

文章编号 : 0253-2239(2001)06-0660-04

# 拉曼增益系数可分离光纤中的受激拉曼散射\*

巩稼民<sup>1)</sup> 方 强<sup>1)</sup> 梁 猛<sup>1)</sup> 王永昌<sup>2)</sup>

(1), 西安邮电学院电信系, 西安 710061  
(2), 西安交通大学现代物理研究所, 西安 710049)

摘要: 给出了拉曼增益系数可分离光纤的定义, 在考虑了  $N$  个单色光之间的两两受激拉曼散射, 得到了这种光纤中单向传输的  $N$  个不同的单色光之间的受激拉曼散射(SRS)稳态耦合波方程的解析解。它适用于各单色光功率任意大小、光频率分布不均匀时的一般情况。这一结果可应用于光纤通信系统、拉曼光纤放大器和拉曼光纤激光器的设计与分析。最后把解析解与数值解进行了比较, 两者取得了很好的一致。

关键词: 光纤; 受激拉曼散射; 耦合波方程

中图分类号: TN25 文献标识码: A

## 1 引 言

传输光纤在光通信、激光等应用技术中占有极其重要的地位。适合于不同用途的光纤由于制作工艺、材料的不同具有不同的拉曼增益谱系数, 其形状千姿百态、丰富异常。利用拉曼增益系数大的光纤, 可以制造出拉曼光纤宽带放大器、拉曼光纤激光器, 而低拉曼增益系数光纤可用于光纤通信系统中。在上述的几种系统中, 一般的情况是参加受激拉曼散射相互作用的光波为多个单色光混合在一起, 因而其相互作用的过程十分复杂, 为了弄清楚这种“混合光”之间的受激拉曼散射相互作用的过程, 人们进行过大量的理论和实验研究。1984年, Chraplyvy<sup>[1]</sup>在研究波分复用石英光纤通信系统中受激拉曼散射带来的负面影响时给出了多波道光之间的受激拉曼散射耦合方程组, 并在忽略波道光之间的受激拉曼散射耦合损失条件下, 给出了所谓的小信号解。1989年至1990年, KAO<sup>[2-4]</sup>在研究受激拉曼散射光放大器时, 进一步完善了多波道光的受激拉曼散射耦合方程组, 在对石英光纤的拉曼增益系数作了特定假定的条件下给出了石英光纤中多个单色光受激拉曼散射耦合方程组的解析解, 但这组解仍然是在忽略了单色光之间的受激拉曼散射相互作用下得到的。1998年, Zirngibl<sup>[5]</sup>给出了具有窄光谱宽度的连续谱光在石英光纤中传输情况下的受激拉曼散射耦合方程组的解析解, 尽管考虑了单色光之间的受激拉曼

散射相互作用, 但其却忽略了单色光之间的波长或频率差异, 因而不能应用于各单色光波长差异较大时的情况。1998年至1999年, 我们在研究密集波分复用光纤中的受激拉曼散射问题时, 给出了受激拉曼散射耦合方程组的解析解<sup>[6-8]</sup>, 但这仍然不能解决非石英光纤时的情况。总结前人的研究可以看出, 过去的研究主要集中在应用广泛的石英光纤上, 而对其它光纤有关这方面的研究鲜有报道。事实上, 为了适应各种用途, 实际的传输光纤大都是掺杂的石英光纤, 它们的拉曼增益谱系数也发生了很大变化<sup>[9]</sup>, 另外, 非石英材料光纤也在迅猛地发展之中。给出适用于所有光纤的受激拉曼散射耦合方程组的解析解是困难的, 本文的着眼点在拉曼增益系数可分离光纤上, 而石英光纤可近似为拉曼增益系数可分离光纤中的一种。

## 2 理论模型和分析方法

### 2.1 理论模型

为了清楚起见, 我们采用光纤通信的术语来说明问题, 差别在于所讨论的光功率的取值是任意的, 这不同于光通信系统中信号光的功率, 单色光波长的排列也不局限于光纤通信系统中波道分布的标准。图1为  $N$  波道单工波分复用单模光纤传输系统, 以波长  $\lambda_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) 为标志的第  $i$  个波道中传输着信号光, 假定在光纤的输入端各波道输入功率恒定的连续单色光。波道安排按光波长递增(光频率递减)的顺序排列, 即  $\lambda_i > \lambda_j$  ( $i > j$ )。为了分析方便, 作以下假设: 只考虑受激拉曼散射的一阶斯

\* 陕西省自然科学基金(2000X13)资助课题。

收稿日期: 2000-02-28; 收到修改稿日期: 2000-04-10

托克斯效应,忽略反斯托克斯效应和其它高阶效应;波道宽度远小于波道间隔;波道光 and 受激拉曼散射光同处于单模光纤中的同一个传输模式;假设各信号光在光纤中的线性衰减系数相同;忽略自发拉曼散射带来的能量损失;不考虑群速度失配问题;不考虑其它非线性效应带来的影响。

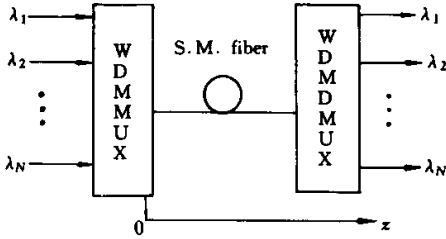


Fig. 1 WDM optical fiber communication system

## 2.2 $N$ 波道前向稳态受激拉曼散射耦合方程

在以上的假设下,一般  $N$  波道前向受激拉曼散射耦合方程<sup>[5,6]</sup>为:

$$\frac{dn_i}{dz} = \left( -\alpha + \sum_{j=1}^N r_{ij} n_j \right) n_i \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (1)$$

式中  $n_i, n_j$  表示  $z$  处  $i, j$  波道中前向传输的光子通量(单位时间内垂直流过光纤有效截面的光子数),  $\alpha$  为线性衰减系数,  $r_{ij}$  为  $i, j$  波道之间光子通量的拉曼增益系数。其符号规定如下:

$$r_{ij} \begin{cases} = 0 & (i = j), \\ < 0 & (i < j), \\ > 0 & (i > j). \end{cases} \quad (2)$$

$$r_{ij} = -r_{ji}. \quad (3)$$

$i < j$  时,  $r_{ij}$  取负值,表示  $i$  波道通过受激拉曼散射向  $j$  波道输出能量。 $i > j$  时,  $r_{ij}$  取正值,表示  $i$  波道通过受激拉曼散射从波道  $j$  吸收能量。

## 2.3 拉曼增益系数可分离光纤

如果在某一频移范围内,某种材料制成的光纤中第  $i, j$  波道光之间的拉曼增益系数  $r_{ij}$  可以写成:

$$r_{ij} = r_i - r_j, \quad (4)$$

其中  $r_i, r_j$  分别仅与第  $i, j$  波道光的频率或波长有关,那么,在这一频移范围内,我们把具有这种性质的光纤称为拉曼增益系数可分离光纤。对于熔融石英光纤,在  $[0, 500 \text{ cm}^{-1}]$  的频移范围内,第  $i, j$  波道光之间的拉曼增益系数  $r_{ij}$  可以写成<sup>[6,7]</sup>:

$$r_{ij} = r_i - r_j = \left[ -\frac{h\bar{\nu}k}{\lambda MA_e} \nu_i \right] - \left[ -\frac{h\bar{\nu}k}{\lambda MA_e} \nu_j \right] \quad i, j = 1, 2, \dots, N \quad [J/(m \cdot W)]. \quad (5)$$

式中  $\nu$  为  $i$  波道的波数( $\nu_i = \lambda_i^{-1}$ ),单位为  $\text{cm}^{-1}$ ,  $h\bar{\nu}, M, A_e$  分别为平均光子能量、保偏系数 ( $1 \leq M \leq 2$ ), 光纤有效截面积,  $k \approx 1.80 \times 10^{-16} (\text{m} \cdot \text{cm}/\text{W})$  为常数。可见石英光纤可近似为拉曼增益系数可分离光纤中的一种。

## 2.4 拉曼增益系数可分离光纤中 $N$ 波道前向稳态受激拉曼散射耦合方程及其解析解

将(4)式代入(1)式,在2.1小节的模型假设下,石英光纤中  $N$  波道前向稳态受激拉曼散射耦合方程及边界条件可具体表示为:

$$\frac{dn_i}{n_i dz} + \alpha = \sum_{j=1}^N (r_i - r_j) n_j \quad i = 1, 2, \dots, N; \quad (6)$$

$$n_i|_{z=0} = n_i(0) \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (7)$$

式中  $n_i(0)$  为  $i$  波道在  $z = 0$  处入射的初始光子通量。

(6)式在满足(7)式的条件时解析解为(详见附录):

$$\left. \begin{aligned} n_i &= n_i(0) \left[ \exp(-\alpha z) \right] \frac{n_\Sigma(0)}{\sum_{j=1}^N n_j(0) \exp G_{ji}} \\ G_{ji} &= r_{ji} n_\Sigma(0) L_e, \quad n_\Sigma(0) = \sum_{j=1}^N n_j(0), \\ L_e &= \frac{1 - \exp(-\alpha z)}{\alpha}, \\ &i = 1, 2, \dots, N. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

显然,任意两波道的光子通量满足以下关系:

$$m_l/m_s = \exp G_{ls} \quad l, s = 1, 2, \dots, N, \quad (9)$$

式中

$$m_i = n_i(z) n_i(0) \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (10)$$

为了以下分析的方便,把(8)式恢复成功率的形式。

$$\left. \begin{aligned} p_i &= p_i(0) \left[ \exp(-\alpha z) \right] \frac{p_\Sigma(0)}{\sum_{j=1}^N \frac{p_j(0) \bar{\nu}}{\nu_j} \exp G_{ji}} \\ p_i(0) &= n_i(0) h \nu_i, \quad p_\Sigma(0) = \sum_{j=1}^N p_j(0) \frac{\bar{\nu}}{\nu_j}; \\ G_{ji} &= -\frac{r_{ji}}{\lambda MA_e} p_\Sigma(0) L_e. \\ &i = 1, 2, \dots, N \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

## 3 讨 论

为了直观了解(11)式的准确性,把它与原始方程组(1)式的数值解进行比较。仍以石英光纤为例,

在求数值解时 (1) 式中的  $r_{ij}$  取自实际的拉曼增益系数测量值<sup>[10]</sup>。其他系数参数取值为: 波道总数  $N = 5$ , 第一波道波长  $\lambda_1 = 1548.51 \text{ nm}$ , 光纤的有效截面积  $A_e = 5 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ , 保偏系数  $M = 2$ , 线性衰减系数  $\alpha = 0.20 \text{ dB/km}$ , 光纤长度取  $50 \text{ km}$ 。5 个波道光的初始入纤功率分别为:

$$\begin{aligned} p_1(0) &= 250 \text{ mW}, & p_2(0) &= 200 \text{ mW}, \\ p_3(0) &= 150 \text{ mW}, & p_4(0) &= 100 \text{ mW}, \\ p_5(0) &= 50 \text{ mW}. \end{aligned}$$

图 2、图 3 给出了波道频率间隔不同情况下的比较情形。可以看出, 解析解和数值解取得了很好的一致。

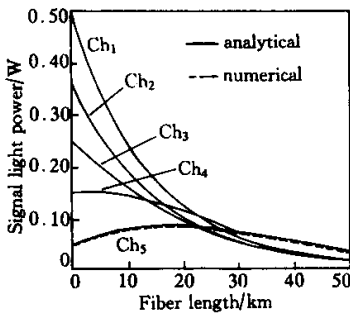


Fig. 2 Signal light power as a function of the route length. The channel spacing is  $\Delta\nu_{12} = 200 \text{ GHz}$ ,  $\Delta\nu_{23} = 450 \text{ GHz}$ ,  $\Delta\nu_{34} = 1000 \text{ GHz}$ ,  $\Delta\nu_{45} = 250 \text{ GHz}$  respectively

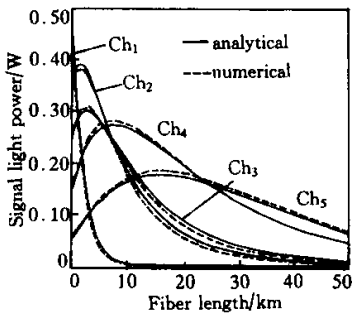


Fig. 3 Signal light power as a function of the route length. The channel spacing is  $\Delta\nu_{12} = 10000 \text{ GHz}$ ,  $\Delta\nu_{23} = 1000 \text{ GHz}$ ,  $\Delta\nu_{34} = 2000 \text{ GHz}$ ,  $\Delta\nu_{45} = 1500 \text{ GHz}$  respectively

结论 在拉曼增益系数可分离光纤传输系统中,  $N$  个不等波道间隔、不等初始输入功率的波道光经过受激拉曼散射作用后, 其输出具有以下特点:

在光纤传输过程中相邻波道的信号光子通量在光纤中的比值随光纤的长度、总的输入光子通量和两波道之间的拉曼增益系数按 (9) 式所表示的指数规律变化。各波道光功率按 (8) 和 (11) 式所表示的指数规律变化。

## 参 考 文 献

- [1] Chraplyvy A R. Optical power limits in multichannel WDM system due to stimulated Raman scattering. *Electron. Lett.*, 1984, **20**(2): 58~59
- [2] Kao M S, Wu J. HD-WDM systems using post-transmitter fiber Raman amplifier to relax Raman crosstalk limitation. *Electron. Lett.*, 1989, **25**(21): 1457~1459
- [3] Kao M S, Wu J. Signal light amplification by stimulated Raman scattering in an  $n$ -channel WDM optical fiber communication system. *J. Lightwave Technol.*, 1989, **7**(9): 1290~1299
- [4] Kao M S, Wu J. Extending transmission distance of HD-WDM systems using post transmitter fiber Raman amplifiers. *J. Lightwave Technol.*, 1991, **9**(3): 394~399
- [5] Zirngibl M. Analytical model of Raman gain effects in massive wavelength division multiplexed transmission systems. *Electron. Lett.*, 1998, **34**(8): 789~790
- [6] Gong Jiamin, Fang Qiang, Liu Juan *et al.*. The effect on signal power in single-mode silica fiber DWDM optical communication system with equally spaced channels. *Chinese J. Lasers*, 2000, **B9**(1): 51~56
- [7] 巩稼民, 方强, 刘娟等.  $N$  波道高密度波分复用石英光纤传输系统中受激拉曼散射对信号光功率的影响. *物理学报*, 2000, **49**(3): 449~454
- [8] Gong Jiamin, Fang Qiang, Liu Juan *et al.*. Analytical model of non-dispersion-limited transient stimulated Raman scattering in single-mode silica fiber in WDM optical communication system. *Chinese J. Lasers*, 2000, **B9**(2): 51~59
- [9] Lcaleener F, Mikkelsen J C, Geils R H *et al.*. The relative Raman cross sections of vitreous  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{GeO}_2$ ,  $\text{B}_2\text{O}_3$  and  $\text{P}_2\text{O}_5$ . *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **32**(1): 34~36
- [10] Stolen R H. Raman gain in glass optical waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **22**(6): 276~278

## 附录

首先证明 (9) 式。由 (6) 式可得:

$$\sum_{j=1}^N n_j = n_s(0) \exp(-\alpha z), \quad (\text{A1})$$

由 (6) 式中第  $l, s$  个方程可得:

$$\frac{1}{n_l} \frac{dn_l}{dz} - \frac{1}{n_s} \frac{dn_s}{dz} = r_{ls} \sum_{j=1}^N n_j, \quad (\text{A2})$$

将 (A1) 代入 (A2) 后对方程积分并利用边界条件 (7) 式得:

$$\frac{m_l}{m_s} = \exp G_{ls}, \quad l, s = 1, 2, \dots, N \quad (\text{A3})$$

由 (A3) 可得:  $n_j = n_j(0) m_1 \exp G_{j1}$ , (A4)

将 (A4) 代入 (A1) 可得:

$$m_1 = \frac{n_s(0) \exp(-\alpha z)}{\sum_{j=1}^N n_j(0) \exp G_{j1}}, \quad (\text{A5})$$

将(A5)代入(A4)得：

$$n_i = n_i(0) \frac{n_s(0) \exp(-\alpha z)}{\sum_{j=1}^N n_j(0) \exp G_{ji}}, \quad i = 2, \dots, N.$$

## Stimulated Raman Scattering in Raman Gain Separated Fiber

Gong Jiamin<sup>1)</sup> Fang Qiang<sup>1)</sup> Liang Meng<sup>1)</sup> Wang Yongchang<sup>2)</sup>

(1), Department of Telecommunications, Xi'an Institute of Posts and Telecommunications, Xi'an 710061 )

(2), Institute of Modern Physics, Xi'an JiaoTong University, Xi'an 710049

( Received 28 February 2000 ; revised 10 April 2000 )

**Abstract :** The Raman gain separated fiber is designated. The analytic solutions of  $N$ -channels stimulated Raman scattering ( SRS ) steady-state coupling wave equation in the fibers is given. As considering the SRS cross coupling among the  $N$ -channels, the analytic solutions are applicable to arbitrary channel separation and input photon fluxes. These results can be used to analyze and design the optical fiber communication systems, Raman fiber amplifier and lasers. Finally, the analytic solution is compared with numerical one, both are in very good agreement.

**Key words :** fiber ; stimulated Raman scattering ; coupling wave equation