

## 激光等离子体爆轰波血栓推进机理的数值模拟研究

葛杨<sup>1</sup>, 李寒阳<sup>2\*</sup>, 王鸿涛<sup>3</sup>, 陈莹<sup>1</sup>, 杨旭龙<sup>2</sup>, 周高仟<sup>2</sup><sup>1</sup>哈尔滨工程大学机电工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001;<sup>2</sup>哈尔滨工程大学物理与光电工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001;<sup>3</sup>航空工业哈尔滨飞机工业集团有限责任公司, 黑龙江 哈尔滨 150066

**摘要** 水下激光等离子体爆轰波能够作用于微球表面产生推力进而推动微球运动。本课题组依据水下激光等离子体爆轰波的作用机理,提出了激光等离子体爆轰波定点清除血栓的方法。以血液为介质建立血管血栓模型,采用光纤激光器作为动力,进行激光等离子体爆轰波血栓推进的机理研究及数值模拟。结果显示:激光等离子体爆轰波对血栓表面有一定大小的强推力作用,能量为 20  $\mu\text{J}$  的激光对直径为 2 mm 的下肢静脉血栓表面的峰值推力可以达到 1.0 N,而且峰值推力的大小取决于激光能量以及血栓的尺寸和形状。水下光纤激光等离子体推进微球和团簇实验进一步证明了激光等离子体爆轰波定点清除血栓和打散团簇的可行性,为聚集型血栓团簇的定点清除提供了一种可行方法。

**关键词** 激光器; 光纤; 等离子体爆轰波; 激光推进; 血管血栓; 定点清除

**中图分类号** TN249 **文献标志码** A

**DOI:** 10.3788/CJL231086

## 1 引言

激光手术是一种利用激光束的切割能力在组织中进行无血切割或消除皮肤肿瘤等浅表病变的手术,但一般的激光手术会对人体带来不利影响。激光推进是一种基于激光能量的新颖的推进技术,其原理是:激光能量注入靶材表面后对靶材表面产生烧蚀,同时产生高温高压的等离子体<sup>[1]</sup>;随着等离子体的能量密度逐渐增大,等离子体内部压强急剧升高,形成一个强烈的冲击波;这个冲击波作用于靶材表面,产生推进力,实现对靶材的推进。激光推进技术通过光纤介入的方法进行手术治疗,具有与时间紧密相关、安全可靠、高精度等特点<sup>[2]</sup>。

目前,国外对激光推进技术的研究已经拓展到了许多领域。Eckel等<sup>[3]</sup>提出了利用激光推进技术发射纳米卫星的发射系统;Zhang等<sup>[4]</sup>为激光等离子体爆轰波在激光推进研究中的应用拓宽了道路;Palla等<sup>[5]</sup>为激光等离子体推进效能的提升提出了另一条可行途径;Nazeer等<sup>[6]</sup>研究了不同尺寸、结构的半球形铁腔对激光推进效果的影响。目前,国内激光推进技术的研究主要集中在对推进过程影响因素的分析上,如:陈朗等<sup>[7]</sup>采用C-J爆轰理论,计算了激光等离子体爆轰波的压强和温度;秦钊等<sup>[8]</sup>对制约激光推进技术发展的关键性问题进行了探索与分析;马真艳等<sup>[9]</sup>对激光等离

子体爆轰波进行了仿真模拟;詹玉豪等<sup>[10]</sup>对不同激光能量下形成的激光等离子体的推进性能进行了实验研究;毕思源等<sup>[11]</sup>研究了高强钢表面海洋生物膜层的纳秒脉冲激光清洗,得到了激光清洗效果随激光能量密度增大而增强的结论。激光技术在医学方面的研究也越来越广泛:Patskovsky等<sup>[12]</sup>介绍了一种研究纳米粒子辅助脉冲激光光穿刺单个活细胞动态的光学平台,并基于该平台研究了活细胞的实时穿孔动力学以及等离子体纳米颗粒与膜的力学相互作用;Man等<sup>[13]</sup>发现激光诱导的空化气泡可以在细胞膜中产生瞬时孔,从而促进了细胞内外物质的递送;Korsakov等<sup>[14]</sup>开发了单模红外光纤,包括一些具有光子晶体结构的光纤,旨在增加光导模式的场径,这些光纤可被用于激光医学;周国瑜<sup>[15]</sup>对医学激光技术新进展进行了论述;朱荃等<sup>[16]</sup>采用全动态模型模拟了激光对生物组织的热凝固过程;陈维波<sup>[17]</sup>对激光技术在临床医学上的应用进行了展望。

上述研究成果显示,目前激光推进技术的研究已经十分成熟,并被拓展到了许多重要领域。笔者将激光推进技术拓展至医学领域,研究了该技术在血液环境中清除人体血栓的可行性。同时,从水下激光推进技术出发,用水对人体血液环境进行可行性替代,对人体血栓推进进行数值模拟。希望本研究能为人体血栓清除做出一定贡献。

收稿日期: 2023-08-04; 修回日期: 2023-09-28; 录用日期: 2023-11-09; 网络首发日期: 2023-11-25

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

## 2 水下激光等离子体爆轰波推进机理分析

### 2.1 C-J 爆轰模型

C-J 爆轰模型是一种用于描述 C-J 爆轰原理的数学模型<sup>[18-19]</sup>。通过模拟和计算爆轰波传播的物理过程,可以得到 C-J 爆轰的特性和参数。C-J 爆轰模型的基本框架为一维可压缩流体动力学方程组,该方程组的解一般可用 Rayleigh 线与 Hugoniot 曲线的关系来描述,如图 1 所示<sup>[20-21]</sup>。Rayleigh 线与 Hugoniot 曲线在爆轰上分支和爆燃下分支上都有两个交点。上分支上的两个解称为强爆轰解和弱爆轰解,下分支上的两个解则称为弱爆燃解与强爆燃解。

高温高压的激光等离子体同样可以利用 C-J 原理来研究其传播过程中的动力学性质。

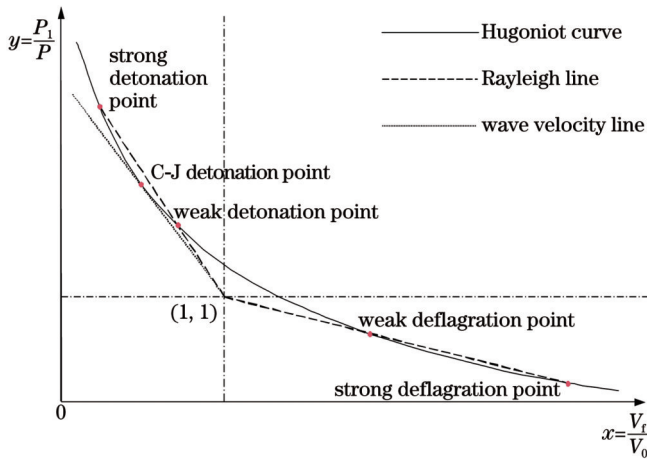


图 1 Rayleigh 线和 Hugoniot 曲线

Fig. 1 Rayleigh line and Hugoniot curve

### 2.2 激光等离子体爆轰波模型

经过激光击穿形成的等离子体在等离子体屏蔽的作用下持续吸收激光能量,致使等离子体的温度、压强不断更高并以波的形式向外膨胀同时辐射能量。随着激光能量的不断注入以及等离子体的不断膨胀,最终形成了激光等离子体爆轰波。形成的激光等离子体爆轰波不断向外膨胀,当输入的激光能量消失后,能量快速损耗的爆轰波将衰减为声波<sup>[22]</sup>。

图 2 为激光等离子体爆轰波的一维模型。光纤激光从工质左侧入射,强度为  $I$ ,爆轰波波阵面两侧的状态参数分列于图 2 中。其中,  $D$  为爆轰波的速度,  $u_1$ 、 $P_1$ 、 $\rho_1$ 、 $h_1$  分别为膨胀等离子体的速度、压强、密度、比焓,  $u_0$ 、 $P_0$ 、 $\rho_0$ 、 $h_0$  分别为波前介质的速度、压强、密度、比焓。

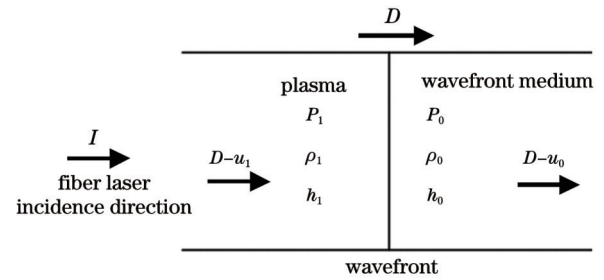


图 2 激光等离子体爆轰波的一维模型

Fig. 2 One dimensional model of laser plasma detonation wave

以波阵面为界,波阵面左侧的等离子体向右流入波阵面,波阵面右侧的介质向右流出波阵面,维持波阵面前后的质量平衡,并使爆轰波以一定的速度向右发展。此时,根据动量、质量及能量守恒定律可以得到平衡方程<sup>[23]</sup>

$$\begin{cases} \rho_1(D - u_1) = \rho_0(D - u_0) \\ P_1 - P_0 = \rho_0(D - u_0)^2 - \rho_1(D - u_1)^2 \\ \rho_1(D - u_1)[h_1 + (D - u_1)^2/2] = \rho_0(D - u_0)[h_0 + (D - u_0)^2/2] + I - Q \end{cases}, \quad (1)$$

式中:  $Q$  为激光电离及等离子体传播过程中的辐射能量损失。当引入等熵指数  $\gamma$  时,有

$$h_1 = \frac{P_1 u_1}{\gamma - 1}. \quad (2)$$

将式(1)与式(2)联立推导后,可以得到激光等离子体爆轰波中等离子体的速度、压强、比焓分别为

$$u_1 = [2(\gamma^2 - 1)I/\rho_1]^{1/3}, \quad (3)$$

$$P_1 = 4^{1/3}(\gamma - 1)^{2/3}(\gamma + 1)^{-1/3}\rho_0^{1/3}I^{2/3}, \quad (4)$$

$$h_1 = 4^{1/3}(\gamma^2 + \gamma - 1)(\gamma + 1)^{-1}(\gamma^2 - 1)^{-1/3}\rho_0^{-2/3}I^{2/3}, \quad (5)$$

式中:  $I$  为入射激光的强度。

在入射激光能量、能量沉积效率、工质环境参数已知的情况下,可以利用式(4)计算得到激光等离子体爆

轰波的压强。以此计算结果作为脉冲激光结束时激光等离子体的初始状态参数,利用数值模拟的方法对后续爆轰波流场的发展进行模拟,能够获得比较理想的结果。

### 2.3 激光等离子体爆轰波传播机制

激光等离子体持续传播的必要条件是通过某种方式使等离子体吸收层前方的介质发生一定程度的电离,以满足新的等离子体吸收层的形成条件。激光等离子体爆轰波传播过程受多种传播机制的共同影响,为了简化模型,本文主要考虑在低激光强度下起主导作用的冲击波机制<sup>[24]</sup>。

冲击波机制下激光等离子体爆轰波的形成示意图如图 3 所示。其传播机理<sup>[25]</sup>为:激光击穿介质形成等离子体后,膨胀的等离子体会以冲击波的形式向非约

束方向发展,高速冲击波扫过环境介质时,会对其进行压缩从而使其内能升高,进而使其发生电离。当冲击压缩产生的介质的电离度达到一定程度时,就会使激光光路范围内的部分区域再次电离,进而产生新的等离子体吸收层,新产生的等离子体吸收层会紧随着冲击波继续向前发展。这与火药爆燃产生的爆轰波的形成方式类似,故可以考虑使用 C-J 爆轰理论来简化处理激光等离子体爆轰波的传播发展问题。其中等离子体快速膨胀所产生的高速冲击波即为“击穿波机制”下的激光等离子体爆轰波。

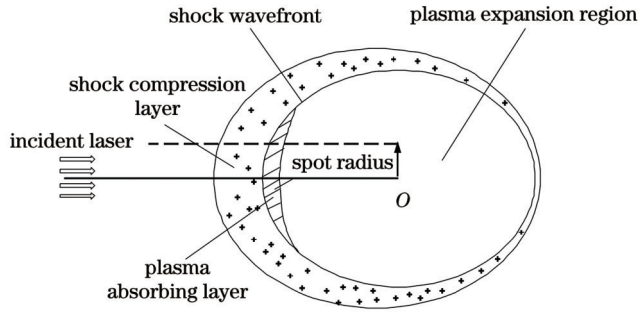


图 3 冲击波机制下激光等离子体爆轰波形成示意图

Fig. 3 Schematic diagram of laser plasma detonation wave formation under shock wave mechanism

目前,激光等离子体爆轰波传播速度的主要测量方法有三种:1)基于纹影技术和条纹摄影的方法;2)频闪摄影术;3)双曝光技术。Noack 等<sup>[26]</sup>利用纹影技术和条纹摄影测量了单次击穿时冲击波的传播过程;Liang 等<sup>[27]</sup>和 Lai 等<sup>[28]</sup>采用频闪摄影术测量了空气气泡膨胀早期冲击波的传播;Wang 等<sup>[29]</sup>采用双曝光技术在单帧上直接测量了冲击波在不同方向上的传播速度。在冲击波机制下,利用 C-J 爆轰原理简化处理后的爆轰波传播距离  $L$  的解析计算公式<sup>[30]</sup>为

$$L(t) = M_0 c_0 t \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{1}{M_0} \right) \exp \left[ - \left( \frac{L_0}{c_0 t} \right)^n \right] \right\} + L_0, \quad (6)$$

式中:  $M_0$  为爆轰波的最大马赫数;  $c_0$  为水中的声速,  $c_0 = 1480 \text{ m/s}$ ;  $n$  为常数;  $L_0$  为爆轰波初始传播距离;  $t$  为时间。其中,爆轰波的最大马赫数的计算公式为

$$M_0 = k \left( \frac{E_0}{L_0^3 c_0^2 \rho_0} \right)^{\frac{1}{5}} + 1, \quad (7)$$

式中:  $k$  是与爆轰过程有关的积分常数,  $k \approx 1$ ;  $E_0$  为入射激光能量。

在冲击波的波前位置处,质点的压强和密度都发生着剧烈的变化,可以看作是不连续的<sup>[31]</sup>。根据水的 Hugoniot 曲线数据,可以得到水中流体粒子的速度  $u$  与波传播速度  $u_1$  之间的解析关系式<sup>[32]</sup>为

$$u = c_1 \left[ 10^{(u_1 - c_0)/c_2} - 1 \right], \quad (8)$$

式中:  $c_1$  和  $c_2$  为经验常数,  $c_1 = 5190 \text{ m/s}$ ,  $c_2 = 25306 \text{ m/s}$ 。由于冲击波波前位置满足动量守恒的条件,即  $P_1 - P_\infty = u_1 u \rho_\infty$ ,可以得到冲击波波前的压强  $P_1$  与波前传播速度之间的关系式<sup>[33]</sup>为

$$P_1 = c_1 \rho_\infty u_1 \left[ 10^{(u_1 - c_0)/c_2} - 1 \right] + P_\infty, \quad (9)$$

式中:  $\rho_\infty$  为水在常温常压下的密度,即  $\rho_\infty = 998 \text{ kg/m}^3$ ;  $P_\infty$  为静水压强。若忽略深度的影响,则静水压强与大气压强相等,即  $P_\infty = 10^5 \text{ Pa}$ 。

根据水的状态方程<sup>[34]</sup>,即  $\frac{P+B}{P_\infty+B} = \left( \frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^n$ ,其中

$B = 314 \text{ MPa}$ ,  $n = 7$ ,可以得到水中的压强与密度之间的关系,从而可以将冲击波的压强表示为

$$P_1 = (P_\infty + B) \left[ \frac{2nu_1^2}{(n+1)c_0^2} - \frac{n-1}{n+1} \right] - B, \quad (10)$$

将冲击波在传播过程中所含有的能量<sup>[35]</sup>表示为

$$E_{sw} = \frac{4\pi R_m^2}{\rho_\infty c_0} \int P_1^2 dt, \quad (11)$$

式中:  $R_m$  为测量位置到击穿中心的距离;  $C_0$  为水中的声速。

#### 2.4 等离子体激光吸收机制

本文主要分析短波长、低功率的光纤激光。考虑到在该条件下逆韧致吸收占据激光吸收过程的绝大部分,故采用逆韧致吸收模式进行分析。对于线性的逆韧致吸收,相应的线性吸收系数<sup>[36]</sup>为

$$K_a = 2.91 \times 10^{-21} \frac{Z \ln(\Lambda) (n_e/n_c)^2}{\sqrt{1 - (n_e/n_c) T_e^{2/3}}}, \quad (12)$$

式中:  $Z$  为平均电离电荷;  $n_e$  为单位体积的电子数密度,其单位为  $\text{cm}^{-3}$ ;  $n_c$  为临界电子数密度,其单位为  $\text{cm}^{-3}$ ;  $\ln(\Lambda)$  与频率有关;  $T_e$  为电子温度,单位为  $\text{keV}$ 。

激光主要通过逆韧致吸收过程及反常吸收过程将能量沉积至介质中。由于介质对激光能量的吸收,在忽略反常吸收的前提下,可以用稳态近似的激光能量强度  $I(z)$  随空间位置的变化来反映激光能量的吸收。此时,激光能量强度  $I(x)$  可以表示为

$$\frac{dI(x)}{dx} = -K_a I(x), \quad (13)$$

式中:  $K_a$  为线性逆韧致吸收系数。对于宽度为  $\Delta x_{i,j}$  的单位网格,可以对应确定一个逆韧致吸收系数  $K_{ai,j}$ 。此时通过对式(13)进行积分,可以得到激光能量的平均吸收率  $q_{absi,j}$  为

$$q_{absi,j} = I_{i,j} \frac{1 - \exp(-K_{ai,j} \Delta x_{i,j})}{\Delta x_{i,j}}. \quad (14)$$

当水工质在激光作用下以  $q_{abs}$  的吸收效率吸收能量时,吸收的这部分能量可以以能量源项的方式耦合到能量方程中。此时的能量源项  $S_E$ <sup>[37]</sup>为

$$S_E = \frac{q_{\text{abs}} E_0}{\frac{4}{3} \pi R^3 t_a} \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{\tau^2}\right], \quad (15)$$

式中:  $E_0$  为入射激光能量;  $R$  为入射激光光斑半径;  $t_a$  与  $t_0$  均为时间常数;  $t$  为时间。

源项方程可以用来表征非线性流体动力学或热传递非稳态、定常作用关系。对于血液冲击波与血栓的作用, 这里引入广义能量源项, 并建立流动过程中时间项、对流项以及扩散项与能量源项之间的关系。这一关系表示为

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla(\rho \mu \phi - \xi \nabla \phi) = S_\phi, \quad (16)$$

式中:  $\frac{\partial \rho \phi}{\partial t}$  为控制方程中的时间项;  $\rho \mu \phi$  为控制方程中的对流项;  $\xi \nabla \phi$  为控制方程中的扩散项, 其中  $\xi$  为扩散系数;  $S_\phi$  为控制方程中的源项;  $\phi$  为自定义求解变量。

### 3 血管中激光等离子体爆轰波数值模拟及推进模型构建

#### 3.1 等离子体爆轰波血栓定点清除方法

目前血栓的消除主要包括 4 种方法: 1) 采用传统的手术方法进行动脉或者是静脉血栓的取出, 临床上常用 Forgarty 球囊导管取栓术; 2) 对于动脉或者静脉, 可以采用介入下吸栓的方法进行血栓的清除; 3) 对于动脉或者静脉血栓, 也可以采用介入下置管溶栓, 一般溶栓时间为 6~12 h, 但是有出血风险; 4) 对于少部分末梢循环的血栓, 除了可以采用介入方法或者手术方法外, 也可以采用外周静脉溶栓方法<sup>[38]</sup>。

血液中水分的质量分数为 83%, 所以血液的理化特性与水有着很高的相似性。由于对水下激光等离子体爆轰波的研究是可行的, 所以将水的物性参数改为血液的物性参数即可构建出类似于水环境的血液环境, 从而可以将水下激光进行延伸, 围绕人体血管模型展开相关研究。图 4 为含有血栓的人体血管。本文提出了一种新颖的方式用于清除人体血栓, 即采用激光等离子体爆轰波的方式定点清除人体血栓。

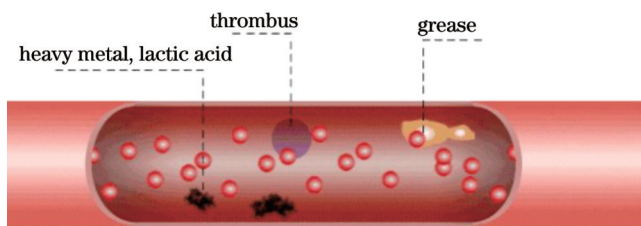


图 4 人体血管示意图

Fig. 4 Diagram of human blood vessels

#### 3.2 血液环境的构建及血管模型简化

在建立人体血液环境之前, 针对血管模型作出以下简化:

1) 将血管模型简化为均匀的圆柱体, 不考虑血管

的分支, 血液流动方式为层流;

2) 将血管中的血栓简化为微球, 通过改变微球的大小和形状来控制血栓的相关参数。

构建出血管模型之后, 通过设定介质的参数来构建血液环境。正常人体血液的物性参数如表 1 所示。通常将血液视为非牛顿流体, 血液的非牛顿流体参数如表 2 所示。

表 1 血液的物性参数

Physical property	Value
Density / (kg·m <sup>-3</sup> )	1050-1060
Specific heat / (J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	3770
Thermal conductivity / (W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	0.52
Temperature / °C	38±0.3
pH	7.35-7.45
Viscosity	Non-Newtonian fluid
Relative viscosity	4-5
Blood diastolic pressure / mmHg	90-139
Blood systolic pressure / mmHg	60-89

表 2 血液的非牛顿流体参数

Non-Newtonian parameter	Value
Consistency index	0.644
Power-law index	0.392
Minimum viscosity limit	0.0022
Maximum viscosity limit	0.022

#### 3.3 激光等离子体爆轰波观察与数值模拟

假设激光聚焦到焦平面处的强度刚好能实现将血液工质击穿, 血液工质被强激光击穿瞬间产生等离子体, 而且形成的等离子体为完全电离状态。激光击穿血液工质形成的等离子体以爆轰波的形式向各个非约束方向膨胀, 这种高速膨胀过程会导致环境介质被压缩, 同时还可能出现气蚀空泡现象。空泡形状及其形成位置的不规律性以及空泡与各种弹性边界的相互作用会导致激光推进的效果发生变化<sup>[39-40]</sup>。由于本研究中的光纤与血栓相距较远, 空泡的出现会吸收掉部分激光能量, 从而降低推进的效果。

Nahen 等<sup>[41]</sup>发现 6 ns 脉冲在阈值处会被吸收 50%。假定等离子体的吸收系数为常数, 考虑到空泡会吸收部分能量, 所以本文中的吸收系数取 40%。根据理论计算得到的该状态下等离子体的状态参数进行数值仿真, 仿真结果如图 5 与图 6 所示。

图 5 是入射激光能量为 9 mJ 条件下激光等离子体爆轰波在理想流场中不同时刻的发展情况。通过击穿血液工质形成的激光等离子体爆轰波沿着非约束方向

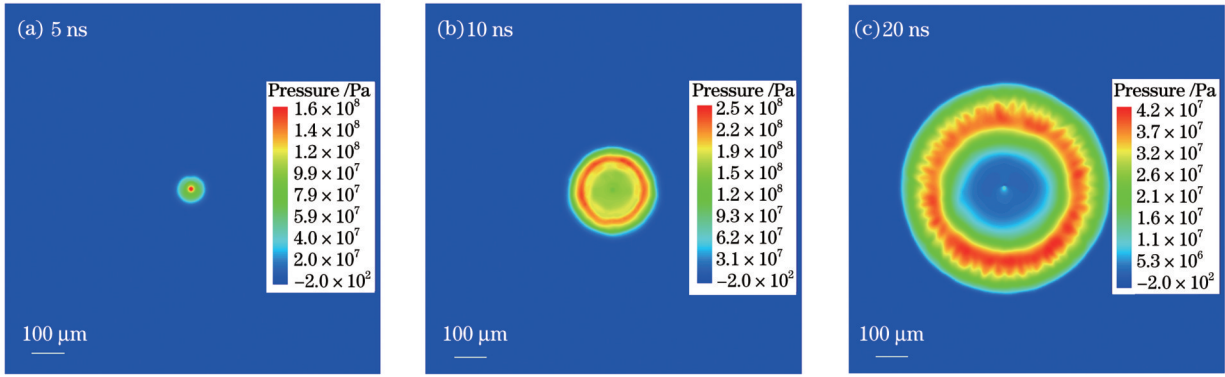


图 5 不同时刻爆轰波的压强流场分布。(a) 5 ns; (b) 10 ns; (c) 20 ns

Fig. 5 Distribution of detonation wave pressure flow field at different time. (a) 5 ns; (b) 10 ns; (c) 20 ns

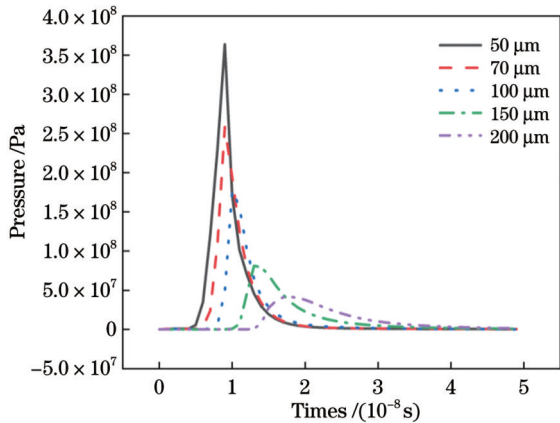


图 6 爆轰波传播方向上不同位置处的压强曲线

Fig. 6 Pressure curves at different locations in the direction of detonation wave propagation

膨胀,在爆轰波形成初期压强上升剧烈,到达峰值后缓慢减小。在爆轰波发展过程中,其在传播方向上不同位置处的压强变化如图 6 所示。可以发现:随着爆轰波发展,传播方向上的爆轰波压强衰减剧烈,距离激光焦点位置越近,爆轰波产生的压强越大。

由图 6 可以发现:在 100 μm 以内,压强峰值均超过了 100 MPa。该值与 Vogel 课题组<sup>[26]</sup>计算的数值以及 Liang 等<sup>[27]</sup>和 Zhang 等<sup>[42]</sup>利用 Gilmore 模型计算的数值有一定差距,差距在一个数量级以内。存在差距的可能原因如下:1)输入量的变化。激光能量、激光脉冲宽度、光斑直径、吸收效率的不同会导致仿真得到的数值有所差距,而本文采用的上述参数与文献中的均有所不同,从而导致了差距。2)仿真计算时采用了一定的简化,如简化等离子体的状态方程,以及利用修正吸

收系数来忽略实际过程产生空泡所造成的影响。这些原因均会导致计算数值产生差异。

### 3.4 激光等离子体爆轰波推进人体血栓物理模型

利用光纤激光器作为动力源,以球形血栓作为推进目标进行研究。光束质量是衡量光纤激光性能的主要参数,采用的光纤器件要具有良好的光束质量保持特性<sup>[43]</sup>。为保证激光推进过程中血管不受到破坏,采用了微焦级能量作为激光能量的输入。将脉冲激光注入光纤后,利用光纤击穿血液介质形成的等离子体实现激光推进。将微观尺度下的血栓作为激光推进的作用目标,以实现血栓推进的数值模拟。利用光纤激光实现血管中激光等离子体爆轰波推进血栓的物理模型如图 7 所示。

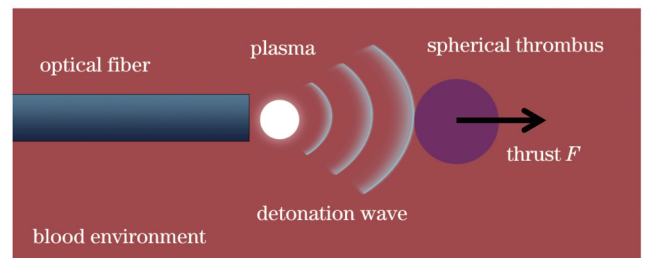


图 7 血管中光纤激光爆轰波推进血栓示意图

Fig. 7 Diagram of fiber laser detonation wave promoting thrombus in blood vessel

依据人体血栓类型和存在环境<sup>[44]</sup>,可以将血栓分为两类,即动脉血栓和静脉血栓。因此本文构建了静脉血液和动脉血液两种血液环境,其中动脉和静脉分别选取容易生成血栓的下肢动脉和下肢静脉。两种血液环境的物性参数如表 3 所示。

表 3 两种血液环境的物性参数

Table 3 Physical parameters of the two blood environments

Blood environment	Density / (kg·m <sup>-3</sup> )	Specific heat / (J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	Thermal conductivity / (W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	Pressure / kPa	Vascular diameter / mm	Velocity of flow / (cm·s <sup>-1</sup> )	Viscosity
Arteriae lower extremis	1050	3770	0.52	18.7	5	30	Non-Newtonian fluid
Venae lower extremis	1050	3770	0.52	10	10	10	Non-Newtonian fluid

动脉血管模型如图 8 所示, 静脉血管模型与其类似。其中, 长方形中空为光纤, 圆形中空为血栓。血栓一开始是在血管内壁上形成的, 初始动脉血栓的直径为 2 mm, 光纤直径为 100  $\mu\text{m}$ , 光纤纤芯直径为 10  $\mu\text{m}$ 。血栓所受的推力与光纤到血栓的距离密切相关。由于血栓与血管壁面接触, 当光纤与血栓距离很近时, 冲击波压强会在血栓和血管接触位置处发生堆积, 血液被压缩产生较大的压强, 从而对血管壁面造成一定伤害。为了避免激光能量对血管壁面的伤害, 通常将血栓与光纤尖端的距离设置为 300  $\mu\text{m}$ 。

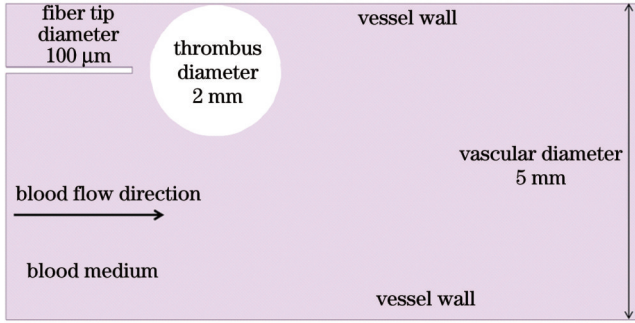


图 8 含有血栓的动脉血管简化模型

Fig. 8 Simplified model of arterial vessel containing thrombus

### 3.5 激光爆轰波数值模拟边界条件分析

通过分析血液工质等离子体的形成与能量吸收机制<sup>[45]</sup>, 笔者确定了血液工质激光等离子体的关键参数,

并建立了血液工质激光等离子体的状态方程。选取激光束的波长为 532 nm, 脉冲宽度为 10 ns, 脉冲激光的能量为 5~25  $\mu\text{J}$ , 血液工质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, 血液表压取动脉和静脉的舒张压 (分别为 18.7 kPa 和 10 kPa), 大气压强为 101 kPa。由式 (17) 可得动脉和静脉血的绝对压强分别为 119.7 Pa 和 111 Pa, 将其设定为参考压强。环境介质温度设定为 310 K, 即人体正常温度 37  $^{\circ}\text{C}$ 。通过 Fluent 软件建立物理模型, 模拟计算血液环境中爆轰波传播到达微球表面时的压强变化。

绝对压强的计算公式为

$$P_{\text{abs}} = P_{\text{rel}} + P_{\text{air}}, \quad (17)$$

式中:  $P_{\text{abs}}$  为绝对压强;  $P_{\text{rel}}$  为相对压强;  $P_{\text{air}}$  为大气压强。

## 4 激光等离子体爆轰波推进过程及影响因素分析

### 4.1 激光等离子体爆轰波推进过程分析

当激光能量为 20  $\mu\text{J}$  时, 激光能量全部聚焦在焦点位置, 焦点的直径为光纤纤芯直径 10  $\mu\text{m}$  且焦点位于光纤头部。血管中光纤激光爆轰波推进的压强流场云图如图 9 所示, 云图中的压强均为表压, 其中图 9(a)、(b)、(c) 为下肢动脉的压强云图, 图 9(d)、(e)、(f) 为下肢静脉的压强云图。激光能量聚焦到焦点位置所形成

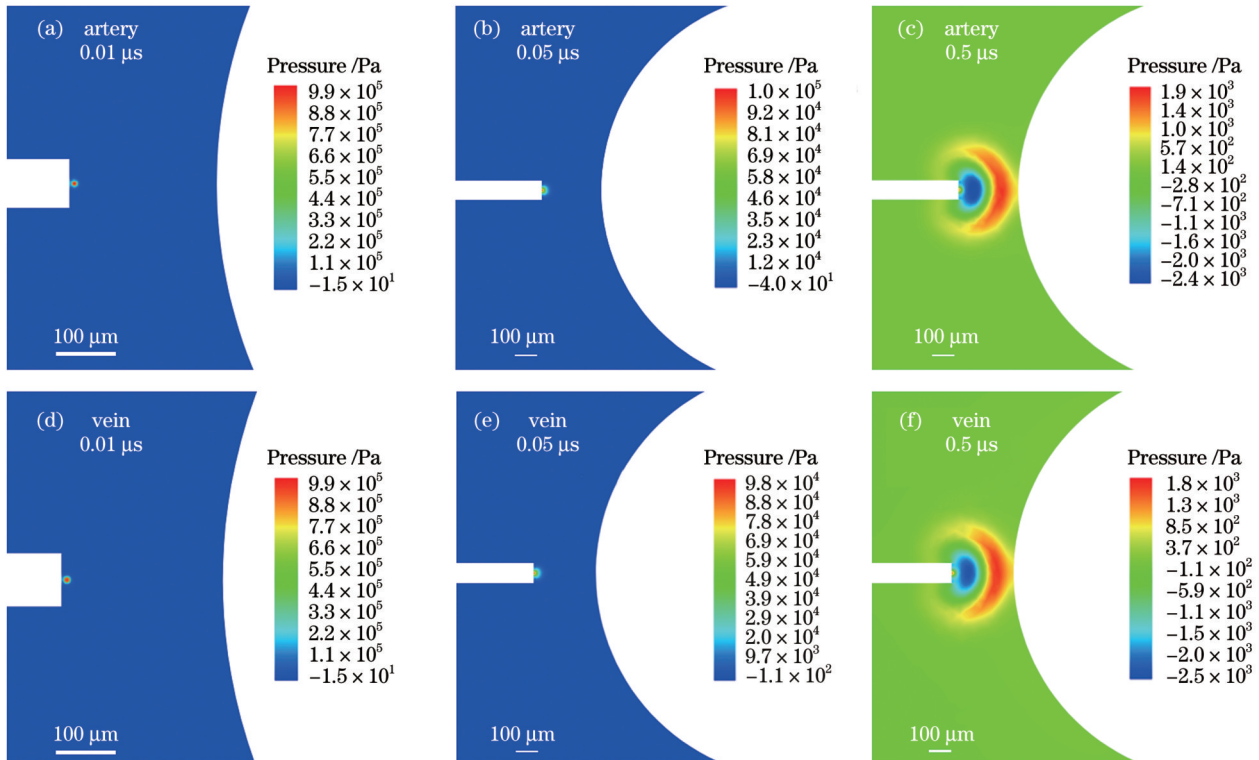


图 9 不同时刻光纤激光推进血栓压强流场云图。(a) 动脉, 0.01  $\mu\text{s}$ ; (b) 动脉, 0.05  $\mu\text{s}$ ; (c) 动脉, 0.5  $\mu\text{s}$ ; (d) 静脉, 0.01  $\mu\text{s}$ ; (e) 静脉, 0.05  $\mu\text{s}$ ; (f) 静脉, 0.5  $\mu\text{s}$

Fig. 9 Cloud images of thrombus pressure flow field promoted by fiber laser at different time. (a) Artery, 0.01  $\mu\text{s}$ ; (b) artery, 0.05  $\mu\text{s}$ ; (c) artery, 0.5  $\mu\text{s}$ ; (d) vein, 0.01  $\mu\text{s}$ ; (e) vein, 0.05  $\mu\text{s}$ ; (f) vein, 0.5  $\mu\text{s}$

的压强云图如图 9(a)、(d) 所示。激光击穿血液后形成的爆轰波自由膨胀[如图 9(b)、(e) 所示],接触到血栓形成推力[如图 9(c)、(f) 所示],紧接着沿着血栓表面发展,最后高速发展的爆轰波穿过血栓继续向前。

当激光能量为 20  $\mu\text{J}$  时,动脉血栓和静脉血栓所受的 X 方向推力如图 10 所示。由图可知:随着时间延长,推力的大小先小幅度下降,然后在冲击波的作用下先快速增大后又快速降低。当动脉血栓推力的峰值超过 1.2 N,静脉血栓的推力超过 1.0 N 时,血栓可以被推动。

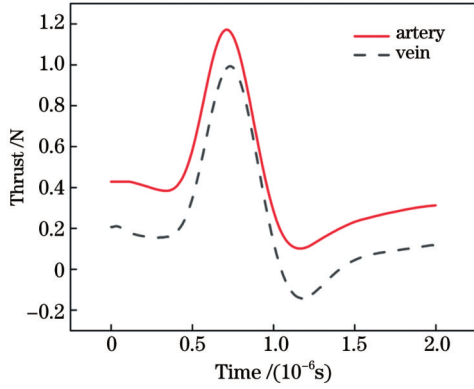


图 10 血管中动脉和静脉血栓所受推力分析

Fig. 10 Thrust analysis of arterial and venous thrombi in vessels

由于血液是不断流动的,具有初始流速,所以血栓会受到初始的推力。动脉血流速度为 0.3 m/s,对应的初始推力为 0.41 N;静脉血流速度为 0.1 m/s,对应的初始推力为 0.20 N。据此可以得出血栓所受初始推力的大小随着血液流速的增加而增大。

连续性方程是描述某种量  $W$  守恒传输的微分方程,

$$\frac{\partial \rho_w}{\partial t} + \nabla \cdot j = \sigma, \quad (18)$$

式中: $\rho_w$  是  $W$  的密度; $j$  是  $W$  的通量; $\sigma$  描述了  $W$  的产生或移除。

在连续性方程条件下,欧拉公式可以表示为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u = -\frac{\nabla P}{\rho}, \quad (19)$$

式中: $u$  表示流体的速度; $P$  表示流体的压强; $\rho$  表示流体的密度; $\nabla$  表示梯度运算符; $t$  表示时间。欧拉方程描述了流体在运动过程中速度变化与压强变化之间的关系。

由推力曲线可知推力会先小幅度下降,然后在冲击波的作用下先增加后减小。推力先小幅度下降的原因是:冲击波在到达血栓之前会先使血液压强升高,由式(19)可知压强和速度负相关,即压强大的地方流速小,压强小的地方流速大,血液压强的升高会抑制血栓周围的血液流速,进而使得推力小幅度下降。

通过对推力曲线进行分析可以得出,推力达到峰

值并且由峰值开始衰减的过程十分迅速,整个过程大约为 2  $\mu\text{s}$ 。所以,激光推进人体血栓是一个十分迅速的过程,这个过程并不会对人体血管造成伤害,具有安全可靠的特点。

#### 4.2 激光能量大小对推进过程的影响

接下来分析血液环境下激光等离子体爆轰波的推进效能。由于静脉更容易形成血栓,故而本文以静脉血栓为例,对不同能量下激光等离子体爆轰波流场内的血栓持续受力情况进行分析。不同时刻的血栓受力曲线如图 11 所示。可以看出,在 5~25  $\mu\text{J}$  的激光能量范围内,微球所获得的峰值推力随激光能量增大而线性增大,即:入射激光能量越大,微球粒子所受到的峰值推力越大。

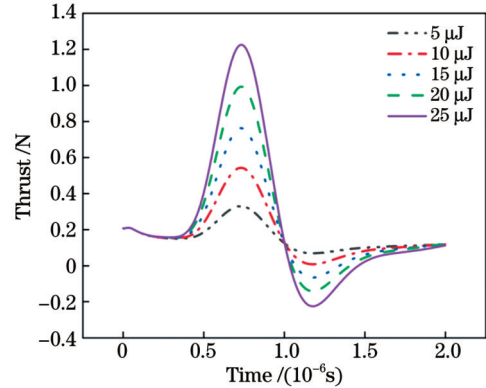


图 11 不同激光能量下的推力曲线

Fig. 11 Thrust curves under different laser energies

#### 4.3 血栓大小和形状对推进过程的影响

选择激光能量的大小为 20  $\mu\text{J}$ ,分别对直径为 1、2、3 mm 的球形血栓和边长为 3 mm 的方形血栓进行了推力分析。不同推进目标所获得的峰值推力曲线如图 12 所示。可以看出,对于不同直径的球形血栓,在相同的输入参数条件下,随着血栓直径增大,峰值推力的大小逐渐增大。对于直径为 3 mm 的球形血栓和边长为 3 mm 的方形血栓,在相同的输入参数条件下,方形血栓所能获得的峰值推力更大。这是因为方形血栓相对于球形血栓在相同时刻所承受的高压强作用的面积更大。

接下来综合考虑冲击波形状以及血栓形状的影响。冲击波以近似球形的形式传播,随着球形半径增大,冲击波的峰值推力衰减。由式(20)可知:冲击波与血栓的接触面积越大,血栓所受的峰值推力越大。

冲击波推力与压强之间的关系为

$$F = P_v S_v, \quad (20)$$

式中: $P_v$  为等效压强,为血栓两侧的压强差; $S_v$  为血栓的等效面积。

图 12 可以看出,在相同的血液流速下,不同尺寸血栓受到的初始推力是不同的:1 mm 球形血栓受到的初始推力为 0.1 N,2 mm 球形血栓受到的初始推力为 0.2 N,3 mm 球形血栓受到的初始推力为 0.3 N,3 mm

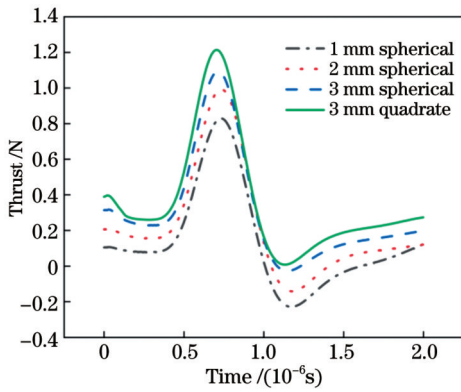


图 12 不同推进目标的受力曲线

Fig. 12 Force curves of different propulsion targets

方形血栓受到的初始推力为 0.4 N。据此可以得出：血栓所受初始推力的大小随着血栓尺寸的增加而增大，而且血栓形状对初始推力也有显著影响。在初始流速相同的条件下，初始推力的大小仍与接触面积有关，由式(20)可知，初始推力会随着血液与血栓接触面积的增大而增大。同时，由于冲击波对血栓作用具有局部不均匀性，当血液流经血栓表面时，迎风面压力随受试血栓形状发生改变，瞬时达到峰值/谷值压力，其作用明显。

## 5 水下光纤激光等离子体推进微球和打散团簇实验

### 5.1 水下光纤激光推进实验条件与输入参数确定

血栓通常是由血小板、纤维蛋白、红细胞和白细胞

组成的细胞团簇。考虑到直接进行人体血管内部生物实验比较繁杂、困难，又考虑到血液环境与水环境具有较高的相似性，因此笔者进行了水下光纤激光推进物理学可行性验证实验。结合光纤激光水下爆轰波推进工作机理分析，笔者搭建了水下光纤激光实验平台，进行水下光纤激光推进微球及团簇粒子打散实验。

考虑到血栓形状对初始推力具有显著影响，设计爆轰波靶向推进目标为球形血栓；同时，考虑到材料的光学性能及透过性，采用 SiO<sub>2</sub> 作为目标靶材进行水下光纤激光推进微球实验。参考初试样本小球驱动测试情况，并结合能量计样本测试反馈结果，计算爆轰能量，取  $E=25 \mu\text{J}$  和  $E=36 \mu\text{J}$ ，并采用直径为  $50 \mu\text{m}$  的微球及其组成的直径约为  $400 \mu\text{m}$  球形团簇作为目标靶材，进行爆轰波推进的影响因素分析。采用的激光器与仿真过程中使用的相同，取脉冲宽度为 10 ns，采用高速 CCD 相机对微球粒子的运动过程进行捕捉，将 CCD 相机的拍摄速率设置为 8000 frame/s。分析靶向目标水域的温度、压强，忽略水的深度，采用的实验条件为室温环境 (298 K) 和标准大气压强。

### 5.2 水下光纤激光推进实验设计

图 13(a) 为实验系统示意图。实验中所使用的动力源为 Nd:YAG 纳秒脉冲激光器，其激光能量控制范围为 0~100 mJ，激光器的输出波长为 532 nm，激光频率为 1~20 Hz，激光脉冲宽度为 10 ns。为了将激光能量注入光纤，搭建了一套光纤能量耦合装置。该装置包括聚焦透镜、调节架及光纤夹，光纤载玻片与显微镜的相对位置如图 13(b) 所示。能量计的型号为美国

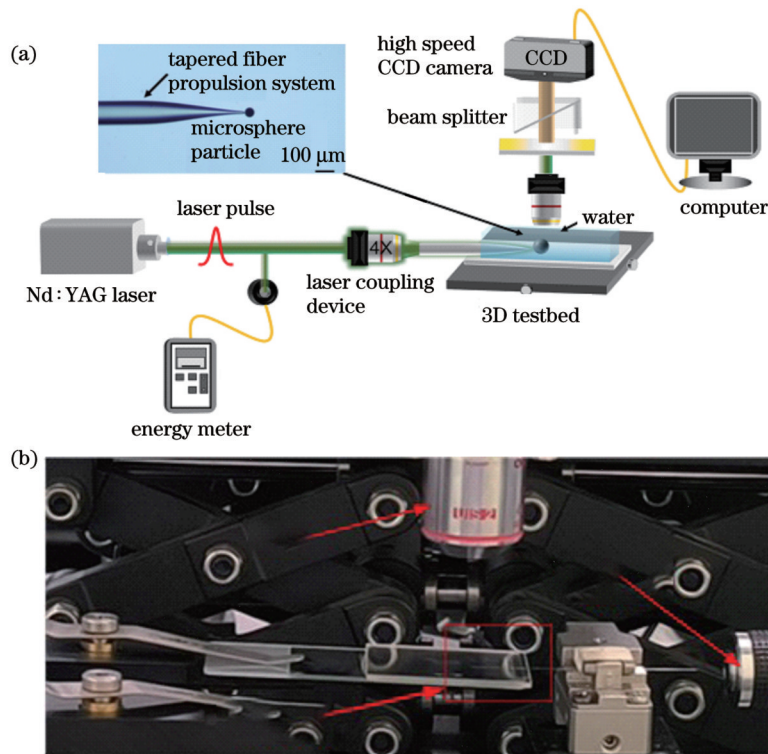


图 13 实验原理图。(a)示意图;(b)实物图

Fig. 13 Experimental schematic diagram. (a) System diagram; (b) physical drawing



Coherent 公司生产的 Field MaxII-Top, 其分辨率最低为  $0.01 \mu\text{J}$ , 并配有高低两个量程。采用拍摄速率为  $0\sim 10000 \text{ frame/s}$  的高速 CCD 相机对光纤端面产生的等离子体、爆轰波及微球运动过程进行观察及记录。

实验过程中利用延时发生器控制高速 CCD 相机的记录功能及激光器的开关, 以确保可以采集到微球推进的瞬间。脉冲激光通过透镜聚焦后注入到光纤端面。从光纤一次端面入射的脉冲激光经过一个  $50/50$  光纤分束器, 其中一部分能量进入能量计用于探测激光能量, 另一部分用于生成等离子体。激光器输出的激光能量密度在  $4 \text{ mJ/cm}^2$  到  $12 \text{ mJ/cm}^2$  之间, 可以使光纤焦点处的能量超过水的击穿阈值从而产生等离子体。高速 CCD 相机以  $8000 \text{ frame/s}$  的速度采集拍摄, 记录脉冲激光注入后产生的激光等离子体爆轰波的形态发展以及激光推进微球的效果。

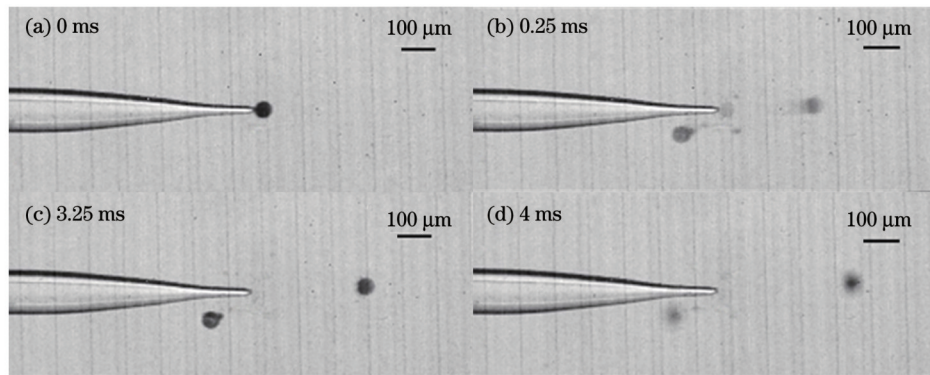


图 14 激光能量为  $25 \mu\text{J}$  时不同时刻的微球运动图。(a)  $0 \text{ ms}$ ; (b)  $0.25 \text{ ms}$ ; (c)  $3.25 \text{ ms}$ ; (d)  $4 \text{ ms}$

Fig. 14 The movement of microsphere at different time with laser energy of  $25 \mu\text{J}$ . (a)  $0 \text{ ms}$ ; (b)  $0.25 \text{ ms}$ ; (c)  $3.25 \text{ ms}$ ; (d)  $4 \text{ ms}$

根据图 14 所示的采集实验数据可以得到: 在  $25 \mu\text{J}$  激光能量下, 直径为  $50 \mu\text{m}$  的微球粒子从激光能量输入开始到微球停止运动的时间大约为  $4 \text{ ms}$ , 微球粒子的推进距离大约为  $320 \mu\text{m}$ 。

分析图 14 所示的微球推进实验过程可知: 初始时, 光纤与微球近似接触, 空泡形成的位置可假设位于微球的位置处, 在空泡压强和等离子体冲击波的共同作用下, 微球向前推进, 空泡受到反作用力, 反向运动的距离大约为  $120 \mu\text{m}$ 。实验中空泡的直径大约为  $50 \mu\text{m}$ , 而且并没有观测到空泡的膨胀及塌缩过程, 因而无法通过实验结果说明空泡产生的射流对推进的影响。

图 14 中微球运动的实验现象以及能量确定情况下微球粒子和光纤尖端距离与时间的关系表明: 锥形光纤水下激光推进具有瞬时冲击能量, 理论上满足人体血液环境中定点清除血栓。

#### 5.4 水下光纤激光打散团簇粒子实验

针对聚集的微球团簇粒子, 本课题组进行了相关的锥形光纤激光推进清除实验, 如图 15 所示<sup>[47]</sup>。首先, 将直径为  $50 \mu\text{m}$  的微球粒子聚集成微球团簇, 如图 15(a) 所示; 然后, 向锥形光纤中注入激光能量 (激

#### 5.3 水下光纤激光推进微球实验

激光能量为  $25 \mu\text{J}$  时, 本课题组通过高速 CCD 相机捕捉到的微球运动图像<sup>[46]</sup>如图 14 所示。图 14(a) 是  $0 \text{ ms}$  时微球粒子与锥形光纤的位置关系图。图 14(b) 是  $0.25 \text{ ms}$  时刻激光等离子体爆轰波推进微球粒子的影像照片, 可以看到微球沿激光注入方向快速运动, 并可以观察到激光等离子体的形成及气泡的产生, 此时等离子体的影像已经十分微弱, 激光等离子体的膨胀可能已经到了末期。推测这是由于相机的拍照帧率过低, 而等离子体形成的过程又极为快速, 故而在显微镜下只能观察到微弱的等离子体影像。此时气泡的产生也印证了激光等离子体的形成。图 14(c) 与图 14(d) 分别是  $3.25 \text{ ms}$  和  $4 \text{ ms}$  时的推进影像图, 可以观察到微球的位置几乎没有变化, 推测此时微球的运动速度已经大幅减小。在微球粒子运动的同时, 气泡会沿着微球推进的反方向运动, 但运动速度相对较慢。

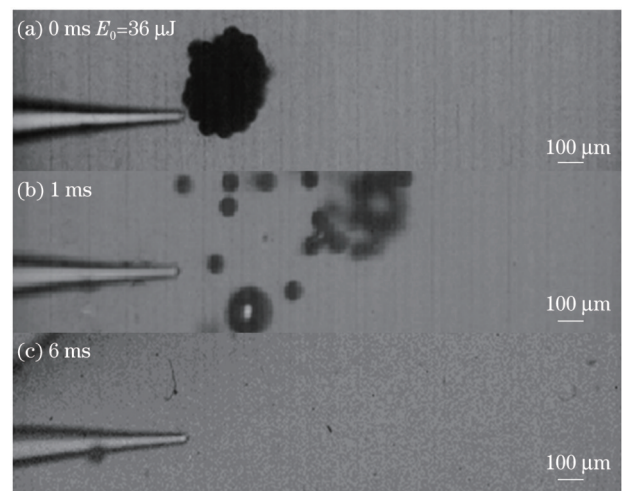


图 15 锥形光纤推进水下微球团簇实验。(a) 微球粒子团簇; (b) 打散微球团簇; (c) 清除效果

Fig. 15 Experiments of underwater microsphere clusters driven by conical optical fiber. (a) Microsphere particle cluster; (b) breaking up microsphere cluster; (c) removal effect

光能量为  $36 \mu\text{J}$ ), 以击穿锥形光纤前端的水形成爆轰波, 爆轰波在周围介质中发展并与微球团簇接触, 使微

球团簇中的粒子向爆轰波的发展方向前进;由于微球粒子在运动过程中的速度并不一致,一小部分微球之间会因相互碰撞而被推向相反的方向,如图 15(b)所示;最终,视野中的微球粒子被完全清除,如图 15(c)所示。

由采集的实验数据可以得到:在 36  $\mu\text{J}$  激光能量下,由直径为 50  $\mu\text{m}$  的微球组成的直径约为 400  $\mu\text{m}$  的球形团簇,从激光能量输入开始到微球团簇完全消失在视野中,所用的时间大约为 6 ms。如图 15(b)所示,实验中产生的空泡的直径约为 150  $\mu\text{m}$ ,是图 14 中单微球粒子推进实验中空泡直径的 3 倍,这源于激光能量的增加。团簇粒子被不规则地分散成许多单个粒子,微球粒子之间发生剧烈碰撞后向四周运动,1 ms 时刻分散的整体可以近似看作是半径约为 1 mm 的球形。

分析图 15 中微球团簇被打散的实验过程可知:微球团簇在空泡压强以及等离子冲击波压强的共同作用下被打散,其中部分微球粒子因不能克服粒子之间的相互作用仍以团簇的形式存在。

在能量确定的条件下,团簇粒子随着时间延长进行不规则扩散,这一状况表明:锥形光纤水下激光推进在用于清除固定粒子、团簇目标时,可以将其打散清除。

## 6 结 论

面向人体血管中血栓的清除问题,本课题组使用 Fluent 软件构建了两种不同的人体血管模型,进行人体环境下的数值模拟与机理实验,并通过激光等离子体爆轰波推进的方式进行了定点清除血栓的可行性研究,得出以下结论:

1) 人体静脉血栓所受的峰值压强可以超过 1.0 N 且推力的衰减过程是一个迅速的过程,证明了水下激光等离子体爆轰波推进符合 C-J 爆轰模型,人体血栓可以采用激光等离子体爆轰波推进的方式进行清除,并且由于推力衰减迅速,整个推进过程不会对人体血管造成伤害。

2) 将激光能量的大小以及血栓的尺寸和形状作为影响激光等离子体爆轰波推进效果的因素进行分析,结果显示:峰值推力的大小随着激光能量的增加而增大;峰值推力随着血栓直径的增大而逐渐增大;血栓形状对峰值推力具有显著影响,即方形血栓相比于球形血栓有着更大的峰值推力,但峰值推力的上限受限于等效接触面积。

3) 通过水下光纤激光等离子体推进微球和团簇实验验证了数值模拟的可行性。等离子爆轰波所携带的能量可以用于推动微球粒子;将实验结果延伸至血管环境,使用光纤激光等离子体推进的方式可以清除微小血栓并且打散由微小血栓聚集而成的血栓团簇。

## 参 考 文 献

- [1] Cook J. Laser propulsion is it another myth or a real potential[C]//5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion, November 12–15, 2007, Kailua Kona, Hi, USA. Maryland: American Institute of Physics, 2008, 997: 109-118.
- [2] Remacle M, Ricci-Maccarini A, Matar N, et al. Reliability and efficacy of a new CO<sub>2</sub> laser hollow fiber: a prospective study of 39 patients[J]. European Archives of Oto-Rhino-Laryngology, 2012, 269(3): 917-921.
- [3] Eckel H, Schall W. Concept for a laser propulsion based nanosat launch system[C]//2nd International Symposium on Beamed Energy Propulsion, October 20–23, 2003, Sendai, Japan. Maryland: American Institute of Physics, 2003, 702: 263-273.
- [4] Zhang W, Wei Z, Wang Y B, et al. The process of a laser-supported combustion wave induced by millisecond pulsed laser on aluminum alloy[J]. Chinese Physics Letters, 2016, 33(1): 014205.
- [5] Palla D, Cristoforetti G. Laser-accelerated plasma-propulsion system[J]. Applied Sciences, 2021, 11(21): 10154.
- [6] 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.
- [7] 陈朗, 鲁建英, 冯长根. 空气中激光支持爆轰波实验及理论分析[J]. 高压物理学报, 2010, 24(2): 154-160.  
Chen L, Lu J Y, Feng C G. Experimental and theoretical investigation on laser supported detonation waves in air[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2010, 24(2): 154-160.
- [8] 秦钊, 叶迎华, 沈瑞琪. 激光推进技术研究进展[C]//中国兵工学会民用爆破器材专业委员会第七届学术年会. 北京: 兵器工业出版社, 2012: 213-520.  
Qin Z, Ye Y H, Shen R Q. Research progress of laser propulsion technology[C]//The 7th Annual Conference of Civil Explosive Materials Professional Committee of China Ordnance Engineering Society. Beijing: Ordnance Industry Press, 2012: 213-520.
- [9] 马真艳, 张兴强. 激光等离子体冲击波模拟[J]. 湖北汽车工业学院学报, 2020, 34(4): 69-72.  
Ma Z Y, Zhang X Q. Simulation on shock wave from laser produced plasma[J]. Journal of Hubei University of Automotive Technology, 2020, 34(4): 69-72.
- [10] 詹玉豪, 李南雷. 不同激光点火能量下脉冲等离子体推进性能试验研究[J]. 机电产品开发与创新, 2021, 34(6): 14-16.  
Zhan Y H, Li N L. Experimental study on propulsion performance of pulsed plasma under different laser ignition energy[J]. Development & Innovation of Machinery & Electrical Products, 2021, 34(6): 14-16.
- [11] 毕思源, 雷正龙, 秦立东. 高强度表面海洋生物膜层纳秒脉冲激光清洗质量与脱附行为分析[J]. 中国激光, 2023, 50(16): 1602203.  
Bi S Y, Lei Z L, Qin L D. Cleaning quality and desorption behavior of marine biofilm layer on high strength steel surface using nanosecond pulsed laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2023, 50(16): 1602203.
- [12] Patskovsky S, Qi M J, Meunier M. Single point single-cell nanoparticle mediated pulsed laser optoporation[J]. The Analyst, 2020, 145(2): 523-529.
- [13] Man T X, Zhu X F, Chow Y T, et al. Intracellular photothermal delivery for suspension cells using sharp nanoscale tips in microwells[J]. ACS Nano, 2019, 13(9): 10835-10844.
- [14] Korsakov V S, Faskhiev V N, Korsakov M S, et al. Silver halide fiber lightguides for laser medicine[J]. Journal of Optical Technology, 2017, 84(10): 701-704.
- [15] 周国瑜. 医学激光技术新进展[C]//长三角地区科技论坛激光分论坛暨上海市激光学会 2011 年学术年会论文集. 上海: [出版者不详], 2011: 9.  
Zhou G Y. New progress of medical laser technology[C]//Yangtze River Delta Regional Science and Technology Forum Laser Sub-

- Forum and Shanghai Laser Society Annual Conference 2011. Shanghai: [s.n.], 2011: 9.
- [16] 朱茸, 骆清铭. 激光对生物组织热凝固的全动态分析[J]. 中国激光, 2003, 30(s1): 199-201.  
Zhu D, Luo Q M. Nonlinear analysis of the role of dynamic changes in tissue properties in laser coagulation of tissue[J]. Chinese Journal of Lasers, 2003, 30(s1): 199-201.
- [17] 陈维波. 浅谈激光技术在临床医学上的应用和展望[J]. 北京生物医学工程, 2007, 26(5): 559-561.  
Chen W B. Application and prospect of laser technology in clinical medicine[J]. Beijing Biomedical Engineering, 2007, 26(5): 559-561.
- [18] Li Y S, Wang J P, Shi T Y, et al. Experimental research on the pressure distribution of continuous detonation engines[J]. Journal of Aerospace Science and Technology, 2013, 1(2): 7-12.
- [19] Sugamura K, Kato K, Komurasaki K, et al. Hugoniot relation for a bow-shaped detonation wave generated in RP laser propulsion[J]. Aerospace, 2023, 10(2): 102.
- [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 nonsteadyflow and shock waves[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2003: 221-229.
- [21] 金志刚, 吴旭, 范慧方. 燃烧波、爆震波与爆炸: Hugoniot 曲线物理背景[C]//中国土木工程学会城市燃气分会应用专业委员会 2010 年年会论文集. 上海: 中国土木工程学会, 2010: 10-17.  
Jin Z G, Wu X, Fan H F. Combustion wave, detonation wave and explosion-physical background of Hugoniot curve[C]//2010 Annual Meeting of Urban Gas Branch Application Committee of China Civil Engineering Society. Shanghai: China Civil Engineering Society, 2010: 10-17.
- [22] 邹彪, 陈建平, 倪晓武. 强激光等离子体有关物理量的声学测量[J]. 激光技术, 2000, 24(6): 366-369.  
Zou B, Chen J P, Ni X W. Acoustic measurement of parameters of laser induced plasma on the target[J]. Laser Technology, 2000, 24(6): 366-369.
- [23] 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.
- [24] Bouziane H, Annou K. Shock waves in weakly relativistic e-pi plasma: application to plasma created by ultraintense short pulse laser[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2022, 50(7): 2097-2103.
- [25] 秦冲. 长脉冲激光诱导复合材料支持爆轰波研究[D]. 长春: 长春理工大学, 2014: 12-20.  
Qin C. Study on detonation wave supported by composite materials induced by long pulse laser[D]. Changchun: Changchun University of Science and Technology, 2014: 12-20.
- [26] Noack J, Vogel A. Single-shot spatially resolved characterization of laser-induced shock waves in water[J]. Applied Optics, 1998, 37(19): 4092-4099.
- [27] Liang X X, Linz N, Freidank S, et al. Comprehensive analysis of spherical bubble oscillations and shock wave emission in laser-induced cavitation[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2022, 940: A5.
- [28] Lai G H, Geng S Y, Zheng H W, et al. Early dynamics of a laser-induced underwater shock wave[J]. Journal of Fluids Engineering, 2022, 144(1): 011501.
- [29] Wang Y X, Han D X, Liu J H, et al. Non-spherical symmetry development of underwater shock waves created by laser-induced breakdown[J]. Journal of Hydrodynamics, 2023, 35(1): 76-82.
- [30] 王雨虹, 王江安, 任席闯. 激光空泡特性实验与数值计算研究[J]. 物理学报, 2009, 58(12): 8372-8378.  
Wang Y H, Wang J A, Ren X C. Laser induced bubble characteristics with experimental and numerical methods[J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(12): 8372-8378.
- [31] 张镇西, 王晶, 王思琪. 光致微纳空化气泡产生、机理、监测与生物医学应用[M]. 北京: 清华大学出版社, 2023: 180-192.  
Zhang Z X, Wang J, Wang S Q. Generation, mechanisms, monitoring and biomedical applications of photoinduced micro-nano cavitation bubbles[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2023: 180-192.
- [32] Rice M H, Walsh J M. Equation of state of water to 250 kilobars[J]. The Journal of Chemical Physics, 1957, 26(4): 824-830.
- [33] Vogel A, Busch S, Parlitz U. Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1996, 100(1): 148-165.
- [34] Ridah S. Shock waves in water[J]. Journal of Applied Physics, 1988, 64(1): 152-158.
- [35] Cole R H, Weller R. Underwater explosions[J]. Physics Today, 1948, 1(6): 35.
- [36] 常铁强, 聂景忠. 等离子体集体效应对激光逆韧致吸收的影响[J]. 物理学报, 1984, 33(10): 1437-1441.  
Chang T Q, Nie J Z. Influence of plasma collective effect on laser inverse bremsstrahlung absorption[J]. Acta Physica Sinica, 1984, 33(10): 1437-1441.
- [37] 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.
- [38] 刘建龙, 李金勇. 下肢深静脉血栓清除临床关注焦点[J]. 中国普通外科杂志, 2022, 31(6): 705-712.  
Liu J L, Li J Y. Clinically focused issues in thrombectomy for lower extremity deep vein thrombosis[J]. Chinese Journal of General Surgery, 2022, 31(6): 705-712.
- [39] Li H C, Huang J, Wu X Q, et al. Dynamic behaviors of a laser-induced bubble and transition mechanism of collapse patterns in a tube[J]. AIP Advances, 2020, 10(3): 5210-5221.
- [40] 张阿漫, 汪玉, 闻雪友, 等. 水下爆炸气泡动态特性研究综述[J]. 船舶力学, 2009, 13(5): 828-840.  
Zhang A M, Wang Y, Wen X Y, et al. Review of the dynamics of the underwater explosion bubble[J]. Journal of Ship Mechanics, 2009, 13(5): 828-840.
- [41] Nahen K, Vogel A. Plasma formation in water by picosecond and nanosecond Nd: YAG laser pulses. II. Transmission, scattering, and reflection[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1996, 2(4): 861-871.
- [42] Zhang A M, Li S M, Cui P, et al. A unified theory for bubble dynamics[J]. Physics of Fluids, 2023, 35(3): 033323.
- [43] 陈子伦, 李智贤, 王蒙, 等. 高功率光纤激光器用关键无源器件研究进展[J]. 光学学报, 2023, 43(17): 1714004.  
Chen Z L, Li Z X, Wang M, et al. Research progress on key passive devices for high-power fiber lasers[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(17): 1714004.
- [44] 薛家驹, 薛家芹. 血栓病[M]. 西安: 陕西科学技术出版社, 1997: 41-42.  
Xue J J, Xue J Q. Thrombosis[M]. Xi'an: Shaanxi Science & Technology Press, 1997: 41-42.
- [45] Rozman R, Grabec I, Govekar E. Influence of absorption mechanisms on laser-induced plasma plume[J]. Applied Surface Science, 2008, 254(11): 3295-3305.
- [46] He Y C, Li H Y, Zhang H R, et al. A tapered optical fiber propulsion system for studying underwater laser propulsion of microspheres[C]//27th International Conference on Optical Fiber Sensors, August 29 - September 2, 2022, Alexandria, Virginia. Washington, DC: Optica Publishing Group, 2022: W4.63.
- [47] Li H Y, He Y C, Zhou G Q, et al. Experimental investigations of underwater laser propulsion microspheres based on a tapered fiber propulsion system[J]. Applied Physics B, 2022, 128(11): 195.

# Numerical Simulation of Thrombus Propulsion Mechanism Induced by Laser Plasma Detonation Wave

Ge Yang<sup>1</sup>, Li Hanyang<sup>2\*</sup>, Wang Hongtao<sup>3</sup>, Chen Ying<sup>1</sup>, Yang Xulong<sup>2</sup>, Zhou Gaoqian<sup>2</sup>

<sup>1</sup>College of Mechanical and Electrical Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, Heilongjiang, China;

<sup>2</sup>College of Physics and Optoelectronic Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, Heilongjiang, China;

<sup>3</sup>Avic Harbin Aircraft Industry Group Co., Ltd., Harbin 150066, Heilongjiang, China

## Abstract

**Objective** Optical fiber is an efficient propagation carrier of laser energy. A short-pulse laser can be focused on the end of a fiber to realize the directional propagation of energy along the carrier path. Therefore, the efficient and high-energy transmission of laser energy can be realized by inducing a plasma detonation wave with an underwater fiber laser. The integration of underwater fiber laser propulsion technology with various scientific and technological advancements holds significant promise in fields such as green ship manufacturing, submarine stealth propulsion, detonation engine performance, and supercavitation weapon systems. In the medical field, vascular embolism and thrombotic disease caused by endovascular thrombus flaking are still intractable diseases. Traditional thrombectomy and interventional hemolysis can cause harmful complications. For example, a thrombectomy can easily cause large-scale bleeding and the embolization of blood vessels. In view of the prominent problems with traditional thrombus removal, the technique of underwater fiber laser propulsion has been applied to the targeted removal of blood vessel thrombi. Based on fiber conduction, a short-pulse laser-induced plasma detonation wave propulsion scheme is proposed as part of the technical research on the noninvasive comprehensive treatment of thrombi. To explore the propagation characteristics of laser-induced plasma detonation waves, the feasibility of the fixed-point and directional noninvasive removal of thrombi using fiber laser-induced plasma detonation waves is verified by combining experiments and simulations.

**Methods** This study analyzed the mechanism of underwater fiber laser-induced plasma shock wave propulsion. It modeled a thrombus in a human blood vessel, creating two environments for underwater fiber-optic laser propulsion. The study employed numerical simulations to observe the propagation process of plasma shockwaves generated by laser energy. First, the model, propagation mechanism, and absorption mechanism of laser plasma detonation waves were determined. Second, using a numerical simulation method for the energy source term and plasma equation of state, the thrombus propulsion in two blood environments was numerically simulated, and the pressure cloud image and thrust curve of the detonation waves acting on the thrombus were obtained. Then, we analyzed the factors influencing the thrombus progression. These influence factors were determined to be the amount of laser energy and the size and shape of the thrombus, and a corresponding numerical simulation was carried out to obtain the thrust curve conforming to certain rules. Finally, based on the characteristics of the thrombus, experiments that used an underwater fiber laser to push a single microsphere and microsphere cluster were carried out to verify the feasibility of thrombus removal.

**Results and Discussions** The numerical simulation results show that the pressure variation of a plasma detonation wave with 9 mJ of laser energy decreases rapidly with distance and time, and the detonation wave pressure exceeds  $10^8$  Pa within 100  $\mu\text{m}$  from the center (Fig. 6). The peak thrust force of a detonation wave on the thrombus first increases and then decreases. In arterial and venous blood environments, the peak thrust forces produced with 20  $\mu\text{J}$  of laser energy on 2 mm thrombi can reach 1.2 and 1.0 N, respectively (Fig. 10), which can be used for thrombus clearance. The peak thrust on the thrombus is affected by the laser energy and the size and shape of the thrombus. As the laser energy increases from 5 to 25  $\mu\text{J}$ , the peak thrust on the thrombus increases continuously (Fig. 11). As the size of the thrombus increases from 1 to 3 mm, the peak thrust on the thrombus gradually increases, and the shape of the thrombus also has a significant impact on the peak thrust. A 3 mm square thrombus shows a larger peak thrust than a 3 mm spherical thrombus (Fig. 12). The experimental results show that a laser with an energy of 25  $\mu\text{J}$  can be used to propel a microsphere particle with a diameter of 50  $\mu\text{m}$ , which has an obvious movement of approximately 300  $\mu\text{m}$  in 4 ms (Fig. 15). A laser with an energy of 36  $\mu\text{J}$  can be used to break up microsphere clusters of 50  $\mu\text{m}$  microsphere particles into discrete particles that can then be removed (Fig. 16).

**Conclusions** With the goal of treating human vascular embolism, this paper discusses the construction of two different human vascular models and numerical simulations of human blood environments. The research shows that when using laser propulsion, the peak thrust on a human thrombus can exceed 1.0 N, and the thrust attenuation is a rapid process. The whole process will cause no harm to human blood vessels, and a human thrombus can be cleared by laser plasma detonation wave propulsion. At the same time, experimental data on how underwater fiber laser plasma detonation waves push microspheres and clusters are collected, and the experimental results are extended to the vascular environment to verify the feasibility of using a fiber laser to move a thrombus. Therefore, fiber laser plasma detonation waves can be used to push and clear a micro-thrombus and break up the thrombus clusters formed by the agglomeration of micro-thrombi.

**Key words** lasers; fiber; plasma detonation wave; laser propulsion; blood vessel thrombosis; targeted clearance