

单模热致超大模场掺镱光纤放大器的数值研究

曹润秋 刘文博 陈金宝 陆启生

Modeling the single-mode thermally guiding very-large-mode-area Yb-doped fiber amplifier

Cao Jian-Qiu Liu Wen-Bo Chen Jin-Bao Lu Qi-Sheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 064201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.064201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.064201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

级联掺 Yb 增益光纤提高拍频信号信噪比的实验研究

Experimental study on increasing signal-to-noise ratio of a beat note by cascading an Yb-doped fiber in an Er-fiber comb

物理学报.2017, 66(2): 024206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024206>

基于压电陶瓷与光纤电光调制器双通道伺服反馈的激光相位锁定实验研究

Experimental researches of laser phase lock with dual-servo feedbacks based on the piezoelectric transducer and fiber electrooptic phase modulator

利用啁啾脉冲光谱滤波和非线性偏振旋转技术实现高稳定性和开机自启动的全光纤掺 Yb³⁺ 光纤锁模激光器

Highly stable and self-started all-fiber Yb³⁺ doped fiber laser mode-locked by chirped pulse spectral filtering and nonlinear polarization evolution

物理学报.2016, 65(21): 214207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.214207>

203W 全光纤全保偏结构皮秒掺铥光纤激光器

203 W all-polarization-maintaining picosecond thulium-doped all-fiber laser

物理学报.2016, 65(19): 194208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194208>

基于多层电介质光栅光谱合成的光束质量

Beam quality in spectral beam combination based on multi-layer dielectric grating

物理学报.2016, 65(10): 104203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.104203>

单模热致超大模场掺镜光纤放大器的数值研究*

曹润秋 刘文博 陈金宝† 陆启生

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

(2016年10月25日收到; 2016年11月8日收到修改稿)

非线性效应是限制光纤激光器功率提升的重要限制因素, 而超大模场光纤对于非线性效应的抑制具有重要意义. 热致超大模场光纤是一种新型超大模场光纤, 其利用热透镜效应实现低数值孔径波导结构, 从而在保证光束质量的前提下实现超大模场输出. 不过, 现阶段对于热致超大模场光纤激光器的研究较为有限. 本文提出了单模超大模场掺镜光纤放大器的速率方程模型, 该模型由稳态速率方程和热传导方程组成. 利用该模型, 对前向抽运单模热致超大模场光纤放大器进行了数值研究. 研究表明: 信号光模场直径随着信号光功率的增加而增加, 这体现了热致超大模场光纤在非线性效应抑制方面的优势. 研究还揭示了最佳光纤长度及其产生的物理机制, 发现最佳光纤长度与注入抽运光功率有关, 其随着注入抽运光功率的增加而减小; 不过, 当注入抽运光功率足够大时, 最佳光纤长度随注入抽运光功率变化不大. 此外, 还对输出光场的模式进行了探讨, 验证了其在保证超大模场输出的同时, 实现高斜率效率输出的可行性. 相关研究对于热致超大模场光纤放大器的设计具有指导意义.

关键词: 光纤激光器, 光纤波导, 光纤放大器

PACS: 42.55.Wd, 42.81.Qb, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.66.064201

1 引言

随着光纤激光器功率水平的不断提升, 非线性效应对于光纤激光器功率提升的限制也越显著. 现阶段, 非线性效应已经被看作是限制光纤激光器功率提升的重要因素之一^[1-7]. 而有望突破非线性效应限制的途径之一就是使用超大模场光纤^[8]. 超大模场光纤是通过增加光纤中横向模式的模场直径(或模场面积), 提升非线性效应的阈值, 从而起到抑制非线性效应的作用. 由于光纤中光场是约束在纤芯中传输的, 因此增加模场直径就需要增加纤芯直径. 但是, 纤芯直径的增加会带来一个问题, 就是模式数量的增加. 其结果会导致输出光场光束质量的下降, 影响光纤激光器输出性能的提升. 因此, 超大模场光纤需要解决的核心问题是如何在提升模场直径的前提下, 实现光场的单模或少模输出,

以保证输出光场的光束质量.

为了解决这一问题, 人们提出了多种方案, 比如: 光子晶体光纤^[9-12]、增益导引光纤^[13-15]、手性耦合纤芯光纤^[16,17]、泄漏通道光纤^[18-20]、多沟壑光纤^[21]等. 利用这些方案, 在保证单模输出的前提下, 将模场直径提升到50—100 μm . 其原理是在增加纤芯直径的前提下, 通过增加高阶模式的损耗和(或)增加低阶模式的增益, 抑制高阶模式, 从而实现基模输出. 不过, 当这些光纤作为增益光纤用于光纤激光器时, 其模场直径的增加会受到热效应的限制, 如何抑制热效应的影响就显得非常重要.

近期, 一种新型超大模场光纤——热致超大模场光纤, 受到了人们的关注. 该光纤的特点是利用热效应来实现波导结构^[22,23]. 其原理是: 在光纤激光器中, 激光产生的同时掺杂纤芯中会因为量子亏损而产生热量(即热负载), 导致纤芯中的温度升

* 国家自然科学基金(批准号: 61405249)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: kdchenjinbao@aliyun.com

高,使得纤芯中的温度远高于包层及环境的温度,这种温差会使得纤芯中的热量向外扩散,最终会在光纤中形成一个稳态的横向热分布.该热分布是温度由纤芯经内外包层到光纤边界递减.如果光纤材料的折射率随着温度的升高而升高,这种横向热分布会使得纤芯折射率的增加量大于包层折射率的增加(即热透镜效应).如果没有热分布时,纤芯折射率等于或略小于包层折射率;那么,当存在这种热分布时,就会使得纤芯折射率大于包层折射率,从而形成一种新的波导结构(称为热致波导结构),使得光场约束在纤芯中传输.

热致超大模场光纤之所以受到关注,是因为其具有以下三方面的优势:一是由于该光纤的波导结构是由热效应产生的,因此我们可以通过控制纤芯中的热效应来控制纤芯和包层之间的折射率差,使得实现超低折射率差(或数值孔径)成为可能,这有利于在模场直径提升的同时控制模式数量;二是该光纤是利用热效应实现波导结构,可以缓解热效应对模场直径提升的不利影响;三是该光纤中不存在微纳结构,这也降低了该光纤的拉制难度.

2014年,德国耶拿大学通过实验对该光纤进行了概念验证性研究(由于实验中使用的光纤纤芯折射率略小于内包层折射率,因此也称为热致导引纤芯折射率反导光纤^[22]).实验中,利用纤芯直径为42 μm的掺镱光纤,获得了模场直径为68 μm的基模输出.这不仅验证了热致超大模场光纤的可行性,更有趣的是该实验还表明:利用这种光纤实现的模场直径可以达到纤芯直径的1.5倍,这大大

弱化了纤芯直径对于模场拓展的限制,是其他方案不具备的.2015年,本课题组对该光纤的本征模式随热负载的演变特性进行了研究^[23],并根据基模有效折射率的变化,将基模的演变过程分为四个阶段,即包层约束阶段、准包层约束阶段、准纤芯约束阶段和纤芯约束阶段;分析了不同阶段的本征模式特性.不过,目前对于该光纤的研究还处于初级阶段,有很多问题还有待进一步研究,比如:作为超大模场光纤的重要应用之一,单模超大模场光纤放大器的输出特性如何?会受到哪些因素影响?这些问题目前还不够清楚,需要开展相关研究.

因此,本文对单模超大模场光纤的输出特性进行了数值研究.本文基于速率方程和热传导方程,提出了超大模场光纤放大器的数值模型;并利用该模型,数值分析了信号光功率、抽运光功率、热负载以及模场的填充因子在放大器中的演变过程.最后根据数值模拟结果,给出了超大模场光纤放大器的设计依据.

2 基模随纤芯热负载的演变过程

考虑到基模演变在单模热致超大模场光纤放大器数值研究中的重要作用,本节将对基模模场随纤芯热负载的演变过程做简要介绍(详见文献^[23]).图1给出了四种演变阶段对应的典型折射率分布和基模模场强度分布,其中, Q 表示热负载(单位:W/m).

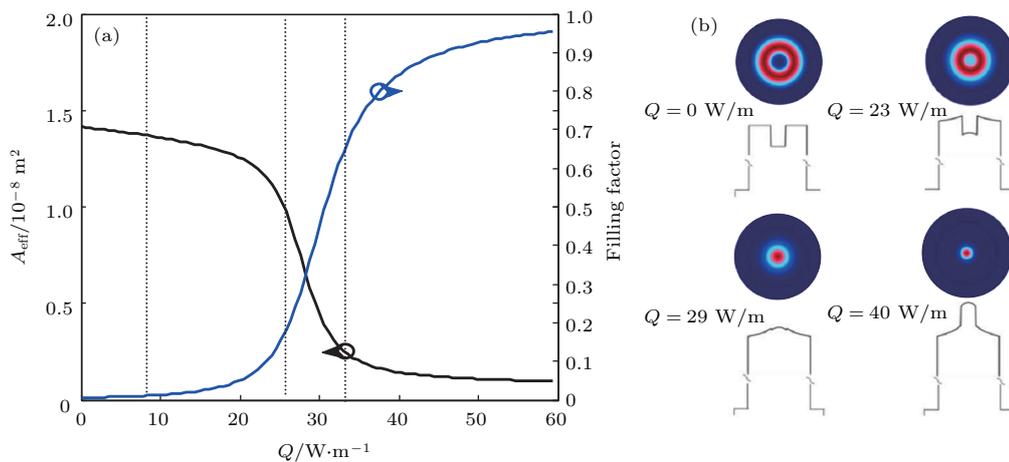


图1 (网刊彩色) 基模模场随纤芯热负载 Q 的演变过程 (a) 基模模场随纤芯热负载的演变过程; (b) 对应的典型折射率分布和基模模场强度

Fig. 1. (color online) The evolution of fundamental mode (FM) with various thermal load: (a) The variations of the FM mode filed with various thermal load; (b) the corresponding indices and power distribution.

从图 1 可以看出: 随着热负载的增加, 纤芯区域的折射率变得越来越突出, 对于光场的约束能力也越来越强. 相应地, 基模光场的强度分布也越来越向纤芯集中. 这也使得基模模场的有效模场面积随热负载的增加而减小, 而纤芯填充因子则随热负载的增加而增加. 这里, 考虑到基模光场的圆对称性, 有效模场面积 A_{eff} 和纤芯填充因子 Γ_s 可计算如下:

$$A_{\text{eff}} = 2\pi \times \frac{\left[\int I(r)r dr \right]^2}{\int I^2(r)r dr}, \quad (1)$$

$$\Gamma_s = \frac{\int_0^a I(r)r dr}{\int_0^b I(r)r dr}, \quad (2)$$

其中, $I(r)$ 表示的是基模光场强度的径向, r 表示径向坐标, a 和 b 分别表示纤芯和内包层的半径. 这里

需要注意的是, 在光纤放大器中, 纤芯填充因子与光场的增益提取是有关系的, 而增益的提取能力会影响光场在放大器中的放大特性. 纤芯填充因子越大, 意味着基模光场与纤芯的交叠越多, 越有利于增益的提取, 也就越有利于光场的放大. 因此, 填充因子随热负载的变化需要考虑在热致超大模场光纤放大器的数值模型中.

3 热致超大模场光纤放大器数值模型的建立

热致超大模场光纤放大器模型是在稳态速率方程的基础上建立起来的, 速率方程被广泛应用于光纤激光器的研究中, 能够有效分析抽运光、信号光和增益介质的能量转换过程^[24,25]. 稳态速率方程如下:

$$\frac{N_2(z)}{N} = \frac{\frac{[P_p^+(z) + P_p^-(z)]\Gamma_p\sigma_{\text{ap}}\lambda_p}{hcA} + \frac{[P_s^+(z) + P_s^-(z)]\Gamma_s\sigma_{\text{as}}\lambda_s}{hcA}}{\frac{[P_p^+(z) + P_p^-(z)](\sigma_{\text{ap}} + \sigma_{\text{ep}})\Gamma_p\lambda_p}{hcA} + \frac{1}{\tau} + \frac{[P_s^+(z) + P_s^-(z)](\sigma_{\text{as}} + \sigma_{\text{es}})\Gamma_s\lambda_s}{hcA}}, \quad (3)$$

$$\pm \frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = \Gamma_s \{ [\sigma_{\text{es}}(\lambda) + \sigma_{\text{as}}(\lambda)]N_2(z) - \sigma_{\text{as}}(\lambda)N \} \cdot P_s^\pm(z) - \alpha_s P_s^\pm(z), \quad (4)$$

$$\pm \frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = -\Gamma_p \{ \sigma_{\text{ap}}[N - N_2(z)] - \sigma_{\text{ep}} \} \cdot P_p^\pm(z) - \alpha_p P_p^\pm(z), \quad (5)$$

其中, $P_s^\pm(z)$ 和 $P_p^\pm(z)$ 分别表示信号光功率和抽运光功率随传输距离 z 的变化, 正负号表示光场的传输方向, 正号表示传输方向与 z 的正方向相同, 负号表示传输方向与 z 的正方向相反; N 表示总粒子数密度, $N_2(z)$ 表示上能级的粒子数密度; τ 表示上能级荧光寿命; λ_s 和 λ_p 分别表示信号光波长和抽运光波长; σ_{es} 和 σ_{as} 分别表示信号光波长对应的发射和吸收截面, σ_{ep} 和 σ_{ap} 分别表示抽运光波长对应的发射和吸收截面; α_s 和 α_p 分别表示信号光和抽运光的损耗; Γ_p 表示抽运光填充因子, 可近似为纤芯包层面积比; Γ_s 表示信号光填充因子, 由于本文探讨的是单模光纤激光器, 因此, 信号光的填充因子由基模光场决定, 可用(2)式计算. 这里需要注意的是, 由于在热致超大模场光纤中, 热致波导结构取决于纤芯中的热负载, 而纤芯中的热负载是由量子亏损导致的. 在光纤激光器和放大器的数值分析中, 纤芯中热负载常用吸收的抽运光功率来计

算^[26], 即

$$Q(z) = \Delta P_p(z) \times (1 - \lambda_p/\lambda_s), \quad (6)$$

ΔP_p 表示单位长度内吸收的抽运光功率, 该功率可由(5)式计算. 由于在增益光纤中, 吸收的抽运光功率是随传输距离变化的(见(5)式), 这就意味着纤芯的热负载以及由此产生的热致波导结构是随传输距离变化的. 而波导结构的变化又会导致基模光场的变化(见图 1), 基模光场的填充因子(亦即信号光填充因子)也要随之变化. 因此, 与常规双包层光纤放大器不同, 在热致超大模场光纤放大器中, 信号光的填充因子不再是一个常数, 而是随传输距离变化的. 这就要求在数值计算的过程中, 需要对每一个位置的基模光场及其填充因子进行求解, 这也大大增加了该模型数值求解的难度. 要计算基模光场, 首先需要获得光纤中的横向热分布^[27-29]. 文献[27]基于热传导方程, 对增益光纤中的热分布进行了理论研究, 并利用柱坐标, 在圆

对称散热条件下,给出了描述光纤中横向热分布的表达式,即

$$T(z, r) = \begin{cases} T_0 + \frac{Q(z)(a^2 - r^2)}{a^2 4k_{si}} + \frac{Q(z)}{2k_{si}} \ln\left(\frac{b}{a}\right) + \frac{Q(z)}{2k_{ac}} \ln\left(\frac{c}{a}\right), & 0 \leq r \leq a, \\ T_0 + \frac{Q(z)}{2k_{si}} \ln\left(\frac{b}{r}\right) + \frac{Q(z)}{2k_{ac}} \ln\left(\frac{c}{b}\right), & 0 \leq r \leq b, \\ T_0 + \frac{Q(z)}{2k_{ac}} \ln\left(\frac{c}{r}\right), & b \leq r \leq c, \end{cases} \quad (7)$$

其中, a, b_1, b_2 分别表示纤芯、内包层和外包层的半径; k_{si} 和 k_{ac} 分别表示石英和外包层介质的热传导率; T_0 表示环境温度; $Q(z)$ 即为纤芯中的热负载密度,可由(6)式给出. 这样,就可以得到光纤中的横向热分布. 这里需要注意的是,(7)式给出的是稳态热分布,这对于本文考察的连续光场的情况是适用的,如果输出光场为脉冲光场,(7)式的稳态分布是否适用需要重新考虑. 利用横向热分布,就可以得到光纤中的横向折射率分布,也就是热致波导结构[27,29],即

$$n_T(z, r) = n_0(r) + \Delta n_T(z, r) = n_0(r) + \beta[T(z, r) - T_0], \quad (8)$$

其中, $n_0(r)$ 表示没有热负载时的热值超大模场光纤的横向折射率分布, β 表示石英的热光系数. 得到了热致波导结构,就可以计算光纤中的基模光场. 在本模型中,假设热致波导结构满足光场的绝

热传输条件,因此光纤中的基模光场可由局域基模光场(即对应于热致波导结构的本征基模光场)表示[26,29],该光场可以利用有限元方法计算得到[26]. 再利用光场分布和(2)式,就可以得到信号光填充因子. 利用填充因子求解速率方程,就可以得到信号光和抽运光在热致超大模场光纤中的功率变化以及放大器的输出特性. 该模型的数值计算程序流程图如图2所示. 虚线框中给出的是前向和后向计算的内循环结构,热致超大模场光纤被分为 n 个微元,直到收敛时求解.

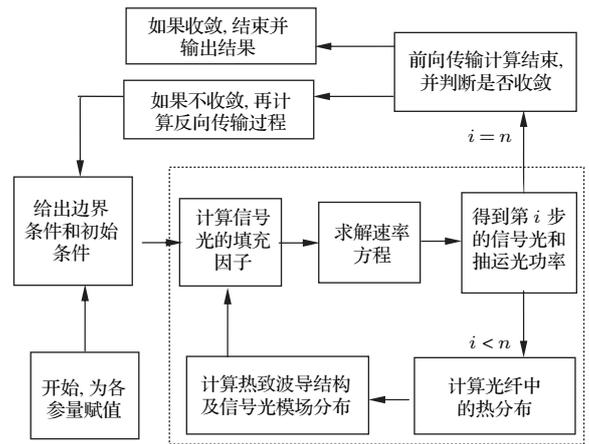


图2 模型的数值计算流程实现示意图

Fig. 2. The implementation workflow of the numerical model.

4 结果与讨论

本节将利用上一节提出的数值模型,对单模掺铋热致超大模场光纤激光器的输出特性进行研究. 研究中使用的热致超大模场光纤的特性参数如表1所列.

表1 数值模拟中所用到的参数值
Table 1. Parameters in the numerical simulation.

符号	参数	参数值 [单位]	符号	参数	参数值 [单位]
β	石英热光系数	1.0×10^{-5} [1/K]	τ	上能级寿命	1.0×10^{-3} [s]
a	纤芯半径	2×10^{-5} [m]	λ_s	信号光波长	1040 [nm]
b_1	内包层半径	8.5×10^{-5} [m]	λ_p	抽运光波长	976 [nm]
b_2	外包层半径	1.25×10^{-4} [m]	σ_{es}	信号光发射截面 [30]	8.6×10^{-25} [m ²]
k_{si}	石英热传导系数	1.38 [W/(m·K)]	σ_{as}	信号光吸收截面 [30]	4.0×10^{-26} [m ²]
k_{ac}	外包层热传导系数	0.2 [W/(m·K)]	σ_{ep}	抽运光发射截面 [30]	2.1×10^{-24} [m ²]
$(n_{cl} - n_{co})$	内包层与纤芯的折射率差	3.454×10^{-4}	σ_{ap}	抽运光吸收截面 [30]	2.1×10^{-24} [m ²]
c	真空中的光速	3×10^8 [m/s]	P_{s0}	种子光功率	20 [W]
h	普朗克常数	6.63×10^{-34} [J·s]			

该放大器中使用的热致超大模场光纤与第二节讨论的光纤参数相同, 其填充因子随热负载的变化已在图 1 中给出. 这里, 我们假设该放大器采用前向抽运结构, 因为该抽运方式在全光纤化的高功率光纤放大器中最为常用, 而针对该抽运结构讨论得到的规律性结论, 对于其他抽运方式也是适用的. 在前向抽运条件下, 有

$$\begin{aligned} P_p^-(z) &= P_s^-(z) = P_p^-(0) = 0, \\ P_p^+(0) &= P_{p0}, \quad P_s^+(0) = P_{s0}, \end{aligned} \quad (9)$$

其中, P_{p0} 和 P_{s0} 分别表示注入抽运光功率和种子光功率. 还需要注意的一点是: 由于纤芯中的热负载与抽运光吸收有关, 因此, 如果注入抽运光太弱, 热致波导可能不足以将信号光场约束在纤芯中, 这时形成的信号光将以包层光为主, 这是我们不希望看到的. 因此, 这里我们要求注入抽运光功率需要足够强, 至少能够满足准纤芯模式对于热负载的要求(即热负载大于 26 W/m, 见图 1). 基于此考虑, 在本算例中只讨论注入抽运光功率大于 300 W 的情况.

首先, 计算了信号光功率在该放大器中的演变

过程, 图 3(a) 给出了抽运功率为 500 W 时信号光功率在热致超大模场光纤中的变化. 从图 3(a) 可以看出, 在初始阶段, 信号光功率随传输距离的增加而单调增加, 逐渐达到一个最大值, 然后, 随着传输距离的增加而缓慢下降. 该结果表明: 在该放大器中, 对应于信号光的最大输出功率, 热致超大模场光纤长度具有一个最优值(称为最佳光纤长度). 当热致超大模场光纤超过该最优值时, 尽管抽运光功率仍会被吸收(从图 3(a) 可以看出抽运光功率仍会单调下降), 但是信号光功率不仅不会被放大, 还会有所下降. 从图 3(a) 还可以看出: 此时光纤的最佳长度约为 2.53 m, 对应的信号光最大输出功率为 253.4 W.

不过, 从图 3(a) 还可以看出, 最佳光纤长度对应的抽运光功率为 143 W. 这就意味着此时抽运光功率已经无法支撑信号光功率的放大. 那么, 为什么这么高的抽运光功率却无法实现信号光的放大呢? 为了回答这个问题, 我们计算了纤芯的热负载和信号光的填充因子在热致超大模场光纤中的演变过程, 结果见图 3(b) 和图 3(c). 从图 3(b) 可以看出, 纤芯中的热负载随着传输距离的增加而单调

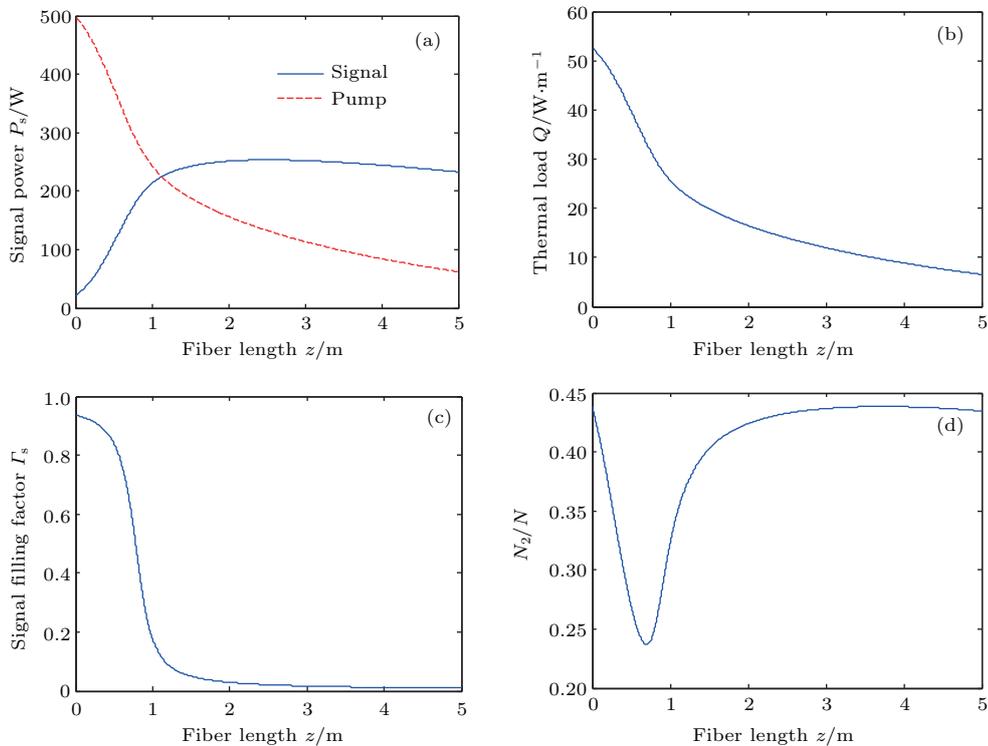


图 3 抽运光为 500 W 时沿光纤放大器中各参量变化 (a) 信号光功率; (b) 热负载; (c) 信号光填充因子; (d) 上能级粒子布局数比例

Fig. 3. The variations of parameters along the fiber amplifier with input pump power of 500 W: (a) Signal power; (b) thermal load; (c) signal filling factor; (d) N_2/N .

下降. 这是可以理解的, 因为随着传输距离的增加, 抽运光功率不断减少, 因此, 被吸收的抽运光功率 (见 (5) 式, 正比于抽运光功率) 也逐渐减少, 从而使得热负载下降. 如图 1 所示, 热负载的下降会削弱热致波导结构对于信号光场的约束能力, 这会导致信号光模场的能量向外扩散, 使得模场直径增加以及填充因子下降, 这一点也可以由图 3 (c) 证实. 从图 3 (c) 可以看出, 信号光的填充因子也随着传输距离的增加而单调下降. 这里需要注意的是信号光填充因子与信号光模场之间的关系, 即填充因子越小, 信号光模场越大 (见图 1). 这就表明, 随着信号光功率的增加, 信号光模场直径也随之增大, 这不仅可以实现信号光的大模场输出, 也非常有利于放大器中非线性效应的抑制, 这体现了热致超大模场光纤的优势.

需要注意的是: 信号光在放大器中的放大过程是与填充因子有关. 从 (4) 式可以看出: 信号光的增益与填充因子成正比. 这表明填充因子越大, 信号光的增益提取能力越强, 越容易实现放大; 反

之, 信号光的增益提取能力越弱, 越不容易实现放大. 因此, 图 3 (c) 给出的填充因子下降, 意味着信号光增益提取能力的下降, 这也就解释了为什么 143 W 抽运光无法实现信号光放大的原因, 即此时抽运光吸收产生的热负载不够强, 以至于热致波导结构不足以保证足够大的填充因子来确保信号光获得足够的增益以满足放大要求, 这一解释可以得到图 3 (d) 的证实. 图 3 (d) 给出了上能级粒子布居数随传输距离的变化, 可以看出: 当传输距离超过最佳光纤长度时, 上能级粒子布居数达到了 43% 以上, 这表明吸收的抽运光能量被储存在增益介质中, 而并没有被信号光充分提取.

图 4 (a) 给出了不同注入抽运光功率对应的信号光功率的演变过程. 从图 4 (a) 可以看出, 最佳光纤长度是与注入抽运光功率有关的, 随着注入抽运光功率的增加而减少. 这一结果与常规双包层光纤放大器 (注入抽运光功率对于最佳光纤长度没有明显影响 [25]) 明显不同. 该结果可以结合图 4 (b) 和

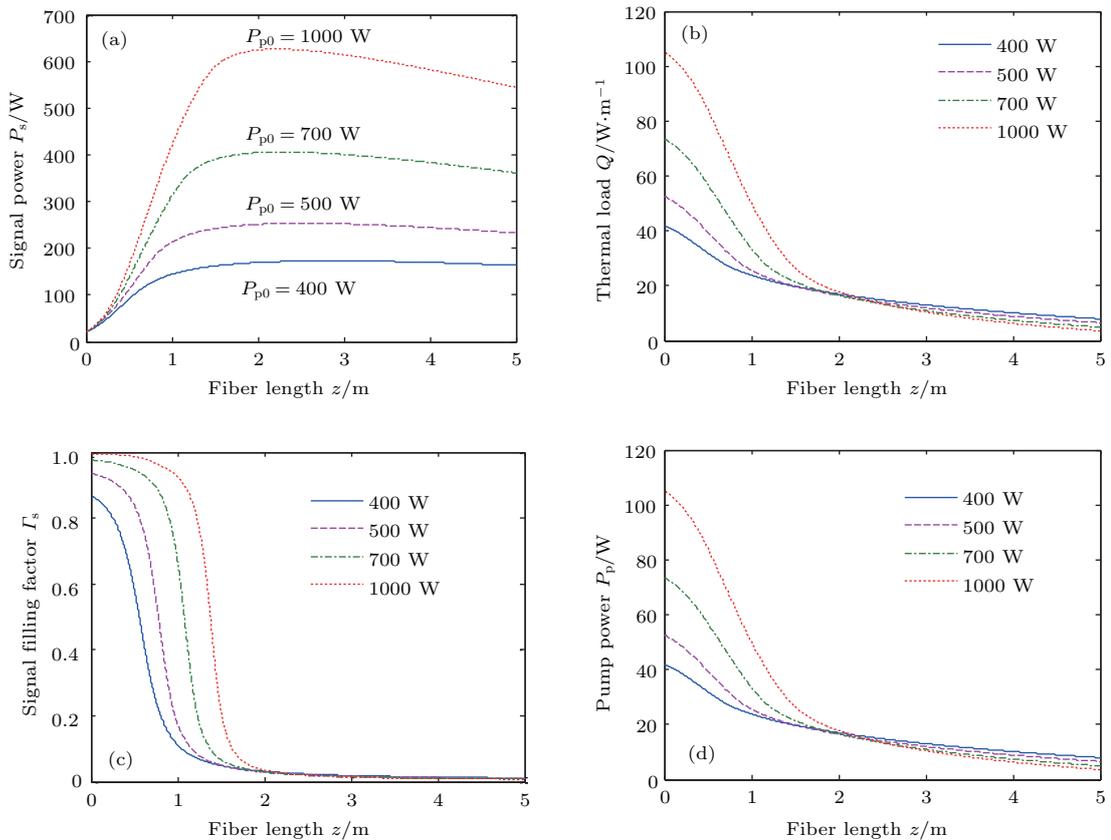


图 4 (网刊彩色) 抽运光功率变化时放大器中各参量变化 (a) 信号光功率; (b) 热负载; (c) 信号光填充因子; (d) 抽运光功率

Fig. 4. (color online) The variations of parameters along the fiber amplifier with various input pump powers: (a) Signal power; (b) thermal load; (c) filling factor; (d) pump power.

图4(c)来理解. 从图4(b)和图4(c)可以看出, 在光纤的前半段, 随着注入抽运光功率的增加, 纤芯的热负载和信号光的填充因子也随之增加. 如前所述, 填充因子的增加有利于信号光增益的提取, 而增益提取又可以促进抽运光的吸收, 抽运光吸收的加强又会加剧抽运光的衰减, 最终使得最佳光纤长度缩短. 图4(d)也很好验证了这一解释. 从图4(d)可以看出, 随着注入抽运光功率的增加, 抽运光的衰减速度也随之增加, 以至于当光纤长度大于2 m时, 残余抽运光功率随着注入抽运光功率的增加而减少.

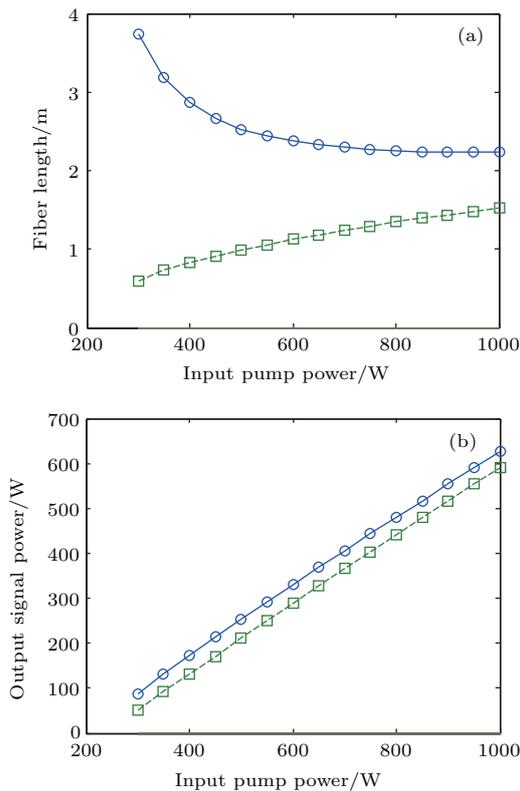


图5 不同光纤长度及其对应的信号光输出功率随注入抽运功率的变化 (a) 光纤长度; (b) 对应的信号光输出功率; 蓝线表示最佳光纤长度及其对应的输出功率, 绿线表示 26 W/m 热负载对应的光纤长度及其对应的输出功率
Fig. 5. The variations of the fiber length and pertinent signal power with various input pump powers: (a) Fiber length; (b) pertinent signal power. Two blue lines give the results corresponding to the optimum fiber length, while two green lines give the results corresponding to the 26 W/m thermal load.

图5(a)给出了最佳光纤长度随注入抽运光功率的变化(见蓝线). 从图5(a)可以看出: 当注入抽运光功率小于600 W时, 最佳光纤长度的变化较快; 而当注入抽运光功率大于600 W时, 最佳光纤长度的变化比较缓慢. 这表明当注入抽运光功率足

够大时, 其对最佳光纤长度的影响可以忽略, 此时最佳光纤长度可以近似看作是一个定值, 这会为放大器中光纤的设计带来方便.

图6给出的是最佳光纤长度对应的纤芯热负载. 有趣的是, 从图6可以看出: 尽管纤芯热负载随着注入抽运光功率的增加而增加, 但是变化并不大(从13.1 W/m增加到15.58 W/m), 随注入抽运光功率变化的斜率只有0.0035 m⁻¹. 这表明: 虽然注入抽运光功率会对最佳光纤长度产生较大的影响, 但是, 对于最佳长度下热负载的影响却没有那么显著.

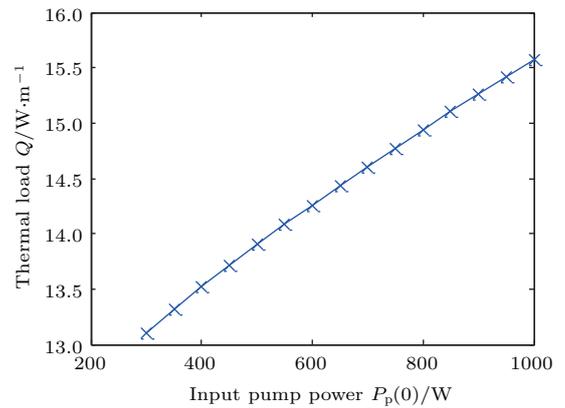


图6 最佳光纤长度对应的纤芯热负载随注入抽运功率的变化
Fig. 6. The variation of thermal load corresponding to the optimal length with various input pump powers.

不过, 这里存在的一个问题就是输出信号光场的模式. 从图1可以看出: 当热负载在13.1—15.58 W/m的范围内, 基模光场的模式处于准包层约束阶段, 也就是说, 此时放大器输出的信号光场模式的主要能量应集中在包层中, 而不是在纤芯中. 这表明: 即使在放大器单模输出的条件下, 单模输出模场的能量仍集中在包层中, 这不是我们希望看到的. 我们希望获得的模式是在单模输出的同时, 单模模场能量应主要集中在纤芯区域, 亦即输出模式应为准纤芯约束模式或纤芯约束模式. 要满足这个条件, 就要求光场输出位置的热负载不应小于26 W/m. 这就需要缩短光纤长度, 相应地, 输出功率也会受到一定的影响(见图4(a)). 为了评估这种影响, 我们将26 W/m对应的光纤长度与最佳光纤长度下的信号光输出功率进行了比较, 结果如图5(a)和图5(b)绿线所示. 从图中可以看出: 缩短光纤的结果只是导致了输出功率整体下降了40 W左右, 但斜率效率并没有明显变化, 皆为76%.

这表明对于热致超大模场光纤放大器来说,在保证输出光场模式的前提下,仍可以获得高斜率效率的信号光输出。这是非常重要的,因为只要斜率效率有保证,信号光功率降低的影响就可以通过增加抽运光功率来弥补。从图1还可以看出,26 W/m对应的基模模场面积为 $9420 \mu\text{m}^2$ (模场直径约为 $54.76 \mu\text{m}$,由 $\sqrt{A_{\text{eff}}/\pi}$ 估算),这也表明利用热致超大模场光纤放大器可以在实现超大模场光场输出的同时,实现高效率的激光输出。

5 结 论

本文基于稳态速率方程和热传导方程,提出了单模超大模场光纤放大器的数值模型,并利用该模型,对前向抽运单模热致超大模场光纤放大器进行了数值研究。通过分析信号光功率在放大器中的演变过程,揭示了信号光场在热致超大模场光纤中的演变过程,探讨了最佳光纤长度及其产生的物理机制,并分析了注入抽运光功率对于信号光放大过程的影响。研究表明:信号光模场直径随着信号光功率的增加而增加,这体现了热致超大模场光纤在非线形效应抑制方面的优势。研究还表明:最佳光纤长度与注入抽运光功率有关,随着注入抽运光功率的增加而减少,不过,当注入抽运光功率大于600 W时,最佳光纤长度随注入抽运光功率的变化不大。研究还发现:最佳光纤长度对应的输出端热负载受注入抽运光功率的影响不大,不过该热负载对应的热致波导结构不足以保证输出信号光场的能量约束在纤芯中,这可以通过缩短光纤来解决。本文分析了缩短光纤对于放大器输出特性的影响,结果表明:热致超大模场光纤的缩短,虽然会导致输出功率的下降,但不会影响输出斜率效率。该结果也验证了该放大器在保证超大模场输出的同时,实现高斜率效率输出的可行性。这里需要说明的是,本文并有考虑受激拉曼散射等非线形效应,这主要是因为本文所考察的光纤放大器的功率较低,其输出功率主要受限于光纤内包层(直径为 $170 \mu\text{m}$)的抽运光耦合能力,非线形效应的影响可以忽略不计^[6,7]。因此,本文没有考虑非线形效应的影响,相关研究将在后续工作中开展。本文的研究结果有助于加深对于热致超大模场光纤传输特性的认识,对于热致超大模场光纤放大器的设计具有指导意义。

感谢孔令超博士在数值计算方面给予的帮助。

参考文献

- [1] Nilsson J, Payne D 2011 *Science* **332** 921
- [2] Lou Q H, Zhou J, Zhu J Q, Wang Z J 2006 *Infrared Laser Eng.* **35** 135 (in Chinese) [楼祺洪, 周军, 朱健强, 王之江 2006 红外与激光工程 **35** 135]
- [3] Limpert J, Röser F, Klingebiel S, Schreiber T, Wirth C, Peschel T, Eberhardt R, Tünnermann A 2007 *J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13** 537
- [4] Richardson D J, Nilsson J, Clarkson W A 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** B63
- [5] Tünnermann A, Schreiber T, Limpert J 2010 *Appl. Opt.* **49** 71
- [6] Dawson J W, Messerly M J, Beach R J, Shverdin M Y, Stappaerts E A, Sridharan A K, Pax P H, Heebner J E, Siders C W, Barty C P J 2008 *Opt. Express* **16** 13240
- [7] Cao J, Guo S, Xu X, Chen J, Lu Q 2014 *J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20** 0903211
- [8] Liao S Y, Gong M L 2011 *Infrared Laser Eng.* **40** 455 (in Chinese) [廖素英, 巩马理 2011 红外与激光工程 **40** 455]
- [9] Tsuchida Y, Saitoh K, Koshiha M 2007 *Opt. Express* **15** 1794
- [10] Iizawa K, Varshney S K, Tsuchida Y, Saitoh K, Koshiha M 2008 *Opt. Express* **16** 579
- [11] Limpert J, Schmidt O, Rothhardt J, Röser F, Schreiber T, Tünnermann A, Ermeneux S, Yvernault P, Salin F 2006 *Opt. Express* **14** 2715
- [12] Stutzki F, Jansen F, Eidam T, Steinmetz A, Jauregui C, Limpert J, Tünnermann A 2011 *Opt. Lett.* **36** 689
- [13] Siegman A E, Chen Y, Sudesh V, Richardson M C, Bass M, Foy P, Hawkins W, Ballato J 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 251101
- [14] Siegman A E 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 1677
- [15] Chen Y, McComb T, Sudesh V, Richardson M, Bass M 2007 *Opt. Lett.* **32** 2505
- [16] Liu C H, Chang G, Litchinister N, Galvanauskas A, Guertin D, Jacobson N, Tankala K 2007 *Optical Society of America, Advanced Solid-State Photonics* Vancouver, Canada, January, 2007 pME2
- [17] Chen H W, Sosnowski T, Liu C H, Chen L J, Birge J R, Galvanauskas A, Kärtner F X, Chang G 2010 *Opt. Express* **18** 24699
- [18] Wong W S, X Peng, McLaughlin J M, Dong L 2005 *Opt. Lett.* **30** 2855
- [19] Dong L, Li J, Peng X 2006 *Opt. Express* **14** 11512
- [20] Dong L, Peng X, Li J 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 1689
- [21] Jain D, Baskiotis C, Sahu J K 2013 *Opt. Express* **21** 1448
- [22] Jansen F, Stutzki F, Otto H, Jauregui C, Limper J, Tünnermann A 2013 *Opt. Lett.* **38** 510

- [23] Kong L, Cao J, Guo S, Jiang Z, Lu Q 2016 *Appl. Opt.* **55** 1183
- [24] Hardy A, Oron R 1997 *J. Quantum Electron.* **33** 307
- [25] Kelson I, Hardy A 1998 *J. Quantum Electron.* **34** 1570
- [26] Rosa L, Coscelli E, Poli F, Cucinotta A, Selleri S 2015 *Opt. Express* **23** 18638
- [27] Brown D C, Hoffman H J 2001 *J. Quantum Electron.* **37** 207
- [28] Fan Y, He B, Zhou J, Zheng J, Liu H, Wei Y, Dong J, Lou Q 2011 *Opt. Express* **19** 15162
- [29] Coscelli E, Poli F, Thomas T A, Jørgensen M M, Leick L, Broeng J, Cucinotta A, Selleri S 2012 *J. Lightwave Technology* **30** 3494
- [30] Paschotta R, Nilsson J, Tropper A, Hanna D 1997 *J. Quantum Electron.* **33** 1049

Modeling the single-mode thermally guiding very-large-mode-area Yb-doped fiber amplifier*

Cao Jian-Qiu Liu Wen-Bo Chen Jin-Bao[†] Lu Qi-Sheng

(College of Optoelectric Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 25 October 2016; revised manuscript received 8 November 2016)

Abstract

The very-large-mode-area (VLMA) fiber is of great importance for suppressing the nonlinear effects which are considered as main limitations to the power scaling-up of high-power fiber lasers and amplifiers. The thermally guiding (TG) VLMA fiber is a novel VLMA fiber, the waveguide of which is formed by the thermal lens effect. Then, a low numerical aperture can be realized, which is promising to achieve the expanding of mode area with a high-quality beam. In order to study the performance of TG VLMA fiber in a fiber amplifier, we present a rate-equation model of the single-mode ytterbium-doped TG VLMA fiber amplifier, which consists of the steady-state rate equations and thermal transferring equations. With this model, the forward-pumped single-mode TG VLMA fiber amplifier is numerically studied. It is found that the diameter of fundamental mode field rises with the increase of the signal power, which shows the superiority of the TG VLMA fiber in suppressing the nonlinear effect in the fiber amplifier. The optimum fiber length and pertinent physical mechanism are also investigated. It is revealed the optimum fiber length is related to the input pump power, and it decreases with the increase of input pump power. However, when the input pump power is large enough, such a variation of optimum fiber length will become weakened. The numerical results also illuminate that the thermal load at the optimum length of TG VLMA fiber should not change too much with the input pump power. Moreover, the mode of output optical field is also discussed. It is found that the thermal load at the optimum length may not be large enough to realize a core-confined mode. In order to ensure that the core-confined mode can be output, the thermal load at the end of the fiber amplifier should be larger. It requires that the fiber length used in the amplifier should be shorter than the optimum fiber length, which will induce the decrease of the output signal power to some extent. In spite of that, the numerical results reveal that the decrease of output signal power should not be much, and the pertinent slope efficiency is not obviously lowered, either. Thus, it is verified that the core-confined mode with a VLMA can be obtained from the TG VLMA fiber amplifier with high slope efficiency. The pertinent results have significant guidance in the design of TG VLMA fiber amplifier.

Keywords: fiber lasers, fiber waveguides, fiber amplifiers

PACS: 42.55.Wd, 42.81.Qb, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.66.064201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61405249).

† Corresponding author. E-mail: kdchenjinbao@aliyun.com