

# 脉冲光纤放大器中放大自发辐射对光纤储能的影响

周 洁 闫 平 叶昌庚 于海娟 巩马理

(清华大学精密仪器与机械学系光子与电子技术研究中心摩擦学国家重点实验室, 北京 100084)

**摘要** 在高功率脉冲光纤放大器中, 由于增益介质长, 抽运功率高, 脉冲间隔产生的放大自发辐射(ASE)严重限制了光纤储能能力和可提取能量的提高。针对低重复频率、强抽运的条件, 以稳态速率方程为理论基础建立了脉冲放大器模型, 利用理论模型对脉冲放大器性能进行了分析, 着重讨论了不同的数值孔径、激光功率填充因子、端面反射率、纤芯直径、光纤长度、抽运功率等参数对放大自发辐射的影响。讨论了光纤的储能、增益和可提取能量等的变化规律, 给出了掺镱光纤中最大可提取的单脉冲能量以及放大器增益。

**关键词** 光纤光学; 光纤放大器; 储能; 解析模型; 性能分析

**中图分类号** TN253; O437.2 **文献标识码** A

## Storage Energy from High Energy Pulsed Fiber Amplifiers under the Influence of Amplified Spontaneous Emission

Zhou Jie Yan Ping Ye Changgeng Yu Haijuan Gong Mali

(State Key Laboratory of Tribology, Center for Photonics and Electronics, Department of Precise Instruments and Mechanology, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

**Abstract** In the high energy pulsed fiber amplifiers, due to the long gain region of fiber, amplified spontaneous emission (ASE) built during the space of successive pulses is the most important limitation of the increase of storage energy and extraction capabilities. An analytic model is developed to evaluate the ASE, storage energy, gain and extractable energy from low frequency, high pumped fiber amplifiers for various numerical apertures, overlap integrals, reflection index, core radius, fiber length and pump power. This model could reflect the physics essence compared to numerical model. The model provides a good assessment for the maximum extractable energy and gain from high energy pulsed amplifiers.

**Key words** fiber optics; fiber amplifiers; storage energy; analytic model; performance analysis

## 1 引 言

光纤的增益长度比普通固体要长很多, 特别是光纤特有的波导结构, 能够将激光限制在增益介质内, 因此光纤放大器的单程增益很高, 目前连续光纤放大器的输出功率已经超过 2 kW<sup>[1]</sup>。限制输出功率进一步提高的因素很多, 主要有非线性效应造成的损伤和功率损耗<sup>[2,3]</sup>。一个重要因素就是光纤储能问题。为保证光束质量, 一般希望选用单模光纤。而单模光纤的纤芯很小, 普通单模光纤的纤芯直径只有 6~10  $\mu\text{m}$ ; 即使采用多模光纤盘绕<sup>[4,5]</sup>以及大模场光纤<sup>[6]</sup>、光子晶体光纤<sup>[7]</sup>等特殊技术, 一般纤芯直径也

只有 20~40  $\mu\text{m}$ , 因此光纤中能够储存的能量以及能够承受的功率都比较小。由于光纤很长, 即使光纤端面经过磨斜处理反射率很小, 自发辐射也将在很远的距离内被放大, 形成很大的放大自发辐射(ASE)功率输出, 消耗粒子反转数, 使得能储存在光纤中的能量被大大消耗, 影响光纤放大器的可提取能量和增益。在考虑抽运足够的条件下, 影响光纤储能的因素主要是光纤本身的参数, 比如光纤长度、掺杂浓度、数值孔径、功率填充因子、端面反射率等。

仿真计算光纤放大器性能的方法有很多, 比较通用的是通过求解给定边界的稳态速率方程, 得到

**作者简介:** 周 洁(1984-), 女, 天津人, 博士研究生, 主要从事激光器技术方面的研究。

E-mail: zhouji02@mails. tsinghua. edu. cn

抽运光、反转粒子数、放大自发辐射功率等沿光纤长度上的分布。一般的求解方法是采用数值迭代法<sup>[8]</sup>,求解过程比较繁琐;本文给出了一种近似的解析解法,在一定条件下能够替代数值解法给出比较精确的结果。

## 2 理论模型

### 2.1 速率方程理论

Yb 是典型的准三能级系统,根据原子跃迁理论得到稳态的速率方程和传播方程为<sup>[9]</sup>

$$\frac{dn_2(z,t)}{dt} = [-\Gamma_p(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})n_2(z,t) + \Gamma_p\sigma_{ap}n] \times \frac{P_p^+(z,t) + P_p^-(z,t)}{h\nu_p A} - \frac{n_2(z,t)}{\tau} - n_2(z,t) \times \sum_k \Gamma_{ase}(\sigma_{e,ase,k} + \sigma_{a,ase,k}) \frac{P_{ase,k}^+ + P_{ase,k}^-}{h\nu_{ase,k} A} + n \times \sum_k \Gamma_{ase,k} \sigma_{a,ase,k} \frac{P_{ase,k}^+ + P_{ase,k}^-}{h\nu_{ase,k} A}, \quad (1a)$$

$$\frac{dP_p^\pm}{dz} = \mp \Gamma_p [\sigma_{ap}n - (\sigma_{ap} + \sigma_{ep})n_2(z,t)]P_p^\pm, \quad (1b)$$

$$\frac{dP_{ase,k}^\pm}{dz} = \mp \Gamma_{ase} [\sigma_{a,ase,k}n - (\sigma_{a,ase,k} + \sigma_{e,ase,k})n_2(z,t)]P_{ase,k}^\pm + mh\nu_{ase,k}\Gamma_{ase} \frac{g(\nu_{ase,k})}{\tau} n_2(z) \frac{NA^2}{4n_c^2} A, \quad (1c)$$

式中  $P_p^+$  和  $P_p^-$  分别为光纤中正向和反向传输的抽运功率;将放大自发辐射从波长 1020 nm 到 1100 nm 等分为 80 个通道,每个通道对应的正向和反向传播的放大自发辐射功率为  $P_{ase,k}^+$  和  $P_{ase,k}^-$ 。 $\Gamma_p$  和  $\Gamma_{ase,k}$  分别为抽运光和通道  $k$  中心波长的放大自发辐射激光的功率填充因子。对于双包层光纤来说,抽运功率填充因子  $\Gamma_p$  近似等于纤芯和内包层的截面积比;放大自发辐射的功率填充因子  $\Gamma_{ase,k}$  与光纤纤芯直径有关,通常使用只传输基模时的数值,在 0.8 左右; $h$  为普朗克常数, $c$  为光速, $A$  为纤芯截面积, $\tau$  为 Yb 上能级寿命, $n_c$  为纤芯的有效折射率, $m$  为自发辐射的模式数量,在单模情况下,考虑偏振简并,取  $m=2$ ; $\sigma_{ap}$  和  $\sigma_{ep}$  分别为抽运光的吸收和发射截面, $\sigma_{a,ase,k}$  和  $\sigma_{e,ase,k}$  分别为放大自发辐射对应波长处的吸收和发射截面; $n$  为总掺杂浓度, $n_2(z,t)$  为上能级粒子数浓度; $g(\nu_{ase,k})$  为归一化的发射谱线形系数,定义为

$$g(\nu_{ase,k}) = \sigma_{e,ase,k} / \left( \sum \sigma_{e,ase,k} \Delta\nu_{ase,k} \right), \quad (2)$$

光纤中的可提取能量定义为<sup>[5]</sup>:

$$E_{ext}(t) = \frac{\ln(10)}{10} G_c E_{sat}, \quad (3)$$

其中,饱和能量  $E_{sat}$  以及增益  $G_c$  分别定义为:

$$E_{sat} = \frac{h\nu_s A}{(\sigma_{as} + \sigma_{es})\Gamma_s}, \quad (4)$$

$$G_c = \frac{10}{\ln(10)} [\Gamma_s(\sigma_{as} + \sigma_{es})N_2(L,t) - (\sigma_{as}\Gamma_s n + \alpha_s)L], \quad (5)$$

$$N_2(z,t) = \int_0^z n_2(z',t) dz', \quad (6)$$

式中  $\sigma_{as}$  和  $\sigma_{es}$  分别为种子信号光的吸收和发射截面, $\nu_s$  为种子光频率, $\Gamma_s$  为种子光功率填充因子, $L$  为光纤长度, $N_2(z,t)$  为上能级粒子数浓度沿  $z$  向的积分, $N_2(L,t)$  为上能级粒子数浓度沿整个光纤长度的积分。

### 2.2 近似解析解

假设放大器工作在强抽运状态,即抽运足够大以致于光纤输出端的残余抽运仍大于阈值功率;粒子反转数沿光纤长度均匀分布。则有:

$$N_2(z,t) = \frac{N_2(L,t)}{L} z, \quad (7)$$

将(7)式代入(1c)式,得到放大自发辐射功率的解析表达式为

$$P_{ase,k}^+ = \frac{S(L,t,\nu_{ase,k}) \{ \exp[\Gamma_{ase}(\sigma_{e,ase,k} + \sigma_{a,ase,k})N_2(L,t) - \Gamma_{ase}\sigma_{a,ase,k}nL] - 1 \}}{\Gamma_{ase}(\sigma_{e,ase,k} + \sigma_{a,ase,k})[N_2(L,t)/L] - \Gamma_{ase}\sigma_{a,ase,k}n}, \quad (8)$$

式中  $S(z,t,\nu_{ase,k})$  为自发辐射功率对放大自发辐射的贡献,

$$S(L,t,\nu_{ase,k}) = mh\nu_{ase,k}\Gamma_{ase} \frac{g(\nu_{ase,k})}{\tau} n_2(z) \frac{NA^2}{4n_c^2} A. \quad (9)$$

在假设粒子反转数分布均匀的情况下,反向放大自发辐射功率  $P_{ase,k}^-$  与正向放大自发辐射功率  $P_{ase,k}^+$  沿光纤长度方向成对称分布。造成光纤储能饱和的原因主要是放大自发辐射对反转粒子的消耗,当抽运超过一定数值时,反转粒子数不再随抽运增加而积累,储能达到饱和,多余的抽运光转化为放大自发辐射。因此,当放大自发辐射

造成的受激辐射速率等于自发辐射速率时,可以认为放大自发辐射开始建立;储能基本达到饱和,即

$$\frac{n_2(z, t)}{\tau} = n_2(z, t) \times \sum_k \Gamma_{ase} (\sigma_{e, ase, k} + \sigma_{a, ase, k}) \frac{P_{ase, k}^+ + P_{ase, k}^-}{h\nu_{ase, k} A} - n \times \sum_k \Gamma_{ase} \sigma_{a, ase, k} \frac{P_{ase, k}^+ + P_{ase, k}^-}{h\nu_{ase, k} A}, \quad (10)$$

将(8)式和(7)式代入(10)式能够得到

$$\frac{4n_c^2}{NA^2 \Gamma_{ase} m} = \sum_k \frac{\exp[\Gamma_{ase} (\sigma_{e, ase, k} + \sigma_{a, ase, k}) N_2(L, T_{sat}) - (\Gamma_{ase} \sigma_{a, ase, k} n) L] - 1}{1 - n_{th} L / N_2(L, T_{sat})} g(\nu_{ase, k}) \Delta\nu_{ase}, \quad (11)$$

式中  $n_{th} = \frac{\Gamma_{ase} \sigma_{a, ase, k} n}{\Gamma_{ase} (\sigma_{a, ase, k} + \sigma_{e, ase, k})}$ ,  $N_2(L, T_{sat})$  为储能饱和时的反转粒子数密度沿整个光纤长度方向的积分。

(11) 式计算出  $N_2(L, T_{sat})$ , 代入(4) 式 ~ (6) 式, 得到光纤的最大可提取能量为

$$E_{ext} = [\Gamma_s (\sigma_{es} + \sigma_{as}) N_2(L, T_{sat}) - (\sigma_{as} \Gamma_s n + \alpha_s) L] E_{sat}, \quad (12)$$

从(12)式中可以看出,对于同一波长的信号光,可提取能量完全取决于上能级粒子数  $N_2(L, T_{sat})$ , 而(11)式表明,  $N_2(L, T_{sat})$  和数值孔径  $NA$ 、光纤长度  $L$ 、功率填充因子  $\Gamma_{ase}$  有直接的关系。

表 1 计算所选取的光纤参数表

Table 1 Fiber parameters used in the simulation

Parameter	Value
Core diameter / $\mu\text{m}$	20
Inner clad diameter / $\mu\text{m}$	400
Outer clad diameter / $\mu\text{m}$	480
Pump wavelength / nm	975
Scattering loss	$4 \times 10^{-3}$
$\text{Yb}^{3+}$ life / ms	1
$\sigma_{sp} / \text{m}^{-3}$	$2.5 \times 10^{-24}$
$\sigma_{ep} / \text{m}^{-3}$	$2.5 \times 10^{-24}$
$\sigma_{es}$	[10]
$\sigma_{as}$	[10]
End reflection / dB	30
Atom concentration / $\text{m}^{-3}$	$N = 1.26 \times 10^{25}$

### 3 光纤储能的分析

#### 3.1 最佳光纤长度

图 1 为三个不同数值孔径下计算增益和可提取能量随光纤长度的变化,可以看出在 2~3 m 处存在增益最大的光纤长度,即为最佳光纤长度,可提取能量在毫焦耳级;继续增大光纤长度,光纤储能和增益都下降。

当数值孔径减小时,按照 2.2 节中的分析,放大自发辐射的可传播角度减小,放大自发辐射得到抑制,因此可提取能量显著增大;同时,由于放大自发辐射被抑制,小数值孔径光纤的最佳长度也有所增大。

#### 3.2 数值孔径和功率填充因子

如图 2 所示,由于光纤的波导性质,自发辐射的全部能量不是都能在光纤中传播,只有能够满足全反射条件才能成为导波传播,其余的能量都从包层泄露出去。全反射角  $\theta$  由纤芯和内包层的折射率定义为

$$\theta = \arccos(n_{\text{core}}/n_{\text{clad}}), \quad (13)$$

数值孔径  $NA$  定义为:  $NA = \sqrt{n_{\text{clad}}^2 - n_{\text{core}}^2}$ , 用数值孔径表示自发辐射功率中有效传播的比值为

$$\eta(\phi) = NA^2 / (4n_c^2). \quad (14)$$

可见,在光纤中传播的部分由纤芯的数值孔径决定,数值孔径越小,自发辐射中能够有效传播的部

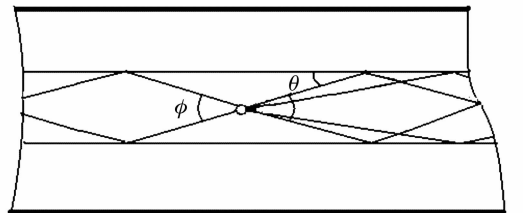


图 2 自发辐射在光纤中的传播情况

Fig. 2 Transmission of spontaneous emission along fiber

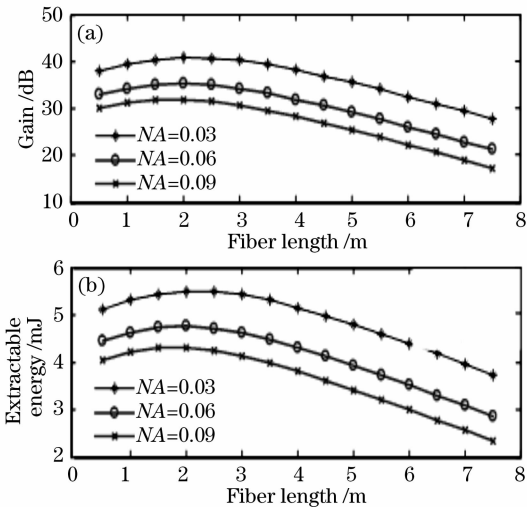


图 1 增益(a)与可提取能量(b)随数值孔径、光纤长度的变化

Fig. 1 Gain (a) and extractable energy curve (b) versus NA and fiber length

分越少,小数值孔径能够抑制放大自发辐射,获得更高的增益和可提取能量。

取光纤长度为 2 m,计算不同放大自发辐射功率填充因子下的可提取能量和增益随  $NA$  的变化 ( $NA$  变化范围 0.01~0.1),结果如图 3 所示。从曲线中可以看出,除上面分析的  $NA$  对可提取能量的影响外,随着放大自发辐射功率填充因子减小,放大自发辐射功率受到显著抑制。

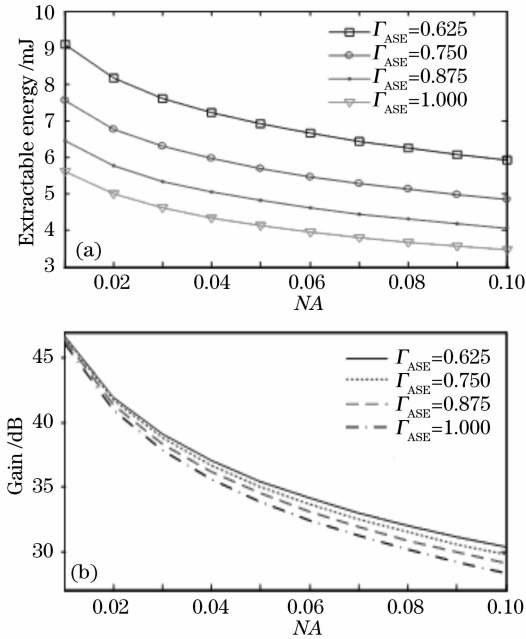


图 3 增益(a)和可提取能量(b)随数值孔径和功率填充因子的变化

Fig. 3 Gain (a) and extractable energy (b) versus  $NA$  and power overall ratio

但是增益的变化不如可提取能量的变化明显。一方面是由于减小放大自发辐射填充因子的同时也减小了信号光的填充因子,放大自发辐射频谱范围从 1020~1100 nm。而信号光的波长为 1064 nm,信号光在放大自发辐射的波长范围之内,而功率填充因子与波长有关,因此减小了放大自发辐射的填充因子必然同时减小信号光的填充因子,造成信号光的增益也受到抑制。普通阶跃光纤功率填充因子是由纤芯尺寸决定的,芯径越小,功率填充因子也越小;因此对于普通光纤,减小填充因子是以减小芯径为代价的,而芯径减小不利于光纤储能。要同时获得高储能和高增益,必须设计特殊的光纤来达到要求。

### 3.3 芯径尺寸

不同的纤芯直径下,放大自发辐射和可提取能量随抽运功率的变化规律如图 4 所示。

放大自发辐射阈值功率随纤芯增大而增大。这

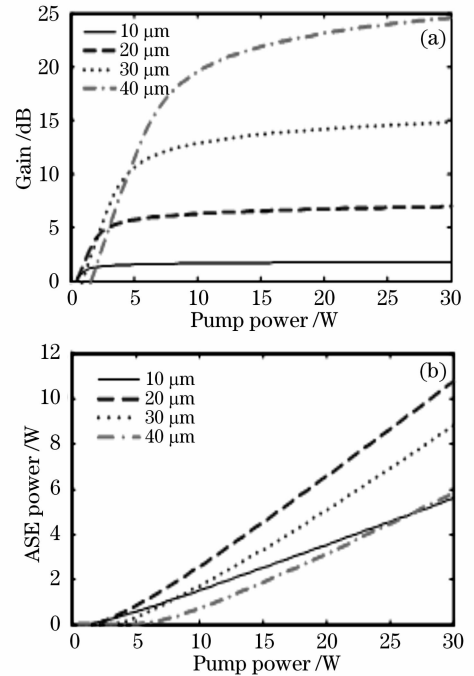


图 4 放大自发辐射增益(a)和可提取能量(b)随抽运功率的变化

Fig. 4 ASE gain (a) and extractable energy (b) versus pump power

是由于纤芯增大,相同抽运功率下的抽运功率密度减小,粒子反转数减小,自发辐射减弱所致。图 4(b)中显示,纤芯分别为 20  $\mu\text{m}$ , 30  $\mu\text{m}$  和 40  $\mu\text{m}$  时,相同抽运功率下的放大自发辐射功率随纤芯直径增大而减小。而且放大自发辐射随抽运的增长斜率也随纤芯直径增大而减小。但是纤芯为 10  $\mu\text{m}$  的曲线和其他数据变化规律不同,纤芯为 10  $\mu\text{m}$  时放大自发辐射功率随抽运增长的斜率最小。这是由于相同抽运下,小芯径光纤的功率密度高,自发辐射严重;但是小芯径光纤粒子数总少,很快就达到增益饱和,放大自发辐射功率也因此受到抑制。相同抽运功率下,必然存在使得放大自发辐射功率最大的纤芯直径。不同抽运功率下,放大自发辐射功率随纤芯直径的变化规律如图 5 所示,最大放大自发辐射功率点对应的纤芯直径出现在 10~25  $\mu\text{m}$  处,极值点对应的纤芯直径随抽运功率提高而增大。

图 4(a)显示纤芯直径越大,可提取能量也越大,而且达到储能饱和的抽运功率也越大。因此,希望获得更高的储能,设法增大光纤纤芯直径,同时又保证光纤为单模传输是最根本的解决方法。光子晶体光纤(PCF)正是针对这种需求设计的,能够在 40  $\mu\text{m}$  芯径时仍保持单模传输,可以获得更高的增益;另外,利用芯径大的多模光纤,通过盘绕使高阶模从包层

中泄露出去以达到单模传输,也能实现高储能。

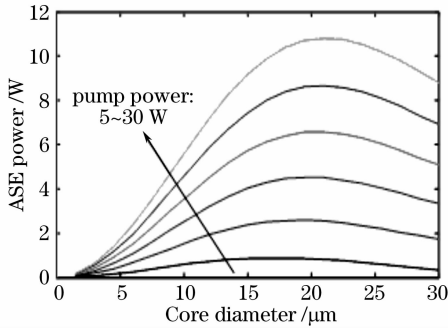


图 5 放大自发辐射功率随纤芯直径的变化

Fig. 5 ASE power versus core diameter

### 3.4 端面反射率

图 6 显示,端面反射率越高,一定功率下的可提取能量越少,这是由于端面反射加强了放大自发辐射,造成光纤储能能力降低。端面反射率越高,可提取能量随功率的变化越小。这是由于反射率高时,放大自发辐射强烈,光纤更容易达到增益饱和,在较低的功率即饱和,对较高抽运功率改变反应不明显。为说明这个规律,需要考虑粒子反转数沿光纤的分布,而解析解不能得到粒子数分布信息,因此借助数值结果得到不同反射率下粒子反转数的变化分布变化规律,如图 7 所示。

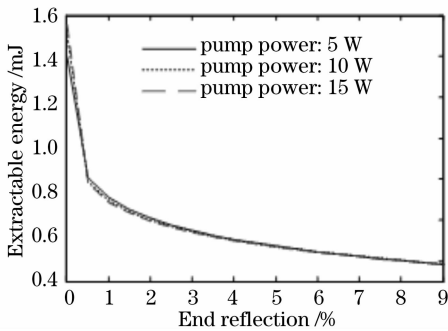


图 6 可提取能量随端面反射率的变化

Fig. 6 Extractable energy versus end reflection

图 7(a)是端面反射率为 1%时,抽运功率从 4~20 W变化时,粒子反转数沿光纤分布的变化;图 7(b)是端面反射率为 40 dB时,相应的变化。可以明显看出,1%反射率时,粒子反转数随功率的变化很小,比反射率为 40 dB时要小得多。因此在端面反射率较大时,储能饱和时的抽运功率小,储能小,增加抽运对于增加储能没有明显的作用。在放大器中,尽量减小端面反射率对于提高光纤的可提取能量非常有效。

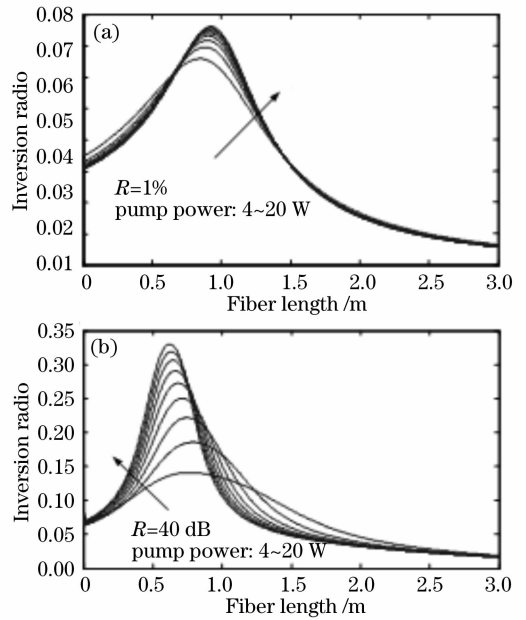


图 7 不同端面反射率下的粒子反转数分布

Fig. 7 Inversion ratio along fiber length under different end reflections

## 4 结 论

光纤放大器中,放大自发辐射是限制光纤储能提高的重要因素。在强抽运、粒子反转数分布均匀的假设下,能够得到速率方程的近似解析解,适用于计算低重复频率、强抽运下的放大自发辐射致光纤储能饱和问题。存在最佳光纤长度使得光纤储能最大,增加芯径尺寸、减小数值孔径、减小端面反射对于抑制放大自发辐射、增加光纤储能都是非常有效的方法。

### 参 考 文 献

- 1 V. Gapontsev, D. Gapontsev, N. Platonov *et al.*. 2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction-limited brightness [J]. Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, 2005. 508
- 2 Wang Chuncan, Zhang Fan, Lu Yuchun *et al.*. Study of stimulated Brillouin scattering effect in high power single frequency fiber amplifiers[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(12): 1630~1635
- 3 王春灿,张帆,陆玉春等. 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[J]. *中国激光*, 2006, **33**(12): 1630~1635
- 4 Chen Jixin, Sui Zhan, Chen Fushen *et al.*. Stimulated Raman scattering in high power double clad fiber laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(3): 298~302
- 5 陈吉欣,隋展,陈福深等. 高功率双包层光纤激光器的受激拉曼散射[J]. *中国激光*, 2006, **33**(3): 298~302
- 6 Fabio Di Teodoro, Jeffrey P. Koplrow, Sean W. Moore *et al.*. Diffraction-limited, 300-kW peak-power pulses from a coiled multimode fiber amplifier [J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(7): 518~520

- 5 Li Libo, Lou Qihong, Zhou Jun *et al.*. Influence of bending diameter on the output capability of multimode fiber laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(3): 323~326  
李立波,楼祺洪,周 军等. 弯曲直径对多模光纤激光器输出性能的影响[J]. 中国激光, 2007, **34**(3): 323~326
- 6 Jay W. Dawson, Raymond Beach, Igor Jovanovic *et al.*. Large flattened mode optical fiber for reduction of non-linear effects in optical fiber lasers[C]. *SPIE*, 2004, **5335**: 133~139
- 7 Fabio Di Teodoro, Christopher D. Brooks. MW peak-power, mJ pulse energy, multi-kHz repetition rate pulses from Yb-doped fiber amplifiers[C]. *SPIE*, 2006, **6102**: 61020K-1~61020K-8
- 8 Guillaume Canat, Jean-Claude Mollier, Jean-Pierre Bouzinac. Dynamics of high-power erbium-ytterbium fiber amplifiers[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2005, **22**: 2308~2318
- 9 Cyril C. Renaud, H. L. Offerhaus, J. A. Alvarez-Chavez *et al.*. Characteristics of Q-switched cladding-pumped ytterbium-doped fiber lasers with different high-energy fiber designs[J]. *Quantum Electron.*, 2001, **37**(2): 199~206
- 10 D. C. Jones, A. M. Scott. A model of a fibre amplifier incorporating amplified spontaneous emission[C]. *SPIE*, 2004, **5335**: 73~80