

水下光纤纳秒激光推进的短微腔结构性能研究

葛杨¹, 李寒阳^{2*}, 王鸿涛^{1,3}, 唐显淇¹, 周高仟², 杨旭龙²¹哈尔滨工程大学机电工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001;²哈尔滨工程大学物理与光电工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001;³哈尔滨飞机工业集团有限责任公司工程技术部, 黑龙江 哈尔滨 150066

摘要 针对水下光纤激光推进中存在的冲量耦合系数小、效果发散的问题,提出了用于提升水下光纤激光推进性能的短微腔结构。文中利用Fluent对添加微腔后水下光纤激光推进的结果进行了数值模拟,分析了矩形微腔结构的直径和长度对推进的影响,并在矩形微腔基础上提出U形微腔、双管微腔及含有阻塞结构的微腔。通过仿真得到了不同微腔对推力和冲量耦合系数的增大效果,证明了添加微腔可使水下光纤激光推进的冲量耦合系数得到 10^3 数量级的增大,并通过对比得出4种微腔结构中,双管微腔的结构形态对激光推进的性能提升影响最大,提升效果最好。

关键词 激光光学; 水下激光推进; 微腔结构; 性能优化; 冲量耦合系数

中图分类号 O439

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS231357

1 引言

现代水环境中的激光推进主要采用螺旋桨推进、喷水推进及磁流体推进三类方法^[1]。相比于现有推进方式,水下激光推进采用光纤结构引导,通过水下光纤激光诱导产生等离子体,再利用等离子体膨胀所形成的爆轰波进行推进,该方法可应用于水中兵器,使之产生超空化现象,进而大幅增加弹丸、水下导弹或鱼雷等的水下射程。因此水下光纤激光诱导等离子体爆轰波推进技术在潜艇隐身推进、爆轰发动机性能、超空泡系统、绿色船舶制造等领域将有着广阔的应用前景与重要研究价值^[2-3]。目前,水下激光推进的研究重点聚焦在解决传统激光推进系统聚能效果不足、推进方向不易控制以及激光损耗较大等固有缺陷上。同时,区别于空间聚焦激光诱导推进方式,国内外对水环境中激光推进的研究主要集中于激光推进的作用过程、靶材及其表面形状的影响方面。

Ogata等^[4]提出了激光水推进的概念。李修乾等^[5]用实时的测试方法研究了水滴烧蚀模式下多脉冲CO₂激光推进性能。Klein等^[6]对液滴受激光冲击后,液滴内部的能量沉积与液滴变形情况进行了数值分析和实验。Kurilovich等^[7]对纳秒脉冲激光冲击微米级液态金属液滴所产生的推进效果进行了研究。Kanitz等^[8]对液体环境下的激光等离子体形成过程进行了分析。Hernandez-Rueda等^[9]对激光等离子体驱动锡微

滴的早期动力学响应进行了分析。Qiang等^[10]研究了Al、Cu、Ti三种材料的金属靶材对激光推进的影响,并将大气激光推进模式下的冲量耦合理论应用在水环境中。

在研究液相工质激光推进的过程中,有些学者发现空泡的存在有时会对液相激光等离子体的推进效率产生极大的影响。Yoon等^[11]对超空化气泡在水下推进中的作用进行了实验研究与验证诊断。陈军等^[12]通过数值模拟和实验研究了空泡在不同面积靶材附近的脉动特性,分析了空泡的最大半径和溃灭周期。吴先前等^[13]对激光水下爆炸推进的作用机理展开了实验测量和相应数值模拟研究。Qiang等^[14]通过光束偏转与高速摄影的方法研究了不同入射激光能量下,水下激光推进与推进目标表面气泡之间的相互作用。Chen等^[15]对激光击穿靶体时目标靶体不同形状尾部产生的气泡对激光推进的影响进行了分析。李娜等^[16]对激光波长变化时空化气泡的演变过程进行了分析。付磊等^[17]对纳秒脉冲激光诱导的水中双空泡的振荡进行了研究。

从上述诸多学者对水下激光等离子体推进过程中出现气泡的研究可以发现,水下激光推进过程中产生的气泡对激光推进的效果影响并不是固定的,且约束结构的存从一定程度上减少无规则气泡的产生,因此,在水下激光推进中添加约束结构是必要的。

本文将在前人研究的基础上,创新性地提出基于

收稿日期: 2023-08-03; 修回日期: 2023-09-15; 录用日期: 2023-11-13; 网络首发日期: 2023-11-23

基金项目: 国家自然科学基金(52271344)、黑龙江省自然科学基金(LH2021E032)

通信作者: hanyang_li@hrbeu.edu.cn

光纤激光诱导等离子体爆轰波的水下推进方法。在微米尺度下,针对实际实验中使用的单模光纤与直径为 $50\ \mu\text{m}$ 的微球粒子,设计能与光纤进行耦合的微腔结构,并对微腔的结构类型进行优化设计,以解决同类研究所面临的冲量耦合系数小、激光强度要求高、能量损耗严重等问题。通过数值模拟对一定的几何参数情况下不同结构类型的微腔结构的推进效果进行分析与评价,确定微腔结构参数对水下激光推进效果的影响,得到微腔对推进的冲量耦合系数及推力的提升效果。

2 水下光纤激光诱导推进机理建模及其推进性能评估

水下光纤激光推进是将脉冲激光会聚并注入光纤纤芯中后,通过光纤耦合激光能量击穿水介质形成的等离子体来进行激光推进。利用水下光纤激光诱导等离子体爆轰波推进微球,无微腔结构物理模型示意图如图 1 所示。

本文利用微观尺度下微球粒子作为激光推进的靶材目标,以实现水下激光推进效果数值的有效模拟。为尽可能地保证微球在水中处于漂浮状态,保证其在水中受到的浮力与其自身重力抵消,同时,为保证微球材料对入射机械波的吸收能力控制在一定范围内,宏

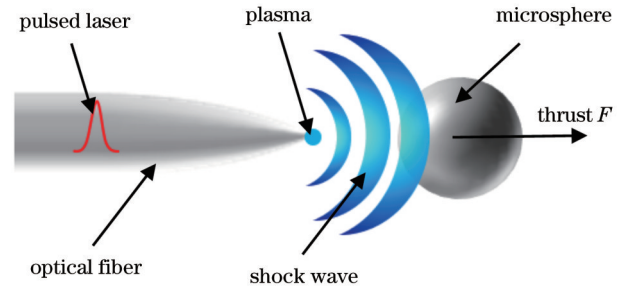


图 1 水下光纤激光推进示意图

Fig. 1 Schematic diagram of underwater fiber laser propulsion

观上不影响推进效果,实验中微球粒子采用机械波吸收系数在 $0.001\sim 0.01$ 之间的聚苯乙烯材料。实验中微球粒子为直径为 $50\ \mu\text{m}$ 的聚苯乙烯微球。

2.1 水下光纤激光诱导等离子体推进机理建模

为评估在添加微腔结构后水下光纤激光推进性能的提升,建立数值模拟的输入输出模型,如图 2 所示,模型左侧为水下激光推进实验中涉及的输入参数,包括能量参数和几何参数,如激光能量大小和激光焦点与微球之间的距离等。激光输入后生成等离子体并产生冲击波,在微腔作用下生成最终输出的爆轰波。与微腔结构相关的为结构参数。输出参数为衡量爆轰波推力及冲量耦合系数。

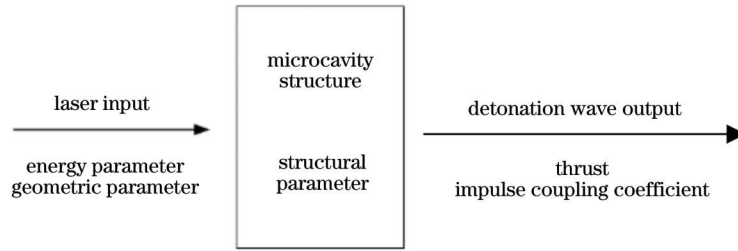


图 2 数值模拟的输入输出模型

Fig. 2 Input/output model of numerical simulation

2.2 水下光纤激光推进冲量耦合系数计算模型

衡量激光推进性能的参数有推力、冲量、冲量耦合系数、比冲和能量转化效率等^[18-19]。文中使用冲量耦合系数和推力来评价推进性能。冲量耦合系数定义为在激光作用下获得的冲量与入射激光能量的比值,记作 C_m 。冲量耦合系数计算公式为

$$C_m = \frac{I}{E} = \frac{mV_E}{E}, \quad (1)$$

式中: I 为激光作用下获得的冲量; E 为入射激光能量; m 为靶材质量; V_E 为靶材速度。

2.3 水下光纤激光推进数值模拟边界条件分析

在研究激光脉冲结束后激光等离子体推进流场演化时,其初始条件的设置有两种方式:第一种方式为采用 C-J 爆轰模型计算初始条件,然后直接应用数值模拟软件对激光等离子体流场进行计算,得到激光脉冲结束时流场的数值参数及后续流场的发展情况^[20-21];

第二种方式为假设工质被激光击穿后,激光能量以一定的能量沉积效率注入到等离子体中,利用对应条件下等离子体的状态方程,求解出等离子体的初始状态参数^[22]。

为确定数值模拟的边界条件,本文首先通过分析水工质等离子体的形成与能量吸收机制,得到了仿真中表示水工质吸收激光能量的能量源项 S_E ^[23]:

$$S_E = \frac{q_{\text{abs}} E_0}{\frac{4}{3} \pi R_0^3 t_a} \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{\tau^2}\right], \quad (2)$$

式中: q_{abs} 为能量吸收效率; E_0 为入射激光能量; R_0 为入射激光的光斑半径; t_a 与 t_0 为时间的常数; t 为激光脉冲作用的时间; τ 为脉冲持续时间。

然后确定了水下激光诱导的等离子体关键参数^[24],即等离子体的电子数密度及温度,并建立了水下激光诱导等离子体的状态方程^[25]如下:

$$P = an_0kT, \quad (3)$$

式中: a 为压力增大数值, 初始值为 1; n_0 为初始分子数密度; k 为玻尔兹曼常数, 其值为 1.38×10^{23} J/K; T 为等离子体的热力学温度。通过等离子体的温度及状态方程可以得到数值模拟中所需要的压力。

考虑到本文用于击穿等离子体的激光光束为 Nd:YAG 脉冲激光器耦合后产生, 为与实验结果进行对比, 选取激光光束的参数波长为 532 nm, 脉冲宽度为 10 ns, 脉冲激光的能量为 8~30 μ J, 水下光纤激光诱导等离子体膨胀产生的冲击波为激光支持爆轰波, 使用对应的 C-J 爆轰一维模型, 模型不考虑水环境深度所带来的环境压力变化, 数值模拟过程中操作压力的值选为 1 atm (1 atm = 1013.25 hPa)。环境介质温度为 300 K。

2.4 水下推进效果的显著影响因素分析

微球直径变化会直接影响微球的受力及推进速度。当微球直径增大时, 微球表面积增大, 进而可以增大微球的受力面积和受力大小, 提高对冲击波的利用效率。针对推进速度, 建立微球直径与运动速度的关系^[26-27]:

$$\frac{mv}{\pi r_1^2 \tau} = 3.22 \times 10^3 \left(\frac{\alpha}{2\alpha + 3} \right)^{2/3} \rho_0^{1/3} \times \left(\frac{2.58 \times 10^{-6}}{\tau \pi r_2^2} \right)^{2/3}, \quad (4)$$

式中: α 为能量耦合系数; v 为微球速度; ρ_0 为周围介质密度; r_1 为微球半径; r_2 为纤芯半径。由式(4)可得, 当微球直径增大, 推进速度会下降。

考虑微球与微腔端面的距离会影响冲击波作用于微球表面时的效果, 冲击波的产生并向外扩张的过程持续时间很短, 符合“点爆破球对称”模型, 因而, 可以

用经典 Sedov-Taylor 理论来计算冲击波膨胀距离与时间的关系^[28]:

$$R = \xi (E_0 / \rho_1)^{1/n+2} t_s^{2/n+2}, \quad (5)$$

式中: R 为冲击波膨胀距离; $\xi \approx 1$ 为无量纲的常数; ρ_1 为周围介质密度; t_s 为扩散时间; E_0 为冲击波能量, 假设冲击波传播过程没有能量的耗散, 则冲击波能量等于脉冲激光能量。对于球形冲击波, $n = 3$ 。因此, 冲击波的传播速度可以表示为

$$R' = \frac{dR}{dt} = \frac{2}{5} (E_0 / \rho_1)^{1/5} t_s^{-3/5}. \quad (6)$$

通过式(6)可以看出: 当其他参数不变, 微球与微腔端面的距离增大时, 冲击波传递至微球表面的时间增加, 冲击波速度减小, 微球得到的能量减少。

2.5 无微腔推进数值模拟及其性能评估

随着爆轰波的传播, 爆轰波波阵面上的压强衰减剧烈, 可以预见在利用激光等离子体爆轰波进行激光推进时, 推进装置距离焦点位置越近, 所能获得的能量越高, 但若推进装置距离焦点位置过近, 则聚焦所产生的高温高压等离子体会对推进装置造成破坏。故应在考虑推进器聚焦强度的前提下, 尽量使其靠近激光聚焦的焦点位置。通过数值模拟后得到 25 μ J 激光能量下不同微球位置的推进过程中微球受力曲线, 如图 3(a) 所示。可以看出在微球中心距焦点分别为 50 μ m、75 μ m、125 μ m、175 μ m 的情况下, 微球粒子所受到的峰值推力逐渐减小, 由 0.21 N 左右降低至 0.025 N。

在 25 μ J 激光能量下, 随着微球距离焦点位置的增加, 激光推进的冲量耦合系数减小, 如图 3(b) 所示, 当微球粒子距离超过 120 μ m 时, 冲量耦合系数的减小速率变低, 最终趋于 0。

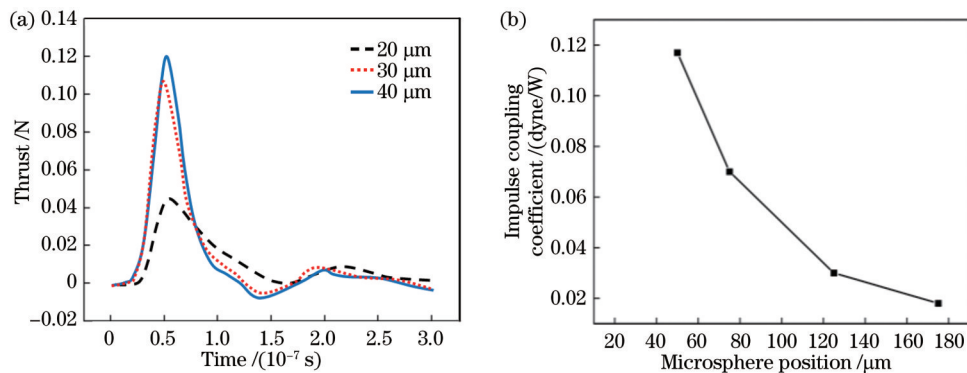


图 3 不同焦点位置处微球粒子受力及冲量耦合系数变化曲线。(a) 受力曲线; (b) 冲量耦合系数变化

Fig. 3 Change curves of thrust and impulse coupling coefficient of microsphere particles at different focus positions. (a) Thrust curve; (b) impulse coupling coefficient change

无微腔激光推进时 0.2 μ s 的流场情况如图 4 所示。可以看到在 0.2 μ s 时, 激光产生的爆轰波是向四周发散的, 上下对称的 30°~90°范围内的压强较大, 此时爆轰波已经过微球正前方, 对于微球正前方的推力效果不集中, 并且距离激光焦点位置越远, 推力越小,

能量越小。本文中的数值模拟均是二维平面内的情况, 将该仿真结果推广至三维空间可以得出, 在以激光焦点为球心的 360°的一个球形空间内, 激光推进效果是十分发散的, 方向性较差, 因此需要添加约束结构来提升光纤激光对目标的推进效果。

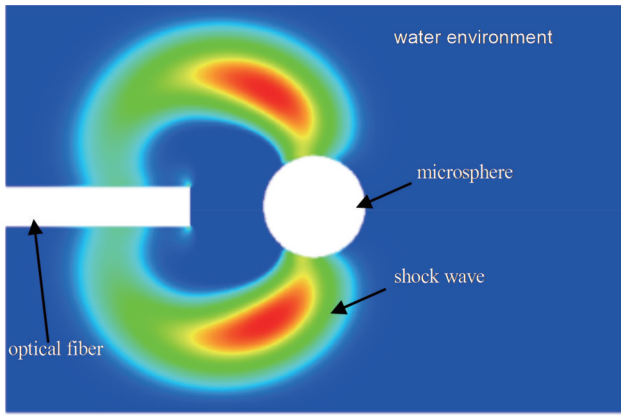


图 4 0.2 μs 的流场情况
Fig. 4 0.2 μs flow field

3 有微腔结构水下激光爆轰波推进微球数值模拟

分析得到的微球粒子所处位置与激光焦点之间的距离和微球粒子所受推力、冲量耦合系数大小之间的

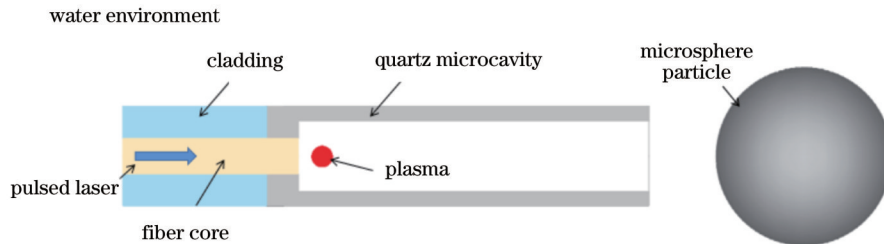


图 5 短微腔结构下激光推进示意图
Fig. 5 Schematic diagram of laser propulsion in short microcavity structure

从图 3 中可发现:当微球位置与焦点的距离超过 $100\ \mu\text{m}$ 时,微球粒子所受到的峰值推力急剧衰减,且该状态下的冲量耦合系数也减小到了一个极低的值,故本文以距离焦点位置为 $125\ \mu\text{m}$ 的微球推进情况为评价基准进行微腔结构的设计,以验证微腔结构对激光推进效果的增强作用。微腔结构的设计过程中要充分考虑微腔结构的尺寸参数,即微腔的长度与直径。本文中微腔的直径均指微腔内径,单模光纤的纤芯直径约为 $10\ \mu\text{m}$,设计过程中微腔的直径要大于 2 倍的光纤纤芯直径以便于光纤耦合。微腔结构的长度的选取与实际需求中焦点位置与微球的距离有关,需保证微腔长度不长于激光焦点与微球之间的水平距离,同时也不能过短,因为微腔过短会导致光纤难以与微腔耦合。本文的矩形微腔使用的材料为石英,初始轴截面矩形为长度为 $100\ \mu\text{m}$ 、直径为 $20\ \mu\text{m}$ 、壁厚为 $2\ \mu\text{m}$ 的微腔结构,并根据测试需要调整微腔尺寸。

3.1 不同微腔长度激光推进效果分析

对于短微腔结构而言,本文最关注的是当推进目标位于较远距离时,微腔结构对其推进效果的影响。因此,本文分别在相同激光能量 ($25\ \mu\text{J}$) 下,对不同结

关系,研究发现光纤进行水下激光推进对于远距离目标的推进效果较差,并且难以保持较好的方向性。通过进一步研究发现:在激光等离子体推进过程中添加约束结构能够很好地提升激光推进效果^[29]。故本文通过设计一种耦合于光纤端面的短微腔结构来解决实验过程中出现的问题,并通过同激光能量、同焦点位置下的同尺寸聚苯乙烯微球粒子进行水下激光推进的数值模拟,来验证短微腔结构在远距离水下激光推进过程中的表现。

由于激光在水环境中的传播相比于在大气环境中的传播更为复杂,同时考虑利用约束结构来限制溅射现象,采用了一种耦合于激光光纤的短微腔结构,如图 5 所示,该微腔结构为矩形微腔,是内部腔体轴截面为矩形的腔体结构,光纤中的纤芯嵌入微腔结构底部的微孔,光纤外侧的包层截面与微腔底面耦合相连。激光击穿水工质形成的等离子体爆轰波在膨胀过程中经过微腔的反复压缩,能使微球获得更大的冲量耦合系数^[30-31]。

构参数下的激光等离子体爆轰波推进相同目标 ($50\ \mu\text{m}$ 聚苯乙烯微球) 的过程进行了数值模拟,模拟中仅改变矩形微腔结构长度,其余参数保持不变。其中, $0.5\ \mu\text{s}$ 时不同长度的微腔结构下激光等离子体形成的爆轰波压力流场如图 6 所示,可以发现爆轰波在发展过程中会在微腔出口位置形成负压。微球在激光推进过程中获得的推力曲线如图 7(a) 所示。可以发现微球粒子基本在同一时间获得峰值推力,这与无腔体结构时微球粒子获得峰值推力的时间是基本一致的。整体上看,微腔结构的存在从一定程度上增大了微球粒子获得的峰值推力,但微腔的长度越长,微球粒子所获得的峰值推力就越小,这表明微腔的存在约束了发散的爆轰波能量,但在约束的过程中会产生一定的能量损失。

微球粒子推进过程中获得的冲量耦合系数如图 7(b) 所示,推进过程中微球获得的冲量耦合系数随着微腔长度的增加逐渐增大,到 $140\ \text{dyne/W}$ 时基本不再变化。 $90\ \mu\text{m}$ 以下微腔结构对激光等离子体爆轰波的聚集作用强于微腔结构的消耗,微腔结构长度的增加能更好地约束爆轰波,从而使微球粒子获得的冲量耦合系数增大。当微腔长度大于 $90\ \mu\text{m}$ 后,推进过程中微

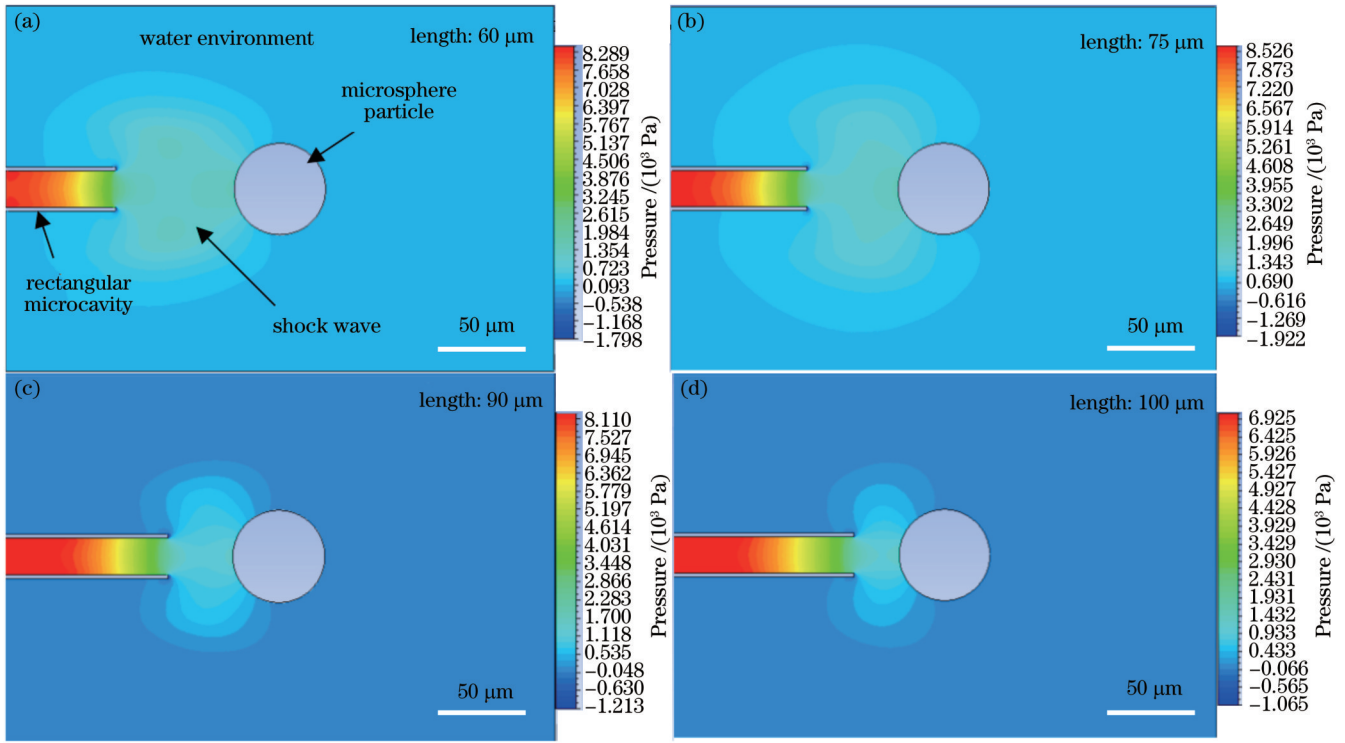


图 6 0.5 μs 时不同长度微腔结构爆轰波压力流场。(a)60 μm; (b)75 μm; (c)90 μm; (d)100 μm

Fig. 6 Detonation wave pressure flow field of microcavity structures with different length at 0.5 μs. (a) 60 μm; (b) 75 μm; (c) 90 μm; (d) 100 μm

球粒子所获得的冲量耦合系数会略微减小,此时微腔结构对爆轰波的消耗作用加剧,故而从一定程度上减

小了微球粒子获得的冲量耦合系数,不同微腔长度下的冲量耦合系数对比如表 1 所示。

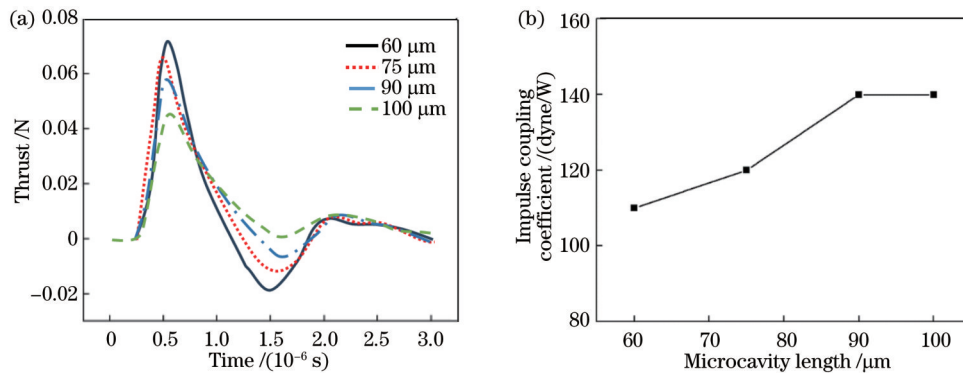


图 7 不同微腔长度下的受力曲线及冲量耦合系数。(a)受力曲线;(b)冲量耦合系数

Fig. 7 Thrust curves and impulse coupling coefficients under different microcavity lengths. (a) Thrust curves; (b) impulse coupling coefficient

表 1 不同微腔长度下激光推进冲量耦合系数对比

Table 1 Comparison of impulse coupling coefficients of laser propulsion under different microcavity lengths

Microcavity length / μm	—	60	75	90	100
Impulse coupling coefficient C_m / (dyne/W)	0.03	110	120	140	140

3.2 不同微腔直径激光推进效果分析

进行矩形短微腔的长度对激光等离子体爆轰波推进效果的影响分析之后,本文继续对短微腔结构的直径对激光推进效果的影响进行分析,模拟中仅改变矩形微腔的直径,其余参数不变。对比不同微腔结构下

微球粒子的主要受力时刻,其中,0.5 μs 时不同微腔直径下激光等离子体爆轰波流场的压力云图如图 8 所示,可以发现直径更小的微腔结构下微球表面所获得的峰值压强更大,但同时接触面积也有一定程度的减小。

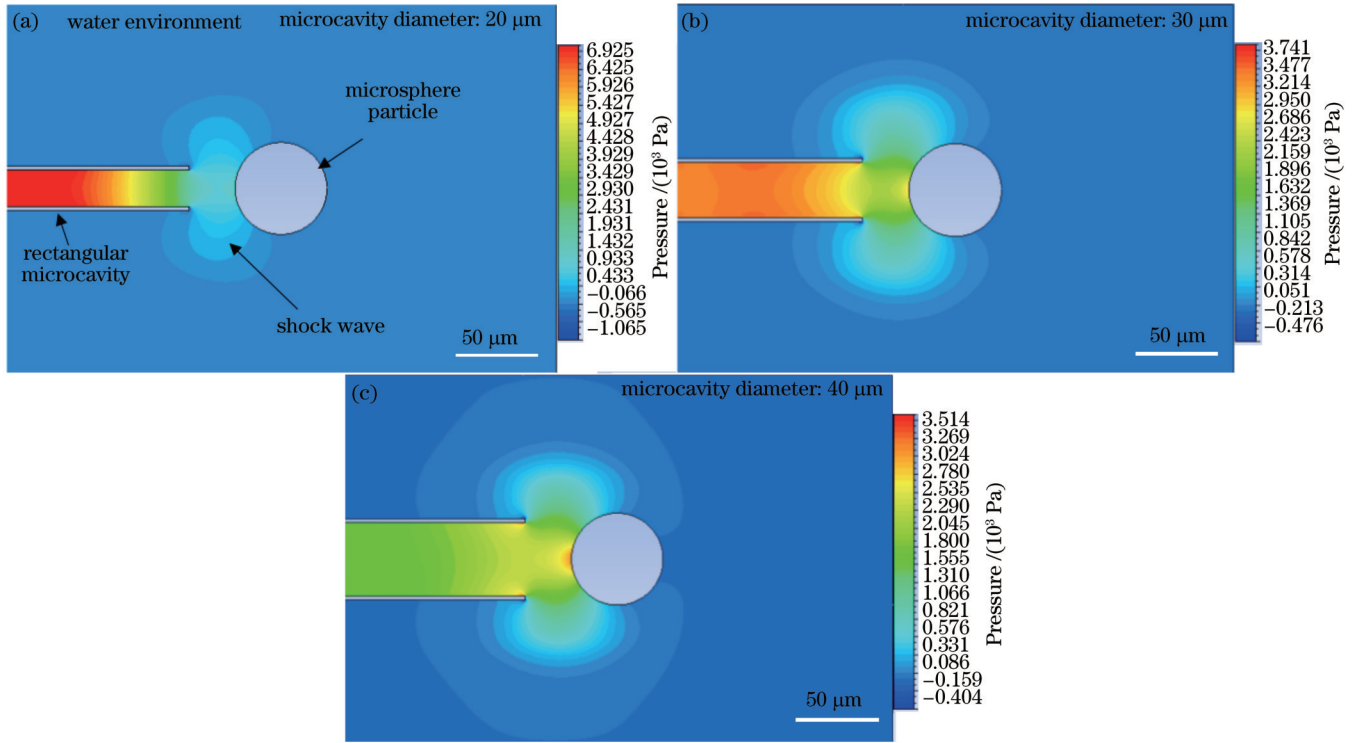


图 8 0.5 μs 不同微腔直径下微球压力流场云图。(a)20 μm; (b)30 μm; (c)40 μm

Fig. 8 Cloud images of pressure flow field of microspheres with different cavity diameters at 0.5 μs. (a) 20 μm; (b) 30 μm; (c) 40 μm

推进过程中的微球粒子受力曲线如图 9(a)所示,可以发现微球粒子几乎在同一时刻获得最大推力,这表明微球粒子在同一微腔长度下获得最大推力的时间只与微球粒子与焦点的位置有关,约束结构对其影响极小。但不同直径的微腔对微球所获得的最大推力值明显不同,直径为 30 μm 的微腔下微球粒子所受到的最大推力是直径为 20 μm 微腔下的 2 倍以上,但直径为 40 μm 的微腔结构相比于直径为 30 μm 的微球粒子,峰值推力只增大了不到 10%,这说明微腔直径的增大对于微球粒子峰值推力的增大规律为:当微腔直径较大时,增大微腔

结构的直径能极大地提升激光推进过程中推进目标所受的推力,但微腔结构直径的增大与目标所受的推力的增大不是呈线性的,当微腔直径过大时,增大微腔直径对激光推进的增强效果会逐渐减弱,最后可能使其增强效果变得微乎其微。这一点也可以在不同微腔直径下激光推进的冲量耦合系数中得到验证。如图 9(b)所示,不同微腔直径下激光推进的冲量耦合系数随着微腔直径的增加而变大,且增加的速率由快到慢,这也证明了微腔直径的增大对激光推进的增强效果不是无尽的。不同微腔直径的冲量耦合系数对比如表 2 所示。

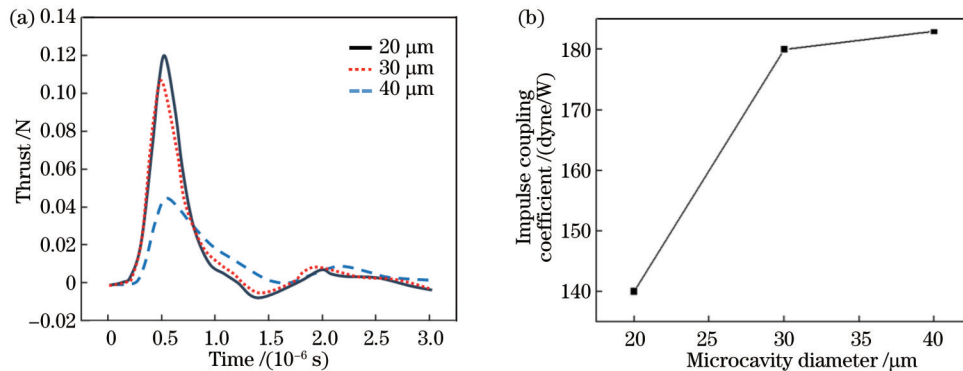


图 9 不同微腔直径下激光推进效果参数。(a)受力曲线;(b)冲量耦合系数

Fig. 9 Efficiency parameters of laser propulsion under different microcavity diameters. (a) Thrust curves; (b) impulse coupling coefficient

表 2 不同微腔直径下激光推进冲量耦合系数对比

Table 2 Comparison of impulse coupling coefficients of laser propulsion under different microcavity diameters

Microcavity diameter / μm	—	20	30	40
Impulse coupling coefficient C_m / (dyne/W)	0.03	140	180	187

4 短微腔结构形态优化及其推进性能数值模拟

4.1 U 形短微腔结构对激光推进效果的影响分析

考虑到微腔结构对激光等离子体爆轰波推进效果

的进一步增强作用,在进行矩形微腔结构设计的过程中,考虑使用另一种腔底形状为U形的微腔结构,该腔体结构的设计灵感来源于激光推进研究中的光船模型。

U形微腔的结构设计整体上与矩形微腔结构类似,除矩形微腔设计过程中的微腔长度与直径尺寸设

计外,还应对U形部分的圆弧半径进行设计。U形微腔结构下激光推进示意图如图10所示。相比于光船结构,U形微腔结构将两侧的曲面加以约束,以期获得对水下激光等离子体爆轰波更好的约束效果,同时又保留了光船底部的U形聚焦结构以减小逆向发展的爆轰波与壁面接触时产生的能量损失。

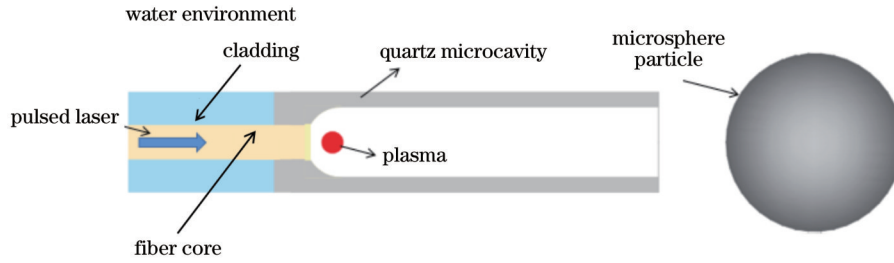


图 10 U 型微腔结构推进示意图

Fig. 10 Schematic diagram of U-shaped microcavity structure propulsion

U形微腔结构下,水下激光等离子体爆轰波压力流场云图如图11所示,经Matlab数据处理后可获得水下激光等离子体爆轰波推进过程中微球粒子受力曲线,如图12所示。综合考量微腔结构推力及冲量耦合系数,U形微腔为在矩形微腔基础上将矩形微腔底部轴截面调整为直径为20 μm的半圆形状,其他尺寸及材料保持不变。可以发现,对比同尺寸的矩形微腔(微腔长度100 μm,微腔直径20 μm),U形微腔在整个推进过程中对微球产生的推力几乎都有增大,这正是由于U型

的微腔底部结构减小了逆向发展的爆轰波与壁面接触反弹时所产生的能量损失,同时对于爆轰波与腔底接触产生的二次推进效果,U形微腔相比于一般的矩形微腔也有明显的提升。激光推进微球所获得的冲量耦合系数也由140 dyne/W增大到了160 dyne/W,这说明腔底结构只对微腔与激光等离子体爆轰波接触时产生的能量损失产生了影响,考虑到U形微腔还可以通过调整曲率来对散射的激光起到二次聚焦的作用,实际中U形微腔的提升效果可能更好。

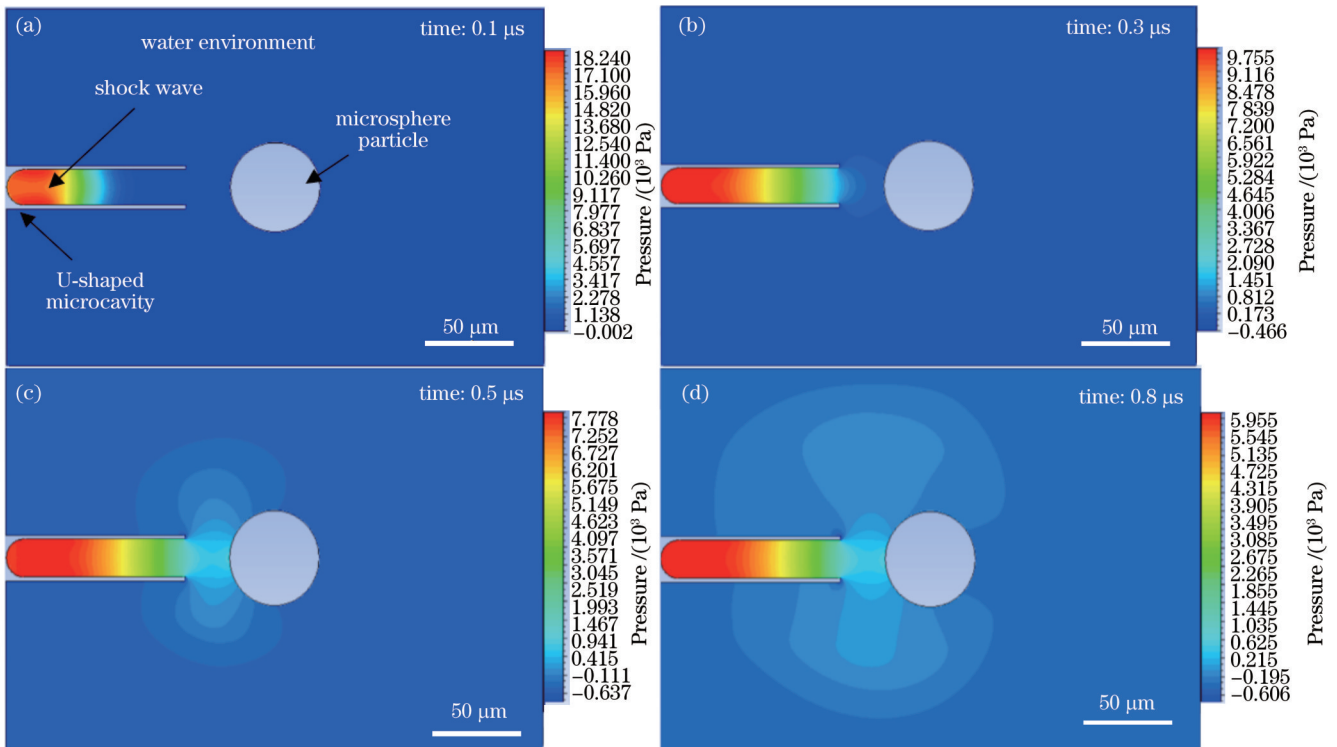


图 11 不同时刻 U 形微腔结构的压力流场图。(a)0.1 μs;(b)0.3 μs;(c)0.5 μs;(d)0.8 μs

Fig. 11 Pressure flow field diagrams of U-shaped microcavity structure at different time. (a) 0.1 μs; (b) 0.3 μs; (c) 0.5 μs; (d) 0.8 μs

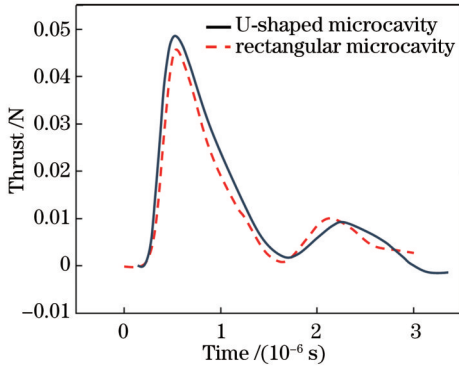


图 12 U 形微腔与矩形微腔结构下的微球粒子受力曲线
Fig. 12 Stress curves of microsphere particles in U-shaped and rectangular microcavity structures

4.2 双管短微腔结构对激光推进效果的影响分析

由于微腔数量同样会对推进效果产生影响,因此使用耦合的双管微腔作为激光等离子体爆轰波推进过程中的约束结构^[32],本文中双管微腔由相同的并列单管微腔结构组成,实际仿真中单管微腔结构选用长度为 100 μm 、直径为 20 μm 、壁厚为 2 μm 的矩形微腔结构。双管微腔下的激光等离子体爆轰波压力流场云图如图 13 所示。激光能量同时注入微腔结构,所形成的激光等离子体爆轰波经过管腔壁的反弹压缩后,在 0.3 μs 时于出口位置聚合形成能量更强的冲击波,如图 13(b) 所示。

双管微腔下微球粒子所受的推力曲线如图 14 所示。可以发现同能量输入条件下,双管微腔产生的峰值推力是单管微腔下激光推进峰值推力的两倍以上,且后续产生的二次推力也明显大于单管微腔。

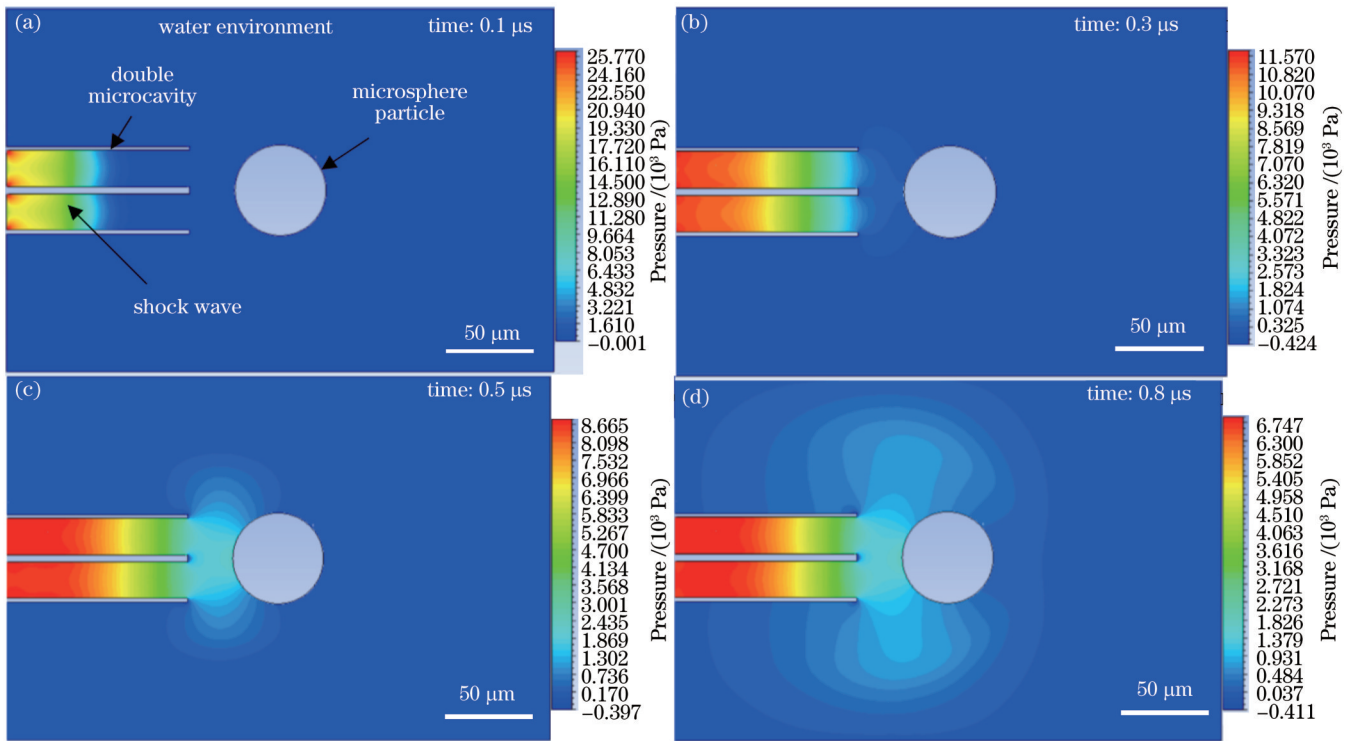


图 13 不同时刻双管微腔下爆轰波压力流场。(a) 0.1 μs ; (b) 0.3 μs ; (c) 0.5 μs ; (d) 0.8 μs

Fig. 13 Detonation wave pressure flow field under double-tube microcavity at different time. (a) 0.1 μs ; (b) 0.3 μs ; (c) 0.5 μs ; (d) 0.8 μs

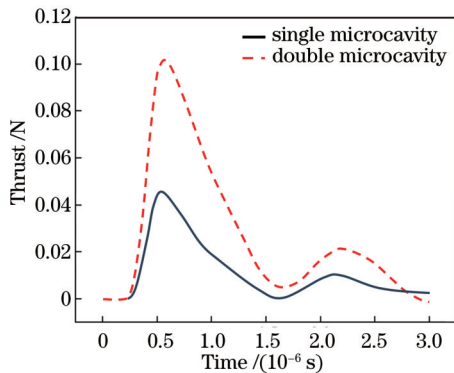


图 14 单、双管微腔下微球粒子受力曲线对比
Fig. 14 Thrust curves of microsphere particles for single- and double-tube microcavities

单管微腔下的激光推进微球的冲量耦合系数为 140 dyne/W , 双管微腔下激光推进微球的冲量耦合系数为 340 dyne/W , 相比单管微腔情况明显增大, 这为以后进行激光推进的研究提供了思路。当实验器材或其他客观因素的影响导致无法获得期望的激光能量输入时, 可以利用多能量输入耦合的方式实现推进效果的提升。

4.3 微腔内部阻塞结构对激光推进效果的影响分析

在完成了 U 形微腔结构等对水下激光等离子体爆轰波推进的影响分析之后, 本文进一步对微腔结构设计进行了分析。分析后发现, 研究者们在进行爆轰波推进时, 经常会利用阻塞结构提升爆轰波推进的性

能^[33]。因此,本文对带阻塞结构的水下激光等离子体爆轰波推进效果进行进一步设计研究。

带阻塞结构的设计微腔如图 15 所示, L 为微腔长度, H 为微腔直径, S_0 为焦点与腔底的距离, S 、 h 分别为阻塞结构的宽度与高度, S_1 为焦点到下阻塞结构的水平距离, S_2 为微腔底部到上阻塞结构的水平距离, S_3 为阻塞位置之间的距离, 且 $S_3=4S$ 。阻塞结构以螺旋线式分布, 阻塞比 $R=2h/H=0.25$ 。该结构下的爆轰波压力流场云图如图 16 所示, 进行含阻塞结构的微腔仿真时, 设微腔为矩形结构, $R=0.25$, $h=2.5\ \mu\text{m}$, $H=20\ \mu\text{m}$, 取 $S=3.75\ \mu\text{m}$, $S_0=10\ \mu\text{m}$, $S_1=14\ \mu\text{m}$, $S_2=22\ \mu\text{m}$, $S_3=15\ \mu\text{m}$ 。含有阻塞结构的矩形微腔推

进微球粒子过程中,粒子的受力曲线如图 17 所示。可以发现:对比无阻塞结构,含有阻塞结构时微球粒子所受的峰值推力有明显的增大,增大幅度约为 44%,这是由于交错的阻塞结构通过对爆轰波的延迟阻隔效果使得爆轰波获得了稳定流场压强。同时,腔壁上交错的阻塞结构能够明显提升在矩形微腔中仅凭微腔底部反射爆轰波所产生的二次推进效果。

在含有阻塞结构的矩形微腔结构中,激光等离子体推进效果的参数如表 3 所示。可以发现阻塞结构的存在对激光等离子体推进效果的提升也很明显,提升效率约为 86%,这更加验证了使用带有阻塞结构的微腔对水下激光等离子体推进效果产生的巨大提升。

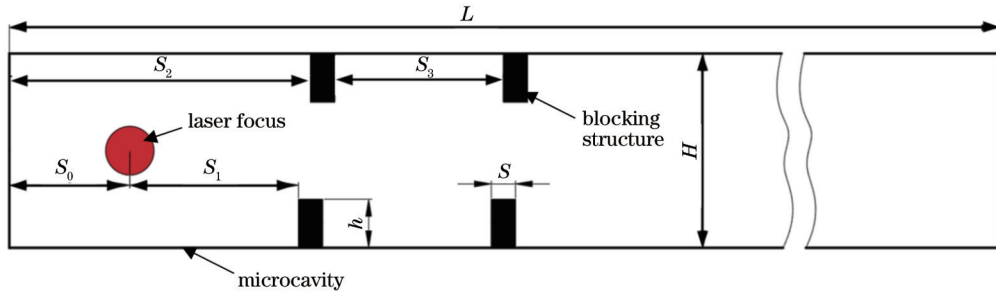


图 15 微腔阻塞结构示意图

Fig. 15 Schematic diagram of microcavity blocking structure

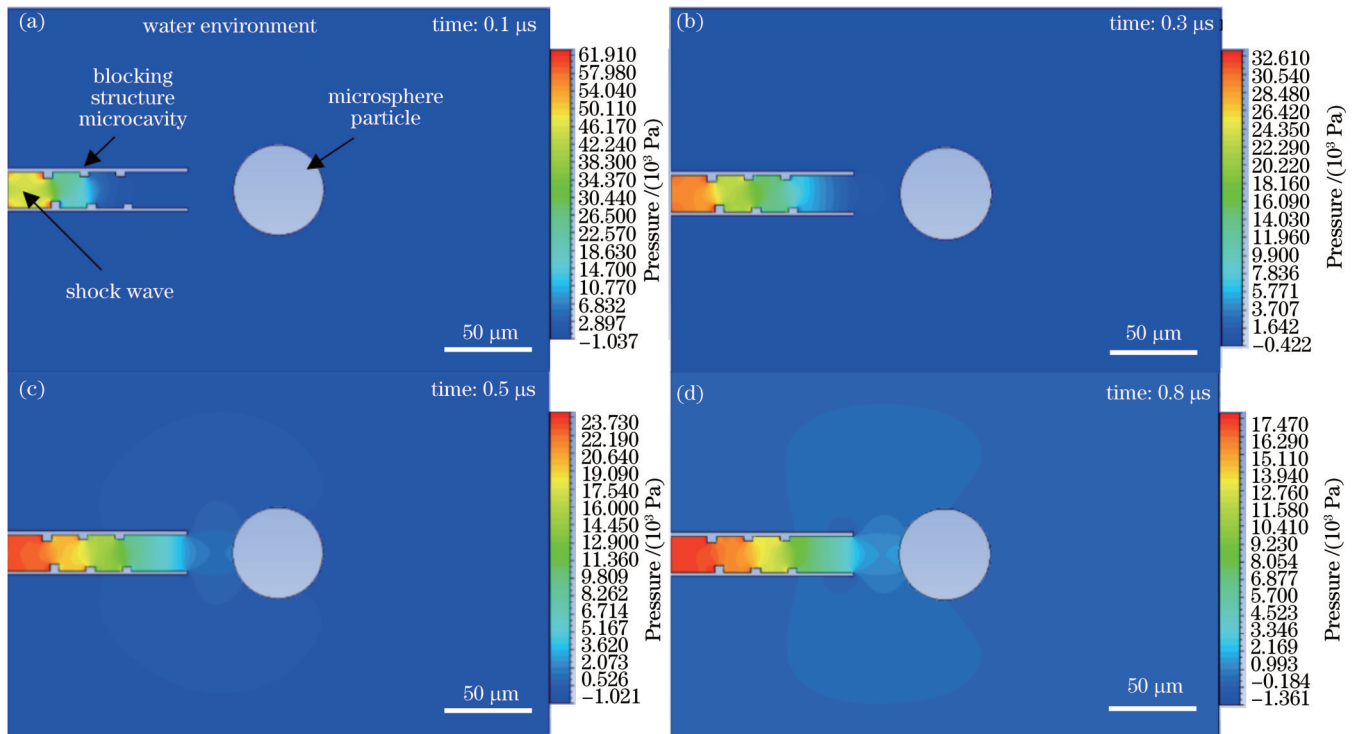


图 16 不同时刻阻塞结构下爆轰波压力流场云图。(a)0.1 μs;(b)0.3 μs;(c)0.5 μs;(d)0.8 μs

Fig. 16 Cloud images of detonation wave pressure flow field with blocking structure at different time. (a) 0.1 μs; (b) 0.3 μs; (c) 0.5 μs; (d) 0.8 μs

4.4 短微腔结构推进性能数值模拟结果对比

无微腔及添加各微腔结构后仿真得到的数值如表

4 所示,其中:仿真中的能量均为 25 μJ,微球直径均为 50 μm,表中“Distance”为焦点到微球中心的距离。

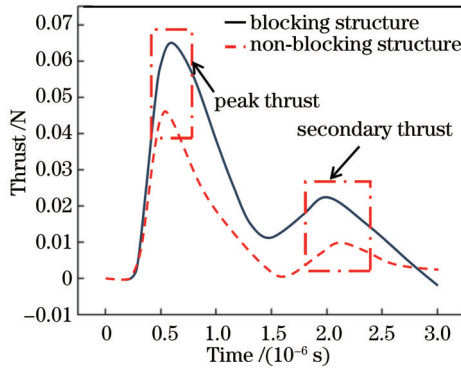


图 17 阻塞结构和非阻塞结构下微球粒子受力曲线

Fig. 17 Thrust curves of microsphere particle for blocking structure and non-blocking structure

由表 4 中数据可得,双管微腔可以同时得到最大推力和最大冲量耦合系数。当微腔数量为 1 时,长度为 100 μm 、直径为 40 μm 的矩形微腔可以得到最大推力,即 0.122 N,有阻塞结构的矩形微腔可以得到最大的冲量耦合系数,即 260 dyne/W。

多管微腔(微腔数大于 2)为三维结构状态时才会保证推进的效果达到最佳,空间利用率最高。但在实际状态下,进行微腔结构制备时,由于现有的制备器材与实验条件的限制,在使用多管微腔时往往难以保证不同微腔结构之间合适的尺寸,这会导致实验的难度大大增加,因而,在微腔推进结构形态优化过程中,充分采用了数值模拟的方法进行多种微腔结构综合推进性能的验证分析。

表 3 阻塞结构下激光推进效果参数表

Table 3 Parameters of laser propulsion efficiency for blocking structure

Structure type	Blockage ratio	Impulse coupling coefficient $C_m / (\text{dyne/W})$
Non-blocking rectangle	0	140
Blocked rectangle	0.25	260

表 4 不同微腔结构的参数对比

Table 4 Parameter comparison of different microcavity configurations

Microcavity type	Distance / μm	Length / μm	Diameter / μm	Bottom shape	Number of microcavities	Blockage ratio	Maximum thrust / N	Impulse coupling coefficient / (dyne/W)
Free	50	—	—	—	—	—	0.210	0.117
	125	—	—	—	—	—	0.050	0.03
Rectangle	125	60	20	Rectangle	1	0	0.073	110
	125	90	20	Rectangle	1	0	0.056	140
	125	100	20	Rectangle	1	0	0.045	140
	125	100	30	Rectangle	1	0	0.107	180
	125	100	40	Rectangle	1	0	0.122	187
U-shape	125	100	20	Rectangle	1	0	0.049	160
Double-barrelled structure	125	100	20	Rectangle	2	0	0.103	340
Blocking structure	125	100	20	Rectangle	1	0.25	0.067	260

5 结 论

为解决无微腔时水下激光推进冲量耦合系数小、效果发散的问题,本文建立了微腔结构下水下光纤激光诱导等离子体推进模型与数值模拟方案,并提出了微腔结构形态优化方法,对无微腔和有微腔情况下的流场进行了数值模拟,得到的结论如下:

1) 添加微腔可以使水下激光推进的冲量耦合系数得到 10^3 量级的提升并使激光推进的效果得到提升,同时,激光能量的提升能增加微球粒子推进过程中所受到的峰值推力,但存在等离子体屏蔽效应的影响,增加直径和长度对冲量耦合系数的增大效果并非是无

的,即激光能量提升至某一峰值时,微球所受到的峰值推力几乎不变。

2) 添加结构简单的矩形微腔后,在分别改变矩形微腔的长度以及直径大小时,微球受力曲线和冲量耦合系数的变化规律为:直径、长度越大,微球冲量耦合系数越大;焦点位置与微球粒子的距离越远,微球所能获得的峰值推力与冲量耦合系数就越小。

3) 对比矩形、U形、双管以及有阻塞等 4 种微腔结构的推进性能,可以发现:微腔结构的形态变化影响对微球的推力及冲量耦合系数。4 种微腔结构中,相较于矩形微腔,双管微腔的冲量耦合系数增量最大,因此,水下激光推进效果也最好。

参 考 文 献

- [1] 张继威, 于复生, 隗志龙, 等. 水下推进形式应用现状及发展趋势[J]. 船舶工程, 2021, 43(6): 61-65, 78.
Zhang J W, Yu F S, Juan Z L, et al. Application status and development trend of underwater promoting form[J]. Ship Engineering, 2021, 43(6): 61-65, 78.
- [2] 童利民. 微纳光纤技术: 近期研究进展[J]. 光学学报, 2022, 42(17): 1706001.
Tong L M. Recent progress in optical micro/nanofiber technology[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(17): 1706001.
- [3] 刘伟军, 赵子铭, 李强, 等. 激光清洗 2A12 铝合金复合漆层的技术研究[J]. 中国激光, 2022, 49(8): 0802013.
Liu W J, Zhao Z M, Li Q, et al. Laser cleaning technology of 2A12 aluminum alloy composite paint layer[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(8): 0802013.
- [4] Ogata Y, Yabe T, Ookubo T, et al. Numerical and experimental investigation of laser propulsion[J]. Applied Physics A, 2004, 79(4): 829-831.
- [5] 李修乾, 洪延姬, 文明, 等. 水滴烧蚀多脉冲激光推进性能[J]. 强激光与粒子束, 2011, 23(7): 1731-1734.
Li X Q, Hong Y J, Wen M, et al. Propulsive characteristics of water droplets for multi-pulse laser propulsion[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2011, 23(7): 1731-1734.
- [6] Klein A L, Bouwhuis W, Visser C W, et al. Drop shaping by laser-pulse impact[J]. Physical Review Applied, 2015, 3(4): 044018.
- [7] Kurilovich D, Klein A L, Torretti F, et al. Plasma propulsion of a metallic microdroplet and its deformation upon laser impact [J]. Physical Review Applied, 2016, 6(1): 014018.
- [8] Kanitz A, Kalus M R, Gurevich E L, et al. Review on experimental and theoretical investigations of the early stage, femtoseconds to microseconds processes during laser ablation in liquid-phase for the synthesis of colloidal nanoparticles[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2019, 28(10): 103001.
- [9] Hernandez-Rueda J, Liu B, Hemminga D J, et al. Early-time hydrodynamic response of a tin droplet driven by laser-produced plasma[J]. Physical Review Research, 2022, 4: 013142.
- [10] Qiang H, Chen J, Han B, et al. Study of underwater laser propulsion using different target materials[J]. Optics Express, 2014, 22(14): 17532-17545.
- [11] Yoon J, Chung J M, Yoon Y. Study on self-pulsation characteristics of gas centered shear coaxial injector for supercavitating underwater propulsion system[J]. International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering, 2011, 3(4): 286-292.
- [12] 陈军, 倪晓武, 强豪. 不同面积靶材附近空泡脉动特性对水下激光推进的影响[C]//鲁豫赣黑苏五省光学(激光)学会 2011 学术年会论文摘要集. 日照: [出版者不详], 2011: 43.
Chen J, Ni X W, Qiang H. Effect of cavitation pulsation characteristics near targets with different areas on underwater laser propulsion[C]//Collection of abstracts from the 2011 Academic Annual Meeting of the Optical (Laser) Society of the Five Provinces of Shandong, Henan, Jiangxi, Heilongjiang, and Jiangsu. Rizhao: [s.n.], 2011: 43.
- [13] 吴先前, 王一伟, 黄晨光. 强激光水下爆炸推进的物理机制[J]. 力学学报, 2015, 47(4): 687-698.
Wu X Q, Wang Y W, Huang C G. Physics of laser propulsion underwater: experiments and modeling[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2015, 47(4): 687-698.
- [14] Qiang H, Chen J, Han B, et al. Interaction between a bubble and a metal target for underwater laser propulsion[J]. Applied Optics, 2017, 56(11): 3193-3198.
- [15] Chen J, Li B B, Zhang H C, et al. Enhancement of momentum coupling coefficient by cavity with toroidal bubble for underwater laser propulsion[J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113(6): 3107-3112.
- [16] 李娜, 汤少华, 陆梦洁, 等. 激光波长对水体中激光诱导击穿光谱和空化气泡演化的影响[J]. 光学学报, 2022, 42(18): 1801005.
Li N, Tang S H, Lu M J, et al. Effect of laser wavelength on laser-induced breakdown spectrum and evolution of cavitation bubble in bulk water[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(18): 1801005.
- [17] 付磊, 王萍, 王斯佳, 等. 纳秒脉冲激光诱导的水中空泡振荡研究[J]. 中国激光, 2022, 49(4): 0407001.
Fu L, Wang P, Wang S J, et al. Dynamics of bubble pairs in water induced by focused nanosecond laser pulse[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(4): 0407001.
- [18] 张楠, 徐智君, 朱晓农, 等. 激光推进技术[J]. 红外与激光工程, 2011, 40(6): 1025-1037.
Zhang N, Xu Z J, Zhu X N, et al. Laser propulsion technology [J]. Infrared and Laser Engineering, 2011, 40(6): 1025-1037.
- [19] Li X Q, Hong Y J, He G Q, et al. Measurements of the impulse coupling coefficient for gas breakdown laser propulsion [J]. Lasers in Engineering, 2006, 16(5/6): 361-368.
- [20] 李维新. 一维不定常流与冲击波[M]. 北京: 国防工业出版社, 2003: 221-229.
Li W X. One-dimensional nonsteady flow and shock waves[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2003: 221-229.
- [21] 陈朗, 鲁建英, 伍俊英. 激光支持爆轰波[M]. 北京: 国防工业出版社, 2011: 61-62.
Chen L, Lu J Y, Wu J Y. Laser supported detonation wave[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2011: 61-62.
- [22] 谢志学. 大气吸气模式激光等离子体推进数值模拟[D]. 南京: 南京理工大学, 2011: 28.
- [23] Xie Z X. Numerical simulation of laser plasma propulsion in atmospheric suction mode[D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2011: 28.
- [24] 鲁建英, 耿德坤, 陈朗. 强激光水中诱导等离子体冲击波数值模拟[J]. 中国激光, 2015, 42(9): 0902001.
Lu J Y, Geng D S, Chen L. Numerical simulation of high intensity of laser induced plasma shock wave in water[J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(9): 0902001.
- [25] Wu B, Shin Y C, Pakhal H, et al. Modeling and experimental verification of plasmas induced by high-power nanosecond laser-aluminum interactions in air[J]. Physical Review E, 2007, 76(2): 026405.
- [26] 汤文辉, 徐彬彬, 冉宪文, 等. 高温等离子体的状态方程及其热力学性质[J]. 物理学报, 2017, 66(3): 030505.
Tang W H, Xu B B, Ran X W, et al. Equations of state and thermodynamic properties of hot plasma[J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(3): 030505.
- [27] Zheng Z Y, Zhang Y, Zhou W G, et al. High coupling efficiency generation in water confined laser plasma propulsion [J]. Chinese Physics Letters, 2007, 24(2): 501-503.
- [28] Pirri A N. Theory for momentum transfer to a surface with a high-power laser[J]. The Physics of Fluids, 1973, 16(9): 1435-1440.
- [29] Márton Z, Heszler P, Mechler Á, et al. Time-resolved shock-wave photography above 193-nm excimer laser-ablated graphite surface[J]. Applied Physics A, 1999, 69(1): S133-S136.
- [30] Nazeer N, Younus A, Jamil Y, et al. Plasma confinement using semi-spherical cavities for enhancement of ablative laser propulsion parameters[J]. Applied Physics B, 2022, 128(11): 206.
- [31] Yu H C, Wu X, Yuan Y G, et al. Confined geometry and laser energy affect laser plasma propulsion[J]. Optics Express, 2019, 27(7): 9763-9772.
- [32] Yu H C, Cui L G, Zhang K, et al. Effect of a fiber-capillary structure on nanosecond laser pulse propulsion[J]. Applied Physics A, 2018, 124(1): 37.
- [33] 张瑜, 张鹏军, 廖彩红, 等. 转管武器双管发射方式研究[J]. 兵器装备工程学报, 2020, 41(6): 96-100.

Zhang Y, Zhang P J, Liao C H, et al. Influence of double barrels firing mode on gatling guns[J]. Journal of Ordnance Equipment Engineering, 2020, 41(6): 96-100.

[33] Gamezo V, Ogawa T, Oran E. Deflagration-to-detonation transition in H₂-air mixtures: effect of blockage ratio[C]//

Proceedings of the 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, January 5-8, 2009, Orlando, Florida. Virginia: AIAA Press, 2009: 440.

Performance of Short Micro-Cavity Structure for Underwater Fiber Nanosecond Laser Propulsion

Ge Yang¹, Li Hanyang^{2*}, Wang Hongtao^{1,3}, Tang Xianqi¹, Zhou Gaoqian², Yang Xulong²

¹College of Mechanical and Electrical Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, Heilongjiang, China;

²College of Physics and Optoelectronic Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, Heilongjiang, China;

³Engineering Technology Department, Harbin Aircraft Industry Group Co., Ltd., Harbin 150066, Heilongjiang, China

Abstract

Objective Underwater laser plasma detonation wave propulsion technology has important application value in submarine stealth propulsion, detonation engine, supercavitation weapon systems, green ship manufacturing, and other fields. Different from the space focused laser induced propulsion method, the traditional laser propulsion system focuses on inherent defects such as insufficient energy gathering effect, difficult control of propulsion direction, and large laser loss. A new mode of underwater fiber laser induced plasma detonation wave propulsion is proposed, which achieves control of the laser focal point through the design of microcavity structure morphology coupled with fiber optics and research on the performance of fiber laser propulsion structure. Furthermore, the control of the movement direction of small particles entering and exiting can be achieved, which solves the problem of low energy coupling efficiency of laser plasma in underwater environments and difficulty in effectively applying propulsion force to the surface of the pushed object. By utilizing underwater plasma fiber laser induction to achieve directional propagation of detonation waves, we aim to improve the thrust and impulse coupling coefficient structural performance of laser propulsion. We focus on the morphology and energy conversion characteristics of fiber micro-cavity structures and the study provides theoretical support and guidance for future research on underwater laser induced plasma detonation wave dynamics while achieving particle targeting, fixed-point, and fixed-depth propulsion.

Methods We utilize the theory and method of directional propagation of detonation waves through underwater fiber laser induced plasma, aiming to improve the thrust and impulse coupling coefficient structural performance of laser propulsion. Meanwhile, for the microcavity structural performance of underwater fiber laser propulsion, we combine the analysis of laser plasmon detonation theory to build a microstructure underwater laser plasma propulsion model and numerical simulation scheme. Simulation research is conducted by structural morphology and numerical characteristics. Firstly, to address the issues of low impulse coupling coefficient and divergent effects in underwater laser propulsion without microcavities, we numerically simulate the flow field when the microsphere is propagated by an underwater fiber laser under the same laser energy but different microsphere positions. This illustrates the necessity of adding structural constraints for underwater fiber laser propulsion and objecting the rust and pulse coupling coefficient without microcavities as a reference. Then, based on rectangular microcavities, we simulate the flow field of underwater fiber laser pulse for microcavities with different lengths and diameters while maintaining a constant distance between the microsphere and the laser focus. Finally, we conduct numerical simulations of the performance of open, U-shaped microcavities, double tube microcavities, and structures with blocking forces, aiming to establish a mapping relationship between the morphology of microcavities and the changes in the force and weight coupling coefficients of microspheres through comparative analysis of numerical results.

Results and Discussions Numerical simulations yield the force curve and impulse coupling coefficient of the microsphere when the laser focus-to-microsphere distance changes without microcavities. The maximum impulse coupling coefficient is 0.117 dyne/W (Fig. 3), and the flow field situation of underwater fiber laser propulsion at 0.2 μs without micro cavities

shows higher pressure in the symmetrical range of 30 to 90 degrees, indicating poor directional laser propulsion effects, which demonstrates the necessity of adding structural constraints (Fig. 4). By adding a rectangular microcavity, the impulse coupling coefficient can be improved to the order of 10^3 (Tables 1-2) compared to that without microcavities. However, as the microcavity length increases, the peak thrust decreases, reaching a maximum of about 140 dyne/W (Fig. 7). As the diameter increases, the impulse coupling coefficient increases, but the growth rate slows down (Fig. 9). The changes in force on the microsphere and the impulse coupling coefficient are obtained for U-shaped microcavities, double-tube microcavities, and microcavities with blocking structures. The U-shaped micro cavity increases the total applied force on the microsphere by approximately 0.002 N and improves the impulse coupling coefficient by 20 dyne/W (Fig. 12). When propelled by double-tube microcavities, the microsphere experiences a thrust of approximately 0.103 N and an impulse coupling coefficient of 340 dyne/W (Fig. 14). In the case of microcavities with blocking structures, the peak thrust is approximately 0.067 N, which represents a 44% increase (Fig. 17), while the impulse coupling coefficient is approximately 260 dyne/W, indicating an 86% increase (Table 3).

Conclusions We propose several microcavity structures to solve the low impulse coupling coefficient and divergent effects of underwater fiber laser propulsion without microcavities. By conducting numerical simulations on the flow fields of different microcavity structures, we obtain the thrust curves and impulse coupling coefficients after adding the respective microcavities. The addition of rectangular microcavities can significantly improve the impulse coupling coefficient of underwater fiber laser propulsion to the order of 10^3 and concentrate the effects of laser propulsion. Meanwhile, when the distance between the laser focus and the microsphere remains constant, increasing the length of the microcavity decreases the peak thrust, while increasing the diameter increases the impulse coupling coefficient, albeit at a decreasing rate. Compared to rectangular microcavities, U-shaped microcavities, double-tube microcavities, and microcavities with blocking structures provide greater enhancements in force on the microsphere and impulse coupling coefficients. Among the four types of microcavities, double-tube microcavities show the greatest enhancement effect. The results demonstrate that the addition of microcavities can improve the efficiency of underwater fiber laser propulsion and provide corresponding enhancement effects for the four microcavity structures.

Key words laser optics; underwater laser propulsion; microcavity structure; performance optimization; impulse coupling coefficient