

文章编号: 0258-7025(2008)10-1449-06

级联拉曼激光器的二阶近似解

蔡伟琦 黄朝红* 许惠英 蔡志平 黄嘉福

(厦门大学信息科学与技术学院电子工程系, 福建 厦门 361005)

摘要 利用非线性方法可以得到级联掺磷拉曼光纤激光器的二阶近似解。将描述抽运光和斯托克斯(Stokes)光沿光纤分布的微分方程组简化成代数方程组,在此基础上对抽运光采用二阶非线性近似得到了不同输入抽运功率情况下的近似解,并求出了在二阶非线性近似下的一级 Stokes 光和二级 Stokes 光的阈值表达式。利用得到的二阶近似解同一般的数值解法作比较,结果表明两者吻合得很好。一方面,对于双波长输出的级联掺磷拉曼光纤激光器,二阶方法比线性方法更加精确,更接近于一般的数值解;另一方面,该方法有效提高了数值运算速度,优于一般的数值方法。

关键词 非线性光学;受激拉曼散射;拉曼光纤激光器;二阶近似解;阈值;双波长输出

中图分类号 O 437.3;TN 248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20083510.1449

Second-Order Approximate Solution of Cascaded Raman Lasers

Cai Weiqi Huang Chaohong Xu Huiying Cai Zhiping Huang Jiafu

(Department of Electronic Engineering, Institute of Information Science and Technology,
Xiamen University, Xiamen, Fujian 361005, China)

Abstract The second-order approximate solution of P-doped cascaded Raman fiber lasers were obtained by nonlinear method. The differential equations depicting the distribution of pump and Stokes radiations along Raman fiber were simplified to the algebraic equations, and then the approximate solution under different input pump powers by second-order nonlinear method and the threshold expressions was obtained. The second-order solution agrees well with the numerical simulation. On the one hand, the second-order method was more accurate than the linear method and it could provide better guidance to the experimental design in regard to P-doped cascaded Raman fiber lasers for dual-wavelength outputs. On the other hand, the method effectively improves the numerical computational speed, and is superior to general numerical methods.

Key words nonlinear optics; stimulated Raman scattering; Raman fiber laser; second-order approximate solution; threshold; dual-wavelength outputs

1 引言

近年来,拉曼光纤激光器作为光纤放大器的抽运源在光通信领域已倍受关注^[1~4]。同拉曼频移为 440 cm^{-1} 的掺锗光纤相比,掺磷光纤具有 1330 cm^{-1} 的拉曼频移,因此只需要很少级次级联就可获得所需波长的激光输出,大大简化了腔体结构,

有效降低了腔体的插入和熔接损耗,采用各种级联或复合腔还可以同时实现多波长的激光输出^[5~9]。鉴于掺磷光纤这些优点,目前掺磷拉曼光纤激光器得到了广泛的应用^[10,11]。人们对掺磷拉曼光纤激光器进行了许多数值和解析的分析和研究^[12~15],以求得到它的最优化输出。

收稿日期:2008-01-16;收到修改稿日期:2008-02-29

基金项目:国家光电子晶体材料工程技术研究中心开放基金(2005DC105003),福建省青年人才创新项目(2007F3100)和福建省自然科学基金重大项目(2002F011)资助课题。

作者简介:蔡伟琦(1983—),男,福建人,硕士研究生,目前主要从事级联拉曼激光器的研究。

E-mail: clementcwq1@hotmail.com

导师简介:蔡志平(1965—),男,福建人,教授,博士生导师,目前研究方向为光电技术、激光应用工程。

E-mail: zpcai@xmu.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: hch@xmu.edu.cn

本文对拉曼光纤中的抽运光采用线性传播近似的方法^[15]做了改进,针对激光器的双波长输出,采用二阶非线性近似得到了更精确的近似解,更好地符合了数值解的结果。但是,由于该解法是非线性近似,在得到近似解的过程中要计算一个非初等积分,因此需要应用一定的数值手段。与纯数值解法相比,只需要计算一个积分,计算量很小,速度很快,而且纯数值解法的打靶法需要涉及到初始值问题,容易导致算法的不稳定,以至于纯数值解法速度慢而且常常不收敛。

2 理论分析

图 1 为级联掺磷拉曼光纤激光器的结构图。图中光纤布拉格光栅 FBG1 和 FBG4, FBG2 和 FBG3 分别构成一级、二级 Stokes 光的谐振腔, FBG0 将剩余抽运光反射回掺磷光纤。抽运源输出波长为

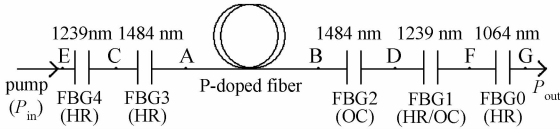


图 1 级联掺磷拉曼光纤激光器结构

Fig. 1 Configuration of P-doped cascaded Raman fiber laser

1064 nm。增益介质为掺磷光纤,经过两级拉曼频移产生 1484 nm 的激光输出。如果要产生双波长输出,则 FBG1 是部分反射布拉格光栅。

在图 1 中,腔内能形成有前后向传输的抽运光、前后向传输的一级 Stokes 光、前后向传输的二级 Stokes 光,这 6 种传输波分别用 $P_0^+, P_0^-, P_1^+, P_1^-, P_2^+, P_2^-$ 表示,其中 \pm 分别表示前向(+) 和后向(-) 的传播光。激光器稳态输出情况下,拉曼光纤激光器动力学耦合方程为^[13]

$$\pm \frac{dP_0^\pm}{dz} = -\alpha_0 P_0^\pm - g_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_0} (P_1^+ + P_1^-) P_0^\pm, \quad (1a)$$

$$\pm \frac{dP_1^\pm}{dz} = -\alpha_1 P_1^\pm + g_{01} (P_0^+ + P_0^-) P_1^\pm - g_{12} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} (P_2^+ + P_2^-) P_1^\pm, \quad (1b)$$

$$\pm \frac{dP_2^\pm}{dz} = -\alpha_2 P_2^\pm + g_{12} (P_1^+ + P_1^-) P_2^\pm, \quad (1c)$$

式中 $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2$ 分别表示抽运光、一级 Stokes 光、二级 Stokes 光的波长; $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$ 分别表示对应抽运光和一、二级 Stokes 光的损耗系数; g_{01} 和 g_{12} 分别表示抽运光向一级 Stokes 光和一、二级 Stokes 光转换的拉曼增益系数。

方程组(1)在图 1 中 A, B 点满足边界条件

$$\begin{cases} P_0^+(0) = P_{in}' & P_1^+(0) = R_1^0 P_1^-(0) & P_2^+(0) = R_2^0 P_2^-(0) \\ P_0^-(L) = R_0^L P_0^+(L) & P_1^-(L) = R_1^L P_1^+(L) & P_2^-(L) = R_2^L P_2^+(L) \end{cases}, \quad (2)$$

式中 L 为光纤长度。设 R_0, R_1, R_2, R_3 和 R_4 为对应 FBG 的反射率,考虑到在 A, B, C, D, E, F, G 处有熔接损耗 δ_s (假设处处相等), FBG 本身还有插入损耗 δ_f (假设处处相等),因此有

$$\begin{aligned} P_{in}' &= 10^{-0.2\delta_f - 0.3\delta_s} P_{in}, & R_0^L &= 10^{-0.4\delta_f - 0.6\delta_s} R_0, & R_1^0 &= 10^{-0.2\delta_f - 0.4\delta_s} R_1, \\ R_1^L &= 10^{-0.2\delta_f - 0.4\delta_s} R_1, & R_2^0 &= 10^{-0.2\delta_s} R_2, & R_2^L &= 10^{-0.2\delta_s} R_2. \end{aligned}$$

由(1a)式有 $\frac{1}{P_0^+} \frac{dP_0^+}{dz} + \frac{1}{P_0^-} \frac{dP_0^-}{dz} = 0$, 令 $c_0 = P_0^+ P_0^-$, 因此 c_0 是关于 z 的不变量。同样可令 $c_1 = P_1^+ P_1^-$, $c_2 = P_2^+ P_2^-$, 它们也是关于 z 的不变量,用变换 $u_i = \ln\left(\frac{P_i^+}{\sqrt{c_i}}\right)$, 方程组(1) 可变换成形式

$$\frac{du_0}{dz} = -\alpha_0 - 2g_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \sqrt{c_1} \cosh(u_1), \quad (3a)$$

$$\frac{du_1}{dz} = -\alpha_1 + 2g_{01} \sqrt{c_0} \cosh(u_0) - 2g_{12} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \sqrt{c_2} \cosh(u_2), \quad (3b)$$

$$\frac{du_2}{dz} = -\alpha_2 + 2g_{12} \sqrt{c_1} \cosh(u_1), \quad (3c)$$

方程组(3)具有三个待定常数,并满足新的边界条件

$$\begin{cases} u_0(0) = \ln\left(\frac{P_{in}'}{\sqrt{c_0}}\right), & u_1(0) = \frac{1}{2} \ln(R_1^0), & u_2(0) = \frac{1}{2} \ln(R_2^0), \\ u_0(L) = -\frac{1}{2} \ln(R_0^L), & u_1(L) = -\frac{1}{2} \ln(R_1^L), & u_2(L) = -\frac{1}{2} \ln(R_2^L), \end{cases} \quad (4)$$

而各级光的输出功率为

$$P_{i_{\text{out}}} = 10^{-0.3\delta_F - 0.4\delta_S} (1 - R_i) P_i^+(L) = 10^{-0.3\delta_F - 0.4\delta_S} (1 - R_i) \sqrt{c_i} e^{u_i(L)}, \quad (i = 0, 1, 2) \quad (5)$$

因此 $P_{i_{\text{out}}}$ 和 $\sqrt{c_i}$ 成正比, 只要求出 $\sqrt{c_0}, \sqrt{c_1}, \sqrt{c_2}$, 就得到各级光的输出功率。

由(3a)和(3c)式可以得到

$$u_2(z) = Au_0(z) + kz + b, \quad (6)$$

式中 $A = -\frac{g_{12}\lambda_0}{g_{01}\lambda_1}$, $k = -\alpha_2 + A\alpha_0$, $b = u_2(0) - Au_0(0)$ 。

对方程组(3)再从 0 到 L 积分, 有

$$\ln \frac{P'_{\text{in}}}{\sqrt{c_0}} = \delta_0 + 2g_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \sqrt{c_1} L_1^{\text{eff}}, \quad (7a)$$

$$2g_{01} \sqrt{c_0} L_0^{\text{eff}} = \delta_1 + 2g_{12} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \sqrt{c_2} L_2^{\text{eff}}, \quad (7b)$$

$$2g_{12} \sqrt{c_1} L_1^{\text{eff}} = \delta_2, \quad (7c)$$

其中

$$\delta_0 = \alpha_0 L - \ln(R_0^L)/2, \quad \delta_1 = \alpha_1 L - \ln(R_1^0 R_1^L)/2, \quad \delta_2 = \alpha_2 L - \ln(R_2^0 R_2^L)/2, \quad (8)$$

$$L_0^{\text{eff}} = \int_0^L \cosh(u_0) dz, \quad L_1^{\text{eff}} = \int_0^L \cosh(u_1) dz, \quad L_2^{\text{eff}} = \int_0^L \cosh(u_2) dz, \quad (9)$$

由(7a)和(7c)式可以得到

$$\ln \frac{P'_{\text{in}}}{\sqrt{c_0}} = u_0(0) = \delta_0 + \frac{g_{01}\lambda_1}{g_{12}\lambda_0} \delta_2, \quad (10)$$

由(10)式可以求出 $\sqrt{c_0} = P'_{\text{in}} e^{-(\delta_0 + \frac{g_{01}\lambda_1}{g_{12}\lambda_0} \delta_2)}$, 此式是在(7c)式存在的条件下得出的, 此时抽运功率应该足够大到能产生二级 Stokes 光, 即 $P'_{\text{in}} > P_{\text{th}2}$ 。

可以把抽运光的传播近似为线性传播^[15], 即 $u_0(z) = u_0(0) + a_1 z$, 则二级 Stokes 光的传播也是线性的, 这样做的好处是简洁明了, 可以得到与实际近似的解析解。

但是如果在(3a)式中取 $z = 0$ 和 $z = L$, 有

$$u'_0(0) = a_1 = -\alpha_0 - 2g_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \sqrt{c_1} \cosh[u_1(0)], \quad (11a)$$

$$u'_0(L) = a_1 = -\alpha_0 - 2g_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \sqrt{c_1} \cosh[u_1(L)], \quad (11b)$$

可见, 只有在 $u_1(0) = u_1(L)$ 时, $u'_0(0) = u'_0(L)$, 这时抽运光的传播近似为线性才不会矛盾, 此时要满足 $R_1 = R_4$, 当 R_1, R_4 之差越大的话, 抽运光传播近似为线性的理论将受到挑战。

如果需要得到的不仅仅是 1484 nm 波长的输出, 而是双波长输出, 即还需要 1239 nm 波长输出, 则 FBG1 不能为高反, 只能是部分反射, 这时 R_1 与 R_4 的差值将增大, 因此线性方法就不够精确了。

下面对 $u_0(z)$ 进行二阶非线性近似处理, 以得到更精确的近似解。

通过泰勒展开: $u_0(z) = u_0(0) + a_1 z + a_2 z^2 + a_3 z^3 + a_4 z^4 + \dots$

采取二阶近似

$$u_0(z) = u_0(0) + a_1 z + a_2 z^2, \quad (12)$$

因此满足

$$u_0(L) = u_0(0) + a_1 L + a_2 L^2, \quad (13a)$$

$$u'_0(0) = a_1 = -\alpha_0 - 2g_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \sqrt{c_1} \cosh[u_1(0)], \quad (13b)$$

$$u'_0(L) = a_1 + 2a_2 L = -\alpha_0 - 2g_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \sqrt{c_1} \cosh[u_1(L)], \quad (13c)$$

可以解得

$$a_2 = \frac{g_{01}\lambda_1 \sqrt{c_1} \{ \cosh[u_1(0)] - \cosh[u_1(L)] \}}{\lambda_0 L}, \quad (14)$$

把(13b), (14)式代入(13a)式,再由(8), (10)式得: $\sqrt{c_1} = \frac{\delta_2}{g_{12}L\{\cosh[u_1(0)] + \cosh[u_1(L)]\}}$ 。

由(7b)式可得 $\sqrt{c_2} = \frac{2g_{01}\sqrt{c_0}L_0^{\text{eff}} - \delta_1}{2g_{12}(\lambda_2/\lambda_1)L_2^{\text{eff}}}$ 。 $L_0^{\text{eff}}, L_2^{\text{eff}}$ 可以利用(9), (12)及(6)式通过数值积分求出,这样运

用(5)式可以得到各级光的输出功率。这种方法的缺陷是由于存在(9)式中的非初等积分,导致无法得到 $\sqrt{c_2}$ 的完全解析表达式。

在 $P_{\text{th1}} < P'_{\text{in}} < P_{\text{th2}}$ 的情况下,没有了(7c)式,因此 $u_0(0)$ 是未知的,仍用(12)式来近似。

同样可得(13b)和(14)式,再代入(13a)式有

$$u_0(0) = \delta_0 + g_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \sqrt{c_1} L \{ \cosh[u_1(0)] + \cosh[u_1(L)] \}, \quad (15)$$

注意到(13b), (14), (15)式还有未知数 $\sqrt{c_1}$ 待定,对(7b)式进行变化,有 $2g_{01}\sqrt{c_0}L_0^{\text{eff}} = \delta_1$, 即

$$2g_{01}P'_{\text{in}}e^{-u_0(0)} \int_0^L \cosh[u_0(0) + a_1z + a_2z^2] dz = \delta_1, \quad (16)$$

分别把(13b), (14), (15)式代入(16)式可得到仅关于 $\sqrt{c_1}$ 的方程,这个方程想要直接得到解析解是困难的,但用数值方法可以很快求出 $\sqrt{c_1}$ 的值,进而得到 $\sqrt{c_0}$ 的值,再运用(5)式即可得到各级光的输出功率。

在 $P'_{\text{in}} < P_{\text{th1}}$ 时,问题变得很简单,只通过 $\frac{du_0}{dz} = -\alpha_0$, 加上边界条件即可推出 $\sqrt{c_0} = P'_{\text{in}}e^{-\delta_0}$ 。

现在考虑阈值情况。由于 $\sqrt{c_i}$ 在阈值前后不能突变,是连续的,所以可运用这个条件来求 P_{th1} 和 P_{th2} 。

P_{th1} 要满足的条件是: $(\sqrt{c_0})_{P'_{\text{in}} \leq P_{\text{th1}}} = (\sqrt{c_0})_{P_{\text{th1}} \leq P'_{\text{in}} \leq P_{\text{th2}}}$, 由于此时 $(\sqrt{c_0})_{P'_{\text{in}} \leq P_{\text{th1}}} = P'_{\text{in}}e^{-\delta_0}$, 利用(15)式得 $\sqrt{c_1} = 0$, 也即 $a_1 = -\alpha_0, a_2 = 0$, 所以 $L_0^{\text{eff}} = L \frac{\sinh[u_0(L)] - \sinh[u_0(0)]}{u_0(L) - u_0(0)}$, 最终有

$$P_{\text{th1}} = \frac{\delta_1 e^{\delta_0} [u_0(L) - \delta_0]}{2g_{01}L\{\sinh[u_0(L)] - \sinh(\delta_0)\}} = \frac{\alpha_0 \delta_1}{g_{01}(1 - e^{-\alpha_0 L})(R_0^L e^{-\alpha_0 L} + 1)}, \quad (17)$$

P_{th2} 要满足的条件是: $(\sqrt{c_1})_{P_{\text{th1}} \leq P'_{\text{in}} \leq P_{\text{th2}}} = (\sqrt{c_1})_{P'_{\text{in}} \geq P_{\text{th2}}}$, 由于 $(\sqrt{c_1})_{P'_{\text{in}} \geq P_{\text{th2}}} = \frac{\delta_2}{g_{12}L\{\cosh[u_1(0)] + \cosh[u_1(L)]\}}$, 利用(15)式可以得到: $u_0(0)_{P_{\text{th1}} \leq P'_{\text{in}} \leq P_{\text{th2}}} = \delta_0 + \frac{g_{01}\lambda_1}{g_{12}\lambda_0}\delta_2$, 因此 $P_{\text{th2}} = e^{\delta_0 + \frac{g_{01}\lambda_1}{g_{12}\lambda_0}\delta_2} \frac{\delta_1}{2g_{01}L_0^{\text{eff}}}$, L_0^{eff} 可由(9)式通过积分得出,这里的缺陷仍是无法得到 P_{th2} 的完全解析表达式。

二级阈值要满足的条件还可以是: $(\sqrt{c_0})_{P_{\text{th1}} \leq P'_{\text{in}} \leq P_{\text{th2}}} = (\sqrt{c_0})_{P'_{\text{in}} \geq P_{\text{th2}}}$, 结论和上面完全一样。

当 $R_1 = R_4$ 时,此时由于 $a_2 = 0$,可以得到二级阈值的完全解析形式

$$P_{\text{th2}} = \frac{\delta_1 \left(\alpha_0 L + \frac{g_{01}\lambda_1}{g_{12}\lambda_0} \delta_2 \right)}{g_{01}L(1 - e^{-\alpha_0 L - \frac{g_{01}\lambda_1}{g_{12}\lambda_0} \delta_2})(1 + R_0^L e^{-\alpha_0 L - \frac{g_{01}\lambda_1}{g_{12}\lambda_0} \delta_2})}。 \quad (18)$$

3 结果比较

用上述二阶方法及文献[15]的线性方法来与数值方法作比较,可以看到,二阶近似解比线性方法更接近于一般的数值方法。

设光纤参数为: $g_{01} = 1.30 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, $g_{12} = 0.96 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$, $\lambda_1 = 1239 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1484 \text{ nm}$, $\alpha_0 = 1.85 \text{ dB/km}$, $\alpha_1 = 1.15 \text{ dB/km}$, $\alpha_2 = 1.0 \text{ dB/km}$, $\delta_s = 0.015 \text{ dB}$, $\delta_F = 0.15 \text{ dB}$ 。

现在考虑 R_0, R_1, R_2, R_3 和 R_4 。如果 R_1 与 R_4 相等,那么本文的方法就退化为线性模拟;当 R_1 与 R_4

的值不相等,特别是需要双波长输出时,由于 R_1 与 R_4 的差别很大,二阶方法就比线性方法更接近数值模拟的结果。

因为 R_2 决定了二级光功率的输出,取 $R_2 = 20\%$ 。FBG1 和 FBG3 是高反的,但实际反射率都小于 99% ,不失一般性,可设 $R_0 = 0.95, R_3 = 0.96$ 。

设 $L = 500 \text{ m}$, 在 $R_1 = 0.7, R_4 = 0.9$ 的情况下,来比较各级光输出功率同输入抽运功率之间的关系。

从图 2, 3 可以看出,不管是采用一阶近似还是二阶近似,得到的结果同数值模拟结果相比差别均

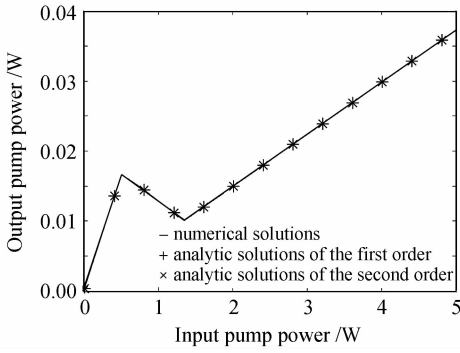


图 2 输出抽运功率同输入抽运功率的关系

Fig. 2 Output pump power curves input power

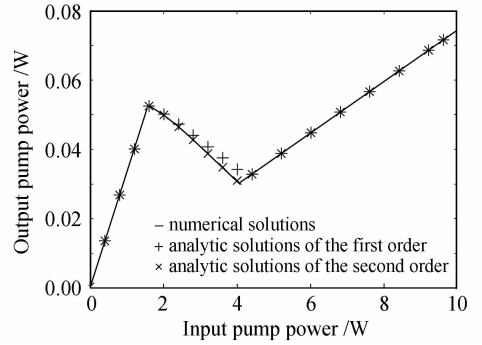


图 4 输出抽运功率同输入抽运功率的关系

Fig. 4 Output pump power curves input power

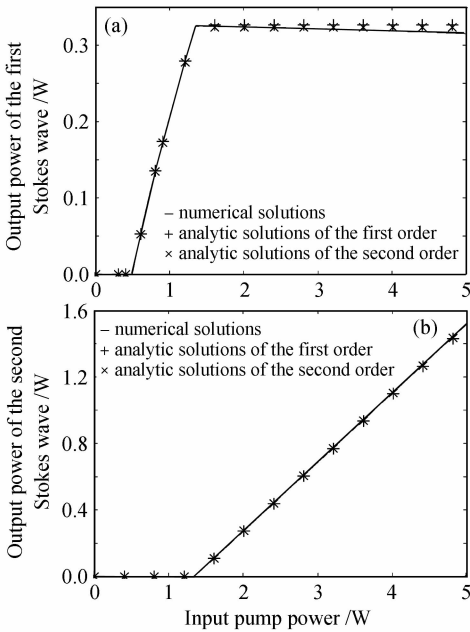


图 3 一级(a)和二级(b)Stokes 光输出功率同输入抽运功率的关系

Fig. 3 Output power curves of the first Stokes wave (a) and the second Stokes wave (b) as input power

很小,可以忽略。近似解同数值模拟吻合得非常好,说明抽运光的上述近似假设是合理的。

其实在 $R_1 = 0.7, R_4 = 0.9$ 时二阶方法和一阶方法的差别并不明显,其原因在于(11)式中起决定作用的是 $\cosh[u_1(0)]$ 和 $\cosh[u_1(L)]$,利用 R_1, R_4 与 $u_1(L), u_1(0)$ 的关系可以得到 $\cosh[u_1(0)] \approx 1.0044, \cosh[u_1(L)] \approx 1.0242$,二者相差并不大。

如果令 $R_1 = 0.1, R_4 = 0.9$,即输出为双波长输出,则 $\cosh[u_1(0)] \approx 1.0044, \cosh[u_1(L)] \approx 1.7997$,此时由于 FBG1 反射率大幅度下降,所以很大程度上提高了二级阈值功率,在此把输入抽运功率的最大值提升到 10 W,结果如图 4,5 所示。

图 4,5 表明,当 R_1, R_4 之间的差变大时,则线性

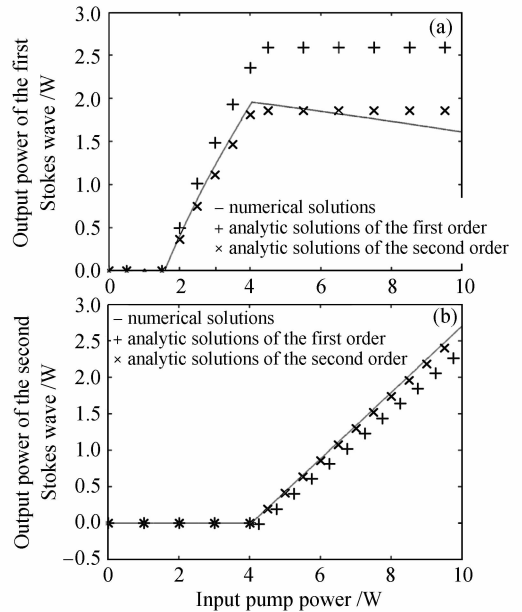


图 5 一级(a)和二级(b)Stokes 光输出功率同输入抽运功率的关系

Fig. 5 Output power curves of the first Stokes wave (a) and the second Stokes wave (b) as input power

方法变得不够精确了,而且在一级和二级阈值处均出现了间断点,甚至在图 5(b)中出现了负值功率,这是由于 $\sqrt{c_2}$ 在此条件下算出来是一个负数引起的。但用二阶方法不仅没有出现间断点,而且比线性方法更加符合数值模拟的结果,因此双波长输出时适用二阶方法,不适用线性方法。

4 结论

首先将描述抽运光和 Stokes 光沿光纤分布的微分方程组简化成了代数方程组,在此基础上对抽运光采用二阶非线性近似得到了不同功率情况下的近似解,而且求出了阈值表达式,同数值模拟结果比较表明二者吻合得很好,特别是需要双波长输出时,二阶方法比线性方法精确得多。但是这种非线性近

似的方法主要缺陷就在于得到近似解的过程中要计算一个非初等积分,因此需要利用一定的数值手段。对于需要双波长输出的实验设计而言,该方法具有相当的适用性。

参 考 文 献

- Shu Namiki, Yoshihiro Emori. Ultrabroad-band Raman amplifiers pumped and gain-equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2001, **7**(1):3~16
- Hu Dawei, Yu Haohai, Wang Zhengping *et al.*. Efficient stimulated Raman scattering of YVO₄ Crystal [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(6):918~920
胡大伟,于浩海,王正平等. YVO₄ 晶体的高效受激拉曼散射 [J]. *光学学报*, 2006, **26**(6):918~920
- Duan Yunfeng, Lü Fuyun, Wang Jian *et al.*. Experimental study of the backforward-pumped distributed Raman fiber amplifier [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(11):1499~1502
段云峰,吕福云,王健等. 反向抽运分布式光纤拉曼放大器的实验研究[J]. *中国激光*, 2005, **32**(11):1499~1502
- Zhao Yuefeng, Zhang Yinchao, Hong Guanglie *et al.*. Scheme on acquisition and disposal for Raman lidar system [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(6):734~738
赵曰峰,张寅超,洪光烈等. 拉曼激光雷达信号采集及处理系统[J]. *中国激光*, 2006, **33**(6):734~738
- M. Prabhu, N. S. Kim, L. Jianren *et al.*. Simultaneous two-color CW Raman fiber laser with maximum output power of 1.05 W/1239 nm and 0.95 W/1484 nm using phosphosilicate fiber [J]. *Opt. Commun.*, 2000, **182**:305~309
- C. S. Kim, R. M. Sova, J. U. Kang. Tunable multi-wavelength all-fiber Raman source using fiber Sagnac loop filter [J]. *Opt. Commun.*, 2003, **218**:291~295
- M. D. Mermelstein, C. Headley, J. C. Bouteiller *et al.*. A high-efficiency power-stable three-wavelength configurable Raman fiber laser [C]. Anaheim, USA:OFC, 2001. PD3
- Wang Chuanlin, Ruan Shuangchen, Yu Chongxiu *et al.*. Principle and application of Raman fiber amplifier [J]. *J. Shenzhen University Science and Engineering*, 2004, **21**(1):86~90
王传林,阮双琛,余重秀等. 拉曼光纤放大器的原理及其应用 [J]. *深圳大学学报(理工版)*, 2004, **21**(1):86~90
- N. S. Kim, X. Zou, K. Lewis, CW depolarized multiwavelength Raman fiber ring laser with over 58 channels and 50GHz channel spacing [C]. Anaheim, USA:OFC, 2002. ThGG21, 640~642
- Chaohong Huang, Zhiping Cai, Zhengqian Luo *et al.*. Highly efficient cascaded P-doped Raman fiber laser pumped by Nd:YVO₄ solid-state laser [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2008, **6**(1):41~43
- N. S. Kim, M. Prabhu, C. Li *et al.*. 1239/1484 nm cascaded phosphosilicate Raman fiber laser with CW output power of 1.36 W at 1484 nm pumped by CW Yb-doped double-clad fiber laser at 1064 nm and spectral continuum generation [J]. *Opt. Commun.*, 2000, **176**(1-3):219~222
- M. Rini, I. Cristiani, V. Degiorgio *et al.*. Experimental and numerical optimization of a fiber Raman laser [J]. *Opt. Commun.*, 2002, **203**:139~144
- M. Rini, I. Cristiani, V. Degiorgio. Numerical modeling and optimization of cascaded CW Raman fiber lasers [J]. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 2000, **36**(10):1117~1122
- S. Cierullies, H. Renner, E. Brinkmeyer. Numerical optimization of multi-wavelength and cascaded Raman fiber lasers [J]. *Opt. Commun.*, 2003, **217**:233~238
- Chaohong Huang, Zhiping Cai, Chenchun Ye *et al.*. Analytic modeling of the P-doped cascaded Raman fiber lasers [J]. *Optical Fiber Technol.*, 2007, **13**(1):22~26