

# 超短超强激光与液体的相互作用研究\*

于全芝 李玉同 张杰<sup>†</sup>

(中国科学院物理研究所 中国科学院光物理重点实验室 北京 100080)

**摘要** 超短超强激光与液体靶相互作用时表现出许多有趣的特点,这明显区别于激光脉冲与固体或气体靶的相互作用情况.文章分别介绍了激光诱发等离子体所产生的高压冲击波、激光空泡、X射线、高能超热电子以及白光,对它们的产生机制及其各自的显著特征进行了综合描述.文章最后对超短超强激光脉冲与各种不同形态的液体靶相互作用的应用前景作了简单介绍.

**关键词** 超短超强激光 液体靶 水等离子体

## Interaction of ultrashort high intensity laser pulses with liquids

YU Quan-Zhi LI Yu-Tong ZHANG Jie<sup>†</sup>

(Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract** Many interesting phenomena are observed when ultrashort high intensity laser pulses interact with liquid targets, which are very distinct from the interactions of laser pulses with solid or gas targets. We describe the laser induced high pressure shock waves, laser bubbles, X-rays, ultrahot electrons and white light that are produced in water plasmas, their characteristics, and the mechanisms of formation. The potential applications of ultrashort high intensity laser pulses interacting with different forms of liquid targets are also discussed.

**Key words** ultrashort high intensity laser pulses, liquid targets, water plasmas

## 1 引言

依靠锁模激光技术和啁啾脉冲放大技术发展起来的超短超强激光极大地拓宽了物理学研究领域.近年来,对激光脉冲与固体、气体以及团簇相互作用的研究很多,对其中的物理过程已有较深的了解.相比之下,关于激光与液体相互作用的研究较少,尤其是对超短超强激光与液体靶的相互作用情况.激光与液体相互作用有着丰富多彩的现象,产生高压冲击波、激光空泡、软X射线、超热电子甚至白光等<sup>[1-5]</sup>.通过对其产生机制及相关动力学的研究,可以得出描述这些物质的相关参数.另外,对低温液体如液氮、液氩、液氙及其他化合物与超短脉冲激光相互作用的研究也逐渐增多<sup>[6,7]</sup>,液体靶的形态也趋向多样性,这进一步拓宽了激光脉冲与液体相互作用的研究领域.

## 2 高压冲击波

根据激光辐射与物质相互作用类型的不同,产生的压力波可分为声学波(以声速传播的低压波)和冲击波(以超声速传播的高压波).冲击波是由于介质吸收激光辐射能量发生快速相变如产生高温等离子体而形成的.早在1967年,Bell等人首先研究了由激光诱发产生冲击波的现象<sup>[1]</sup>.当激光聚焦到水中,由于激光的高能辐射产生高温等离子体,等离子体以超声速绝热膨胀,同时产生一个高压波前,气穴内的气体因膨胀致使温度降低,从而使等离子体的膨胀速度锐减,因此高压波前与气穴脱离,形成高

\* 国家自然科学基金(批准号:19825110,60078008,10005014,10176034)和国家高技术激光聚变资助项目  
2002-12-09收到初稿 2003-03-03修回

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: jzhang@aphy.iphy.ac.cn

压冲击波并以超声速向外传播,持续时间为十几个纳秒或者更长.此后,气穴继续膨胀,直到气穴的初始动能完全转化为势能,在外界液体的压力下,气穴发生绝热内爆.这时气穴内的温度及压强再一次升高,导致第二次绝热膨胀并再一次产生冲击波.由冲击波的动量守恒原理可分别获得冲击波的传播速度、液体微粒的传播速度以及冲击波压力等,以下是对冲击波动力学的一些讨论.

由牛顿第二定律得出冲击波压强与其传输速度的关系<sup>[8]</sup>:

$$P - P_0 = U_s U_p \rho_0, \quad (1)$$

其中  $P$  和  $P_0$  分别表示冲击波压力和水流体的静压力,  $U_s$  为冲击波的传输速度,  $U_p$  为液体微粒的传输速度,  $\rho_0$  是水被压缩之前的密度.实验表明,流体的静压力  $P_0$  远远小于冲击波压力  $P$ ,因此常被忽略.

冲击波传输速度和微粒的传输速度可由线性方程很好地拟合:

$$U_s = A + BU_p, \quad (2)$$

式中  $A$ 、 $B$  分别为线性方程的系数<sup>[9]</sup>.对水来说,在气压低于 20kbar(1bar = 10<sup>5</sup>Pa)时,它们的值分别是 1.48km/s 和 2.07km/s.

对于球对称冲击波,根据动量守恒原理,有

$$4\pi r^2 U_s \Delta t \rho U_p = \text{常数}, \quad (3)$$

其中  $\Delta t$  是冲击波前的上升时间,在气压为 0—100kbar 范围内为一常数,  $\rho$  是冲击波前介质的密度.从等离子体中心到冲击波前范围内,介质密度从被压缩前的  $\rho_0$  逐渐变化到压缩后的  $\rho$ .由方程(2)、(3)可得冲击波传输速度的数学表达式:

$$U_s(r) = \frac{A}{2} + \sqrt{\frac{A^2}{4} + \frac{C}{r^2}}, \quad (4)$$

$C$  是包括  $B$ 、 $P$  和  $\Delta t$  的常数.

由纳秒和皮秒脉冲产生的冲击波,该表达式在其径向与轴向方向上都适用.常数  $C$  可利用由冲击波前传输距离求出的波速,通过加权线性回归来计算.在远场范围,常数  $C$  随波速的变化不再明显,如在足够大的测量范围( $\pm 1500\mu\text{m}$ )和在较小范围( $\pm 450\mu\text{m}$ )内, $C$  数值的差异不到 10%.图 1 给出了冲击波传输速度随距等离子体中心距离而变化的关系曲线:空泡半径最小时,冲击波的速度达到 4km/s;在距等离子体中心约 120 $\mu\text{m}$  处,冲击波的传播速度达到 2.2km/s;而在距等离子体中心约 500 $\mu\text{m}$  处,冲击波的传播速度锐减到 1.5km/s,即此时冲击波已转化为声学波,此后就以声学波的方式向外传播.同样也可以得出微粒的传播速度方程以

及冲击波压力方程:

$$U_p(r) = \frac{1}{B} \left( \sqrt{\frac{A^2}{4} + \frac{C}{r^2}} - \frac{A}{2} \right), \quad (5)$$

$$P = C \frac{\rho_0}{B} \frac{1}{r^2}. \quad (6)$$

然而以往许多测量表明<sup>[10]</sup>,以球形向外扩散的冲击波压力正比于  $1/r$  而不是  $1/r^2$ .事实上,我们可以从能量转化的角度来理解其中的物理过程.如果压力波以球形向外传输,则在距等离子体中心  $r$  处的壳层内,动能可以表示为

$$E \propto 4\pi r^2 P^2. \quad (7)$$

在声波场内,由于介质对声能没有吸收,因而声学波保持动能守恒,声学波压力正比于  $1/r$ ;而在冲击波场内,压力波的动能转化为冲击波的热能,因此,在冲击波前范围内,冲击波只能保持动量守恒,而不能保持动能守恒,因此其压力正比于  $1/r^2$ ,即方程(6)只有在近场范围才适应.从图 2 也可以看出,冲击波压力随着传输距离的增大而迅速减小,当冲击波传输距离超过 500 $\mu\text{m}$  时,压力基本趋于零.

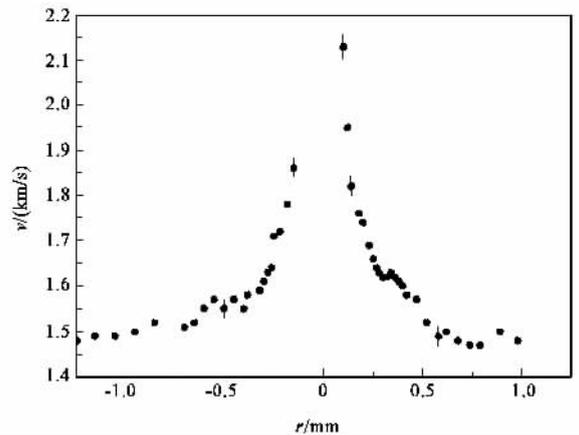


图 1 距等离子体中心距离( $r$ )与轴向冲击波速度( $v$ )的关系曲线(棒状误差表示标准气压的偏离)

随着激光技术的不断改进,由飞秒激光脉冲与液体相互作用产生的等离子体具有更高的密度、温度和能量沉积,产生的冲击波也有明显的特点.最近的研究表明,人们不仅在液体中观察到了高压冲击波,激光脉冲与液体表面相互作用时,在空气中也能观察到冲击波的有趣现象<sup>[11]</sup>.如产生半球状的冲击波,其顶部呈动脉瘤状结构,内部则出现波纹结构;通过分析冲击波的时间演化过程,得知冲击波是近平面波而非球面波,等等.冲击波的应用就在于它的压力、密度、内能以及微粒传播速度等的不连续性.目前,激光诱发所产生的光学击穿在医学上有两大

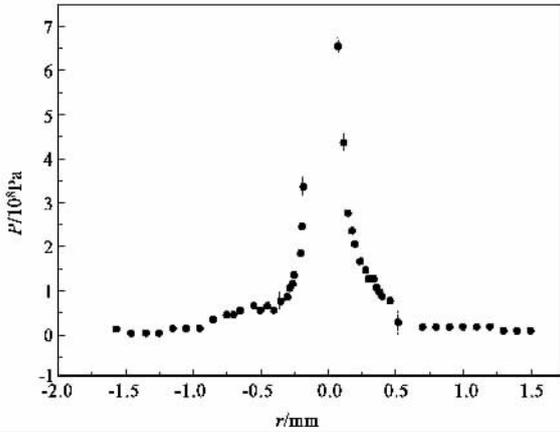


图2 距等离子体中心距离( $r$ )与冲击波压强( $P$ )的关系曲线(棒状误差表示标准气压的偏离)

应用,即泌尿学中的肾结石破碎和眼科学中的光分解。而冲击波传输一段距离变为声学波,这又使生物组织损伤限制在一定范围之内。

### 3 激光空泡的发光现象

空泡发光现象已经有很长的历史,最初是对强声场产生的多空泡声致发光的研究。对激光空泡的最早研究可上溯至20世纪70年代的苏联。他们将强激光脉冲聚焦到水表面上,由于水蒸发产生单气泡列,该气泡能达到几十微米的量级。气泡以超声速向内压缩,发生气泡坍塌的同时发出闪光,此即为激光空泡发光。空泡坍塌后,经过几次小的反弹,最后静止下来,等待下一个激光空泡的出现。这已经由Rayleigh-Plesset动力学<sup>[12,13]</sup>很好地模拟。该动力学表明,所产生空泡的最大半径 $R_m$ 与空泡从产生到第一次发生坍塌的时间 $T_c$ 有以下关系:

$$R_m = 0.55 \sqrt{\frac{p - p_v}{\rho_0} T_c^2} \quad (8)$$

其中 $\rho_0$ 是水密度, $p$ 是外界大气压, $p_v$ 是水蒸气的气压,由此可见空泡最大半径 $R_m$ 与 $p$ 、 $p_v$ 、 $\rho_0$ 及 $T_c$ 的关系。激光空泡半径可以从几十微米到几毫米,但是气泡中的气体组成至今还不清楚。

激光空泡表现出比声致发光更为有趣的现象。首先,空泡发光脉冲持续几个纳秒,并且其持续时间随着气泡尺度的增大而线性增加<sup>[2]</sup>,如图3所示。第二,当气泡达到最大半径时,气泡呈现近球状,而当气泡接近坍塌点时,表现出极不对称的四极形状,有的甚至被扭曲。气泡在坍塌点附近表现出形状的不稳定性,这可能是由初始形成的等离子体的各向异性造成的<sup>[14]</sup>。第三,空泡发光的脉冲强度与溶解在

水中的气体种类和杂质无关。第四,当施加到水面上的压力增大时,激光空泡在坍塌前被分裂成两个空泡,每个空泡都各自发出大约持续20ns的光脉冲。第五,当空泡半径较小时,空泡发光为连续谱,黑体辐射温度约为7800K,而对于较大半径的空泡,出现了310nm的OH分子带谱<sup>[15]</sup>。所有这些都与声致发光现象不同。最近的研究表明,在低温液体如液氮和液氩中也发现了激光空泡现象,而且空泡尺寸更大,一般为毫米量级,空泡发光脉冲持续时间更长,范围从100ns到1000ns,比在水中观察到的空泡发光(2—8ns)长约100倍。然而到目前为止,空泡发光机制没能得到较好的解决,诸多有趣的实验现象也不能得到合理的解释。

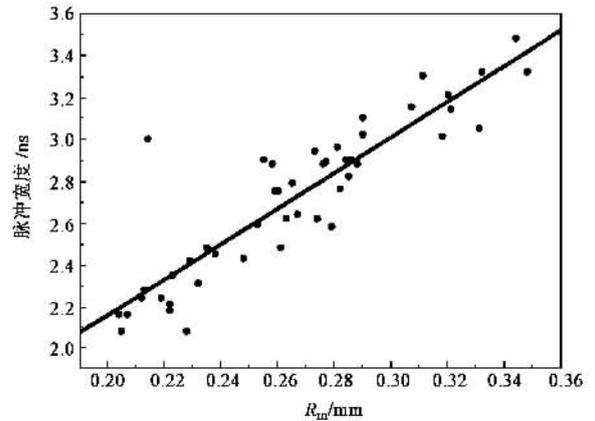


图3 发光脉冲半高宽度与最大空泡半径 $R_m$ 的关系曲线实线代表对实验数据的线性拟合

由于激光空泡的发光能量来源于激光,空泡内爆时会形成极端物理条件,产生高温(大约10000K)、高能(能量密度提高到大约 $10^{12}$ 倍)的光脉冲,这给化学、能源、天体等领域的科学研究提供了新舞台。另外,实验表明,激光脉宽越短,空泡越小,冲击波越弱,因此在激光眼科手术中,则要尽量采用短脉冲激光医疗,减小由空泡发光及冲击波带来的副作用。

### 4 X射线的产生

在过去十几年中,软X射线光学的迅速发展极大地引起了人们的兴趣,尤其在显微镜技术和平板印刷技术中得到了广泛的应用。超短激光脉冲与固体靶、气体、团簇相互作用时,能把百分之几十以致更多的激光能量注入到等离子体中,产生高温高密等离子体。小尺度、高亮度、高能密度的等离子体适合产生不连续高亮度的X射线光脉冲,这又使得X射线应用技术得到长足的发展。人们对固体靶和纳

米尺寸的气体团簇与激光相互作用产生 X 射线的研究很多,而对介于它们之间的液体物质的研究却很少.事实上,微米或亚微米量级的液体靶与激光相互作用时,有着诸多固体靶和气体团簇不可比拟的优点,产生更多迷人的新现象.首先,超短脉冲与固体靶相互作用时,激光诱发等离子体的应用受到它所产生的残骸(电子、原子以及大的碎片等)辐射的限制.因为残骸辐射会极大地破坏 X 射线源的纯度,降低其应用范围.而在液体靶中,这种残骸辐射明显地低几个数量级甚至可以完全消失,X 射线源的纯度由此变高.第二,液体靶由于其自身动力学特征,能够迅速地提供新的靶源,从而与高重复频率的激光脉冲相匹配.第三,如果选择合适的液体元素组成,则会产生各种不同用途的 X 射线,如氢氧化铍靶应用在显微技术中<sup>[16]</sup>,碳氟化合物靶应用在邻近平板印刷术中<sup>[17]</sup>,水靶则应用在投影平板印刷术中,等等.

图 4 是激光与液体喷射靶相互作用形成等离子体,从而产生 X 射线辐射的示意图<sup>[18]</sup>.在压力大约 50bar 附近,迫使液体穿过直径大约  $10\mu\text{m}$  的毛细玻璃,然后进入到  $10^{-4}\text{mbar}$  的真空容器中.这时喷嘴就会形成直径大约  $10\mu\text{m}$  的液体喷注,在距喷嘴微孔  $L$  处,液体流自发地形成彼此分裂的小液滴.将超短脉冲激光聚焦到液体喷注上,可以观察到 X 射线辐射的产生.从液体流到形成小液滴的传输距离  $L$  可表示为<sup>[19,20]</sup>

$$L = 12 \cdot v \left[ \sqrt{\frac{\rho \cdot d^3}{\sigma}} + \frac{3\eta d}{\sigma} \right], \quad (9)$$

其中  $d$  和  $v$  分别是液体流的直径和流速,而液体的特征则由密度  $\rho$ 、表面张力  $\sigma$  以及液体粘性  $\eta$  来描述.由于液体流的直径大约为  $10\mu\text{m}$ ,对于普通液体如水或尿酸等,从液体流到形成小液滴的传输距离  $L$  一般都在毫米量级.从上式中可以看出,如果液体的表面张力  $\sigma$  很小,那么传输距离  $L$  就会变得很大,自然就会导致液体喷注的不稳定性,而产生稳定的 X 射线,必须要求激光等离子体具有精确的位置( $\pm$ 几个微米);同样,低粘性的液体也不适合稳定的 X 射线的产生,由于传输距离的缩短,会对玻璃喷嘴造成损伤,而且也增加了液体靶的不稳定性.

## 5 高能超热电子的产生

在惯性约束核聚变中,实施“快点火”方案的主要物理机制集中在热电子的产生、分布及能量输运等问题上,因此人们很早就开始对热电子的行为进

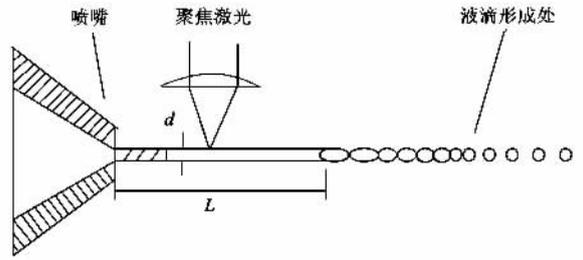


图 4 液体喷射靶产生 X 射线的实验装置图

行理论分析与实验研究.超短激光与固体、气体及团簇相互作用产生的热电子,有着能量高、方向性好、转化效率高以及其他人们感兴趣的特征.另外,研究表明,中等强度( $5 \times 10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$ )的飞秒激光与固体靶相互作用产生的热电子达到几十 keV 的能量<sup>[21]</sup>,相对论光强( $3 \times 10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$ )激光与固体靶作用产生的热电子能量高达  $100\text{MeV}$ <sup>[22]</sup>.然而到目前为止,对超短激光脉冲与液体相互作用产生热电子的研究不多.最近中国科学院物理研究所光物理实验室强场物理研究小组给出了最新的研究结果<sup>[23]</sup>:150fs 的激光脉冲与水相互作用能够产生热电子及 X 射线,而且多脉冲激光要比单脉冲激光产生更多的热电子,能量大于 25 keV 的电子分布呈双峰结构,这两个峰出现在与入射激光电场方向夹角为  $46^\circ$  的激光偏振面内,产生能量高达 64 keV 的电子,二维 PIC 程序很好地再现了实验结果.

## 6 有趣的白光

人们已经在普通液池与微小液滴中分别观察到了白光辐射的产生,它们有着不同的产生机制以及发光特征.超短脉冲激光与液池中的液体相互作用时,由于折射率与入射光强有关,位相随时间变化,从而改变频率分布.脉冲前沿导致光谱向长波移动,脉冲后沿导致光谱向短波移动.由这个自相位调制导致超连续白光脉冲的产生.有此效应的液体包括水、重水、乙二醇、磷酸和某些有机化合物<sup>[24]</sup>.用 80fs 的放大激光脉冲聚焦在乙二醇喷流中,产生了波长从 190nm 到 1600nm 的超连续的白光超短脉冲,它的转化效率可高达 50%.这可以使人们在很大光谱范围内产生波长可调的飞秒脉冲,用干涉滤光片选择所需的波长范围,可以获得确定波长的超短光脉冲.

Catherine Favre 及其合作者首次在微滴中发现了白光辐射现象<sup>[5]</sup>,这是由微滴的较小尺度(直径在  $50\text{—}70\mu\text{m}$  之间)及其球状结构决定的.液滴前表

面如同球形透镜,后表面恰似一个球面反射镜,如此以来,入射激光的大部分能量都会聚焦到如此小的体积中,与入射激光能量相比,液滴中的能量提高了100到200倍.实验只能使用飞秒或更短的激光脉冲,从而避免了等离子体的膨胀.高温等离子体向外辐射白光,其角分布与入射光强有关.随着入射光强的增大,白光亮度逐渐增强并且角分布不再集中在后向(逆着激光入射方向)的小角度范围,而是逐渐过渡到白光辐射的等方向性.

液池中通过自相位调制产生的白光不能解释微滴中的白光辐射现象,这是因为:第一,超短脉冲与微滴相互作用尺度太短,以致不能很好地进行光谱展宽;第二,对于不同强度的入射光,白光辐射都是去极化的,这是不连续过程而不是自相位调制的特点;第三,简单的光线描绘分析说明,由自相位调制产生的白光应该出现在彩虹角( $135^\circ$ )附近,而不是出现在入射激光的后向;第四,在微滴中观测到的白光光谱很好地吻合了温度为7000K时的黑体辐射过程,等等.

## 7 总结与展望

当前,对超短超强激光与液体相互作用的研究越来越多,应用也越来越广泛.液体的形式和种类逐渐多样化、多元化,从普通装置的水、水液滴到水喷柱,以及液体喷雾<sup>[25]</sup>,过渡到低温液体如液氮、液氩、液氙等,一些有机和无机化合物以及掺杂样品等也进入了研究领域.实验观察到了许多有趣的现象,比如高压冲击波、激光空泡、X射线、超热电子甚至白光等,这给年轻的强场物理学带来了无限生机,并在生物、医学、工业、能源、天体等方面有着广泛的应用,发挥着独特的作用.超短光脉冲与液体相互作用亦可产生超短声波,可用来对计算机芯片的厚度和质量进行检测,如果同向行进频率稍有不同的两束激光之间的拍频与等离子体频率满足共振条件,那么在等离子体中激发的纵向朗缪尔波可以用来加速电子,这种等离子体拍频波加速器的价格要远低于传统的真空加速器的价格;超短激光脉冲产生的高温高密等离子体,由于其内部的不均匀性,可产生高强度磁场和超高压的物质状态,这种状态的研究对于激光核聚变、激光模拟核爆炸过程、天体状态及其演化等都具有重要的理论价值和实际意义;另外,超短激光等离子体对于物质结构的认识、化学反应过程的控制、物质的转换以及生物结构的研究都有重要

价值.然而超短超强激光与液体相互作用还处在发展时期,目前对激光与液体相互作用的机理有待进一步探索,其应用的前景很广阔.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Bell C E, Landt J A. *Appl. Phys. Lett.*, 1967, 10 #6
- [ 2 ] Baghdassarian O, Tabbert B, Williams G A. *Phys. B*, 2002, 12 393
- [ 3 ] Baghdassarian O, Tabbert B, Williams G A. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83 2437
- [ 4 ] Berglund M *et al.* *Rev. Sci. Instru.*, 1998, 69 2361
- [ 5 ] Favre Catherine, Boutou Veronique. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89 035002-1
- [ 6 ] Baghdassarian O, Cho H, Varoquaux E *et al.* *Low Temp. Phys.*, 1998, 110 305
- [ 7 ] Baghdassarian O, Tabbert B, Williams G A. *Cryogenic Sono.*, 2001, 56 396
- [ 8 ] Doukas A G, Zweig A D, Frisoli J K *et al.* *Appl. Phys. B*, 1991, 53 237
- [ 9 ] Harris Paul. *J. Chem. Phys.*, 1981, 74 6864
- [ 10 ] Schoeffmann, Schmidt-Kloiber H H, Reichel E. *J. Appl. Phys.*, 1988, 63 #6
- [ 11 ] Li Y T, Zhang J, Teng H *et al.* *Phys. Rev. E*, 2003, 67 : 056403
- [ 12 ] Walton A, Reynolds G. *Adv. Phys.*, 1984, 33 595
- [ 13 ] Ohl C, Lindau O. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80 393
- [ 14 ] Docchio F. *Appl. Opt.*, 1988, 27 3661
- [ 15 ] 李玉同, 张杰. *物理*, 2001, 31 293[ Li Y T, Zhang J. *Wuli (Physics)*, 2001, 31 293(in Chinese)]
- [ 16 ] Rymell L, Berglund M, Hertz H M. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, 66 2625
- [ 17 ] Malmqvist L, Rymell L, Berglund M *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1996, 68 2627
- [ 18 ] Malmqvist L, Rymell L, Berglund M *et al.* *Rev. Sci. Instru.*, 1996, 67 #150
- [ 19 ] Mearthy M J, Molloy N A. *Chem. Eng. J.*, 1974, 7 256
- [ 20 ] Hertz H M, Rymell L, Berglund M. *Proc. Spie.*, 1995, 88 : 2523
- [ 21 ] Li Y T, Zhang J, Chen L M *et al.* *Phys. Rev. E*, 2001, 64 : 046407 - 1
- [ 22 ] Roch M, William J H, Christine L. *Inertial Fusion Science and Applications Elsevier*, Paris 2000
- [ 23 ] Li Y T, Zhang J, Sheng Z M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90 165002
- [ 24 ] 孟绍贤. *物理学进展*, 1999, 19 236[ Meng S X. *Progress in Phys.*, 1999, 19 236(in Chinese)]
- [ 25 ] Gumbrell E T, Comley A J, Hutchinson M H R *et al.* *Phys. Plas.*, 2001, 8 1329

# 飞秒激光诱导材料内部三维光功能微结构新进展\*

邱建荣<sup>†</sup>

(中国科学院上海光学精密机械研究所 上海 201800)

**摘要** 飞秒激光是近年来获得迅速发展的一种超快激光. 超短脉冲和超高电场强度是它的两个特征. 飞秒激光已广泛用于物理化学反应的动力学过程分析和热效应可忽略的超精细加工. 利用飞秒激光与材料的非线性相互作用, 还可以实现透明材料内部有空间选择性的三维调控光功能微结构. 文章重点介绍了在可擦重写三维超高密度光存储、立体彩色内雕、可集成超快光开关等方面的应用和国内外相关领域的最新进展, 并展望了应用前景.

**关键词** 强场, 飞秒激光, 多光子反应, 微结构改性, 光功能

## Recent developments in femtosecond laser-induced three-dimensional microstructures with optical functions

QIU Jian-Rong<sup>†</sup>

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** Femtosecond lasers have two characteristics: ultrashort pulse length and ultrahigh electric field. They are widely used in the analysis of dynamic processes of various physicochemical reactions and fine processing with minimal thermal effects. They can also be used for three-dimensional microstructure modifications due to the nonlinear interaction between light and matter. We review the application of femtosecond lasers to three-dimensional rewritable optical memories with ultrahigh storage density, the formation of colored three-dimensional images, the fabrication of integrated optical switches, and other related areas. We also suggest future research directions in this area.

**Key words** intense field, femtosecond laser, multiphoton reaction, microstructure modification, optical function

假如给你一块透明的晶体或玻璃材料,你能否想办法在材料内部某个地方打一个介观尺度的孔洞或改变它的颜色呢?近年来,超短脉冲飞秒激光的诞生使我们能够实现这样一个梦.你或许在一些工艺品商店看到过将三维的生肖像雕在玻璃内部的工艺品,这是利用微裂纹的三维排列而成的,而这种微裂纹是纳秒(ns,  $10^{-9}$ s)YAG激光的基频或倍频与玻璃的非线性相互作用所产生的灾变性破坏.由于微裂纹的散射,图像呈白色.利用飞秒(fs,  $10^{-15}$ s)激光能实现纳秒激光所不能实现的超精细加工.譬如下文中我们将要介绍的利用飞秒激光诱导微结构可以在一块无色透明的玻璃中雕入各种各样颜色的三维图案,也能够雕入肉眼不可见的、但在紫外线照射时会显现不同颜色发光的图案.这不仅可用来做具

有更高附加价值的工艺品,而且可用于三维超高密度光存储,其可能带来的经济效益不可低估.为什么飞秒激光能实现纳秒、皮秒(ps,  $10^{-12}$ s)激光难以实现的微结构修饰呢?这是因为飞秒激光的脉宽很窄,能在物质吸收激光能量,传递给晶格并最终热能的形式释放的特征时间( $10^{-12}$ s数量级)内,将能量注入材料中具有高度空间选择的区域,实现热的影响很小的纳秒和皮秒激光难以实现的材料超精细加工.同时,即使材料本身在激光波长处不存在本征吸收,由于聚焦飞秒激光的焦点附近具有超高电场强度( $\sim 10^{10}$ V/cm),也会因激光诱导多光子吸收、

\* 国家自然科学基金杰出青年基金(批准号 50125208)资助项目  
2002-12-03 收到初稿 2003-05-06 修回

<sup>†</sup> E-mail jrq@photon.jst.go.jp