

文章编号: 0258-7025(2006)12-1630-06

单频大功率光纤放大器中抑制受激布里渊散射的理论分析

王春灿, 张帆, 陆玉春, 耿蕊, 童治, 宁提纲, 简水生

(北京交通大学光波所, 北京 100044)

摘要 对单频大功率光纤放大器中的受激布里渊散射(SBS)抑制问题进行了分析和模拟。建立了双包层光纤放大器的含有受激布里渊散射效应的传输方程组,并考虑了温度差对受激布里渊增益系数的影响。通过数值求解方程组研究了前向、后向和双向抽运方式下,抽运功率、对流系数、光纤长度和斯托克斯频率偏移对受激布里渊散射增益的影响。在抽运功率、对流系数和光纤长度均相同的条件下,后向抽运方式的受激布里渊增益最小;对流系数或光纤长度的减少会降低受激布里渊增益。计算了总抽运功率为1 kW,三段抽运方式下的受激布里渊增益,其结果远远大于增益阈值。因此,设计单频大功率光纤放大器宜采用后向抽运方式,尽量减小光纤外表面空气的对流速度以增加温度差,同时应该尽量缩短光纤长度。

关键词 非线性光学;单频光纤放大器;受激布里渊散射;温度效应;分布抽运

中图分类号 TN 253;O 437.2 **文献标识码** A

Study of Stimulated Brillouin Scattering Effect in High-Power Single-Frequency Fiber Amplifiers

WANG Chun-can, ZHANG Fan, LU Yu-chun, GENG Rui,

TONG Zhi, NING Ti-gang, JIAN Shui-sheng

(*Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China*)

Abstract Suppression condition of stimulated Brillouin scattering (SBS) in high-power single-frequency fiber amplifier is analyzed and simulated in this paper. The set of differential equations for an fiber amplifier with pump, signal and the first-order Stokes, taking into account effects of thermal gradients caused by heat generation, is presented. The influence of pump powers, convective coefficient, fiber lengths, and detuning of the Stokes frequency from exact SBS resonance on SBS gain (G) is studied under unidirectional and bi-directional end pumps. Compared to forward pump and bi-directional pump schemes, backward pump scheme offers the least gain (G), which can be further reduced through decreasing convective coefficient and fiber lengths. When total pump power is 1 kW, gain (G) of three-segment distributed pumping scheme is higher than the SBS gain threshold value. The results show that the backward pump scheme has advantage over other pump schemes in suppression of SBS, and the SBS is not a limiting factor to single-frequency power extraction from fiber amplifiers for a properly temperature variation and sufficiently short amplifier length.

Key words nonlinear optics; single-frequency fiber amplifier; stimulated Brillouin scattering; thermal effects; distributed pump

收稿日期: 2006-05-23; **收到修改稿日期:** 2006-08-10

基金项目: 北京自然科学基金(4052023)、北京交通大学科学技术基金(2004RC073)和北京交通大学专项研究员基金(48101)资助项目。

作者简介: 王春灿(1975—),男,江苏人,北京交通大学博士研究生,主要从事光纤激光器与光器件方面的研究。E-mail: xzwangchuncan@126.com

导师简介: 简水生(1929—),男,江西人,中国科学院院士,光纤通信及电磁兼容专家。E-mail: ssjian@center.nju.edu.cn

1 引言

大功率单频光纤激光源不同于传统的光纤激光器,具有衍射极限的光束质量,可以用于相干光束合束^[1]。另外,单频激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。由于大功率单频光纤激光源线宽(一般在 kHz~MHz 的数量级上)要小于受激布里渊散射(SBS)增益带宽(一般为几十兆赫兹)。另外,纤芯中较高的光功率密度和较长的相互作用长度等因素都预示光纤将不适合用作大功率单频激光源的增益介质,原因是光纤中受激布里渊散射会限制单频激光源的输出功率的增大。最近关于单频大功率掺镱光纤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激光输出的因素。文献[2]中抽运功率175 W,信号输出功率达到108 W,芯径为28 μm,光纤长度为9.4 m。文献[3]中的掺镱光纤(YDF)放大器在波长1060 nm处输出功率达到了264 W。受激布里渊散射被抑制的原因是光纤纵向分布中存在足够大的温差导致了受激布里渊散射增益带宽的展宽,降低了受激布里渊散射增益,从而提高了阈值功率。由此可见,定量地分析温度差与受激布里渊散射增益的关系对于大功率单频光纤放大器的设计是非常重要的。但是很少有文献针对光纤激光放大器就此问题进行理论分析。最近,V. I. Kovalev 等给出了计算

光纤激光放大器中受激布里渊散射增益的解析模型,考虑了温度差对受激布里渊散射增益的影响,针对后向抽运方式定量地分析了不同对流系数条件下抽运功率与受激布里渊散射增益的关系,并计算了不同抽运功率下的受激布里渊散射增益与频率偏移的关系^[4]。需要指出的是,文献[4]只分析了后向抽运方式,没有分析前向和双向抽运方式。本文首先建立了光纤放大器包含抽运光、信号光和斯托克斯信号的速率方程组,考虑了信号光和斯托克斯信号的相互作用,并引入了温度差对受激布里渊散射增益系数的影响。然后,利用数值方法精确求解速率方程组,针对前向抽运、后向抽运、双向抽运和分段抽运方式下的受激布里渊散射抑制进行了分析比较,得出一些对实际设计工作有一定指导意义的结论。与文献[4]相比,本文采用数值计算的方法不仅保证了计算精度不需要复杂的公式推导,并且对多种抽运方式下的受激布里渊散射抑制情况进行了比较分析。

2 理论模型

大功率单频光纤放大器的速率方程组模型需要包括抽运光、信号光、斯托克斯光和上能级反转粒子密度。本文在文献[5]的模型基础上引入温度对受激布里渊散射增益的影响,得到以下方程组

$$\frac{N_2(z)}{N} = \frac{\frac{[P_p^+(z) + P_p^-(z)]\sigma_{ap}\Gamma_p}{h\nu_p A} + \frac{P_s^+(z)\sigma_{as}\Gamma_s}{h\nu_s A} + \frac{P_{Stokes}^-(z)\sigma_{aStokes}\Gamma_{Stokes}}{h\nu_{Stokes} A}}{\frac{[P_p^+(z) + P_p^-(z)](\sigma_{ap} + \sigma_{ep})\Gamma_p}{h\nu_p A} + \frac{1}{\tau} + \frac{P_s^+(z)(\sigma_{as} + \sigma_{es})\Gamma_s}{h\nu_s A} + \frac{P_{Stokes}^-(z)(\sigma_{aStokes} + \sigma_{eStokes})\Gamma_{Stokes}}{h\nu_{Stokes} A}}, \quad (1)$$

$$\pm \frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = -\Gamma_p[\sigma_{ap}N - (\sigma_{ap} + \sigma_{ep})N_2(z)]P_p^\pm(z) - \alpha_p P_p^\pm(z), \quad (2)$$

$$\frac{dP_s^+(z)}{dz} = \Gamma_s[(\sigma_{es} + \sigma_{as})N_2(z) - \sigma_{as}N]P_s^+(z) - \alpha_s P_s^+(z) - g_B(P_{Stokes}^- + P_N)P_s^+(z)/A_{eff}, \quad (3)$$

$$\frac{dP_{Stokes}^-(z)}{dz} = -\Gamma_{Stokes}[(\sigma_{eStokes} + \sigma_{aStokes})N_2(z) - \sigma_{aStokes}N]P_{Stokes}^-(z) + \alpha_{Stokes}P_{Stokes}^-(z) - g_B(P_{Stokes}^- + P_N)P_s^+(z)/A_{eff}, \quad (4)$$

$$g_B = \frac{g\Gamma[\Gamma + C_q\Delta T(z)]}{[\Gamma + C_q\Delta T(z)]^2 + 4\{C_f[\Delta T(L) - \Delta T(z)] - f\}^2}, \quad (5)$$

$$\Delta T(z) = \frac{\alpha\eta[P_p^+(z) + P_p^-(z)]r_1^2}{2\pi r_2^3 H}, \quad (6)$$

其中 $N_2(z)$, N 分别表示反转粒子密度和掺杂粒子密度; $P_p^\pm(z)$, $P_s^+(z)$ 和 $P_{Stokes}^-(z)$ 分别表示抽运光, 信号光和斯托克斯光的功率分布; \pm 表示正向和反

向传输方向; ν_p , ν_s 和 ν_{Stokes} 分别表示抽运光、信号光和斯托克斯光的频率。 Γ_p , Γ_s 和 Γ_{Stokes} 分别为抽运光、信号光和斯托克斯光耦合进纤芯的比例;

$\sigma_{ap}(\sigma_{ep}), \sigma_{as}(\sigma_{es})$ 和 $\sigma_{aStokes}(\sigma_{eStokes})$ 分别为抽运光、信号光和斯托克斯光的吸收(发射)截面。因为信号光和斯托克斯光的频率近似相等,两者的发射和吸收截面也近似相等; τ 为自发辐射寿命; h 为普朗克常数; A_{eff} 为纤芯有效面积; A 为纤芯面积; P_N 为自发布里渊散射功率,为有效的受激布里渊散射输入功率^[5,6],表示为 $P_N = h\nu_s \Delta\nu_s$, $\Delta\nu_s$ 为信号线宽; g_B 表示受激布里渊散射的增益系数,其中 g 和 Γ 分别是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 $z = L$ 处产生的斯托克斯光频率与受激布里渊散射中心频率的差值,当 f 为 0 时,即表示斯托克斯信号光位于中心频率上,通过调整 f 大小即可计算不同频偏下的斯托克斯信号的增益。 $\Delta T(z)$ 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,显然温度差越大 g_B 越小。由此, g_B 中引入了温度变化对受激布里渊散射增益系数的影响。式(6)给出了温度的表达式,其中 α 为抽运吸收系数; r_1 和 r_2 分别表示纤芯和内包层的半径; H 为对流系数,表示光纤外表面和空气之间对流传热的强烈程度,它的大小和空气的流动状态、速度分布和温度分布等因素有关,对于空气自然对流条件下的对流系数一般小于 $10 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$,而强迫对流状态下的对流系数要大于 $10 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ 。本文要求对流系数较低,所以应该采用空气自然对流。 η 为抽运功率转化为热的比例,其表达式为

$$\eta \cong \frac{\lambda_s - \lambda_p}{\lambda_s}, \quad (7)$$

其中 λ_s 和 λ_p 分别表示信号光和抽运光的波长。有关方程(5)中参数的取值见表 1。由此,本文针对双包层光纤放大器建立了速率方程组,并引入了考虑温度差的受激布里渊散射增益系数。

表 1 掺镱光纤放大器计算参数值

Table 1 Yb-doped fiber amplifier parameters used in simulations

λ_p / nm	976	L / m	9.4
λ_s / nm	1064	$P_{\text{sin}} / \text{W}$	0.8
$\sigma_{ap} / (\times 10^{-24} \text{ m}^2)$	2.5	α / m^{-1}	0.24
$\sigma_{ep} / (\times 10^{-24} \text{ m}^2)$	2.5	η	0.08
σ_{as}	0	$C_f / (\text{MHz}/\text{K})$	2
$\sigma_{es} / (\times 10^{-24} \text{ m}^2)$	0.3	$C_q / (\text{MHz}/\text{K})$	-0.2
$r_1 / \mu\text{m}$	14	$g / (\times 10^{-11} \text{ m}/\text{W})$	4.0
$r_2 / \mu\text{m}$	200	Γ / MHz	40

分析方程(4)可以看出,受激布里渊散射的增益

G 来源于两部分:方程右边第一、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。因为斯托克斯信号光的生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 $-z$ 方向可以近似为呈指数上升趋势^[7],受激布里渊散射增益 G 表达式为

$$G = \ln \left[\frac{P_{\text{Stokes}}^-(0)}{P_N} \right], \quad (8)$$

其中 $P_{\text{Stokes}}^-(0)$ 为 $z = 0$ 处斯托克斯信号输出功率。

3 数值计算与讨论

3.1 前向抽运、后向抽运和双向抽运

采用四阶龙格库塔法结合边界条件求解方程组(1)~(5)。边界条件可以表示为

$$\begin{aligned} P_s^+(0) &= P_{\text{sin}}; & P_p^+(0) &= P_p^+; \\ P_p^-(L) &= P_p^-; & P_{\text{Stokes}}^-(L) &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

其中依次表示信号光、前向和后向抽运光,以及后向传输的斯托克斯光的边界条件, P_{sin} 表示信号光输入功率。通过图 1(a)和(b)可以看到前向和后向抽运方式下,受激布里渊散射增益 G 随抽运功率变

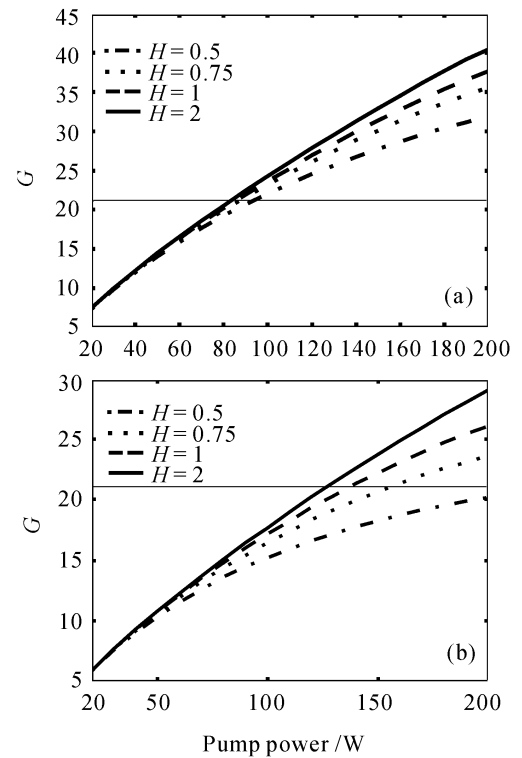


图 1 增益 G 随抽运功率的变化趋势

(H 的单位为 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$)

(a) 前向抽运方式; (b) 后向抽运方式

水平直线为 G_{th}

Fig. 1 Dependencies of G on pump power (unit of H : $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$) for forward pumps (a) and backward pumps (b). Horizontal lines show G_{th}

化的趋势,其中四条曲线分别对应不同的对流系数 H , 水平直线代表受激布里渊散射阈值 $G_{th} = 21^{[7]}$ 。计算有关放大器的参数取自文献[2], 详细情况参见表 1。图 1(b)与文献[4]的计算结果相吻合。从图 1 可以得出以下重要结论:

1) 对于两种抽运方式, G 随着抽运功率的增加也增大。其物理意义可以从影响 G 的两个因素进行分析: 抽运功率的增大一方面导致反转粒子数的增加, 从而加强了增益介质对斯托克斯信号的放大作用; 另一方面也增大了信号光功率, 这样信号光对斯托克斯信号的作用也得到加强。

2) H 越大 G 上升得越快。对于 $H = 2 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$, G 近似为线性增长。另外, 抽运功率不变情况下增加对流系数, 增益 G 明显变大。而且抽运功率越大, G 的增加值越大。其物理原因仍可以从影响 G 的两个因素进行分析: 增加 H , 即加强光纤与表面空气间的对流传热, 从温度公式(6)可以看出这将导致光纤中温度差的降低, 使得受激布里渊散射增益系数增大, 从而加强了信号光对斯托克斯信号的放大作用。

3) 比较图 1(a)与(b)可以看到, 对于相同的抽运功率, 前向抽运方式较后向抽运方式更容易达到受激布里渊散射阈值, 也就是说, 后向抽运方式下的受激布里渊散射阈值功率较高。前向抽运方式下达到受激布里渊散射阈值时的抽运功率都小于 100 W, 而对于后向抽运方式依次为: 155 W ($H = 0.75 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$); 135 W ($H = 1 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$); 125 W ($H = 2 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$)。

在实际设计放大器时, 不能采用强迫空气对流传热。因为光纤表面对流空气速度的增大会加强散热, 从而导致 H 增大。正确的方法应该是尽量减小空气对流的速度, 从而降低 H , 保证足够大的温度差以抑制受激布里渊散射。同时, 采用后向抽运较前向抽运方式更有利于抑制受激布里渊散射。

图 2 计算了两端双向抽运方式下, 抽运总功率不变(100 W (a)和 200 W (b)), 前后向抽运功率差与受激布里渊散射增益 G 的关系。四条曲线从上至下分别代表不同的对流系数 H (2, 1, 0.75 和 0.5 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$)。值得注意的是对于(a)中功率差值约为 25 W 的附近和(b)中 70 W 附近, 增益 G 对于对流系数的改变不敏感。同时也可以看出, 在(b)中, 除了 $H = 2 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ 以外, G 的最大值并不出现在前向抽运方式中, 而是在前后向抽运功率差为 70 W 的位置, (a)中也有同样的问题。所以, 在实

际设计中, 为了抑制受激布里渊散射应该尽量采用后向抽运方式, 避免前向抽运和双向抽运方式。

图 3 给出了前向和后向抽运方式, 不同抽运功率(三条曲线从上至下分别为 200 W, 160 W 和

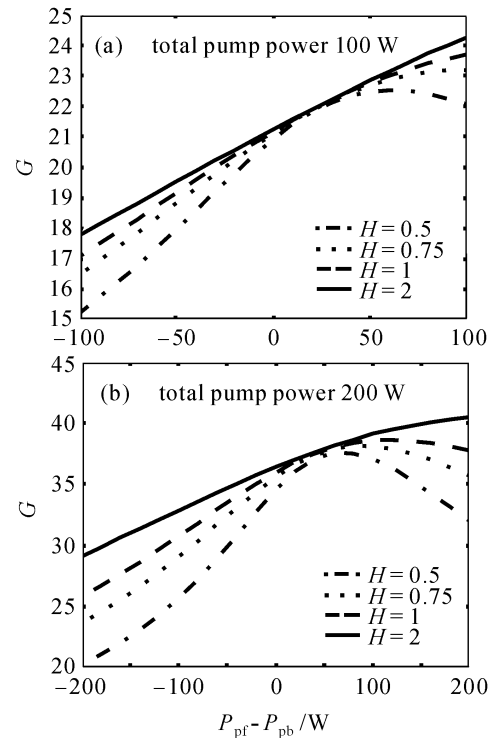


图 2 增益 G 对应前向与后向抽运功率差值的变化趋势
Fig. 2 G versus power difference between forward and backward pumps

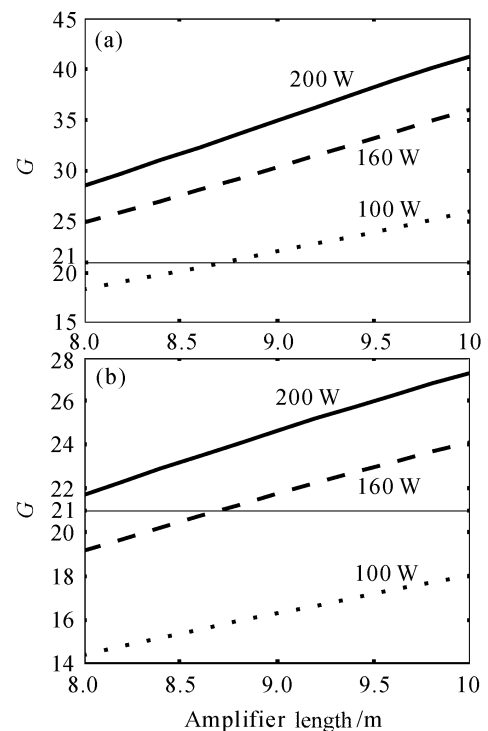


图 3 增益 G 随放大器光纤长度变化的趋势
(a) 前向抽运方式; (b) 后向抽运方式

Fig. 3 Dependencies of G on amplifier lengths for forward pumps (a) and backward pumps (b)

100 W)条件下,受激布里渊散射增益 G 随光纤长度的变化趋势。计算取 $H = 1 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$,其余参数不变。可以看出随光纤长度的增加, G 近似呈线性增长,其物理原因主要是光纤长度的增加增大了受激布里渊散射的有效作用长度^[7],从而导致 G 的增大。因此设计大功率光纤放大器时,应该尽量缩短光纤长度从而达到抑制受激布里渊散射的目的。

以上计算均取 $f = 0$,即只考虑了受激布里渊散射中心频率上的斯托克斯波分量的增益,图 4(前向抽运方式(a)和后向抽运方式(b))给出了在一定频率范围内(通过调整 f 计算实现)斯托克斯信号分量的受激布里渊散射增益 G 的变化曲线,四条曲线从上至下依次对应抽运功率:200 W,160 W,100 W 和 20 W。如图所示,最大的受激布里渊散射增益并不在 $f = 0$ 的位置,并且偏移量随抽运功率增大而增大,同时增益 G 也明显增大,比较(a)和(b)可以发现,前向抽运的受激布里渊散射增益值在相同的条件下明显大于后向抽运,这和图 1 的计算结果完全一致。

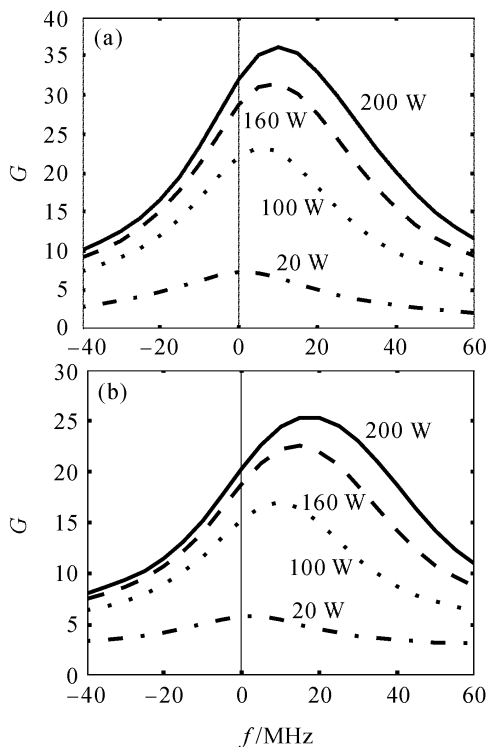


图 4 增益 G 随频移 f 的变化趋势

(a)和(b)分别对应前向和后向抽运方式

Fig. 4 Dependencies of G on frequency detuning f for forward pumps (a) and backward pumps (b)

图 5 比较了在后向抽运方式下,不同对流系数 H 所对应的增益 G 随 f 变化的趋势,功率取 200 W,其余参数不变。可以看到 G 的最大值随 H 的减小

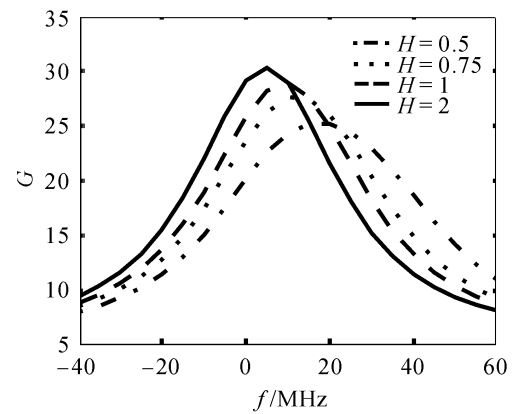


图 5 G 随频率偏移 f 变化趋势

抽运功率为 200 W

Fig. 5 G versus frequency detuning f under pump power of 200 W

而下降,并且曲线 G 的半峰值宽度也随之加宽,说明对流系数减小导致温度差加大,降低了受激布里渊散射增益峰值,同时展宽了增益带宽,从而抑制了受激布里渊散射。

3.2 分段抽运

在对前向、后向和双向抽运方式下的受激布里渊散射抑制分析的基础上可以分析分段抽运方式^[8]下受激布里渊散射的抑制情况。对于千瓦级的光纤放大器,抽运功率产生的热会带来严重的问题,比如过高的工作温度导致光纤涂层的破坏,热透镜效应^[9]导致光束质量的恶化等等。为了抑制热效应带来的性能恶化,文献[8]提出光纤侧面耦合分段抽运方式,通过合理分配每段光纤上的抽运功率和光纤段长度,使得每段光纤的最高温度相等。与端抽运方式相比,由于单个抽运点上的抽运功率减小,光纤中的最高工作温度降低,并且段数越多,最高温度越低;另外,由于分段抽运方式下的光纤长度比端抽运方式的长,所以平均温度也有所降低,从而有效地抑制了光纤中的热效应。但是,需要指出的是,文献[8]进行理论分析的前提是放大器工作在宽带信号下,以提高受激布里渊散射的阈值^[8,10],所以可以忽略斯托克斯光。但是对于窄线宽的信号光,理论分析不可忽略受激布里渊散射。

图 6 给出了总功率为 1 kW 三段抽运方式下,忽略受激布里渊散射时的温度分布情况。从输入端起抽运功率依次为:236,118,118,135,135,258 W;光纤段长度依次为:7.85,2.69,8.06 m,总长度为 18.6 m; H 为 $0.5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$,其余参数见表 1。计算显示光纤中的温度分布较为均匀。但是,对于大功率单频光纤放大器受激布里渊散射是不能忽略

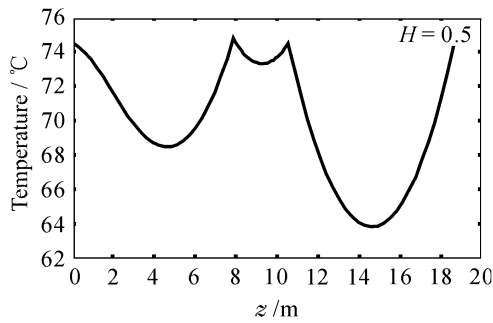


图 6 三段抽运方式下温度沿光纤的分布

Fig. 6 Temperature distributions in 26.3 m Yb-doped double-clad fiber under three-segment distributed pump and with $H = 0.5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

的,同样的抽运功率分布和光纤段长度条件下,经计算第一、二、三段的受激布里渊散射增益 G 依次为: 55.1, 60.29, 185.45 ($H = 0.5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$); 61.43, 60.6, 239.92 ($H = 1 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$)。显然,受激布里渊散射增益 G 要远远大于 G_{th} ,这将导致严重的受激布里渊散射现象。研究表明,对于宽频带信号的光纤放大器,分段抽运可以有效抑制热效应导致的性能恶化。但是,对于窄带信号光纤放大器,分段抽运将导致严重的受激布里渊散射现象。其主要原因是分段抽运与端抽运相比减小了光纤中的温度差,同时光纤长度也有所增加,利用上一小节的结果可以知道这都不利于受激布里渊散射的抑制。实际上,如何解决热效应和受激布里渊散射问题是进一步提高单频大功率光纤放大器功率输出的主要障碍之一。

4 结 论

通过数值的方法计算分析比较了前向、后向和双向抽运方式下,受激布里渊散射增益与抽运功率的关系。分析表明,后向抽运方式对于抑制受激布里渊散射较之其余两种抽运方式有优势。在实际设计放大器时,光纤的长度应该尽量短,并减小光纤与

空气间的对流传热,以保证光纤中足够大的温度差,这样有利于抑制受激布里渊散射。另外, G 随频率偏移 f 变化的结果表明,减小 H 增大温度差可以降低 G 的最大值,并且展宽受激布里渊散射增益带宽。最后,通过分析分段抽运方式下的受激布里渊散射抑制问题表明,对于窄带信号光纤放大器,分段抽运方式将导致严重的受激布里渊散射现象。

参 考 文 献

- 1 Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne *et al.*. Ytterbium doped large-core fibre laser with 1 kW of continuous-wave output power [J]. *Electron. Lett.*, 2004, **40**(8):470~471
- 2 A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer *et al.*. 100 W single-frequency maser-oscillator fiber power amplifier [J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(27):1537~1539
- 3 Y. Jeong, J. Nilsson, J. K. Sahu *et al.*. Single-frequency, single-mode, plane-polarized ytterbium-doped fiber maser-oscillator power amplifier source with 264 W output power [J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(5):459~461
- 4 V. I. Kovalev, R. G. Harrison. Suppression of stimulated Brillouin scattering in high-power single-frequency fiber amplifiers [J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(2):161~163
- 5 Nathan A. Brilliant. Stimulated Brillouin scattering in a dual-clad fiber amplifier [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, **19**(11):2551~2557
- 6 Yan Fengping, Shan Ying, Jian Shuisheng. Study on threshold power of the fiber source for the stimulated Brillouin scattering fiber optic gyros [J]. *Chinese J. Lasers*, 2000, **A27**(9):790~794
延风平,单英,简水生. 受激布里渊散射光纤陀螺中光纤光源的阈值光功率研究[J]. *中国激光*, 2000, **A27**(9):790~794
- 7 Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. 3rd ed.. San Diego: Academic Press, 2001. 355~384
- 8 Yong Wang. Heat dissipation in kilowatt fiber power amplifiers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004, **40**(6):731~740
- 9 Li Qiang, Wang Zhimin, Wang Zhiyong *et al.*. Thermal lens focal length measurement of high power lamp pumped CW Nd:YAG laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(9):1117~1120
李强,王志敏,王智勇等. 大功率连续 Nd:YAG 激光器热透镜焦距测量[J]. *中国激光*, 2004, **31**(9):1117~1120
- 10 Ge Chuanwen, Zhang Weijun, Gao Xiaoming. Illustrated description of narrow-band and broad-band stimulated Brillouin scattering process [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(8):701~704
葛传文,张为俊,高晓明. 窄线宽与宽线宽受激布里渊散射过程的图示化描述[J]. *中国激光*, 2003, **30**(8):701~704