图 4.32 切割平面上激光束和制冷剂布置示意图

图 4.33 展示了热弹性场由该方案实现产生的  $\sigma_{yy}$  应力场的空间分布情况。图中对晶圆半部分的场分布进行了展示，并通过局部放大比例呈现以增强清晰度。图中标注的 S 点表示激光束与制冷剂沿 X 轴方向的中心位置。

在激光辐射与样品表面相互作用的区域，形成了一个强压应力区。该区域不仅从前侧和底部，还从侧面限制了制冷

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

剂的作用范围。但需注意的是，材料表面达到 738 K 的最高温度并非沿加工线（X 轴）分布，而是集中在激光束边缘。沿加工线方向测得的温度值比这些最高值低 150 度。加工线上的低温特征，加上 X 轴方向上最小的热穿透区域，共同表明：在制冷剂供应区域，应力  $\sigma_{yy}$  不会演变为拉伸应力。

在文献 [66,67,71,74] 中，研究者们针对脆性非金属材料的双光束激光热切割工艺进行了系统性研究。该技术通过同步发射两种不同波长的激光束对工件进行照射：其中一束专为实现样品表层的高强度吸收而设计，另一束则凭借其在材料内部的体积吸收特性被选用。这种双光束热切割技术能够形成特定分布的热弹性应力场，不仅作用于薄表面层，还能覆盖整个加工材料的深度。该工艺显著提升了加工精度与质量，通过增加微裂纹深度，有效缩小了其材料与分离线的偏离程度。

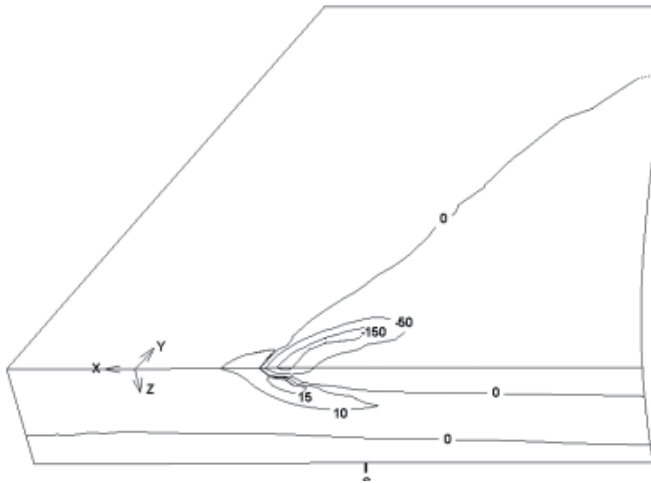


图 4.33 采用半环形激光束时样品中热弹性场  $\sigma_{yy}$ ，(MPa) 的分布情况

基于这些研究的发现，我们计算了双束激光热切割过程中样品内部热弹性场的分布。该过程采用了具有半环截面特征的二氧化碳和 YAG 激光束。如图 4.32 所示示意图，激光束呈现出类似的形状和几何尺寸。激光束的中心与制冷剂对齐。

波长为  $10.6\mu\text{m}$  的二氧化碳激光束辐射被表面层吸收，导致玻璃晶圆表面受热。波长为  $1.06\mu\text{m}$  的连续 YAG 激光束穿过玻璃体积并发生部分吸收，从而导致样品的体加热。在此过程中，玻璃晶圆通过局部表面热源受热，替代了二氧化碳激光辐射，而波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光辐射则产生体加热源。二氧化碳激光辐射功率为 15W，而 YAG 激光辐射功率为 140W。

图 4.34 展示了热弹性场  $\sigma_{yy}$  的空间分布，该热弹性场由该方案的实施产生。

根据所展示的分布图可知，使用大块源会导致制冷剂供应区域形成拉伸应力区，该区域的侧边和底部区域则受到存在显著压缩应力的区域约束。最大拉伸应力值低于玻璃材料的强度阈值，表明不会发生裂纹成核现象。

为实现既定目标，关键在于保持材料表面在整个加工过程中具有足够的加热区域，这与椭圆激光束的应用原理类似。同时，需对制冷剂供应区两侧的样品进行额外加热。这种设计将形成显著的压缩应力区域，从而防止微裂纹在样品侧边附近产生偏移。

为了实现这个目标，有必要使用具有新月形横截面的激光束 [204]。该方法的实施方案可参见图 4.35。

位置 1 表示激光源光斑在材料表面的形状，位置 2 则对

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

应制冷剂。后续加工参数均根据计算结果确定。激光束内轮廓被定义为半径  $r=1.7\text{mm}$  的圆形，外轮廓呈现椭圆形，其长轴  $A=10\text{mm}$ ，短轴  $B=5.4\text{mm}$ 。激光辐射功率设定为 26 瓦。

图 4.36 展示了该方案实施后产生的热弹性场 ( $yy$  方向) 的空间分布情况。图中以半片晶圆为展示范围，其中 S 点位置分别对应激光束中心和 X 轴方向的制冷剂所在位置。样品测得的最高温度为 760 K 或更低。

现有分布图显示，在制冷剂供应区域内存在足以引发微裂纹的拉伸应力区。前部和底部区域被显著的压缩应力包围，这种应力会影响沿加工线及深层位置形成微裂纹。与此同时，制冷剂供应区域的侧边会形成显著的压缩应力区。该区域有助于控制微裂纹偏离材料在样品侧边附近加工时产生的裂纹路径。简而言之，当该区域存在微缺陷和微裂纹时，能有效防止微裂纹向侧边偏移。

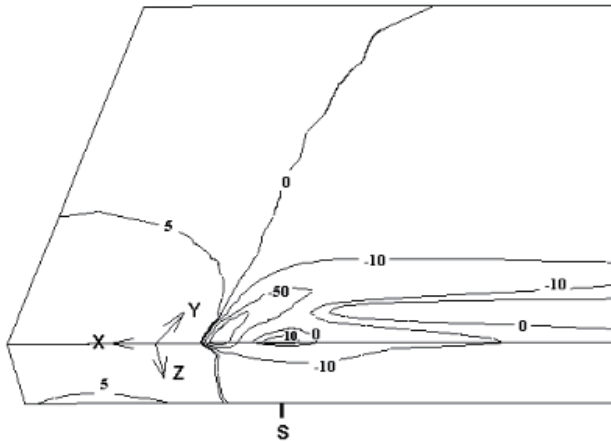


图 4.34 半环形 CO 激光束与 YAG 激光束作用下样品内热弹性场  $\sigma_{yy}$  (MPa) 分布

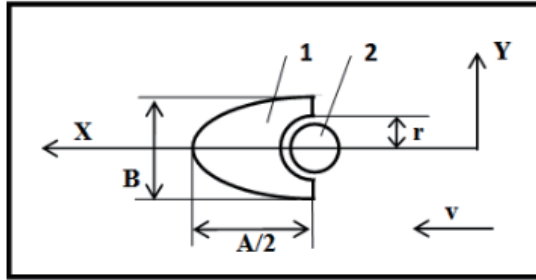


图 4.35 切割平面上激光束和制冷剂的布置

基于所获得的研究成果，提出了一种使用具有新月形横截面的二氧化碳和 YAG 激光束进行双光束激光热切割的方法。该方法的实施方案如图 4.35 所示。光束横截面的几何尺寸及其中心位置保持对齐。光束内轮廓被定义为半径  $r=1.7\text{mm}$  的圆形，外轮廓则呈现椭圆形，其长轴和短轴分别测量为  $A=10\text{mm}$  和  $B=5.4\text{mm}$ 。二氧化碳激光器的辐射功率为  $P=18$  瓦，而 YAG 激光器的辐射功率则达到  $P=140$  瓦。

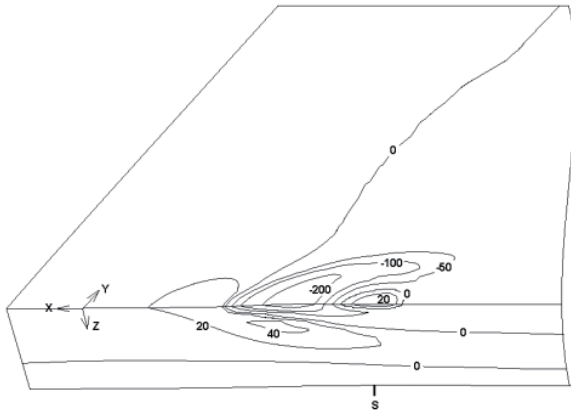


图 4.36 采用半环形激光束时样品中热弹性场  $\sigma_{yy}$  (MPa) 的分布情况

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

图 4.37 展示了热弹性场  $\sigma_{yy}$  的空间分布，该结果由本方案实现产生。图中显示了晶圆半部分的场分布情况。样品中的最高温度值为 755K 或更低。显示的分布表明，与先前的情况类似，在制冷剂供应区域的前端和侧边出现了显著的压缩应力区域。这一现象归因于材料表面被二氧化碳激光束加热，这影响了沿材料加工线（X 轴）的微裂纹扩展过程。制冷剂暴露区域呈现出拉伸应力区，其数值明显超过单独使用二氧化碳激光照射时观察到的值，测量值约为 48MPa

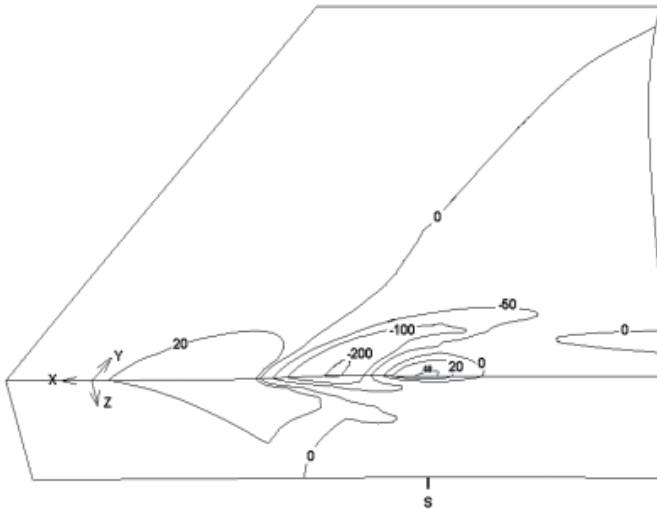


图 4.37 使用新月形二氧化碳和 YAG 激光束的样品中热弹性场  $\sigma_{yy}$  (MPa) 的分布

表 4.1 给出了受控激光热剥离工艺不同配置下材料表面最大温度  $T_{max}$  的计算值，以及制冷剂暴露区域的最大拉伸应力  $\sigma_{yy, max}$ 。

表 4.1- 受控激光热剥离工艺不同方案下材料表面最高温度 ( $T_{\max}$ ) 和制冷剂暴露区域最大拉应力 ( $\sigma_{yy \max}$ ) 的计算值

	激光束功率, W	$T_{\max}$ , K	$\sigma_{yy \max}$ , MPa
椭圆二氧化碳激光束	30	747	53
半环形二氧化碳激光束	20	738	—
二氧化碳和 YAG 激光器产生的半环形光束的综合应用	15 (CO <sub>2</sub> ) 140 (YAG)	760	15
一束新月形的二氧化碳激光束	26	760	35
由二氧化碳和 YAG 激光器产生的新月形光束的综合使用	18 (CO <sub>2</sub> ) 140 (YAG)	755	48

当比较表 4.1 中列出的方案制冷剂供应区域的最大拉伸应力值时, 可以观察到, 除第一种方案外, 采用最后一种方法时记录到的最高值。

因此, 这确保了微裂纹成核过程具有高度稳定性。在双束加工工艺中, 材料对 YAG 激光辐射的大量吸收使得压缩应力区域位于材料的深层。在制冷剂产生的拉伸应力区域范围内, 整个材料厚度都会形成压缩应力区。这种空间分布方式使得分裂微裂纹的深度相比单束加工工艺有了显著提升。

#### 4.7. 硅晶圆和玻璃基板双层结构中激光切割的检验

由单晶硅和玻璃组成的双层结构广泛用于半导体微机电器件的制造, 其中静电键合作为样品制造的主要技术 [205,206]。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

其中的一项研究考察了由硅和玻璃组成的双层结构的激光切割过程，考虑了单晶硅的各向异性弹性特性，并采用从玻璃层侧聚焦的波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光束。

本文展示了单晶硅与玻璃双层结构激光切割的数值模拟研究结果。该工艺采用  $1.06$  和  $10.6\mu\text{m}$  波长的激光束进行加热，并配合制冷剂的浸渍处理。我们重点呈现了使用  $1.06\mu\text{m}$  波长激光对双层结构进行单光束处理时，不同制冷剂应用条件下的模拟效果对比。研究分别针对玻璃层侧和单晶硅层侧两种处理场景展开分析。模拟实验在三维空间中完成，针对制造双层结构所用的三种硅晶体切面（100）、（110）和（111）进行了精确建模。

通过有限元建模分析了由单晶硅和玻璃组成的双层结构的激光切割过程，重点关注准静态框架下的非耦合热弹性问题 [139]。采用最大拉应力标准来确定激光诱导裂纹扩展的方向 [153]。

在建模过程中，假设 LK5 玻璃和单晶硅的热导率系数、比热容和密度保持恒定。所采用的数值为  $\lambda_1=1.13\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$ ，对于玻璃  $C_1=795\text{J}/\text{kg}\cdot^\circ\text{C}$ ， $\rho_1=2270\text{kg}/\text{m}^3$ ， $\lambda_2=109\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$ ，对于硅  $C_2=758\text{J}/\text{kg}\cdot^\circ\text{C}$ ， $\rho_2=2330\text{kg}/\text{m}^3$ 。考虑了 LC5 玻璃和单晶硅线性热膨胀系数的温度依赖性。在计算中采用了单晶硅和光学玻璃对波长为  $1.06\mu\text{m}$  和  $10.6\mu\text{m}$  激光辐射的反射与吸收系数。玻璃的弹性模量和泊松比取为  $E1=68.5\text{GPa}$ ， $\rho_1=0.184$ 。建模中使用的结晶硅弹性刚度常数如下： $C_{11}=165.6\cdot\text{GPa}$ ， $C_{12}=63.9\cdot\text{GPa}$ ， $C_{44}=79.5\cdot\text{G}$

Pa[167,177–180,205–207]。

针对不同激光束参数的计算结果如下：当波长为  $1.06\mu\text{m}$ 、功率为 200W 时，辐射光斑半径  $1 \times 10^3$  米；而当波长调整为  $\lambda_2=10.6\mu\text{m}$ ，辐射功率为 10W。计算针对由单晶硅和玻璃制成的双层圆盘进行，其半径  $R=15.5\text{mm}$ （硅层厚度  $H_1=0.5\text{mm}$ ，玻璃层厚度  $H_2=0.5\text{mm}$ ）。样品相对于激光束和制冷剂的移动速度为  $V=10\text{mm/s}$ 。

在比较分析中，我们针对激光与制冷剂作用区域的空间分布情况，对六种不同方案进行了热弹性场分布的计算：

在使用波长为  $1.06\mu\text{m}$  和  $10.6\mu\text{m}$  的光束进行顺序激光加热时，对双层结构进行激光切割，并从单晶硅一侧施加制冷剂（参见图 4.38，其中水平箭头指示工件相对于激光束和制冷剂的移动方向）；

在使用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的光束进行连续激光加热的过程中，对双层结构进行激光切割，随后从单晶硅一侧暴露于制冷剂（见图 4.39）；

使用从单晶硅侧边发射的波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光束，通过激光加热实现双层结构的激光切割（见图 4.40）；

通过使用波长为  $1.06\mu\text{m}$  和  $10.6\mu\text{m}$  的光束进行连续激光加热，并从玻璃层一侧施加制冷剂，对双层结构进行激光切割；

在使用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的光束进行连续激光加热时，对双层结构进行激光切割，并从玻璃层一侧施加制冷剂；

在激光加热条件下，使用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的光束从玻璃层

◎ 非金属脆性材料的激光切割

一侧对双层结构进行激光切割。

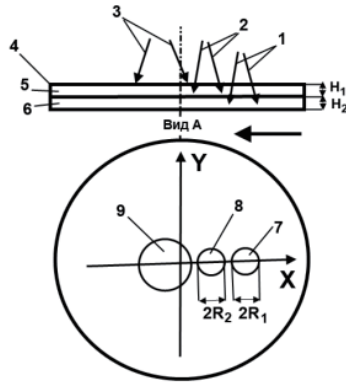


图 4.38- 激光辐射和制冷剂的冲击区域空间布置 (选项 A)

1 是波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光束, 2 是波长为  $10.6\mu\text{m}$  的激光束, 3 是制冷剂, 4 是由单晶硅 5 和玻璃 6 组成的双层结构, 7 是激光束 1 在切割平面的横截面, 8 是激光束 2 在切割平面的横截面, 9 是制冷剂暴露区域。

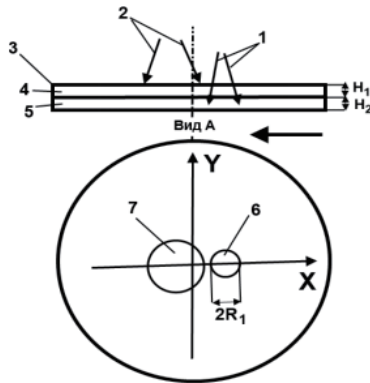


图 4.39 激光辐射和制冷剂的冲击区域的空间布置 (选项 B)

1 是波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光束, 2 是制冷剂, 3 是由单晶硅 4 和玻璃 5 组成的双层结构, 6 是激光束 1 在切割平面的横截面, 7 是制冷剂暴露区域。

考虑到来自玻璃层一侧的影响, 激光束和制冷剂的相互作

用区域在处理选项 D、E、F 中的位置分别与选项 A、B、C 重合。

针对双层结构中激光与制冷剂作用区域的空间排列方式，我们分别对六种不同方案进行了热弹性场的计算分析。该研究综合考虑了硅层的各向异性特性，具体包含以下六种典型场景：Ia 为沿 [001] 方向的 (100) 晶面切割分析；Ib 为沿 [011] 方向的 (100) 晶面切割分析；IIa 为沿 [1 (10) ] 方向的 (110) 晶面切割分析；IIb 为沿 [001] 方向的 (110) 晶面切割分析；IIc 为沿 [110] 方向的 (110) 晶面切割分析。[1(11) 方向，III 是 [1(10) 方向中的切割分析 (111)。

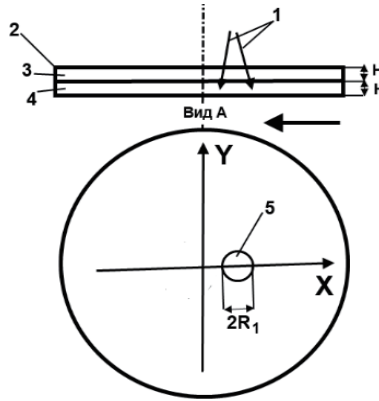


图 4.40 激光辐射和制冷剂的影响区域的空间布置 (选项 C)

1 是波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光束，2 是由单晶硅 3 和玻璃 4 组成的双层结构，5 是激光束 1 在切割平面的横截面。

计算结果如表 4.2-4.3 和图 4.41—4.44 所示。表 4.2 详细说明了分析的双层结构中最大和最小温度的计算值。表 4.3 概述了加工区域中最大拉伸应力和压缩应力的计算值。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

表 4.2- 中最大和最小温度的计算值

双层结构

双层结构 T 的温度, K	激光辐射和制冷剂影响区域的布置选项					
	A	B	C	D	E	F
最大值	696	563	645	777	718	733
极小值	294	294	297	294	295	298

表 4.3- 中最大拉伸应力和压缩应力的计算值

双层结构的加工区域

切割硅片类型	加工区最大应力 $\sigma_{yy}$ , MPa	激光辐射和制冷剂影响区域的布置选项					
		A	B	C	D	E	F
Ia	拉力的	56	40	35	48	42	40
	有压缩力的	140	113	127	164	169	163
Ib	拉力的	60	43	38	52	43	46
	有压缩力的	138	113	125	161	169	161
IIa	拉力的	58	42	39	52	40	46
	有压缩力的	150	120	137	176	181	176
IIb	拉力的	67	49	39	56	45	47
	有压缩力的	166	134	151	202	208	202
IIc	拉力的	65	47	42	57	43	52
	有压缩力的	157	127	142	187	195	187
III	拉力的	72	52	40	56	43	46
	有压缩力的	178	142	162	208	214	208

#### 第四章 脆性非金属材料的受控双光束激光热切割©

图 4.41 至 4.44 展示了单晶硅 (Ia 型) 沿 [001] 方向进行 (100) 切割时, 考虑双层结构中硅层各向异性特征, 激光辐射与制冷剂作用区域在六种空间布局方案下的温度场分布及热弹性应力场分布情况。其中图 4.41-4.42 中字母 a、b、c 分别对应激光辐射与制冷剂作用区域的空间布局选项 A、B、C。图 4.43 和 4.44 则以字母 a、b、c 分别表示激光辐射与制冷剂作用区域的 D、E、F 三种空间布局方案。

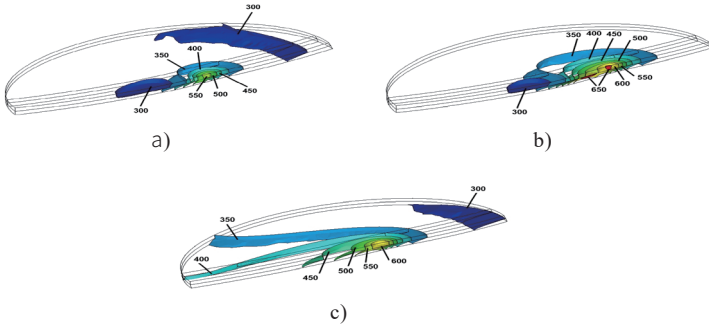


图 4.41 当受到单晶硅侧的处理时双层样品体积内的温度分布, K  
a) 使用制冷剂的双梁暴露; b) 暴露于 YAG 激光和制冷剂; c) 暴露于 YAG 激光

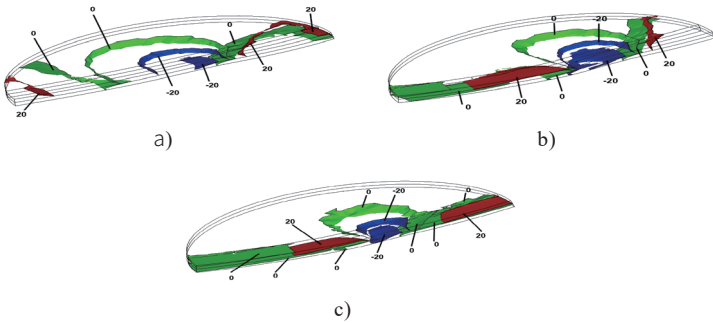


图 4.42 应力分布  $\sigma_{yy}$  双层样品体积内的 yy 单晶硅侧处理承受力, MP  
a) 双梁式制冷剂暴露; b) 暴露于 YAG 激光和制冷剂; c) 暴露于 YAG 激光

◎ 非金属脆性材料的激光切割

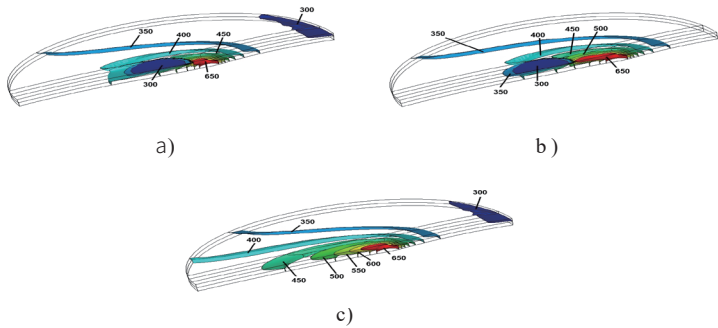


图 4.43 双层样品体积内的温度分布受来自玻璃层一侧的处理，K  
a) 使用制冷剂的双梁暴露；b) 暴露于 YAG 激光和制冷剂；c) 暴露于 YAG 激光

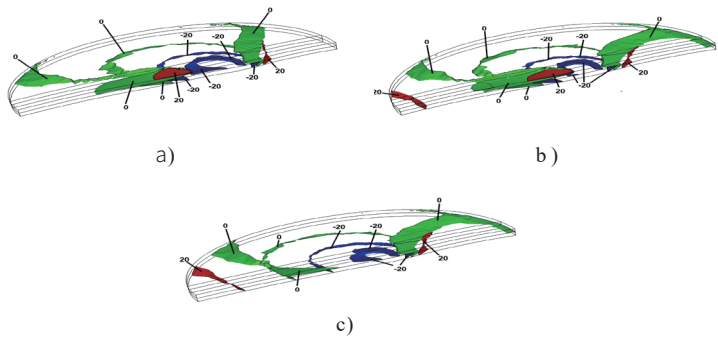


图 4.44 应力分布双层样品体积内的  $\sigma_{yy}$  玻璃层侧承受的处理，单位：MPa  
a) 双梁式制冷剂暴露；b) 暴露于 YAG 激光和制冷剂；c) 暴露于 YAG 激光

硅晶体缺乏热导率各向异性这一特性，导致在激光加工区域中，当选用相同加工参数时，切割面（110）、（100）和（111）的计算温度值完全一致。必须特别注意硅与玻璃在热导率系数上的显著差异。通过分析实验结果可以发现，在  $1.06\mu\text{m}$  和  $10.6\mu\text{m}$  波长下，单晶硅与玻璃对辐射的吸收

反射系数对温度场定位特性的具体特征及其计算值具有重要影响。

表 4.2 所示数据表明，所有六种模拟模式下的最高温度值均低于玻璃软化温度。这一发现对于确定单晶硅与玻璃双层结构激光加工的技术参数至关重要，因为其依赖于温度场信息 [67]。因此，计算得出的温度值处于双层晶圆因热弹性应力发生脆性断裂所需范围之内。最高温度值由双光束工作模式确定（选项 A 为 696K，选项 D 为 777K）。在使用制冷剂的单光束配置中，处理区域的最低温度值分别为：选项 B 为 563K，选项 E 为 718K。

图 4.41a 从单晶硅的角度展示了双光束加工过程中存在两个温度升高的不同局部区域：一个位于发生 YAG 激光曝光的硅片内部，另一个位于对应二氧化碳激光曝光的层边界处。受玻璃层影响而采用双光束方案时，在双层结构内部形成了一个温度升高的单一连续区域（图 4.41a）。在使用 YAG 激光进行单光束处理（无论是否添加制冷剂，单晶硅处理中参数波长为  $1.06\mu\text{m}$ ）时，仅在硅层内产生温度升高的区域（图 4.41b 和 4.41c）。受玻璃层影响并结合双光束相互作用的单光束处理方案实施后，形成了同时跨越两层呈现温度升高的区域（图 4.43b 和 4.43c）。

如前所述，表 4.3 给出了激光切割过程中加工区域产生的最大拉伸应力和压缩应力的计算值。这些数据对应于激光与制冷剂撞击区域空间布局的六种方案，以及考虑硅层各向异性的六种不同场景。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

数据分析（表 4.3）表明，双层结构中由硅各向异性引起的最大拉伸应力值的变化可能高达 30%。由激光辐射和制冷剂撞击区域的空间排列所导致的最大拉伸应力值的变化可能高达 80%。

组合的拉伸应力值最高 (III, A) 在处理 (111) 晶向切割时，当激光束与制冷剂从单晶硅侧沿  $[1\ (10)]$  方向移动时。组合 (Ia, C) 在采用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光束并以  $[001]$  方向从单晶硅侧入射时，能产生 (100) 晶向切割中最低的拉应力值。计算结果显示，加工区域的拉应力分别为 72MPa 和 35MPa。

考虑到之前概述的热弹性应力大小的差异，选择通过激光切割分离双层结构的技术参数是合乎逻辑的，例如调整加工速度或激光辐射的功率。

在进行双层结构激光切割时，必须特别关注控制热弹性场空间定位的关键参数。当采用六种不同空间分布方案（涉及激光辐射区域与制冷剂的相互作用）时，这种特性尤为关键。通过对比图 4.42 和图 4.44 可以明显看出，使用制冷剂方案会在样品受冲击区域表面形成显著的拉伸应力（见图 4.42a、4.42b、4.44a、4.44b）。而在单束加工场景中，虽然这些应力区距离激光束中心较远，但双层结构内部仍会出现明显的拉伸应力区域（见图 4.42c 和 4.44c）。这种情况会导致激光切割过程中的结构不稳定，甚至可能使激光诱导裂纹偏离预定加工路径。

在加工区域中，必须重点关注双层结构中拉伸应力与压

缩应力边界的空间分布特征（参见  $\sigma_{yy}=0$  处的等值面）。这些空间构型可作为预测裂纹扩展成功的指标——当裂纹起始于制冷剂暴露区域第一层表面时，其扩展过程会贯穿整个双层结构。针对这种情况，最有效的解决方案是采用激光切割技术：通过使用波长分别为  $1.06\mu\text{m}$  和  $10.6\mu\text{m}$  的连续激光束进行加热，并结合单晶硅侧的制冷剂暴露处理（图 4.42a）。

当工件受到激光束照射时，对由硅片和玻璃基板组成的双层结构进行激光切割

波长等于  $0.808\mu\text{m}$  和  $10.6\mu\text{m}$

本节展示了采用激光加热技术对单晶硅与玻璃双层结构进行激光切割的有限元建模结果，该技术通过特定波长  $0.808\mu\text{m}$  和  $10.6\mu\text{m}$  的激光束实现，以及接触制冷剂的情况。在建模中应用波长为  $0.808\mu\text{m}$  的激光辐射参数具有重要意义，因为硅在这种波长下表现出强烈的辐射吸收。

计算结果详见表 4.4-4.5，图 4.45–4.48 所示。

表 4.4- 双层结构中最高和最低温度的计算值

双层结构 T 的温度, K	激光辐射和制冷剂影响区域的布置选项					
	A	B	C	D	E	F
最大值	784	675	782	856	845	863
极小值	295	294	298	295	295	299

◎ 非金属脆性材料的激光切割

表 4.5- 中最大拉伸应力和压缩应力的计算值

双层结构的加工区域

切割硅片类型	加工区最大应力 $\sigma_{yy}$ , MPa	激光辐射和制冷剂影响区域的布置选项					
		A	B	C	D	E	F
Ia	拉力的	64	46	42	63	46	59
	有压缩力的	185	148	172	231	239	230
Ib	拉力的	68	49	45	60	45	63
	有压缩力的	184	149	170	229	240	227
IIa	拉力的	65	46	49	69	47	63
	有压缩力的	199	158	185	249	256	285
IIb	拉力的	76	56	49	72	56	63
	有压缩力的	220	176	205	287	297	285
IIc	拉力的	73	53	53	67	50	70
	有压缩力的	209	168	194	265	277	265
III	拉力的	81	59	48	65	49	67
	有压缩力的	235	187	219	298	307	297

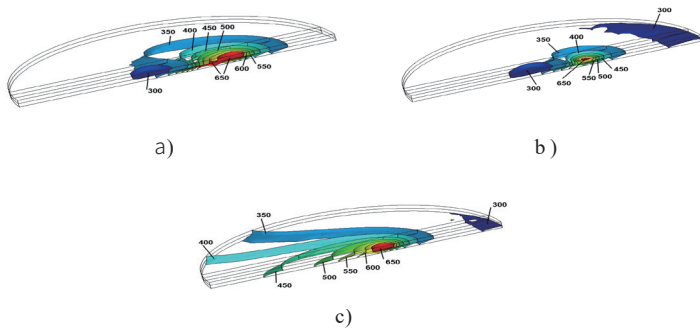


图 4.45 双层样品在单晶硅侧边处理时体积内的温度分布, K  
 a) 双光束暴露并使用制冷剂; b) 激光波长为  $0.808\mu\text{m}$  并使用制冷剂;  
 c) 激光波长为  $0.808\mu\text{m}$

#### 第四章 脆性非金属材料的受控双光束激光热切割

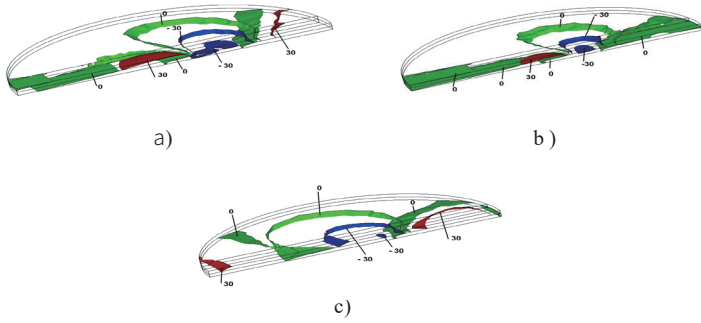


图 4.46 单晶硅一侧施加作用时，双层样品体积内  $\sigma_{yy}$  方向应力的分布情况，MPa  
a) 双光束暴露并使用制冷剂；b) 激光波长为  $0.808\mu\text{m}$  并使用制冷剂；  
c) 激光波长为  $0.808\mu\text{m}$

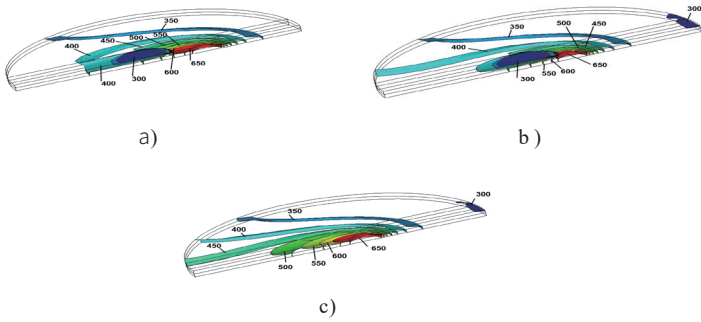


图 4.47 从玻璃层一侧施加作用时，双层样品体积内的温度分布，K  
a) 双光束暴露并使用制冷剂；b) 激光波长为  $0.808\mu\text{m}$  并使用制冷剂；  
c) 激光波长为  $0.808\mu\text{m}$

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

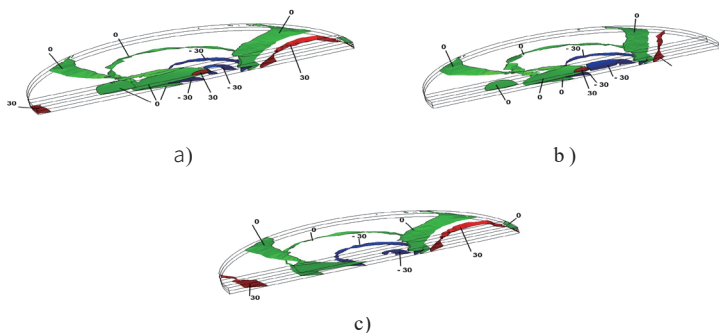


图 4.48- 从玻璃层一侧施加作用时，双层样品体积内  $\sigma_{yy}$  方向应力的分布情况 MPa  
a) 双光束暴露并使用制冷剂; b) 激光波长为  $0.808\mu\text{m}$  并使用制冷剂; c) 激光波长为  $0.808\mu\text{m}$

受试双层结构中最大和最小温度的计算值见表 4.4。加工区域中的最大拉伸应力和压缩应力的值见表 4.5。

图 4.45-4.48 展示了在单晶硅 (Ia 型) 沿  $[001]$  方向进行  $(100)$  切割时，激光辐射与制冷剂作用区域的空间排列方式为六种不同方案时，双层结构中温度场和热弹性应力场的分布情况。

在此示例中，如图 4.45-4.46 所示，字母 a、b 和 c 分别代表激光辐射与制冷剂作用区域空间布局的选项 A、B 和 C。在图 4.47-4.48 中，字母 a、b 和 c 则分别对应激光辐射与制冷剂作用区域空间布局的选项 D、E、F。

表 4.4 中给出的数据表明，所有六种模拟模式的最大温度值均低于玻璃软化温度。因此，计算的温度值处于双层晶

圆因热弹性应力而发生脆性断裂所需的范围内。

总体而言，图 4.45 和 4.47 中展示的温度场局域化特性，与硅玻璃双层结构激光切割工艺的模拟结果高度吻合。这一现象在采用  $1.06\mu\text{m}$  波长激光辐射时尤为明显，同时考虑到硅材料对  $0.808\mu\text{m}$  波长辐射的高吸收特性。

如前所述，表 4.5 给出了激光切割过程中加工区域产生的最大拉伸应力和压缩应力的计算值。这些数据对应于激光与制冷剂撞击区域空间布局的六种方案，以及考虑硅层各向异性的六种不同场景。

表 4.5 表明，双层结构中硅各向异性导致的最大拉伸应力值的变化量为 28%。由激光辐射和制冷剂撞击区的空间排列所导致的最大拉伸应力值的变化量可高达 55%。

组合的拉伸应力值最高 (III, A) 在处理 (111) 晶向切割时，当激光束与制冷剂从单晶硅侧沿  $[1\bar{1}0]$  方向移动时。组合 (Ia, C) 在使用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光束并使其朝向  $[001]$  晶向时，能为 (100) 晶向切割产生最低的拉应力值。

加工区中相关拉伸应力的确定值为 81MPa 和 42MPa。考虑到之前讨论的热弹性应力值的变化，选择通过激光切割分离双层结构的技术参数是合理的，例如调整加工速度或激光辐射功率。

我们需特别关注双层结构激光切割过程中形成的热弹性场空间定位特性，这些特性源于激光辐射与制冷剂作用区域空间分布的不同配置方案。通过分析图 4.46 和图 4.48 可见：当采用制冷剂作用于样品表面时，会形成显著的拉伸应力（见

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

图 4.46a、4.46b、4.48a、4.48b)。在单束加工方案中，虽然双层结构内部也会产生明显拉伸应力区域，但这些区域距离激光束中心较远（见图 4.46c、4.48c）。实际操作中，这种现象会导致激光切割过程出现不稳定，可能使激光诱导裂纹偏离预定加工路径。通过分析加工区域内双层结构拉伸应力与压缩应力界面的空间分布特征（参见  $\sigma_{yy}=0$ ）等值面），可有效预测双层结构两层间的裂纹扩展趋势。在这种情况下，最有效的处理方法似乎是采用激光切割技术对双层结构进行加工——通过单晶硅侧的连续激光加热与制冷剂接触（参见图 4.46a 和 4.46b）。需要特别指出的是，在使用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光辐射模拟硅-玻璃双层结构的激光切割过程时，我们也观察到了类似的特性。

### 4.8. 使用新月形光束的蓝宝石激光热切割

如今，蓝宝石在众多工业领域得到广泛应用。这种材料具有卓越的透明度、抗紫外线辐射能力、耐机械损伤性、高温稳定性、优异介电特性、便于外延层生长的晶体结构、低摩擦系数等多重优势。蓝宝石被广泛应用于光学与光电设备领域，作为制造观测窗口、透镜、棱镜及光导管的理想材料，适用于各种辐射和温度条件。此外，它还用于生产特种灯具外壳及导航设备防护罩。蓝宝石基板的显著优势在于其惰性特质、耐高温性能及抗机械应力能力。目前全球多家工业企业正利用铝、镓、氮化镓等材料生产外延异质结构，致力于在蓝宝石基板上实现 LED 和晶体管的大规模制造。目

前每年基于蓝宝石基板的 LED 和晶体管产量已达数十亿件。因此，提升蓝宝石基板器件的制造技术具有重要意义。

本节深入探讨了在受控激光热切割过程框架内使用新月形光束的方法，并以蓝宝石晶体作为分析的焦点。

本研究通过对比分析，探讨了蓝宝石晶圆在单光束与双光束控制激光热切割过程中热弹性场的差异。实验采用圆形和新月形截面的激光束进行对比。根据文献 [208][209] 中记载的蓝宝石透射光谱数据，单光束热切割选用波长为  $10.6\mu\text{m}$  的连续辐射光源，该波长可被材料表面层高效吸收。在双光束热切割场景下，选择波长  $5\mu\text{m}$  的激光作为次级辐射源，其特点是具有体吸收特性。图 4.49 展示了两束激光的排列配置，箭头指示晶圆相对于激光束的运动轨迹。

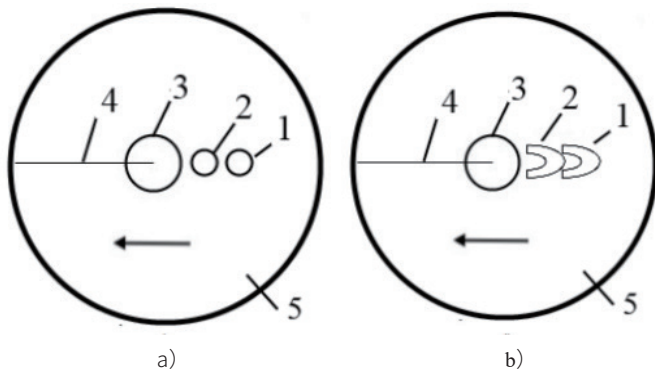


图 4.49 切割平面上激光辐射区与制冷剂冲击区的布置：

a 为圆形光束；b 为新月形光束

1 是波长为  $10.6\mu\text{m}$  的激光束，2 是波长为  $5\mu\text{m}$  的激光束，3 是制冷剂，  
4 是激光诱导微裂纹，5 是蓝宝石晶圆

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

计算是在半径为 15.5mm 的晶圆上进行的。所选晶圆厚度为 0.2mm、0.4mm 和 1mm，处理速度设定为 10 mm/s。

激光束参数设定如下：圆形光束半径为 1.5mm；新月形光束外轮廓为半椭圆，其长轴与短轴长度分别为 3.4mm 和 1.5mm，内轮廓同样采用半椭圆结构，长轴与短轴长度分别为 1.7mm 和 0.75mm。选择这种新月形光束尺寸是为了确保在所有计算中保持恒定的辐射功率密度时，两种光束在加工区域产生的最大拉应力值保持一致。蓝宝石材料的热物理特性参数详见参考文献 [208] 和 [209]。

本研究基于热弹性理论框架，采用有限元方法 [139] 对激光热裂解过程进行模拟。在问题研究的初始阶段，我们首先计算了样品内部的温度分布。随后将重点转向分析蓝宝石晶圆表面因激光辐射与制冷剂相互作用产生的热弹性应力。这一系列模拟结果均基于准静态表述的非耦合热弹性问题框架得出。从物理视角来看，该准静态表述的热弹性问题假设应力状态的建立速度远快于热平衡状态的达到速度。研究选取最大拉伸应力作为判定裂纹扩展方向的关键指标 [153]。

根据这一标准，激光微裂纹的扩展方向与最大拉应力垂直。研究认为，当裂纹在拉伸区扩展时，一旦进入压缩区就会停止前进。分析过程中考虑了蓝宝石在以下晶面切割后的热学和弹性各向异性特性：I 型切面（0001）或 C 面；II 型切面（ $1\bar{1}02$ ）或 R 面。根据蓝宝石的晶体结构，其矩阵  $\{C_{ik}\}$  将呈现为 [23] 形式：

$$\{C_{ik}\} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & -C_{14} & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ C_{14} & -C_{14} & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & C_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{14} & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} \end{pmatrix}$$

计算中采用以下弹性刚度常数：

$$C_{11}=4.97 \cdot 10^5 \text{ MPa}, C_{12}=1.626 \cdot 10^5 \text{ MPa}, \\ C_{13}=1.172 \cdot 10^5 \text{ MPa},$$

$$C_{14}=-0.229 \cdot 10^5 \text{ MPa}, C_{33}=4.981 \cdot 10^5 \text{ MPa}, \\ C_{44}=1.472 \cdot 10^5 \text{ MPa}[210].$$

对于沿平面  $(1\bar{1}02)$  平面，即 R 平面切割的晶圆，该矩阵表示如下：

$$\{C_{ik}\} = \begin{pmatrix} 128.3 & -7.7 & -7.67 & 0.072 & 6.13 & -6.16 \\ -7.7 & 130.15 & -7.76 & 4.5 & -0.6 & -1.38 \\ -7.67 & -7.76 & 130.13 & 4.5 & -1.38 & -0.58 \\ 0.072 & 4.5 & 4.5 & 34.47 & -4.8 & -4.8 \\ -6.13 & -0.6 & -1.38 & -4.8 & 33.6 & 4.78 \\ -6.16 & -1.38 & -0.58 & -4.8 & 4.78 & 33.6 \end{pmatrix} \cdot 10^9 \text{ Pa}$$

图 4.50 和图 4.51 展示了单光束与双光束激光热切割工艺中，0.2mm 厚蓝宝石晶圆表面的热弹性应力场分布情况。采用圆形光束与新月形光束时观测到的应力场形态具有相似

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

性，这些特征普遍反映了受控激光热切割工艺的运行规律。在激光辐照区域附近会形成显著的压缩应力区，随后该区域应力逐渐转变为制冷剂供应区域的拉伸应力。

该区域是裂纹萌生与扩展的发源地。激光束照射前，材料表面已形成张应力区域，且随着距离样品边缘的临近，应力值会逐渐增强。这种现象可能导致负面后果——具体表现为从薄弱边缘开始的裂纹成核，随后向受激光照射区域延伸扩散。

表 4.6 和 4.7 给出了样品中制冷剂暴露区域的最大拉伸应力的计算值。

表 4.6- 使用圆形激光束计算的样品中制冷剂暴露区域的最大拉伸应力值

晶圆厚度, mm	应力, MPa			
	单光束热解		双光束热切割	
	切割(0001)	切割 $1\bar{1}02$	切割(0001)	切割 $1\bar{1}02$
$h = 0.2$	235	87.7	284	101
$h = 0.4$	95.8	26.6	131	36.2
$h = 1$	31.3	7.6	52.9	12.7

表 4.6 和 4.7 中提供的计算数据清楚地表明，当使用具有指定参数的激光束时，样品的制冷剂暴露区域中的最大拉伸应力值基本保持不变。

第四章 脆性非金属材料的受控双光束激光热切割◎

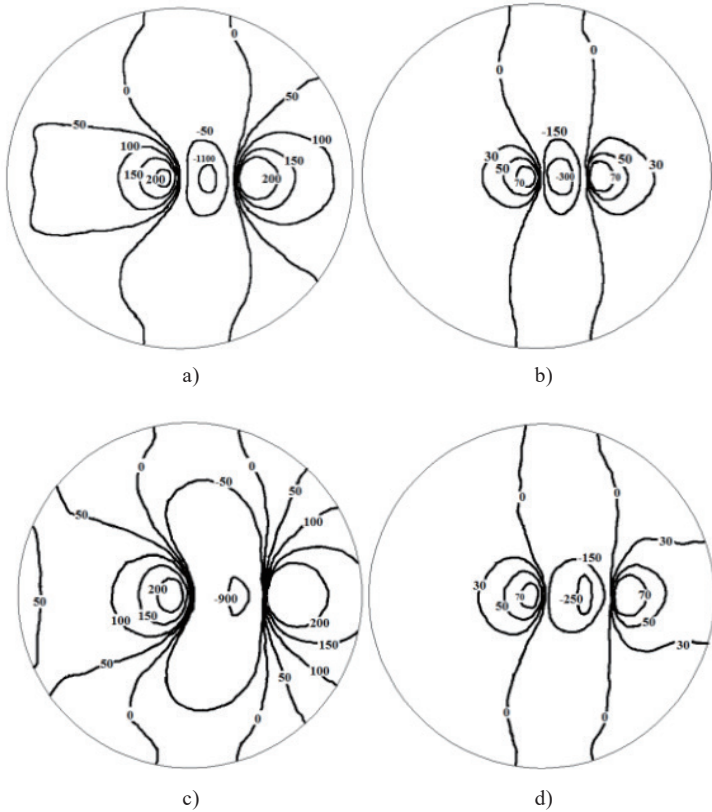


图 4.50 蓝宝石晶圆表面在 10.6 微米波长激光辐射下的热应力场分布（单位：

MPa），考虑了热性能的各向异性特征

- a) 是切割面 (0001) 或 C 平面，横截面为圆形；
- b) 是切割面 ( $1\bar{1}02$ ) 或 R 平面，光束截面为圆形；
- c) 是切口 (0001) 或 C 平面，新月形束；
- d) 是切口 ( $1\bar{1}02$ ) 或 R 平面，新月形光束。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

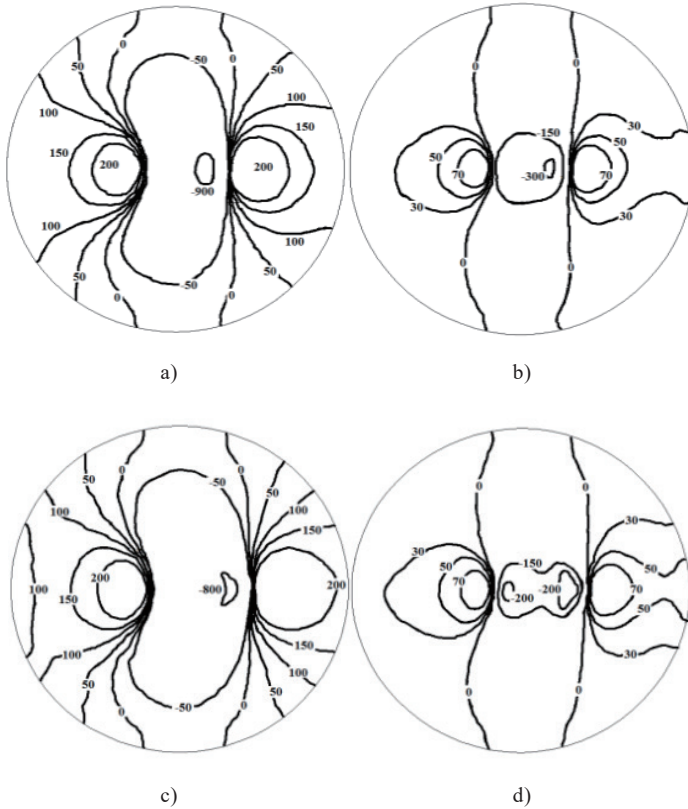


图 4.51 在考虑热特性各向异性的情况下，蓝宝石晶圆表面同时暴露于波长为

$10.6\mu\text{m}$  和  $5\mu\text{m}$  的激光辐射时，热应力 (MPa) 的场分布

- a) 是切割面 (0001) 或 C 平面，横截面为圆形；
- b) 是切割面 ( $1\bar{1}02$ ) 或 R 平面，光束截面为圆形；
- c) 是切口 (0001) 或 C 平面，新月形束；
- d) 是切口 ( $1\bar{1}02$ ) 或 R 平面，新月形光束。

表 4.7- 使用新月形激光束计算的试样中制冷剂暴露区域的最大拉伸应力值

晶圆厚度, mm	应力 MPa			
	单光束热解		双光束热切割	
	切割 (0001)	切割 $1\bar{1}02$	切割 (0001)	切割 $1\bar{1}02$
h = 0.2	238	82	279	93.4
h = 0.4	99	26.7	130	34.7
h = 1	30.1	7	53.2	12.5

温度计算结果见表 4.8 和 4.9 以及图 4.52 和 4.53。

表 4.8- 使用环形激光束时样品中最高温度的计算值

晶圆厚度, mm	温度, K			
	单光束热解		双光束热切割	
	切割 (0001)	切割 $1\bar{1}02$	切割 (0001)	切割 $1\bar{1}02$
h = 0.2	1511	1780	1572	1795
h = 0.4	935	1025	963	1040
h = 1	619	607	630.6	617.5

表 4.9- 使用新月形激光束时样品中最高温度的计算值

晶圆厚度, mm	温度, K			
	单光束热解		双光束热切割	
	切割 (0001)	切割 $1\bar{1}02$	切割 (0001)	切割 $1\bar{1}02$
h = 0.2	1299	1342	1304	1420
h = 0.4	820.4	813.7	822.6	814
h = 1	564.8	542	566.8	540

图 4.52 展示了单光束激光热切割过程中 0.2 mm 厚蓝宝石晶片表面的计算温度分布, 而图 4.53 展示了双光束切割过程中的类似分布。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

当同时使用两种光束类型时，表面的温度场分布与应力分布相似，通常表明受控激光热切割过程。晶圆表面在受激光辐射的区域会经历显著的加热。

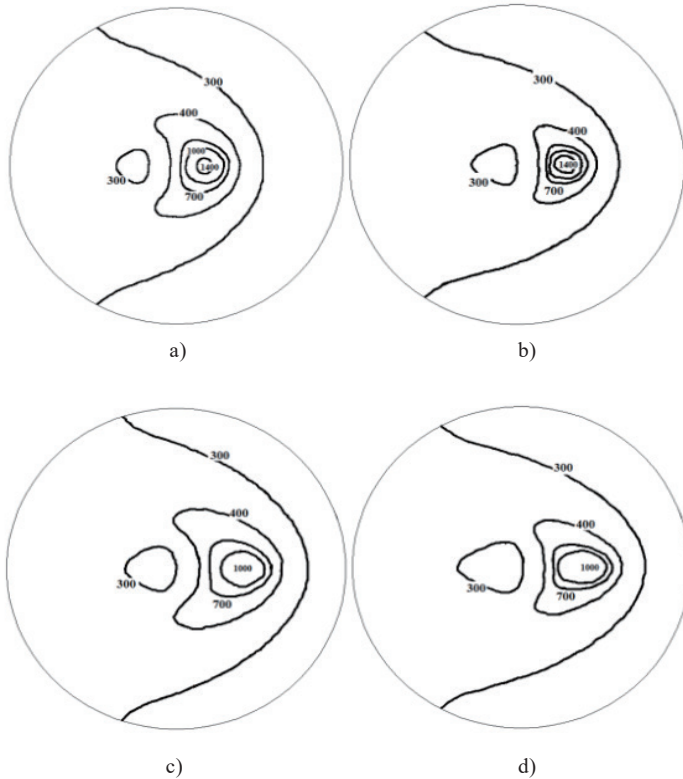


图 4.52 蓝宝石晶圆表面在  $10.6 \mu\text{m}$  波长激光辐射下的温度场分布（单位：开尔文），考虑热学各向异性特性

- a) 是切割面 (0001) 或 C 平面，横截面为圆形；
- b) 是切割面 ( $1\bar{1}02$ ) 或 R 平面，光束截面为圆形；
- c) 是切口 (0001) 或 C 平面，新月形束；
- d) 是切口 ( $1\bar{1}02$ ) 或 R 平面，新月形光束。

#### 第四章 脆性非金属材料的受控双光束激光热切割◎

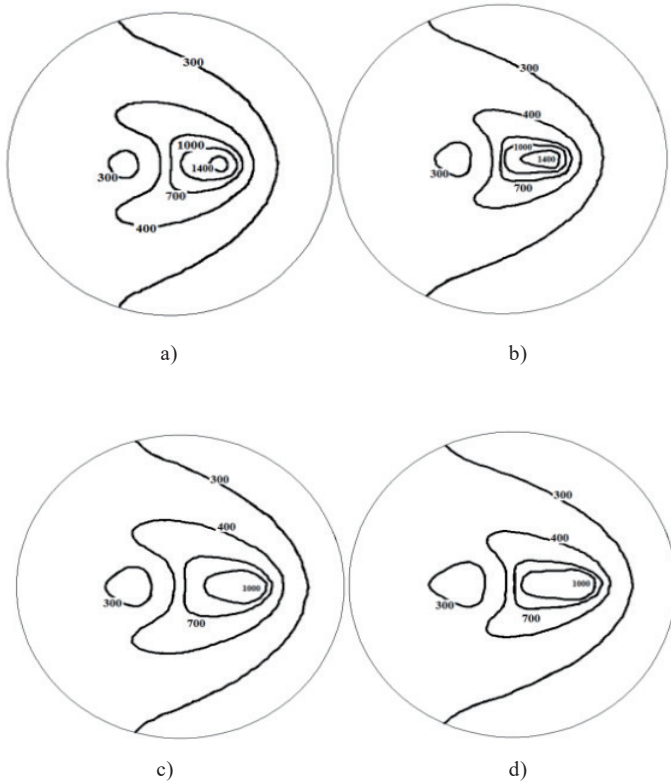


图 4.53 考虑热性能各向异性下，蓝宝石晶圆表面温度场(K)分布情况同时暴露于波长为  $10.6\mu\text{m}$  和  $5\mu\text{m}$  的激光辐射

- a) 是切割面 (0001) 或 C 平面，横截面为圆形；
- b) 是切割面 ( $1\bar{1}02$ ) 或 R 平面，光束截面为圆形；
- c) 是切口 (0001) 或 C 平面，新月形束；
- d) 是切口 ( $1\bar{1}02$ ) 或 R 平面，新月形光束。

随后，由热传导产生的热能会均匀分布到晶圆的整个体积中。在制冷剂供应点处，表面会迅速冷却，使温度几乎恢

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

复到初始值。然而，当使用新月形光束时，其最高温度值仍低于圆形光束所观察到的数值。

对表 4.6 数据的分析表明，采用新月形光束在制冷剂暴露区域产生的最大拉应力值与圆形光束相当。与此同时，样品内部的最高温度值也有所降低。例如，在选定模式下对 0.2mm 厚晶圆进行单光束热切割时，采用新月形光束的模式 I 相比圆形光束可降低 55-212° C 的最高温度，具体数值取决于晶圆厚度及所使用的受控激光热切割类型。薄晶圆的分离会导致更大的温差。在模式 II 中，温度变化范围为 65 至 432° C。需要特别指出的是，在相同功率密度条件下，新月形光束的横截面积比圆形光束小 15%。因此，为在制冷剂供应区域达到相同最大拉应力所需的辐射源功率得以降低。

与使用圆形光束的热切割相比，通过调节新月形激光束的参数，可在保持样品最高温度的同时增强加工区域内的拉伸应力。这使得裂纹成核的稳定性得到改善。

## 第五章 沿闭合曲线的非金属材料脆性材料的激光热切割

### 5.1. 提高沿闭合曲线轨迹的激光热切割效率

在用脆性非金属材料制造复杂形状的物品时，有时需要沿着闭合的曲线轮廓进行切割，例如汽车后视镜的冲压操作。文献 [34,38] 中研究了使用 CLT 技术实现这一目标的可行性。

针对该问题的文献分析 [2,31,35]，结合我们自身研究 [68,94] 表明，连续激光切割技术（CLT）的广泛应用受到某些限制，导致加工精度和最终产品表面质量下降。我们将重点剖析核心问题，并探讨相应的解决方案。

首先需要指出的是，在成熟的激光热切割设备中，当沿曲线轮廓进行切割时（尤其是曲率半径较小的情况下），设计特征会导致制冷剂暴露区域相对于激光作用轨迹产生位移。这使得最终形成的微裂纹与切割线存在显著偏差。为此，我们开发了包含五轴控制系统（图 2.6）的装置布局方案。通过五轴控制系统的应用，得益于制冷剂喷嘴的独立运动能力 [68]，可消除加工过程中制冷剂暴露区域中心与激光束轨迹之间的偏移。虽然上述技术方案的实施至关重要，但仅凭其本身并不能保证分裂微裂纹与加工线的偏差降低。这是因

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

为沿曲线轮廓切割会破坏热弹性应力分布的对称性——这种特性通常与直线切割相关联——同时还会因其他多种因素导致偏差。

材料曲面轮廓上的加热区域会影响裂纹走向偏离预定加工线 [31]。但更关键的原因在于采用椭圆截面激光束——其长轴方向与曲线运动轨迹相切。相较于圆形截面激光束，这种特殊截面设计能为直线热切割过程中的热弹性应力生成创造最佳条件 [31]。当椭圆截面激光束沿加工线切向布置进行曲线切割时，其边缘无法与切割线对齐，导致材料产生不对称加热。这种不对称加热会使裂纹同时偏离预设加工线和垂直于材料表面的方向。

这些因素的结果是加工精度降低和边缘质量下降，这是在生产最终产品时由闭合曲线轮廓定义的激光微裂纹最终切割后造成的。

先前有研究 [50,111] 提出，在沿曲线轮廓切割加工材料时，可采用新月形光束进行加热。这种技术应用能显著改善前文所述的热弹性应力对称分布被破坏问题。但正如综述所述，该技术存在明显短板——实施过程中需要克服诸多技术难题，导致相关设备所用光学系统的复杂度大幅增加。

本研究提出通过激光辐射对材料进行额外整体加热，以消除与表面垂直方向的不良偏差。例如，对于硅酸盐玻璃和氧化铝陶瓷，可采用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光进行处理。根据实验数据，建议将辅助加热区域从切割线向外扩展（图 5.1）。

在图 5.1 中，位置 1 与波长为  $10.6\mu\text{m}$  的激光束相关联，位置 2 对应制冷剂暴露区域，位置 3 对应波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光束横截面。

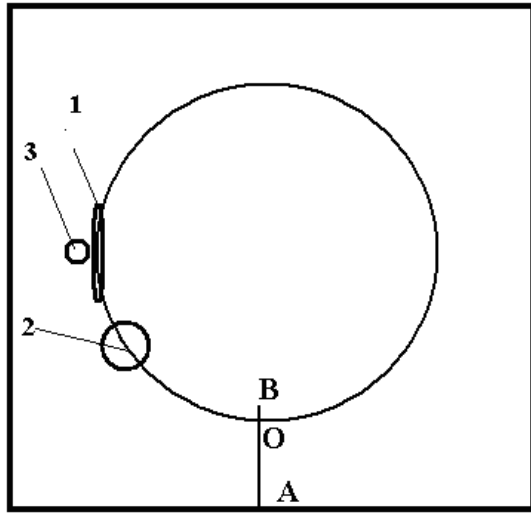


图 5.1 激光束与制冷剂的碰撞区域相互位置关系

AB 段表示材料表面上的预切割线，其方向垂直于切割线的切线。点 O 表示轮廓加工的起始位置和终止位置。

通过数值模拟，阐明了脆性非金属材料沿闭合曲线轨迹进行双束热剥落的特殊性。

模拟结果如图 5.2-5.7 所示。计算时考虑了第 2.1 节所述的硅酸盐玻璃特性，晶圆的几何尺寸为  $50(50(4\text{mm}))$ 。

沿椭圆截面中心和制冷剂暴露区域移动的圆半径被设定为  $17.5\text{mm}$ 。线性切割速度设为  $15\text{mm/s}$ 。此外，激光束参数

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

的选择值如下：椭圆截面的长轴  $A=14(10^3 \text{米})$ ，短轴  $B=2(10^3 \text{米})$ ，其中辐射波长  $\lambda=10.6\mu\text{m}$  且辐射功率  $P=30\text{W}$ ；YAG 激光辐射光斑半径  $R=10^3\text{m}$ ，其辐射功率  $P_0=40\text{W}$ 。

针对曲线轮廓处理的四种不同方案，进行了热弹性场的计算：

受控热切割的单光束方案；

双光束方案，使用具有椭圆形横截面的二氧化碳激光束以及具有圆形横截面的 YAG 激光束；其 YAG 激光束在径向上向轮廓的几何中心移动了  $1\text{mm}$ ；

重要的是要注意，在所选的操作模式内，所有四个选项中的最大温度值均低于硅酸盐玻璃的玻璃化转变温度。

图 5.2 和 5.3 展示了单光束切割工艺中，沿圆形轨迹加工玻璃晶圆时，温度与垂直于加工线切线方向的应力  $r$  的空间分布情况。当采用 CLT 技术进行曲线切割时，其会在工件材料中形成类似直线切割时观察到的拉伸与压缩应力空间分布模式。

在分析沿曲线轨迹切割的特性时，必须注意到：与直线切割类似，试样内部的压缩应力分布会影响微裂纹的形态和深度。这些微裂纹的萌生和扩展，主要发生在制冷剂供应区域产生的拉伸应力作用范围内。

第五章 沿闭合曲线的非金属材料脆性材料的激光热切割◎

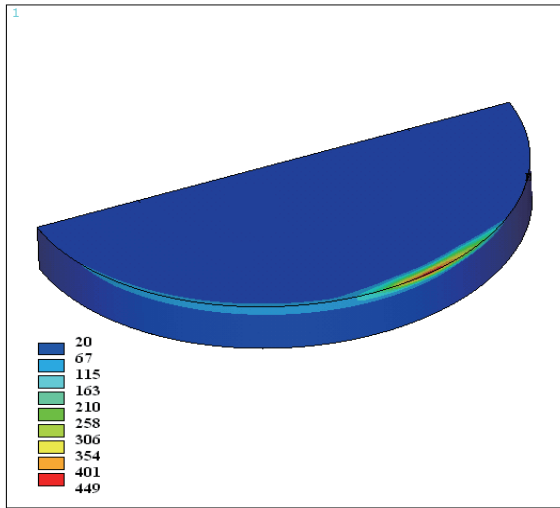


图 5.2 受激光束影响的样品中的温度分布  
以及沿着圆形切割轮廓移动的制冷剂，°C

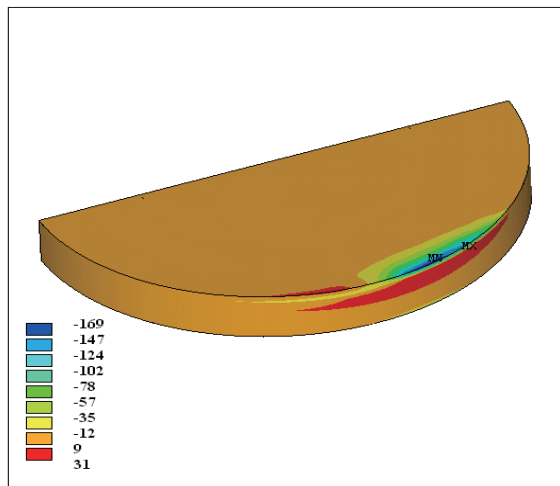


图 5.3 应力分布 or 受激光束影响的样品中  
以及制冷剂，沿圆形切割轮廓移动，MPa

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

图 5.4 展示了不同切割深度处垂直于切线方向的应力 ( $\sigma_r$ ) 与径向坐标在 CLT 处的关系。单束加工工艺呈现出相对于切线方向的应力 ( $\sigma_r$ ) 不对称分布特征。这种现象源于先前讨论的材料不对称加热效应——该效应由采用椭圆截面激光束沿加工曲线切线方向照射时产生，导致材料在分离线处出现不对称加热。通过分析所展示的应力依赖关系 ( $\sigma_r$ )，可以得出结论：实施该技术模式需要使分裂微裂纹偏离垂直方向，这一结论已通过实验观测得到验证。

$\sigma_r$ ,  
MPa

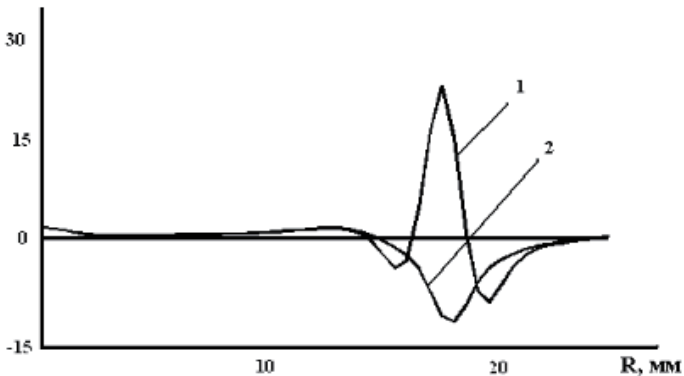


图 5.4 应力  $\sigma_r$  随径向坐标变化的函数

使用椭圆二氧化碳激光束的受控热切割单光束方案：1-Z=0mm，2-Z=0.25mm

图 5.5 和 5.6 展示了类似的应力依赖关系，这是双光束加工的典型情况。当二氧化碳激光束与 YAG 激光束的轨迹对齐时，就会出现这种情况，如图 5.5 所示。相比之下，图

5.6 描绘了 YAG 激光束中心部分从边缘向加工轮廓中心径向偏移 1mm 的情形。

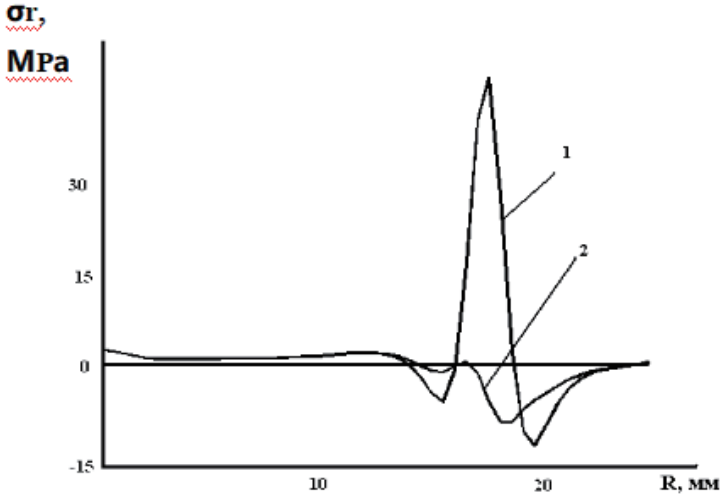


图 5.5- 应力  $\sigma_r$  随径向坐标变化的函数

采用椭圆形横截面的二氧化碳激光束与圆形 YAG 激光束的双光束处理方案：  
1-Z=0mm, 2-Z=0.25mm

分析表明，所选的激光束排列方案显著提升了最大拉伸应力值——在采用第二种和第三种加工方案时，应力值分别从单束加工方案的 22MPa 提升至 47MPa 和 33MPa。然而，这种激光束排列方式导致应力场分布的不对称性加剧，当使用 YAG 激光束径向偏离轮廓几何中心的方案时，这一现象尤为明显。

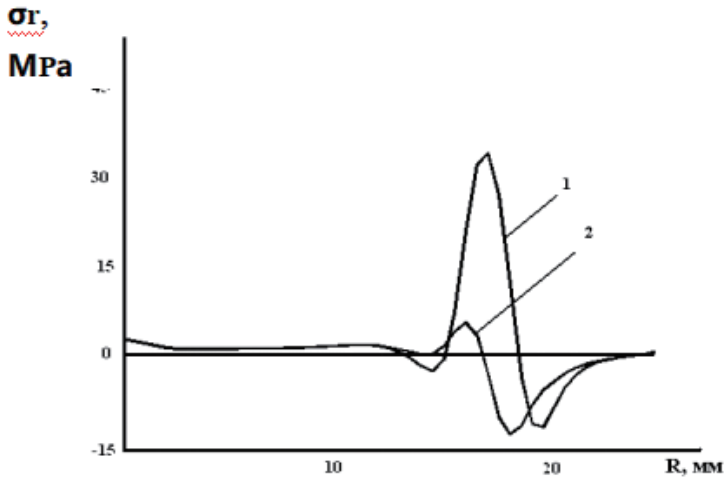


图 5.6- 应力  $\sigma_r$  随径向坐标变化的函数

双光束处理方案，涉及将 YAG 激光束横截面中心向轮廓中心移动 1mm：1-Z=0mm，2-Z=0.25mm

图 5.7 展示了双光束加工过程中，YAG 激光束偏离轮廓中心时，沿圆周微裂纹形成方向垂直作用的应力依赖关系。通过分析这些依赖关系可以得出结论：这种光束排列方式能有效减少微裂纹与垂直方向的偏差，因为在实验中该方案取得了最佳效果。

通过对热弹性场分布的分析，得出以下结论：在波长为  $1.06\mu\text{m}$  可导致压缩应力区的空间位置发生显著变化。这种方法有助于建立有利于形成压缩应力空间配置的条件，有效补偿其不对称性。

因此，通过增加对应于材料体积吸收的波长的激光辐射的暴露，可以消除沉积的微裂纹相对于垂直于材料表面的平面的偏离。

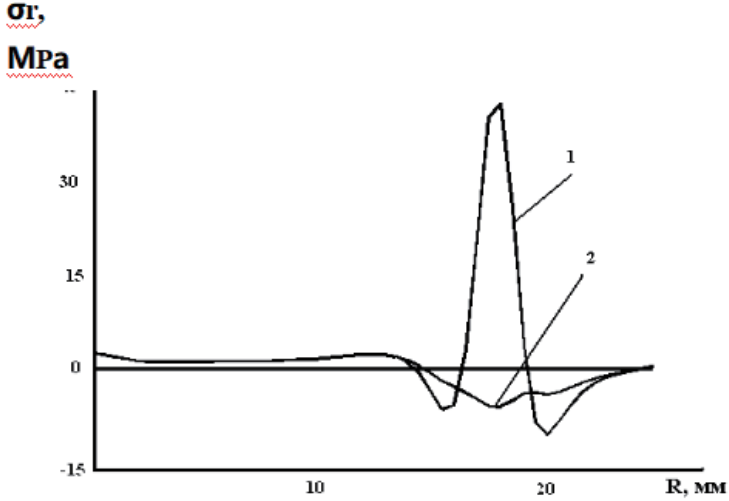


图 5.7- 应力  $\sigma_r$  随径向坐标的变化

双光束处理方案，涉及将 YAG 激光器光束横截面中心相对于轮廓中心的径向位移为 1 mm：1 - Z = 0 mm, 2 - Z = 0.25 mm。

在沿闭合曲线轮廓进行切割时，另一个常见问题是切割线在闭合点处会偏离预定轨迹。该区域的微裂纹扩展过程会受到其自身“尾部”结构的显著影响——此处不仅存在应力集中现象，其尾端顶端与微裂纹尖端本身都会形成应力峰值。

为解决这一问题，需要从径向方向预先形成的直线微裂纹出发，启动曲线闭合微裂纹的形成。在此情形下，当激光轮廓

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

闭合时，曲线裂纹“尾部”顶端不会形成新的显著应力区域。

在激光微裂纹加工成品的最终切割阶段，当轮廓形成闭合曲线时会遇到显著挑战。研究表明，要实现圆形微裂纹的有效最终分裂，建议采用环形热源从激光加工面的对侧进行短时加热处理——这种操作方式能有效提升加工效果。

为了阐明在玻璃平面平行晶圆上通过激光热切割产生的圆形微裂纹的最终热裂解过程的独特方面，我们对材料内部圆形热源产生的热弹性场进行了计算。

图 5.8 展示了温度场计算结果，而图 5.9 则呈现了径向应力计算结果（ $r$  方向垂直于预沉积的圆形微裂纹）。图 5.8 表明，在指定计算参数下，最高温度并未达到玻璃化转变温度——这一临界值对于实现样品最终的脆性解理至关重要。

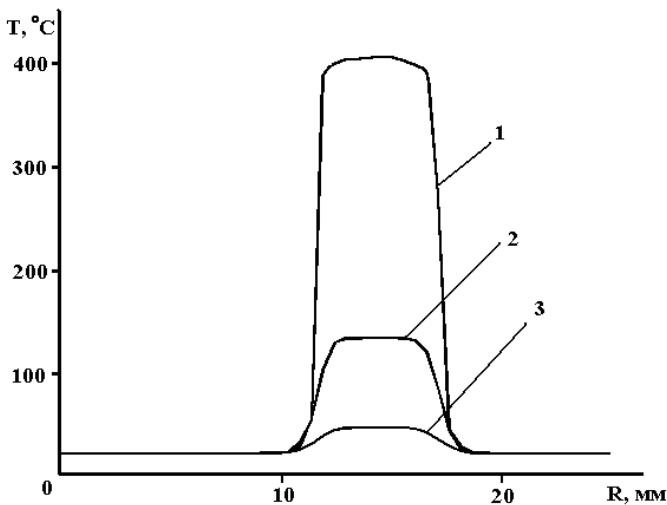


图 5.8 温度随径向坐标的变化

1 是表面被加热；2 位于晶圆的中间；表面有微裂纹

通过分析应力  $\sigma_r$  在垂直于预存圆形微裂纹的不同深度处随径向坐标变化的依赖关系) 的分布规律可以发现: 在圆形热源作用范围内的加热表面, 存在显著的压缩应力, 其强度约为 150MPa。而在相对的另一侧表面, 则分布着一个以约 50MPa 压缩应力为特征的区域。

在此情况下, 材料内部层会出现拉伸应力区域, 其强度足以促使现有微裂纹扩展。因此, 采用环形热源可使材料内部形成必要的热弹性场分布, 从而为通过 CLT 方法 [68] 引入的环形微裂纹提供扩展条件。

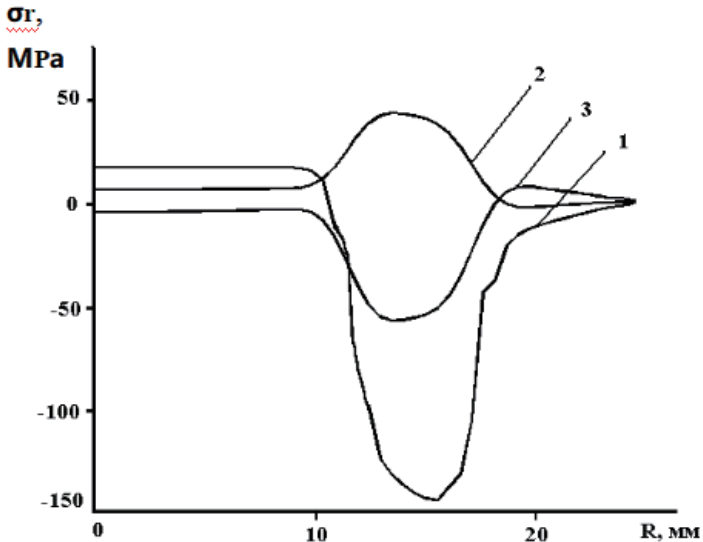


图 5.9 应力  $\sigma_r$  随径向坐标变化的函数

1 是表面被加热; 2 位于晶圆的中间; 表面有微裂纹

为提升成品质量而提出的改进措施在实验中具体实施如

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

下 [68]。首先将作为基材的玻璃片放置于坐标平台上，通过调整平台位置，在材料表面进行初始切割——该切割方向与初始切线段垂直（建议采用激光辐射引发的微裂纹形态）。随后通过施加波长为  $10.6\mu\text{m}$  的激光辐射，沿切割线对材料表面进行加热处理。

与此同时，通过引入制冷剂实现了加热区域的局部冷却。此外，得益于该装置的创新设计及五坐标控制系统的应用，在加工过程中有效消除了制冷剂接触区域与激光辐射线之间的偏差。在此过程中，材料不仅会接受  $10.6\mu\text{m}$  波长的激光照射，还会同步接受  $1.06\mu\text{m}$  波长的激光照射。

对材料进行额外加热时，应从加工轮廓的中心位置开始移动。

当激光束偏离切割线方向，且其波长与被加工材料的体吸收特性相匹配时，就会形成特定的空间应力场分布。这种空间结构能够有效抵消激光束椭圆截面带来的不对称性——由于激光束切向于曲面轮廓进行照射，这种不对称性会引发材料内部应力分布的不均匀现象。

在微裂纹扩展的最终阶段，切割线会在 O 点闭合（见图 5.1）。此时，由于所选加工方案中微裂纹顶端已与先前沉积的切割线 AB 对齐，其自身“尾部”对沉积微裂纹延伸的影响逐渐减弱。在此情形下，激光轮廓闭合点处不会形成新的显著应力区域。这使得加工轮廓闭合点处正在发展的微裂纹与激光冲击线之间的偏差显著减小。

此外，为实现材料沿轮廓的最终分离，需通过热源从与

激光束作用区域相对的一侧对材料表面进行加热。该热源的配置需与轮廓形状相匹配。在此过程中，材料内部会产生热弹性应力，其分布特征和强度参数将促进贯穿厚度的分裂微裂纹最终形成。

实验研究按照上述步骤进行。在实验过程中，观察到 M3-M5 等级的玻璃样品中存在半径  $R=15-25\text{mm}$  的圆形微裂纹，其厚度为  $2-4\text{mm}$ （图 5.10）。

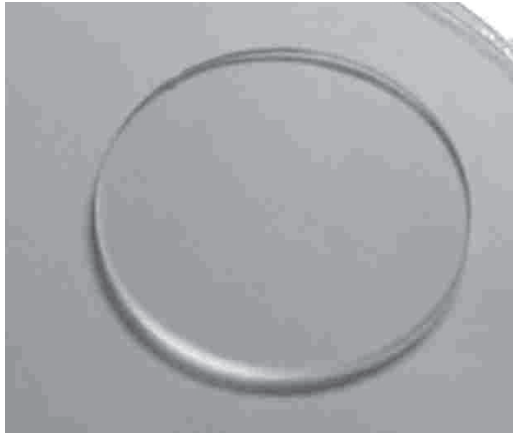


图 5.10 通过曲线热解法获得的玻璃样品

本研究采用 ILGN-802 激光器（最大辐射功率达  $60\text{W}$ ，波长为  $10.6\mu\text{m}$ ）与 YAG 激光器 LTN-103（最大功率  $100\text{W}$ ）进行对比。在玻璃分离过程中，通过球柱面透镜聚焦波长为  $10.6\mu\text{m}$  的激光辐射，形成椭圆形截面的光束，其长轴长度  $A=8-14\text{mm}$ ，短轴长度  $B=0.5-2\text{mm}$ 。辐射  $1.06\mu\text{m}$  通过球面透镜聚焦，形成具有圆形横截面的光束，其半径为

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

$r=0.5\text{mm}$ 。测量到光束在波长为  $1.06\mu\text{m}$  处相对于轮廓的位移为  $0.1\text{-}1.5\text{mm}$ ，而样品的线性切割速度为  $15\text{-}30\text{mm/s}$ 。经受  $400\text{-}500^\circ\text{C}$  温度处理的钢环作为短期加热应用的热源。

实验研究结果表明，所提出的解决方案提高了沿封闭曲线轮廓分离脆性非金属材料的效率和质量。

## 5.2. 坚脆材料激光切割技术的检验

### 5.2.1 非金属管状材料

激光热切割技术在闭合曲线路径上的一个重要应用领域，是用于分离脆性非金属管状材料。关于玻璃管热切割的初步研究成果可参考文献 [7,29]，后续技术改进详见文献 [10,34]。文献 [7] 指出，相较于传统工艺，采用激光热切割技术切割玻璃管具有显著优势，其突出表现在于最终端面表面质量更优。

参考文献 [7] 强调了两种根本不同的方法来实现激光热切割过程。

第一种方法需要生成径向收敛的激光束，从而在材料表面形成沿轮廓分布的圆形热源。当这种方法实现时，材料分离几乎瞬间完成。该技术的主要缺陷在于可靠性与重复性较低——这在单次热源照射过程中尤为明显。此外，由于光束成形所采用的光学系统结构复杂，实际应用面临诸多限制。不过在某些特定场景中（例如连续拉伸工艺中的玻璃管分离 [7]），这项技术仍具有实施价值。

第二种方法的核心原理在于通过多点激光冲击对材料进

行加工。具体实现方式有两种：要么让管材相对于激光束旋转，要么反过来操作（例如，通过旋转镜系统引导激光束在管材表面移动，从而形成光导结构 [7]）。

然而，在大多数现有研究中，采用管子相对于激光束的旋转，因为该方法提供了更直接的技术实现。

在对该技术进行审查期间，开发了若干改进，将机械断裂和冷却与激光加热结合在一起，并以各种组合和顺序使用。

参考文献 [211] 提出了一种提升玻璃管激光热切割效率的方法，该方法通过战略性布置反射镜，将从管体反射的激光辐射重新导向加工区域。文献 [186] 则提出一种增强玻璃管切割效率的技术方案，其特点在于对多个旋转玻璃管进行同步激光加热。

目前主流的激光热切工艺在加工玻璃制品时，其作用区域温度通常不会超过特定等级玻璃的玻璃化转变温度。首章通过平面平行样品的应用案例展示了该技术的实施方式，其中加工区温度可被允许突破玻璃化转变阈值。针对管状玻璃制品的热切工艺，业界已开发出类似技术 [105,106]。其核心原理是在初始加工阶段将样品在分离区的温度提升至软化温度以上，但仍保持在蒸发温度或以下。后续加工时温度逐步降低至玻璃化转变温度以下。这种热效应会在分离线处形成纵横交错的细密裂纹网。随着旋转速度加快，最高温度值会降至玻璃化转变温度以下，最终沿分离线产生贯穿厚度的裂纹。该技术的主要缺陷在于成品端面质量欠佳，这源于初始

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

加工阶段形成的微裂纹网络。

在检查了之前引用的研究结果以及我们自己的实验——特别是对作者 [87] 开发的原型装置进行的激光热切割过程的研究——后，我们可以识别出几种能够产生实际可接受结果的加工模式。

模式利用了由于其相对于静止的激光束旋转而产生的管表面的多次加热。

模式演示了 CLT 在管路处理中的应用。激光加热和冷却沿分离线同步进行，持续数个管程循环。

模式依靠在数个管子的旋转周期中利用激光辐射对分离轮廓进行预热，然后通过同时应用激光辐射和制冷剂来处理切割线。

在上述加工方案中，脆性非金属管状材料的分离是通过波长为  $10.6\mu\text{m}$  的二氧化碳激光辐射实现的。本章第四章和第一节中观察到的双束技术在平面平行样品热剥离分离中的有利效果，为研究补充暴露于波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光辐射对管状产品激光热剥离工艺的影响奠定了基础。

目前已有大量文献详细阐述了针对脆性非金属管状材料的激光热切削模式工程计算方法 [7,26]。这些研究中推导出的解析解，不仅能为工程计算提供有效支持，还能帮助明确影响管状工件热切削过程的各项参数之间的关联关系。

尽管如此，本文提出的解决方案以及针对平面平行样品的推导方法，均基于热传导的线性微分方程建立，其中热物理系数与温度无关。与此同时，关于应力张量分量确定问题

的解决方案，均通过一维或二维数学模型进行推导。

本节通过对比分析不同加工方案（特别是单束与双束方法 [60,73,94]）在激光热切割工艺中的独特特性，重点研究了温度场分布与温度应力场的演变规律。计算分析采用外径 14mm 的标准 S52 玻璃管作为测试对象，运用有限元法对热弹性场进行数值模拟。具体实施过程如专著其他章节所述，所有计算均基于 ANSYS 仿真软件完成。

本计算采用表 2.1 中给出的玻璃性能参数，玻璃的热物性性质受温度影响较大，考虑到这些因素的影响（在管状玻璃制品激光热切割过程中，温度变化较大），因此在计算时考虑了这些因素。

计算中使用的激光束参数如下：椭圆截面的长轴为  $A=6(10^3)$  米，短轴为  $B=1(10^3)$  米，对应的辐射波长为  $\lambda=10.6\mu\text{m}$  和辐射功率为  $P=15\text{W}$ 。此外，测量了辐射功率为  $P_0=40\text{W}$  的 YAG 激光辐射光斑半径  $R=1 \times 10^3\text{m}$ 。计算是在外径 7mm、内径 6mm 且长度 20mm 的管子上进行的。管子相对于激光束的旋转频率被设定为每分钟 45 转。由于制冷剂的影响，管表面冷却由  $8000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  的传热系数促进 [152]。针对单束加工使用二氧化碳激光器（图 5.11a）以及整合二氧化碳和 YAG 激光效应的双束加工（图 5.11b），进行了管材切割的模拟。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

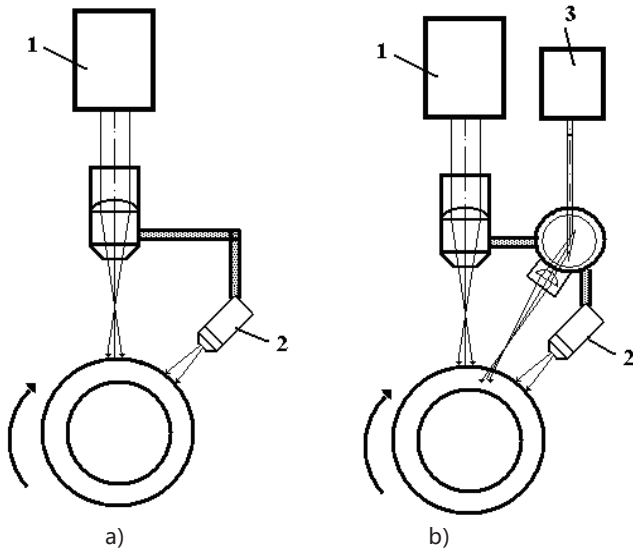


图 5.11 玻璃管激光热切割的选项 a) 单光束; b) 双光束;  
1 是 CO<sub>2</sub> 激光器; 2 是制冷剂供应喷嘴; 3 是 YAG 激光器

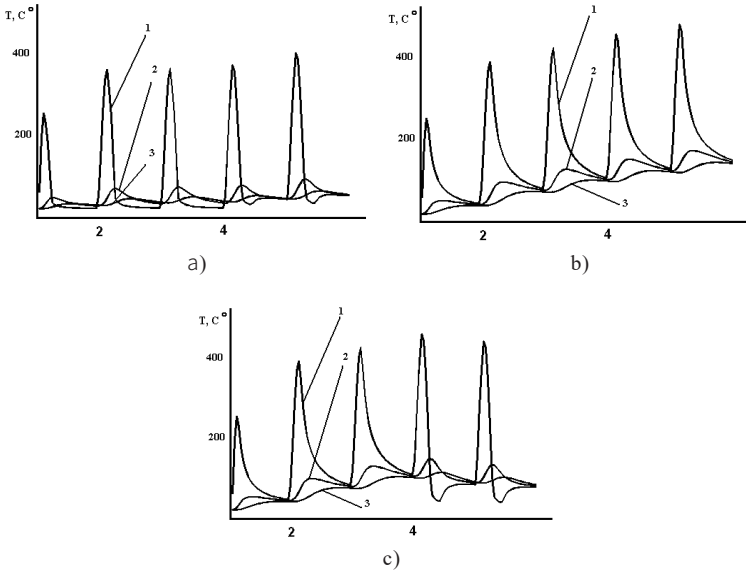
针对两种加工方案，分别计算了温度和沿管轴（Z 轴）方向作用的应力随旋转次数的变化关系；采用了三种不同的激光辐射与制冷剂在工件上暴露的时间序列方案（图 5.12–5.15）。

第一种方案包括对管子进行数次激光加热。

在基于第二种方案的模拟处理中，重要的是要考虑，在数个旋转周期内，管材的一部分受到激光辐射的加热，同时，管表面在远离被激光加热的区域处被冷却（图 5.11）。

在第三种模拟方案中，假设管体进入激光辐照区域后，当其完成数次轴向旋转时，表面会接触到制冷剂。与此同

时，管体继续进行额外旋转，同时承受激光辐照和制冷剂的双重作用，从而将该方案构建为前两种方案的序列化整合。



固定点处的计算温度依赖性

通过对比图 5.12-5.13 中固定点的温度依赖性计算结果 (1- 管外表面; 2- 管壁中部; 3- 管内表面)，可以得出结论：当采用波长为  $1.06\mu\text{m}$  的激光辐射时，这些依赖关系的特性并未发生显著变化。与对应的单束加工方案相比，采用双光束加工方案时可观察到最高温度值有轻微上升。正如预期，这种效应在距离表面较远的材料层中表现得最为明显。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

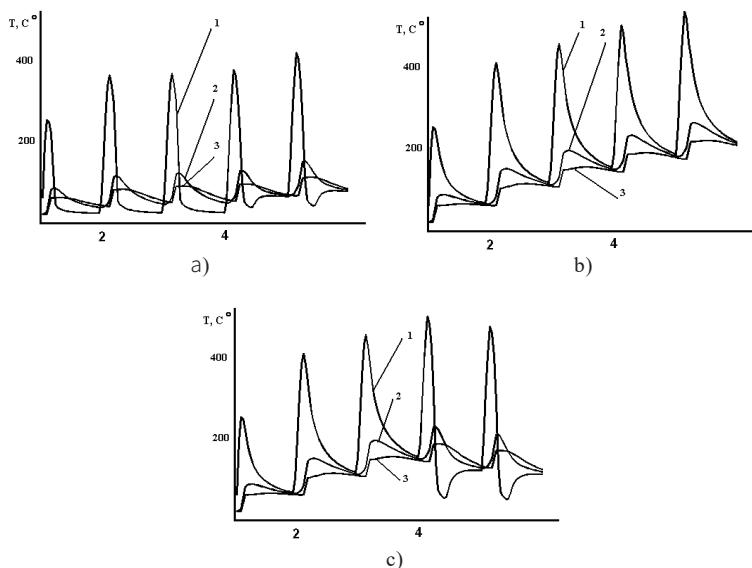


图 5.13 固定点处的计算温度依赖性

通过分析图 5.12a 和 5.13a 可以明显看出：当管材在旋转过程中接受多轮激光加热时（此时管材绕自身轴线旋转，而固定激光束或双光束加工时则为多束激光作用），其外表面各点温度会因激光辐射产生急剧周期性上升，随后由于玻璃材料导热系数较低而逐渐下降。与此同时，玻璃材料的最高温度也会同步显著升高。

当采用第二种方案（图 5.12b）时，该方案本质上是一种用于加工管状物体的受控激光热切割工艺，工作表面会出现反复的局部快速升温现象。这种现象与制冷剂影响导致的快速冷却交替发生。玻璃材料的最高温度几乎未见明显上

升。因此，每次旋转过程中管体各点的温度变化特征基本保持一致。第三种加工方案在第一阶段的温度对转速的依赖性，呈现出与前文讨论的第一种方案相似的特征：表面点的温度会经历周期性的急剧上升，随后逐渐趋于平稳下降。同时，样品的最高温度增加。

在第二阶段处理过程中，管表面点的温度变化趋势与旋转镜数量的关系，与第二种方案的观测结果一致：表面点的温度呈现周期性的急剧上升后骤降，而最高温度始终保持稳定。前文所述采用第三种方案时出现的温度波动现象，正是前两种处理方案逐步叠加整合的结果。

比较计算得出的管轴向应力与转数之间的关系（图 5.14–5.15），可以得出结论，使用单束和双束分离，以及补充的激光辐射（ $\lambda=1.06\mu\text{m}$ ），保持加工材料中固定点随时间变化的轴向应力的主要特性。

同时，YAG 激光辐射的附加效应导致拉伸和压缩应力的显著增加，从而导致分裂微裂纹的起始和持续扩展的概率显著增加。

数值模拟揭示的另一组典型依赖关系表明：玻璃管内外表面均会产生同号应力。值得注意的是，管壁外侧的应力值显著高于内侧，而靠近管壁中心的材料层则会形成反向应力分布。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

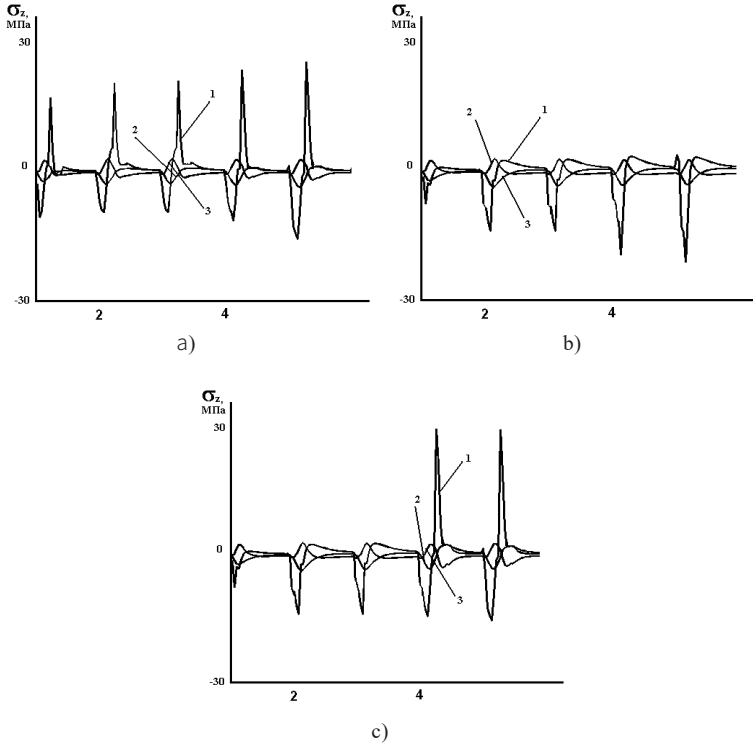


图 5.14 应力的计算依赖关系

当采用第一种工艺方案（对材料进行多激光加热）时，管壁各点会依次交替出现轴向拉伸应力与压缩应力，且拉伸应力会逐渐增强。这种应力变化会导致管体发生贯穿式分离。然而，此类分离的质量往往达不到最佳标准。

当采用第二种处理方案时，管表面几乎在首次旋转后立即就会出现足以引发裂纹扩展的拉应力。此外，在未发生显著变化的情况下，激光辐射区域周期性产生的拉伸轴向应力会被

制冷剂作用区域产生的压缩应力所替代。该方案能确保形成非定向裂纹扩展，其生成特征与平面平行样品受控激光热切割过程中观察到的现象高度吻合。通过此方法制备的端面展现出卓越品质。但该技术存在一个缺点，即需要通过机械最终切割才能获得成品。

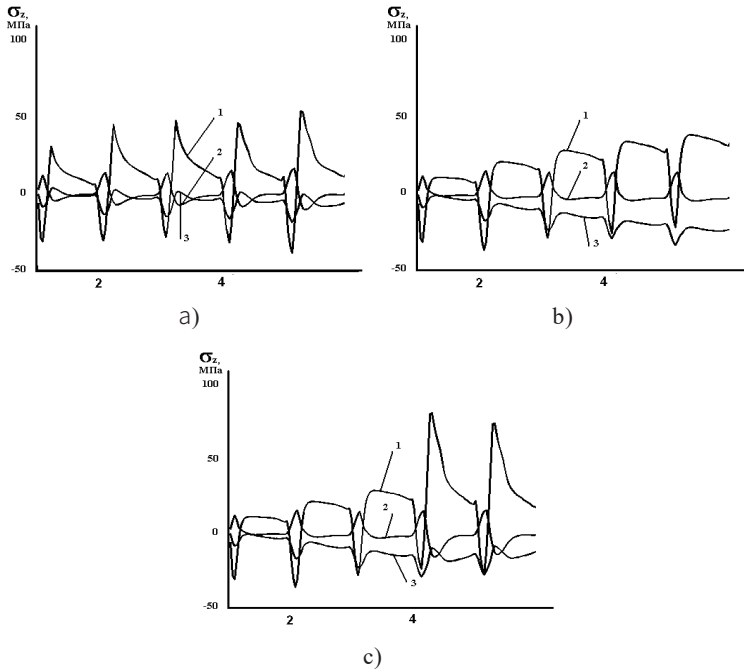


图 5.15 应力的计算依赖关系

采用第三种方案时，该方案将前两种方法与温度依赖性因素依次结合，结果显示：第一阶段轴向应力与旋转次数的关系本质上与第一种加工方案推导出的结论一致；第二阶段则与第二种方案获得的依赖关系相吻合。实施第三种方案能

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

确保生成贯穿厚度的裂纹，同时保持分离表面的高质量。实际操作中，双束加工最有效的应用方式是：在多转周期内对工件材料进行预热，同时沿材料轮廓同步施加激光辐射和制冷剂，从而形成分裂裂纹。

### 5.3. 沿曲线轮廓分布的非均匀玻璃结构多层分离工艺模拟

多层玻璃（三层结构）用于制造围栏、装饰元素、坚固的玻璃结构、双层玻璃单元、装甲玻璃和汽车玻璃元件。在某些情况下，需要将完成的三层玻璃板分开并进行边缘修整，包括曲线轨迹。

在工业生产中，切割三层复合玻璃的常规工艺通常需要从两侧同时开切，从而实现材料的分离。随后通过专用红外加热元件对整个切割线进行均匀加热。在此过程中，粘合膜会发生物理化学性质的变化，为双层玻璃的分离创造条件。此外，水刀切割技术也得到广泛应用。

在文献 [212] 中，研究证实激光切割技术可实现三层膜分离。该方法通过沿分离线进行局部加热与冷却的顺序操作，在制冷剂接触区域形成非贯通裂纹，该裂纹会沿着激光束路径延伸。最终通过机械切割、热切割或超声波切割等工艺，使裂纹贯穿整个玻璃晶圆厚度并延伸至 PVB 薄膜。这种无缺陷边缘的形成，可省去后续在分离表面进行研磨、抛光等额外工序。通过红外加热元件在分离区域增强曝光度以软化薄膜并实现三层膜最终分离，不仅能获得无缺陷边缘，

还能最大限度降低分离区域产生侧向裂纹的风险。

使用激光切割技术沿曲线轨迹进行分离存在若干挑战。这包括所创建的裂纹轮廓与切割线之间的潜在偏差，以及在材料表面特定位置启动该过程的困难 [67,86]。

相关研究 [198-201,213-215] 通过微秒、皮秒和飞秒激光脉冲光致击穿硅酸盐玻璃及晶体等脆性非金属材料表面，成功制备出直径在 100 至 500 微米范围内的非贯穿型导电通道。

在 [216] 中进行的研究确定了在沿直线轨迹对三重结构进行双光束控制的激光热切割过程中，利用此类通道引发分裂裂纹的可能性。

因此，采用沿加工轮廓预先沉积的一系列通道来模拟多层异质玻璃结构中的激光切割过程似乎是合乎逻辑的。这种方法旨在引发分裂裂纹，并作为其沿曲线轨迹传播的引导。

根据图 5.16，通过微秒、皮秒和飞秒激光脉冲光致击穿表面获得的一系列贯穿厚度的孔沿加工线排列。圆形横截面激光束 1 和制冷剂 2 沿加工线移动。

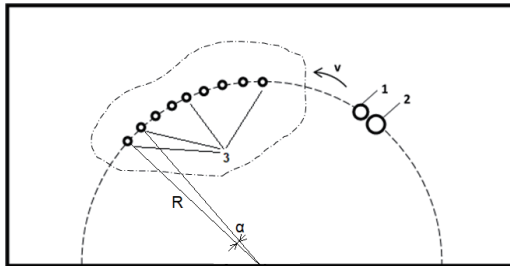


图 5.16 沿曲线轨迹的组合激光热切割

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

模拟实验采用两片厚度均为 3mm 的硅酸盐浮法玻璃晶圆，通过 0.38mm 厚的 PVB 薄膜进行粘合。激光束与制冷剂的轨迹半径设定为  $R=4$  厘米。为便于建模，选择厚度通道的半径分别为 150、225 和  $300\mu\text{m}$ ，各通道之间的夹角分别为 1.5 度、3 度和 4.5 度。玻璃与 PVB 薄膜的具体特性详见参考文献 [217-223]。

二氧化碳激光束的能量被材料的薄表面层吸收，表现为一个功率密度为  $0.8 \times 10^6 \text{W/m}^2$  的表面热源，其圆形横截面半径为 2mm。在三重结构的两侧观察到激光束与制冷剂撞击区域的对称分布。

制冷剂以直径为 6mm 的细分散气水混合物形式被输送到表面。通过这种方式，晶圆表面的二氧化碳激光束与制冷剂沿加工线直接相对而置。

如图 5.16 所示方案中，材料处理速度  $v$  被设定为 10mm/s。在实施硅酸盐玻璃的激光切割工艺时，必须确保材料温度始终低于玻璃化转变温度。加工区域中计算得出的最高温度值仍保持在 680K 以下，即低于玻璃化转变温度。

图 5.17a 展示了在激光切割过程中，当加工线上未施加贯穿厚度的通道时，激光束与制冷剂碰撞区域材料表面垂直于加工线方向的热弹性应力分布计算结果。图 5.17b 则呈现了这些应力沿加工线的分布曲线。所有计算均采用 Ansys 工程仿真软件 [223] 中的有限元方法完成。

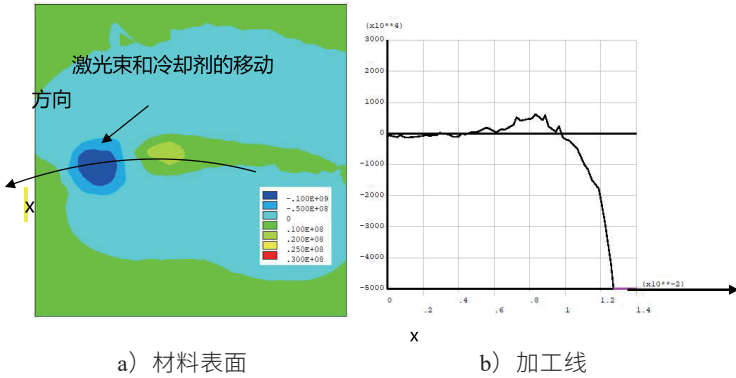


图 5.17 热弹性应力  $\sigma_R$  的计算分布和依赖关系图

所获得的分布特征体现了受控激光热切割工艺，该工艺结合了材料的顺序性激光加热及其表面的后续冷却。在此过程中，加工材料中制冷剂供应区域形成了显著的拉应力区，该区域材料被急剧冷却。这些应力的最大值相对于二氧化碳激光和制冷剂影响线发生了位移（沿加工线观察到应力分布的特征性不对称）。如图 5.17b 所示曲线，沿加工线的应力值明显低于加工区最大应力值 16.3MPa。因此，裂纹成核与扩展将偏离加工线发生。

图 5.18 展示了存在贯穿厚度通道时计算的热弹性应力分布，其中心沿加工线对齐。这是针对扇形角  $\alpha=3^\circ$  和不同通道半径的情况。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

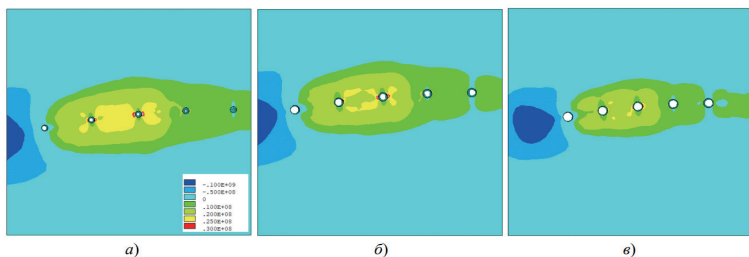


图 5.18  $\alpha=3^\circ$  时热弹性应力 R 的计算分布°

以及贯穿厚度通道的半径:  $150\mu\text{m}$ ;  $225\mu\text{m}$ ;  $300\mu\text{m}$

图 5.19 是加工线路上相似应力的计算依赖关系图。

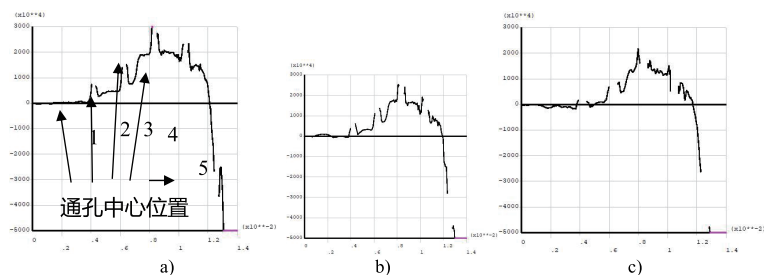


图 5.19 热弹性应力 R 的依赖关系图

沿加工线的材料表面  $\alpha=3^\circ$

对于贯穿厚度通道的半径: a)150 微米; b)225 微米; c)300 微米

图 5.18-5.19 的计算结果表明, 贯穿厚度的通道有效消除了加工线热弹性应力分布的不对称性。最高拉应力集中在通道附近的加工线上, 其数值显著高于无通道时的观测值。这种现象为裂纹分裂的稳定成核创造了有利条件 (表 5.1)。值得注意的是, 在制冷剂供应相关的通道内部形成了拉应力

区域，这影响了裂纹分裂沿加工线的扩展。垂直于加工线方向的最大拉应力出现在通道端面处。当通道半径减小时，通道区域内的最大拉应力增强，同时孔洞之间的区域应力整体上升。这为裂纹从沉积孔开始并沿加工线向后续孔洞扩展创造了条件，表明裂纹会从一个通道向另一个通道传播。

表 5.1- 三重结构双光束激光热切割过程中贯穿厚度的通道区域最大拉伸应力  $\sigma_R$ , MPa 的计算值

扇形角度, °	1.5			3			4.5		
贯穿厚度通道的半径 R, $\mu\text{m}$	150	225	300	150	225	300	150	225	300
应力值, MPa	43.6	27.2	20.6	45.7	37.4	30.2	43.5	32.8	30.3

对不同厚度通道中心之间的扇形角值的应力分布分析(见图 5.20)得出以下结论:当扇形角等于  $3^\circ$  时,孔端面以及孔之间加工区域的应力值更高。

因此,孔中心之间的距离存在一个特定的合理值,该值能使裂纹萌生和扩展过程达到最大稳定性。该距离由轨迹的曲率半径和加工参数决定,并可通过模拟每种分离工艺模式来确定。

针对沿曲线轨迹的组合激光切割方案进行的数值模拟表明,在制冷剂接触区域(即穿过相邻孔中心的直线段)的材料表面,会形成一个与加工线横向垂直的显著拉应力区。源自孔洞的裂纹会沿着该直线段扩展。值得注意的是,当存在沟槽结

◎ 非金属脆性材料的激光切割

构时，受制冷剂作用区域的拉应力值较无沟槽工况显著升高。该现象受孔径尺寸、间距及加工参数共同影响。因此，通过在加工线全程设置连续沉积沟槽结构，可有效控制沿曲线轨迹的裂纹萌生与扩展过程。

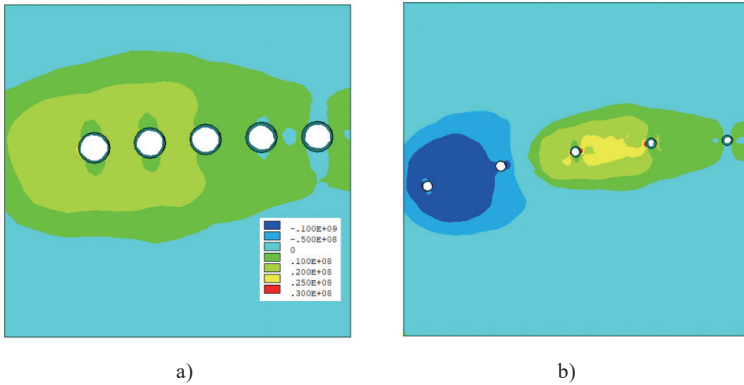


图 5.20 通道中心之间扇形区域角度  $\sigma_R$ , Pa 的计算分布，针对贯穿厚度通道的半径：

a) 对于角度  $\alpha=1.5^\circ$  和通道半径  $300\mu\text{m}$ ；b) 对于角度  $\alpha=4.5^\circ$  和通道半径  $225\mu\text{m}$

## 第六章 激光辐照光学材料相互作用机理及实验方法

作为激光微纳制造、光电子器件改性等技术的物理基础，激光与物质的非线性相互作用机制研究具有重要工程价值。从金属材料到半导体器件，再至透明光学元件，不同物态体系对光子能量的响应存在本质差异：金属表面的自由电子在飞秒量级时间内通过逆韧致辐射吸收光能，形成热电子-晶格双温动力学过程；半导体材料则呈现出强烈的带间跃迁特性，其载流子激发效率与激光波长、掺杂浓度形成强关联。而对于透明电介质材料（如钠钙玻璃、K9 光学玻璃），其宽禁带特性使材料在近红外波段的本征吸收极弱，这导致传统线性光学理论不足以描述强激光作用下的能量耦合行为。

在连续激光辐照条件下，材料缺陷态的局域电子通过热激发跨越势垒形成稳态吸收通道，伴随焦耳热效应的持续累积将诱发结构弛豫；而当采用纳秒至飞秒脉冲激光时，超高峰值功率密度 ( $\text{GW}/\text{cm}^2$ ) 诱导的多光子吸收与雪崩电离效应，使非线性吸收系数呈现量级跃升，空间载流子密度突破临界电离阈值后会触发等离子体自聚焦等复杂动态。此类激光能量沉积机制的时间-空间多尺度耦合特征，直接决定了玻璃材料的热力学响应规律及最终损伤形貌。

## 6.1. 激光作用吸收机制

激光能量在材料中的吸收与沉积是光 - 物质相互作用的根源性物理过程。当光束与介质接触时，其总能量  $E_0$  遵循守恒定律分解为三个基本分量：反射能量  $E_R$ 、吸收能量  $E_A$  和透射能量  $E_T$ ，即

$$E_0 = E_R + E_A + E_T \quad (6.1)$$

其中  $E_R$  源自界面处介电常数失配导致的部分光子动量反转， $E_A$  对应光子与材料内部电子、声子及缺陷的量子化交互作用，而  $E_T$  表征未被吸收的光子携带剩余能量穿透材料的概率特性。

对于钠钙玻璃等透明电介质，由于其晶体场对称性破缺及本征缺陷的存在，即便在亚带隙波长（如  $\lambda=1064\text{nm}$ ）下，仍可通过多声子辅助跃迁或局域态隧穿机制实现微弱但不可忽略的能量积累。这一过程中，缺陷浓度、光场强度与时序特征的协同作用将主导能量沉积的空间梯度，进而成为诱发热弹性应力乃至结构失效的物理源头。深入解析吸收能量的产生机制，是构建激光 - 玻璃多场耦合模型的理论基石。

在连续激光辐照过程中，光学材料对能量的吸收机理可分解为界面反射与体吸收两个耦合过程。根据电磁场在介质交界面的连续性条件，正入射激光的反射特性由菲涅尔方程定量描述。当波长为  $\lambda$  的激光垂直入射至折射率为  $n$  的材料表面时，空气介质 ( $n_0 \approx 1$ ) 与材料之间的阻抗失配引发部分能量反射，其反射率  $R$  的表达式为：

$$R = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (6.2)$$

该式表明界面反射损失仅由材料的实部折射率  $n$  决定，适用于弱吸收介质。透射进入材料内部的光强降低为初始值的  $(1-R)$  倍，形成初始能量沉积的边界条件。

穿透材料的光强沿传播方向  $z$  呈现指数衰减特性，该过程遵循体吸收的比尔 - 朗伯定律：

$$I(z) = I_0(1-R)e^{-az} \quad (6.3)$$

式中吸收系数  $a$  的物理内涵由复折射率虚部  $\kappa$  决定：

$$a = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \quad (6.4)$$

吸收系数  $a$  是量化材料对激光能量衰减效率的核心参数，其量值直接取决于材料复折射率的虚部  $K$ 。 $K$  体现了电磁波在介质中传播时的能量损耗：当光子穿透材料时，其电场振荡驱动介质中的束缚电子和缺陷态电子发生受迫振动，振动过程中的非弹性碰撞和相位滞后后将部分光能转化为焦耳热。这一能量转换过程的理论本质可追溯至麦克斯韦方程组中的物质方程，其通过介电函数虚部  $\varepsilon''=2nK$  直接耦合到电磁场分布中。对于透明电介质材料，微弱的线性吸收源于材料不完美性引起的局域极化耗散，而非完整周期晶格的本征响应。

对于钠钙玻璃与  $K_9$  硼硅酸盐玻璃体系，当入射光子能量

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

显著低于其本征带隙时，宏观吸收主要源于材料本征点缺陷与非平衡态杂质。钠钙玻璃中的钠离子 ( $\text{Na}^+$ ) 迁移与钙离子 ( $\text{Ca}^{2+}$ ) 硅氧四面体 ( $\text{SiO}_4$ ) 结构失配会形成局域极化中心，诱导中间能级产生缺陷吸收；而 K9 玻璃因其组分中含硼氧化物 ( $\text{B}_2\text{O}_3$ )，硼氧三角体 ( $\text{BO}_3$ ) 与硅氧四面体 ( $\text{SiO}_4$ ) 的键长差异导致微观应力场畸变，形成独特的硅 - 氧 - 硼三键断键缺陷 ( $\text{Si}-\text{O}-\text{B}$ )。晶体场理论分析表明，K9 玻璃的缺陷态密度  $N_d$  较钠钙玻璃低约一个量级，这主要归因于三价硼离子 ( $\text{B}^{3+}$ ) 对网络结构的修补效应。根据二阶微扰理论推导，此类缺陷主导的线性吸收系数可表述为：

$$ad = \sum_i \sigma_i N_{d,i} \quad (6.5)$$

其中  $\sigma_i$  表示第  $i$  类缺陷的等效吸收截面，其量级约为  $10^{-18}\text{cm}^2$ 。对于典型钠钙玻璃 ( $\text{SiO}_2$ 72%、 $\text{Na}_2\text{O}$  14%、 $\text{CaO}$ 10%)，缺陷态密度  $N_d$  的理论预估值为  $10^{16}\text{cm}^{-3}$  量级，对应 1064nm 处的吸收系数  $ad$  理论范围处于  $10^{-3}\text{cm}^{-1}$  至  $10^{-2}\text{cm}^{-1}$  区间。而 K9 玻璃 ( $\text{SiO}_2$ 69.5%、 $\text{B}_2\text{O}_3$ 10%、 $\text{K}_2\text{O}$ 9%) 因硼氧网络较强的自愈能力，其理论  $ad$  值通常低于  $3 \times 10^{-3}\text{cm}^{-1}$ 。这种空间均匀的能量沉积模式构成了连续激光热效应分析的初始热源分布。

在连续激光与材料相互作用的过程中，能量输运呈现显著的缓变特性与准稳态特征。材料的吸收行为主要由本征缺陷态密度分布决定，缺陷诱导的线性吸收系数主导着光能向热能的平稳转化。在此模式下，热沉积速率由热扩散方程中

的热导率参数调控，形成沿光束传播方向呈指数衰减的稳态温度场分布。这种机理的典型表征为：光斑中心区域的热能在毫秒至秒量级的时间尺度内通过晶格振动模缓慢扩散，最终与外部热沉达成动态平衡。然而，当激光以脉冲形式加载时，时域能量密度的剧烈压缩将打破传统的线性响应框架。脉冲宽度从纳秒至皮秒的尺度跨越，导致电子激发路径、能量弛豫通道及载流子输运动力学发生根本性重构。这种时间尺度的降维不仅改变了自由电子密度的时变轨迹，更通过瞬态非平衡态的形成解锁了隧穿电离、多光子吸收等强场非线性过程，从而实现能量耦合模式从经典热力学向量子动力学的范式转移。

激光脉冲与透明介质的能量耦合强烈依赖于脉冲持续时间的相对尺度。在纳秒脉宽条件下，激光作用时间远长于电子与原子晶格之间能量交换的特征时间（约  $10^{-12}$ s），使得电子吸收的能量能够通过连续碰撞逐步传递给晶格系统。初始阶段，束缚电子通过单光子吸收从缺陷态获得足够能量进入导带形成自由电子，这一线性过程遵循比尔-朗伯定律。随后，电场加速的自由电子与晶格原子发生剧烈碰撞，通过逆韧致吸收机制将光子能量转化为热动能，其宏观表现为吸收系数随温度上升的非线性增加：

$$\alpha_{IB}(T) = \frac{e^2 \tau_c}{6 \epsilon_0 c m_e^2 \omega^2} n_e \sqrt{\frac{k_B T}{\pi m_e}} \quad (6.6)$$

式中， $\tau_c$  为电子-原子碰撞弛豫时间，表征载流子与晶格

◎ 非金属脆性材料的激光切割

的能量交换效率;  $n_e$  为瞬态导带电子密度, 与激光电离过程直接相关;  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $m_e$  为电子静止质量,  $\omega$  为激光角频率,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $c$  为光速。当自由电子密度累积至临界值时, 通过雪崩电离实现载流子倍增, 其动力学过程由速率方程支配:

$$\frac{dn_e}{dt} = \eta_{av} n_e I(t) \quad (6.7)$$

其中电离效率因子  $\eta_{av}$  正比于  $\sigma_{col}/E_g$ ,  $\sigma_{col}$  为碰撞电离截面,  $E_g$  为介质带隙能量。

当脉冲缩短至皮秒量级时, 光场振荡周期与脉冲宽度可比拟, 电子在单脉冲作用期间无法完成与晶格的充分能量交换。超强电场导致禁带势垒发生显著畸变, 电子通过隧穿电离穿透势垒的量子概率激增, 其跃迁速率由 Keldysh 公式描述:

$$W_{tun} = \frac{\omega}{9\pi} \left( \frac{m_e \omega}{\hbar \gamma} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{\pi E_g}{2\hbar \omega} \sqrt{\frac{m_e}{2e^2 I}} \right) \quad (6.8)$$

式中,  $\hbar$  为约化普朗克常数,  $e$  为元电荷量,  $I$  为激光峰值强度。指数项中的尺度因子直接关联电场强度对禁带势垒的压缩程度。当激光强度  $I$  低于阈值  $10^{11} \text{W/cm}^2$  时, 需同时吸收  $N=[E_g/(\hbar\omega)+1]$  个光子的多光子电离机制替代隧穿过程, 其动力学方程为:

$$\frac{dn_e}{dt} = \sigma^{(N)} \frac{I^N}{(h\nu)^{N-1}} \quad (6.9)$$

式中  $\sigma^{(N)}$  表示 N 阶非线性吸收系数，与介质能带结构和光子相位匹配条件密切相关。相较于纳秒脉冲的碰撞主导模式，皮秒脉冲的非线性吸收表现为极强的场强依赖性，导致能量沉积深度收缩至亚微米量级，形成陡峭的温度与应力梯度场。上述物理机制的差异性深刻揭示了纳秒与皮秒脉冲在透明介质中能量传递的本征特性差异：纳秒脉冲的长时热累积效应使其能量沿晶格振动模向深层扩散，形成渐进式温升梯度；而皮秒脉冲的瞬态高场强注入则在表面纳米尺度内完成极端非平衡态激发，引发量子隧穿主导的原子层离域。

## 6.2. 光致应力及测量

### 6.2.1 激光辐照下材料的热响应

激光辐照导致的温升问题可由傅里叶热传导方程进行数学建模，其物理本质是材料吸收光能后通过热扩散实现的能量再分配过程。对于连续激光，考虑材料的热各向同性且忽略相变效应，三维热传导控制方程可表示为：

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q(x, y, z, t) \quad (6.10)$$

式中  $\rho$  为材料密度， $c_p$  为定压比热容， $k$  为热导率，热源项  $Q(x, y, z, t)$  综合了激光功率的时空分布特性。其中，光强的空间分布采用高斯函数表征横向能量集中性，沿垂直于光束传播方向 ( $z$  轴) 的强度衰减则服从指数规律：

$$Q(x, y, z, t) = aI_0(1-R) \cdot \exp\left(-\alpha z - \frac{2(x^2 + y^2)}{w_0^2}\right) \cdot S(t) \quad (6.11)$$

◎ 非金属脆性材料的激光切割

$w_0$  为光束腰斑半径，决定横向光斑尺寸， $a$  为材料吸收系数， $R$  表示表面反射率，入射光强  $I_0$  与激光器输出功率  $P_0$  满足  $I_0=2P_0 /(\pi w_0^2)$ 。时间调制函数  $S(t)$  依据激光模式变化：当为连续激光时， $S(t)$  取单位阶跃函数模拟持续能量注入；当为重复频率脉冲激光时，其形式为周期性高斯包络序列

$$S(t) = \sum_{n=0}^N \exp\left(-\frac{(t - n / f_{rep} - t_0)^2}{\tau_p^2}\right) \quad (6.12)$$

其中  $f_{rep}$  为重复频率， $\tau_p$  为单脉冲宽度， $t_0$  为脉冲中心偏移时间， $N$  为总脉冲数。温度场的求解需满足初始及边界条件。初始时刻材料温度均匀且与环境温度  $T_\infty$  一致：

$$T(x, y, z, 0) = T_\infty \quad (6.13)$$

表面  $z=0$  处热流包含对流散热与热辐射损失，其非线性混合边界条件为

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = h(T|_{z=0} - T_\infty) + \epsilon \sigma \left( (T|_{z=0})^4 - T_\infty^4 \right) \quad (6.14)$$

系数  $h$  为对流换热系数， $\epsilon$  是表面发射率， $\sigma$  为斯特藩-玻尔兹曼常数。侧向边界  $x = \pm L_x$ 、 $y = \pm L_y$  及远端  $z = Z_{max}$  设定为绝热或恒温约束。

数值求解时，空间域通过有限体积法离散：将计算区域划分为若干六面体单元，并在激光辐照中心区实施局部加密以提高梯度分辨率。对于节点  $(i, j, k)$ ，其温度  $T_{i,j,k}$  的离散化方

程源于积分形式的热平衡原理:

$$\rho c_p V_{i,j,k} \frac{T_{i,j,k}^{n+1} - T_{i,j,k}^n}{\Delta t} = \sum_{f=1}^6 \frac{kA_f}{\delta_f} (T_{\text{adj},f}^n - T_{i,j,k}^n) + Q_{i,j,k}^n V_{i,j,k} \quad (6.15)$$

其中  $V_{i,j,k}$  为单元体积,  $A_f$  和  $\delta_f$  分别为面  $f$  的面积与相邻节点间距离,  $T_{\text{adj},f}^n$  为相邻单元温度。时间积分步长  $\Delta t$  需满足库朗条件以保持数值稳定, 对于隐式格式通常放宽至显式格式的数倍。

非线性辐射项处理需线性化迭代: 将  $T^4$  项展开为  $T^n (T^{n+1} - T^n) \cdot 4(T^n)^3 + (T^n)^4$  并代入边界条件。全局联立生成的七对角线性方程组通过预处理共轭梯度法 (PCG) 迭代求解, 预处理矩阵采用不完全 LU 分解 (ILU) 加速收敛。每个时间步的残差收敛准则设定为

$$\frac{\|\mathbf{A}\mathbf{T}^{m+1} - \mathbf{b}\|_2}{\|\mathbf{b}\|_2} < 10^{-6} \quad (6.16)$$

其中  $\mathbf{A}$  为系统系数矩阵, 体现热传导、边界条件与辐射线性化效应;  $\mathbf{b}$  为右端向量, 综合热源贡献、边界热流及时间离散的显式项。上标  $m$  表示迭代步数。

### 6.2.2 连续激光作用下的应力场

热致应力场的建模源于材料受热膨胀引发的内应力再分配过程, 其物理根源是温升导致晶格间距变化受限于材料的弹性约束。当连续激光或长脉冲作用于固体材料时, 非均匀温度场在空间形成梯度分布。根据热弹性理论, 材料局部体积的

◎ 非金属脆性材料的激光切割

膨胀量  $\varepsilon_{th}$  与温升  $T-T_0$  成正比且满足:

$$\varepsilon_{th} = \alpha(T)(T - T_0) \quad (6.17)$$

其中  $\alpha(T)$  为热膨胀系数, 通常呈现随温度升高的非线性增长趋势。材料总应变  $\varepsilon$  则由力学弹性应变  $\varepsilon_{el}$  与非机械热应变共同叠加而成:

$$\varepsilon = \varepsilon_{el} + \varepsilon_{th}\mathbf{I} \quad (6.18)$$

$\mathbf{I}$  为单位张量。小变形假设下, 线弹性本构关系可扩展为包含热效应的广义胡克定律:

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{C} : (\boldsymbol{\varepsilon} - \varepsilon_{th}\mathbf{I}) = \mathbf{C} : \boldsymbol{\varepsilon}_{el} \quad (6.19)$$

式中  $\mathbf{C}$  为四阶刚度张量, 包含杨氏模量  $E$  与泊松比  $\nu$ 。在直角坐标系中, 应力分量可展开为:

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\nu} \varepsilon_{ij} + \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \delta_{ij} \varepsilon_{kk} - \frac{E\alpha(T)}{1-2\nu} (T - T_0) \delta_{ij} \quad (6.20)$$

这里  $\delta_{ij}$  为克罗内克符号, 表明热应力各向同性。力学平衡方程  $\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f} = \mathbf{0}$  (忽略体积力时简化为  $\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0}$ ) 结合几何方程  $\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T]$ , 将问题转化为位移场  $\mathbf{u}$  的边值问题, 即:

$$\left[ \frac{E}{2(1+\nu)} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) + \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} - \frac{E\alpha}{1-2\nu} (T - T_0) \mathbf{I} \right] = \mathbf{0} \quad (6.21)$$

该方程与温度场控制方程构成热 - 力耦合系统, 其数值解需实现温度数据到应力场的传递: 首先求解热传导方程获得  $T(\mathbf{r}, t)$ , 随后将其作为已知场输入至力学平衡方程中驱动应力演化。模拟中常采用顺序耦合策略——每一时间步温度场

求解完成后再调用应力求解器，两类场的更新交替进行。由于温度变化通常慢于应力松弛，可采用准静态力学假设，即忽略惯性项，此时各时间步的力学方程退化为稳态边值问题。

热应力场的有限元离散以位移为基本未知量。三维八节点六面体单元的位移插值函数为：

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}) = \sum_{a=1}^8 N_a(\xi, \eta, \zeta) \mathbf{u}_a \quad (6.22)$$

式中  $N_a$  为形函数， $\xi, \eta, \zeta$  为自然坐标。应用伽辽金法将平衡方程弱化为：

$$\int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \delta \boldsymbol{\varepsilon} dV = 0 \quad (6.23)$$

通过代入本构方程，总刚阵  $\mathbf{K}$  与热载荷向量  $\mathbf{F}_{\text{thermal}}$  的组装满足：

$$\mathbf{K}\mathbf{U} = \mathbf{F}_{\text{thermal}} \quad (6.24)$$

式中  $\mathbf{U}$  为节点位移向量。热载荷的表达式为：

$$\mathbf{F}_{\text{thermal}} = \int_{\Omega} \mathbf{B}^T \mathbf{C} \boldsymbol{\alpha} \Delta T dV \quad (6.25)$$

$\mathbf{B}$  为应变 - 位移矩阵。材料非线性 (如  $E(T)$ 、 $\alpha(T)$ ) 通过逐点更新属性实现迭代求解，位移场收敛条件设置为：

$$\frac{\|\mathbf{U}^{k+1} - \mathbf{U}^k\|}{\|\mathbf{U}^{k+1}\|} < 10^{-5} \quad (6.26)$$

### 6.2.3 光致应力的光弹测量

激光与材料相互作用引发的应力分布精确测量需依托于光弹性效应的物理基础，即材料在应力作用下产生的瞬态双折射特性，其内在机理源于应力的施加导致晶体结构的微小

◎ 非金属脆性材料的激光切割

形变，进而改变材料的介电极化率张量。考虑各向同性弹性材料在无应力状态下的折射率椭球为球对称：

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} = 1 \quad (6.27)$$

其中  $n_0$  为无应力折射率。当材料处于平面应力状态（假设主应力  $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  位于  $x$ - $y$  平面， $\sigma_3 = 0$ ），应力场的引入将介电常数张量  $\epsilon_r$  改写为对称二阶张量，其主轴与主应力方向一致：

$$\epsilon_r = \begin{pmatrix} \epsilon_{rx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{ry} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{rz} \end{pmatrix} \quad (6.28)$$

其中  $\epsilon_{ri} = n_i^2$  ( $i = x, y, z$ ) 为对应主轴方向的相对介电常数。根据麦克斯韦应力光学定律，介电常数张量的改变量  $\Delta\epsilon_r$  与应力张量  $\sigma$  成线性关系：

$$\Delta\epsilon_{ij} = C_1\sigma_{ij} + C_2\delta_{ij}(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}) \quad (6.29)$$

式中  $C_1$ 、 $C_2$  为材料的应力 - 光学系数， $\delta_{ij}$  为克罗内克符号。对于平面应力条件 ( $\sigma_{33} = 0$ )，主轴方向介电常数变化可简化为：

$$\begin{cases} \Delta\epsilon_{rx} = (C_1\sigma_1 + C_2(\sigma_1 + \sigma_2)) \\ \Delta\epsilon_{ry} = (C_1\sigma_2 + C_2(\sigma_1 + \sigma_2)) \\ \Delta\epsilon_{rz} = C_2(\sigma_1 + \sigma_2) \end{cases} \quad (6.30)$$

由此可得沿三个主轴的折射率变化：

$$\Delta n_x = \frac{1}{2n_0} \Delta\epsilon_{rx}, \quad \Delta n_y = \frac{1}{2n_0} \Delta\epsilon_{ry} \quad (6.31)$$

从而引入双折射效应使得材料成为单轴晶体，光轴方向与主应力场方向重合。当线偏振光沿垂直于应力平面的方向(z轴)传播时，其分解为沿 $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$ 两个主应力方向振动的两束正交偏振光，传播过程中累积的相位延迟由折射率差决定：

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d (n_x - n_y) dz = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{C}{2} (\sigma_1 - \sigma_2) d \quad (6.32)$$

其中积分路径为光程长度d(样品厚度)， $C = C_1 - C_2$ 为材料的光弹常数，表征单位应力差引起的折射率差异。此相位延迟 $\delta$ 与主应力差成正比，建立起力学量与光学调制量的直接联系。

在典型正交偏振光路体系中，应力双折射效应通过干涉条纹的空间调制呈现观测特征。入射的线偏振光经过起偏器后形成沿设定偏振轴向振动的电场分量，以x方向为例可表达为：

$$\mathbf{E}_{in} = E_0 \cos(\omega t) \hat{\mathbf{x}} \quad (6.33)$$

当光束穿透受应力样品时，双折射效应导致电场分裂为沿主应力方向的两个正交分量。假设主应力方向与 $x'$ 、 $y'$ 轴重合，则透射电场表达式演变为：

$$\mathbf{E}_{sample} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} [\cos(\omega t) \hat{x}' + \cos(\omega t + \delta) \hat{y}'] \quad (6.34)$$

透射光通过检偏器时，偏振方向被约束在y轴方向，此时出射电场分量需进行投影合成。将 $x'$ 、 $y'$ 分量向y轴分解后，经时间积分运算得到最终强度分布规律：

◎ 非金属脆性材料的激光切割

$$I = I_0 \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad (6.35)$$

该表达式揭示了光学强度由方位调制项  $\sin^2(2\theta)$  与相位调制项  $\sin^2(\delta/2)$  共同作用的结果。当方位项为零时对应主应力方向与偏振轴成  $0^\circ$  或  $\pi/2$  整数倍的特殊情形，此时光强极弱形成等倾线暗条纹；当相位项为零时对应相位延迟量  $\delta$  为  $2\pi$  整数倍的状态，条纹级数  $N$  与主应力差值呈线性关系：

$$\sigma_1 - \sigma_2 = \frac{N\lambda}{Cd} \quad (6.36)$$

此式确立等色线的成因及其与应力梯度的关联性。在应力梯度变化显著区域，等色线呈现密集排布特征，而在应力平缓区域则为宽间距形态。得关注的是，由于条纹级数  $N$  的绝对值特性，仅凭等色线无法判定主应力方向的正负属性，通常需引入标准应力场或梯度遍历法确定条纹的递变方向。等倾线的观测依赖于偏振系统的动态调控。通过保持起偏器与检偏器正交并同步旋转，可依次记录不同偏振轴角度  $\phi$  对应的暗线轨迹，据此构建主应力方向场空间分布。例如当偏振系统旋转至角度  $\phi$  时，等倾线暗纹对应主应力方向  $\theta$  等于  $\phi$  或  $\phi + \pi/2$  的应力区。

传统应力场重构方法基于等色线与等倾线的耦合解析，首要固定偏振轴方向并使用单色光源获取主应力差分布，继而旋转偏振系统捕获方向信息，最终结合 Airy 应力函数或有限元边界条件实施数值积分实现主应力分量解耦。尽管该方

法在静态应力分析中具有理论基础清晰的优势，但在动态测量领域面临明显制约：机械旋转的时滞效应阻碍实时同步测量，条纹交叠区域的混叠现象导致数据解译困难，离散级数计数难以应对高频应力起伏。鉴于此，新兴的穆勒矩阵全偏振态解析技术为突破传统方法瓶颈提供了重要技术路径。

光弹性测量的穆勒矩阵法建立在对光束偏振态的完整数学描述之上。偏振态由斯托克斯矢量  $\mathbf{S} = [S_0, S_1, S_2, S_3]^T$  精确表征，其中  $S_0$  为总光强， $S_1 = I_x - I_y$  表征水平与垂直线偏振分量强度差， $S_2 = I_{+45} - I_{-45}$  反映  $\pm 45^\circ$  线偏振分量的不平衡性， $S_3 = I_R - I_L$

则度量右旋与左旋圆偏振光的差异。当偏振光通过具有双折射线性的受应力样品时，光波偏振态的改变由线性变换矩阵——穆勒矩阵  $\mathbf{M}$  描述：

$$\mathbf{S}' = \mathbf{M} \cdot \mathbf{S} \quad (6.37)$$

式中  $\mathbf{S}'$  为出射光的斯托克斯矢量。对于理想线性双折射材料（无吸收、去偏），其穆勒矩阵仅包含相位延迟  $\delta$  与快轴方位角  $\beta$  的依赖关系。快轴方位角  $\beta$  定义为材料主应力方向（即诱导的双折射主轴）相对于实验室坐标系的取向，而相位延迟  $\delta = (2\pi/\lambda)(n_{\text{slow}} - n_{\text{fast}})d$  源自快慢轴折射率差与光程厚度  $d$  的乘积。将应力诱导双折射等效为波片作用，该材料的穆勒矩阵可分解为旋转与相位延迟矩阵的级联乘积：

$$\mathbf{M} = \mathbf{R}(-\beta) \cdot \mathbf{M}_\delta \cdot \mathbf{R}(\beta) \quad (6.38)$$

◎ 非金属脆性材料的激光切割

其中  $R(\beta)$  为坐标系旋转矩阵:

$$\mathbf{R}(\beta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\beta & \sin 2\beta & 0 \\ 0 & -\sin 2\beta & \cos 2\beta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.39)$$

而  $M_\delta$  为纯相位延迟矩阵:

$$\mathbf{M}_\delta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \sin \delta \\ 0 & 0 & -\sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \quad (6.40)$$

将两部分复合后, 完整穆勒矩阵显式表达为:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\beta + \sin^2 2\beta \cos \delta & \cos 2\beta \sin 2\beta (1 - \cos \delta) & -\sin 2\beta \sin \delta \\ 0 & \cos 2\beta \sin 2\beta (1 - \cos \delta) & \sin^2 2\beta + \cos^2 2\beta \cos \delta & \cos 2\beta \sin \delta \\ 0 & \sin 2\beta \sin \delta & -\cos 2\beta \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \quad (6.41)$$

此矩阵中的每个元素对应不同偏振分量的变换规律。例如,  $M_{34}$  元素  $\cos 2\beta \sin \delta$  反映右旋 / 左旋圆偏振光与  $45^\circ$  线偏振光的耦合强度, 而  $M_{44}$  元素  $\cos \delta$  对应圆偏振光的相位保持能力。实验测量中, 通过对输入光施加已知的偏振态 (如线性或圆偏), 并探测出射光的斯托克斯参数, 即可逆向求解  $\beta$  与  $\delta$ 。

动态应力场的瞬态捕捉依赖于偏振光学的实时解析能力, 而偏振相机通过集成微偏振片阵列, 能够同步捕获  $0^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $135^\circ$  四个正交偏振方向的光强图像。

其传感器表面每组  $2 \times 2$  像素覆盖四个不同角度的微偏振片，单次曝光即可完整记录斯托克斯矢量的线性偏振分量 ( $S_0, S_1, S_2$ )。入射光通过起偏器后形成的线偏振态或经四分之一波片调制的椭圆偏振态，经过双折射样品的光强变化由各微偏振片的方位角滤波耦合至像素信号，最终输出四幅偏振图像 ( $I_{0^\circ}, I_{45^\circ}, I_{90^\circ}, I_{135^\circ}$ )。

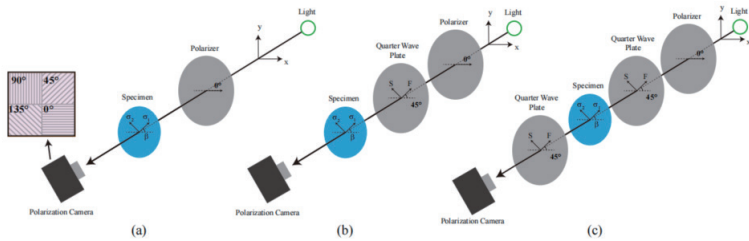


图 6.1 动态应力场光弹性测量实验光路对比

仅含偏振片配置；(b) 前置单四分之一波片配置；(c) 双四分之一波片配置

如图 2.1(a)，当入射光为线偏振态 (起偏器偏振方向水平) 时，其斯托克斯矢量为  $S_{in} = [1, 1, 0, 0]^T$ ，经双折射样品 (穆勒矩阵为  $M(\beta, \delta)$ ) 调制后，输出光的斯托克斯矢量各分量为：

$$S_{out} = M(\beta, \delta)S_{in} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos^2 2\beta + \sin^2 2\beta \cos \delta \\ \sin 2\beta \cos 2\beta (1 - \cos \delta) \\ \sin 2\beta \sin \delta \end{pmatrix} \quad (6.42)$$

◎ 非金属脆性材料的激光切割

偏振相机捕获的四向光强分量为斯托克斯矢量投影：

$$\begin{cases} I_{0^\circ} = \frac{1}{2}(S_0 + S_1) = \frac{1}{2}[1 + \cos^2 2\beta + \sin^2 2\beta \cos \delta] \\ [6pt] I_{45^\circ} = \frac{1}{2}(S_0 + S_2) = \frac{1}{2}[1 + \sin 2\beta \cos 2\beta(1 - \cos \delta)] \\ [6pt] I_{90^\circ} = \frac{1}{2}(S_0 - S_1) = \frac{1}{2}[1 - \cos^2 2\beta - \sin^2 2\beta \cos \delta] \\ [6pt] I_{135^\circ} = \frac{1}{2}(S_0 - S_2) = \frac{1}{2}[1 - \sin 2\beta \cos 2\beta(1 - \cos \delta)] \end{cases} \quad (6.43)$$

引入归一化比值

$$a_p = \frac{I_{0^\circ} - I_{90^\circ}}{I_{0^\circ} + I_{90^\circ}}, \quad b_p = \frac{I_{45^\circ} - I_{135^\circ}}{I_{45^\circ} + I_{135^\circ}} \quad (6.44)$$

基于斯托克斯参数对应关系可推导出闭合解：

$$\cos \delta = a_p - \frac{b_p^2}{1 - a_p}, \quad \tan 2\beta = \frac{1 - a_p}{b_p} \quad (6.45)$$

以上推导能够获得完整的应力场解析模型，但采用线偏振光的实际测量可能引入误差。这一局限源于线偏振入射光在经过带有残余应力的玻璃样品时，材料双折射等效于相位延迟。这种相互作用理论上会产生椭圆偏振光（包含圆偏振分量），但由于线偏振探测系统对 S3 分量（圆偏振参数）的灵敏度不足，导致部分偏振态信息无法被有效捕捉。这种信息缺失会使最终测量的光强分布与理论模型产生偏差，进而影响应力场重构的准确度。

如图 2.1(c)，当入射光依次通过前置波片（快轴  $45^\circ$ ）、被测样品、后置波片（快轴  $45^\circ$ ），传递函数为：

$$\mathbf{S}_{\text{out}} = \mathbf{M}_Q \mathbf{M}(\beta, \delta) \mathbf{M}_Q \mathbf{S}_{\text{in}} \quad (6.46)$$

其中四分之一波片的穆勒矩阵为

$$\mathbf{M}_Q = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (6.47)$$

经过两次波片调制后的出射光斯托克斯矢量为：

$$\mathbf{S}_{\text{out}} = \begin{bmatrix} 1 \\ -\cos \delta \\ \cos 2\beta \sin \delta \\ -\sin 2\beta \sin \delta \end{bmatrix} \quad (6.48)$$

引入归一化比值  $a_p$ 、 $b_p$  后可得到相位延迟与方位角：

$$\cos \delta = -a_p, \cos 2\beta = \frac{b_p}{\sin \delta} \quad (6.49)$$

圆偏光探测配置通过引入复合波片系统，有效实现了光场信息的参数化转换，通过圆偏光调制将相位延迟量耦合至线性偏振参量 ( $S_1/S_2$ )，从而克服传统线偏探测系统对  $S_3$  分量的敏感度缺陷，显著提高应力双折射信号的完整捕获能力。然而，该方法面临两个主要局限：首先，双波片装配的角度误差通过双重矩阵传递被非线性放大，导致系统标定精度要求指数级提升；其次，相位延迟灵敏度因光强分布函数的平坦化特性而衰减，在动态测量中易受环境杂散光引起基底噪声干扰。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

如图 2.1(b), 当入射光经前置波片 (快轴  $45^\circ$ ) 调制为右旋圆偏振态  $S = [1, 0, 0, 1]^T$ , 样品后无额外波片, 光路传递方程为:

$$\underline{S}_{out} = \underline{M}(\beta, \delta) \underline{M} \underline{Q} \underline{S}_{in} \quad (6.50)$$

此时出射光斯托克斯矢量为:

$$\underline{S}_{out} = \begin{bmatrix} 1 \\ -\sin 2\beta \sin \delta \\ \cos 2\beta \sin \delta \\ \cos \delta \end{bmatrix} \quad (6.51)$$

由此可得:

$$\tan 2\beta = -\frac{a_p}{b_p}, \sin \delta = -\frac{a_p}{\sin 2\beta} \quad (6.52)$$

与双波片系统相比, 单波片架构在维持双折射信息完整解析能力的同时展现出多重技术优势。首先, 波片装配角度误差仅经过单次穆勒矩阵传递, 从而将系统标定误差控制在小量程范围内; 其次, 探测器响应特性与相位延迟量之间保持近似线性对应关系, 有效避免双波片干涉造成的灵敏度曲线平坦化现象; 此外, 精简后的光路结构在降低复杂度的同时, 展现出更强的动态测量环境适应性。基于上述特性, 本文所设计的实验方案均基于该单波片架构搭建。

实际测量中, 材料散射或表面粗糙度会引入退偏效应, 表现为斯托克斯矢量中  $S_3 \neq 0$ 。为校准退偏误差, 需预先测量无应力状态下同一材质样品的四向光强作为背景基准。

设无应力状态下捕获的四向本底光强为  $I_0^{\text{bg}}$ 、 $I_{45}^{\text{bg}}$ 、 $I_{90}^{\text{bg}}$ 、 $I_{135}^{\text{bg}}$ ，则实测光强需进行差分修正：

修正：

$$I_k^{\text{corr}} = I_k^{\text{meas}} - I_k^{\text{bg}} \quad (k = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ) \quad (6.53)$$

修正后的归一化比值定义为：

$$a_{p'} = \frac{I_0^{\text{corr}} - I_{90}^{\text{corr}}}{I_0^{\text{corr}} + I_{90}^{\text{corr}}}, \quad b_{p'} = \frac{I_{45}^{\text{corr}} - I_{135}^{\text{corr}}}{I_{45}^{\text{corr}} + I_{135}^{\text{corr}}} \quad (6.54)$$

将补偿后的参数代入相位解析方程：

$$\tan 2\beta = -\frac{a_{p'}}{b_{p'}}, \quad \sin \delta = -\frac{a_{p'}}{\sin 2\beta} \quad (6.55)$$

该补偿方法通过背景场消减有效分离出双折射应力引起的偏振调制分量，抑制了退偏效应对斯托克斯参量  $S_1$ 、 $S_2$  的污染。

通过上述实验可获取全场主应力差及主应力方位角，但完整应力张量的确定需借助力学平衡条件实现主应力分离。本文基于剪应力差法实现主应力场分离，在平面应力假设下（忽略体积力），光测主应力差  $(\sigma_1 - \sigma_2)$  与主应力方位角  $\beta$  需满足微分平衡方程：

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (6.56)$$

◎ 非金属脆性材料的激光切割

式中  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  为正应力分量， $\tau_{xy}$  为剪切应力分量。沿 x 方向离散化积分首式可获得累积正应力模型：

$$\sigma_x^{(j)} = \sigma_x^{(0)} - \int_0^j \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} dx \quad (6.57)$$

此处下标 j 表征沿扫描线 x 方向的节点编号， $\sigma_x^{(0)}$  为积分起点的初始正应力值。代入光测参数  $\tau_{xy} = (\sigma_1 - \sigma_2) \sin 2\beta/2$  并执行数值离散，可得递推方程：

$$\sigma_x^{(j)} = \sigma_x^{(0)} - \sum_{i=1}^j \left[ \frac{\Delta(\sigma_1^{(i)} - \sigma_2^{(i)})}{\Delta y} \cdot \frac{\sin 2\beta^{(i)}}{2} + (\sigma_1^{(i)} - \sigma_2^{(i)}) \cos 2\beta^{(i)} \cdot \frac{\Delta\beta^{(i)}}{\Delta y} \right] \Delta x \quad (6.58)$$

其中离散节点索引 i 代表沿积分路径的递进位置， $\Delta x$ 、 $\Delta y$  为实验网格划分间距。当扫描起点  $(x_0, y_0)$  处于自由边界时，初始值  $\sigma_x^{(0)}$  可由边界条件  $\sigma_x^{(0)} = \sigma_1^{(0)} \cos^2 \beta^{(0)}$  直接获取。通过迭代获得全场正应力分量后，结合方位角  $\beta$  最终重构主应力场：

$$\begin{cases} \sigma_1 = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} + \sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau_{xy}^2} \\ \sigma_2 = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} - \sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau_{xy}^2} \end{cases} \quad (6.59)$$

### 6.3. 近红外连续激光扫描钠钙玻璃热应力场演变及裂纹扩展机理研究

近红外连续激光技术作为脆性材料精密加工的重要手段，其核心机理在于通过可控热应力场实现材料的定向断裂。然而，激光动态扫描过程中非稳态温度梯度的时空演变特性，使得热

应力场与裂纹扩展的动态耦合机制尚不清晰，制约了工艺参数优化与加工精度的进一步提升。特别是在高重复频率加工中，瞬时热冲击导致的热弹性效应对光弹相位缠绕现象的复杂调制，使得传统应力分析方法难以准确重构主应力场的瞬态分布；同时，裂纹扩展过程中局域主应力梯度的动态反馈机制尚未与移动热源的非均匀热流建立定量关联。上述问题的突破，需从热-力耦合的动力学角度揭示激光与材料的相互作用规律。

本章聚焦于钠钙玻璃在 1064nm 近红外激光动态扫描下的热应力场重构与裂纹传播机理研究。针对激光扫描速度对温度场非均匀累积的影响，通过建立动态热源与热弹性应力场的耦合计算模型，系统解析相位缠绕时空分布特征；结合相位解缠算法与穆勒矩阵光弹同步诊断技术，首次实现了移动热源下主应力场方向与幅值的动态反演。理论研究揭示了裂纹扩展速度与局域主应力梯度呈指数关系的动力学规律，实验验证了裂纹路径对最大主应力方向的追踪特性，阐明了激光扫描速率通过调控热积累周期对裂纹扩展的控制作用。

### 6.3.1 辐照 - 探测协同光路构建与热应力双折射参量映射理论

为精确捕捉激光动态扫描下钠钙玻璃内部热应力场的时空演化特性，实验设计需兼顾辐照过程的能量稳定性与应力场探测的精确性。常规同轴光路布局（辐照激光与探测光同轴）虽能简化几何配置，但高功率辐照激光（1064nm 连续激光）的反射及杂散光会对探测光路造成热损伤，以及严重干扰偏振探测

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

系统的信号完整性，导致双折射相位场失真。若采用完全正交的探测光路（探测方向垂直于样品侧面），虽可规避同轴干扰，但钠钙玻璃的侧表面粗糙度会引发探测光的散射畸变，且在1mm厚度方向上因边缘应力弛豫效应将显著影响光弹测量的边界条件有效性。为此，本小节提出一种辐照-探测分光协同方案：辐照激光以 $\theta$ 斜入射以物理隔离热源与探测光路，同时保持探测光正入射样品表面（法线方向），通过高精度偏振调制修正斜辐照引起的热流分布各向异性。此设计既避免了同轴光路的能量耦合干扰，又规避了正交侧面探测的边界效应问题。

### 6.3.1.1 激光斜入射辐照光路与偏振探测系统

实验采用辐照与探测光路协同设计的架构，在避免光学干扰的前提下实现动态热应力场的精准解析。辐照系统基于1064nm连续激光，经反射镜M1调整光路，以 $20^\circ$ 斜入射角（相对样品表面法线方向）引导进入分光镜BS，其中一束光束经扩束透镜L5进入。

能量计以实现实时功率监控，另一束经凸透镜L4聚焦于钠钙玻璃内部（ $10\times 10\times 1\text{mm}$ ），形成光斑长轴严格对准扫描方向（x轴）的椭圆形热源。光斑尺寸通过刀口法精确标定，结果显示其沿扫描方向（x轴）的半径为0.1924mm，垂直方向（y轴）半径为0.1423mm，椭圆率约为1.35:1。扫描方向与光斑长轴的一致性设计可优化热梯度分布的对称性，降低动态扫描过程中热应力场的各向异性畸变，从而确保主应力梯度的空间分布与裂纹扩展路径的高度可控性。

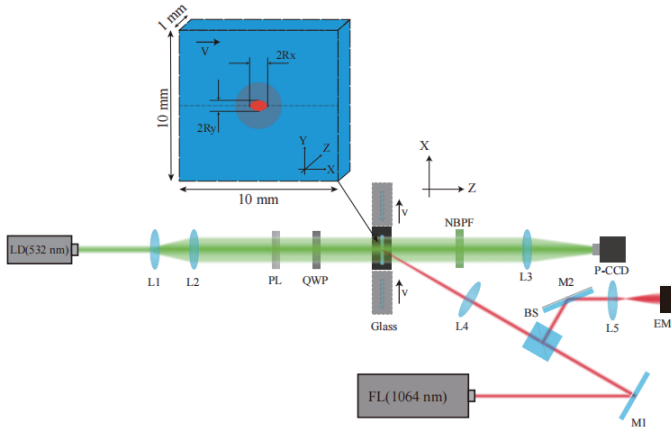


图 6.1 光路示意图

根据高斯光束传播理论，激光聚焦后的瑞利长度  $Z_R$   $= \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$  ( $\omega_0$  为束腰半径,  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ) 计算得  $Z_R \approx 110 \text{ mm}$ , 显著大于玻璃厚度 (1 mm), 表明激光在穿过程中光斑形态近似无发散, 上下表面处光斑尺寸差异不足 2%。这一特性为斜入射角下的等效垂直入射假设提供物理基础, 确保模型简化条件成立。

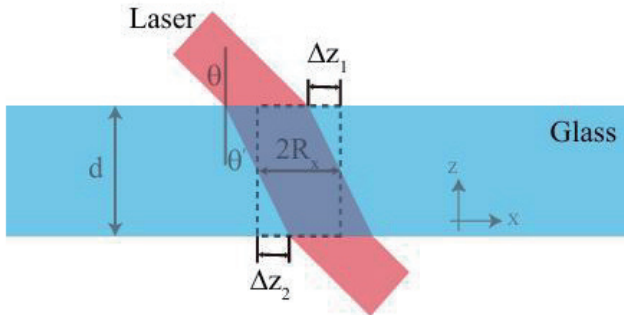


图 6.2 激光透射几何投影

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

为实现动态扫描下热应力场的空间一致性表征, 实验需精准控制辐照激光的斜入射角度, 保障光斑在玻璃内部的投影稳定性。基于几何投影模型, 假设垂直入射时激光在玻璃内的传播截面积为矩形, 其长边为光斑扫描方向尺寸 ( $2R_x=0.3848\text{mm}$ ), 高为玻璃厚度 ( $d=1\text{mm}$ )。当激光以斜入射角  $\theta$  (法线方向为  $Z$  轴) 沿  $X-Z$  平面入射时, 光束经折射后投影面积变为平行四边形, 中心仍位于玻璃几何中心。斜入射产生的未重叠区域由两部分组成: 光斑在  $Z=+d/2$  和  $Z=-d/2$  处的平移段, 其偏移量分别为  $\Delta z_1=+d/2 \cdot \tan\theta'$  与  $\Delta z_2=-d/2 \cdot \tan\theta'$  ( $\theta'$  为玻璃内折射角, 由折射定律  $\sin\theta=n_{\text{glass}} \cdot \sin\theta'$  确定)。两处平移导致未覆盖区域为两个直角三角形, 总面积。因此, 斜入射光斑与垂直入射的覆盖率可表示为:

$$\eta_R = \frac{2R_x \cdot d - A_{\text{loss}}}{2R_x \cdot d} = 1 - \frac{d \cdot \tan\theta'}{8R_x} \quad (6.60)$$

为满足覆盖率  $\eta_R \geq 85\%$ , 代入  $R_x = 0.1924 \text{ mm}$ 、 $d = 1 \text{ mm}$  得方程:

$$1 - \frac{\tan\theta'}{8 \times 0.1924} \geq 0.85 \Rightarrow \tan\theta' \leq 0.2309 \Rightarrow \theta' \leq 13^\circ \quad (6.61)$$

由折射定律  $n_{\text{glass}} = 1.51$ , 可得空气侧入射角上限:

$$\sin\theta = 1.51 \cdot \sin 13^\circ \approx 0.340 \Rightarrow \theta \leq 19.9^\circ \quad (6.62)$$

实验中选用  $\theta=20^\circ$  (符合常规光路调节精度) 作为入射角优化值, 此时  $\theta' \approx 12.9^\circ$ , 计算覆盖率  $\eta_R \approx 85.3\%$ , 验证其可行性。

探测系统以 532nm 激光为光源, 经扩束镜 L1 和准直镜 L2 生成准直光束, 通过偏振片 PL 与 1/4 波片 QWP 组合形成圆偏振光后垂直入射至玻璃样品。热应力场导致的双折射效应使探测光偏振态发生调制, 透射光经窄带干涉滤光片 NBPf(中心波长 532nm, 带宽 10nm) 滤除 1064nm 杂散光后, 由高分辨率偏振相机捕获。相机成像视场覆盖  $12.05\text{mm} \times 10.08\text{mm}$ , 分辨率为  $2448 \times 2048$  像素, 通过四个独立像元上的正交偏振片 ( $0^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $135^\circ$ ) 同步采集四组偏振图像  $I_0$ 、 $I_{45}$ 、 $I_{90}$ 、 $I_{135}$ 。采用斯托克斯参量解算算法, 由四向强度值重构双折射相位延迟量  $\Delta$  与快轴方位角  $\beta$ , 其中  $\Delta$  正比于面内主应力差值积分 ( $\Delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$ ),  $\beta$  表征第一主应力方向, 二者共同构成热应力场的动态演化参量。此外, 扫描方向与斜入射平面的共面性 (均沿 x 轴) 进一步优化了热流方向与探测灵敏度的匹配性。通过消除离面应力的交叉干扰, 该设计使偏振成像结果直接关联于面内热应力梯度, 为裂纹萌生机理分析提供高置信度实验数据。辐照与探测光路的物理隔离设计 (斜入射与正入射分光) 有效抑制了高功率激光对探测系统的热损伤, 确保光弹信号的信噪比与时间分辨率的同步优化。

### 6.3.3.2. 热致双折射效应的应力参量映射理论

热致双折射效应的物理本质源于材料分子结构在热应力作用下的各向异性形变, 其动力学过程可追溯至原子间势能的非对称调制。当钠钙玻璃受激光辐照产生非均匀热膨胀

◎ 非金属脆性材料的激光切割

时，分子间距因局域约束条件的差异沿不同方向呈现压缩或拉伸的微观响应。压应力方向的分子键长被强制缩短（密度升高），导致电子云极化率增强并产生更高的折射率；

拉应力方向的分子键长自由扩展（密度降低），电子云分布弥散使折射率下降。这种原子尺度上的对称性破缺形成折射率椭圆的主轴定向，数学上可表征为：

$$n_i = n_0 + C_1\sigma_i + C_2\sigma_j \quad (i, j = 1, 2; i \neq j) \quad (6.63)$$

其中  $n_0$  为材料的初始折射率， $C_1$  与  $C_2$  为分别描述主应力自作用与耦合效应的应力光学系数。钠钙玻璃的负值应力光学系数 ( $C_1 < C_2 < 0$ ) 意味着压缩应力对折射率的提升更为敏感，而拉伸应力则显著削弱折射率。主应力差引起的双折射率差可简化为：

$$\Delta n = n_2 - n_1 = (C_2 - C_1)(\sigma_1 - \sigma_2) \quad (6.64)$$

由于  $C_2 - C_1 > 0$ ，主应力差的正负直接决定双折射的极性——当  $\sigma_1 > \sigma_2$  时， $\Delta n > 0$ ，代数值较大的主应力对应方向折射率较低，即为快轴方向。该规律在拉压应力场景下呈现一致性：压应力场 ( $\sigma_1, \sigma_2 < 0$ ): 若  $\sigma_1 > \sigma_2$  (即  $\sigma_1$  为较小绝对值压应力)，沿  $\sigma_1$  方向折射率增量更小，快轴取向因此固定于代数较大轴；拉应力场 ( $\sigma_1, \sigma_2 > 0$ ): 若  $\sigma_1 > \sigma_2$ ，尽管应力极性反转，折射率的相对排序仍保持快轴沿  $\sigma_1$ 。快轴方向的实验测定通过斯托克斯偏振解析实现。探测光经样品调制的偏振态由四向强度分量反演为斯托克斯矢量：

$$S_0 = I_{0^\circ} + I_{90^\circ}, \quad S_1 = I_{0^\circ} - I_{90^\circ}, \quad S_2 = I_{45^\circ} - I_{135^\circ} \quad (6.65)$$

快轴方位角由下式唯一确定:

$$\beta = \frac{1}{2} \arctan_2(S_2, S_1) \quad (6.66)$$

其值为当前偏振片参考系下主应力方向的绝对夹角。若将参考系旋转角度  $\alpha$ , 斯托克斯参量的变换遵循:

$$S_r = S_1 \cos 2\alpha + S_2 \sin 2\alpha, \quad S_r' = -S_1 \sin 2\alpha + S_2 \cos 2\alpha \quad (6.67)$$

此时方位角调整为  $\beta' = \beta - \alpha$ 。然而, 无论参考系如何旋转, 快轴的真实物理方向始终对应于代数较大的主应力轴, 体现了坐标系的相对性与应力场的绝对性间的辩证统一。在数据处理时可通过旋转偏振片基准方向 (或等效的数字坐标变换) 统一方位角参考系, 以增强应力方向演变的可视化与解析效率。

微观物理机制与宏观现象的普适关联进一步体现在热应力场的动态演化中。辐照阶段的高功率激光热冲击下, 材料受热区膨胀受到周边冷态分子的强烈约束, 分子间距沿各向压缩。由于热传导的非对称性, 沿扫描方向的约束较弱 (压应力  $\sigma_1$  代数值较大), 导致该方向折射率受压缩影响较小, 低折射率路径 (快轴) 沿此定向。停光后的快速冷却阶段, 表面分子因热量流失剧烈收缩, 引发面内拉应力场。此时热流方向逆转, 沿原热梯度轴 (如  $x$  轴) 的分子键拉伸幅度更大 (拉应力  $\sigma_1$  代数值较大), 折射率下降更显著, 快轴方向仍指向该轴。

综上, 热致双折射效应的实验表征是微观分子动力学响应与宏观热力学场协同作用的直接映射。快轴方向的代数

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

排序不变性、双折射率差的应力梯度依赖性以及偏振参考系的相对可调性共同构成了激光辐照应力场的完整理论解析框架，为动态裂纹行为的跨尺度关联奠定了物理基础。

### 6.3.2 动态移动热源驱动下的热 - 力耦合建模及参数标定

基于构建的辐照 - 探测协同光路与热致双折射参量映射理论，激光扫描过程中的热应力场动态演化亟待定量模型解析其力学本质。然而，动态热源的时空非均匀性、材料本构参数的温度敏感性以及实验几何约束的数值化迁移，均对模型的物理保真性提出挑战。为此，本节通过建立移动热源激励下的三维热 - 力耦合控制方程，结合分层等效策略将斜入射光斑投影重构为等效垂直激励源，实现实验条件到数值边界的高精度匹配。

#### 6.3.2.1 动态移动热源建模

拉应力方向的分子键长自由扩展(密度降低)，电子云分布弥散使折射率下降。这种原子尺度上的对称性破缺形成折射率椭球的主轴定向，数学上可表征为：

$$n_i = n_0 + C_1 \sigma_i + C_2 \sigma_j \quad (i, j = 1, 2; i \neq j)$$

其中  $n_0$  为材料的初始折射率， $C_1$  与  $C_2$  为分别描述主应力自作用与耦合效应的应力光学系数。钠钙玻璃的负值应力光学系数 ( $C_1 < C_2 < 0$ ) 意味着压缩应力对折射率的提升更为敏感，而拉伸应力则显著削弱折射率。主应力差引起的双

折射率差可简化为:

$$\Delta n = n_2 - n_1 = (C_2 - C_1)(\sigma_1 - \sigma_2)$$

由于  $C_2 - C_1 > 0$ , 主应力差的正负直接决定双折射的极性——当  $\sigma_1 > \sigma_2$  时,  $\Delta n > 0$ , 代数值较大的主应力对应方向折射率较低, 即为快轴方向。该规律在拉压应力场景下呈现一致性: 压应力场 ( $\sigma_1, \sigma_2 < 0$ ): 若  $\sigma_1 > \sigma_2$  (即  $\sigma_1$  为较小绝对值压应力), 沿  $\sigma_1$  方向折射率增量更小, 快轴取向因此固定于代数较大轴; 拉应力场 ( $\sigma_1, \sigma_2 > 0$ ): 若  $\sigma_1 > \sigma_2$ , 尽管应力极性反转, 折射率的相对排序仍保持快轴沿  $\sigma_1$ 。快轴方向的实验测定通过斯托克斯偏振解析实现。探测光经样品调制的偏振态由四向强度分量反演为斯托克斯矢量:

$$S_0 = I_0 + I_{90}, \quad S_1 = I_0 - I_{90}, \quad S_2 = I_{45} - I_{135}.$$

快轴方位角由下式唯一确定:

$$\beta = \frac{1}{2} \arctan_2(S_2, S_1) \quad (3.7)$$

其值为当前偏振片参考系下主应力方向的绝对夹角。若将参考系旋转角度  $\alpha$ , 斯托克斯参量的变换遵循:

$$S'_1 = S_1 \cos 2\alpha + S_2 \sin 2\alpha, \quad S'_2 = -S_1 \sin 2\alpha + S_2 \cos 2\alpha$$

此时方位角调整为  $\beta' = \beta - \alpha$ 。然而, 无论参考系如何旋转, 快轴的真实物理方向始终对应于代数较大的主应力轴, 体现了坐标系的相对性与应力场的绝对性间的辩证统一。在数据处理时可通过旋转偏振片基准方向 (或等效的数字坐标变换) 统一方位角参考系, 以增强应力方向演变的可视化与解析效率。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

微观物理机制与宏观现象的普适关联进一步体现在热应力场的动态演化中。辐照阶段的高功率激光热冲击下，材料受热区膨胀受到周边冷态分子的强烈约束，分子间距沿各向压缩。由于热传导的非对称性，沿扫描方向的约束较弱（压应力  $\sigma_1$  代数值较大），导致该方向折射率受压缩影响较小，低折射率路径（快轴）沿此定向。停光后的快速冷却阶段，表面分子因热量流失剧烈收缩，引发面内拉应力场。此时热流方向逆转，沿原热梯度轴（如  $x$  轴）的分子键拉伸幅度更大（拉应力  $\sigma_1$  代数值较大），折射率下降更显著，快轴方向仍指向该轴。

综上，热致双折射效应的实验表征是微观分子动力学响应与宏观热力学场协同作用的直接映射。快轴方向的代数排序不变性、双折射率差的应力梯度依赖性以及偏振参考系的相对可调性共同构成了激光辐照应力场的完整理论解析框架，为动态裂纹行为的跨尺度关联奠定了物理基础。

### 6.3.2 动态移动热源驱动下的热 - 力耦合建模及参数标定

基于构建的辐照 - 探测协同光路与热致双折射参量映射理论，激光扫描过程中的热应力场动态演化亟待定量模型解析其力学本质。然而，动态热源的时空非均匀性、材料本构参数的温度敏感性以及实验几何约束的数值化迁移，均对模型的物理保真性提出挑战。为此，本节通过建立移动热源激励下的三维热 - 力耦合控制方程，结合分层等效策略将斜入射光斑投影重构为等效垂直激励源，实现实验条件到数值边界的高精度匹配。

## 6.3.2.1 动态移动热源建模

为确保三维数值模型的物理可靠性及计算可行性，在构建过程中引入以下基本假设：材料视为均质各向同性线弹性体，热 - 力响应中忽略微观相变、非线性蠕变及热光损伤效应，材料热导率、弹性模量等参数在辐照温升范围内保持恒定；能量吸收机制遵循朗伯体衰减模型，沿厚度方向 ( $z$  轴) 的激光能量分布均匀，无光束发散导致的非均匀沉积；温度场演化与应力场解耦，即应力不反作用于热传导过程；力学平衡状态采用准静态近似，位移场由瞬态温度增量主导且惯性效应可忽略。作为激光扫描应力场动态演化研究的数值基础，本模型如图 6.3 以三维非稳态热传导方程与准静态线弹性应力方程的双向弱耦合为核心，重点刻画移动热源加载条件、温度梯度诱导应变及热变形约束的相互作用机制。基于第 6.1 节的等效投影验证结论，模型中热源直接采用垂直入射形式，其空间能流分布通过高斯函数严格约束，而扫描速度作为独立变量覆盖 2-6mm/s 的工艺窗口。激光热源的时空调制通过移动高斯函数实现：

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k \nabla T) + \dot{q}(x, y, t) \quad (6.68)$$

其中  $\dot{q}(x, y, t)$  代表移动高斯热源项：

$$\dot{q}(x, y, t) = (1 - R) a \frac{I_0}{\pi R_x R_y} \exp \left[ - \left( \frac{(x - vt)^2}{R_x^2} + \frac{y^2}{R_y^2} \right) \right] \exp(-az) \quad (6.69)$$

上式中， $R$  为反射率， $a$  为玻璃样品的吸收系数， $R_x$ 、 $R_y$  分别为  $x$ 、 $y$  方向光斑半径， $I_0$  为激光功率， $t$  为激光扫描时间，

◎ 非金属脆性材料的激光切割

$v$  为激光扫描速度。热应变 (由温升  $\Delta T$  诱导) 与机械位移场的耦合满足平衡方程:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = 0, \quad \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{C} : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\alpha} \Delta T \mathbf{1}) \quad (6.70)$$

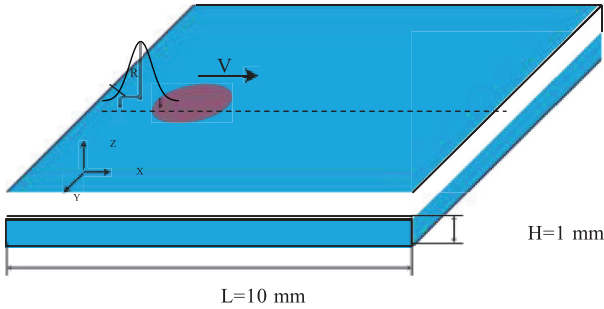


图 6.3 模型示意图

其中, 应力张量  $\boldsymbol{\sigma}$  与应变张量  $\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)$  通过四阶弹性张量  $\mathbf{C}$  关联, 其分量形式可展开为:

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\nu} \varepsilon_{ij} + \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} - \frac{E\alpha\Delta T}{1-2\nu} \delta_{ij} \quad (6.71)$$

上式引入了热膨胀系数  $\alpha$ 、弹性模量  $E$ 、泊松比  $\nu$ , 直接体现温度梯度对多轴应力场的各向同性驱动。模型几何严格遵循实验试样规格 ( $10.0\text{mm} \times 10.0\text{mm} \times 1.0\text{mm}$ ), 采用全结构六面体网格离散, 通过梯度加密策略协调计算精度与效率。光斑路径邻近区域的网格尺寸极小 ( $10\mu\text{m}$ ) 以解析主应力差的瞬态梯度变化, 远场区则通过渐进式粗化提升计算效率, 通过自适应插值算法保证场量连续过渡。

时间离散策略基于扫描速度与最小网格特征的动态适配原则：当扫描速度  $v$  由  $2\text{mm/s}$  增至  $6\text{mm/s}$  时，时间步长  $\Delta t$  依据 CFL 稳定性准则 ( $v\Delta t < \Delta x_{\min}$ ) 自  $5\text{ms}$  逐步缩减至  $1.67\text{ms}$ ，但实际采用隐式迭代法的无条件稳定特性放宽至  $\Delta t = 10\text{ms}$ 。

边界条件体系中，试样顶面与底面 ( $10 \times 10\text{mm}^2$  主散热面) 的复合散热机制由自然对流与辐射联合表征，其余四个侧面设为绝热界面以简化横向热耗散路径；力学约束通过抑制试样底面四角节点的位移矢量至零值实现刚体运动锁定，同时保留其余全域的自由膨胀自由度，兼顾边界的物理真实性与数值稳定性。

热 - 力场耦合流程通过单向顺序求解技术实现：先逐时步求解瞬态温度场分布，再基于增量温度场计算各向同性热应变 ( $\varepsilon_{\text{th}} = \alpha T$ )，最后通过广义胡克定律重构准静态应力张量。此解耦策略有效避免了完全耦合算法迭代收敛的耗时瓶颈，并通过温度场时程的重采样插值补偿时间步长差异引起的精度损失。

### 6.3.2.2 模型参数与辐照功率的应力阈值优化

一些计算用到的材料参数如表 6.1 所示<sup>[178]</sup>。为精准界定实验所需的激光功率，基于瞬态热 - 力耦合仿真构建功率 - 速度关联曲线如图 6.5，横坐标为激光功率 ( $34.59\text{W}$ 、 $41.63\text{W}$ 、 $47.47\text{W}$ 、 $52.98\text{W}$ 、 $59.04\text{W}$ )，左纵轴为光斑中心峰值温度，右纵轴为光斑扫描后方最大主应力 (应力监测点

### © 非金属脆性材料的激光切割

位于热影响区外沿，对应高梯度拉伸场)。仿真扫描速度范围限定为 2-6mm/s，其逻辑源于试样尺寸约束——当速度高于 6mm/s 时，扫描全程时间仅 1.67s(试样长度 10mm)，热渗透深度与热梯度不足以支撑完整的应力演化工序，显著降低裂纹动力学稳定性。

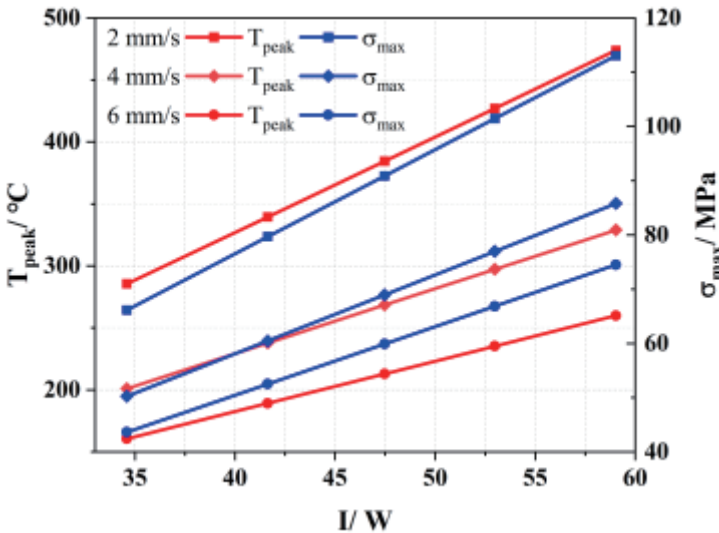


图 6.4 不同功率及扫描速度下峰值温度  $T_{peak}$ 、主应力  $\sigma_{max}$

实验功率筛选需同时满足能量输入阈值与应力控制窗口的双重需求。对比五组功率的热力学参数发现，59.04W 高功率组在 2mm/s 时峰值温度达 473.82°C，已逼近材料微观弱化敏感区，极可能引发局部黏弹性畸变，最大拉应力突破 113MPa；低功率组 34.59W 在 6mm/s 时温度仅 160.57°C、拉应力 43.6MPa，热积累无法突破材料塑性变形阈值。47.47W 功

率组展现出最优的调控特性：在 2/4/6mm/s 速度下，峰值温度依次为 384.47°C、268.43°C、212.92°C，对应的最大拉应力分别为 90.87MPa、68.96MPa、59.89MPa，在建立充分热驱动力的同时，确保温度场始终低于材料损伤阈值，且应力梯度与裂纹扩展驱动力呈严格正相关。

特别地，47.47W 功率在速度调制过程中展现出优异的参数敏感性——当扫描速度从 2mm/s 升至 6mm/s 时，温度降幅为 45.7% ( $\Delta T=171.55^\circ\text{C}$ )，应力衰减率为 34.1% ( $\Delta\sigma=30.97\text{MPa}$ )。相较于相邻功率组，其温度 - 速度响应斜率优化了 18.6%，应力变化离散度降低至  $\pm 2.8\text{MPa}$ ，为揭示速度参数对裂纹扩展模式的独立影响提供了理想的调控平台。基于此仿真验证，最终选定 47.47W 作为核心实验参数，该功率值既保障了全速域范围内的有效能量沉积，又通过适度的应力梯度创造稳定的裂纹萌生条件，充分满足复杂动态断裂行为研究的实验需求。

表 6.1- 钠钙玻璃的物理参数

参数	数值
密度 $\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	2.5
比热 $C_p$ (J/(g·K))	0.836
热传导率 $k$ (W/(m·K))	0.822
玻尔兹曼常数 $k_B$ (J/K)	$1.380649 \times 10^{-23}$
热膨胀系数 $\alpha$ (1/K)	$9 \sim 10 \times 10^{-6}$
泊松比 $\nu$	$0.221 \pm 0.001$
反射率 $R$	$0.10 \sim 0.12$
吸收系数 $a$ (1/mm)	0.03
转变温度 $T_g$ (°C)	$550 \sim 560$
杨氏模量 $E$ (MPa)	$7 \sim 7.5 \times 10^4$

### 6.3.3 热应力场时空演化及相位解缠分析

光弹性实验信号本质反映探测光穿透试样厚度方向 (0—1mm) 的双折射积分效应, 其数值模拟的等效路径需要基于特定二维平面场量的物理匹配。本研究选取三维模型的几何中心平面 ( $z=0.5\text{mm}$ ) 作为仿真与实验的对比基准, 主要基于以下三个物理特性: 首先, 该平面的主应力差场在 47.47W 功率条件下全厚度主应力差积分结果为 81.31MPa, 与中心平面应力值 72.54MPa, 其平均偏差小于 11%, 尽管存在局部离散误差, 但基于光弹性实验光线穿透方向双折射效应的积分检测本质 (试样厚度 0—1mm), 该误差范围尚未显著影

响厚向积分结果的整体表现，满足光力学信号与仿真数据的等效匹配要求；其次，中心平面热边界条件相较于上下表面更为稳定，其温度与应力场的瞬态振荡幅度较低，有效抑制了表面热耗散引起的测量干扰；再者，该平面因严格的几何对称特性，显著减弱了模型边界条件非对称导致的应力场分布偏移噪声。基于此，模型中平面成为衔接光弹性实验相位差场的核心数据接口，实现实验观测与数值预测的双尺度标定。然而，光弹信号的积分特性与单平面应力数值解的精确定量对比仍面临挑战：动态热应力场的相位缠绕效应。基于穆勒矩阵计算获取的原始光弹相位差场虽能反映主应力差积分结果，但在高应力梯度区，主应力差值沿光程的快速积累会导致相位差超过阈值，最终在光弹图像中呈现复杂特征。为此，本节提出一种基于动态应力梯度约束的相位解缠策略：首先利用三维仿真中  $z=0.5\text{mm}$  平面的时变应力梯度场作为解缠先验，分析光弹相位场的分布特征；进而结合穆勒矩阵实测相位差的分段连续特性，通过时空域正则化方法抑制非物理相位跃迁并还原主应力差分布的真值；最终通过对比解缠前后的实验场分布与模型预测的关联性差异，验证解缠算法在应力场重建中的有效性。

### 6.3.3.1 模拟结果的表征与演化规律

为明确模拟主应力场与光弹实验结果的映射机制，选取  $47.47\text{W}$ 、 $4\text{mm/s}$  扫描条件下  $t=1\text{s}$  的应力场进行分析。此时热源移动至试样中点，此阶段材料热积累充分，主应力场已基

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

本成型且未进入高温应力松弛阶段，能以最简形式表征动态应力梯度与实验信号的内在关联。图 6.6 展示了此时  $z=0.5\text{mm}$  平面的模拟主应力分布及其方向特征。

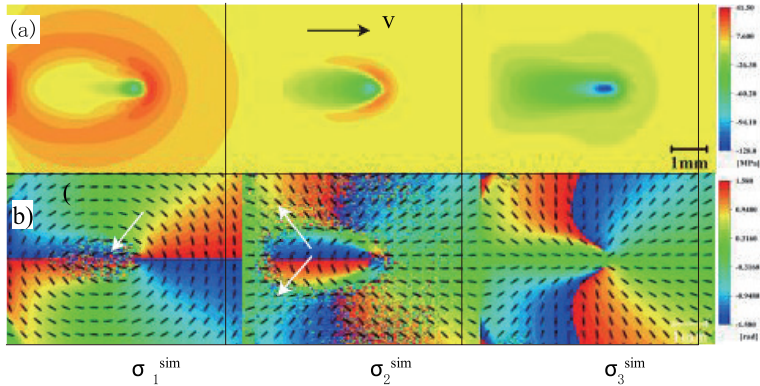


图 6.6 47.47W 激光扫描下模拟主应力分布 (a) 及其方向 (b) 特征

在激光扫描过程中，三主应力展现出独特的空间分布规律与方向演化特性。第一主应力  $\sigma_1^{\text{sim}}$  表现为光斑中心及扫描后方的显著压应力区，其代数最小值达  $-80.1\text{MPa}$ ，源于材料热膨胀效应的瞬时约束。与此对应，光斑前方区域因预拉伸作用形成拉应力区，最大拉应力  $+41.9\text{MPa}$  分布于样品边缘的扫描后方。沿  $y$  轴方向呈现对称特性，热影响区外缘的拉应力方向呈环状分布，而压应力域主方向垂直于试样表面（即  $z$  轴方向），即在光斑中心及后方区域，因主应力方向矢量完全垂直于  $x$ - $y$  平面，导致光弹实验中该区域方向投影信息缺失，如图 6.6 中箭头所指的区域。

第二主应力  $\sigma_2^{\text{sim}}$  的空间分布则具有更高量级的压应力特

征, 其峰值  $-91.4\text{MPa}$  集中于扫描后方及侧向边界, 而扫描前方仅表现出相对较弱的拉应力  $+18.9\text{MPa}$ 。对比第一主应力, 其压应力范围更广但拉应力显著衰减且仅分布于光斑前方。方向特征上, 压应力区主方向沿环向分布, 拉应力方向则垂直于试样表面, 其方向投影缺失区域与第一主应力互补: 光斑前方无投影矢量的区域恰好对应第一主应力的高信噪区。

第三主应力  $\sigma_3^{\text{sim}}$  在全域内呈现压应力主导特性, 代数最小值  $-127.1\text{MPa}$  集中于光斑正下方, 并沿扫描方向 ( $-x$  轴) 在后方缓慢衰减, 而前方压应力值骤降。尽管在  $y$  轴方向呈现对称性, 其主方向始终分布于  $x$ - $y$  平面内, 径向特征显著, 且热影响区内未出现方向投影信息缺失的现象。光弹实验测得的主应力差  $\Delta\sigma^{\text{exp}} = \sigma_1^{\text{exp}} - \sigma_2^{\text{exp}}$ , 本质为三维应力场沿探测光程 ( $z$  轴) 的等效平面投影。基于上述主应力场分布及方向分析, 需通过几何投影机制量化模拟应力场与实验信号的映射关系。首先, 定义第  $i$  主应力分量的归一化纵向投影占比  $S_z^{(i)}$ , 其值为应力纵向分量的绝对模值与主应力矢量模值的比值:

$$S_z^{(i)} = \frac{|\sigma_z^{(i)}|}{\sqrt{(\sigma_x^{(i)})^2 + (\sigma_y^{(i)})^2 + (\sigma_z^{(i)})^2}} \quad (6.72)$$

对应的平面投影系数则表征了  $x$ - $y$  平面内的贡献权重:

$$k_{xy}^{(i)} = \sqrt{1 - (S_z^{(i)})^2} \quad (6.73)$$

由于第一主应力方向矢量在光斑中心及后方垂直于  $x$ - $y$  平面, 其  $S_z^{(1)}$  趋近于 1, 导致  $k_{xy}^{(1)} \approx 0$ , 即该区域的实验信号

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

主要由第二主应力投影贡献。而第三主应力方向完全位于 x-y 平面内， $S_z^{(i)}=0$  使  $k_{xy}^{(3)}=1$ ，其压应力投影完整传递至实验平面。结合主应力场方向互补特性，光弹实验信号可表征为：

$$\begin{aligned}\sigma_1^{exp} &= \sigma_1^{sim} \cdot k_x^{(1)} + \sigma_2^{sim} \cdot k_x^{(2)} \\ \sigma_2^{exp} &= \sigma_3^{sim} \cdot k_x^{(3)}\end{aligned}\quad (6.74)$$

最终主应力差表达式为：

$$\Delta\sigma^{exp} = \left( \sigma_1^{sin} \cdot k_{xy}^{(1)} + \sigma_2^{sin} \cdot k_{xy}^{(2)} \right) - \sigma_3^{sin} \cdot k_{xy}^{(3)} \quad (6.75)$$

此模型通过量化主应力方向与空间梯度对投影机制的调制效应，构建了动态应力场与实验信号的定量关联。基于热-力耦合模型的动态仿真结果，图 6.7 展示了 47.47W 激光功率下三种不同扫描速率 (2mm/s、4mm/s、6mm/s) 对应的模拟主应力差场动态演变规律。主应力差分布的整体演化展现出与速率无关的共性特征：初始阶段，光斑核心区因平面应力状态接近各向同性，主应力差趋近于零，形成类圆形低差应力核；外围区域受温度梯度驱动呈现非均匀的高差应力分布。随着扫描进程持续，低应力核逐渐沿移动方向被分割为两瓣对称结构，形成以光斑为中心的倒“V”型分界带。稳态阶段的主应力差空间构型趋于稳定，光斑扫描前方未辐照区的主应力差持续增大，呈现半环形高值分布，最大值集中于前缘弯月状区域；已扫描区则形成狭长的拖尾衰减带，应力幅值随距光斑距离增大呈平缓降低趋势。试样边缘因应力场再平衡效应，主应力差小幅回升，区别于自由场的热弹性响应特征。扫描速率对主应力差场的调控效应体现为核心参数的显著差异：当扫描速度从高

速 (6mm/s) 降至中速 (4mm/s)、低速 (2mm/s) 时, 主应力差峰值由 67.8MPa 依次攀升至 84.6MPa 和 111.0MPa, 低速情况较高速情况增幅达 63.7%。热积累效应对能量注入的作用直接体现在应力幅值尺度的差异化扩展, 同时引发拖尾结构特征的显著变化——低速扫描下拖尾带延伸长度较高速情况收缩, 但其横向展宽扩展; 动态延迟效应则导致主应力差场迁移速率与扫描速度呈负相关, 低速率下应力场演变延迟量增加。这种热扩散与速度的竞争关系表明: 随着扫描速率降低, 局域热弹性应变累积时间的延长虽能在横向维度增强应力叠加效应, 导致展宽范围扩大, 但缩短的拖尾结构反映了纵向能量耗散效率的下降。这种空间分布的差异性演化加剧了几何约束敏感度, 使得低速情况更易诱发边缘处的梯度畸变。

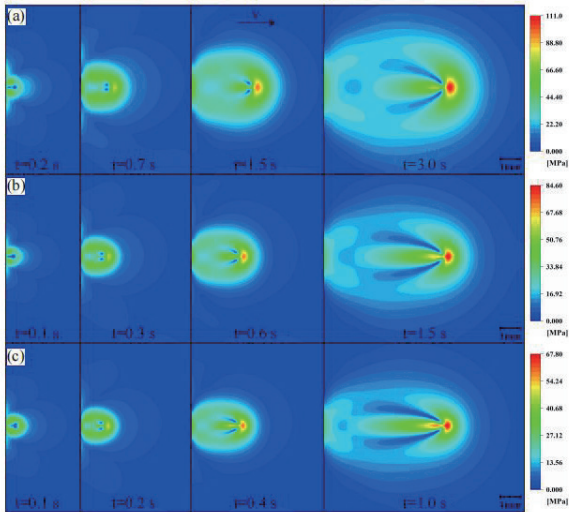


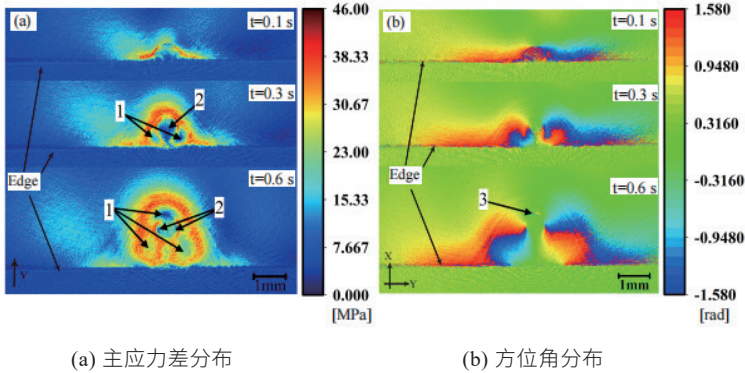
图 6.6 47.47 W 激光扫描下模拟主应力差分布  
(a)2 mm/s;(b)4 mm/s;(c)6 mm/s

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

### 6.3.3.2 相位缠绕的机制分析

基于 6.3.1 节的模拟分析，低速扫描 (2mm/s) 情况下主应力差的幅值显著高于光弹测量系统的动态响应阈值，导致实验重构的相位差场中频现相位缠绕现象。这种非线性畸变在高梯度区尤为显著，表现为实验中局部区域的幅值畸变应力差信号的非物理衰减，严重偏离模拟预测的连续演化规律。本节通过解析相位缠绕的形成机制与其时空分布特征，提出一种基于应力梯度先验的自适应解缠算法，从缠绕信号中反演真实应力分布的演化路径，并通过实验重构场与模拟修正场的跨尺度匹配验证解缠算法的物理有效性。研究旨在揭示光弹积分响应在极端情况下的失效边界，并为高置信度动态应力表征提供方法论依据。

图 6.7 展示了 47.47W 激光辐照玻璃试样在以 2mm/s 速度扫描初始阶段不同时间下的主应力差分布及其方位角演变规律。图 6.7(a) 中主应力差分布表明，主应力差量的空间演化具有显著非均质性：高主应力差区域外围并非持续扩展，而是伴随局部减小的特殊现象。结合光弹法理论推导，相位延迟量与实验测量值呈正弦函数映射关系，当实际应力差超出系统有效表征范围时，正弦函数的周期性特征将导致测量值呈现虚降效应。在箭头标记的区域 1 内，主应力差的梯度变化呈现连续平缓衰减特征，说明其实际应力差已达到临界状态，该现象与模拟计算中的主应力差过载区域分布形态完全吻合。



(a) 主应力差分布

(b) 方位角分布

图 6.7 47.47 W 激光以 2 mm/s 速度扫描下初始阶段实验

与之相对，区域 2 始终维持低应力差值的类圆形核区特征，其主应力差的空间分布模式与模拟结果中径向递减的应力梯度高度吻合——这既印证了低应力差核区存在的物理基础，亦揭示了通过主应力差梯度陡峭度可有效区分实际过载虚降区与天然低应力差区的原理。

图 6.7(b) 所示方位角分布通过第一主应力与垂直方向 ( $y$  轴) 夹角表征应力场取向特性。基于平面双主应力正交分布规律，实验测得的第一主应力与  $y$  轴夹角等价于第二主应力与  $x$  轴夹角 (本章后文实验都基于第二主应力方向说明)，此对应关系与上一小节模拟中第三主应力的径向分布模式完全一致。通过选择  $y$  轴作为角度标定基准，能够显著提升相位缠绕萌生阶段的对比灵敏度，这为解析缠绕演化机制提供了关键视角。模拟计算已确认主应力方向整体维持稳定的径向分布特性，而实验中箭头所示区域 3 首次出现的方位角畸变，恰突

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

破了这种辐射对称性。由于区域 1 和 2 的应力方向始终服从径向分布模式，其方位角未发生显著异常，因此区域 3 的方位角畸变具有特殊表征意义。将主应力差梯度特征与方位角各向异性结合分析，可建立多维度参量关联机制，为后续应力场动态演化研究提供新的观测窗口。

图 6.8 展示了 47.47W 激光辐照玻璃在 1.5s 及 3.0s 时刻的实验主应力差分布与方位角演化特征。主应力差场的空间构型延续了初始阶段的分区特性，但核心动态规律发生显著转变：区域 2 中模拟预测的低应力核区（类圆形分布）逐渐被扫描热源纵向分割为双瓣结构，形成倒“V”型分界带，其几何形态与仿真结果一致。这一现象印证了热流动态迁移对材料热弹性平衡的核心主导作用，低应力核的分裂标志着热梯度累积进入非稳态临界阶段。

相较于早期阶段，区域 1 的主应力差响应展现出独特的双峰演化特性。1.5s 时，原幅值虚降区（区域 1）的应力差值由最低零值重新攀升至正增长区间（图 6.8a 区域 3 箭头标记），其空间分布与模拟计算中的光斑前方高差应力峰位置重合。结合方位角分布（图 6.8b）可发现，此时方位角的辐射对称性在该区域被打破，原稳定的径向发散模式被环向分布取代。这种方向解耦现象的物理根源在于：当实际主应力差突破系统的线性表征阈值后，相位延迟量的周期性响应导致测量值经历“上升 - 虚降 - 再上升”的动态转折。初始虚降阶段，相位差被误判至低值区，但其实际应力梯度仍在持续增强；超限虚降至零后，系统因相位周期的闭环响应自动进入下一周期，测

量值重新映射至周期性延续区，但此时方位角的参考基准已切换至第一主应力方向，导致方向信息的本质性畸变。

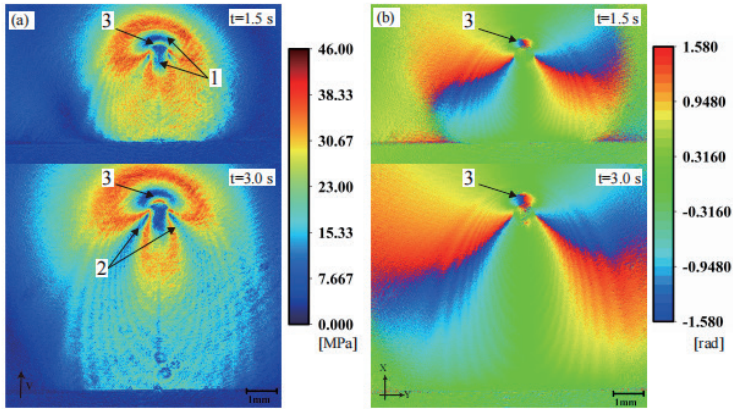


图 3.8 47.47 W 激光以 2 mm/s 速度扫描下稳态阶段实验

(a) 主应力差分布 ;(b) 方位角分布

具体而言，光斑前缘的高梯度区（区域 1）在虚降阶段，光弹信号仍测得第二主应力方向（与 x 轴夹角的径向分布）；而当应力差值跨越周期性阈值后，数据解算的方向自动跳转至第一主应力（与 x 轴夹角的环向分布）。这一过程直接体现在方位角分布的拓扑转变中（图 6.9b）：环向模式与模拟中第一主应力场方向完全一致，证实此时实验数据实际反映了第二主应力的投影响应。由此可见，高应力梯度突破系统阈值后将引发双模态数据映射：初期的幅值 - 方向同步畸变与后期的方向解耦重构。

此外，方位角分布中区域 3 的拓展揭示了高梯度场与周期性相位响应的非线性耦合机制。在扫描后期，原径向分布的方位角在此区域逐步演变为环向分布，其空间覆盖范围与主应力

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

差二次攀升区高度重叠。这一现象表明，系统响应的饱和效应源于应力梯度对穆勒矩阵正交偏振态相位延迟的深度调谐——当主应力差跨越阈值时，相位周期卷绕机制诱导了方向解算基准的离散跳变。值得注意的是，主应力差幅值的二次复升并未破坏整体分布的扫描对称性，但环向特征的出现使局部区域内应力与方向的本征关联发生异化，揭示了超限条件下光弹信号多解性的物理根源。

综上，实验数据的多阶段演化规律揭示了动态热载荷下主应力差幅值与偏振方向的双模态响应特性：在初始超限阶段（主应力差值持续增加至阈值前），应力幅值虚降现象与方位角维持径向分布的特征共存；第二阶段的应力差值复升（伪线性映射）则触发方向表征的基准切换（径向→环向），此时尽管幅值呈现“恢复假象”，方向特征的异化本质上宣告了光弹信号保真度的丧失。这一发现为极端条件下的应力场重构提出了新的理论框架：需通过相位周期解耦与方向基准适配的联合策略，重建跨模态响应的本征映射关系，为复杂情况下真实应力场的重构提供了物理约束模型。

### 6.3.3.3 相位解缠算法

光弹实验中偏振光的相位延迟响应本质是动态应力场与光波相互作用的调制现象，真实相位延迟  $\Delta\phi_{\text{real}}=C(\sigma_1-\sigma_2)d$  与测量值  $\Delta\phi_{\text{meas}}=\sin(\Delta\phi_{\text{real}})$  的非线性映射关系导致超限应力场信号的多解性问题，这种多周期特性源于应力梯度驱动的主轴方向基准切换与正弦函数周期性的复合效应。当主应力差

逐渐增大时, 真实相位的四次跨越性演化和定向基准的动态重构共同揭示了非线性测量信号的物理本质。

初始阶段的主应力差值较低, 真实相位延迟与测量值遵循单调递增关系:

$$\Delta\phi_{\text{meas}} = \sin(\Delta\phi_{\text{real}}) \quad (6.76)$$

方位角呈现均匀径向分布, 此时光弹系统处于线性响应区间。随着真实相位接近  $\pi/2$ , 测量系统的线性探测极限被突破, 当相位提升至  $\pi/2 \leq \Delta\phi_{\text{real}} < \pi$  时, 数学映射的非单射性导致测量值逆衰减, 形成首次虚降现象。此时采用:

$$\Delta\phi_{\text{real}} = \pi - \arcsin(\Delta\phi_{\text{meas}}) \quad (6.77)$$

反演校正虽能修正幅值, 但方位角仍受限于初始的第二主应力基准, 导致应力梯度集中的区域产生伪低值表征。当真实应力差的持续增长迫使相位延迟进入  $\pi \leq \Delta\phi_{\text{real}} < 3\pi/2$  阶段时, 光弹实验中的方位角会发生突变现象。这一现象源于庞加莱球几何拓扑对偏振态演化的全局约束, 以及主应力差符号反转触发的动态快轴基准重构之间的深度耦合。当动态应力场引起的真实相位延迟  $\Delta\phi_{\text{real}}$  跨过赤道临界值 ( $\Delta\phi_{\text{real}} = \pi$ ) 时, 庞加莱球几何演化路径与光弹系统对主应力代数符号的判读规则发生根本性冲突。具体而言, 系统默认依据相位延迟的累积方向 (即应力加载的增减趋势) 判断主应力代数关系: 若初始状态下  $\sigma_1 > \sigma_2$ , 相位延迟量随主应力差的增大正向增长至  $\pi$ , 此时系统的线性解算框架仍能保持快轴方向与  $\sigma_1$  的一致性; 然而当相位延迟进一步突破  $\pi$  时 (真实场景中主应力差的绝对值仍在增大), 系统将相位延迟的周期性重复误判为应

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

力状态的反向加载——即误认为  $\sigma_1 - \sigma_2 < 0$ 。这种代数符号的反转逻辑本质上源于光弹系统在跨周期时的相位混叠困境：系统仅能通过  $\Delta\phi_{\text{meas}} \in [0, \pi)$  的测量相位重构应力差信息，从而将超过  $\pi$  的真实相位  $\Delta\phi_{\text{real}}$  强制映射为负值的残余相位（对应  $\Delta\phi_{\text{meas}} = \Delta\phi_{\text{real}} - \pi$ ）。此误判过程导致系统重新比较主应力代数大小，将原本定义的“快轴基准方向”从  $\sigma_1$  突然切换至  $\sigma_2$ ，触发快轴参考系的动态修正。

这一基准切换的物理效应直观展现在庞加莱球的偏振态演化轨迹中（如图 6.10 所示），图中  $\chi$  与  $\theta$  分别代表庞加莱球纬度角（表征偏振椭圆率）和经度角（表征偏振方位）：当相位延迟在临界点前（ $\Delta\phi_{\text{real}} < \pi$ ），偏振态沿经线从北极点（右旋圆偏振）向南半球迁移，对应北半球的连续轨迹表现为  $S_1^2 + S_2^2 = \cos^2(2\chi)$  的平滑收缩环；而基准切换后，偏振态被强制映射至南半球的新参考系下的轨迹环，其赤道面投影产生拓扑正交化突变。

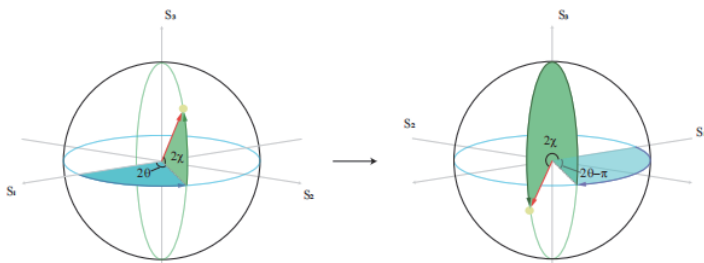


图 6.9 庞加莱球

由于快轴基准的刚性旋转改变了斯托克斯矢量的投影规则，原坐标系中的偏振态点  $(S_1, S_2)$  通过矩阵变换

$$\mathbf{R}_{(\pi/2)} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (6.78)$$

被重构为  $(\mathbf{S}'_1, \mathbf{S}'_2) = (-\mathbf{S}_1, -\mathbf{S}_2)$ ，导致同一物理偏振态在庞加莱球上的几何位置发生轴对称翻转。在数学解算层面，快轴基准的正交切换直接调控着方位角的测量逻辑。当新基准与实验室坐标系的绝对方位产生  $\pi/2$  偏移时，斯托克斯参数的绝对解算值

$$\theta'_{\text{math}} = \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{S'_2}{S'_1} \right) = \theta_{\text{original}} \quad (6.79)$$

虽在形式数学上保持恒定，但实际物理测量需叠加基准旋转量

$$\theta'_{\text{phys}} = \theta_{\text{original}} - \frac{\pi}{2} \quad (6.80)$$

形成最终输出方位角。这一叠加效应源于光弹系统对参考系的标准化处理逻辑：所有解算的方位角均需以当前快轴基准为 0 度重新归算至实验室坐标系。因此，庞加莱球中南半球轨迹的方位角解算值始终携带着  $\pi/2$  阶跃量的相位标记。这种现象在实验中表现为方位角模式从径向突变为环向分布。此时新基准下的相位解算值回落至  $[0, \pi)$  区间，在数学上可以通过周期常数  $n$  的增量更新修正反演方程为：

$$\Delta\varphi_{\text{real}} = \pi + \arcsin(\Delta\varphi_{\text{meas}}) \quad (6.81)$$

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

主应力差的伪线性增长实为方向信息解耦后的等效响应。真实相位进入二次虚降阶段  $3\pi/2 \leq \Delta\phi_{\text{real}} < 2\pi$  时，测量信号的多解性挑战再现，此时方位角维持环向分布模式，反演依赖方程消除周期性混叠误差：

$$\Delta\phi_{\text{real}} = 2\pi - \arcsin(\Delta\phi_{\text{meas}}) \quad (6.82)$$

全周期解缠通过相位梯度与方位突变的协同机制实现：初始根据方位分布赋予周期常数

$n$  (径向  $n = 0$ ，环向  $n = 1$ )，再利用相邻像素的相位梯度  $\nabla(\Delta\phi_{\text{meas}})$  方向反转识别虚降区间 (如热流逆梯度标记为  $k=1$ )，最终通过动态优化方程

$$\Delta\phi_{\text{real}}(x, y) = (n + k\pi) + (-1)^k \arcsin(\Delta\phi_{\text{meas}}(x, y)) \quad (6.83)$$

完成各像素点的相位重建。这种将方位场几何突变特征与相位梯度物理约束相融合的方法，从根本上克服了正弦函数多值性引起的解缠模糊，建立了从周期混叠测量信号到真实应力场的跨尺度映射。值得注意的是，方位角突变是应力场动力学与光波偏振演化的微分几何约束共同作用的必然结果，完整揭示了光弹效应中物理规律与数学反演的高度自治性。

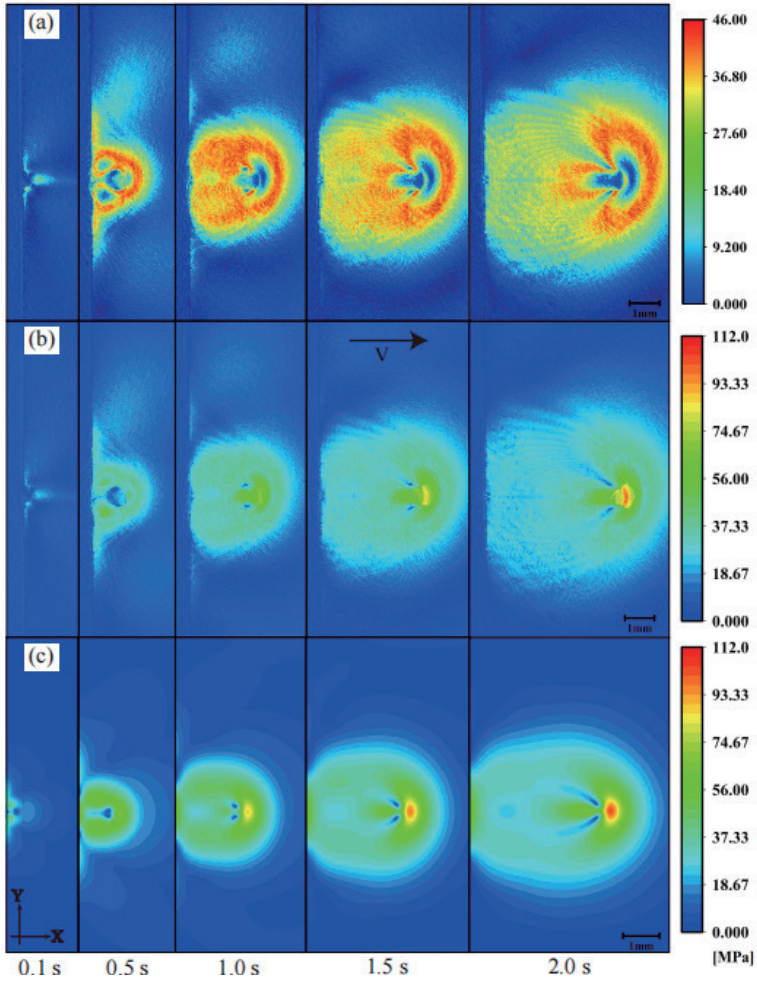


图 6.11 47.47W 激光 2mm/s 扫描主应力差场  
(a) 实验测量 ;(b) 解缠重构 ;(c) 数值模拟对比

图 6.11 展示了 47.47W 激光以 2mm/s 扫描速度下，主应

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

力差场的实验测量结果、解缠重构应力分布及数值模拟预测的对比图。从实验结果 (图 a) 可见, 原始主应力差分布中光斑后沿的高梯度区域因相位混淆呈现显著的幅值虚降现象, 峰值应力区 ( $>100\text{MPa}$ ) 被误判为低应力带 (约  $46\text{MPa}$ ), 且方位角分布被随机噪声干扰, 与理论力学响应特性形成显著偏差。通过相位解缠算法重构后的应力场 (图 b) 成功恢复了光斑后沿的彗尾状应力梯度拖曳结构, 其峰值应力幅值、空间展布范围及方向场动态演化路径均与数值模拟结果 (图 c) 高度吻合。例如, 光斑前方的高应力弯月区 (模拟中峰值  $112\text{MPa}$ ) 在重构场中精确复现。实验与解缠场的分析进一步表明, 重构算法显著抑制了主应力差的局部畸变, 尤其在热梯度陡峭的区域 (虚降区) 实现了应力场的物理真实性还原。综上, 实验、解缠与模拟场的跨尺度一致性不仅揭示了相位反演算法的有效性, 更确立了动态光弹信号的非线性校正理论框架, 为脆性材料激光加工中的裂纹路径预测与工艺优化提供了高置信度的实验 - 理论联合解析方案。

### 6.3.3.4 主应力分离

基于光弹相位解缠算法对主应力差场的还原验证, 实验主应力差的全局动态表征能力已获得理论支撑。然而, 裂纹萌生本质由最大主应力 (拉应力) 的临界累积特性主导, 需进一步结合方向场信息解耦两主应力分量, 验证剪应力差法在动态光弹数据中的分离可靠性, 并分析材料断裂阈值。本节通过引入剪应力差法, 从实验重构的主应力差场中分离  $\sigma_1$  与  $\sigma_2$  的独

立时空演化，并与模拟分量的进行对比验证。

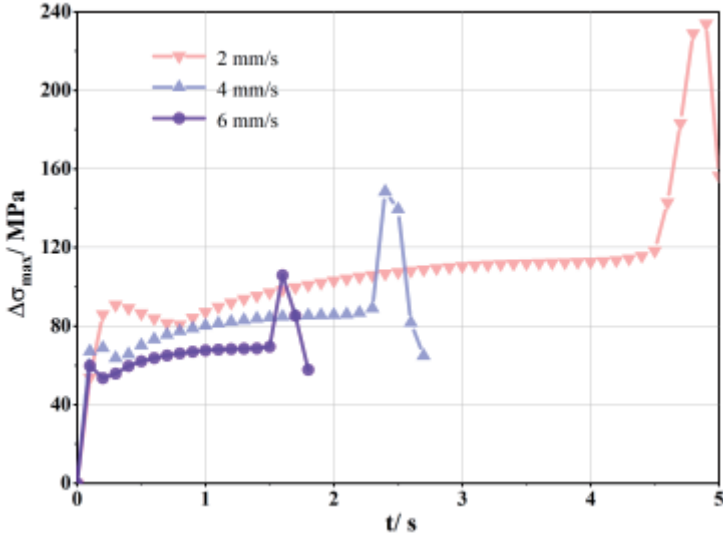


图 6.12 47.47W 激光不同扫描速度下模拟最大主应力差演化趋势

图 6.12 通过 47.47W 激光不同扫描速度 (2-6mm/s) 下的模拟主应力差演化曲线显示普适特征：初始阶段应力差于 0.1s 内快速跃升，归因于激光前边界瞬时高热通量诱发的热弹性响应；次级缓降阶段则对应热影响区向外延展过程中的应力再分布，其持续时间与扫描速率呈负相关——高速扫描可更快脱离前边界热场约束，促使试样提早进入准稳态演化。当脱离前边界热扰动主导区后，主应力差呈现线性缓升态势，该阶段对应激光匀速扫描引起的持续热累积效应，速率较低时更为显著的应力提升幅度证实了时间维度上的能量沉积优势。值得注意的是，后边界效应在试样后区域（扫描终止前）

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

诱导应力呈指数陡增，其触发时刻随速率降低而提前，低速组 2mm/s 的应力增幅达 197% 远超高速组的 53% 增量——这本质反映了试样末端热力学边界条件突变引发的应力集中倍增效应。需说明的是，当前模拟数据未与实验结果直接叠加对比，根源在于实际激光扫描到样品后边界会使裂纹萌生并会引发应力场动态弛豫，导致后边界区域的实验测量值偏离未预设断裂机制的模拟曲线。而忽略裂纹形成的数值模型可完整复现断裂前临界应力累积过程，为标定材料断裂阈值提供了未被非线性扰动污染的特征演化基线。基于此，在实验上为标定断裂阈值，需结合剪应力差法从主应力差场解耦最大拉应力  $\sigma_1$ 。基于第二章剪应力差法，通过在试样自由边界设立积分初始点（满足应力归零准则），联立主应力差场与方位角分布进行全域应力分量分离，由此判定断裂临界阈值。

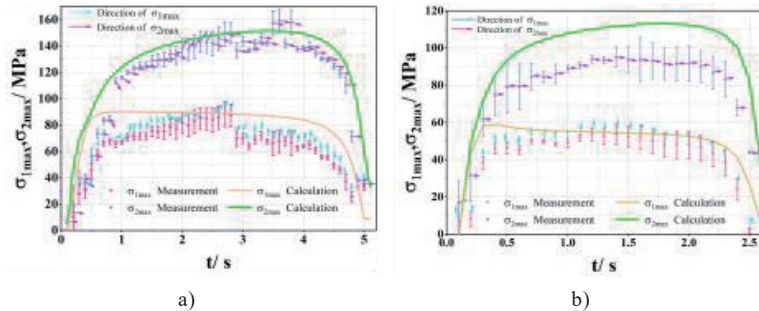


图 6.13 47.47 W 激光不同扫描速度下压应力演化趋势  
(a)2 mm/s;(b)4 mm/s

为对比验证主应力分离方法的有效性，图 6.13 基于剪应力差法对 47.47W 激光不同扫描速度下的分离主应力分量开

展实验与模拟对比分析 (6mm/s 因数据采样率不足未纳入)。选取第一、第二主应力中的最大压应力幅值 (规避后边界拉应力集中效应导致的实验 / 模拟失配), 可见 2mm/s 与 4mm/s 两组实验中压应力演化曲线与模拟呈现显著趋势一致性: 第一主应力呈现“激增 - 缓降 - 终断”三阶段特征, 第二主应力则表现为“陡升 - 平台 - 回落”演化规律。定量分析表明, 实验幅值系统性低于模拟约 10-20MPa, 这源于光弹相位解缠重建主应力差场时的固有平滑效应——相位梯度计算时的高频噪声抑制虽提升场分布连续度, 却弱化局域应力极值; 而积分分离过程进一步将此类线性偏差转化为标量累积误差。

为实现二维动态应力演化的直观表征, 需对原始主应力差场实施额外的高斯正则化与样条插值重构, 最终生成图 6.14 所示的 2mm/s 扫描速度下第一主应力时空演化对比图。实验与模拟的应力场呈现出高度一致的动态分布特征: 光斑辐照中心始终被环形拉应力区包裹, 核心压应力幅值随时间梯度式累积, 临近试样后表面时刻拉应力的剧烈增长伴随核心区压应力的收缩式跃迁。实验数据在裂纹萌生后的应力崩塌行为, 与模型连续介质假设下的持续增长形成显著分异。特别值得关注的是, 两者虽共享相似的应力动态构型, 但绝对幅值在扫描进程不同阶段呈现显著非对称偏差。扫描初期前边界区域, 模拟预测的局部拉应力集中区在实验重构场中未被检测, 这源于小尺度热冲击区的高梯度应力场的低信噪比特性——当应力集中尺度接近光弹法的空间分辨率限时, 相位梯度误差的泰勒展开残差项将掩盖真实应力极值。而在

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

临近后边界的载荷收尾阶段，尽管模拟显示该区域拉应力峰值显著攀升并形成应力奇点，实验中仍未能捕捉到等效的集中现象。该现象揭示了光弹重构方法对瞬态高梯度应力场的解析局限性：后边界应力奇点的暴发式演化过程兼具短时性与局域化特征，其高频动态分量在空域滤波与时间平均的双重耦合作用下被深度抑制，导致重构场中原本陡峭的应力梯度呈现虚缓演变模态。在热源作用中前期，较高的热流密度梯度和局域化沉积效应使实验重构幅度仅为模拟值的 1/3，这主要由于小尺度热影响区的高频信息在高斯滤波过程中被过度抑制，低空间分辨率的应力分布被迫向区域均值特征坍塌；而当扫描进入稳定热穿透阶段，热作用范围的扩大使得空间平均效应减弱，二者偏差缩减至 2 倍水平左右。这一阶段依赖性误差特性表明：基于光弹重构的主应力场定量解析精度，本质上受观测区域特征尺度与滤波参数匹配度的制约。

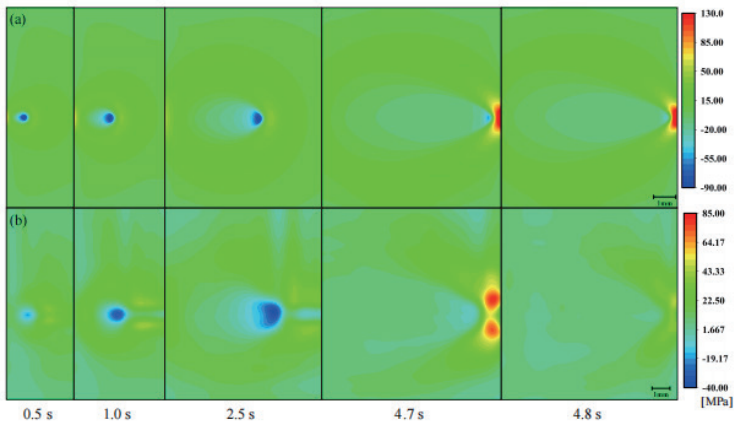


图 6.14 47.47 W 激光 2, mm/s 扫描速度下第一主应力时空演化对比

(a) 模拟 ;(b) 实验

图 6.15 通过整合不同扫描速度下后边沿处的第一主应力分布与裂纹形貌曲线，揭示了断裂行为的双模态驱动机制。尽管实验与模拟的应力幅值因系统误差存在显著倍差（模拟阈值约为实验值的 2 倍），但在各速度组内部均呈现临界应力的一致性规律——不同扫描速度下，断裂触发位置的应力极值保持稳定，这与材料本征强度主导裂纹萌生的理论预期相符。从裂纹形态与应力场的空间耦合特征来看：低速 (2mm/s) 扫描下，裂纹在激光尚未到达后边沿时提前萌发，主应力分布呈现宽域缓变特征，对应裂纹形貌展布为基底宽达 0.9mm 的三角形构型，尖端分叉后逐渐收束；中速 (4mm/s) 情况的热 - 力耦合时空匹配性增强，主应力峰值恰好于扫描抵达后边沿时突破阈值，形成基底宽度缩减至 0.6mm 的锐角三角裂纹；而高速 (6mm/s) 条件下的瞬态热沉积仅能在临近边界的微区内满足应力阈值，形成边缘陡峭的类矩形裂纹轮廓，其狭长形态（宽度趋近于恒定最小值）反映出局域化应力集中对断裂扩展的约束效应。

跨参数分析表明，扫描速度通过调控能量沉积速率与热流扩散进程的竞争关系，间接影响主应力梯度的时空演化路径：低速加载下的长时间热渗透促使裂纹沿主应力梯度优先扩展，形成平缓展布的宽域断裂；高速脉冲式能量注入虽引发边界应力骤升，但有限的能量积累仅支撑裂纹的有限扩展。值得注意的是，尽管模拟与实验的绝对应力幅值差异较大，但各扫描情况内部的阈值一致性（模拟恒定 100MPa，实验约 50MPa）以及裂纹形貌随速度变化的响应规律，共同验证了光弹重构数

据的相对可靠性——主应力场的动态分布特征能够准确定位裂纹萌生的临界条件，而系统误差导致的幅值偏移可通过比例标定予以修正。

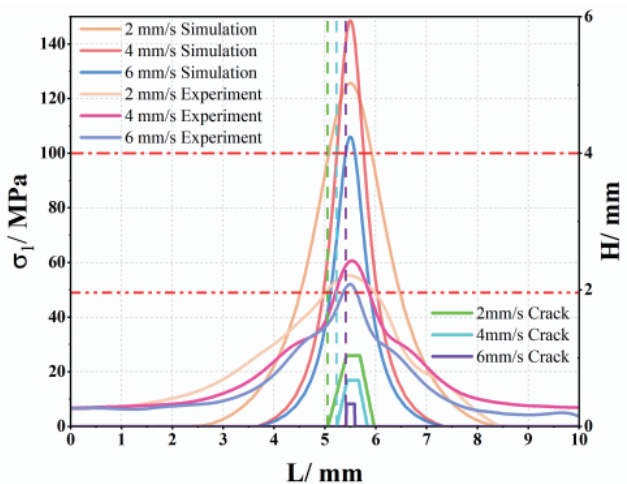


图 6.15 扫描速度对后边沿断裂行为的主应力 - 形貌关联机制

### 6.3.4 热应力驱动裂纹动态扩展的相场模型

基于 6.3 节光弹实验与热弹性模拟的联合标定结果，玻璃样品的动态断裂阈值为 100MPa 左右，但传统连续介质力学模型因忽略裂纹萌生过程，难以揭示裂纹扩展的时空演化机制。为精确描述激光扫描过程中的裂纹自发成核及动态响应，本节引入相场断裂理论。相较于 Griffith 能量判据、内聚力模型等方法，相场法通过相场变量隐式描述裂纹拓扑演化，避免了网格依赖性及裂纹尖端奇异性处理难题，尤其适用于动态热冲击下复杂裂纹网络的预测。

## 6.3.4.1 热 - 相场耦合断裂模型的理论构建与数值实现

## 6.3.4.1.1 裂纹基本类型与相场断裂理论

在脆性材料的断裂力学分析中,如图 6.16 所示,裂纹扩展行为可划分为三种基本模式:张开型(I型)、滑开型(II型)和撕开型(III型)。I型裂纹表现为裂纹面在垂直于裂纹线的法向拉应力作用下分离,基于直角坐标系,其裂尖应力场分布可由解析表达式描述:

$$\sigma_{xx}^{(I)} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(1 - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right) \quad (6.84)$$

$$\sigma_{yy}^{(I)} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(1 + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right) \quad (6.85)$$

$$\sigma_{xy}^{(I)} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) \quad (6.86)$$

式中,  $\sigma_{xx}^{(I)}$ 、 $\sigma_{yy}^{(I)}$ 、 $\sigma_{xy}^{(I)}$  为 I 型裂纹应力分量,  $K_I$  为 I 型应力强度因子,单位为 MPa,  $\theta = \arctan\left(\frac{y}{x}\right)$  为方位角。

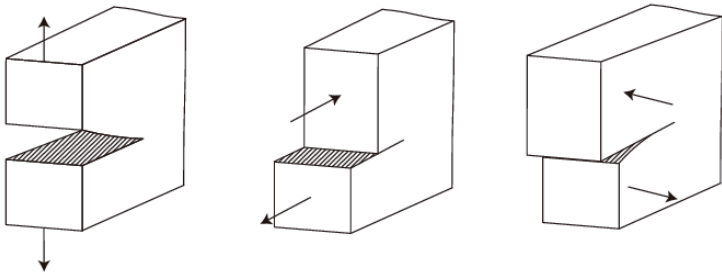


图 6.16 三种基本裂纹类型:

(a) 张开型(I型);(b) 滑开型(II型);(c) 撕开型(III型)

◎ 非金属脆性材料的激光切割

类似的, II 型裂纹 (面内剪切模式) 裂纹在平行于裂纹线方向的面内剪应力作用下滑移, 其应力场分量为:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}^{(II)} &= \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(2 + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right) \\ \sigma_{yy}^{(II)} &= \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) \\ \sigma_{xy}^{(II)} &= \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(1 - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right)\end{aligned}\quad (6.87)$$

III 型裂纹 (出平面剪切型) 裂纹面在垂直于裂纹线方向的剪切应力下错动, 其应力场分量为:

$$\begin{aligned}\sigma_{xz}^{(III)} &= -\frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ \sigma_{yz}^{(III)} &= \frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\end{aligned}\quad (6.88)$$

式中,  $K_{II}$  与  $K_{III}$  分别为对应模式的应力强度因子。上述解析解由 Irwin 基于 Westergaard 应力函数推导而来, 反映了裂尖附近奇异性以及主导模式的应力分布规律。传统断裂理论通过临界应力强度因子  $K_{Ic}$  或能量释放率  $G_c$  判定裂纹扩展, 例如 Griffith 能量准则指出, 当外载荷释放的弹性应变能超过表面能时裂纹失稳扩展:

$$\sigma_{\infty} \geq \sqrt{\frac{2EG_c}{\pi a}} \quad (6.89)$$

式中  $\sigma_{\infty}$  为远场应力,  $a$  为裂纹半长,  $E$  为弹性模量。然而, 此类方法需预设裂纹路径, 无法处理动态扩展及多裂纹交互等问题。相场断裂理论通过连续相场变量  $\phi \in [0,1]$  ( $\phi=0$  为未损伤材料,  $\phi=1$  为完全损伤区域) 弥散化裂纹拓扑, 其自由能泛函综合弹性形变能与裂纹表面能:

$$F[\mathbf{u}, \phi] = \int_{\Omega} [g(\phi)\Psi_e(\boldsymbol{\varepsilon}) + G_c\gamma(\phi, \nabla\phi)] dV \quad (6.91)$$

其中弹性应变能密度为  $\Psi_e = \frac{1}{2}\boldsymbol{\varepsilon} : \mathbb{C} : \boldsymbol{\varepsilon}$ , 四阶张量  $\mathbb{C}$  表征材料刚度; 退化函数  $g(\phi) = (1 - \phi)^2 + k$  ( $k \approx 10^{-6}$  避免奇异性) 描述损伤引起的刚度退化,  $\boldsymbol{\varepsilon}$  为线性应变张量; 裂纹能密度项:

$$\gamma(\phi, \nabla\phi) = \frac{1}{2l}\phi^2 + \frac{l}{2}|\nabla\phi|^2 \quad (6.91)$$

通过相场特征长度  $l$  控制裂尖弥散区宽度。通过变分原理导出热 - 力 - 相场全耦合控制方程, 其核心由力学平衡与相场演化组成。力学平衡方程

$$\nabla \cdot [g(\phi)\underline{\underline{\mathbb{C}}} : \boldsymbol{\varepsilon}] = 0 \quad (6.92)$$

表征损伤材料内部的应力守恒。相场演化方程

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = -M \left( \frac{G'_c}{l}\phi - 2(1-\phi)\Psi_e - G_c l \nabla^2\phi \right) \quad (6.93)$$

驱动裂纹拓扑的动态演化, 其中迁移率参数  $M$  调控损伤速率。稳态下 ( $\partial\phi/\partial t = 0$ ), 相场分布由能量泛函极小条件

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

隐式确定，裂尖弥散区宽度约为  $2l$ ，其扩展路径无需显式追踪，自然规避传统断裂模型的网格依赖性与奇异性难题。在一维拉伸下，理论临界拉应力为

$$\sigma_{th} = \frac{9}{16} \sqrt{\frac{\sigma_c E}{3l}} \quad (6.94)$$

根据断裂力学理论，临界能量释放率  $G_c$  可通过断裂韧性 ( $K_{IC}$ )、弹性模量 ( $E$ ) 和泊松比 ( $\nu$ ) 的关系式计算：

$$G_c = \frac{K_{IC}^2}{E \cdot (1 - \nu^2)} \quad (6.95)$$

钠钙玻璃的  $K_{IC}$  通常介于  $0.7 - 1.0 \text{ MPa} \cdot \sqrt{\text{m}}$ ，结合 6.3 节实验标定值，可反演特征长度  $l$ ，合理选择  $l$  (通常为微米量级) 即可确保模型参数与实验数据的一致性。

#### 6.3.4.1.2 热 - 相场耦合模型数值实现

为解决全三维热 - 力 - 相场多物理耦合计算的高昂成本，本节基于 6.2 节建立的激光热源与热弹性动力学框架，构建了热应变驱动相场断裂的二维简化模型。通过引入准静态温度场假设与平面应变简化策略，将激光体吸收引发的温度梯度场  $T(x,y)$  投影至二维空间，其等效热应变张量改写为：

$$\varepsilon_{th}^{th}(x,y) = \alpha \Delta T(x,y) (\mathbf{I} + \nu \mathbf{e}_z \otimes \mathbf{e}_z) \quad (6.96)$$

其中， $\mathbf{I}$  为二维单位张量， $\nu$  为泊松比， $\alpha$  为热膨胀系数， $\mathbf{e}_z$  为厚度方向基矢。该表达式隐含保留厚度方向约束效应 (平面应变状态)，同时忽略沿  $z$  轴的温度变化。热应变与机

械应变的叠加构成总应变  $\varepsilon = \varepsilon^{\text{mech}} + \varepsilon^{\text{th}}$ ，进而驱动相场方程中的弹性能项：

$$\Psi_e = \frac{1}{2} \varepsilon : \mathbf{C} : \varepsilon \quad (6.97)$$

数值求解根据 6.2 节的瞬态热传导方程（修正为二维形式）计算温度场  $T(x,y,t)$ ，而后将热应变作为预设场变量导入相场 - 力学耦合模块。时间推进中，相场方程的显式迭代步长受 Courant-Friedrichs-Lewy 条件约束：

$$\Delta t \leq \frac{\xi l}{v_\phi} \quad (6.98)$$

式中， $v_\phi$  为相场传播特征速度， $\xi=0.1$  为保证稳定性的经验系数。空间离散采用四节点四边形单元的拉格朗日形函数，并在裂尖预测区实施网格加密，最小单元尺寸  $h_{\min}=0.5l$ ，以精准捕捉相场梯度演变。针对相场方程的非线性特性，Newton-Raphson 迭代结合线性搜索算法被用于平衡残差收敛控制，容差设定为  $\epsilon_{\text{res}}=10^{-6}$ 。

### 6.3.4.2 无初始裂纹扩展行为的模拟与实验对比

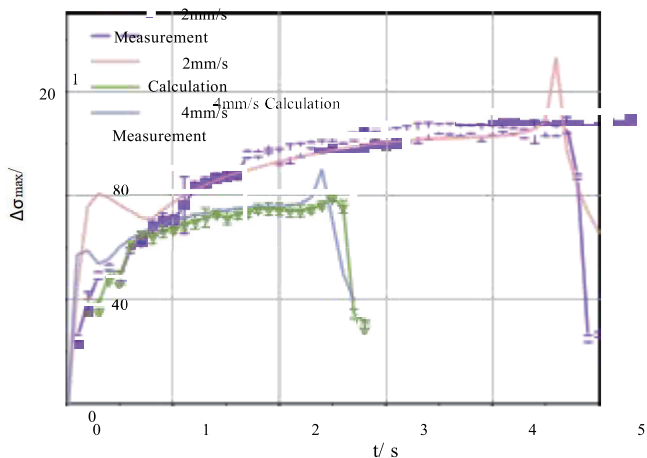


图 6.17 不同扫描速度下最大主应力差的时变演化曲线  
(实验解缠与模拟对比)

基于热 - 相场耦合断裂模型的理论构建, 本节进一步开展无初始裂纹扩展行为的模拟与实验对比研究。图 6.17 展示了 2mm/s 与 4mm/s 扫描速度下, 最大主应力差随时间演化的实验解缠结果与数值模拟曲线。整体而言, 扫描中期两类数据高度吻合, 模拟与实验的应力累积均呈现稳定缓增趋势。然而, 扫描初期模拟曲线出现显著抖动现象, 表现为应力快速跃升后短暂回落, 随后转入稳定增长; 实验数据虽存在类似抖动, 但幅值明显弱化, 应力初期的上升斜率较模拟更为平缓。这一差异源于实际材料的热传导迟滞效应: 实验中的玻璃基体因微缺陷与非均匀热容分布, 部分吸收激光冲击的瞬时能量, 削弱了热弹响应的突变性; 而连续介质假设的数值模型则放大了热冲

击的瞬态振荡，导致模拟初期的应力超调。扫描后期，因试样后边界的热约束效应，主应力差迅速攀升。但裂纹萌生导致应力释放，模拟曲线未计入裂纹尖端的奇异性（该区域主应力差高达 102-103MPa 量级，远超实验可测范围），故仅保留宏观平滑衰减段；而实验中，2mm/s 低速扫描因热累积时间长，边界应力尚未显著增长即因裂纹扩展快速衰减，呈现“未升先降”特性；4mm/s 高速扫描则因热冲击的时空局域化，仍可观测到边界应力微弱上升后才因断裂突降。这一现象与热 - 相场模型预测的“应力上升 - 断裂临界点”演化路径一致，佐证了裂纹萌生与应力阈值的关联机制。

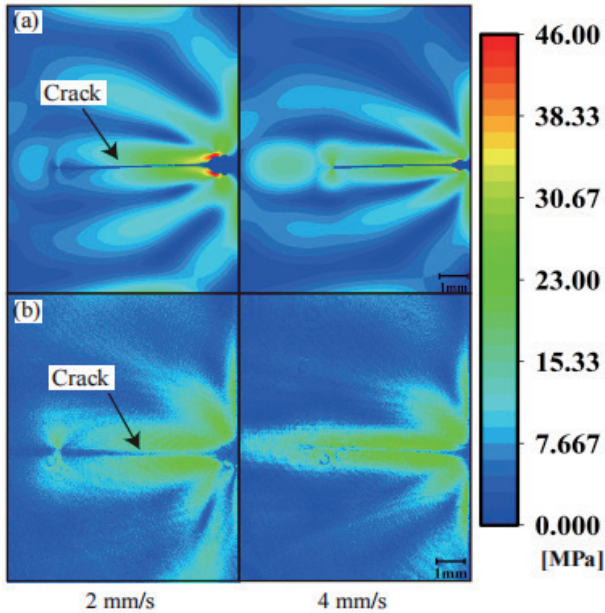


图 6.18 裂纹萌生时刻主应力差的实验 - 模拟全场分布对比

(a) 数值模拟预测结果 ;(b) 实验应力场分布

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

图 6.18 对比了裂纹萌生后 0.1s 时刻实验与数值模拟预测的主应力差全场分布。在宏观分布特征上, 两类数据呈现高度一致性: 高应力区均集中于光斑后沿, 低应力核结构呈对称拖尾状。裂纹在应力场中表征为主应力差趋近于零的带状区域(箭头所示), 其空间展布与断裂路径吻合。2mm/s 低速扫描下, 模拟与实验的裂纹长度均稳定于 6.38mm 左右, 验证了断裂扩展的速率依赖性规律。然而, 4mm/s 高速扫描中, 模拟裂纹长度(4.89mm)较实验结果(5.91mm)显著偏短, 且裂纹起裂模式存在本质差异: 实验中, 玻璃后边缘因微缺陷群诱导形成三角状起裂区, 裂纹经汇聚后延伸为细长线状分支; 而模拟因采用均质断裂阈值假设, 裂纹自单点起裂后直接形成近似矩形扩展域(起裂宽度均匀), 未复现实际材料的缺陷汇聚效应。这一差异导致模拟裂纹前缘的主应力差幅值较实验高, 并弱化了后边缘的热应力弛豫特性。尽管裂纹形貌存在局部偏差, 但实验标定的临界断裂阈值在两类数据中得到一致性验证: 裂纹中后段的应力梯度衰减规律及起裂区主应力峰值分布均高度吻合, 这表明, 热-相场模型虽在裂纹萌生形貌上需进一步引入缺陷演化机制(如边缘微裂纹对起裂区宽度的影响), 但其对断裂阈值的预测能力与应力释放路径的重构精度已获充分验证。

### 6.4. 近红外连续激光辐照玻璃的黏弹性行为与形貌演化

上节通过动态激光扫描钠钙玻璃的热应力场, 揭示了光

弹性相位缠绕的时空分布规律，并基于相位解缠算法反演了主应力场演变的实验数据。通过热 - 力耦合模型揭示了裂纹扩展速度与局域主应力梯度的关系，为激光热裂切割工艺提供了理论支撑。然而，激光与材料相互作用的复杂性不仅体现在裂纹的动态传播过程，当激光以定点形式辐照时，强烈的热积累效应会导致材料温升过程突破激光热裂工艺的线性本构区间，进入非线性强耦合作用阶段：在跨越玻璃化转变温度 ( $T_g$ ) 后，材料经历黏弹性松弛速率的阶跃式加速，而当温度进一步攀升至熔融或热分解阈值时，黏度骤降与微区流动将诱发更为复杂的应力重构过程。这种由温升驱动、速率依赖的相态转换不仅导致应力松弛时间压缩，更通过剪切模量软化效应显著改变应力空间再分配机制。尤其在光斑核心达到临界熔融温度时，非平衡相变过程将彻底改变原有的热弹性平衡框架，形成熔融喷气、塑性流变与裂纹动态拓展相互交织的跨尺度响应。

本章基于 1064nm 连续激光定点辐照体系，融合高温下光弹应力同步诊断技术与黏弹性本构模型，系统研究温升诱导的材料非线性力学响应。针对钠钙玻璃在近红外激光作用下的热历史特征，构建了考虑温度 - 应力耦合的正演模型，解析黏弹性松弛与表面形貌演化的动力学关联。通过对比高分辨率光弹实验与仿真数据，揭示主应力方向混沌化、黏弹性边界的流动等非线性现象的物理根源，以深入了解激光辐照对光学玻璃的影响机制并为相关领域提供新的见解和解决方案。

### 6.4.1 黏弹性应力场本构建模与理论框架

第三章建立的热 - 弹耦合模型虽能预测低温区 ( $T < T_g - 150$ ) 的应力分布及裂纹扩展路径, 但在高强度激光定点辐照的热力耦合分析中, 模型对近域高温区的应力场预测出现系统性偏差。理论框架的局限性主要体现在: 经典弹性理论假设的材料模量恒定性无法表征玻璃态材料在转变温度  $T_g$  附近的黏性流动特征及时间相关变形效应。当局部温度超越玻璃转变阈值时, 材料力学响应呈现显著温敏特性——其刚度参数发生数量级衰减, 同时应力松弛特征时间由准静态尺度向动态响应区间迁移。因此, 必须引入黏弹性本构模型, 将材料的温度依赖力学响应纳入控制方程。

#### 6.4.1.1 物理模型选择

在描述玻璃等非晶材料的热力耦合行为时, 黏弹性本构模型的选择需兼顾材料的时间依赖性松弛特征与温度场诱导的非线性效应。经典黏弹性理论提供了多种本构模型, 其适用范围与物理特征分述如下:

1. Maxwell 模型基础微分形式本构方程:

$$\sigma + \tau \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \eta \frac{\partial \epsilon}{\partial t} \quad (6.99)$$

式中, 松弛时间常数  $\tau = \eta/G$  反映应力随时间的衰减速率,  $\eta$  为黏度系数,  $G$  为弹性模量。该模型通过单一松弛时间常数描述匀速流动阶段的应力松弛, 适用于弹性响应与黏性流动机制线性叠加的场合 (如稳态蠕变)。但其局限性在

于：仅能描述单指数衰减的应力弛豫过程，无法表征宽时间域多峰值的复杂松弛谱，且在温度骤变时的黏度非线性变化难以耦合。

2. Kelvin-Voigt 模型积分型本构方程：

$$\sigma(t) = G\varepsilon(t) + \eta \frac{\partial \varepsilon(t)}{\partial t} \quad (6.100)$$

该模型以弹簧 (模量  $G$ ) 与黏壶 (黏度  $\eta$ ) 的并联结构体现材料的固-流耦合特性，能够表征等应变下的蠕变恢复行为。然而，其假设应力瞬时加载至平衡态的特性与现实材料的渐进响应不符，且数值求解时易因刚度矩阵的病态性导致收敛困难，故仅适用于小变形瞬时加载的静态分析。

3. 标准线性固体 (SLS) 模型利用弹簧单元与 Maxwell 单元串联表达材料的瞬态响应：

$$\sigma + \frac{\eta}{G_1 + G_2} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2} \varepsilon + \frac{G_1 \eta}{G_1 + G_2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \quad (6.101)$$

其中， $G_1$  和  $G_2$  分别代表串联弹簧模量。SLS 模型通过两个弹性元件扩展了 Maxwell 模型的功能，能同时描述短时弹性响应与长时黏性流动，适用于光纤拉制等准静态工艺的模拟。但其时间域响应仍受限于双指数形式的松弛谱 (仅有主松弛和次级松弛)。

4. 广义 Kelvin 模型 ( $n$  单元并联) 在 Voigt 模型框架下并

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

联多组弹簧 - 黏壶单元，总应力表示为：

$$\sigma(t) = \sum_{k=1}^n G_k \varepsilon_k(t) + \sum_{k=1}^n \eta_k \frac{\partial \varepsilon_k(t)}{\partial t} \quad (6.102)$$

该模型通过多个并联结构覆盖不同时间尺度的蠕变响应，具有较高的松弛谱分辨率，通常用于分析生物软组织及高聚物的多级弛豫现象。然而，其所有单元的应变同步假设 ( $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \dots \varepsilon_n$ ) 无法体现玻璃在激光辐照下低温区 (弹性) 与高温区 (黏性) 的应变场异质性。

5. Schapery 非线性模型引入非线性黏弹性积分核函数：

$$\sigma(t) = \sigma_e(\varepsilon) + \int_0^t \frac{\partial \varepsilon^v(\tau)}{\partial \tau} \cdot K(t-\tau, \varepsilon) d\tau \quad (6.103)$$

式中， $\sigma_e$  为平衡态弹性响应， $K$  为应变相关的核函数。该模型适用于大变形、高应变率下的非线性黏弹性材料 (如橡胶)，但其核函数的复杂形式 (通常采用幂律或对数形式) 需要海量实验数据进行标定，难以耦合非均匀温度场导致的时变黏弹性参数。

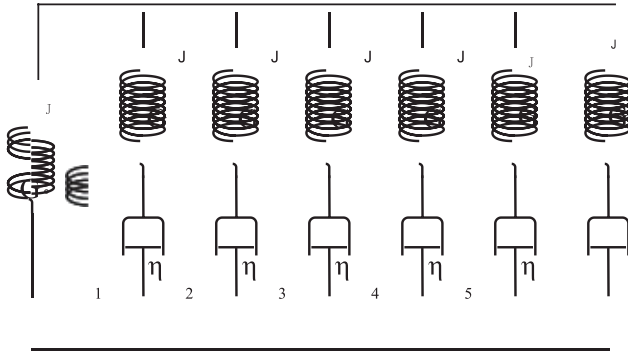


图 6.19 广义麦克斯韦模型

针对上述模型的局限性，本工作采用六单元广义 Maxwell 模型 (GMM 模型，如图 4.1) 以精准表征玻璃在激光辐照下的多模松弛行为。该模型由六个并联的 Maxwell 单元 (弹性模量  $G_k$  和黏度串联  $\eta_k$ ) 及平衡态弹簧 (模量  $G_\infty$ ) 组成，其本构方程可表达为：

$$\sigma(t) = 2 \int_0^t G(t-\tau) \frac{\partial \varepsilon(\tau)}{\partial \tau} d\tau \quad (6.104)$$

松弛模量  $G(t)$  由 Prony 级数表示：

$$G(t) = G_\infty + \sum_{i=1}^n G_i e^{-t/\tau_i} = G_0 \psi(t) \quad (6.105)$$

式中  $G_\infty$  为长期剪切模量， $G_0$  为瞬时剪切模量， $\psi(t)$  为松弛函数， $\tau_i$  为松弛时间。根据文献 [179]，玻璃材料的长期

◎ 非金属脆性材料的激光切割

剪切模量为  $G_\infty = 0$ ，从而瞬时模量  $G_0$  由 Prony 级数分解为六个独立松弛模式的加权叠加：

$$G_0 = G_\infty + \sum_{k=1}^6 G_k = \sum_{k=1}^6 G_k \quad (6.106)$$

归一化松弛函数  $\psi(t)$  由权因子  $w_k$  按松弛贡献比重构：

$$\psi(t) = \sum_{k=1}^6 \omega_k e^{-t/\tau_k}, \quad \omega_k = \frac{G_k}{G_0}, \quad \sum_{k=1}^6 \omega_k = 1 \quad (6.107)$$

松弛模量可重构为无量纲化形式：

$$G_0(t) = G_0 \psi(t) = \left( \sum_{k=1}^6 G_k \right) \left( \sum_{k=1}^6 \omega_k e^{-t/\tau_k} \right) \quad (6.108)$$

要描述玻璃的黏弹性行为，需要引入剪切松弛谱 ( $w_k, \tau_k$ )。

其中松弛时间的一阶矩  $\langle \tau \rangle$  是剪切松弛分布的统计平均量，该量通过麦克斯韦关系与黏度  $\eta$  和剪切模量  $G$  相关联：

$$\eta_k(T) = G_0 \langle \tau \rangle, \quad \langle \tau \rangle = \sum_{k=1}^6 \omega_k \tau_k(T) \quad (6.109)$$

各单元松弛时间  $\tau_k(T)$  对应不同分子运动模式的激活时间，覆盖由玻璃态短程键角畸变至黏流态长程分子滑移的全频谱响应，且温度依赖关系通过 VTF 方程实现：

$$\log_{10} \eta_k(T) = A + \frac{B}{T - T_0} \quad (6.110)$$

中  $A = -1.889$ 、 $B = 4018.5^\circ\text{C}$ 、 $T_0 = 269^\circ\text{C}$ 。VTF 方程通过引入温度偏移量  $T_0$ ，能够更好地拟合实验观测到的黏度在  $T_g$  附近的发散行为。

选择六单元结构的核心原因在于：

1. 宽频覆盖：应力松弛谱要求模型覆盖较宽时间域，六单元 Prony 级数可逼近任意连续松弛谱，敏感区（主松弛峰）配置三个单元，次级松弛配置剩余单元；

2. 温度耦合适应性：通过温度依赖函数，可将各单元的模量与松弛时间动态耦合至瞬态温度场，准确描述玻璃化转变区域内松弛时间的量级跳变；

3. 各向异性解耦：通过独立调控单元参数，允许主应力分量按不同速率弛豫；

4. 相态连续过渡：当  $T > T_g + \Delta T$  时，第六单元退化为  $\eta_6(T) \rightarrow 0$  的流体本构，实现固 - 流连续性描述。

整体微分形式可表示为：

$$\sum_{k=1}^6 \left( \frac{\sigma_k}{\tau_k} + \frac{\partial \sigma_k}{\partial t} \right) = \sum_{k=1}^6 2G_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \quad (6.111)$$

当温度  $T < T_g$ （玻璃态区）时，长松弛时间单元主导应力场，其响应退化为类弹性行为；

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

当温度  $T < T_g$  (玻璃态区) 时, 长松弛时间单元主导应力场, 其响应退化为类弹性行为;

而  $T > T_g$  (黏流态区) 时, 短松弛时间单元参与响应, 描述类牛顿流体的黏滞耗散效应。六臂架构通过松弛谱的分段匹配, 在统一数学框架下实现了材料跨相态的多尺度力学行为的连续刻画 [180,181]。

### 6.4.1.2 模型基本假设

在建立黏弹性本构模型时, 基于实际物理过程的关键特征与计算可行性, 设定以下简化假设:

1. 均质不可压缩材料: 假设材料体积变形可忽略 ( $\Delta u = 0$ ), 仅考虑剪切黏弹性效应对形貌演化的贡献, 体积黏度系数  $\eta_b$  设为 0。

2. 各向同性连续介质: 激光光斑远大于分子间距, 力学响应由标量黏弹性参数表征。

3. 热 - 力序贯解耦: 温度场 (傅里叶传导) 与应力场 (黏弹性本构) 按顺序求解, 规避双向耦合的计算复杂度。

4. VTF 主导剪切黏度: 剪切黏度  $\eta_s(T)$  满足 Vogel-Fulcher-Tammann 关系, 忽略非平衡态引起的反常黏滞效应。

5. 线性独立松弛模式: 各 Maxwell 单元的剪切刚度  $G_k$  和黏度  $\eta_k$  彼此独立, 忽略横向 - 纵向黏弹性耦合。

6. 准静态热边界: 温度场采用稳态傅里叶方程 ( $k \frac{dT}{dx} + Q = 0$ ), 边界条件允许应力自由松弛。

## 6.4.1.3 计算参数及传热方程修正

一些计算用到的材料参数如表 6.2 所示 [179–183]，黏度和杨氏模量随温度的变化如图 4.2。GMM 模型中的剪切松弛谱参数如表 6.3 所示 [180,181]。为进行数值模拟，需建立一个基于热传导方程、胡克定律和黏弹性本构方程的数值模型。模型依然采用三维几何结构（如图 4.3）。本研究在保留三维建模精度的前提下，选择性提取二维平面（x-y 平面）的主应力分量作为核心分析对象，确保与实验数据的维度一致性。

表 6.2- 钠钙玻璃的材料参数（含温度相关项）

参数	数值
密度 $\rho(\text{g}/\text{cm}^3)$	$-0.000154 \cdot T + 2.580$
比热 $C_p(\text{J}/(\text{g} \cdot \text{K}))$	$T^3 \cdot (0.784 + 4.805 \times 10^{-4} \cdot T) / (T^3 + 1783)$
热传导率 $k(\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K}))$	0.822
玻尔兹曼常数 $k_B(\text{J}/\text{K})$	$1.380649 \cdot 10^{-23}$
热膨胀系数 $\alpha(1/\text{K})$	$9 \sim 10 \cdot 10^{-6}$
泊松比 $\nu$	$0.221 \pm 0.001$
反射率 R	0.10~0.12
吸收系数 $a(1/\text{mm})$	0.03
转变温度 $T_g(^\circ\text{C})$	550~560
杨氏模量 $E(\text{GPa})$	$-4.916 \cdot 10^{-3} \cdot T + 65.74$ when $T < T_g$ $-3.610 \cdot 10^{-2} \cdot T + 82.90$ when $T > T_g$
黏度 $\eta(\text{Pa} \cdot \text{s})$	$0.16 \cdot 1019 \cdot \exp(103/T)$ when $T < 460^\circ\text{C}$ ; $10 \cdot (-1.889 + 4018.5/(T-269))$ when $T > 460^\circ\text{C}$

表 6.3- GMM 模型中的参数

参数	剪切松弛谱 ( $\tau$ ) = 1 s	
	$w_i$	$\tau_i$
1	$5.523 \times 10^{-2}$	$6.628 \times 10^{-5}$
2	$8.205 \times 10^{-2}$	$1.197 \times 10^{-3}$
3	$1.245 \times 10^{-1}$	$1.514 \times 10^{-2}$
4	$2.286 \times 10^{-1}$	$1.672 \times 10^{-1}$
5	$2.860 \times 10^{-1}$	$7.497 \times 10^{-1}$
6	$2.265 \times 10^{-1}$	3.292

激光辐照模型的传热控制方程遵循统一的三维椭圆高斯体热源架构，其中激光光斑主次轴分别设定为  $R_x = 0.19 \text{ mm}$  和  $R_y = 0.14 \text{ mm}$ 。相较于激光扫描模型的运动学框架（通过速度耦合项体现光束平移效应），本章采用固定坐标系下的时变扩散方程表征定点辐照行为，其控制方程的形式修正体现为：

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + Q(x, y, z, t) \quad (6.112)$$

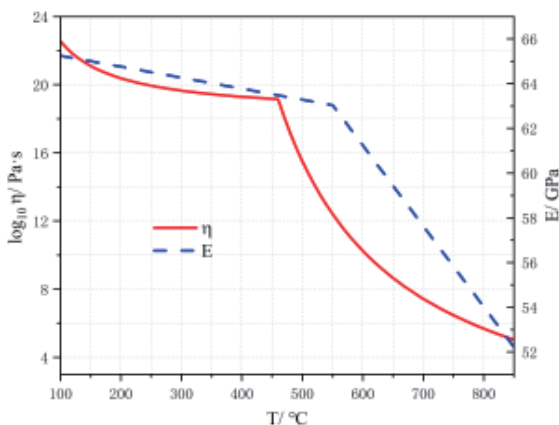


图 6.20 黏度和杨氏模量随温度的变化

原扫描模型中的速度耦合项  $v_s \partial T / \partial x$  被去除，同时体热源函数  $Q$  退化为空间静态分布：

$$Q(x, y, z, t) = (1 - R) a I(x, y) \exp(az) H(t) \quad (6.113)$$

$$I(x, y) = \frac{I_0}{\pi R_x R_y} \exp\left(-\left(\frac{x - x_c}{R_x}\right)^2 - \left(\frac{y - y_c}{R_y}\right)^2\right) \quad (6.114)$$

$$H(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t \leq t_{off} \\ 0, & t \geq t_{off} \end{cases} \quad (6.115)$$

其中中心点  $(x_c, y_c)$  恒定即  $(0, 0)$ ，消除了扫描模型中的动态位移项  $x_c = vt$ 。数值实现层面，模型在光斑中心区域  $(|x - x_c| \leq 3R_x, |y - y_c| \leq 3R_y)$  应用自适应网格加密策略，最小网格尺寸  $h_{min} = 0.01 \text{ mm}$ ，并通过坐标映射算法解决椭圆光斑的网格各向异性问题。时间积分采用可变步长方案：辐照阶段  $(0 \leq t < t_{off})$  统一采用  $\Delta t = 0.1 \text{ s}$  保证计算效率；而当激光停止  $(t = t_{off})$  时，步长立即收缩至  $\Delta t_{cool} = 0.01 \text{ s}$  持续  $2 \text{ s}$  以捕捉急剧的冷却瞬态过程。边界条件设置遵循能量守恒原则，沿用了扫描模型的对流 - 辐射混合条件。

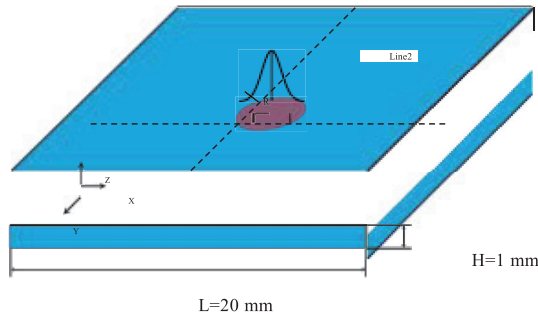


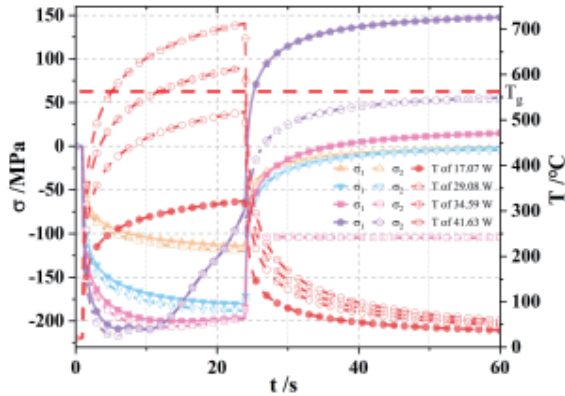
图 6.21 激光辐照玻璃模拟示意图

## 6.4.2 激光参数对应力演化的调控机制

### 6.4.2.1 辐照功率 - 应力演化关联特性

图6.21 通过多功率仿真结果的系统性对比, 阐明了激光辐照钠钙玻璃时主应力演化与功率的耦合关系。在 17.07 W 与 29.08 W 的中低功率条件下, 主应力呈现加速积累到渐进缓和的典型特征。初始阶段, 随着光斑中心温度的快速攀升, 第一主应力  $\sigma_1$  与第二主应力  $\sigma_2$  以相近的速率线性增长; 当辐照时间延长至热扩散占据主导时, 主应力增速随之逐渐趋缓。温升速率大幅下降的情况下, 不同功率下主应力最终分别稳定于 120 MPa 与 180 MPa 区间, 暗示体系进入热弹性准稳态阶段。

当功率提升至跨越临界阈值 34.59W 后, 主应力的弛豫动力学展现出显著的非线性演化特征。在初始辐照阶段, 两主应力仍保持同步增长特性; 而当温度触发材料高温软化效应时, 其应力增长速率产生差异化演变: 第一主应力  $\sigma_1$  增速衰减为零并维持峰值水平约为 200MPa, 而第二主应力  $\sigma_2$  则以恒定速率持续衰减直至与  $\sigma_1$  交汇。这一非对称弛豫现象的物理本质可归结为: 高温软化触发了材料内部多维力学承载机制的差异化调整——第一主应力  $\sigma_1$  受限于刚性晶格残留结构的定向约束, 而第二主应力  $\sigma_2$  则通过分子网络的断裂与重组先实现黏性耗散。

图 6.22 不同功率激光辐照时主应力  $\sigma$  及  $T$  随时间变化

在 41.63W 的高功率激光辐照条件下，主应力的演化路径展现出清晰的三个阶段特征，揭示了极端热输入引发的多层次力学重构过程。首先，黏弹性转变触发前的线性积累阶段表现为主应力同步快速增长， $\sigma_2$  与  $\sigma_1$  以近似速率攀升至 220MPa 峰值水平，对应材料处于储能优先的热弹性积累状态。随着光斑中心温度突破软化阈值，体系进入黏弹性转变主导的应力分异阶段：当温度梯度触发黏弹性转变后，第二主应力逐渐脱离累积趋势，其幅值随分子链网络的重组持续衰减，直至与第一主应力形成重叠轨迹，幅值约为 210 MPa。这一过程中，第一主应力受限于部分未软化区域的残余刚性网络，短暂维持有限波动，表征材料介于固态与流体间的亚稳过渡态；在光斑中心区域的温度积累突破二次黏弹性转变临界点后，高温软化效应进入深度演化阶段——两主应力以协调的降幅趋势同步回落至 60 MPa 水平。此阶段表明材料

◎ 非金属脆性材料的激光切割

核心区域的力学响应机制发生根本转变：局域黏性流动完全取代原有的弹性支撑框架，残余的微结构稳定性被热驱动解构，储能能力的系统性流失使应力幅值呈现整体坍塌态势。

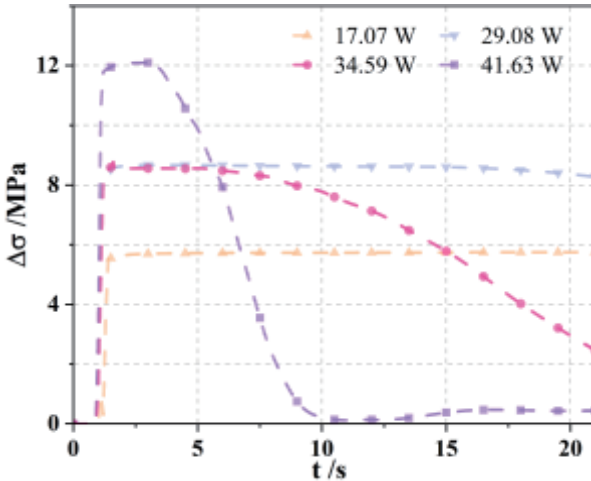


图 6.23 不同功率激光辐照时主应力差  $\Delta\sigma$  随时间变化

图 6.23 通过主应力差时程曲线的系统分析，进一步揭示了激光功率对材料应力差异演化的控制规律。由图 6.23 表明，主应力差在辐照初始阶段均呈现线性速率攀升至峰值，且峰值强度与入射功率正相关。当入射功率由 17.07W 逐步提升至 41.63W 时，最大主应力差由 6MPa 递增至 12MPa，其中 29.08W 与 34.59W 功率条件下的峰值主应力差均位于 8 至 9MPa 区间。低功率辐照体系中的主应力差达到峰值后转入动态平衡态，表明材料在未触发黏弹性转变时的内部约束体系能够维持稳定差异状态；而高功率情况下，主应力差则呈

现显著衰减模式: 34.59W 功率下经历 20s 周期降至 2MPa 量级, 41.63W 功率下衰减速率更为剧烈, 10s 内便快速趋近于零并维持弱应力差异状态。

图 6.23 的数值模拟结果还揭示了激光停止辐照后主应力演化的功率依赖性特征。对于 17.07W 与 29.08W 的中低功率条件, 辐照终止后的应力释放遵循经典热弹性衰减规律——两主应力幅值以近似指数形式同步快速衰减, 残存应力于停止后 20s 内趋近于 0MPa 水平, 表明体系未触发显著的塑性储能或结构调整效应。而在 34.59W 功率情况中, 应力松弛行为呈现非线性分异特征: 停止辐照 1s 后, 第二主应力幅值迅速降至 100MPa 区间并保持准静态平衡, 此时光斑中心温度处于 300 °C 附近; 与之对应, 第一主应力经历持续的重分布过程——其在停止后 10 s 由压应力状态逆转为拉应力, 并逐渐累积至 10MPa 水平。最高功率 41.63W 情况表现出更为复杂的后辐照应力演变轨迹。激光停止辐照后, 两主应力幅值均经历快速压应力释放阶段, 但第一主应力的衰减速率显著高于第二主应力。伴随时间演进, 第一主应力完成应力状态反转后持续上升至 150MPa, 而第二主应力则趋近于 50MPa 水平, 最终形成 150MPa 与 50MPa 的稳定应力分布。

#### 6.4.2.2 主应力时空动态重构行为

基于光斑中心主应力时变演化的研究基础, 本节聚焦于激光辐照下椭圆光斑空间应力场分布特征的动态重构规律。选取 34.59W 辐照功率为典型工况, 通过对比光斑中心温度

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

达到材料软化阈值前后的应力场分布 ( $t=10\text{s}$  与  $t=20\text{s}$ )，分析沿光斑几何主轴  $x$  轴 (Line 1) 与短轴  $y$  轴 (Line 2) 方向的主应力分布差异性 (图 6.21 坐标系定义)。图 6.24 对比了辐照 10s 与 20s 时主应力沿轴线方向的演变规律：双主应力最大值始终集中于光斑中心 (约 200MPa)，沿辐射轴对称梯度式衰减。尽管两方向主应力分布形态接近，第二主应力幅值整体略高于第一主应力，但在光斑中心区域二者趋近相等，这一现象与图 6.22 的时间演化规律一致。值得注意的是，光斑中心的主应力幅值在 10s 至 20s 的时域演变中虽呈现微小变化，但受制于图像分辨率，其差异难以在空间分布图中直接辨识。

对此，图 6.25 通过主应力差的空间分布进一步强化了分析视角：光斑核心区域的应力差值显著低于周边区域，表明温度场的梯度分布对力学各向异性具有调控作用。辐照 10s 时 (低于  $T_g$  阶段)，椭圆形光斑的长轴 (Line 1) 与短轴 (Line 2) 方向应力差呈现显著异质性：在辐照初期 ( $t=10\text{s}$ )，光斑中心区域的主应力差稳定在约 7 MPa 的较低水平，而外围区域随温度梯度增强呈现显著强化趋势。具体空间分布表现为：沿光斑长轴方向 (Line 1)，主应力差在中心区域达到最小值，向两侧呈现对称性快速上升趋势，形成具有明显双翼特征的分布形态；与之形成对比的是，在垂直方向上主应力差于中心区域维持 7MPa 左右基准值后，在近场区域 ( $\pm 0.1\text{ mm}$  范围) 出现二次降低至 1MPa 的异常现象，继而向远场区急剧攀升至峰值。值得注意的是，当超出特征作用范围 ( $r > 2\text{ mm}$ ) 后，两轴向主应力差均遵循指数衰减规律，表明此时材料响应的各向异性特征被热力

学主导机制所抑制，几何约束效应的影响范围具有显著的空间局限性。辐照时间延长至 20s 后，高温软化效应驱动应力差分布发生重构：光斑中心区域应力差值趋近零值，外围区域则因温度场扩展形成更高的应力梯度。此时，两轴线方向的应力。

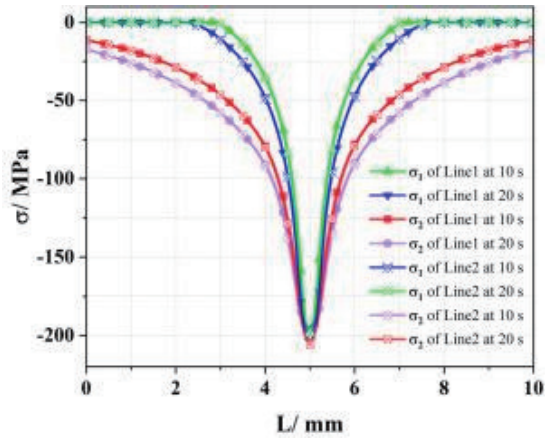


图 6.24 连续激光辐照钠钙玻璃的 X/Y 方向主应力  $\sigma$  的特征时刻对比

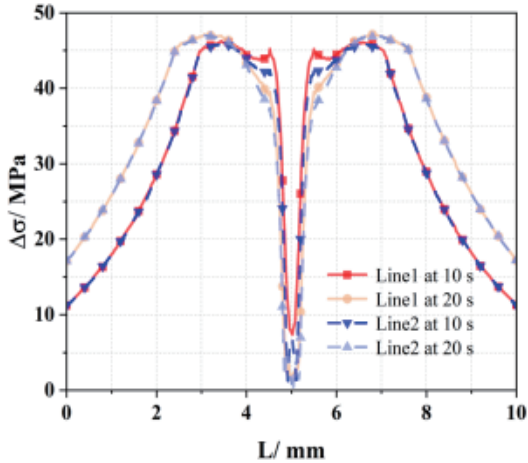


图 6.25 X/Y 方向主应力差  $\Delta\sigma$  的特征时刻对比

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

差分布差异大幅缩减，原有由几何形状导致的分布异质性基本消失。与此对应，光斑外围区域的应力差幅值较初始阶段显著上升，表明热弹性约束仍主导未软化区域的力学响应。图 4.8 的演化对比进一步揭示：辐照初期 ( $t=10\text{ s}$ ) 两轴方向的  $\Delta\sigma$  在光斑范围内差异显著 (最大差值达  $10\text{ MPa}$ )，而  $t=20\text{ s}$  时差异缩减至  $2\text{ MPa}$  以内。这一现象表明，高温区的软化过程通过削弱材料局部抗变形能力的各向异性，逐步瓦解几何效应对应力分布的初始调制作用。

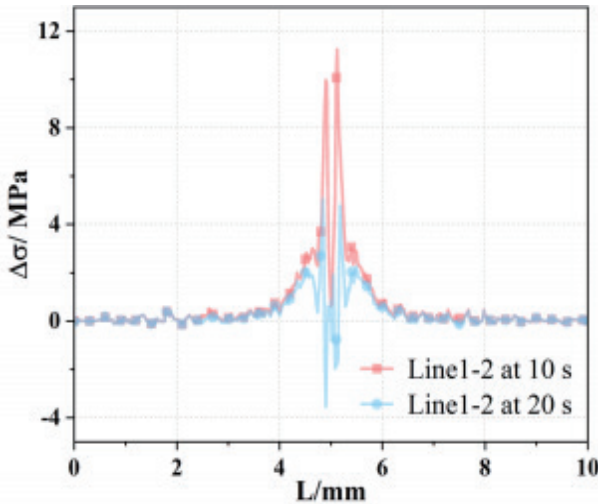


图 6.26 特征时刻下 X-Y 方向主应力差  $\Delta\sigma$  差值变化

### 6.4.3 应力场的实验诊断与仿真验证

基于 6.1 节建立的黏弹性本构理论框架，以及 6.2 节对连续激光辐照钠钙玻璃的功率调控与椭圆光斑形状调制效应的系统解析，需通过实验观测与数值仿真协同验证理论模型

的预测能力及适用边界。由于钠钙玻璃在连续激光辐照下温升显著、黏塑性软化效应突出( 相较于常规 K9 玻璃更易受热致材料性能劣化), 其动态应力场演化可清晰表征激光参数与材料响应的耦合作用规律。本节采用基于穆勒矩阵的光弹应力分析法, 需要指出的是, 本章实验结果均建立在应力双折射系数对温度不敏感的假设基础上, 直接获取钠钙玻璃在椭圆光斑辐照下动态应力差场的二维空间分布, 定量验证理论模型中功率依赖性及光斑形状调控效应的预测精度。

#### 6.4.3.1 主应力差分布的时空演化特性

实验样品为钠钙玻璃薄片, 与第三章研究的材料一致, 尺寸为  $20 \times 20 \times 1$  mm, 其化学成分 (wt%) 为  $0.1 \pm 0.02 \text{ Fe}_2\text{O}_3$ ,  $1 \pm 0.5 \text{ Al}_2\text{O}_3$ ,  $4 \pm 0.5 \text{ MgO}$ ,  $8.1 \pm 0.4 \text{ CaO}$ ,  $13.5 \pm 0.5 \text{ Na}_2\text{O} + \text{K}_2\text{O}$ ,  $72 \pm 0.5 \text{ SiO}_2$ 。其成分体系因高碱金属氧化物含量展现出显著的热敏软化特性, 适用于激光辐照下温升与应力演化的高灵敏表征。实验光路如图 6.25 沿用第三章基础配置并做如下调整: 取消样品扫描移动模块, 采用静态辐照模式以保证应力场稳态分布的精准获取。连续激光波长为 1064nm, 经分光棱镜 BS 分为两束, 透射光束由透镜  $L_2$  聚焦于玻璃内部形成椭圆光斑, 光斑半轴尺寸通过刀口法测定为水平方向  $R_x = 0.1924$  mm、垂直方向  $R_y = 0.1423$  mm, 反射光束输入功率计实时监测辐照功率; 探测光波长为 532nm, 其与辐照激光的角度控制在  $20^\circ$  以内以抑制空间投影畸变, 光束经偏振调制与干涉滤波后成像于偏振相机, 结合穆勒矩阵反演方法解析

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

二维动态应力差场。

图 6.26 对比了 17.07 W 与 34.59 W 连续激光辐照钠钙玻璃时, 实验与仿真相结合的应力差二维分布在辐照时间 (10 s、15 s、20 s) 及停止辐照后  $t_g \approx 1s$  时刻的动态演化。实验与仿真的应力差分布对比中, 选择  $z = 0.5 \text{ mm}$  深度截面作为分析平面, 其必要性源自第三章: 在光弹实验数据维度上, 透射偏振解算的应力差投影本质上反映光束路径上的积分响应 (优先敏感于材料体内应力), 而  $z = 0.5 \text{ mm}$  截面恰为三维应力场中体内贡献权重最大的典型平面。此维数匹配策略为本章实验 - 仿真对比提供了等效的热力耦合作用靶区, 避免界面约束或光路积分效应对模型验证精度的干扰。图 6.25 中 34.59 W 功率辐照作用 20s 的数值模拟结果, 通过引入温度场等高线 (单位:  $^{\circ}\text{C}$ ) 有效揭示了热力耦合作用的动态关联性特征。光斑中心主应力差显著低于外围, 将其定义为区域 1 ( $\Delta\sigma < 0.5\Delta\sigma_{\max}$ )。结果显示, 区域 1 形态演变显著受光斑几何特征与热力耦合作用的共同影响, 其中初始光斑几何表现为短长轴比值  $R_y / R_x \approx 0.74$  的椭圆形态, 该参数对低功率情况下区域 1 的空间构型具有决定性作用。在低功率 17.07 W 激光辐照条件下, 区域 1 的形态特征与光斑初始椭圆度的理论关联性主要源于辐射能量吸收的各向异性分布机制。光斑的椭圆构型  $R_y / R_x \approx 0.74$  使  $x$  与  $y$  方向上的能量沉积效率呈现显著差异: 短轴方向  $R_y$  因能量传输路径较短形成高密度的能量沉积核心, 而长轴方向  $R_x$  的扩展效应造成能量分布弥散化。这种各向异性的能量沉积诱发非对称热膨胀行为, 对应的热应力场由  $R_{ix} / R_{iy} \approx 0.733$

的实测各向异性参数表征，该参数与初始几何比值的相对误差仅为 0.93%，充分证明光斑几何构型通过调控能量空间分配模式制约应力场的各向异性演化。低于黏弹性转变温度的热弹性行为进一步固化了光斑几何对应力场的拓扑约束，使得应力分布持续锁定于初始辐照构型主导的非平衡态。实验观测表明，辐照 10s 时光斑外围主应力差空间分布即达到动态稳定，其最大幅值位于 30MPa 量级。随着辐照时间延长至 20s，主应力差高值区域呈现径向渐进扩展的特征，但幅值分布规律维持稳定，外围区域应力差沿径向呈指数型衰减趋势，与中心低应力区的边界清晰可辨。数值模拟结果显示，应力差的分布与实验测量数据具有高度一致性。实验与模型的协同验证表明，在未触发黏弹性转变的低温辐照条件下，光斑几何参数是预测应力场空间构型的决定性控制变量。

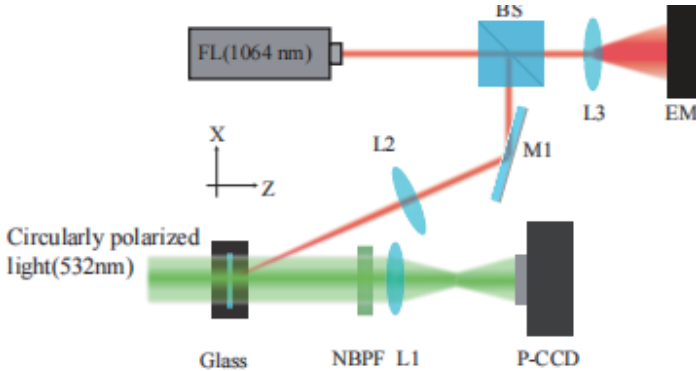


图 6.27 实验光路示意图

在 34.59 W 高功率激光辐照实验中， $R_{ix}/R_{iy}$  值从辐照 10 s 时的 0.778 动态演变为 20s 的 0.97，这一演化揭示了光热

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

耦合效应对初始几何约束的动态突破机制。结合数值模拟中 35.59W 辐照 20s 的等温线分析表明：当局部温度超越玻璃黏弹性转变阈值时，550 °C 等温线与区域 1 呈现显著空间耦合特征，热积累引起的温度场扩展主导了主应力差重构过程。实验与模拟数据共同揭示了双阶段演化特性——辐照初期主应力差分布严格受限于初始椭圆光斑构型， $R_{ix}/R_{iy}$  参数在 0.74-0.78 区间波动；随着辐照延长至 15-20 s 后，温度场渗透触发黏弹性转变行为，区域 1 短轴方向被  $T_g$  等温面优先覆盖，各向同性热膨胀效应促使主应力差分布发生几何重构。与低功率情况类似，光斑外围主应力差分布范围随辐照时间持续而渐进扩展，但模拟与实验结果在径向扩展速率、幅值分布梯度等核心参数上保持高度一致性，最终形成各向异性显著减弱的均匀环形应力结构。

激光中止后的应力演化表现出显著的功率依赖性特征。在 17W 情况中，终止辐照即触发线性热弛豫过程：光斑区域储存的热量通过瞬态热传导向外扩散，导致温度梯度呈现指数型衰减。这一热弛豫特性引起两个主应力分量逐渐趋同，表现为区域 1 边界以恒定速率径向扩展。结合图 6.28 的温度模拟显示，此类情况最高温度始终低于玻璃转化温度  $T_g$ ，表明该阶段的应力弛豫完全遵循热弹性本构关系，实验测量的主应力差值最终收敛于环境本底值。在 34W 高功率激光中止辐照后，实验与模拟结果展现出具有黏弹性转变依赖特性的应力弛豫行为。实验观测表明，辐照终止 1s 时区域 1 的径向扩展模式与模拟预测具有较高一致性，但光斑中心出现应力增幅区

( $\Delta\sigma_{\max} \approx 30$  MPa)。该现象源于停止辐照瞬间残留温度场仍高于转变温度  $T_g$ ，此时玻璃的黏弹性行为使得应力弛豫速率显著滞后于热传导进程——尽管温度经 1s 后降至  $300^\circ\text{C}$  以下，前期的黏滞流动仍导致局部应力重分布。模拟分析显示，在理论模型中应力增大会持续整个弛豫阶段，而实验测量值在  $T_g$  后便趋于稳定，这表明现有模型未能完全刻画温度降至  $T_g$  以下时的黏弹性转变锁定效应。该模型的预测偏差机制将在后续章节通过黏弹 - 热松弛耦合理论进行系统探讨。

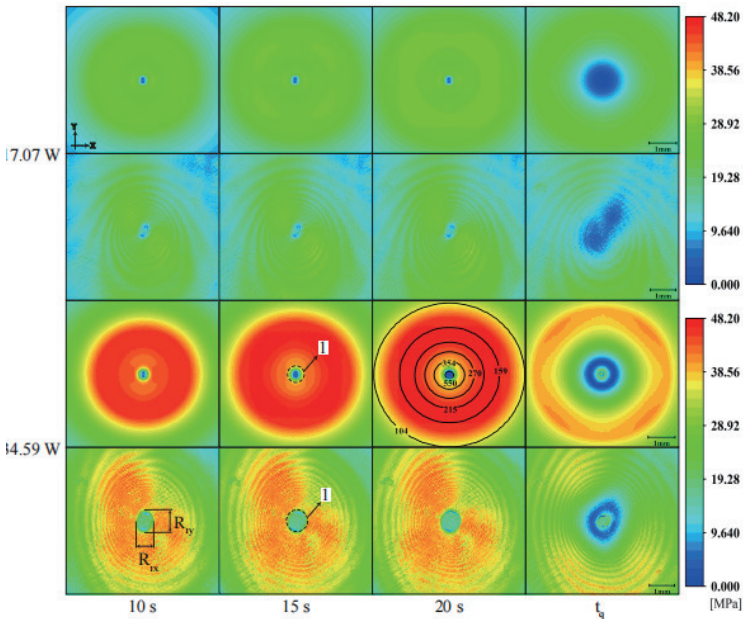


图 6.28 钠钙玻璃双功率连续激光辐照下主应力差  $\Delta\sigma$  实验 - 模拟二维场动态演化对比

#### 6.4.3.2 主应力方向重构的黏弹性转变关联性

图 6.28 系统对比了不同辐照工况下钠钙玻璃主应力方向

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

的空间演化特征，通过两组功率参数 (17.07 W 与 34.59 W) 在 10 s、15 s、20 s 及终止辐照阶段的实验观测与数值模拟结果揭示了应力场方向分布规律。其中方向定义为顺时针为正方向，研究显示热影响区域内普遍呈现环向的第一主应力方向分布模式，该特征与辐照功率及时长无关，展现出热致应力场的典型空间构型特征。应力方向分布的量化分析表明，模拟结果中的主应力作用域范围随辐照进程持续扩展，但其基础结构保持稳定。值得注意的是，数值模拟获得的应力差分布与方向分布的空间覆盖范围存在差异：第一主应力在光斑中心区域显示出显著的 x-y 平面分量优势，从而实现了高精度方向辨识；而外围区域的主应力方向更多沿 z 轴分量分布，导致在 x-y 平面上的方向信息表征不足。由于本章重点研究光斑中心区域的应力场演化特征，模拟结果(图6.29)仍适用于该区域的定性分析。激光辐照作用下的主应力方向演化充分反映了材料黏弹性转变行为的非线性特征。在 17.07W 低功率情况中，实验测量与数值模拟的主应力分布保持高度同步，光斑中心环向主导的应力模式始终清晰可辨。而当功率提升至 34.59 W 时，应力方向的演化呈现显著的黏弹性转变依赖特性：数值模拟中辐照时间在 20s 时光斑中心存在微小范围的径向应力转换区，这是源于非线性温度梯度引起的热膨胀约束效应——局部温升超过  $T_g$  后，各向同性热膨胀受到外围低温区的几何约束，诱发第一主应力  $\sigma_1$  方向发生微小但明确的径向偏离。但实验观测中该现象被黏弹性转变引发的结构重构所掩盖。

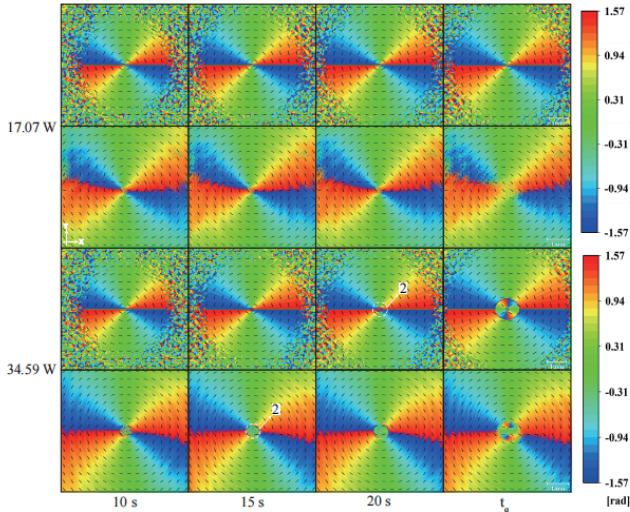


图 6.28 钠钙玻璃双功率连续激光辐照下主应力方向  $\beta$  实验 - 模拟二维场动态演化对比

具体而言，当玻璃局部温升突破转化温度  $T_g$  时，分子链段的活动性急剧增强，导致原子拓扑结构的动态重组。这种黏弹性转变在模型中未能充分体现，却在实验中形成独特的过渡边界——在超过  $T_g$  的热影响区内（标记为区域 2），快速松弛的分子构象破坏了原有的长程有序性，产生各向异性的结构无序态。该无序态限制了声子传播的规律性，造成主应力方向测值的空间涨落，其演化直接受控于黏弹性转变区域的渗透深度。停止辐照后的主应力定向特征进一步印证黏弹性转变效应的持久影响。17.07 W 情况中温度始终低于  $T_g$ ，主应力方向的弥散过程与应力差衰减同步，遵循经典热弹性理论预测的热弛豫路径。在 34.59 W 情况中，主应力方向的

### ◎ 非金属脆性材料的激光切割

演化特征揭示了黏弹性转变过程对微观结构重组与宏观力场耦合机制的深刻影响。数值模拟显示，停止辐照后，虽然温度梯度迅速衰减，然而模拟中区域 2 的扩展显示出算法对非平衡态应力弛豫的惯性延迟效应。实验观测中，辐照阶段区域 2 的应力方向混乱现象在停止辐照后转化为稳定的径向分布模式，该转变可归因于黏弹性转变的动态冻结机制。当激光终止时，黏弹性流动态玻璃的快速淬冷导致微观分子网络的拓扑重构骤然停滞，形成具有方向记忆效应的亚稳态结构。这种冻结效应使得黏弹性转变过程中由流动应力建立的各向异性得以保存，宏观表现为第一主应力  $\sigma_1$  的径向构型固化。值得强调的是，实验与模拟的径向应力域空间范围在停止辐照初始阶段具有良好一致性。

#### 6.4.3.3 光斑形貌对应力重构的影响表征

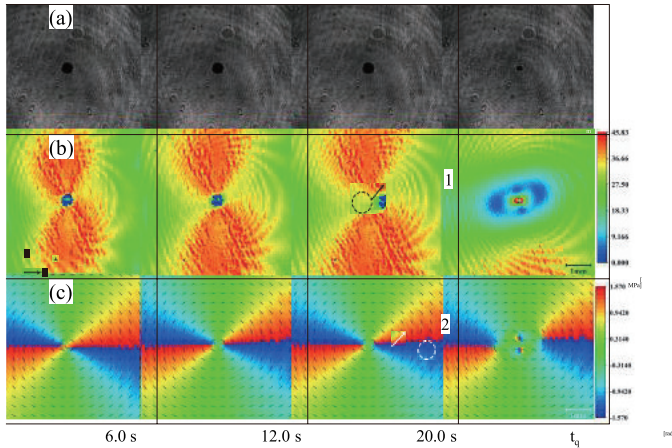


图 6.29 光斑调控下连续激光辐照应力场的时空演化

通过系统调整激光辐照的几何形态参数 ( $R_x \approx 0.14 \text{ mm}$ ,  $R_y \approx 0.12 \text{ mm}$ ) 以及入射角度 ( $< 20^\circ$ ), 本研究进一步验证了光斑形貌特征对应力场演化机制的调控作用。图 6.30(a-c) 分别展示了不同激光辐照时间下 34.59 W 激光照射到玻璃时的原始图像、主应力差及方向分布。实验发现, 调整后的原始图像未展现显著时变特征, 但其对应的主应力差分布演化过程清晰揭示了形貌约束的双重效应: 中心低应力区的扩展路径保持了前期实验的普适性规律, 而外围应力分布的非对称特征则显著增强。这种分布的形成源于减小光斑半径使斜入射引发的能量沉积梯度效应在三维空间中被放大, 而在中心区域, 超高能流密度 (主导的热传导机制压制了上述效应——近轴的高斯光束核心区维持准直传播特性, 能量沉积的径向对称性得以保留, 致使区域 1 形态仍呈近圆对称特性。主应力方向分布演变规律的时空解析则进一步显示: 辐照 10 s 时的方向场保持均匀环向构型, 随后区域 2 的萌生及扩展精确对应黏弹性转变的触发阈值。应力场重构相较于光学影像变化展现出的更高时空分辨率优势, 反映其能够灵敏捕捉微区结构重组过程的早期动力学特征。

#### 6.4.4 高功率激光辐照应力场的梯度响应机理

光斑几何参数与能量密度的协同调控是影响激光辐照应力场的关键因素。针对高功率情况下热 - 力耦合效应的非线性特征, 本研究通过光斑优化 ( $R_x \approx 0.14 \text{ mm}$ ,  $R_y \approx 0.12 \text{ mm}$ ) 显著提升了局域能量沉积效率。较原光斑体系, 光斑面积的缩减促

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

使单位体积能量输入有较大提升，从而在相同功率条件下可更快突破玻璃转化温度，增强黏弹性转变触发过程的时空可观测性。基于此优化条件，本节系统性研究 34.59W 至 64.68 W 功率范围（涵盖临界熔融阈值）的应力场演化特征，探明能量密度 - 黏弹性转变触发 - 力学响应的梯度关联机制。

### 6.4.4.1 辐照阶段的局域应力重构与环状演化

为探明功率梯度对激光辐照应力场的调控机制，本研究选取 15 s 辐照时间作为特征分析节点——此时各功率情况下温度场已充分发展并稳定跨越玻璃转变温度  $T_g$ ，且热软化效应显著弱化了光斑初始椭圆度引入的各向异性，故沿  $x$  轴（光斑长轴方向）的一维分析能有效聚焦热 - 力耦合的核心响应。需特别说明，图中主应力数值经符号统一处理（压应力正值显示），以利直观对比热膨胀引发的压缩效应。

图 6.30 揭示了沿  $x$  轴的主应力及温度分布随功率递增的梯度演化规律。在 34.59 W 情况下，光斑中心处第一主应力与第二主应力均以约 220MPa 的幅值对称分布（光斑中心  $x_0=5$  mm），沿轴向呈经典高斯衰减态势；温度场峰值达 617°C，高于  $T_g$  的黏弹性转变区覆盖至  $x=x_0 \pm 0.13$  mm。当功率提升至 41.63 W 时，热软化效应主导的应力重构显著显现：两主应力中心幅值同步衰减至 130MPa，在  $x = x_0 \pm 0.15$  mm 处形成对称峰谷，谷底值甚至显现轻微的拉应力特性，旋即  $\sigma_1$  于  $x = x_0 \pm 0.4$  mm 处攀升至 120 MPa 并梯度衰减，而  $\sigma_2$  的峰顶在外围  $x=x_0 \pm 0.25$  mm 处陡增至 270MPa。此时

的温度峰值跃升至  $740^{\circ}\text{C}$ ，黏弹性转变区范围扩展至  $x=x_0 \pm 0.25\text{ mm}$ ，与陡升峰位形成显著空间对应。当功率增至  $47.47\text{ W}$  时，应力分布呈现更深层热 - 力重组现象：两主应力在光斑中心均骤降至  $25\text{ MPa}$ ，其中在  $x=x_0 \pm 0.25\text{ mm}$  处趋近于零并在  $10\text{ MPa}$  范围内小幅震荡，随后在  $x=x_0 \pm 0.6\text{ mm}$  处复升至  $105\text{ MPa}$ ；陡峭双峰分布虽峰值保持  $270\text{ MPa}$  未变，但其峰位外移并聚焦于  $x=x_0 \pm 0.35\text{ mm}$ ，与温度场中黏弹性转变覆盖区边界的扩展轨迹 ( $x=x_0 \pm 0.35\text{ mm}$ ) 精确吻合。这一演化映射出黏弹性转变前沿的热 - 力协同机制：温度超过的区域内 ( $x=x_0 \pm 0.35\text{ mm}$ )，剧烈的分子重排削弱了主应力幅值；而黏弹性转变边界外的快速冷却则形成弹性约束，驱动主应力二次攀升。此时的温度场仍保持高斯分布特性，但峰值增至  $844^{\circ}\text{C}$ 。

图 6.30 通过模拟与实验的协同分析，揭示了不同功率激光辐照 15 秒后主应力差  $\Delta\sigma$ 、第一主应力方向  $\beta$  分布的演化规律及其共性 - 差异性特征。模拟结果显示，主应力差场的分布形态随功率提升呈现显著的梯度重构：在  $34.59\text{ W}$  功率下，主应力差在区域 1 内部趋近于零，与其外围幅值跃升形成鲜明对比；而当功率增至  $41.63\text{ W}$  与  $47.47\text{ W}$  时，模拟主应力差场呈现“中心塌陷 - 环状强化”的嵌套结构——区域 1 外围的主应力差归零区域（主应力相等态）逐步扩大的同时，其内侧形成高应力差的环状带 ( $\Delta\sigma_{\max} \approx 246\text{ MPa}$ )。值得注意的是，光斑核心区域主应力差值始终趋零，表明高温软化效应在此处的应力双轴平衡特性。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

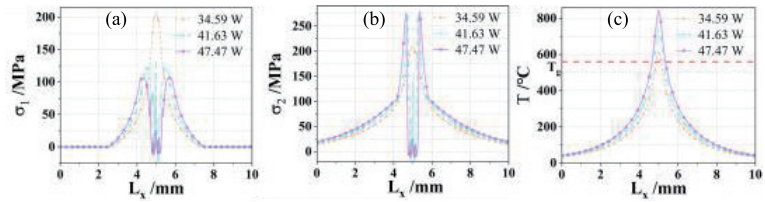


图 6.31 辐照 15 s 时不同功率下沿 x 轴向的 (a-b) 第一二主应力  $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  及 (c) 温度 T 分布

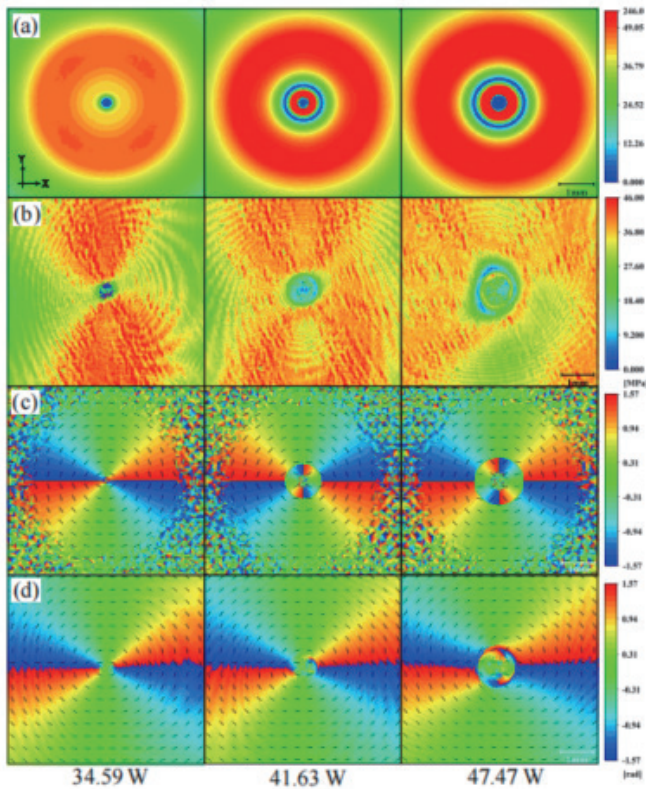


图 6.32 辐照 15 s 时多功率条件下主应力场的模拟 - 实验对比分析 (a) 主应力差  $\Delta\sigma$  模拟分布 ;(b) 主应力差  $\Delta\sigma$  实验分布 ;(c) 第一主应力方向  $\beta$  模拟分布 ;(d) 第一主应力方向  $\beta$  实验分布

实验观测结果印证了主应力差分布的功率依赖特性，但也展现出模拟与实测的系统性偏差。在 34.59 W 功率下，实测区域 1 的应力差趋零特征与模拟高度吻合，但外围幅值分布由于激光斜入射的几何效应，较模拟结果呈现显著的方向性差异。当功率提升至 41.63 W 时，实验结果表明区域 1 扩展范围约为低功率 34.59 W 情况的 2 倍，且未如模拟预测般形成完整环状结构，仅呈现均匀外扩的应力松弛特征；直至功率增至 47.47 W 才出现微弱环状高差区域，但其峰值强度 ( $\Delta\sigma_{\max}\approx 46\text{ MPa}$ ) 较模拟预测值显著降低。此外，实验测得的主应力差在光斑外围随功率增加呈现衰减趋势，结合前序研究可推测，相位缠绕引起的效应是主导此现象的核心物理机制。

主应力方向的空间演变特征直观揭示了激光能量沉积引发的材料力学异质性。在模拟中，34.59 W 情况下全域呈现稳定的环向分布，表明热弹性约束主导的对称压缩机制。当功率增至 41.63 W，黏弹性转变区 (温度  $>T_g$ ) 外沿的主应力方向重构为径向主导模式——该类流体流动应力的形貌转变源于黏弹性转变前沿温度梯度与外围玻璃态区域约束的交互作用：此时高温区材料的黏性流动使径向压应力持续减小，而环向压应力受外围低温刚性区域的几何约束持续增强，二者的动态平衡驱动主应力方向的逆转。功率进一步提升至 47.47 W 时，方向场的径向主导区与中心混乱区同步扩展，后者对应图 4.13 中两主应力趋零点 ( $\sigma_1\approx\sigma_2\approx 25\text{ MPa}$ )，表明高温软化彻底瓦解了应力张量的定向稳定性。实验观测验证了方向场的功率调控趋势，但重构细节呈显著局域特性。在 34.59 W 情况下，实

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

测光斑中心出现微小无序区，而外围保持环向分布；功率增至 41.63W 时，无序区扩展，黏弹性转变区外沿开始显现明显的径向偏转；至 47.47W 时，“无序核 - 径向过渡 - 外围环向”的三级结构完全成型。这类分层重构虽与模拟的“均匀径向主导”模式形态相似，但其径向梯度扩展范围较模拟略小。结合图 4.13 的轴向应力场演化可进一步解析方向重构的力学本质：当功率增至 41.63W 及以上时，外围区域的环向压应力跃升源于高温黏流区的径向膨胀被低温玻璃态区刚性约束，导致环向压应力的持续累积；同时中心区的主应力崩塌 ( $\sigma_1, \sigma_2 \rightarrow 0$ ) 为分子无序运动提供了热力学条件。

### 6.4.4.2 超阈值功率下的应力双环响应

前述研究揭示了主应力差环状分布的功率关联特征：数值模拟表明，在 41.63 W 功率下环状高差带首次出现并达 226 MPa 峰值，随功率增至 47.47 W 时增幅趋缓 ( $\Delta\sigma_{\max}=246$  MPa)；而实验观测中，当功率由 34.59 W 提升至 41.63W 时区域 1 的横向扩展范围激增至低功率的 2 倍，直至 47.47 W 方显现微弱环状特征 ( $\Delta\sigma_{\max}=46$ MPa)。模拟与实验的量化偏差说明，经典理论框架对高功率下黏性耗散的动态调制效应存在本质性简化，无法精确描述相变区热 - 力耦合的时空演变细节。为进一步探明超阈值功率下主应力差的环状重构规律及其物理机理，本节系统分析更高能量情况的实验响应特征：选取 52.98 W 与 59.04 W 两组典型功率 (辐照时间恒定 15 s)，此功率区间的实验设计基于两重考量：其一，52.98 W 对应

环状结构的完整成形临界点；其二，59.04 W 可反映黏弹性相变饱和态下的非线性响应。通过聚焦实验数据的空间分布统计，重点解析其环状应力带的演化趋势。图 4.15 系统展示了 52.98 W 与 59.04 W 功率下辐照时间为 15s 主应力差及方向分布的实验演化特征。图 4.15(a) 揭示出主应力差分布的双环成形机制：52.98W 情况下，区域 1 中已呈现双环结构的雏形，其内外环间距约 0.18 mm，外环主应力差峰值 ( $\Delta\sigma\approx 46$  MPa) 显著高于内环 ( $\Delta\sigma\approx 30$  MPa)，表明能量密度的梯度分布已触发应力带的初期分裂；功率增至 59.04W 时，双环间距未发生显著扩展，但内环应力差峰值上升至  $\Delta\sigma\approx 46$  MPa，同时外环维持  $\Delta\sigma\approx 46$  MPa 的相对稳定状态，表明能量密度的提升通过热积累效应驱动环状应力带的分裂与强化。值得注意的是，两种功率下双环中心的主应力差均小于 10MPa，印证了黏流态核心区应力松弛的稳定性。

下图中的主应力方向分布进一步揭示了双环结构的动态重构机制。在区域 2 外围，方向场由环向向径向渐变偏转，对应于  $\Delta\sigma$  外环峰值的形成位置；而在近中心区，方向场再次转向环向模式，形成闭合的应力漩涡。这种“径向 - 环向”的嵌套偏转模式与双环应力差的幅值跃升直接关联，体现出高功率下热弹性约束与黏性流动的级联竞争效应。

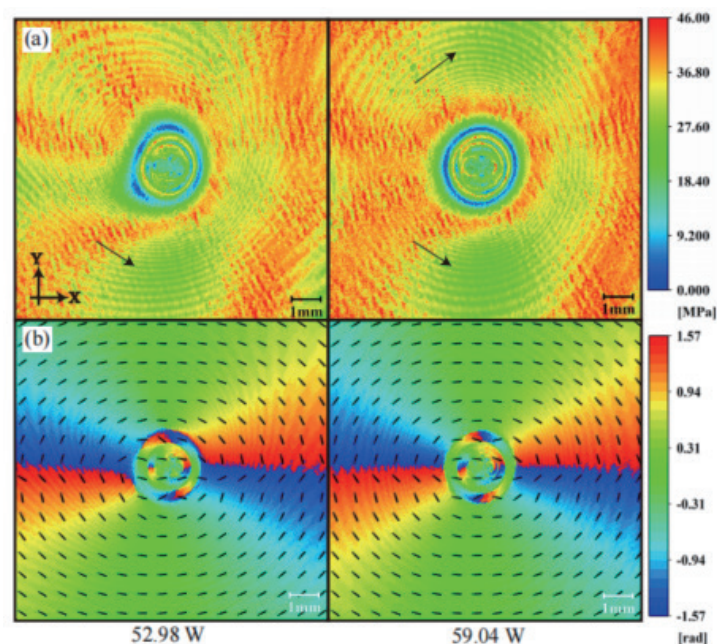


图 6.33 超阈值功率主应力差双环演化特征  
(a) 主应力差  $\Delta\sigma$ ; (b) 第一主应力方向  $\beta$

结合前期研究成果可明确，双环现象的产生并非源自材料本征特性的突变（高温近液态区的物性渐变已被同步热分析证实），而是激光能量沉积引发的动态相位缠绕效应。根据第三章建立的相位缠绕判据，当主应力差超过半波长对应的力学阈值（约 46MPa）时，实验探测系统将出现周期性方向反转。图 6.32(a) 中 59.04 W 情况的外环峰值已显著超越该阈值，导致实测双环结构的伪影叠加。因此，需基于区域 1 的已知分布规律（中心低差→外围高差→边界趋零）进行相位解

缠重构，以还原真实的应力差值分布。

进一步分析表明，区域 1 外围箭头所指的区域主应力差伪衰减实际源自相位缠绕导致的幅值折叠效应——真实的应力差在此区域已超越 40-50MPa 量级。此现象在高功率下被进一步放大，需结合时空演化序列明确这一现象的产生。为明确此类伪影的时变起源并优化解缠算法时序逻辑，本研究进一步选取 59.04 W 情况的辐照早期阶段开展应力场演变追踪。

图 6.33 揭示了高功率激光辐照下主应力差与方向的动态重建过程。辐照初始阶段 ( $t=0.1s$ )，主应力差分布与低功率工况类似：中心区域 (区域 1) 主应力差趋近于零，第一主应力方向仍保持环向主导模式。伴随辐照时间延长至 2s，热积累效应触发外围区域力学响应突变——区域 1 外沿涌现伪环状主应力差带，其形貌看似连续性环状分布，但方向场中对应的区域 2 (伪环带覆盖区) 并未出现预期的径向偏转，反而呈现无序混沌状态。此伪环特征实为相位缠绕的表征：主应力差的实际幅值已达相位解算系统的周期跃迁阈值，导致探测信号发生幅值折叠，形成低差伪影。随着辐照持续至 5s，应力场重构进入关键阶段：区域 1 内完整环状高差带形成雏形，且区域 2 外沿方向场开始系统性转向径向模式。这一转变验证了高功率下热 - 力响应的模态演化规律——温度梯度的持续强化促使主应力差值突破缠绕阈值，而方向场的滞后重组特性使得伪环结构与真实环状分布交替显现。结合前期低功率研究 (34-47W) 的相位缠绕临界判据可知，此类伪影的产生本质为实验系统的周

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

期性解算误差，其空间分布与真实应力梯度的交叉点严格对应。因此，通过追踪时序演化特征可有效识别数据折叠的伪环区域，为后续相位解缠提供动态路径依据。

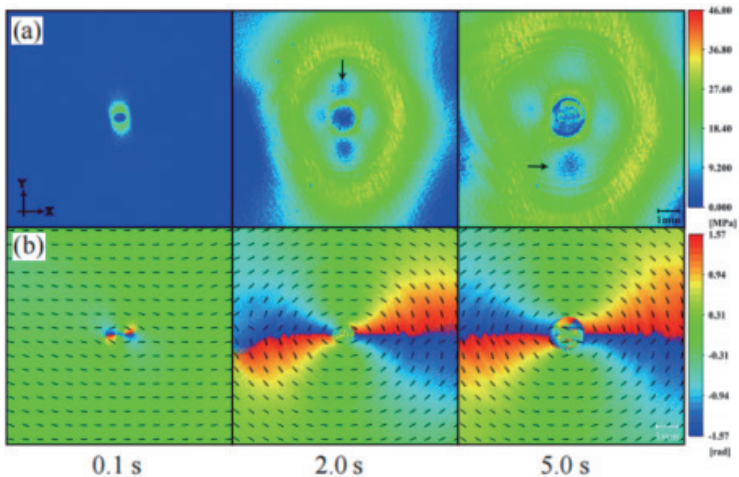


图 6.34 59.04 W 功率早期应力场演化  
(a) 主应力差  $\Delta\sigma$ ; (b) 第一主应力方向  $\beta$

### 6.4.4.3 跨功率主应力差时变响应特性

前述研究表明，主应力差场的相位缠绕效应及其伪影演化规律是制约高功率激光辐照应力解析精度的核心问题。基于实验观测的分布特征（区域 1 中心低差 - 外围高差衰减、方向场滞后重构等），可构建适用于全功率范围的相位解缠算法框架——其核心思路为利用应力场的空间梯度连续性与热传导的时序关联性，消除因幅值超越探测周期引发的数据折叠现象。相较于第三章的主应力分离方法，本研究针对长时辐照情况的特殊性（热影响区远超视场边界、黏弹性相变

主导力学响应), 提出以主应力差为基准的动态解缠策略。该方法通过整合低功率 (34-47W) 下的单环重构规律与高功率 (52 - 59W) 双环嵌套特征, 建立跨功率应力差场的统一反演模型, 可实现由缠绕伪影至真实梯度的精确映射, 以此量化解缠后的主应力差时空演化规律。

图 6.34 系统展示了 47.47W、52.98W 及 59.04 W 三组功率下解缠后的主应力差时空演化特征。对于 47.47W 功率情况, 辐照初期 2s 时区域 1 呈轴对称扩展, 主应力差峰值集中于光斑外围; 随时间延长至 10 s, 区域 1 范围扩张至初始状态的 2 倍, 但核心区仍未见环状结构; 至 15 s 时主应力差在区域 1 外沿首次显现单一环状带, 表明热积累已突破伪影相位阈值。功率提升至 52.98 W 时, 应力演化速率显著加剧——辐照 10s 前即出现环状雏形; 至 15 s 时, 环状带峰值增至 110MPa 左右, 区域 1 扩展范围达 52.98W 初始阶段的 5 倍。进一步增大功率至 59.04W, 环状特征在辐照 5s 前即提前成形, 且随辐照推进呈现显著增幅特性: 10 s 时环状峰值跃升至 110MPa, 随后峰值趋于稳定, 区域 1 范围仍在扩大。

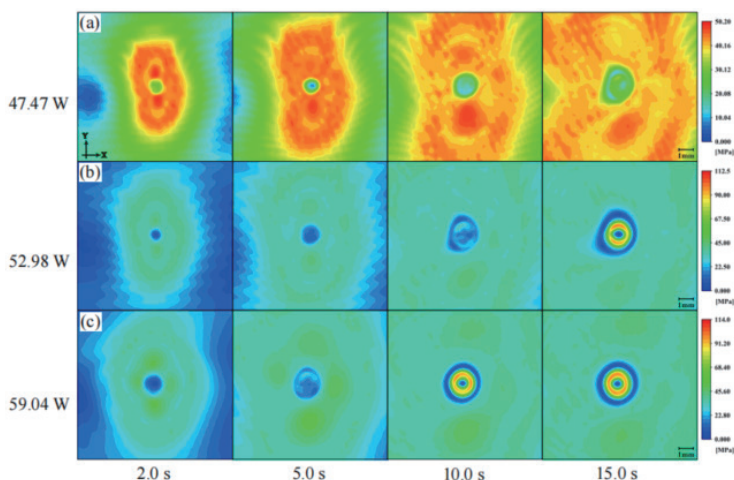


图 6.35 高功率动态应力分布特征 (a)47.47 W;(b)52.98 W;(c)59.04 W

图 6.36 通过量化解缠结果进一步揭示了主应力差的功率 - 时序耦合规律。全局主应力差峰值  $\Delta\sigma_{\text{global}}$  在所有功率下均呈现“陡升 - 缓降”非单调趋势：辐照初始 1s 内急剧攀升至最高值（与功率正相关，如 59.04W 时达 80MPa），而后续因热弛豫与相变能耗的增大约束，峰值以 1-1.2MPa/s 速率缓降，低功率情况（如 34.59-41.63W）下，缓降至稳态；而高功率时，其持续衰减趋势显著，直至辐照结束未达平衡。相较于  $\Delta\sigma_{\text{global}}$  的共性演化，环状峰值  $\Delta\sigma_{\text{ring}}$  的触发时间与功率呈负相关特性：其首次检出时间由 41.63W 的 15 s 缩减至 59.04 W 的 3 s，表明高功率激光通过加速热渗透有效促进了相变耦合效率。值得注意的是，在各功率下  $\Delta\sigma_{\text{ring}}$  触发后均经历“平缓期 - 速增期”双阶段演变：如 52.98W

功率下，环状带于 5s 形成后经历 4s 的平缓累积 ( $\Delta\sigma_{ring}$  增幅  $\approx 12$  MPa)，继而以 17.6MPa/s 速率跃升至 120 MPa；而 59.04 W 因能流密度优势，该跃升阶段显著缩短。此演化差异源于热弹性扩张与黏性耗散的权重竞争：初期辐照能量输入主导热膨胀，加速应力峰值积累；而后期黏性流动引发的能量重分布削弱热弹性势能，驱动应力重构路径的分岔。功率的提升通过强化热梯度效应，系统性压缩平缓积累阶段，放大非线性响应的主导地位。

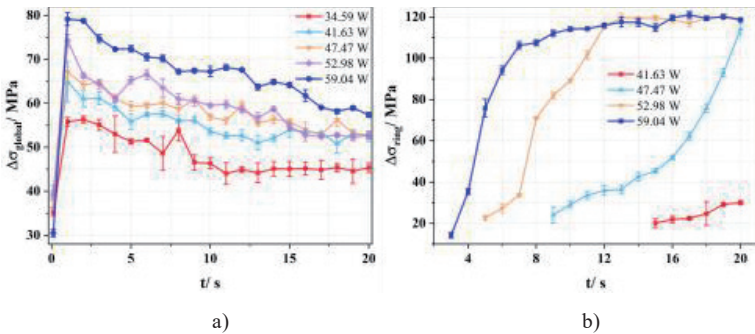


图 6.36 跨功率主应力差时变趋势 (a) 各功率下全局主应力差峰值  $\Delta\sigma_{global}$  时变曲线 ;(b) 环状带主应力差峰值  $\Delta\sigma_{ring}$  时变曲线

图 6.37 揭示了 34.59W、47.47W 及 59.04W 功率下停止辐照后的主应力差分布动态响应，通过对比辐照终止后 0 s、1 s、5 s 及 10 min 的应力场重构特征，揭示了残余应力的时间 - 功率依赖特性。在停止辐照瞬间 (0-1s)，所有功率下主应力差均呈现急剧跃升现象：34.59 W 情况中区域 1 的核心低差区 (原  $<10$  MPa) 在 1 s 内扩展至 30MPa 范围；47.47

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

W 及 59.04 W 的高功率情况中，原有环状区域的幅值由辐照末期的 120MPa 分别骤增至 160 MPa 及 250 MPa，且新旧应力峰值点沿径向向光斑中心迁移。激光停止辐照后主应力差的瞬时跃升源于径向与环向应力分量的差异化松弛特性，其演化机制需结合材料黏弹性响应的方向差异性解析。在激光终止瞬间，表层与内部的同步冷却收缩引发三维应力场重构，尤以横向平面 (xy 向) 的非均匀松弛为主导诱因。在低功率 (34.59W) 条件下，光斑中心的环向主应力在激光终止后迅速由压应力快速下降并极化至拉应力，这一转变源于表层与核心冷却速率的失衡：外围低温壳层的弹性恢复速率远高于核心区，形成沿环向的拉伸约束；而径向主应力因残余温度梯度的低驱动力仅缓慢降低，最终维持于弱压应力状态。两应力分量的反向极化导致主应力差在短时间内跃升至峰值，随后因弹性恢复的完成趋于稳定。高功率情况 (47.47W、59.04W) 下，辐照过程中的高温塑流效应导致主应力分量在光斑中心均趋近于零。停止辐照后，外围刚性壳层的约束与核心黏性流动耦合触发双主应力的异步演化：环向应力因外层冷缩的几何约束迅速跳变为拉应力，径向应力则因黏性拖滞效应呈现缓降趋势。两分量的动态失衡导致的瞬时跃升，但较之低功率情况，其峰值维持时间缩短，随温度梯度平抑缓慢衰减。

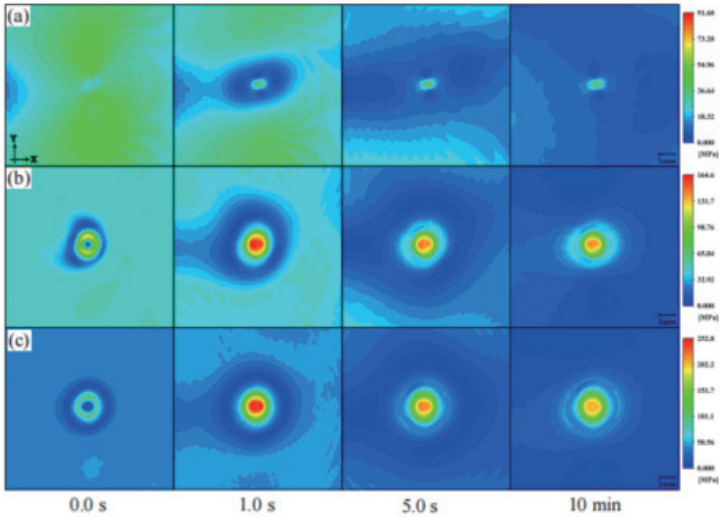


图 6.37 停止辐照后主应力差演化特征  
(a)34.59 W;(b)47.47 W;(c)59.04 W

#### 6.4.4.4 熔融效应与裂纹拓展机制

在超阈值功率 (64.67 W) 辐照下, 黏弹性相变主导的应力重构路径被熔融动力学彻底改衍。熔池形核引发的局部温度骤升不仅导致材料本征力学性能突变, 更为气泡喷流与微裂纹拓展提供能量条件。本节基于熔融淬冷区的主应力差分布演变与裂纹形貌关联分析, 揭示熔融效应与裂纹动态的耦合机理。

图 6.38 系统揭示了 64.67 W 超阈值功率下玻璃熔融喷气过程的应力场演化特性。辐照初期 (0.1 s) 主应力差分布与低功率情况一致, 呈现中心低差、外围缓升的轴对称特征 (图 6.37a); 当辐照持续至 3s 后, 区域 1 外围显性环状应力带逐渐形成。

◎ 非金属脆性材料的激光切割

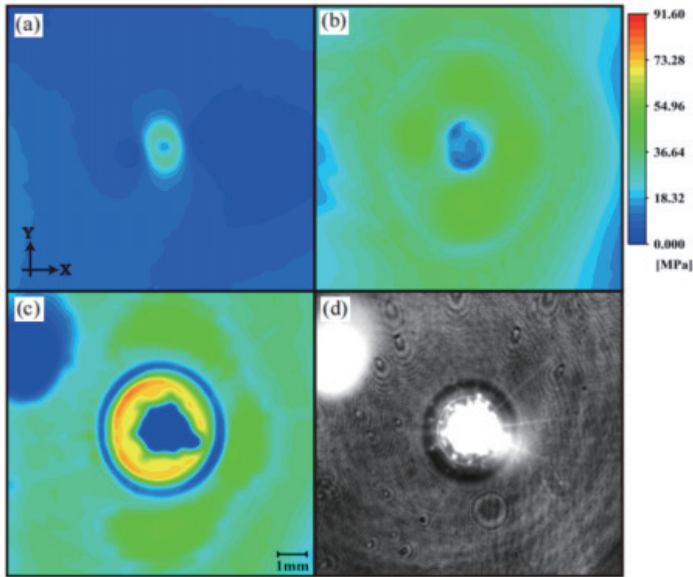


图 6.38 64.67W 辐照主应力差演化  
(a)0.1 s;(b)3 s;(c)5 s 及 (d)5 s 实验原图

此时光斑核心温度已突破材料热解阈值达到临界熔融温度，引发玻璃组分的分解气化，微观孔洞快速形核并诱发喷气现象（图 6.38c-d）。这一现象仅发生于超阈值功率 ( $>64.67$  W) 条件，其根本诱因在于功率密度驱动的瞬时热累积速率差异。尽管  $59.04$  W 功率下辐照时长可达  $20$  s，但其缓速升温 and 持续的黏性流动过程允许能量通过分子松弛逐步耗散，延缓了热解反应进程；而  $64.67$  W 功率下的超高能流密度使材料在  $4$  s 内即穿透黏弹性响应区间，直接触发不可逆的热化学分解。环状应力带的形成并非预示喷气必发，但可作为熔融前兆的敏感性指标——其出现意味着热机械约束的崩溃临界

点即将抵达。喷气导致的强烈图像散光源于两重物理效应：其一，气液界面的动态褶皱产生菲涅尔反射增强效应，大幅提升局部光强；其二，湍流气体的密度涨落引发光程差随机波动。此类光学伪影虽使数值解算的绝对精度降低，但通过降噪后仍可辨识环状带的基本形态。对比 59.04 W 功率，64.67 W 功率下下环状主应力差幅值及升高速率的衰减更源于材料本征松弛路径的突变，而非单纯光学伪影——熔融喷发形成的孔洞结构彻底破坏了应力场的连续性，残余路径的重构方向由外环约束转向内部自由表面能最小化，导致环状区的主应力差自发释放。

图 6.38 揭示了 64.67 W 超阈值功率停止辐照后主应力差场的跨阶段演变与裂纹动态拓展的耦合特征。熔融喷气形成的中心孔洞周边呈现环形主应力差分布 (图 6.39a)，其峰值 ( $\Delta\sigma\approx 260$  MPa) 延迟至 1.5s 后方达到极值。与低功率情况的快速响应对比，此滞后性源于熔融区独特的非均匀冷却路径——液态玻璃的快速固化在孔洞周围形成温度梯度较高的陡峭分布，外围黏性阻力抑制弹性恢复速率，导致残余热应力持续累积至平衡点突破。孔洞边沿的初始径向裂纹萌生于熔融喷气瞬态 (辐照 3-4s 阶段)，其成因与气液两相界面冷却收缩的强各向异性收缩相关：喷气后的液态玻璃沿气孔径向迅速固化收缩，产生局部拉应力，突破玻璃的断裂韧性极限。此类裂纹的径向取向特征，本质反映了喷气方向与收缩应力的几何耦合特性——沿气体逸出路径形成的微米级通道强化了径向能量释放效率。裂纹环向拓展显著起始于 2.7s (主应力差降至

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

$\approx 120\text{MPa}$ ), 而非峰值阶段的机制在于裂纹尖端能垒的黏弹克服机制: 虽然峰值阶段的高主应力差 ( $\Delta\sigma\approx 260\text{MPa}$ ) 赋存了断裂驱动力, 但黏性介质(部分未固化的玻璃)的包裹延缓了裂纹萌生; 随冷却进程的深入, 残余应力场的环向拉应力逐渐主导, 自由表面效应同步削弱扩展阻力, 裂纹沿最大主应力方向(环向)优先延伸。至 10min 完全冷却阶段, 环向裂纹的闭合连接显著释放了残余应力 ( $\Delta\sigma\approx 70\text{MPa}$ ), 但径向裂纹的有限扩展暗示材料内部仍保留部分能量未被完全耗散。

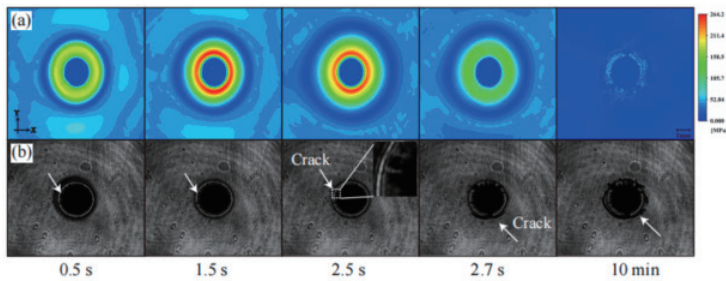


图 6.39 64.67 W 停止辐照后主应力差演化及裂纹扩展  
(a) $\Delta\sigma$ ;(b) 实验原图

### 6.4.5 功率密度 - 时变效应对残余应力的调控机制及形变关联分析

前述研究表明, 斜入射光斑几何形貌的不对称性对玻璃辐照应力场的演化路径具有调制效应。为精确解析激光功率密度及辐照时间对残余应力的独立调控规律, 本节通过改进光路系统实现激光正入射辐照 ( $R=0.12\text{mm}$ ), 消除斜射引入的多向能量沉积偏差, 选取  $380\text{W}/\text{mm}^2$ 、 $450\text{W}/\text{mm}^2$  及  $520$

$W/mm^2$  三组典型功率密度参数 ( 低于熔融喷气临界阈值 ), 每组以 2s 为间隔设置辐照时程 (2-10s, 共 10 组), 系统性解析完全冷却后残余应力场及表面形变的三维演化规律。

#### 6.4.5.1 功率密度与辐照时间的残余应力非线性关联

图 6.40 揭示了正入射条件下不同功率密度驱动残余应力最大主应力差  $\Delta\sigma_{max}$  的时变响应分异特性, 其时变规律主要由辐照过程中的热 - 力耦合机制主导, 冷却阶段对最终的应力冻结状态影响甚微。在低功率密度 ( $380W/mm^2$ ) 情况中,  $\Delta\sigma_{max}$  随辐照时间单调递增, 其持续累积机制源于热弹性恢复与黏性耗散的持续失衡——较低能流输入无法触发显著的材料松弛路径转变, 导致每时间单元内的能量沉积速率高于耗散效率。当功率密度提升至  $450 W/mm^2$  时, 能量输入与耗散的博弈进入非线性阶段: 2-6s 时段,  $\Delta\sigma_{max}$  单调递增, 对应热弹性主导的能量累积期; 6-10s 期间的震荡源于高温区黏性耗散对储能效率的调制——局部黏度下降引起的能量再分配削弱了应力增长的驱动力; 10s 后  $\Delta\sigma_{max}$  的微弱衰减反映核心区分子重排引发的自松弛效应, 其进程与先前停止

辐照后的高温区滞豫特性具有相似性。 $520 W/mm^2$  高功率密度下, 能流输入的剧烈性彻底改衍应力演化路径: 2-10s 时段  $\Delta\sigma_{max}$  随辐照持续推进, 虽增速随辐照时间增加变缓但幅值仍高于低功率水平, 其本质为黏性松弛的速率阈值被超量热输入突破; 12s 时  $\Delta\sigma_{max}$  突降对应材料宏观屈服行为的临界点。这一突变现象与熔融阶段前的微结构崩塌具有机理同源

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

性，但因热输入仍低于熔融阈值，表现为非破坏性应力重整。跨功率对比分析表明，残余应力时变曲线的分岔转折点直接映射能量累积与耗散的动态平衡态迁移。低功率密度下热弹性响应主导单向积累，高功率密度中黏性 - 塑流耦合效应驱动应力的多阶段重构。

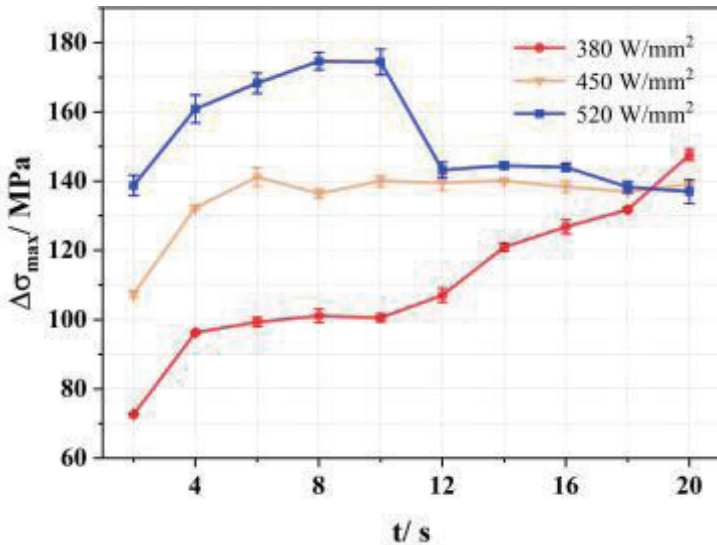


图 6.40 残余应力最大主应力差随辐照时间的时变响应曲线

### 6.4.5.2 三维形貌与凸包演化的热 - 力耦合特征

为系统揭示功率密度对材料热 - 力协同特性的跨尺度调控规律，本节聚焦 450 W/mm<sup>2</sup> 功率密度下的三维形貌与凸包演化特征。该功率条件作为能量输入强度的过渡阈值，兼具低功率段的黏弹性重构特性与高功率段的形变强化效应，能够综合表征激光辐照条件下的多层次响应机制。相较而言，

380 W/mm<sup>2</sup> 情况的微结构演化受限于能量密度不足, 表面形貌难以明晰捕捉动态重构路径; 而 520 W/mm<sup>2</sup> 的剧烈热冲击引发局部相变, 导致显微拓扑的复杂性超出分析范畴。由此, 选取 450 W/mm<sup>2</sup> 的中等功率密度作为典型解析对象, 通过共聚焦显微成像结合凸包参数量化 (高度、宽度), 阐明应力重分布与表面形核的时空关联性, 建立残余应力场向三维形貌转换的热 - 力协同路径。

图 6.41 与图 6.42 的协同分析揭示了功率密度与辐照时间对表面形核及凸包形变的精细化调控机理。低功率密度 (380 W/mm<sup>2</sup>) 辐照 4s 后, 热弹性膨胀主导的形变特征表现为高斯形的光滑凸包 (高度 <20 μm), 其匀称形态反映弹性储能的小规模累积与外层刚性约束的均匀平衡, 符合经典热弹性理论预测的应力 - 应变路径。辐照终止后, 冷却阶段的弹性恢复迅速达成平衡, 导致凸包形貌无明显后效演化, 表明低能量输入下黏弹性耗散的微弱影响。但功率提升至 450 W/mm<sup>2</sup> 时, 相同辐照时间 4s 的形貌重构显著不同: 中心区域黏弹性相变与外围弹性约束的竞争效应导致“火山口”状凸起特征, 中心平台高度 ≈80μm, 底部褶皱深度 ≈10μm。根据图 6.40 的应力演化规律, 全局主应力差的衰减降低热弹性储能, 而区域 1 外围环向压应力的持续增大约束材料流动, 迫使塑性形变沿热梯度路径向中心推移; 同时, 底缘褶皱的萌生源于微观剪切带在高环向压应力下的局部屈曲 (图 6.42a)。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

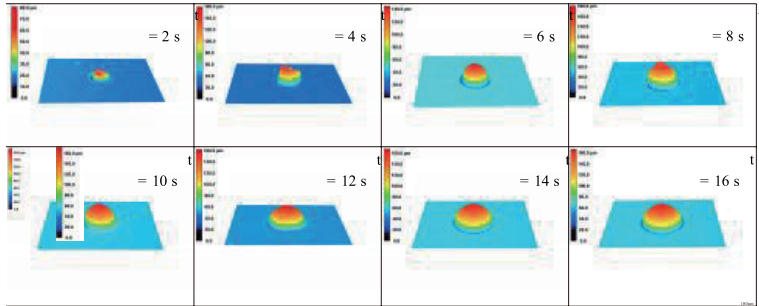


图 6.41 正入射下  $450 \text{ W/mm}^2$  辐照的三维形貌分布 (完全冷却)

这一现象与前期应力分析的结论 (黏弹性边界的动态扩展主导应力重构) 严格对应, 印证了热 - 力耦合路径的跨模式关联性。在更高功率密度  $520 \text{ W/mm}^2$  辐照 4s 的情况下, 形貌, “火山口” 结构消失且底缘褶皱深度显著加剧 ( $\approx 40 \mu\text{m}$ ), 同时凸包高度跃升 ( $\approx 100 \mu\text{m}$ )。此时剧烈的热输入突破黏弹性松弛临界点, 中心区热膨胀能的非线性积累引发亚表面微裂纹的自发形核, 其隐匿扩展通过能量泄放路径重分布应力场, 削弱外围约束并迫使形核机制转向均匀膨胀模式。与  $450 \text{ W/mm}^2$  辐照 6 s 后的形貌类似 (图 6.42b), 火山口特征的消失标志着黏弹性相变区对全域形变的协调控制能力解体。聚焦  $450 \text{ W/mm}^2$  功率密度下的时变演化, 辐照时间增至 8 s 时, “火山口” 特征逐渐退化为近高斯凸包, 中心平台平整化 (高度  $\approx 100 \mu\text{m}$ ) 而底缘褶皱深度减至  $\approx 10 \mu\text{m}$ 。此时黏弹性区持续扩展至覆盖原始弹性壳层, 应力梯度的径向弥散与分子网络的自重组效应 (如自由体积坍塌) 共同驱动形貌的均质化重构。10 s 辐照冷却后, 凸包峰值高度增至  $\approx 112 \mu\text{m}$  (图 6.42c), 但其增速趋缓印

证了应力累积速率的饱和态；长时间辐照 20 s 后的冷却样本中，凸包高度回落至  $\approx 95\mu\text{m}$ ，表面趋于平滑且展宽进一步增大。这一现象与残余应力最大主应力差  $\Delta\sigma_{\text{max}}$  的衰退规律严格关联 (图 6.40)，其机理需从两方面解耦：1. 辐照期间的黏弹性储备调控：高能输入下分子链的取向重组构建了热诱导的亚稳态网络，储能部分分布于重构后的微结构中；2. 冷却后的滞弹性释放：完全冷却过程中，微结构弛豫与外层刚性约束的协同作用促使残余应力通过均匀形变缓慢释放，而非脆性断裂。对比不同独立实验样本，凸包形核的分阶段特性归因于热梯度介导的黏弹性边界迁移：低辐照时 (2 - 8 s) 动态边界的渐进扩展主导局部形貌重构；长时辐照 (10 - 20 s) 下黏弹性域的全覆盖激活全域能量耗散，形变向宏观均匀模式妥协。

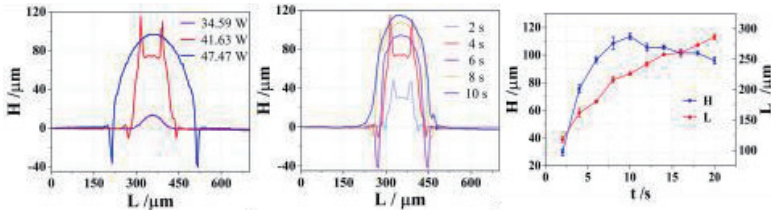


图 6.42 凸包形貌功率密度 - 时变对比 (a) 不同功率密度辐照 4s 后的凸包截面；(b) 450W/mm<sup>2</sup> 功率密度下 2-10s 的截面形变序列；(c) 凸包峰值高度 H 及宽度 L 随辐照时间的演变曲线

#### 6.4.5.3 实验 - 模拟偏差机理

本小节通过系统对比数值模拟与实验观测的残余应力及时变形貌演化规律，揭示现有本构模型在描述激光辐照热 - 力耦合效应中的显著局限性。其核心缺陷体现为对瞬态相变

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

行为的非平衡热力学响应刻画不足，黏弹性参数的时-空动态适配能力薄弱；未能表征热膨胀系数随温度升高的非线性演变规律；以及跨尺度形貌反馈机制的缺失。辐照阶段的主要偏差体现为高功率密度下主应力差的重构路径差异：模拟预测的环状高差区域过早成形且峰值显著高估，此现象源于模型黏度函数对高温转化的敏感性不足——现有黏度随温度变化曲线未精确刻画相变区黏度的骤降特性；常系数热膨胀模型无法表征临界温度区间体积膨胀率的阶跃式增长特性；此外，网格分辨率的物理限制无法捕捉微米级形变细节（如底缘褶皱与凸包的局部曲率突变），导致表面形貌演化对主应力场的反哺作用被低估，进一步加剧路径偏差。

停止辐照阶段的差异则显露黏弹性本构框架的适用性边界：模拟中主应力差在较长时间内持续升高，但实验观测到 $\Delta \sigma_{\max}$ 在停止后短小时内突增，随后缓慢下降。动力学分析表明，冷却初期的黏度骤升约束了弹性恢复的启动力，此过程需引入温敏型黏塑性本构理论以替代纯黏弹性假设。具体而言，黏塑性模型通过塑性滑动因子动态表征冷却阶段的屈服滞后效应，可更精确复现应力震荡及松弛路径的时变坡度。

模型优化需遵循热-力-形变耦合的动态反馈逻辑：以实验形貌拓扑特征（火山口形核、褶皱展宽等）为空间标定，逆向校准黏度函数与热传导参数的梯度依赖性，同步建立微米级应力梯度与宏观形貌演化的隐式关联函数。通过强化本构理论对热历史与微结构重排的双向动态关联，实现激

光辐照全流程 ( 辐照 - 停止 - 冷却 ) 的高保真模拟预测。

在激光参数调控机制研究中, 发现了功率阈值在应力模式转换中的核心作用。低于临界功率时, 主应力差呈现渐进式热弹性积累; 而在超阈值功率下, 热渗透引发的相变边界迁移不仅重构了应力分布的空间构型, 更通过黏弹性软化效应促使主应力方向发生轴向转变。特别值得注意的是, 椭圆光斑的各向异性热梯度会诱导主应力差分布的方向依赖性, 但这种差异随温度梯度主导作用的增强逐渐弱化, 揭示了热 - 力耦合过程中能量输运与力学响应的动态制衡关系。

通过搭建高时空分辨率的穆勒矩阵光弹诊断系统, 实现了应力场动态演化的实验观测与数值模拟的多维互验。实验数据不仅验证了仿真模型对主应力差幅值及环形跃迁特征的预测精度, 更在相变区域主应力方向演化规律上发现了新的科学现象: 当温度突破转变临界值后, 模拟结果预测主应力方向发生系统性的轴向转变, 而实验观测却展现出分布混乱的特征。这种理论预测与实验现象的非对称性, 为后续揭示复杂相变区边界条件的动态异质性提供了研究线索。

针对高功率极端情况, 深入阐明了环状应力集中区的物理本质及其演变机制。黏弹性相变边界的动态迁移导致应力场能量在空间上的重新分配, 形成具有显著梯度差异的环状应力带。当功率进一步超阈值时, 主应力差相位缠绕效应诱发应力双环响应, 其空间分布模式与热松弛速率、相变边界刚度呈现强相关性。特别是熔融喷气引发的微孔洞结构, 作为应力场连续性的破坏节点, 不仅重塑了残余应力场的空间

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

拓扑，更通过自由表面能最小化机制重构裂纹拓展路径，揭示了极端热载荷下材料失效的多物理场耦合本质。

在残余应力调控机制研究中，发现功率密度与辐照时间存在非线性竞争效应：低功率密度下的热弹性主导区域呈现应力单向积累特性，而高功率密度中黏性耗散与塑性流动的耦合驱动应力场的多阶段重构。三维形貌分析进一步表明，凸包形核的阶段特征与黏弹性相变边界的动态迁移密切相关，其演化过程经历了从局部边界扩展主导到全域能量耗散的模态转换。

本章研究从理论体系、实验方法到机制规律三个方面，构建了激光与玻璃材料相互作用的新认知框架，为激光精密加工工艺参数优化、残余应力调控及裂纹路径预测提供了科学依据。研究发现的本构模型在瞬态相变行为刻画、时空参数动态适配等方面的核心缺陷，为后续发展多相耦合、跨尺度迭代的新型计算模型明确了突破口，将对超快激光制造、脆性材料改性等工程技术领域产生重要指导作用。

## 总结

本专著系统阐述了作者团队针对脆性非金属材料受控激光热切割工艺开展的系列研究成果。研究团队创新性地采用有限元法数值模拟与实验验证相结合的研究方法，成功确定了确保材料分离质量的技术参数。该方法论为脆性非金属材料的激光热切割技术革新提供了支撑，推动了多项创新型高效分离方案的研发进程。

如专著所述，新提出的激光热切割方案的实际应用效果在于提高产品品质、降低生产劳动强度、拓宽产品种类、节约能源和劳动力资源、提高生产环境标准、培育更文明的劳动文化。

这本专著中的研究成果，不仅对电子行业企业具有参考价值，也值得白俄罗斯共和国及国际上从事激光材料加工技术的机构关注。专著中呈现的研究成果已被纳入弗朗西斯克·斯科里纳戈梅利国立大学物理与信息技术学院的教学体系，用于培养工程专业人才。

作者设想在追求最佳技术方法方面继续取得进展，特别是通过数值模拟和元模型的联合应用，元模型以其卓越的计算效率而著称。

[225-227] 中列举了这类模型在工程计算中的应用实例。

## ◎ 非金属脆性材料的激光切割

元建模的核心目标之一，就是无需进行繁琐的逐次计算，就能快速估算出输出参数的大致数值。以 [228] 为例，人工神经网络被成功运用于玻璃激光切割建模领域。这种技术之所以能在众多科技领域大显身手，关键在于它能精准捕捉海量数据中的非线性关联规律 [229,230]。

元建模的另一大目标是解决优化问题。关于如何运用遗传算法解决这类问题，可参考文献 [231,232] 中的案例。具体应用时，通过模拟对象的进化过程，利用遗传算法在对象集合中继承并增强其有效特性来寻找解决方案，相关研究详见文献 [233,234-236]。

作者团队正致力于优化激光加工技术参数的研究，通过结合神经网络模型与非参数回归方法开发的模型，提升材料分离效率。相关研究成果已发表于学术期刊并在多个会议上进行展示。目前已有多个专项研究计划聚焦该领域持续推进 [237-240]。作者团队坚信，该领域的研究成果将在即将出版的专著中得到充分展现。

## REFERENCES

1. Laser technology in 7 books: manual for universities / A. G. Grigoryants, A. A. Sokolov; ed. by A. G. Grigoryants. – Moscow: Higher school [Vysshaya shkola], 1988. – Book. 4 Laser processing of non-metallic materials. 191 p.

2. Kondratenko, V. S. Laser-controlled thermal cleaving of brittle materials: a series of lectures / V. S. Kondratenko. – Moscow: MSUIECS, 2004. 88 p.

3. Grigoryants, A. G. Basics of Laser Material Processing / A. G. Grigoryants. Moscow: Mashinostroenie, 1989. 304 p.

4. Rykalin, N. N. Laser processing of materials / N. N. Rykalin, A. A. Uglov, A. N. Kokora. – Moscow: Mashinostroenie, 1975. – 296 p.

5. Duley, W. Laser Processing and Analysis of Materials: transl. from English. / W. Duley. – Moscow: Mir, 1986. 504 p.

6. Laser and electron-beam material processing: handbook / N. N. Rykalin [et al.]. – Moscow: Mashinostroenie, 1985. – 496 p.

7. Machulka, G. A. Laser processing of glass. Moscow: Sov. radio, 1979. 136 p.

8. Kondratenko, V. S. Investigation and advancement of the laser-controlled thermocleavage technique for glass cutting: PhD

thesis in Engineering 05.17.11 / V. S. Kondratenko. – Moscow, 1983. – 179 p.

9. Shalupaev, S. V. Thermoelastic fields formed in solids using light and sound flows: PhD thesis in Physics and Mathematics 01.04.05 / S. V. Shalupaev. – Minsk, 1987. 157 p.

10. Shershnev, E. B. Development and implementation of innovative effective processes in the production of glassware using laser technology: PhD thesis in Engineering : 05.17.11 / E. B. Shershnev. Moscow, 1990. – 145 p.

11. Malov, I. E. Development of the technology for controlled thermal cleaving of sheet glass using the radiation of a solid-state laser: PhD thesis in Engineering 05.17.11 / I. E. Malov. Moscow, 2000. – 18 p.

12. Orlov, A. S. Development of theoretical frameworks, technological processes, and equipment for thermal cutting of brittle non-metallic materials illustrated through thin-walled cylindrical glass products: extended abstract of thesis work ... D.Sc. in engineering 05.03.06 / A. S. Orlov. Rostov-on-Don, 2005. – 40 p.

13. Ivanov, I. A. Development and study of the method for separating transparent brittle dielectric materials via laser radiation on copper vapor: extended abstract of thesis work ... PhD in engineering 05.03.01 / I. A. Ivanov. Moscow, 2006. – 20 p.

14. Chernykh, S. P. Development of technology for post-growth treatment of devices using wide-gap semiconductor

materials: extended abstract of thesis work ...PhD in engineering: 05.11.14 / S. P. Chernykh. – Moscow, 2007. – 20 p.

15.Nikityuk, Yu. V. Physical regularities of laser thermal cleaving of silicate glasses and alumina ceramics: PhD thesis in Physics and Mathematics 01.04.21 / Yu. V. Nikityuk. Gomel, 2009. – 166 p.

16.Gindin, P. D. Development of innovative technologies and equipment using the technique of laser controlled thermal cleaving for machining components of instrument making, micro- and optoelectronics: extended abstract of thesis work ... D.Sc. in engineering: 05.11.14 / P. D. Gindin; MSUIECS. – Moscow, 2009. – 43 p.

17.Naumov, A. S. Development of the technology for separating instrumental wafers into crystals: extended abstract of thesis work ...PhD in engineering: 05.11.14 / A. S. Naumov. – Moscow, 2009. – 19 p.

18.Trubienko, O. V. Research and development of technology for blunting of sharp edges on products via laser controlled thermal cleaving: extended abstract of thesis work ...PhD in engineering: 05.11.14 / O. V. Trubienko. – Moscow, 2009. – 23 p.

19.Nelina, S. N. Development and study of the technology for producing monocrystalline sapphire substrates intended for electronic components: extended abstract of thesis work ...PhD in engineering 05.27.01 / S. N. Nelina. Taganrog, 2010. – 24 p.

20.Borisovsky, V. E. Advancement of theoretical frameworks

and the creation of a set of technologies and equipment for the laser treatment of quartz glass: extended abstract of thesis work ... D.Sc. in engineering: 05.11.14 / V. E. Borisovsky; MSUIECS. – Moscow, 2011. – 36 p.

21.Sorokin, A. V. Development of technological process of laser parallel thermocleaving of brittle materials: extended abstract of thesis work ...PhD in engineering 05.11.14 / A. V. Sorokin. Moscow, 2011. – 20 p.

22.Chirkov, A. V. Development of an automated subsystem aimed at optimising the selection of efficient laser processing modes for products made from brittle nonmetallic materials: extended abstract of thesis work ...PhD in engineering 05.13.06 / A. V. Chirkov. Moscow, 2011. – 26 p.

23.Khlyzov, V. A. Development of the control system and automation of the technological process for laser controlled thermocleavage on industrial units : extended abstract of thesis work ...PhD in engineering: 05.11.14 / V. A. Khlyzov. Moscow, 2012. – 20 p.

24.Lumley, R. M. Controlled separation of brittle materials used a laser / R. M. Lumley // J. Of the Amer. Cer. Soc. 1968. – Vol. 49, No. 9. – pp. 850 854.

25.Initiation of a controlled fracture: pat. № 3610871 US, IPC H01L 21/28 / R. M. Lumley; assignee Western Electric Company Incorporated.; applied 19.02.70; published 05.10.71. / [Electronic resource] Mode of access: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access:

19.05.2007

26. Thermal cleaving of glass tubes by laser radiation / Machulka G. A. [et al.] // *Electronic industry*. 1976. – Issue 1(49). – pp. 59–63.

27. Kondratenko V. S., Serdyukov A. N. Heating of materials using a moving laser source // *Abstracts of the 1982 All-Union Seminar on laser technology in instrument making*. – Moscow, 1983. – pp. 83.

28. Kondratenko, V. S., Serdyukov, A. N. Calculation of the temperature fields during laser controlled thermal cleaving // *Electron Technique. Part 11. Laser technology and optoelectronics*. 1984. – Issue 5(31). – pp. 62.

29. Kondratenko, V. S., Serdyukov, A. N., Shalupaev, S. V. Laser heating of materials during thermal cleaving considering heat transfer // *Electron Technique. Part 11. Laser technology and optoelectronics*. – 1987, – No. 1(41). – pp. 7.

30. Bokut' B. V., Kondratenko, V. S., Myshkovets V. N., Serdyukov, A. N., Shalupaev, S. V. Thermoelastic fields in solids during their processing by laser beams of special geometry. – Minsk: Preprint B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus. – 1987. – 59 p

31. Method of cutting non-metallic materials: pat. 2024441 RF, IPC 5 C03B33/02 / V. S. Kondratenko; assignee V. S. Kondratenko; applied 04.02.92; published 12.15.94 / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru) – Date of access: 19.05.2007.

32. Controlled thermal cleaving of glass using laser radiation / V. S. Kondratenko [et al.] // *Electronic Industry*. – 1978. No. 9. – pp. 6568.

33. Solinov, V. F. Influence of the refrigerant on the process of laser-controlled thermal cleaving of glass / V. F. Solinov, V. S. Kondratenko, V. M. Braude // *Technics, Economics, Information. Ser. Production technology*. – 1983. – Issue 2. – pp. 12–17.

34. Kondratenko, V. S. Thermal cleaving of glass tubes when exposed to laser irradiation / V. S. Kondratenko, A. S. Tanaseichuk, E. B. Shershnev // *Electronic technology. Part II. Laser technology and optoelectronics*. – 1986. No. 4. – pp. 30–37.

35. Kondratenko, V. S. Peculiarities of the process of laser controlled thermal cleaving of sheet glass along the curvilinear contour / V. S. Kondratenko, A. S. Tanaseichuk, E. B. Shershnev // *Electronic technology. Part 11. Laser technology and optoelectronics*. – 1986. No. 4(40). – pp. 46–49.

36. Kondratenko, V. S. New efficient methods for laser processing of glass sheets / V. S. Kondratenko, A. S. Tanaseichuk, E. B. Shershnev // *Electronic technology. Part 11. Laser technology and optoelectronics*. – 1986. No. 4(40). – pp. 38–45.

37. Laser thermal cleaving of quartz glass / V. S. Kondratenko [et al.] // *Electronic industry. Part. 11. Laser technology and optoelectronics*. – 1987. No. 4(44). – pp. 25–28.

38. Strength of glass products using different methods of laser

edge treatment / V. S. Kondratenko [et al.] // Electronic industry. – 1988. No. 1. – pp. 30 31.

39.Kondratenko, V. S. Time parameters of the process during surface thermal cleaving when exposed to CO<sub>2</sub> laser radiation / V. S. Kondratenko [et al.] // Materials, technologies, tools. 2002. No. 2. pp. 82 85.

40.V. S. Kondratenko. Laser-controlled thermal cleaving of glass in the production of electronic products // Electronic industry. – 1988. No. 1. – pp. 28 29.

41.Crack control device in the process of laser cleaving of glass / V. S. Kondratenko [et al.] // Instruments. 2005. No. 6 (60) – pp. 9 10.

42.Method of blunting sharp edges of products: pat. 2163226 RF, IPC 5 C03B33/02 / V. S. Kondratenko; assignee V. S. Kondratenko. – No.2000116613/03; applied 06.28. 00; published 02.20.01 // Official Bulletin “Inventions, Utility Models” [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru). – Date of access: 19.05.2007.

43.Method of cutting brittle non-metallic materials: pat. 2206525 RF, IPC 5 C03B33/02 / V. S. Kondratenko; assignee V. S. Kondratenko. – No.2001120746/03; applied 07.25.01; published 06.20.03 // Official Bulletin “Inventions, Utility Models” / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru). – Date of access: 19.05.2007.

44.Method of cutting brittle non-metallic materials: pat.

2206526 RF, IPC 5 C03B33/02 / V. S. Kondratenko; assignee V. S. Kondratenko. – No.2001120747/03; applied 07.25.01; published 06.20.03 // Official Bulletin “Inventions, Utility Models” / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru) – Date of access: 19.05.2007.

45.Method of cutting brittle non-metallic materials: pat. 2206527 RF, IPC 5 C03B33/02 / V. S. Kondratenko; assignee V. S. Kondratenko. – No.2001122793/03; applied 08.15.01; published 06.20.03 // Official Bulletin “Inventions, Utility Models” / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru) – Date of access: 19.05.2007.

46.Method of cutting brittle non-metallic materials: pat. 2206528 RF, IPC 5 C03B33/02 / V. S. Kondratenko; assignee V. S. Kondratenko. – No.2001122794/03; applied 08.15.01; published 06.20.03 // Official Bulletin “Inventions, Utility Models” / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru) – Date of access: 19.05.2007.

47.Method of cutting brittle non-metallic materials: pat. 2224648 RF, IPC 5 C03B33/02 / V. S. Kondratenko; assignee V. S. Kondratenko. – No.2002123517/03; applied 09.03.02; published 02.27.04 // Official Bulletin “Inventions, Utility Models” / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru) – Date of access: 19.05.2007.

48.Method of cutting brittle non-metallic materials: pat. 2237622 RF, IPC 5 C03B33/02 / V. S. Kondratenko; assignee

V. S. Kondratenko. – No.2002114927/03; applied 06.07.02; published 10.10.04 // Official Bulletin “Inventions, Utility Models” / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru) – Date of access: 19.05.2007.

49.Method of cutting brittle non-metallic materials: pat. 2238918 Russian Federation, IPC 5 C03B33/02 / V. S. Kondratenko; assignee V. S. Kondratenko. – No.2002114928/03; applied 06.07.02; published 10.27.04 // Official Bulletin “Inventions, Utility Models” / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru) – Date of access: 19.05.2007.

50.Method of cutting non-metallic materials and device for its implementation: International patent application PCT/RU94/00276, international publication WO 096/20062, IPC B23K 26/00B; assignee V. S. Kondratenko; applied 23.12.2004; published 04.07.96

51.Method of splitting non-metallic materials: pat. 5609284 USA, IPC B23K 1500; B26F 316 / V. S. Kondratenko; assignee Fonon Technology Limited. – applied 30.09.94; published 11.03.97 // [Electronic resource]. – Access mode: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access: 19.05.2007

52.Method of cutting brittle non-metallic materials: pat. 2333163 RF, IPC C03B33/09 / V. S. Kondratenko; assignee V. S. Kondratenko. – No.2007125597/03; applied 09.07.07; published 10.09.08 // Official Bulletin “Inventions, Utility Models” / [Electronic resource]. – 2008. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru) – Date

of access: 27.03.2009.

53. Analysis of the features of laser thermal cleaving of quartz glass / V. A. Emelyanov [et al.] // *Electronic Engineering. Section: Laser Technology and Optoelectronics*. 1991. Issue 3(59). pp. 90–92.

54. Dynamics of generating temperature stress fields during laser-controlled thermal cleaving / V. A. Emelyanov [et al.] // *Laser news*. – 1995. No.4. – pp. 14–17.

55. Peculiarities of surface cracking during glass cutting using neodymium laser radiation / V. S. Kamenkov [et al.] // *Physics and Chemistry of Materials Treatment*. 1996. No.3. – pp. 51–55.

56. Yu. V. Khlopkov. Laser cutting of glass for light filters for TVs and PCs // *Steklo i Keramika (Glass and Ceramics)*. – 1994. No.7. – pp. 33–34.

57. Laser cutting of ceramic materials with metallized surface / E. B. Shershnev, A. V. Maksimenko, V. N. Myshkovets, Yu. V. Nikityuk // *Journal of Optical Technology*. 2001. – Vol. 68, No. 10. pp. 41–44.

58. Laser thermal cleaving of dielectric materials / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, A. N. Serdyukov, Yu. V. Nikityuk // *Ceramics. Polish ceramic bulletin*. – 2001. Vol. 65. pp. 75–83.

59. Shalupaev, S. V. Laser separation of glass in a plane parallel to the surface / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk // *Proceedings of F. Skorina Gomel State University*. – 2001. No. 6 (9). – pp. 114–117.

60. Shalupaev, S. V. Silica gel glasses after laser radiation

/ S. V. Shalupaev, A. V. Semchenko, Yu. V. Nikityuk // *Material Science*. – 2003. Vol. 21, No. 4. – P. 495 501

61. Processing of ceramic and glass tubular-shaped products via laser thermal cleaving / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, V. N. Myshkovets, A. V. Maksimenko, Yu. V. Nikityuk // *Ceramics. Polish ceramic bulletin*. – 2003. Vol. 79. – pp.115 120.

62. Analysis of thermoelastic fields formed during laser thermal cleaving of ceramic-metal structures / S. V. Shalupaev, V. N. Myshkovets, A. V. Maksimenko, Yu. V. Nikityuk, G. A. Baevich, V. V. Grischenko // *Metalloobrabotka*. 2005. No. 2(26) – pp. 33 36.

63. Precision laser processing of brittle non-metallic materials / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda // *Proceedings of F. Skorina Gomel State University*. – 2005. No. 3 (30). pp. 87 92.

64. Laser processing of quartz glasses synthesized via sol-gel method / S. V. Shalupaev, V. V. Gaishun, A. V. Semchenko, Yu. V. Nikityuk // *Materials. Technologies. Tools*. – 2005. No. 2. pp. 70 73.

65. Investigation of the process of laser thermal cleaving of thick ceramic wafers / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda // *Vestnik of Polotsk State University. Part B*. – 2005. No. 6. – pp. 140 143.

66. Laser dual-beam method of processing of high-strength ceramic materials / S. V. Shalupaev, M. Alexeyuk, E. B. Shershnev,

Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda // *Ceramics. Polish ceramic bulletin* 2005. Vol. 89. pp. 44 49.

67. Double-beam laser thermal cleaving of brittle non-metallic materials / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda // *Journal of Optical Technology*. 2005. – Vol. 73, No. 5. pp. 62 66.

68. Laser thermal cleavage of brittle nonmetallic materials along closed curvilinear contours/ S. V. Shalupaev, Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda // *Journal of Optical Technology*. 2008. – Vol. 75, No. 2. pp. 11 15.

69. Shalupaev, S. V. Combined laser thermal cleaving / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk // *Laser physics and spectroscopy: Proceedings of the IV Intern. conf. on laser physics and spectroscopy, Grodno, October 4 – 8, 1999* / NASB, MOE RB, BRFFR, Yanka Kupala State University of Grodno; edited by V. K. Kononenko [et al.]. – Grodno, 1999. – P.2.– pp. 177 – 179.

70. Technological complex for laser processing of materials / S. V. Shalupaev, A. T. Malashchenko, Yu. V. Nikityuk, I. M. Kamornikov // *Theoretical and technological bases of hardening and restoration of machine-building products: a collection of scientific papers* / Euphrosyne Polotskaya state university of Polotsk; edited by S. A. Astapchik [et al.]. – Novopolotsk, 2001. – pp. 726 728.

71. Shalupaev, S. V. Laser double-beam processing of

materials in the production of electronic products / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk // INTERMATIC-2004: Proceedings of the International Scientific and Practical Conf. “Fundamental Problems of Radio-Electronic Instrument Engineering”, Moscow, September 7–10, 2004 / MIREA – Russian Technological University; editorial staff: Yu. V. Gulyaev [et al.]. – Moscow 2004. – P.1. – pp. 133–135.

72. Laser thermal cleaving of brittle non-metallic materials along closed curvilinear trajectories / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda // Interaction of Radiation with Solid Body: Proceedings of the 6th Intern. conf., Minsk, May 26–28, 2005 / Belarusian State University, NASB, MOE RB, BRFFR, Belarusian Physical Society; edited by V. M. Anishchik [et al.]. – Minsk, 2005. – pp. 436–438.

73. Peculiarities of the laser thermal cleaving process under the additional effect of hot air-flow / S. V. Shalupaev, Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda, A. S. Pobiyakha // Interaction of Radiation with Solid Body: Proceedings of the 7th International Conference, Minsk, September 26–28, 2007 / Belarusian State University, NASB, MOE RB, BRFFR, Belarusian Physical Society; edited by V. M. Anishchik [et al.]. – Minsk, 2007. – pp. 68–70.

74. Double-beam laser thermal cleaving of brittle nonmetallic tubular-shaped materials / S. V. Shalupaev, Yu. V. Nikityuk, I. M. Kamornikov, A. A. Sereda, A. S. Pobiyakha // VII International Scientific Conference “Laser Physics and Optical Technologies”:

a collection of scientific papers in 3 volumes, Minsk, June 17–19, 2008 / NAS of Belarus, B. I. Stepanov Institute of Physics, NASB, BRFFR, RFBR, Belarusian Physical Society; edited by N. S. Kazak [et al.]. – Minsk, 2008. – Vol. 2. – pp. 227–230.

75. Nikityuk, Yu. V. Analysis of thermoelastic processes for asymmetric laser heating / Yu. V. Nikityuk // VI Erugin Readings: abstracts of reports of the International Mathematical Conf., Gomel, May 20 – 21, 1999: in 2 parts. / F. Skorina Gomel State University, BRFFR. – Gomel, 1999. – P. 2. – pp. 51–52.

76. Nikityuk, Yu. V. Combined laser thermal cleaving / Yu. V. Nikityuk, I. M. Kamornikov // Intern. conf. of young scientists and specialists “Optics-99”: abstracts, St. Petersburg, Russia, October 19–21, 1999 / D. S. Rozhdestvensky Optical Society. – ITMO University. St. Petersburg, 1999. pp. 160–161.

77. Nikityuk, Yu. V. Thermoelastic fields in the process of controlled laser thermal cleaving / Yu. V. Nikityuk, A. V. Nikityuk // Physics of Condensed Media; abstracts of VII Republican scientific conference of undergraduate and postgraduate students., Grodno, May 5–7, 1999 / Yanka Kupala State University of Grodno. MOE RB; edited by V. A. Liopo. – Grodno, 1999. pp. 175–177.

78. Two-beam method of separation of ceramic materials with metallized surface / S. V. Shalupaev, A. V. Maksimenko, V. V. Sviridova, Yu. V. Nikityuk // New competitive and progressive technologies, machines and mechanisms in the conditions of the modern market: materials of the international

scientific-technical conference, Mogilev, May 18 – 19, 2000 / MOE RB, NAS of Belarus, Belarusian-Russian University: editorial staff: I. S. Sazonov [et al.]. – Mogilev, 1999. pp. 177.

79. Nikityuk, Yu. V. Temperature fields arising as a result of the impact on the material of a laser beam moving along a curvilinear trajectory / Yu. V. Nikityuk, I. M. Kamornikov, A. N. Kupo // International Youth Scientific Conference “XXVI Gagarin Readings”: abstracts, Moscow, 2000 / Ministry of Education of the Russian Federation, MATI, Russian State Technological University. Moscow, 2000. pp. 294 295.

80. Nikitjuk, Y. V. Laser glass thermosplitting in mutually orthogonal planes / Y. V. Nikitjuk // International Conference «Problems of Interaction of Radiation with Matter»: book of Abstracts, Gomel, 30 oct. – 1 nov. 2001 / BFFR, F. Skorina Gomel State University: editors I. V. Semchenko [et. al.]. Gomel, 2001. pp. 57.

81. Shalupaev, S. V. Double-beam laser processing of brittle nonmetallic materials. / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk // Quantum Electronics: Proceedings of the V International Scientific and Technical Conference, Minsk, November 22 25, 2004 / Belarusian State University, NAS of Belarus, BRFFR: edited by I. S. Manak [et al.]. Minsk, 2004. pp. 148.

82. Shalupaev, S. V. Determination of the trajectory of the splitting crack development during laser asymmetric thermal cleaving using the finite element analysis method/ S. V. Shalupaev, Yu. V. Nikityuk, A. E. Shershnev // Topical Issues of Strength:

Proceedings of XLIII International Conference, Vitebsk, 27 sep. 5 oct. 2004 / Vitebsk State Technological University, Research Institute of Mathematics and Mechanics SPbSU.

Vitebsk, 2004. – pp. 246.

83. Shalupaev, S. V. Complex laser processing of quartz products / S. V. Shalupaev, Yu. V. Nikityuk, A. E. Shershnev // Materials, equipment and resource-saving technologies: proceedings of the international scientific and technical conference, Mogilev, April 21–22, 2005: in 2 parts / MOE RB, MOE RF, NAS of Belarus, Belarusian-Russian University; editorial staff: I. S. Sazonov [et al.]. – Mogilev, 2005. – P. 1. – pp. 193–194.

84. Setup for laser thermal cleaving of brittle non-metallic materials: pat. 683 Republic of Belarus, IPC C 03B 33/02 / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikitiuk; assignee F. Skorina Gomel State University. No. u 20010292; applied 10.12.01; published 30.09.02 // Afitsyyny bulletin / Nat. tsentr intelektual. ulasnasti. – 2002. – No. 3. – pp. 224–225.

85. Laser cutting unit for brittle non-metallic materials: pat. 1979 Republic of Belarus, IPC C 03B 33/02 / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikitiuk, I. M. Kamornikov, I. L. Poltoran; assignee F. Skorina Gomel State University. No. u 20040527; applied 19.11.04; published 30.06.05 // Afitsyyny bulletin / Nat. tsentr intelektual. ulasnasti. – 2005. – No. 2. – pp. 277.

86. Laser cutting unit for brittle non-metallic materials: pat. 2164 Republic of Belarus, IPC C 03B 33/02 / S. V. Shalupaev,

E. B. Shershnev, Yu. V. Nikitiuk, A. A. Sereda, A. M. Evtukhov; assignee F. Skorina Gomel State University. No. u 20050085; applied 02.21.05; published 09.30.05 // Afitsyyny bulletin / Nat. tsentr intelektual. ulasnasti. – 2005. – No. 3. – pp. 64.

87.Laser cutting unit for brittle non-metallic materials: pat. 2274 Republic of Belarus, IPC C 03B 33/02 / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda; assignee F. Skorina Gomel State University. No. u 20050188; applied 04.04.05; published 12.30.05 // Afitsyyny bulletin / Nat. tsentr intelektual. ulasnasti. – 2005. – No. 4. – pp. 43.

88.Laser cutting unit for brittle non-metallic materials: pat. 2283 Republic of Belarus, IPC C 03B 33/02 / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikitiuk, A. M. Evtukhov; assignee F. Skorina Gomel State University No. u 20050225; applied 04.18.05; published 12.30.05 // Afitsyyny bulletin / Nat. tsentr intelektual. ulasnasti. – 2005. – No. 4. – pp. 44.

89.Method of separating brittle nonmetallic materials under the action of thermoelastic stresses: pat. 10167 Republic of Belarus, IPC C 03B 33/00/ S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda; assignee F. Skorina Gomel State University No. a 20051034; applied 27.10. 05; published 30.12.07 // Afitsyyny bulletin / Nat. tsentr intelektual. ulasnasti. – 2007. – No. 6. – pp. 87.

90.Method of separating brittle nonmetallic materials under the action of thermoelastic stresses: pat. 2342333, Russian

Federation, IPC C 03B 33/00 / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda; assignee F. Skorina Gomel State University No. 2006113101; applied 18.04.06; published 27.12.08 // Bulletin No.36.

91.Method of separating brittle nonmetallic materials under the action of thermoelastic stresses: pat. 10022 Republic of Belarus, IPC C 03B 33/00 / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda; assignee F. Skorina Gomel State University No. a 20050697; applied 11.07.05; published 30.12.07 // Afitsyyny bulletin / Nat. tsentr intelektual. ulasnastsi. – 2007. – No. 6. – pp. 86 – 87.

92.Method of separation of brittle nonmetallic materials under the action of thermoelastic stresses: pat 2320549, Russian Federation, IPC C 03B 33/00 / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda; assignee F. Skorina Gomel State University No. 2006112521; applied 14.04.06; published 27.03.08 // Bulletin No.9.

93.Method of separating brittle non-metallic materials: pat. 11830 Republic of Belarus, IPC C 03B 33/00 / S. V. Shalupaev, Yu. V. Nikityuk, A. A. Sereda; assignee F. Skorina Gomel State University No. a 20070599; applied 21.05.07. // Afitsyyny bulletin / Nat. tsentr intelektual. ulasnastsi. – 2009. – No. 2 – pp. 72

94.Shalupaev, S. V. Thermoelastic fields formed in brittle non-metallic materials during laser thermal cleaving / S. V. Shalupaev, Yu. V. Nikityuk. – Gomel: F. Skorina Gomel State University 2007. –

44 p. – (Preprint / MOE RB, F. Skorina Gomel State University; No. 4).

95. To design and produce a technological complex for laser processing of materials and to master its production: report on research and development (concluded) / F. Skorina Gomel State University; supervising director S. V. Shalupaev. (S. V. Shalupaev, Yu. V. Nikityuk, I. M. Kamornikov, E. B. Shershnev) – Gomel, 2004. – 37 p. No. SR 2002508.

96. Enhancement of efficiency in the controlled laser thermal cleaving process for dielectric materials / V. K. Sysoev [et al.] // Journal of Optical Technology [Opticheskii Zhurnal]. 2004. Vol. 71, No. 2. pp. 65–69.

97. Controlled Hybrid Light-Laser Hybrid Thermal Cleaving of Glasses / V. K. Sysoev [et al.] // Technical Physics Letters. – 2007. Vol. 33, issue 1. – pp. 54–59.

98. G. V. Shepelev, I. N. Shiganov, I. E. Malov. Cutting sheet glass with the beam of a solid-state laser // Technology of Mechanical Engineering. 2000. No. 5. pp. 23–26.

99. Malov, I. E. Development of the technology for controlled thermal cleaving of sheet glass using radiation of a solid-state laser: PhD thesis in Engineering: 05.03.07 / I. E. Malov; Bauman Moscow State Technical University. Moscow, 2000. 185 p.

100. V. Solinov, A. Sirota, V. Chadin. Laser cutting of glass // Construction materials, equipment, technologies of the XXI century. – 2004. No. 5. – pp. 50–52.

101. Method of cutting plates of brittle materials: pat.

000544. Eurasian Patent Office, IPC C 03B 33/00 / A. S. Sirota, V. F. Solinov, E. F. Solinov, V. M. Tovmasyan, V. S. Chadin; assignee LAZTEX LTD. No.199900040; applied 10.13.98; published 10.28.99 / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: www.eapo.org – Date of access: 19.05.2007.

102.Method of laser processing of glass: pat. 002296 Eurasian Patent Office, IPC C 03B 33/00, B 23K 26/00 A. K. Aliev, A. S. Sirota, V. F. Solinov, E. F. Solinov, V. S. Chadin; assignee LAZTEX LTD. No.20000026; applied 05.17.00; published 02.28.02. / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: www.eapo.org – Date of access: 19.05.2007.

103.Method of cutting glass: pat. 004322 Eurasian Patent Office, IPC C 03B 33/00 A. K. Aliev, A. S. Sirota, V. F. Solinov, E. F. Solinov, V. S. Chadin; assignee LAZTEX LTD. №200100614; applied 2001.03.05; published 2002.10.31 / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: www.eapo.org – Date of access: 19.05.2007.

104.Method of cutting glass: pat. 004167 Eurasian Patent Office, IPC C 03B 33/09 A. K. Aliev, A. S. Sirota, V. F. Solinov, E. F. Solinov, V. S. Chadin; assignee LAZTEX LTD. No. 2001000008; applied 2001.03.01; published 2004.02.26 / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: www.eapo.org – Date of access: 19.05.2007.

105.Orlov, I. A. Laser cutting of tubular glass products using the thermal cleaving method: extended abstract of thesis work ... PhD in engineering: 05.03.07 / I. A. Orlov; Bauman Moscow

Technical University. Moscow, 1992. 16 p.

106. Cutting method for hollow glass products: pat. 2015118 RF, IPC 5 C 03B 33/00 / I. A. Orlov, V. S. Chadin; assignee I. A. Orlov, V. S. Chadin. No. 4942111/33; applied 1991.06.17; published 1994.06.30. // Official Bulletin “Inventions, Utility Models” / [Electronic resource]. – 2008. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru) – Date of access: 27.03.2009.

107. Method of laser cutting of tubular glass blanks: pat. 1721995 USSR, IPC C 03B 33/08 / I. I. Dutka, V. S. Kovalenko, G. L. Matviyishin; assignee Lviv Erotron Design Bureau. No. 4700601/33; applied 1989.06.20; published 1996.02.27. // Official Bulletin “Inventions, Utility Models” / [Electronic resource]. – 2008. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru) – Date of access: 27.03.2009.

108. Method and apparatus for cutting through a flat workpiece made of brittle material, especially glass: pat. 5984159 USA, IPC C 03B 33/09 / H. Ostendarp, C. Hermanns, D. Hauer, J. Stein, G. Geissler, R. Steinfartz, B. Hoetzel, A. Blunck; assignee Schott Glas. NO. 09/060185; applied 04. 14. 98; published 10. 16. 99 / [Electronic resource]. – Access mode: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access: 19.05.2007.

109. Method and device for cutting flat work pieces of a brittle material: pat. 6635848 USA, IPC C 03B 33/09 / D. Hauer, B. Hoetzel, assignee Schott Glas. 10/130522; applied 09. 20. 02; published 10. 21. 03. / [Electronic resource]. Access mode: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access: 19.05.2007.

© 非金属脆性材料的激光切割

110.Method and device for the separation of flat workpieces made from a brittle material: pat. 6811069 USA, IPC C 03B 33/09 / D. Hauer, B. Hoetzel, assignee Schott Glas. 10/149781; applied 06. 13. 02; published 11. 02. 04. / [Electronic resource]. – Access mode: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access: 19.05.2007.

111.Method and device for cutting flat work pieces made of a brittle material: pat. 7014082 USA, IPC C 03B 33/09 / D. Hauer, B. Hoetzel, assignee Schott AG. № 10/941338; applied 09. 15. 04; published 03. 21. 06. / [Electronic resource]. – Access mode: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access: 19.05.2007.

112.Method and apparatus for separating non-metallic substrates utilizing a laser initiated scribe: pat. 6211488 USA, IPC B23K 26/073 / B. Hoekstra, L. Glebov, O. Efimov; assignee Accudyne Display and Semiconductor Systems Inc. No. 09/240057; applied 01. 29. 99; published 04. 03. 01. / [Electronic resource]. – Access mode: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access: 19.05.2007.

113.Method and apparatus for separating non-metallic materials: pat. 6660963 USA, IPC B23K 26/073 / B. Hoekstra, R. Flannigan, D. Wegerif; assignee Applied Photonics Inc. 10/196658; applied 07.16.2002; published 09. 12. 03. // [Electronic resource]. – Access mode: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access: 19.05.2007.

114.Method and apparatus for separating non-metallic materials: pat. 6489588 USA, IPC B23K 26/14 / B. Hoekstra,

R. Flannigan, D. Wegerif; assignee Applied Photonics Inc. No. 09/718453; applied 11. 22.00; published 12. 03. 02. / [Electronic resource]. – Access mode: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access: 19.05.2007.

115.Tsai, C. Laser cutting of thick ceramic substrates by controlled fracture technique / C. Tsai, H. Chen // Journal of materials processing technology. – 2003. Vol. 136. pp. 166 173.

116.Tsai, C. Apply an on-line crack detection technique for laser cutting by controlled fracture / C. Tsai, C. Liou // The international journal of advanced manufacturing technology. – 2001. Vol. 18. pp. 724 730.

117.Tsai, C. Application of iterative path revision technique for laser cutting with controlled fracture / C. Tsai, H. Chen // Optics and lasers in engineering. – 2004. Vol. 41. pp. 189 204.

118.Tsai, C. The laser shaping of ceramic by a fracture machining technique, / C. Tsai, H. Chen // The international journal of advanced manufacturing technology. – 2004. Vol. 23. – pp. 342 349.

119.Tsai, C. Laser milling of cavity in ceramic substrate by fracture-machining element technique / C. Tsai, H. Chen // Journal of materials processing technology. – 2003. Vol. 136. – pp. 158 165.

120.Tsai, C. Machining a smooth surface of ceramic material by laser fracture machining technique / C. Tsai, C. Ou // Journal of Materials Processing Technology. – 2004. Vol. 156. pp. 1797 1804.

121.Method of cutting sheet glass: application 93028964

RF, IPC 6 C 03B 33/02 / V. P. Strekalov. V. S. Kondratenko, V. I. Gundyak; assignee JSC “Kristall”. – No. 93028964; applied 06.01.93; published 06720.95. / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru) – Date of access: 19.05.2007.

122.Jenoptik laser technologies official website [Electronic resource]. – Access mode: <http://www.lasertechnologies-jenoptik.com> – Date of access: 19.05.2007.

123.PTG industries official website [Electronic resource]. – Access mode: <http://www.ptgindustries.com> – Date of access: 19.05.2007.

124.Fonon Technology official website [Electronic resource]. – Access mode: <http://www.fonon.com> – Date of access: 19.05.2007.

125.JSC “MZ “Sapphir” official website [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: <http://www.ropnet.ru/sapphir/ltob.htm> – Date of access: 19.05.2007.

126.Votss Ltd official website [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: <http://votss.rbcmail.ru/.htm>. – Date of access: 19.05.2007.

127.NANOLAB official website [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: [http://www.laser\\_tech.ru](http://www.laser_tech.ru). – Date of access: 19.05.2007.

128.Laser equipment setup “Kvant-20” for glass cutting / B. A. Parfenov [et al.] // Electron Technique. Ser. II. Laser technology and optoelectronics. 1979. – Issue 1 (7). – pp. 11–15.

129.M. B. Stigin, A. N. Chudinov. Laser processing of glass by picosecond pulses // *Quantum Electronics*. – 1994. No. 8. – pp. 787 790.

130.S. M. Barinov, V. Ya. Shevchenko. Strength of technical ceramics. – Moscow: Nauka, 1996. – 159 p.

131.Method and apparatus for breaking brittle materials: pat. 582772 USA, B23K 26/073 / J. Ariglio, H. Menegus; assignee Corning Incorporated. No. 08/810480; applied 03. 03. 97; published 10. 27. 98. / [Electronic resource] Access mode: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access: 19.05.2007.

132.Method for breaking a glass sheet: pat. 5776220 USA, IPC B23K 26/073 R. Allaire, H. Menegus, B. Raeder, H. Stevens; assignee Corning Incorporated. No. 08/573471; applied 12. 15. 95; published 07. 07. 98. / [Electronic resource] Access mode: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access: 19.05.2007.

133.Severing of glass or vitrocrytalline bodies: pat. 3935419 USA, C03B 33/00 / E. Lambert, J. Lambert, B. Longueville; assignee Glaverbel-Mecaniver S.A. No. 05/405,597; applied 10. 11. 73; published 01. 27. 76. / [Electronic resource] Access mode: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access: 19.05.2007.

134.Increase of laser cutting efficiency of dielectric materials with metallized surface / B. V. Bokut' [et al.] // *Electron Technique*. Ser.7. Technology, production organization and equipment. 1988. Issue 4 (149). – pp. 3 5.

135.Combined laser-scribing and laser-breaking for shaping

of brittle substrates: pat. 6744009 USA, B23K 26/14 / J. Xuan, C. Shih; assignee Seagate Technology LLC. – No. 10/227751; applied 08. 27. 02; published 09. 01. 04. / [Electronic resource] Access mode: <http://patft.uspto.gov>. – Date of access: 19.05.2007.

136.Segerlind, L. Application of the finite element method. – Moscow: Mir, 1979. – 392 p.

137.Gallagher, R. Finite element method: fundamentals. Moscow: Mir, 1984. – 215 p.

138.O. K. Zienkevich, The Finite Element Method in Engineering [Russian translation]. Moscow: Mir, 1975. 541p.

139.Shabrov N. N. The finite element method in the calculation of heat engines parts. – Leningrad: Mashinostroenie, 1983. – 212 p.

140.S. P. Kundas, T. A. Kashko. Computer modeling of technological systems: study guide in 2 parts. Minsk: BSUIR, 2004. P.1. 168 p.

141.A. B. Kaplun, E. M. Morozov, M. A. Olferyeva. ANSYS in the hands of an engineer: a practical guide. – Moscow: Editorial URSS, 2003. – 272 p.

142.Chigarev A. V. ANSYS for engineers: reference manual / A. V. Chigarev, A. S. Kravchuk, A. F. Smalyuk. – Moscow: Mashinostroenie, 2004. – 512 p.

143.List of software tools certified by the Council for Certification of Software Tools of Gosatomnadzor of Russia (1999–2003) // Gosatomnadzor Bulletin of Russia . – 2003. No. 1. – pp. 70–76.

144.V. I. Yugov, N. G. Rasskazchikov, D. V. Demin. Laser technologies in the production of products from glass, glass fibers, glass fabrics and materials on their basis // Production technologies and product quality: Proceedings of the 4th International Scientific-Technical Conference, Vladimir, September 25–27, 2001. – Moscow: Nov. tekhnol., 2001. pp. 120–124.

145.Introduction to ANSYS: strength and thermal analysis: textbook / A. S. Shalumov [et al.]. – Kovrov: KSTA, 2002. – 52 p.

146.O. C. Zienkiewicz, K. Morgan. Finite elements and approximation. – Moscow: Mir, 1986. – 318 p.

147.V. P. Dyakonov, I. V. Abramenkova, A. A. Penkov. Fundamentals of mathematics and mathematical modeling // New information technologies: study guide. – Smolensk: SSPU, 2003. – Part 3. – 192 p.

148.S. B. Sapozhnikov, A. O. Scherbakova. Moisture influence on the stress state of the fiber-matrix interface of reinforced plastic // Izvestiya Chelyabinskogo Nauchnogo Tsentra. – 2001. – issue 3. – pp. 43–48.

149.Crawford, J. Evaluating mesh density / J. Crawford // ANSYS Solutions. – 1999. – Vol. 1, No. 2. – pp. 12–16.

150.H. S. Carslaw, J. C. Jaeger. Conduction of heat in solids. – Moscow: Nauka, 1964. – 487 p.

151.Kartashov E. M. Analiticheskie metody v teploprovodnosti tverdykh tel [Analytical methods in thermal conduction of solids]. – Moscow: Vysshaya shkola, 1985, 480 p. (In Russian).

152. Kovalenko, A. D. Fundamentals of thermoelasticity / A. D. Kovalenko. – Kiev: Naukova Dumka, 1970. – 307 p

153. G. P. Karzov, B. Z. Margolin, V. A. Shevtsova. Physical and mechanical modeling of fracture processes. – St. Petersburg: Politechnika, 1993. – 391 p.

154. Selected nonlinear problems of fracture mechanics. V. A. Levin, E. M. Morozov, Y. G. Matvienko. – Moscow: Fizmatlit, 2004. – 408 pc.

155. Parton, V. Z. Fracture mechanics: from Theory to Practice. – Moscow: Nauka, 1990. – 240 p.

156. P. A. Ivashchenko, Y. A. Kalinin, B. N. Morozov. Measurement of laser parameters. – Moscow : Izdatelstvo standartov, 1982. – 168 p.

157. Sarzhevsky, A. M. Optics. In two parts. Minsk: Izd-vo “Universitetskoe”, 1986. Vol. 2. 317 p.

158. V. S. Aleynikov, V. I. Masychev. Optimization of technological processes for glass thermal treatment in Electrovacuum Product Manufacturing via Volumetric Heating with CO Laser Radiation Electronic Engineering. Series 7. Technology, production organization and equipment. Moscow: Central Research Institute “Electronics”, 1990. Issue 13(1553). 45 p.

159. Technology of building and technical glass and slag glass-ceramics: Textbook for technical schools / V. V. Polliak [et al]. – Moscow: Sroyizdat, 1983. – 432 p.

160. V. S. Gorshkov, V. G. Savelyev, N. F. Fedorov. Physical

chemistry of silicates and other refractory compounds: University Textbook. Moscow: Vyssh. shk., 1988. – 400 p.

161. Boguslavsky I. A. High-strength tempered glass. Moscow: Stroyizdat, 1969. 208 p.

162. Tretyakov, Yu. D. Ceramics in the Past, Present and Future // Soros Education Journal. – 1998. – No. 6. – pp. 53 – 59.

163. Balkevich, V. L. Technical ceramics : Study guide for higher educational institutions/ V. L. Balkevich. Moscow: Stroyizdat, 1984. 256p.

164. Kolenko, E. A. Process engineering of laboratory experiment. Reference book. – St. Petersburg: Politehnika, 1994. – 751 p.

165. Glass / Apen A. A. [et al.]; general editor N. M. Pavlushkina. Moscow : Stroyizdat, 1973. 487 p.

166. New ceramics / P. P. Budnikov [et al.]; ed. by P. P. Budnikov. – Moscow : Izd-vo literatury po stroitel'stvu, 1969. – pp. 124 – 150.

167. Yu. A. Kontsevoi, Yu. M. Litvinov, E. A. Fattkhov. Plasticity and strength of semiconductor materials and structures. – Moscow : Radio and communication [Radio i svyaz'], 1982. – 240 p.

168. Ceramics and its junctions with metals in engineering / V. A. Presnov [et al.]. – Moscow: Atomizdat, 1969. – 232 p.

169. Bartenev, G. M., Prochnost' i mekhanizm razrusheniya polimerov [Strength and Fracture Mechanism of Polymers], Moscow: Khimiya, 1984. – 280 p.

170.I. M. Melnichenko, E. N. Poddenezhny. Sol-gel technology – a breakthrough into the XXI century // Technology, Economics, Organization. – 1997. No. 2. – pp. 32–35.

171.E. N. Poddenezhnyi, A. A. Boiko Zol'-gel'sintez opticheskogo kvartsevogo stekla. – Gomel: PO Sukhoi Gomel State Technical University, 2002. – 210 p.

172.Shahani, A. R. Simulation of glass cutting with an impinging hot air jet / A. R. Shahani, M. Seyyedean // International Journal of Solids and Structures. – 2004. Vol. 41. – pp. 1313–1329.

173.ANSYS in the hands of an engineer: Fracture mechanics / E. M. Morozov, A. Yu. Muizemnek, A. S. Shadsky. – Moscow: LENAND, 2008. – 456 p.

174.Shalupaev, S. V. Analysis of laser thermosplitting processes within the framework of the linear fracture mechanics / S. V. Shalupaev, M. Aleksiejuk, Y. V. Nikitjuk, A. A. Sereda // CERAMICS. POLISH CERAMIC BULLETIN. – 2008. – Vol.101. – pp. 275–284.

175.Naumov A. S. Ph.D. thesis “Development of technology for the separation of instrument plates on crystals” in Engineering Science. – Moscow, MGUPI, 2007

176.Konstantinova, A., Grechushnikov, B., Bokut, B., Valashko, E. Optical Properties of Crystals. – Minsk: Nauka i Tehnika, 1995. – 302 p.

177.E. S. Falkevich, E. O. Pulner, I. F. Chervonnyi, et al., Technology of semiconductor silicium. – Moscow: Metallurgiya,

1992. – 408 p. (in Russian)

178. Koritskiy Y. V., Pasynkova V. V., Tareeva B. M. Reference book on electrotechnical materials. – Leningrad: Energoatomizdat, 1988. – 728 p.

179. Lackner, T. Determination of axisymmetric elastic constants in anisotropic silicon for a thyristor tablet / T. Lackner // Journal of electronic materials. – 1989. – Vol. 18. – pp. 19 – 24.

180. Acoustic crystals / A. A. Blistanov [et al.] ; edited by M. P. Shaskolskaya. – Moscow: Nauka, 1982. – 632 c.

181. Heyliger P., Ledbetter H., Kim S. Elastic constants of natural quartz // J. Acoust. Soc. Am. – 2003. – Vol. 114. – pp. 644–650.

182. Gluckman, L. I. Piezoelectric quartz resonators. – Moscow: Radio and communication [Radio i svyaz’], 1981. – 232 p.

183. A. G. Smagin, M. I. Yaroslavskiy. Piezoelectricity of Quartz and Quartz-Crystal Resonators. – Moscow : Energiya, 1970. – 488 p. (in Russian)

184. Kestler, W., Jung, W., Bryant, J. On the selection of quartz resonators // Osnovy skhemotekhniki. – 2001. – No. 5. – pp. 19.

185. Gluckman, L. I. Piezoelectric quartz resonators : 3rd Edition, Revised and Supplemented – Moscow : Radio and communication [Radio i svyaz’], 1981. – 232 p.

186. Method for cutting glass tubes: patent 857025 USSR, IPC B23K 26/073 5 C03B33/06 / V. S. Kondratenko, A. S. Tanaseichuk;

assignee enterprise mailbox number P-6229; applied 1979.12.19; published 1981.08.23 / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: www.fips.ru – Date of access: 19.05.2007.

187. Physical Foundations of Laser Processing of Diamonds: A Textbook for Universities / A. I. Shkadov; edited by A. M. Bocharov. – Smolensk, 1997. Book 3. 288 p.

188. Shalupaev, S. V. Dependence of the diamond laser processing efficiency on crystallographic directions / S. V. Shalupaev, E. B. Shershnev, Y. V. Nikitjuk, V. V. Sviridova // SPIE. – 2001. – Vol. 4358. – pp. 329 – 333.

189. E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk, A. E. Shershnev / Modeling of laser processing of diamond crystals // Proceedings of F. Skorina Gomel State University. – 2011. – No. 6 (69). – pp. 164 – 168.

190. A. M. Krivtsov, O. S. Loboda, S. S. Khakalo. Comparison of micromodels describing the elastic properties of diamond // A Journal of Russian Academy of Sciences. Mechanics of Solids, 2012. – No. 5. – pp. 44–52.

191. V. N. Belomestnykh, E. G. Soboleva. Unconventional approach to determining anisotropic Poisson's ratios in cubic crystals [Electronic resource] // Letters on materials. – 2012. – Vol. 2, No 1. – pp. 13–16.

192. I. P. Sukharev. Experimental Methods of Deformation and Strength Research. – Moscow: Mashinostroenie. – 1987. – 212p.

193. Watsar S. D., Bharule A. Stress analysis of finite plate

with special shaped cutout // International Journal of Scientific Engineering and Research. – 2015. – Vol. 3. – No. 4. – pp. 145–150.

194. Pravin R. Gawande<sup>1</sup>, Ajay Bharule. An investigation on cracked plate for stress intensity factor for selected configurations under different loading modes // International Journal of Scientific Engineering and Research. – 2014. – Vol. 3(05). – pp. 154–161.

195. Yamada K. et al. Photoelastic observation of stress distributions in laser cleaving of glass substrates // Precision Engineering. – 2017. – Vol. 47. – pp. 333–343.

196. Iwatsuki S. et al. Examination of internal stress by photoelasticity in laser cleaving of glass // Precision Engineering. – 2020. – Vol. 64. – pp. 122–128.

197. E. B. Shershnev, Yu. V. Nikityuk, S. I. Sokolov, A. E. Shershnev Increasing the efficiency of laser controlled thermal cleaving of silicate glasses // Scientific Seminar on Optics and Theoretical Physics, dedicated to the 70th anniversary of the birth of A. N. Serdyukov, ed. by A. V. Rogachev [et al], 2014, pp. 251–253.

198. The effect of CO<sub>2</sub> laser radiation trapping into a narrow channel during metal processing through combined laser radiation / A. V. Fedin [et al] // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 1999. 63, No. 10. pp. 20532058.

199. S. A. Kakorin, V. L. Komolov, M. N. Libenson Features of photoexcitation and temperature distribution in a semiconductor subjected to dual-frequency counter influence // Technical Physics

Letters. – 1982. Vol. 8, issue 9. – pp. 513–517.

200. V. L. Komolov, M. N. Libenson, G. D. Shandybina  
Heating and laser destruction of semiconductors // *Izvestiya AS  
USSR, Physical Series.* – 1985. – Vol. 46, No. 6. – pp. 1103–1110.

201. Optical breakdown of gallium arsenide under pulsed  
two-frequency impact / A. M. Bonch-Bruевич [et al.] // *Technical  
Physics Letters.* 1982. – Vol. 8, Issue 8. pp. 507–510.

202. A. Ya. Nashel'skii. *Technology of semiconductor  
materials.* Moscow: Metallurgia, 1987. 336 p.

203. Laser separation of metal-ceramic multilayer structures /  
S. V. Shalupaev [et al.] // *Ceramics. Polish ceramic bulletin.* 2001.  
Vol. 65. pp. 69–74.

204. Yamada M. Secondary harmonic generator having  
waveguides for a laser beam : pat. 4973117 USA. – 1990.

205. Cai Y. et al. Laser cutting silicon-glass double layer wafer  
with laser induced thermal-crack propagation // *Optics and Lasers  
in Engineering.* – 2016. – Vol. 82. – pp. 173–185.

206. Sinev L. S. Mechanical stresses estimation in silicon  
and glass bonded at elevated temperature, *Science and Education  
of the Bauman MSTU,* 2014, No. 12, pp. 951–965. DOI:  
10.7463/1214.0745310. (in Russian)

207. GOST 13659-68 Colorless optical glass. Physico-chemical  
properties. Parameters. – 01.01.1980. – Moscow, 1968. – 28 p.

208. Sapphire [Electronic resource] / Tydex official website. –  
Access mode: <http://www.tydexoptics.com/pdf/ru/Sapphire.pdf>. –

Date of access: 10.07.2018.

209. Leucosapphire (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Optics from sapphire: lenses, protective windows, micro optics from leucosapphire [Electronic resource] / ALKOR Technologies official website. – Access mode: <http://www.alkor.net/alkorru/Sapphire1.html>. – Date of access: 10.07.2018.

210. The effect of anisotropy on the deformation and fracture of sapphire wafers subjected to thermal shocks / T. Vodenitcharova [et al.] // Journal of Materials Processing Technology. – 2007. – Vol. 194. – pp. 52–62.

211. Method of laser cutting of tubular glass blanks: Pat. 1721995 USSR, IPC B23K 26/073 C 03B 33/08 / Dutka I. I., Kovalenko V. S., Matviyishin G. L.; assignee Lviv Design Bureau “Erotron”; applied 1989.06.20; published 1996.02.27 / [Electronic resource]. – 2007. – Access mode: [www.fips.ru](http://www.fips.ru) – Date of access: 19.05.2007.

212. S. V. Shalupaev Development of technology of thermal cleaving of anisotropic and multilayer inhomogeneous structures via laser beams of specific geometry : research report / F. Skorina Gomel State University. – Gomel, 2021. – 69 p. – No. GR 20161487

213. Gagarin, A. P. Investigation of the large-scale effect of laser radiation on metals and glasses: extended abstract of thesis work ... Dr. Sci. in Physics and Mathematics: 05.27.03. Moscow, 1999. 40 p.

214. V. V. Kononenko, V. P. Pashinin, M. S. Komlenok, V. I. Konov

Modification of quartz glass by laser pulses of femtosecond duration // Computer Optics. – Vol. 33, No.3. – 2009. – pp. 254259.

215.Sergeev, M. S. Investigation of the large-scale impact of laser radiation on metals and glass: Ph.D. thesis in Engineering Science: 01.04.05. St. Petersburg, 2016. 131 p.

216.Shalupaev, S. V., Nikityuk Yu. V., Sereda A. A. Laser thermal cleaving of multilayer heterogeneous glass structures // Proceedings of the Anniversary Scientific and Practical Conference commemorating the 90th anniversary of Francisk Skorina Gomel State University (Gomel, November 19–20, 2020) : in 3 parts / Ch. ed. S. A. Khakhomov. – Gomel : Francisk Skorina Gomel State University, 2020. pp. 191 – 194.

217.AGS. Technical Data Sheet – Planibel [Electronic resource] / AGS Glass UK Ltd official website. – Access mode: <https://www.agc-yourglass.com/>. – Date of access: 10.03.2021.

218.CAMILLA FORS. MECHANICAL PROPERTIES OF INTERLAYERS IN LAMINATED GLASS – Experimental and Numerical Evaluation (Master’s Dissertation) [Electronic resource] / Lund University official website. FACULTY OF ENGINEERING. – Access mode: <http://www.byggmek.lth.se>. – Date of access: 20.03.2021.

219.PROPERTIES OF SODA-LIME SILICA FLOAT GLASS [Electronic resource] / Technical Bulletin. NSG group. – Access mode: <https://www.pilkington.com/resources/at129propertiesofglass20130114.pdf>. – Date of access:

10.04.2021.

220.GOST 9438-97. Adhesive polyvinyl butyral film. Specifications. 01.07.2002 Minsk: Belarus. state institute of standardization and certification, 2003. – 29 p.

221.Properties of SGP and PVB [Electronic resource] / DuPont official website. – Access mode: <https://www.dupont.com/building.html>. – Date of access: 10.04.2021.

222.Saflex® Clear PVB interlayer [Electronic resource] / Saflex official website. – Access mode: <https://www.saflex.com/products>. – Date of access: 10.04.2021.

223.Kikoin, I. K. Tables of Physical Quantities // Ch. ed. Kikoin, I. K. – Moscow: Atomizdat, 1976. – 1008 p.

224.Ansys [Electronic resource] / Ansys, Inc. official website. – Access mode: <https://ansys.com>. – Date of access: 14.02.2021.

225.Agalakov Yu. G., Bernstein A. V. Data dimensionality reduction in simulation modeling tasks // Information technologies and computer systems. – 2012. – No. 3. – pp. 3–17.

226.Koziel S., Leifsson L. Surrogate-based modeling and optimization. Applications in engineering. New York: Springer, 2013. – 412 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4614-7551-4>

227.Jiang P., Zhou Q., Shao X. Surrogate model-based engineering design and optimization. Singapore: Springer, 2020. – 240 p. <https://doi.org/10.1007/978-981-15-0731-1>

228.Kadri M. B., Nisar S., Khan S. Z., Khan W. A. Comparison of ANN and finite element model for the prediction

of thermal stresses in diode laser cutting of float glass // *Optik – International Journal for Light and Electron Optics*. – 2015. – Vol. 126, No. 19. – pp. 1959–1964. <http://doi.org/10.1016%2Fj.ijleo.2015.05.033>

229.V. A. Golovko, V. V. Krasnoproshin. Neural Network. Technologies of Data Processing [Neirosetevye tekhnologii obrabotki dannykh], Minsk: BSU, 2017. – 263 p. (In Russ.)

230.Chollet F. Deep Learning with Python. N.Y.: Manning, 2018. – 400 p.

231.Bessmeltsev, V. P., Bulushev, E. D. Optimization of laser micromachining regimes // *Autometriya*. – 2014. – Vol. 50, No. 6. – pp. 3–21.

232.Parandoush P., Hossain A. A review of modeling and simulation of laser beam machining // *International Journal of Machine Tools and Manufacture*. – 2014. – V. 85. – P. 135 – 145. [https://doi.org/10.1016/](https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2014.05.008)

[j.ijmachtools.2014.05.008](https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2014.05.008)

233.Emelyanov V. V., Kureichik V. V., Kureichik V. M. Teoriya i praktika evolyutsionnogo modelirovaniya [Theory and practice of evolutionary modeling]. Teoriya i praktika evolyutsionnogo modelirovaniya [Theory and practice of evolutionary modeling]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2003, 432 p. (In Russ.).

234.Krasnovskaya S. V., Naprasnikov V. V. Review of optimization algorithms possibilities when modeling the

compression-condensation units via the finite element method // Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physical-technical series [Vestsi Natsyyanal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-tekhnichnykh navuk]. – 2016. – No. 2. – pp. 92 – 98. (In Russ.).

235. Fonseca C., Fleming P. Genetic algorithms for multiobjective optimization: Formulation discussion and generalization // In Proceedings of the 5th International Conference on Genetic Algorithms. CA, USA. San Francisco: Morgan Kaufmann Publishers Inc., 1993. – pp. 416–423.

236. Nikitjuk Y. V., Serdyukov A. N., Aushev I. Y. Determination of the parameters of two-beam laser splitting of silicate glasses using regression and neural network models // Journal of the Belarusian State University. Physics. – 2022. – Vol. 1 – pp. 35–43. <https://doi.org/10.33581/2520-2243-2022-1-35-43>

237. Yuri V. Nikityuk, Anatoly N. Serdyukov, Igor Yu. Aushev Determination of the parameters of two-beam laser splitting of silicate glasses using regression and neural network models. Journal of the Belarusian State University. Physics. 2022; 1:00–00. <https://doi.org/10.33581/2520-2243-2022-1-00-00>

238. Yuri V. Nikityuk, Anatoly N. Serdyukov, Igor Yu. Aushev Optimization of laser cleaving parameters of quartz glass // Problems of Physics, Mathematics and Technology. – 2021. – No. 4 (49). – pp. 21 – 28. – DOI: [https://doi.org/10.54341/20778708\\_2021\\_4\\_49\\_21](https://doi.org/10.54341/20778708_2021_4_49_21) (impact factor RSCI - 0.322)

239. Yuri Nikitjuk, Andrey Sereda, Anatoly Serdyukov, Sergey Shalupaev, and Igor Aushev Parametric optimization of silicate-glass-based asymmetric two-beam laser splitting // Journal of Optical Technology. 2023. – Vol. 90, No. 6, pp. 296–301. <https://doi.org/10.1364/JOT.90.000296>

240. Determination of the Parameters of Controlled Laser Thermal Cleavage of Crystalline Silicon Using Regression and Neural Network Models. NIKITJUK, SERDYUKOV, Crystallography Reports. – 2023. – Vol. 68, No. 7. – pp. 195–200. © Pleiades Publishing, Inc., 2023 <https://link.springer.com/article/10.1134/S1063774523600679>