

抽运功率密度对布里渊放大的影响^{*}

吕志伟 丁迎春 何伟明

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

(2001 年 10 月 18 日收到 2001 年 11 月 30 日收到修改稿)

利用瞬态包含抽运抽空的 SBS 理论模型对布里渊放大器进行了数值模拟, 给出了能量提取效率、Stokes 种子光放大率、Stokes 种子光脉宽压缩率和抽运光脉宽压缩率随抽运功率密度的变化规律, 并用实验进行了验证, 理论与实验符合得较好.

关键词: 布里渊放大器, 能量提取效率, 抽运功率密度

PACC: 4265C, 4265F

1. 引言

受激布里渊散射(SBS)相位共轭镜有多种结构, 各有其优点. 聚焦单池是最简单的 SBS 相位共轭镜^[1]. 双池系统适用于较高能量下的脉冲压缩^[2]. 紧凑双池系统产生池与放大池紧凑放置, 后向散射光进入放大池, 与抽运光作用, 自动地控制和限制了注入到产生池中的能量, Stokes 种子光在放大池中经历了强的放大, 这样 Stokes 脉冲宽度变窄, 能量效率接近 100%^[3]. 独立双池系统是比较好的一种 SBS 相位共轭镜系统, 它的优点是: 1) 与传统的双池系统不同, 入射向产生池的抽运光不经任何光学衰减, 产生池出射的种子光也可以全部到达放大池, 这样大大提高了能量效率. 2) 在高能抽运时, 便于控制入射向产生池内的能量大小, 使产生池的抽运能量始终保持在光学击穿、自聚焦阈值之下. 3) 可通过调节光学延迟来改变放大池中种子光与抽运光的相互作用区, 获得最大脉冲压缩及能量转换效率. 在这种独立双池结构中, 布里渊放大池是放大信号光的一种有效方案, 因为它能够承受高能量负载并且可以实现多脉冲合成, 所以人们已经从很多方面对布里渊放大器进行了研究^[4-6]. 在布里渊放大研究中, 抽运光功率密度是影响布里渊放大池中种子光放大的重要因素, 了解布里渊放大过程中的重要参数如能量提取效率和脉宽压缩等随抽运功率密度的变化规律对

设计双池(特别是放大池)相位共轭镜具有重要意义.

本文数值求解了包含抽运抽空效应的瞬态 SBS 耦合波方程, 给出了能量提取效率、Stokes 种子光放大率和 Stokes 输出光脉宽随抽运光功率密度变化的规律, 并用 Nd:YAG 激光器抽运的布里渊放大器系统进行了实验验证, 理论与实验符合较好.

2. 理论

2.1. 理论模型

斯托克斯场和抽运场由麦克斯韦波动方程描述, 介质中的声波场由纳维-斯托克斯(Navier-Stokes)能量传输方程给出. 在平面波近似及忽略二次时间导数情况下, 瞬态受激布里渊散射耦合波方程为^[7]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma\right)Q = ig_1 A_L A_S^*, \quad (1)$$

$$\left(\frac{n\partial}{c\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right)A_S = ig_2 A_L Q^*, \quad (2)$$

$$\left(\frac{n\partial}{c\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\right)A_L = ig_2 A_S Q, \quad (3)$$

$A_{L,S}$ 分别为激光场和斯托克斯场复振幅, Q 为声波场振幅, Γ 是受激布里渊散射线宽, $\Gamma = 1/(2\tau_p)$,

$g_{1,2}$ 代表了光子-声子耦合常数, $g_1 = \frac{\gamma K^2}{16\pi\omega}$, $g_2 =$

$\frac{\gamma\omega_L}{4cn\rho_0}$, γ 为电致伸缩耦合常数, K 为热力学温度, ω

^{*} 1999 年教育部“跨世纪优秀人才培养计划”基金、国家高技术惯性约束聚变主题和国家自然科学基金(批准号 60088001)资助的课题.

为声子角频率, n 为 SBS 介质的折射率, ρ_0 为介质的密度. 从方程 (1) 中直接积分得到 Q , 并把它代入其他两个方程. 假定 $g = 4g_1g_2/\Gamma$, 得

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_s = \frac{g\Gamma}{2} A_L \int_0^t A_L^* A_s \exp[-\Gamma(t-\tau)] d\tau, \tag{4}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_L = \frac{g\Gamma}{2} A_s \int_0^t A_L A_s^* \exp[-\Gamma(t-\tau)] d\tau. \tag{5}$$

在时间上使用隐式有限差分法, 在空间上使用后向差分格式对偏微分方程组 (4) 和 (5) 离散化和数值求解. 在放大池中激光场与斯托克斯场相互作用介质为 CCl_4 , 对于 $1.06\mu\text{m}$ 的波长, 各参数取值如下^[8]: $n = 1.452$, $\rho_0 = 1.595\text{g/cm}^3$, $\gamma = 1.35$, $\omega = 1.7 \times 10^{10}\text{rad/s}$, CCl_4 的受激布里渊散射增益系数 $g = 6\text{cm/GW}$. 在初始时刻 ($t = 0$) 的所有的场振幅都是已知的, 并假定初始时在 $z = 0$ 处入射到放大池的 Stokes 种子光和在 $z = L$ 处入射到放大池的抽运脉冲都是

高斯型脉冲.

2.2. 理论模拟结果

我们定义布里渊放大中的主要参量能量提取效率 $\eta = (E - E_s)/E_p$, 种子光放大率 $\alpha = E/E_s$, 种子光脉宽压缩率 $\beta = W_s/W$, 抽运光脉宽压缩率 $\kappa = W_p/W$, 其中 E_s, E_p, E 分别为 Stokes 种子光、抽运光和 Stokes 出射光的能量, W_s, W_p 和 W 分别为 Stokes 种子光、抽运光和 Stokes 出射光脉宽. 图 1 中的线给出了计算机数值模拟布里渊放大中能量提取效率、种子光放大率、种子光脉宽压缩率和抽运光脉宽压缩率随抽运光功率密度的变化规律. 从图 1 中可以看出, 能量提取效率随抽运光功率密度的增加而增加, 在抽运光功率密度大于 60MW/cm^2 以后, 能量提取效率趋于饱和. 种子光放大率、种子光和抽运光脉宽压缩率随抽运光功率密度的增加而增加, 在能量提取效率饱和以后, 种子光放大率、种子光和抽运光脉宽压缩率随抽运光功率密度基本上是线性增加.

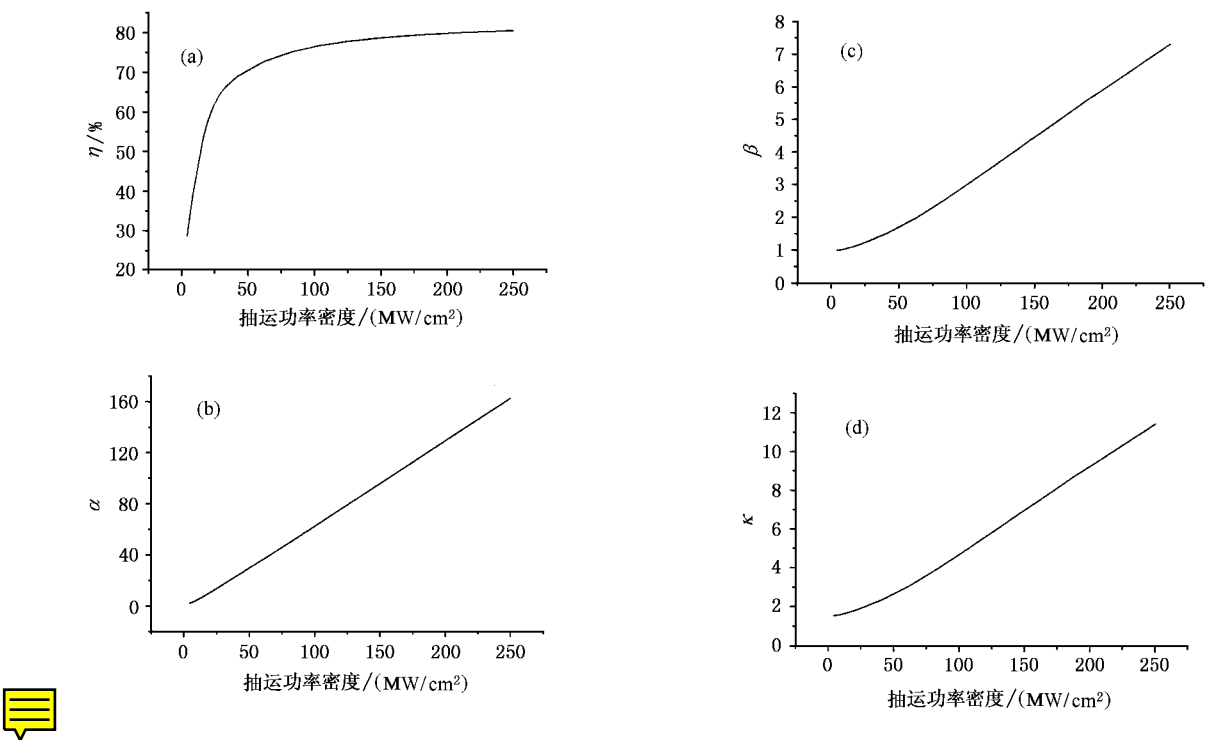


图 1 能量提取效率 η (a)、种子光放大率 α (b)、种子光脉宽压缩率 β (c)、抽运光脉宽压缩率 κ (d) 随抽运光功率密度变化规律的数值模拟曲线

3. 实 验

为了检验上述理论的正确性, 我们做了以下的

实验. 图 2 为实验光路. 平面全反镜 M_1 和未镀膜的玻璃平片 M_2 (反射率 8%) 构成 Nd:YAG 振荡器的振荡腔, 由染料片调 Q. 染料片的透过率为 18%. P_1 为起偏偏振片, 小孔光阑的直径为 0.2cm . 在 Nd:

YAG振荡器与放大器之间有一对望远扩束镜 L_1 和 L_2 扩束后可以更充分利用 Nd:YAG 放大器中的介质. Nd:YAG 放大级出射的抽运偏振光脉宽为 9—10ns, 光束直径为 6 mm, 能量为 90mJ. 经过 $1/2$ 波片入射到偏振片 P_2 , $1/2$ 波片的作用是调整种子与入射抽运光束的能量比. 被偏振片 P_2 反射的 S 波经过全反镜 M_5, M_6, M_7, M_8 传到偏振片 P_3 . 被偏振片 P_3 反射后, 经过 $1/4$ 波片变成圆偏振光, 再经过透镜 L_3 聚焦到 SBS 种子产生池, 聚焦透镜的焦距是 10cm, 从种子产生池后向反射的 Stokes 光, 即种子光经过 $1/4$ 波片后变成 P 波, 经过偏振片 P_3 透射, 再经 $1/4$ 波片变成圆偏振光入射到 SBS 放大池. 被偏振片 P_2 透射的 P 波(作为抽运光)经过全反镜 M_3 和 M_4 反射后再经 $1/4$ 波片变成圆偏振光入射到 SBS 放大池. 在放大池中, 种子光提取抽运光的能量后由偏振片 P_2 耦合输出, 未抽空的抽运光由偏振片 P_3 输出. 其中全反镜 M_5, M_6, M_7, M_8 起到延时线的作用, 通过调整延时线可以调整 Stokes 种子和抽运光在布里渊放大池中的相遇位置. SBS种子产

生池和放大池的池长分别为 30cm 和 200cm. 入射到放大池的种子光和抽运光的能量 E_s 和 E_p 分别由能量计 ED₁(ED200)和 ED₂(ED200)探测, Stokes 种子光从放大器提取抽运光能量从放大器出射(本文称为 Stokes 出射光)后的能量 E 用能量计 ED(ED200)探测, 快响应 PIN 光二极管(响应时间约 1ns)探测脉冲波形, 并由数字示波器 TDS684A 记录, 抽运光、Stokes 种子光和 Stokes 出射光的平均脉宽分别记为 W_p, W_s 和 W .

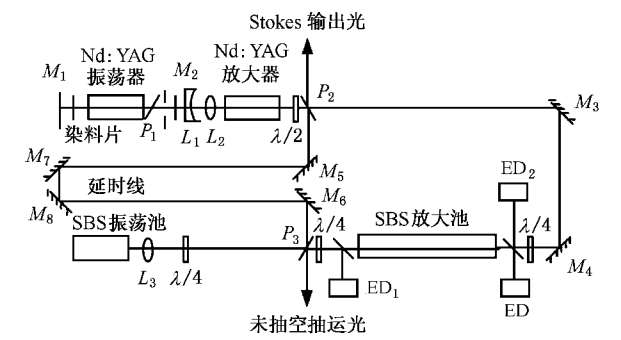


图 2 实验装置图

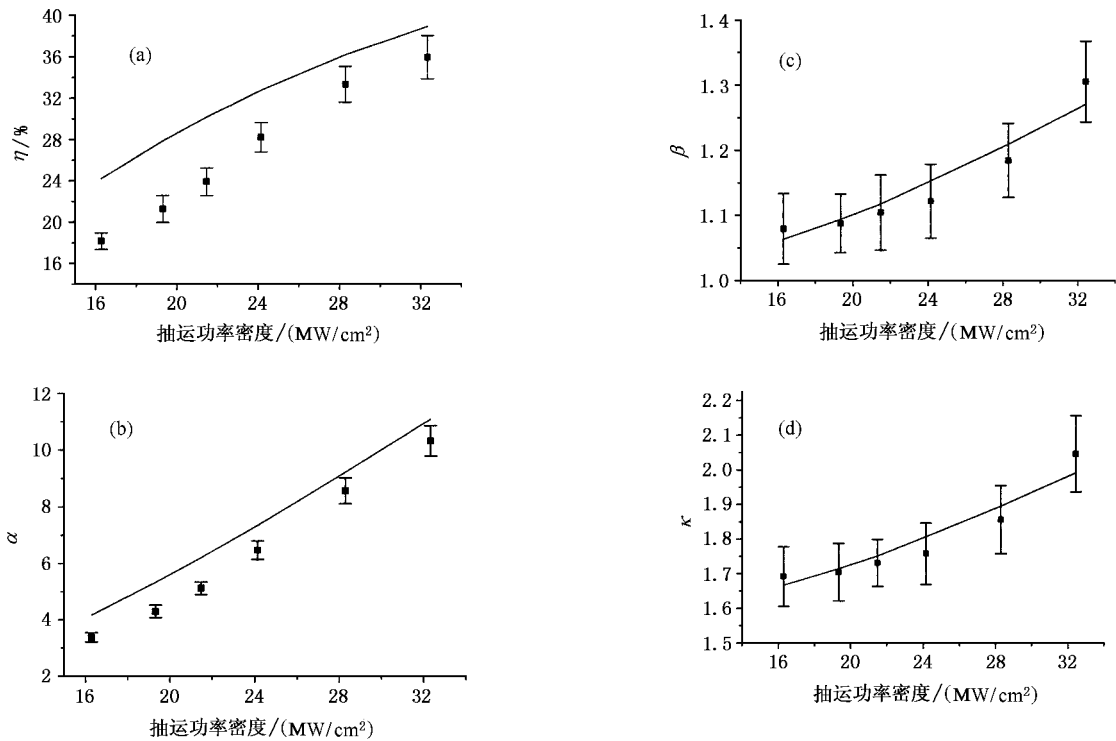


图 3 图中的点是能量提取效率(a)、种子光放大率(b)、种子光脉宽压缩率(c)和抽运光脉宽压缩率(d)随抽运光功率密度的变化规律的实验点, 图中的实线是理论模拟曲线

实验中选取四氯化碳作为受激布里渊散射介质,它具有短的声子寿命,约为 0.6ns,布里渊增益系数 $g = 6\text{cm/GW}$ 。在实验中,我们选择一种延时线,使得 Stokes 种子光与抽运光在布里渊放大池的中部相碰,Stokes 种子光与抽运光的准直精度为 1mrad。在测量前,先阻止 Stokes 种子光入射到放大池,只允许抽运光入射到放大池,我们没有发现 SBS 反射光。抽运光功率密度的变化是通过衰减片衰减抽运光的能量来实现。每加一片衰减片,都要重新准直光路。保持种子光能量 3mJ 和脉宽 5.7ns 不变,然后衰减抽运光功率密度,使得抽运光功率密度从 36.49MW/cm^2 降到 18.17MW/cm^2 。在实验中,Stokes 种子光、抽运光和 Stokes 出射光的能量和脉宽都是 30 次以上测量的平均值。

为了验证理论,我们在实验能力范围内测量了能量提取效率、种子光放大率、种子脉宽压缩率和抽运光脉宽压缩率随抽运光功率密度的变化规律,如图 3 中的点所示,从中可以看出,能量提取效率和种子光放大率随抽运光功率密度的增加而增加,从能量提取效率曲线没有看到明显的饱和现象发生,但从种子光放大率基本是线性增加来看,能量提取效率应该有轻微的饱和现象发生,因此,抽运功率密度再增加到一个很大的范围内,能量提取效率还应该是线性增加的。种子脉宽压缩率和抽运脉宽压缩率随抽运光功率密度的增加而增加,也就是说 Stokes 出射光的脉宽随抽运光功率密度的增加而下降,从脉宽压缩的幅度来看,在抽运光为中等功率密度时,相对于种子光来看,脉宽压缩到 1/1.3,相对于抽运光来看,脉宽压缩到 1/2 以下,而且压缩率曲线是线性增长,如果增加抽运光的功率密度,压缩率曲线线性增长的趋势是肯定的,Stokes 出射光的脉宽将进一步被压缩。

4. 讨 论

图 3 中的实线是与实验相同条件下计算机数值模拟的布里渊放大器系统中能量提取效率、种子光放大率、种子光脉宽压缩率和抽运光脉宽压缩率随

抽运光功率密度变化规律曲线,从中可以看出,抽运光和种子光脉宽压缩率的理论与实验值相符,能量提取效率和种子光放大率的实验值比理论值稍低,但其变化趋势是一致的,这主要是在理论计算中,没有考虑介质的吸收,所以从总体上来看,实验与理论基本符合。在布里渊放大器中,当入射抽运光强达不到阈值时,注入反向传播的 Stokes 种子光,这样 Stokes 波、声波与入射激光场相互作用,将导致激光能量向 Stokes 种子光转移。在 Stokes 种子光放大的过程中,脉冲前沿由于增益饱和而上升很快,因此,在脉冲得到完全放大后,抽运激光脉冲能量几乎全部转移到了一个很窄的后向脉冲中,从而实现了脉冲压缩。当抽运功率密度增加时,将导致更大的抽运光能量向 Stokes 种子光能量的转移,因此增加了能量提取效率和种子光放大率。同理,抽运功率密度的增加,强的抽运光饱和效应在放大器中发生的更早,使得 Stokes 种子光的脉冲前沿的陡度增加,增加了脉宽压缩的效率,Stokes 出射光的脉宽更窄。

从以上的规律可以看出,在种子光不变的情况下增加抽运光功率密度可以增加能量提取效率、种子光放大率、种子光和抽运光的脉宽压缩率,所以在我们设计双池 SBS 相位共轭镜时,特别是设计放大池时应该使抽运光功率密度在低于 SBS 阈值的情况下尽量高些,即使在能量提取效率达到饱和的情况下增加抽运光功率密度也可以增加种子光放大率和压缩脉宽。

5. 结 论

本文通过理论和实验的研究发现能量提取效率、种子光放大率、Stokes 种子光脉宽压缩率和抽运光脉宽压缩率随抽运光功率密度的增加而增加,在抽运光功率密度大于 60MW/cm^2 以后,能量提取效率趋于饱和,但是继续增加抽运光的功率密度,种子光放大率、种子光和抽运光脉宽压缩率继续增加。这些结果为我们今后研究和设计振放双池 SBS 相位共轭镜奠定了基础。

[1] Ridley K D and Scott A M 1990 *Opt. Lett.* **15** 777

[2] Dane C B and Neuman W A 1994 *IEEE. J. Quantum Electron* **30** 1907

[3] Offenberger A A, Thompson D C, Fedosejevs R, Santiago J and Manjunath H R 1993 *IEEE. J. Quantum Electron* **29** 207

[4]

Scott A M , Watkins D E and Tapster P 1990 *J. Opt. Soc. Am. B* **7** 929

[5]

Jone D C , Ridley K D , Cook G and Scott A M 1991 *SPIE M* **1500** 46

[6]

Miller E J , Skeldon D and Boyd R W 1989 *Applied Optics* **28** 92

[7]

Boyd R W , Rzazewski K and Narum P 1990 *Phys. Rev* **42** 5514

[8]

Erokhin A I , Kovalev V I and Faizullov F S 1986 *Sov. J. Quantum Electron* **16** 827

The influence of pump power density on Brillouin amplification^{*}

Lü Zhi-Wei Ding Ying-Chun He Wei-Ming
(*Institute of Opto-Electronics ,Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 ,China*)
(Received 18 October 2001 ; revised manuscript received 30 November 2001)

Abstract

Brillouin amplification was numerically simulated by using the theoretical model of transient stimulated Brillouin scattering include pump depletion. Energy extract efficiency , seed amplification factor , pulse-width compression ratios of seed to Stokes and pump to Stokes versus pump power density were given. Experiment was done so as to verify the theory. The theoretical calculations were coincident with experimental results well.

Keywords : Brillouin amplifier , energy-extract efficiency , pump power density

PACC : 4265C , 4265F

^{*} Project supported by Trans-Century Training Program Foundation for the Talents by the Ministry of Education in 1999 , the National High-Tech ICF Committee in China and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60088001).