

大功率单频多芯光纤放大器中抑制 受激布里渊散射的分析*

王春灿[†] 张帆 童治 宁提纲 简水生

(北京交通大学光波技术研究所, 全光网络与现代通信网教育部重点实验室, 北京 100044)

(2007 年 10 月 27 日收到 2008 年 2 月 19 日收到修改稿)

针对多芯光纤完善了描述抽运光、信号光和 Stokes 信号的速率方程组, 考虑了温差对受激布里渊散射的影响, 利用有限元法求解温度分布方程组, 分析了前向和后向抽运方式、对流系数、Stokes 初始功率、光纤掺杂粒子密度和光纤长度对受激布里渊散射增益的影响. 研究表明, 后向抽运方式在抑制受激布里渊散射方面具有明显优势, 减小对流系数有助于抑制受激布里渊散射, 提高光纤掺杂密度能够加强抑制受激布里渊散射, 同时也有助于提高光纤放大器的斜率效率. 比较了在相同最佳光纤长度条件下, 单芯和 19 芯光纤放大器的最高工作温度和受激布里渊散射增益. 在受激布里渊散射增益小于阈值的前提下, 19 芯光纤放大器比单芯光纤放大器具有较低的最高工作温度, 为进一步提升输出功率提供了更大空间.

关键词: 光纤放大器, 受激布里渊散射, 大功率, 有限元法

PACC: 4281W, 4265C

1. 引 言

大功率单频光纤激光光源不同于传统的光纤激光器, 因为其谱线线宽较窄(一般在 10^3 — 10^6 Hz 数量级), 并且输出光束质量接近衍射极限, 所以在相干光束合束领域有着重要的地位^[1]. 另外, 单频激光光源还广泛应用于波长转换和高精度的干涉测量(如引力波探测). 受激布里渊散射增益带宽一般为 10^7 Hz, 远远大于单频光纤激光光源频谱线宽, 纤芯中较高的光功率密度和较长的相互作用长度等因素也预示光纤可能不宜用作大功率单频激光光源的增益介质, 主要原因是以上诸多因素会降低受激布里渊散射阈值, 导致信号光的能量向反向 Stokes 信号转移, 同时反向 Stokes 信号会对器件造成一定损坏^[2], 从而限制了单频激光光源输出功率的提升. 最近关于单频大功率掺镱光纤(YDF)激光放大器的实验研究已经表明, 受激布里渊散射不会成为限制大功率单频激光输出功率的因素. 文献[3]中的抽运光功率为 175 W, 输出信号光功率可以达到 108 W, 其中光纤芯径为 28 μm , 光纤长度为 9.4 m. 文献[4]中的 YDF

放大器在波长为 1060 nm 时输出功率达到了 264 W. 受激布里渊散射被抑制的主要原因是抽运光被掺杂粒子吸收后, 在光纤纵向产生足够大的温差从而降低了受激布里渊散射增益, 温差越大越有利于提高受激布里渊散射阈值功率^[5]. 但是, 需要注意的是较大的温差会带来热效应问题, 导致光束质量的恶化, 甚至对光纤造成损伤^[6,7]. 因此, 若进一步提高单频光纤放大器的输出功率不能只依靠增大光纤纵向温差, 还可以通过增大光纤纤芯面积来加强抑制受激布里渊散射. 目前, 用于大功率 YDF 激光器的双包层光纤纤芯直径一般为 20—30 μm , 数值孔径为 0.05—0.06. 如果进一步增加纤芯直径, 为了保证光纤少模或单模工作状态就必须降低纤芯数值孔径, 而如此低的数值孔径会增大光纤对弯曲的敏感程度, 导致较大的弯曲损耗增加了光纤放大器的设计难度.

近几年, 对多芯光纤的研究逐渐受到了关注^[8—10]. 多芯光纤的优势在于通过增加内包层中的纤芯数量就可以增大有效面积, 从而提高了诸如受激布里渊散射和受激拉曼散射等非线性效应的阈值, 因此有助于提升单频大功率光纤放大器的输出

* 国家自然科学基金(批准号: 60477017)和北京市自然科学基金(批准号: 4052023)资助的课题.

[†] E-mail: xzwangchuncan@126.com

功率.多芯光纤中每一个纤芯均工作在单模状态,通过相互耦合形成多个模式,根据耦合模理论可以得到与纤芯数量相同的模式总数^[8],如7芯和19芯光纤中分别存在7个和19个模式.传输常数最大的模式在每个纤芯中的复振幅具有相同的相位,所以称为同相位模式,其对应的光束质量因子 M^2 接近极限1,与其他几个模式相比具有最好的光束质量.所以,对于多芯光纤激光器和放大器应该尽量提高输出功率中同相位模式的比例,从而确保更好的光束质量.最近,实验证明利用高斯光束作为种子源可以最大限度激励同相位模式,通过19芯光纤放大器获得重复速率为5 kHz,能量为0.65 mJ, M^2 为1.5的脉冲信号,而同相位模式的 M^2 理论值为1.29,说明输出信号中同相位模式占据了主要部分^[10],这也为大功率单频多芯光纤放大器的研究提供了实验基础.本文针对大功率单频多芯光纤放大器中受激布里渊散射进行了数值模拟和分析.首先建立了多芯光纤放大器包含抽运光、信号光和Stokes信号的速

率方程组,考虑温差对受激布里渊散射增益系数的影响.然后对速率方程组和温度分布方程组利用数值方法进行精确求解.针对不同抽运方式和对流系数条件下,综合考虑光纤粒子掺杂密度和光纤长度等因素对受激布里渊散射抑制的影响,分析比较了单芯和多芯光纤放大器中的受激布里渊散射增益和温度分布,得出一些对实际设计工作有一定指导意义的结论.

2. 理论模型

文献[9]针对多芯光纤给出了描述抽运光、信号光和反转粒子密度的速率方程组,文献[11]给出了普通单芯光纤放大器中描述抽运光、信号光、Stokes光和上能级反转粒子密度的速率方程组,没有考虑温度对受激布里渊散射的影响.本文在文献[9,11]的基础上考虑了温差对受激布里渊散射增益系数的影响^[5],得到了以下速率方程组:

$$\frac{N_{2j}(z)}{N} = \frac{[\frac{P_p^+(z) + P_p^-(z)}{h\nu_p A_{co}}] \Gamma_{ap} \Gamma_p}{[\frac{P_p^+(z) + P_p^-(z)}{h\nu_p A_{co}}] (\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) \Gamma_p} + \frac{\sum_{i=1}^m \frac{\Gamma_{ij} \sigma_{as} P_{si}^+(z)}{h\nu_s A_{co}} + \frac{P_{Stokes}^-(z) \sigma_{aStokes} \Gamma_{mj}}{h\nu_{Stokes} A_{co}}}{[\frac{P_p^+(z) + P_p^-(z)}{h\nu_p A_{co}}] (\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) \Gamma_p} + \frac{1}{\tau} + \frac{\sum_{i=1}^m \frac{\Gamma_{ij} (\sigma_{as} + \sigma_{es}) P_{si}^+(z)}{h\nu_s A_{co}} + \frac{P_{Stokes}^-(z) (\sigma_{aStokes} + \sigma_{eStokes}) \Gamma_{mj}}{h\nu_{Stokes} A_{co}}}{[\frac{P_p^+(z) + P_p^-(z)}{h\nu_p A_{co}}] (\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) \Gamma_p} \quad (1)$$

$$\pm \frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = \sum_{j=1}^n \Gamma_{pj} [(\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) N_{2j}(z) - \sigma_{ap} N] P_p^\pm(z) - \alpha_p P_p^\pm(z), \quad (2)$$

$$\frac{dP_{si}^+(z)}{dz} = \sum_{j=1}^n \Gamma_{ij} [(\sigma_{es} + \sigma_{as}) N_{2j}(z) - \sigma_{as} N] P_{si}^+(z) - \alpha_s P_{si}^+(z) \quad (i = 1, \dots, m-1), \quad (3)$$

$$\frac{dP_{sm}^+(z)}{dz} = \sum_{j=1}^n \Gamma_{mj} [(\sigma_{es} + \sigma_{as}) N_{2j}(z) - \sigma_{as} N] P_{sm}^+(z) - \alpha_s P_{sm}^+(z) - g_B (P_{Stokes}^- + P_N) P_{sm}^+(z) A_{eff}, \quad (4)$$

$$\frac{dP_{Stokes}^-(z)}{dz} = - \sum_{j=1}^n \Gamma_{mj} [(\sigma_{eStokes} + \sigma_{aStokes}) N_{2j}(z) - \sigma_{aStokes} N] P_{Stokes}^-(z) + \alpha_{Stokes} P_{Stokes}^-(z) - g_B (P_{Stokes}^- + P_N) P_{sm}^+(z) A_{eff}, \quad (5)$$

$$P_N = h\nu_s \Delta\nu_s, \quad (6)$$

$$g_B = \frac{g_I [\Gamma + C_q \Delta T(z)]}{[\Gamma + C_q \Delta T(z)]^2 + 4 [C_f (\Delta T(L) - \Delta T(z)) - f]^2}. \quad (7)$$

这里 N_{2j} 和 N 分别是上能级Yb粒子密度和掺杂Yb粒子的密度; P_p^\pm 表示沿 $+z$ 和 $-z$ 方向的抽运功率, P_{si}^+ 表示沿 $+z$ 方向的第 i 个模式的信号功率, i 和 j 分别表示模式和纤芯的序号, m 和 n 分别对应最大值,其中第 m 个模式,即 P_{sm}^+ 为同相位模式; P_{Stokes}^- 表示沿 $-z$ 方向上Stokes信号功率,因为可以

通过优化种子光源最大限度激励同相位模式,使得多芯光纤放大器中的同相位模式功率远远大于其他模式功率,所以在方程(4)和(5)中只需要考虑Stokes信号功率与同相位模式信号功率的耦合; $\Gamma_p = A_{co}/A_{cl}$ 是抽运功率填充因子,其中 A_{co} 和 A_{cl} 分别是纤芯和内包层的面积; Γ_{ij} 为第 j 个纤芯中含有第 i

个模式信号功率的比例,其中 Γ_{mj} 表示第 j 个纤芯中含有同相位模式信号功率的比例; $\sigma_{ap}(\sigma_{ep})$, $\sigma_{as}(\sigma_{es})$ 和 $\sigma_{aStokes}(\sigma_{eStokes})$ 分别表示抽运光、信号光和 Stokes 信号的吸收(发射)截面积; ν_p , ν_s 和 ν_{Stokes} 是抽运光、信号光和 Stokes 信号光频率,因为信号光和 Stokes 光的频率近似相等,所以两者的发射和吸收截面积也近似相等; h 为普朗克常量; A_{eff} 为纤芯有效面积; α_p , α_s 和 α_{Stokes} 表示抽运光、信号光和 Stokes 信号的衰减系数; P_N 表示自发布里渊散射功率,为有效的受激布里渊散射输入功率^[11], $\Delta\nu_s$ 为信号线宽; g_B 表示受激布里渊散射增益系数; g 和 Γ 分别为室温下受激布里渊散射峰值增益系数和增益带宽; C_q 和 C_f 为温度系数; f 表示在 $z=L$ 处产生的 Stokes 光频率与受激布里渊散射中心频率的差值,当 $f=0$ 时,表示 Stokes 信号光位于中心频率上; $\Delta T(z)$ 表示沿 z 轴方向光纤与外界的温度差, $\Delta T(L) - \Delta T(z)$ 表示以 $z=L$ 为基准点计算光纤沿 z 轴的温度变化,显然温差越大 g_B 越小。

图 1 给出了 19 芯光纤的截面示意图,其中 a 为纤芯半径,取 $3.5 \mu\text{m}$; d 为纤芯间距,取 $11 \mu\text{m}$; b 为包层半径,取 $200 \mu\text{m}$,纤芯数值孔径为 0.065。

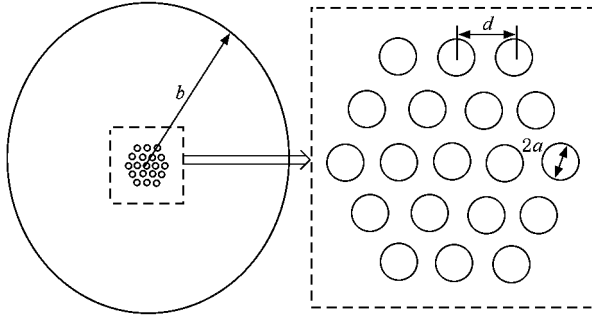


图 1 19 芯光纤纤芯结构示意图

多芯光纤中温度分布可以由下列方程组描述^[6]:

$$\nabla \cdot \kappa \nabla T(r, \varphi, z) = -Q(z), \quad (8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=b} = \frac{H}{\kappa} [T_h - T(r=b)], \quad (9)$$

$$Q(z) = \frac{\beta \Gamma [P_p^+(z) + P_p^-(z)]}{\pi b^2}, \quad (10)$$

$$\Delta T(z) = T(z) \Big|_{r=0} - T_h. \quad (11)$$

这里 κ 为热导率,取 $\kappa = 1.38 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \text{ K}^{-1}$; T_h 为环境温度,取 $T_h = 300 \text{ K}$; H 为对流系数,表示光纤外表面与空气之间对流传热的强烈程度; Q 为热量; β 为

抽运光吸收系数; η 为抽运功率转化为热的比例,其表达式为

$$\eta \approx \frac{\lambda_s - \lambda_p}{\lambda_s}, \quad (12)$$

其中 λ_s 和 λ_p 分别为信号光和抽运光的波长。

分析方程(5)可以看出,受激布里渊散射增益 G 来源于两部分:方程右边第一项、第二项表示放大器增益介质的放大作用(包含衰减);第三项表示受激布里渊散射的作用。Stokes 信号的增长是由光纤中的自发布里渊散射功率发展起来的,其功率沿 $-z$ 方向呈指数上升趋势,则受激布里渊散射增益 G 表达式为^[11,12]

$$G = \ln \left[\frac{P_{Stokes}^-(0)}{P_N} \right], \quad (13)$$

其中 $P_{Stokes}^-(0)$ 为 $z=0$ 处 Stokes 信号输出功率。

3. 数值计算与分析

3.1. 温度分布的计算

精确计算方程组(8)–(12)得到多芯光纤的温度分布是求解方程组(1)–(7)的关键,对于单芯光纤的温度分布可以找到近似解析表达式^[6,7],而多芯光纤由于结构复杂很难求出解析解,本文利用有限元法求解温度分布方程组。

假设抽运功率为 500 W,抽运光吸收系数 $\beta = 0.26 \text{ m}^{-1}$, $\lambda_s = 1.08 \mu\text{m}$, $\lambda_p = 0.976 \mu\text{m}$, $H = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ 。图 2(a)(b)分别给出了 7 芯和 19 芯光纤横截面温度分布三维视图,图 2(c)给出了光纤横截面内温度沿直径方向上的分布。需要指出的是,尽管温度从光纤中心处向外递减,但是下降的幅度很小,光纤横截面内温度可以近似为均匀分布,所以在求光纤轴向温差 $\Delta T(z)$ 时,选取光纤中心位置的温度计算。

3.2. 速率方程组的计算

求解速率方程组的步骤为首先求出多芯光纤内各个模式的模场分布,然后计算参数 Γ_{ij} ,最后求解微分方程组。

本文利用有限元法计算多芯光纤的模场分布。图 3 为 7 芯光纤中的一些主要模式,模式序号是按照传输常数由小到大的顺序排列的,其中模式 7 为同相位模式。图 4 为 19 芯光纤中一些模式的模场分布,其中模式 19 为同相位模式。从图 3 和图 4 可以

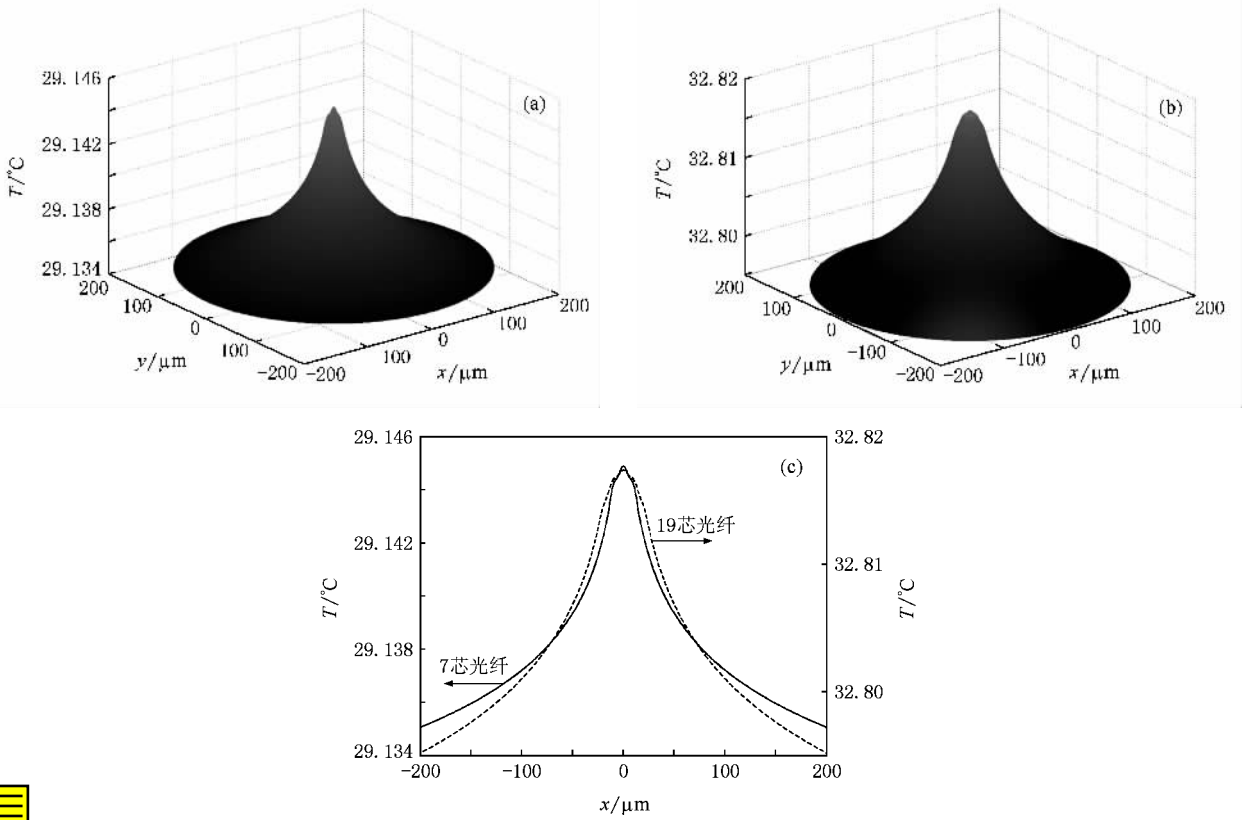


图2 7芯和19芯光纤中温度在横截面内的分布 (a)7芯光纤中温度在横截面内的分布 (b)19芯光纤中温度在横截面内的分布, (c)7芯和19芯光纤中温度沿 x 轴的分布

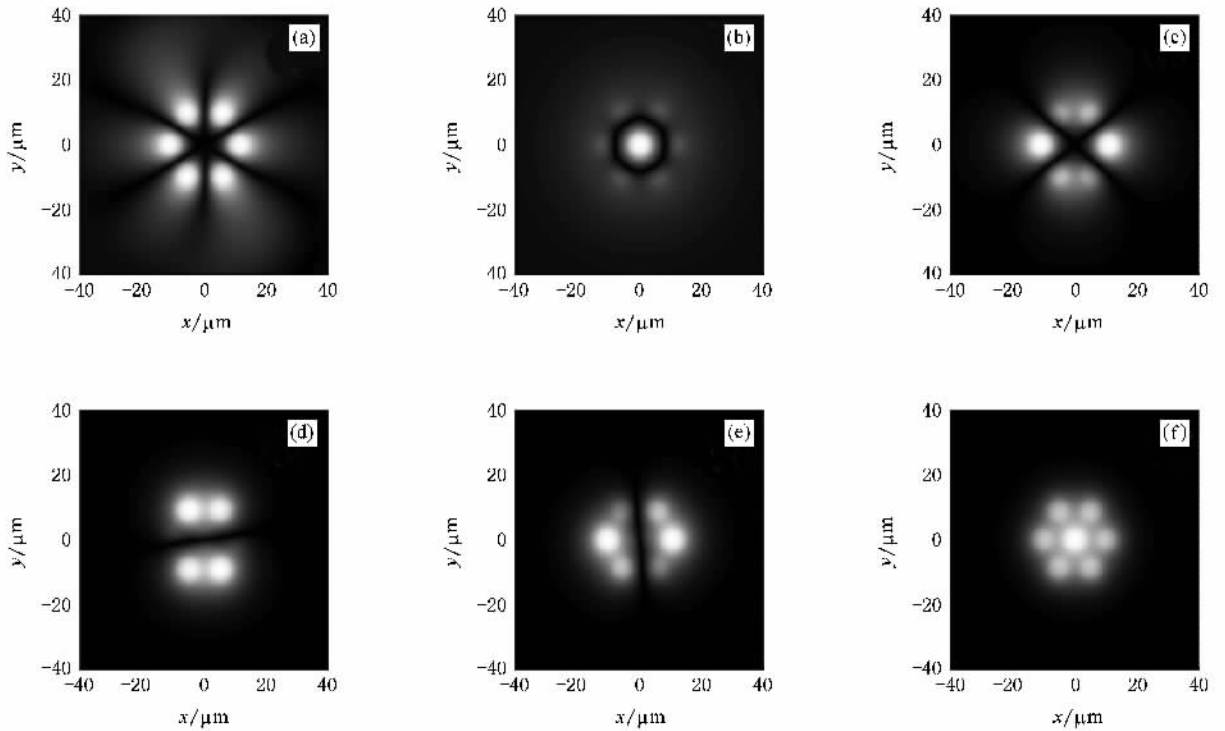


图3 7芯光纤中的一些主要模式 (a)模式1 (b)模式2 (c)模式3 (d)模式5 (e)模式6 (f)模式7

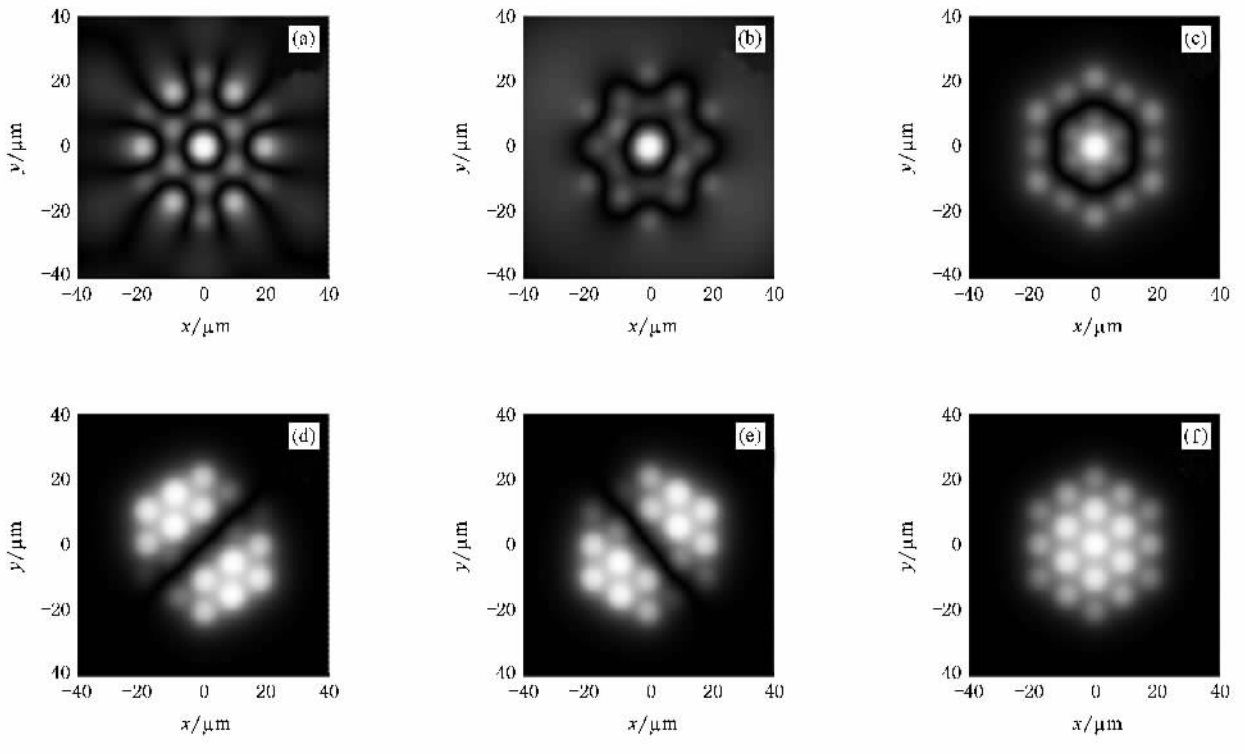


图4 19芯光纤中的一些主要模式 (a)模式1 (b)模式7 (c)模式14 (d)模式17 (e)模式18 (f)模式19

看出,在同相位模式中在中心纤芯处亮度最高,并且由内向外逐层变暗,这说明模场振幅在中心纤芯处最大且由内向外逐层递减。

3.3. 抽运方式和对流系数对增益 G 的影响

图5(a)~(d)分别给出了前向和后向抽运方式下7芯和19芯光纤中增益 G 与抽运功率的关系,其中不同曲线分别对应不同的对流系数 H ,水平虚线代表受激布里渊散射阈值 $G_{th} = 2I^{[12]}$. 计算取光纤长度 $L = 6$ m,其余参数见表1。

从图5可以看出,在抽运功率相同的条件下, G

随 H 减小而降低.其原因主要是降低对流系数,即减弱光纤表面与空气间的对流会增加光纤纵向温差,由方程(7)可知,温差的增加会减小受激布里渊散射增益系数 g_B ,从而导致增益 G 的降低.从图5还可以看出,在相同的抽运功率和对流系数条件下,19芯光纤在抑制受激布里渊散射方面有明显的优势.其原因主要是19芯光纤的有效面积 A_{eff} 大于7芯光纤的有效面积, A_{eff} 分别为 $1.52 \times 10^{-9} \text{ m}^2$ 和 $5.47 \times 10^{-10} \text{ m}^2$,而由方程(5)可知, A_{eff} 增大会降低单位面积上信号光的功率密度,削弱了两者的耦合.比较两种抽运方式下的增益 G 可以看出,对于7芯

表1 用于数值仿真的参量取值

参量	取值	资料来源	参量	取值	资料来源
λ_p/nm	976	文献[13]	$\Delta\nu_s/\text{kHz}$	60	文献[4]
λ_s/nm	1080	文献[13]	$\alpha_s/10^{-3} \text{ m}^{-1}$	5	文献[13]
$\sigma_{ap}/10^{-24} \text{ m}^2$	2.0	文献[13]	$\alpha_p/10^{-3} \text{ m}^{-1}$	5	文献[13]
$\sigma_{ep}/10^{-24} \text{ m}^2$	1.99	文献[13]	$N/10^{26} \text{ m}^{-3}$	5	文献[13]
$\sigma_{as}/10^{-27} \text{ m}^2$	3	文献[13]	$\tau/10^{-3} \text{ s}$	0.8	文献[13]
$\sigma_{es}/10^{-25} \text{ m}^2$	4.0	文献[13]	$C_q/\text{MHz} \cdot \text{K}^{-1}$	-0.2	文献[5]
$C_p/\text{MHz} \cdot \text{K}^{-1}$	2	文献[5]	Γ/MHz	40	文献[5]
$g/10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$	4.0	文献[5]	$h/10^{-34} \text{ Js}$	6.626176	文献[13]

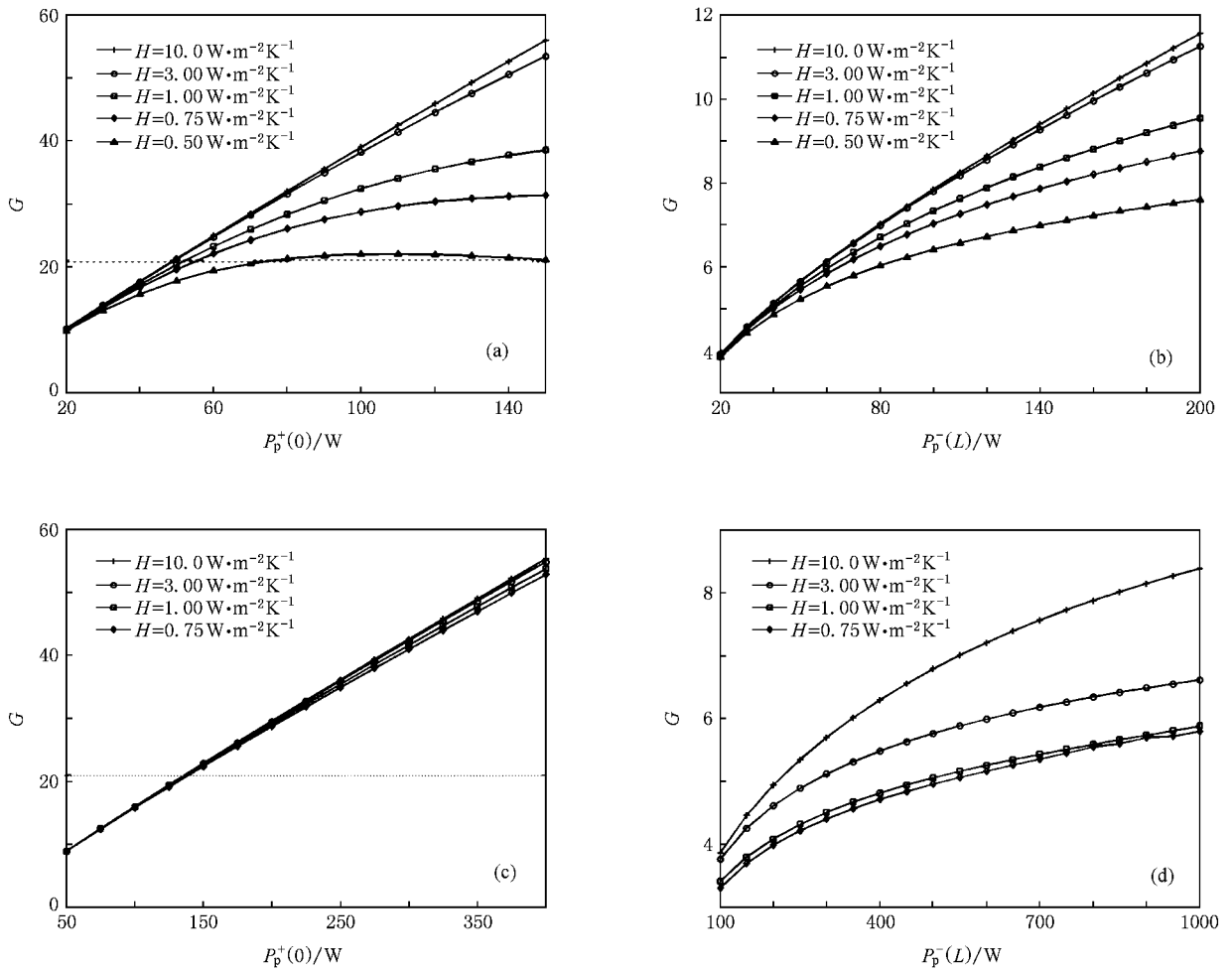


图 5 增益 G 随抽运功率的变化趋势 (a) 19 芯光纤放大器前向抽运方式 (b) 19 芯光纤放大器后向抽运方式 (c) 19 芯光纤放大器前向抽运方式 (d) 19 芯光纤放大器后向抽运方式. (a) 和 (c) 中水平虚线表示 $G_{th} = 21$

和 19 芯光纤放大器在前向抽运方式下达到受激布里渊散射增益阈值 G_{th} 时的抽运功率分别小于 80 和 150 W. 从图 5 (b) 和 (d) 可以看出, 采用后向抽运方式后大大降低了增益 G . 为了分析原因, 图 6 对两种抽运方式下同相位模式功率沿光纤的分布进行了比较. 从图 6 可以看出, 前向抽运方式下的信号光功率几乎在整个光纤段上都要高于后向抽运方式下的信号光功率, 这就导致了更多的信号光能量转移到 Stokes 波中.

在高功率光纤放大器中, 由于自发辐射和后向瑞利散射^[14]等因素所造成的噪声会增大 Stokes 初始功率, 因此有必要了解 Stokes 初始功率的改变对受激布里渊散射增益的影响. 从图 7 (a) 可以看出, 随着 Stokes 初始功率的增大出现了增益饱和^[12], 即在抽运功率不变的情况下, 增加 Stokes 初始功率会使净增益 G 减小. 对于 $P_{Stokes}^-(L) = P_N \times 10^4$, 当抽运

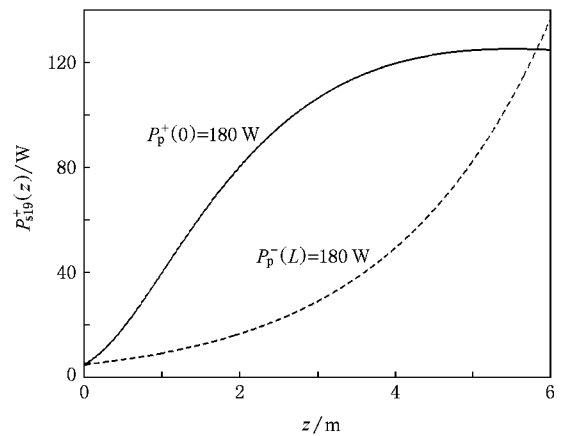


图 6 对比两种抽运方式条件下 19 芯光纤放大器中同相位模式功率沿光纤的分布 实线为前向抽运, 短划线为后向抽运, $N = 5 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $H = 1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$

功率大于 250 W 时 Stokes 功率迅速增加, 随着抽运

功率的增加同相位模式功率增长变缓,当抽运功率大于 340 W 时 Stokes 转移了 18% 以上的抽运功率,使得同相位模式输出功率减小.因此,在设计光纤放大器时需要种子光源先进行预放大,再注入主功率放大器以降低自发辐射噪声,另外光纤输出端面应磨抛成 8° 斜面以减少端面的信号反射^[4].

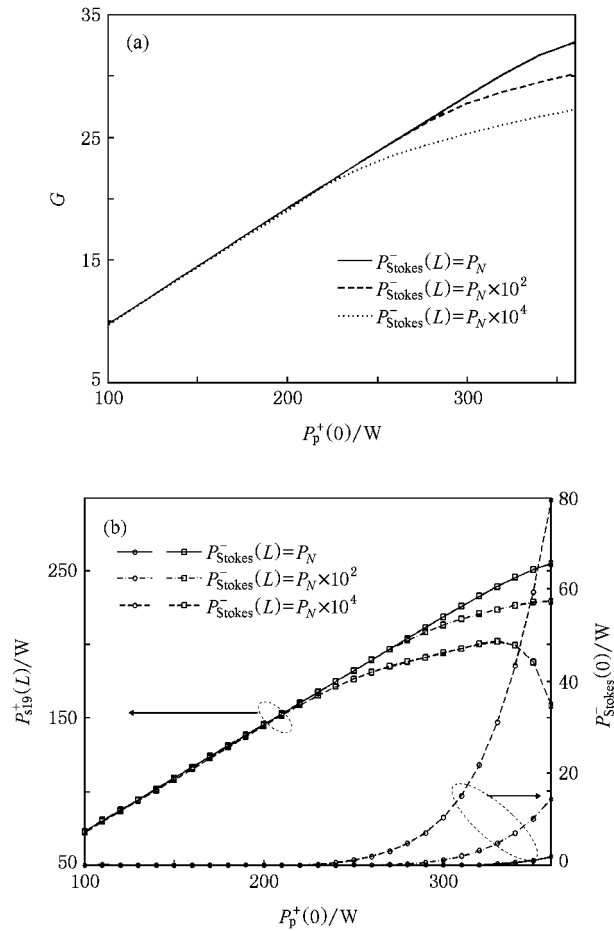


图 7 不同 Stokes 初始功率条件下,增益 G 、同相位模式和 Stokes 输出功率随抽运功率的变化趋势.采用前向抽运方式, $N = 3 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$, $H = 1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. (a) 增益 G 随抽运功率的变化 (b) 同相位模式和 Stokes 输出功率随抽运功率的变化

3.4. 粒子掺杂密度和光纤长度对增益 G 的影响

图 8 给出了 19 芯光纤放大器中同相位模式输出功率 $P_{\text{sig}}^+(L)$ 和增益 G 随光纤长度变化的趋势,其中对流系数 $H = 1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ K}^{-1}$,采用后向抽运方式.从图 8 (a)可以看出, $P_{\text{sig}}^+(L)$ 随光纤长度的增加而增大,达到最大值后缓慢递减. $P_{\text{sig}}^+(L)$ 为最大值时的光纤长度为最佳光纤长度 L_{opt} .研究表明 L_{opt} 主要决定于光纤的粒子掺杂密度 N .从图 8 (b)可以看出,增益 G 随光纤长度增加而增大,达到 L_{opt} 后增长

变缓.所以在选择放大器的光纤长度时,应该兼顾尽量大的斜率效率和尽量小的受激布里渊散射增益,光纤长度不应超过 L_{opt} .

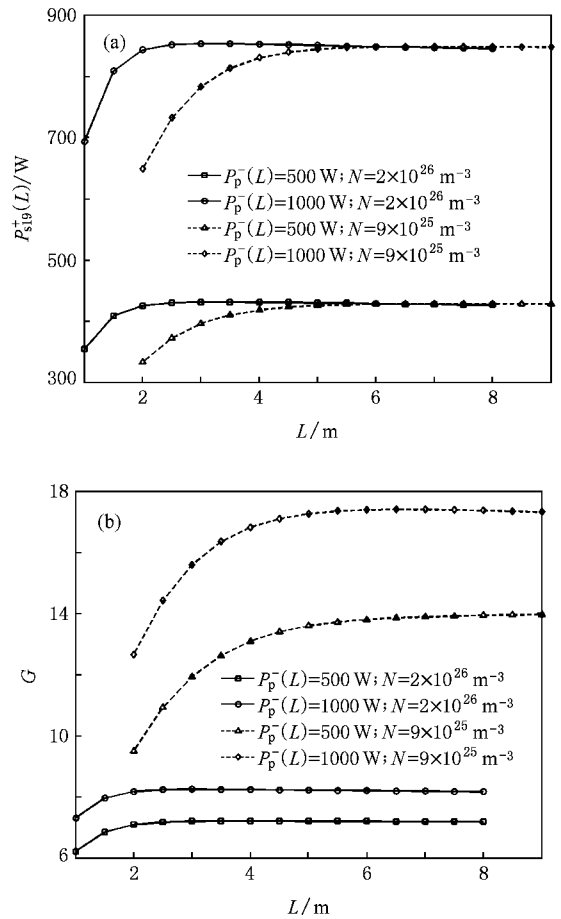


图 8 同相位模式输出功率 $P_{\text{sig}}^+(L)$ 和增益 G 随 19 芯光纤长度的变化. $H = 1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. (a) $P_{\text{sig}}^+(L)$ 随 19 芯光纤长度的变化趋势 (b) 增益 G 随 19 芯光纤长度的变化趋势.不同曲线对应不同的抽运功率和粒子掺杂密度

为了进一步分析粒子掺杂密度、最佳长度、增益 G 与同相位模式输出功率的关系,图 9 给出了一定范围内变化的光纤粒子掺杂密度所对应最佳光纤长度的条件下,功率 $P_{\text{sig}}^+(L)$ 变化趋势的三维视图.从图 9 可以看出,在相同的抽运功率条件下,增加掺杂粒子密度可以提高信号输出功率,从而增加了光纤放大器的斜率效率^[15].图 10 显示了一定范围内变化的光纤粒子掺杂密度所对应最佳光纤长度的条件下增益 G 的变化趋势.从图 10 可以看出,随着掺杂密度 N 从 $6 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ 增大到 $3 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$,最佳光纤长度 L_{opt} 从 10 m 减小到 2 m.值得注意的是,对应不同的抽运功率 400, 600, 800 和 1000 W,增益 G 分别

从 18.01, 22.61, 25.85 和 28.14 下降到 5.58, 6.07, 6.41 和 6.67. 这主要是因为增大掺杂密度一方面增加了抽运功率的吸收系数 β , 使得光纤纵向温差增大从而降低了受激布里渊散射的增益系数, 另一方面随着掺杂密度的增加, 光纤可以以更短的长度充

分吸收抽运光, 使得最佳光纤长度 L_{opt} 变小, 减少了信号光与 Stokes 信号的相互作用长度, 从而有效抑制了受激布里渊散射. 因此在设计光纤放大器时, 从抑制受激布里渊散射和提高放大器的斜率效率方面均宜选用粒子掺杂密度较高的光纤.

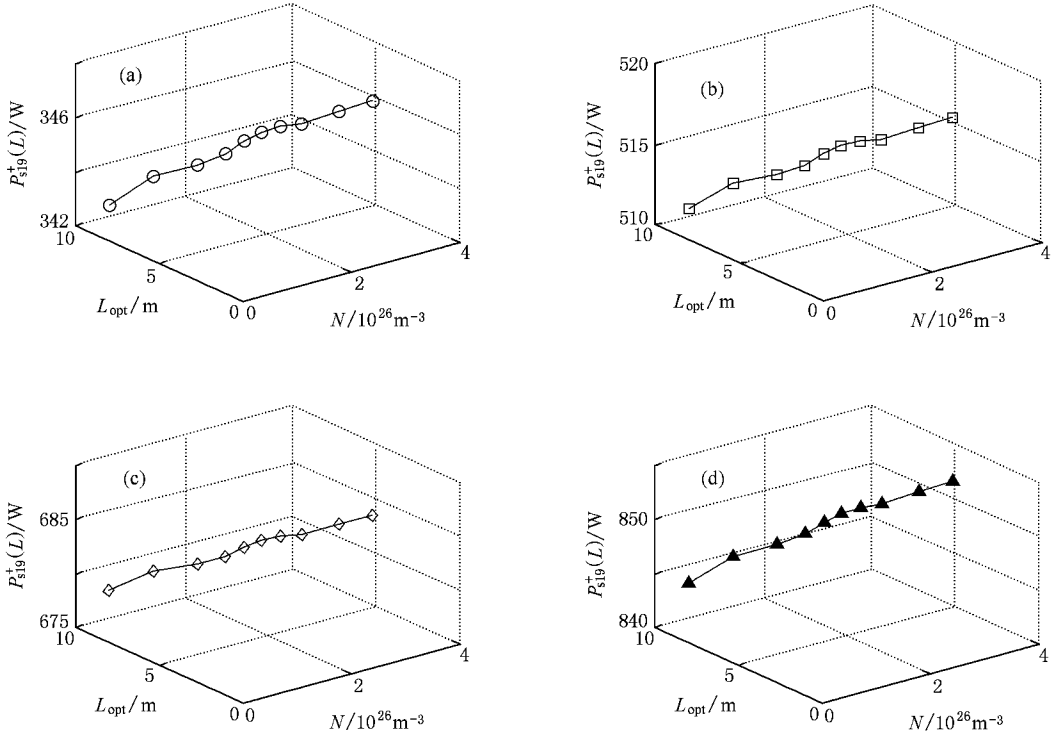


图 9 在一定范围内变化的光纤掺杂密度所对应最佳光纤长度 L_{opt} 的条件下功率 $P_{s19}^+(L)$ 的变化趋势 (a) $P_p^-(L) = 400 W$, (b) $P_p^-(L) = 600 W$, (c) $P_p^-(L) = 800 W$, (d) $P_p^-(L) = 1000 W$

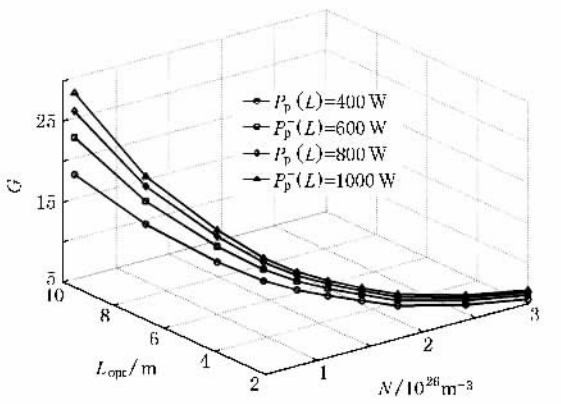


图 10 在一定范围内变化的光纤掺杂密度所对应最佳光纤长度 L_{opt} 的条件下增益 G 的变化趋势

3.5. 单芯和 19 芯光纤放大器的比较

速率方程组 (1) — (7) 同样适合于普通单芯光纤放大器的受激布里渊散射分析. 本文取文献 [4] 中的实验参数进行了计算, 与文献 [5] 解析模型所

得结果相一致, 如图 11(a) (b) 所示, 其中单芯光纤长度为 6.5 m. 图 11(c) (d) 给出了 19 芯光纤放大器中增益 G 和最高温度 T_{max} (即 $z = L$ 位置上的光纤温度) 随抽运功率的变化, 为了与文献 [4] 作比较, 取 19 芯光纤的掺杂密度 $N = 9.38 \times 10^{25} m^{-3}$, 则 $L_{opt} = 6.5 m$. 通过比较单芯和 19 芯光纤放大器中的增益 G 和最高温度 T_{max} 可以看出, 单芯光纤放大器虽然在抽运功率小于 2000 W 的范围内增益 G 均小于 G_{th} , 但是当抽运功率大于 1000 W 时, 光纤最高温度均在 100 °C 以上. 当抽运功率达到 2000 W 时, 最高温度在 180—600 °C 之间, 而光纤表面涂层在如此高的温度下会遭到严重破坏, 从而缩短了光纤的使用寿命. 从图 11(c) (d) 可以看出, 19 芯光纤放大器在对流系数小于 $2 W \cdot m^{-2} K^{-1}$ 时, 增益 G 均小于 G_{th} , 并且最高温度都在 130 °C 以下, 这给光纤放大器输出功率的提升提供了较大空间.

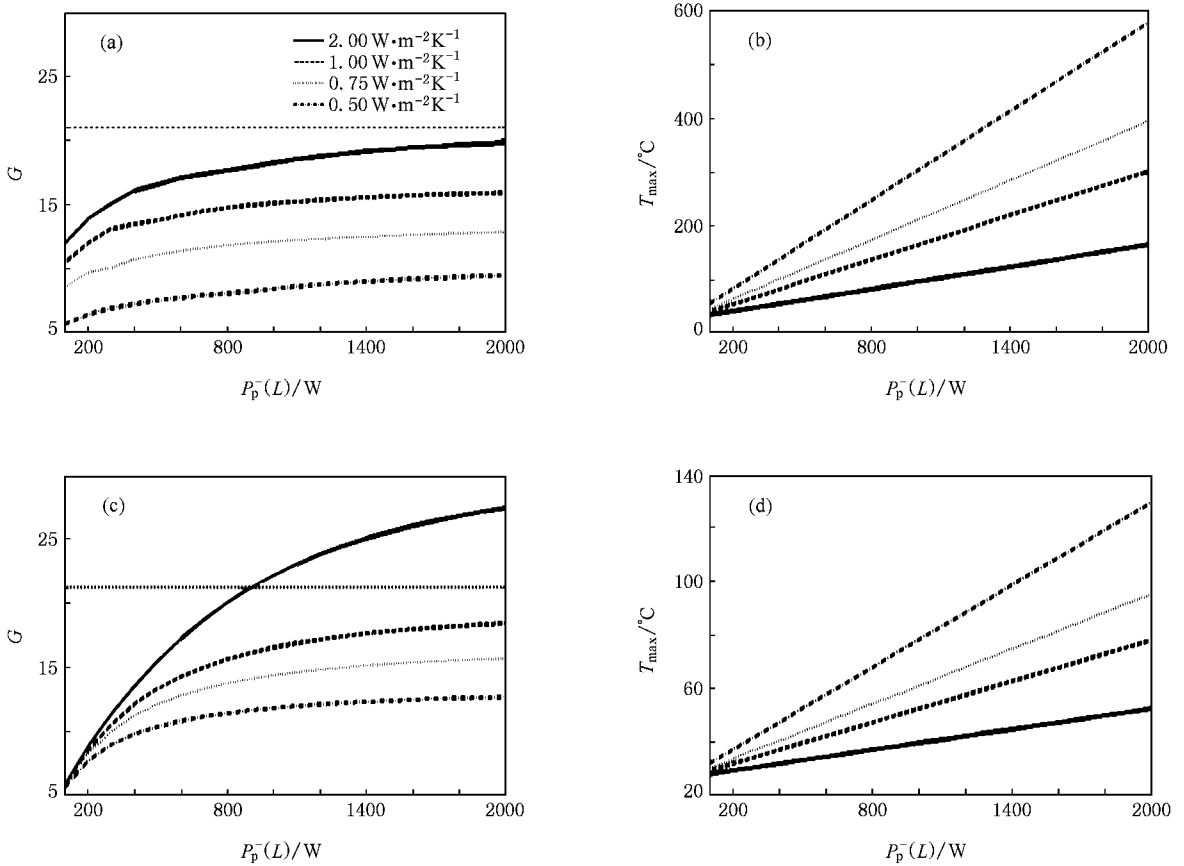


图 11 单芯和 19 芯光纤放大器中增益 G 和最高温度 T_{\max} 随抽运功率的变化 (a) 单芯光纤放大器中增益 G 随抽运功率的变化, (b) 单芯光纤放大器中 T_{\max} 随抽运功率的变化 (c) 19 芯光纤放大器中增益 G 随抽运功率的变化 (d) 19 芯光纤放大器中 T_{\max} 随抽运功率的变化。(a) 和 (c) 中的水平虚线表示 $G_{\text{th}} = 21$

4. 结 论

本文针对多芯光纤放大器完善了描述抽运光、信号光和 Stokes 信号的速率方程组, 考虑了温差对受激布里渊散射的影响, 利用数值方法精确求解速率方程组和温度分布方程组, 分析比较了在前向抽运方式、后向抽运方式以及不同对流系数的条件下, 受激布里渊散射增益 G 与抽运功率的关系。结果表明, 后向抽运方式在抑制受激布里渊散射方面具有

明显优势, 减小对流系数 H 即减弱光纤表面的散热强度能够增大光纤纵向温差, 从而有助于抑制受激布里渊散射。通过对光纤掺杂粒子密度 N 、最佳光纤长度 L_{opt} 、同相位模式输出功率 $P_{\text{si}9}^+(L)$ 和增益 G 的综合分析表明, 提高光纤掺杂密度一方面能够加强受激布里渊散射的抑制, 另一方面也有助于提高光纤放大器的斜率效率。通过对单芯和 19 芯光纤放大器的分析比较可以发现, 19 芯光纤放大器在确保增益 G 小于 G_{th} 的前提下具有较低的温度, 因此对进一步提升输出功率提供了更大空间。

- [1] Jeong Y, Sahu J K, Payne D N, Nilsson J 2004 *Electron. Lett.* **40** 470
 [2] Ge Z M, Liu Z W, Cai J W, Ao S Y, Luo Y H 2006 *Chin. Phys.* **15** 2343
 [3] Liem A, Limpert J, Zellmer H, Tünnemann A 2003 *Opt. Lett.* **28** 1537

- [4] Jeong Y, Nilsson J, Sahu J K, Soh D B S, Alegria C, Dupriez P, Codemard C A, Payne D N, Horley R, Hickey L M B, Wanzczyk L, Chrysson C E, Alvarez-Chavez J A, Turner P W 2005 *Opt. Lett.* **30** 459
 [5] Kovalev V I, Harrison R G 2006 *Opt. Lett.* **31** 161
 [6] Zenteno L 1993 *J. Lightwave Technol.* **11** 1435

- [7] Brown D C , Hoffman H J 2001 *IEEE J. Quantum Electron.* **37** 207
- [8] Cheo P K , Liu A , King G G 2001 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13** 439
- [9] Huo Y , Cheo P K 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 2345
- [10] Huo Y , Cheo P K , King G G 2004 *Opt. Express* **12** 6230
- [11] Brilliant N A 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2551
- [12] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* (3rd ed) (San Diego : Academic) p355
- [13] Pask H M , Carman R J , Hanna D C , Tropper A C , Mackechnie C J , Barber P R , Dawes J M 1995 *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **1** 2
- [14] Oron R , Hardy A A 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 695
- [15] Huang X J , Liu Y Z , Sui Z , Li M Z , Li X , Lin H H , Wang J J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1191 (in Chinese) [黄绣江、刘永智、隋展、李明中、李 忻、林宏兔、王建军 2006 物理学报 **55** 1191]

Study on the suppression of the stimulated Brillouin scattering in high-power single-frequency multicore fiber amplifier^{*}

Wang Chun-Can[†] Zhang Fan Tong Zhi Ning Ti-Gang Jian Shui-Sheng

(Key Laboratory of All Optical Network and Advanced Telecommunication Network of Ministry of Education ,
Institute of Lightwave Technology , Beijing Jiaotong University , Beijing 100044 , China)

(Received 27 October 2007 ; revised manuscript received 19 February 2008)

Abstract

The set of differential equations for an multicore fiber amplifier with pump , signal and the first-order Stokes , taking into account effects of thermal gradient caused by heat generation , is presented. The thermal conduction equations are solved by finite element method. The influence of pump schemes , pump power , convective coefficient , initial power of Stokes , density of the rare earth dopant and fiber length on suppression of the stimulated Brillouin scattering is studied. The results show that the backward pump scheme has advantage over the forward pump scheme in suppression of stimulated Brillouin scattering. Increasing density of the rare earth dopant can lead to higher slope efficiency and shorter optimal fiber length , which can further suppress stimulated Brillouin scattering. The stimulated Brillouin scattering gain and maximum operating temperature are compared between single core fiber amplifier and 19-core fiber amplifier with the same optimal fiber length. Compared with the single core fiber amplifier , the 19-core fiber amplifier has lower maximum operating temperature , which provides more space for further increase in output power.

Keywords : fiber amplifier , stimulated Brillouin scattering , high power , finite element method

PACC : 4281W , 4265C

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60477017) and the Natural Science Foundation of Beijing , China (Grant No. 4052023).

[†] E-mail : xzwangchuncan@126.com