

光学击穿对受激布里渊散射特性的影响^{*}

哈斯乌力吉^{1)†} 吕志伟¹⁾ 何伟明¹⁾ 李 强¹⁾ 巴德欣¹⁾

1) 哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

2) 内蒙古民族大学化学学院, 通辽 028043)

(2005 年 3 月 15 日收到, 2005 年 6 月 15 日收到修改稿)

把雪崩电离模型引入受激布里渊散射模型中, 数值模拟了无光学击穿和有光学击穿时受激布里渊散射能量反射率随输入光功率密度的变化规律. 实验上选取净化 and 未净化的 CCl_4 作为散射介质, 在 Nd:YAG 调 Q 激光系统中进行了验证, 理论与实验符合得很好. 结果表明, 当无光学击穿时, 随着输入光功率密度的增大, 能量反射率先是非线性增大, 然后缓慢增大趋于饱和, 而当有光学击穿时, 随着输入光功率密度的增大, 能量反射率先是非线性增大, 达到最高值之后开始下降, 最终趋于零. 无光学击穿时的能量反射率及其稳定度明显高于有光学击穿时的情况.

关键词: 受激布里渊散射, 光学击穿, 雪崩电离

PACC: 4265C, 4265F

1. 引 言

由于受激布里渊散射(SBS)具有相位共轭特性, 能够消除光传输过程中的相位畸变, 提高光束质量, 因此多年来 SBS 相位共轭理论及其实验得到了广泛的研究^[1, 2]. 对液体介质而言, SBS 阈值一般在 $0.1\text{--}13\text{ GW/cm}^2$ ^[3, 4], 光学击穿阈值一般小于 100 GW/cm^2 ^[5]. 虽然当输入光能量为阈值能量的 2—4 倍时, 所产生的 SBS 相位共轭保真度最好^[4], 但是由于系统指数增益系数 $G = gIL$ 过小, 因此 SBS 能量反射率很低. 一般情况下, 为了获得较高的能量反射率, 输入光能量比 SBS 阈值大几十倍至几百倍, 尤其在高功率激光系统中输入光能量远远大于 SBS 阈值, 此时 SBS 与光学击穿效应同时产生^[6]. 当 SBS 过程中伴随光学击穿时, 两者相互竞争, 其结果是严重地破坏了 SBS 能量反射率、相位共轭保真度和稳定性等性能^[7]. 以往 SBS 研究当中不考虑光学击穿, 这是因为光学击穿不太严重、对 SBS 的影响较小的缘故. 然而, 当输入光功率密度变高、光学击穿变强时, 不可忽略其对 SBS 的影响. 光学击穿现象是介质内由雪崩电离引起的高度复杂的等离子体形成过程, 介质所含杂质悬浮颗粒在强光照射下吸收较多的光

能量, 使得杂质及其附近处形成较强的紫外辐射, 结果由光离化作用产生初始自由电子. 初始自由电子吸收激光能量, 并以很大的能量碰撞其他原子(离子)而电离, 放出更多的电子, 这样循环往复, 瞬间形成了电子雪崩过程.

本文把雪崩电离模型引入 SBS 模型中, 数值模拟了有光学击穿和无光学击穿时的 SBS 能量反射率随输入光功率密度的变化规律. 实验上选取净化 and 未净化的 CCl_4 作为散射介质, 在 Nd:YAG 调 Q 激光系统中进行了验证, 理论与实验符合得很好.

2. 理 论

2.1. 雪崩电离模型

雪崩电离模型是由 Yablonovitch 和 Bloembergen 从早期的直流电子雪崩击穿概念引入的. 直流雪崩图像是在强电场作用下, 一个电子被加速到足够高的能量去电离第二个电子, 这样的过程不断继续下去, 因此电子密度按指数规律增长(对于纳秒量级的激光脉冲, 可以忽略电子扩散到相互作用区域以外的损失^[8]),

$$N = N_0 \exp[\gamma(E)t], \quad (1)$$

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10476009, 60478020, 60278033)资助的课题.

[†] E-mail: hasiwuliji@sohu.com

式中, N_0 (约 10^8 cm^{-3}) 是初始自由电子密度, $\gamma(E)$ 是单位时间电子的电离速率, E 是光电场. 如果在适当的时间内雪崩产生的自由电子密度达到临界值 (约 10^{18} cm^{-3}), 雪崩电离现象就会发生.

CCl_4 的雪崩电离机理一般可解释如下^[9]: 介质所含杂质悬浮颗粒吸收光后产生初始自由电子, 初始自由电子与 CCl_4 分子结合形成 CCl_4^- 分子离子, CCl_4^- 分子离子电离成 Cl^- 和 $\text{CCl}_3 \cdot$ 自由基, Cl^- 在强激光的作用下很容易电离, 从而积累大量的自由电子, 并引发雪崩电离现象. 以上所述可知, 雪崩电离的发生依赖于两个阶段: 初始自由电子的产生和电子雪崩电离过程的建立.

2.1.1. 初始自由电子的产生

通常初始自由电子可由以下两个过程单独或同时提供 (1) 介质所含杂质悬浮颗粒在强光照射下吸收较多的光能量, 使得杂质及其附近处形成较强的紫外辐射, 结果由光离化作用产生初始自由电子. (2) 多光子吸收电离, 由于介质本身大都是宽禁带的介电绝缘材料, 禁带宽度在几个电子伏特以上, 所以多光子过程不足以使介质本身提供足够的初始自由电子数, 但是由于杂质悬浮颗粒的原子具有相对较窄的能带宽度, 这样多光子吸收过程就可以产生一定数量的初始自由电子. 下面主要讨论介质所含杂质悬浮颗粒吸收光能量, 由光离化作用产生初始自由电子的过程.

杂质悬浮颗粒内部热传导建立的平均本征时间 τ_x (约 10^{-8} s) 由下式表示:

$$\tau_x = c\rho q^2/k, \quad (2)$$

式中, c 为比热容, ρ 为密度, q 为杂质悬浮颗粒的半径, k 为热传导率.

杂质悬浮颗粒的半径 $q > 10^{-7} \text{ m}$ 时, 易产生光离化作用; 而杂质悬浮颗粒的半径 $q < 10^{-7} \text{ m}$ 时, 不易产生光离化作用^[10]. 这是因为从方程(2)可知, $\tau_x \propto q^2$, 即颗粒越大热弛豫时间就越长, 升温就越高, 越易产生光离化作用. 反之, 颗粒越小热弛豫时间就越短, 升温就越低, 越不易产生光离化作用.

2.1.2. 电子雪崩电离过程的建立

自由电子吸收激光能量, 并以很大的能量碰撞其他原子(离子), 放出更多的电子, 这样循环往复, 瞬间形成了电子雪崩过程. 采用经典自由电子模型来描述电场中的自由电子^[11]. 自由电子对光能量的吸收为 $J \cdot A$, 电流 J 可以根据熟知的交流电导率写出, 因此电子吸收能量速率^[12]可表示为

$$\frac{dW}{dt} = \frac{N_0 e^2 \tau}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} |E|^2, \quad (3)$$

式中, $E(E = A(z)\exp(ikz))$ 为频率是 ω 的入射光场, τ 为电子动量转移碰撞时间, e 为电子电荷, m 为电子质量. 如果原子分子电离能为 ξ , 那么电子电离速率

$$\eta = \frac{e^2 A^2 \tau}{m\xi(1 + \omega^2 \tau^2)}. \quad (4)$$

把方程(4)代入方程(1)可得激光脉冲 τ_p 时间内的电子密度 N ,

$$N = N_0 \exp\left[\frac{e^2 A^2 \tau \tau_p}{m\xi(1 + \omega^2 \tau^2)}\right]. \quad (5)$$

由 A 和 I 的关系式

$$I = \frac{\epsilon c}{2n} A^2$$

可得到光学击穿阈值

$$I_{cr} = \frac{m c \epsilon \xi (1 + \omega^2 \tau^2)}{2 n e^2 \tau \tau_p} \left[\ln(N_{cr}/N_0) \right]. \quad (6)$$

从方程(6)可知, 光学击穿阈值与介质的电离能有正比关系. 所谓电离能是指从气体的原子或离子中移去束缚最弱的电子所需的最小能量. 电离能的数值主要取决于原子的有效核电荷、原子半径以及原子的电子结构. CCl_4 在强光作用下的电离过程主要是 Cl^- 的电离过程. 氯原子的电子层结构为 $3s^2 3p^5$, 最外层具有 7 个价电子, 各级电离能由表 1^[13]给出. C—Cl 键的键能(327 kJ/mol)小, 而且氯原子的价电子数目多、各级电离能相对较小、电子亲和能相对较大, 因此相同条件下 CCl_4 的光学击穿现象比 CS_2 和丙酮的严重^[14].

表 1 元素的电离参数

元素	电子组态	电离能/eV							电子亲和能/eV
		I	II	III	IV	V	VI	VII	
H	$1s^1$	13.59							0.74
C	$2s^2 2p^2$	11.26	24.38	47.88	64.49				1.26
O	$2s^2 2p^4$	13.61	35.11	54.93	77.41	113.89	138.11		1.46
Cl	$3s^2 3p^5$	12.96	23.81	39.61	53.46	67.80	97.03	114.19	3.61

2.2. 数值模拟

自由电子密度超过临界值 N_{cr} (约 10^{18} cm^{-3}), 介质中就会发生雪崩电离现象. 雪崩电离现象由介质中产生的火花或闪光表现, 这种火花或闪光是形成等离子体后产生的. 本文把高斯光束光学击穿理论模型^[15]引入 SBS 理论模型^[16]当中, 获得了伴随光学击穿时的 SBS 理论模型. 用该理论模型数值模拟了能量反射率随输入光功率密度的变化曲线. 抽运光参数取值如下: 脉冲宽度为 10 ns, 发散角为 1.6 mrad, 波长为 $1.064 \mu\text{m}$, 角频率为 $\omega = 1.75 \times 10^{15} \text{ Hz}$. 选取 CCl_4 为散射介质, 其相关参数为 $\tau = 1 \times 10^{-15} \text{ s}$, $\epsilon = 1.98 \times 10^{-11} \text{ C}^2 \cdot \text{N}^{-1} \text{ m}^{-2}$.

图 1 是能量反射率随输入光功率密度变化的数值模拟曲线. 从图 1 可以看出, 当无光学击穿时, 随着输入光功率密度的增大, 能量反射率先是非线性增大, 然后缓慢增大趋于饱和. 当有光学击穿时, 随着输入光功率密度的增大, 能量反射率先是非线性增大, 达到最高值后开始下降, 最终趋于零.

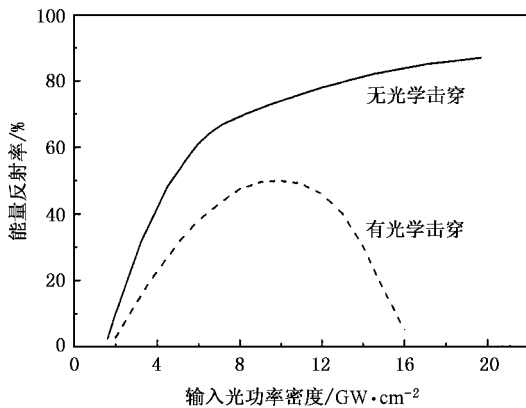


图 1 能量反射率随输入光功率密度变化的数值模拟曲线 透镜焦距 $f = 10 \text{ cm}$

当无光学击穿时, 随着输入光功率密度的增大, 系统指数增益系数 $G = gIL$ 变大, 从而导致能量转换效率提高, 因此起初能量反射率呈非线性增大. 但

是输入光功率密度增大到一定值以后, 由于能量提取效率趋于饱和, 因此能量反射率缓慢上升. 当有光学击穿时, 输入光能量一部分被利用在 Stokes 光强的增长, 另一部分因为光学击穿电子倍增而被吸收 (忽略透射光和介质的吸收). 电子倍增所吸收的能量与输入光功率密度有关, 输入光功率密度越高, 电子倍增所吸收能量就越大. 与 Stokes 光强的增长速度相比, 在小信号时电子倍增所吸收的能量还比较低, 对 SBS 能量反射率影响较小, 因此能量反射率开始随着输入光功率密度的提高呈非线性增长. 当输入光功率密度进一步提高, 光学击穿电子倍增速度加快, 电子吸收能量的速度提高, 进而与 Stokes 光强的增长速度接近时, 能量反射率达到最高值. 当输入光功率密度继续提高, 光学击穿电子倍增速度加快, 电子吸收能量的速度超过 Stokes 光强的增长速度时, 能量反射率开始下降. 最终光学击穿电子吸收全部的输入光能量, 几乎不产生 SBS, 因此能量反射率趋于零.

3. 实 验

3.1. 实验装置

SBS 实验装置如图 2 所示, Nd:YAG 调 Q 激光器有全反射镜 (M_1) 调 Q 染料片、偏振片 (P_1)、Nd:YAG 棒、小孔光阑和部分反射镜 (M_2) 组成. 偏振片 P_2 和偏振片 P_1 平行, P_2 和 $1/4$ 波片组成隔离器, 防止 SBS 后向散射光进入 YAG 振荡器. 振荡器输出的 p 偏振光经 $1/4$ 波片后变成圆偏振光, 入射到 SBS 系统. SBS 系统由聚焦透镜 ($f = 10 \text{ cm}$) 和产生池 (池长为 40 cm) 组成. 由相位共轭镜返回的 Stokes 光经过 $1/4$ 波片后变为 s 偏振光, 被偏振片 P_2 反射, 经反射镜 R 输出. 输入光和 SBS 光的能量用 ED200 型能量计探测, 脉冲宽度和脉冲波形用 PIN 型光电二极管探测, 并用 TDS684A 型数字示波器记录.

为了提高 CCl_4 的光学击穿阈值, 利用过滤器对

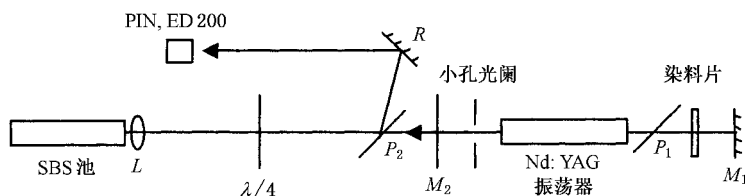


图 2 SBS 实验装置示意图

其进行了净化.过滤装置由滤杯、中间过滤头、滤膜(孔径为 $0.22\ \mu\text{m}$)、三角集液瓶、铝合金夹子和真空泵等组成.用滤膜把容器分隔为上、下腔.过滤溶液加入上腔,在压力作用下通过滤膜进入下腔成为滤液,固体颗粒被截留在滤膜表面形成滤渣.

3.2. 实验结果及讨论

实验时 Nd:YAG 调 Q 激光器输出光波长为 $1.064\ \mu\text{m}$,重复率为 1 Hz,脉冲宽度为 10 ns,最高能量为 50 mJ,输入能量的变化通过加入衰减片来实现,发散角为 $1.6\ \text{mrad}$ (5 倍衍射极限).首先分别测量了过滤前后 CCl_4 的光学击穿阈值(定义为介质内可见闪光或火花出现的概率为 50% 时的输入光功率密度). CCl_4 的光学击穿阈值由 $8\ \text{GW}/\text{cm}^2$ 提高到 $20\ \text{GW}/\text{cm}^2$,这是由于介质被净化之后,光离化阈值功率变高的缘故.

图 3 是 CCl_4 的能量反射率随输入光功率密度变化的关系.净化的 CCl_4 不出现光学击穿现象,而未净化的 CCl_4 出现光学击穿现象,因此净化的 CCl_4 能量反射率及其稳定度(定义为测量值均方差与算术平均值之比^[17])明显提高,最高能量反射率由 45% 提高到 65%,稳定度由大于 5% 提高到小于 3%.对于净化的 CCl_4 ,随着输入光功率密度的增大,能量反射率先是非线性增大,然后缓慢增大趋于饱和.对于未净化的 CCl_4 ,当输入光功率密度较小时,虽然出现光学击穿现象,但是强度相对较弱,闪光小并且声音低,如图 4(a)所示,对 SBS 的影响较小,因此随着输入光功率密度的增大,能量反射率先是非线性增大.当输入光功率密度继续增大时,光学击穿现象相对变强(闪光大并且声音高,如图 4(b)所示)对 SBS 的影响变大,因此能量反射率反而开始下降,最终趋于零.严重的光学击穿现象同时也降低了最高能量反射率及其稳定度.

从图 3 可看出,虽然数值模拟与实验值有一定的偏差,但是变化趋势是一致的.无光学击穿时的偏差主要是由实验误差引起的.有光学击穿时的偏差除了实验误差以外,还有下述几个因素可能会导致偏差.首先,由于光离化作用使杂质悬浮颗粒的半径不断变小,因此数值模拟时的初始自由电子密度与实际密度有一定的偏差.其次,随着输入光功率密度的增大,电离能不断变大(Cl^- 的内层价电子也被电离),因此数值模拟时的电离能与实际电离能也有一

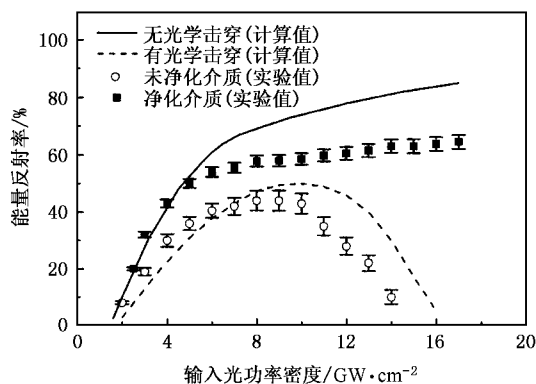


图 3 能量反射率随输入光功率密度变化的关系 测量时透镜焦距 $f = 10\ \text{cm}$

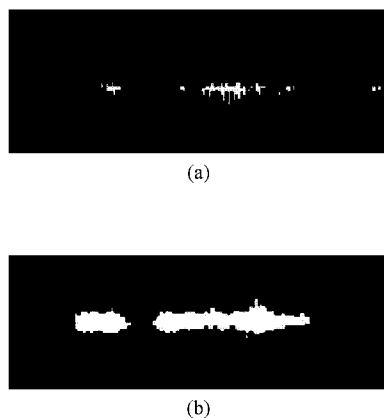


图 4 未净化的 CCl_4 出现光学击穿时的闪光 拍摄时输入光功率密度 (a) $5\ \text{GW}/\text{cm}^2$, (b) $12\ \text{GW}/\text{cm}^2$

定的偏差.最后,数值模拟时忽略了电子的损失,电子由于扩散到相互作用区以外或与原子或离子碰撞结合而有一定的损失,这也会导致一定的偏差.

4. 结 论

本文通过理论和实验研究发现,当输入光功率密度增大介质出现严重光学击穿时,不可忽略光学击穿对 SBS 特性的影响.光学击穿与 SBS 进行竞争,其结果是严重地破坏了 SBS 能量反射率和稳定度等性能.介质光学击穿现象除了与本身化学结构特性(如空间结构、键能、电离能、电子亲和能等)有关以外,还与介质中的悬浮杂质颗粒的大小和密度有关.用溶剂过滤器对介质进行净化可有效提高光学击穿阈值,进而提高 SBS 性能.

- [1] Dane C B , Neuman W A , Hackel L A 1992 *Opt. Lett.* **17** 1271
- [2] Lü Z W , Lü Y L , Yang J 2003 *Chin. Phys.* **12** 507
- [3] Chen J , Jiang R Z 1991 *Acta Opt. Sin.* **11** 715 (in Chinese) [陈军、蒋汝忠 1991 光学学报 **11** 715]
- [4] Yang J X , Meng S X 1992 *Acta Opt. Sin.* **12** 233 (in Chinese) [杨镜新、孟绍贤 1992 光学学报 **12** 233]
- [5] Yoshida H , Kmetik V , Fujita H *et al* 1997 *Appl. Opt.* **36** 3739
- [6] He W M , Lü Z W , Wang Q *et al* 1996 *Acta Opt. Sin.* **16** 1431 (in Chinese) [何伟明、吕志伟、王 骐等 1996 光学学报 **16** 1431]
- [7] Mullen R A , Matossian J N 1990 *Opt. Lett.* **15** 601
- [8] Li D , Zhu Z Q , Qiu F M *et al* 2000 *Opto-Electron. Eng.* **27** 52 (in Chinese) [李 丹、朱自强、邱服民等 2000 光电工程 **27** 52]
- [9] Andreev N F , Khazanov E , Pasmanik G A 1992 *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 330
- [10] Chen F , Meng S X 1998 *Prog. Phys.* **18** 187 (in Chinese) [陈飞、孟绍贤 1998 物理学进展 **18** 187]
- [11] Shen Y R 1987 *Principles of Nonlinear-Optics* (Beijing : Science Press) p213 (in Chinese) [沈元壤 1987 非线性光学原理 (北京 : 科学出版社) 第 213 页]
- [12] Yan S S 2000 *Solid State Physics* (Beijing : Peking University Press) p18 (in Chinese) [阎守胜 2000 固体物理基础 (北京 : 北京大学出版社) 第 18 页]
- [13] Dean J A 1999 *Lange 's Handbook of Chemistry* (13th Ed) (New York : Mcgraw-Hill Book Company) pp3—4
- [14] Hasi W L J , Lü Z W , He W M *et al* 2004 *Chin. Opt. Lett.* **2** 718
- [15] Wang X H , Lü Z W , Lin D Y *et al* 2004 *Chin. Phys.* **13** 1733
- [16] He W M , Yang J , Lü Y L *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 468 (in Chinese) [何伟明、杨 君、吕月兰等 2004 物理学报 **53** 468]
- [17] Lü Z W , Wang X H , Lin D Y *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1184 (in Chinese) [吕志伟、王晓慧、林殿阳等 2003 物理学报 **52** 1184]

Influences of optical breakdown on stimulated Brillouin scattering^{*}

Hasi Wu-Li-Ji^{1,2)†} Lü Zhi-Wei¹⁾ He Wei-Ming¹⁾ Li Qiang¹⁾ Ba De-Xin¹⁾

¹⁾ Institute of Opto-electronics , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China)

²⁾ Faculty of Chemistry , Inner Mongolia University for Nationalities , Tongliao 028043 , China)

(Received 15 March 2005 ; revised manuscript received 15 June 2005)

Abstract

Avalanche ionization model is introduced to the coupled stimulated Brillouin scattering (SBS) equations. Numerical simulation of SBS energy reflectivity as a function of pump intensity is made with and without the optical breakdown factor in the equations. In the experiment , purified and unpurified CCl₄ media are studied with an Nd :YAG laser system with Q switch , the results are found to agree well with the numerical solutions. It is observed that under conditions that the optical breakdown does not occur , the energy reflectivity increases nonlinearly with pump intensity until reaching a certain value above which it tends to grow slowly. In cases with the breakdown , the energy reflectivity first increases nonlinearly with the pump intensity to a peak value and then decreases dramatically as optical breakdown occurs. The stability of energy reflectivity in the cases without optical breakdown is obviously better than cases otherwise.

Keywords : stimulated Brillouin scattering , optical breakdown , avalanche ionization

PACC : 4265C , 4265F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10476009 , 60478020 , 60278033).

[†] E-mail hasiwuliji@sohu.com