

密集波分复用石英光纤中受激喇曼散射 对信号光的影响

巩稼民¹⁾ 方 强²⁾ 刘 娟²⁾ 王永昌¹⁾

¹⁾ (西安交通大学现代物理研究所, 西安 710049)

²⁾ (西安邮电学院电信系, 西安 710061)

(1999 年 4 月 15 日收到; 1999 年 9 月 9 日收到修改稿)

从石英光纤具有的近似线性喇曼增益的特点出发, 给出了等信道间隔、等初始输入光子通量条件下前向 N 信道受激喇曼散射 (SRS) 稳态光子转换方程的解析解. 这个解析解是在考虑了 N 个信号光之间串话下得到的, 它适用于任意大小的信号光. 同时指出, 在传输过程中, SRS 的作用使相邻信道的信号光子通量保持等比性. 公比值随光纤的有效作用距离、总的初始输入光子通量和对应于信道间隔的喇曼增益系数而变化. 而总信号光子通量可表示为 N 项等比级数. 解析解与数值解进行了比较, 两者取得了很好的一致.

PACC: 4265; 4281

1 引 言

受激喇曼散射 (SRS) 是非线性光纤光学中一个很重要的效应. 利用它, 人们可以制造出光纤宽带喇曼放大器、喇曼激光器. 在现行的光波分复用通信系统中, 由于 SRS 的存在, 短波长信道中的光信号能量会转移到长波长信道中的光信号上, 产生 SRS 串扰, 从而严重劣化了系统的性能. 在上述的几种系统中, 参加 SRS 相互作用的光波或光信号是多波长或多信道的, 因而其相互作用的过程十分复杂. 为了弄清楚多波长或多信道光信号的 SRS 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^[1] 在研究波分复用光纤通信系统中 SRS 带来的负面影响时, 给出了多信道光之间的 SRS 耦合方程组, 并在忽略信号光之间的 SRS 耦合损失条件下, 给出了所谓的小信号解. 1989—1990 年, Kačar^[2-4] 在研究 SRS 光放大器时, 进一步完善了多信道光的 SRS 耦合方程组. 在对石英光纤的喇曼增益系数作了特定假定的条件下, 给出了石英光纤中多信道光 SRS 耦合方程组的解析解. 但这组解仍然是在忽略了信号光之间的 SRS 相互作用下得到的. 近年来, 高密度波分复用光纤通信系统发展很快, 在这种系统中, 复用信道数目很大, 总的输入功率也很大. 在这种情况下, 小信号理论就失去了意义, 应该

给出适用于任意大小信号的更为准确的理论.

2 理论模型与分析方法

2.1 理论模型

图 1 为 N 信道单工波分复用单模石英光纤传输系统, 以波长 λ_i ($i=1, 2, \dots, N$) 为标志的第 i 个信道中传输着信号光. 安排信道按光波长递增 (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 SRS 的一阶 Stokes 效应, 忽略其他高阶效应, 忽略自发喇曼散射带来的能量损失, 相邻信道间隔相等, 即 $\lambda_i - \lambda_{i-1} = \lambda_{i+1} - \lambda_i$ ($i=2, \dots, N-1$), 信道宽度远小于信道间隔; 信道光和 SRS 散射光同处于单模光纤中的同一个传输模式; 各信号光在光纤中的线性衰减系数相同; 各信道均连续输入相同的初始光子通量 (单位时间内垂直流

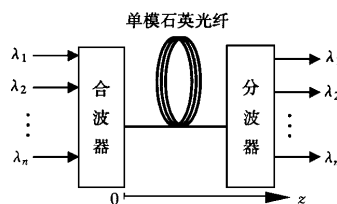


图 1 N 信道单工波分复用单模石英光纤传输系统

过光纤有效横截面的光子数), 不考虑除 SRS 以外的其他非线性效应。

2.2 N 信道前向稳态 SRS 光子转换方程

在以上的假设下, N 信道前向光子通量 SRS 光子转换方程^[5,6]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 为 z 处 i, j 信道中前向传输的光子通量, α 为线性衰减系数, r_{ij} 为 i, j 信道之间光子通量的喇曼增益系数, 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, 为 i 信道通过 SRS 向 j 信道输出能量; $i > j$ 时, r_{ij} 取正值, 为 i 信道通过 SRS 从信道 j 吸收能量。

2.3 石英光纤喇曼增益模型

Stolen 曾经报道了石英光纤的喇曼功率增益谱的实验测量曲线^[7]。在抽运光波长为 $1.0 \mu\text{m}$ 时, 其形状如图 2 中虚线所示, 记为 $g_0(\Delta\bar{\nu})$ 。当抽运光波

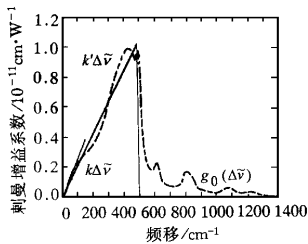


图 2 石英光纤的喇曼增益谱 抽运光波长为 $1.0 \mu\text{m}$, ----- 为实测曲线, — 为拟合曲线

长为 $\lambda_i \mu\text{m}$ 时, 其形状大致相同, 但高度发生了变化, 把它记为 $g_i(\Delta\bar{\nu})$ 。它们的关系为

$$g_i(\Delta\bar{\nu}) = \frac{1}{\lambda_i} g_0(\Delta\bar{\nu}) \quad (\text{m/W}), \quad (4)$$

式中 $\Delta\bar{\nu}$ 为频率移动量, 其单位为 cm^{-1} , λ_i 为一个无量纲量, 其大小为单位为 μm 时波长 λ_i 的值。在高密度波分复用石英光纤传输系统中, 由于信道间隔很小, 各信道光的波长相差无几, 此时可认为各信道光产生的喇曼功率增益谱相同, 考虑到抽运光波

长的不同带来的影响, 取其平均值, 即

$$\bar{g}(\Delta\bar{\nu}) = \frac{1}{\bar{\lambda}} g_0(\Delta\bar{\nu}) \quad (\text{m/W}), \quad (5)$$

式中 $\bar{\lambda}$ 为信道波长的平均值, 此处它是一个无量纲量, 其大小取单位为 μm 时的值。从图 2 可以看出, 在 $0, 100 \text{ cm}^{-1}$ 的频移范围内, $g_0(\Delta\bar{\nu})$ 几乎直线增大。这是一个十分重要的条件, 在目前的高密集波分复用和频分复用石英光纤传输系统中, 信道频率基本都落在 $[0, 100 \text{ cm}^{-1}]$ 之中。当然, 也可按 Chraplyvy 模型在 $0, 500 \text{ cm}^{-1}$ 对 $g_0(\Delta\bar{\nu})$ 进行直线拟合, 这两段的拟合直线 (图 2 中实线) 为

$$g_0(\Delta\bar{\nu}) = k\Delta\bar{\nu} \quad (\Delta\bar{\nu} \in [0, 100 \text{ cm}^{-1}]), \quad (6)$$

$$g_0(\Delta\bar{\nu}) = k'\Delta\bar{\nu} \quad (\Delta\bar{\nu} \in [0, 500 \text{ cm}^{-1}]), \quad (7)$$

式中 k, k' 为拟合直线的斜率, 其值为 $k = 2.35 \times 10^{-16} \text{ m} \cdot \text{cm/W}$; $k' = 1.80 \times 10^{-16} \text{ m} \cdot \text{cm/W}$ 。以下采用 (6) 式进行分析计算, 用到 (7) 式时, 以 k 替换 k' 。由喇曼光子通量增益系数与功率增益系数的关系, 可得

$$\bar{\kappa}(\Delta\bar{\nu}) = \frac{h\bar{\nu}k}{M\bar{\lambda}A_e} \Delta\bar{\nu} \quad (\text{J/m} \cdot \text{W}), \quad (8)$$

$$\Delta\bar{\nu} \in [0, 100 \text{ cm}^{-1}],$$

式中 $h\bar{\nu}, M, A_e$ 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。

当高密度波分复用系统中信道间隔相等时, 注意到 (2) 和 (3) 式所表示的符号规定, 有

$$r_{ij} = (i - j)R \quad (\text{J/m} \cdot \text{W}), \quad i, j = 1, 2, \dots, N, \quad (9)$$

$$R = \frac{h\bar{\nu}k\bar{\nu}_d}{\bar{\lambda}MA_e} \quad (\text{J/m} \cdot \text{W}), \quad (10)$$

式中 $\bar{\nu}_d$ 为信道间隔, 单位为 cm^{-1} 。

2.4 石英光纤中 N 信道前向稳态 SRS 光子转换方程及其解析解

在以上的假设下, 石英光纤中 N 信道前向稳态 SRS 耦合方程及边界条件可具体表示为

$$\frac{dn_i}{n_i dz} + \alpha = \sum_{j=1}^N (i - j)R n_j \quad i = 1, \dots, N, \quad (11)$$

$$n_i \Big|_{z=0} = n_0 \quad i = 1, \dots, N, \quad (12)$$

式中 n_0 为各信道在 $z=0$ 处入射的初始光子通量。方程 (11) 满足条件 (12) 式的解析解为 (详见附录)

$$n_i = n_1 k^{i-1} = n_\Sigma(0) \frac{1 - e^{G}}{1 - e^{NG}} e^{-\alpha z} e^{(i-1)G}$$

$$\begin{aligned}
 i &= 1, \dots, N, \\
 q &= e^G, \\
 G &= Rn_{\Sigma}(0)L_e, \\
 n_{\Sigma}(0) &= Nn_0, \\
 L_e &= \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha}.
 \end{aligned} \quad (13)$$

由(13)式可以看出,在传输过程中,各信道光子通量始终构成等比序列.而公比 q 随 G 因子而变化,即有

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_3}{n_2} = \dots = \frac{n_{i+1}}{n_i} = \dots = \frac{n_N}{n_{N-1}} = q = e^G. \quad (14)$$

在传输过程中的任一点 z 处,总输出的光子通量为

$$n_{\Sigma}(z) = \sum_{i=1}^N n_1 q^{i-1}. \quad (15)$$

显然, $n_{\Sigma}(z)$ 为一个 N 项的等比级数.在(13)(14)和(15)式中, $n_{\Sigma}(0)$ 为初始输入的总的光子通量, G 为对应于信道间隔的喇曼放大倍数, L_e 为有效作用距离.为了分析的方便,把(13)式恢复成如下功率的形式:

$$p_i = p_i(0)N \frac{1 - e^{-G}}{1 - e^{-NG}} e^{-\alpha z} e^{(i-1)G} \quad i = 1, 2, \dots, N,$$

$$p_i(0) = n_0 h \nu_i = \frac{\nu_i}{\nu_1} p_1(0),$$

$$G = \frac{k \tilde{\nu}_d}{\lambda M A_e} N \frac{\bar{\nu}}{\nu_1} p_1(0) L_e. \quad (16)$$

3 讨 论

为了直观了解(16)式的准确性,把它与原始方程组(1)的数值解进行比较,方程组(1)中喇曼增益系数 r_{ij} 取自熔石英光纤的实际测量数据.这里讨论三种情况,即小信号、一般信号、大信号的情况.对应的初始信号功率分别为1 mW, 10 W, 100 mW, 信道总数 $N = 8$,信道间隔 $\Delta\lambda = 1.61$ nm ($\Delta\nu = 200$ GHz),第一信道波长 $\lambda_1 = 1548.51$ nm,光纤有效截面积 $A_e = 5 \times 10^{-11}$ m²,保偏系数 $M = 2$,线性衰减系数 $\alpha = 0.20$ dB/km,光纤长度取50 km.

3.1 小信号近似($NG \ll 1$)

当 $NG \ll 1$ 时

$$e^G \approx 1 + G + \frac{G^2}{2}, \quad e^{NG} \approx 1 + NG + \frac{N^2 G^2}{2},$$

代入(16)式,得

$$p_i \approx p_i(0) e^{-\alpha z} \frac{2 + G}{2 + NG} e^{(i-1)G} \quad (17)$$

$$\approx p_i(0) e^{-\alpha z}. \quad (18)$$

(17)和(18)式表明,在小信号条件下,SRS的作用不明显.如图3所示,8个光信号功率的解析解和数值解与 $p_i(0) e^{-\alpha z}$ 几乎全部重合.由(17)式可得

$$p_1 \approx p_1(0) e^{-\alpha z} \frac{2 + G}{2 + NG} \approx P_1(0) e^{-\alpha z} e^{-\frac{N-1}{2}G}. \quad (19)$$

(19)式与Chraplyvy^[1]给出的小信号结果在形式上相同,差别在于两者采用的石英光纤的喇曼增益谱线的拟合直线的斜率不一样.由此可知:Auyeung, Chraplyvy等人给出的小信号解是(16)式在 $NG \ll 1$ 条件下的近似解.

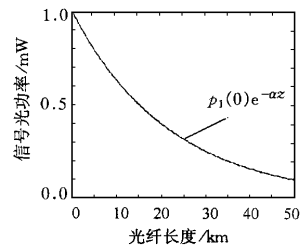


图3 小信号时($p_1(0) = 1$ mW) 8个信号光功率随光纤长度的变化规律 ——为解析解,-----为数值解

3.2 大信号近似($G \gg 1$)

当 $G \gg 1$ 时

$$1 - e^{-G} \approx -e^{-G}, \quad 1 - e^{-NG} \approx -e^{-NG},$$

代入(16)式,得

$$p_i \approx N p_i(0) e^{-\alpha z} e^{-(N-i)G} \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (20)$$

(20)式表明,在大信号条件下,SRS的作用非常明显.如图4所示.从图4可以看出,在很短的作用长

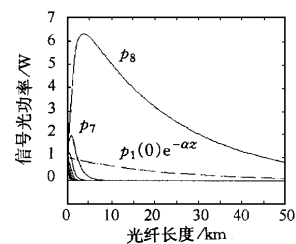


图4 大信号时($p_1(0) = 10$ W) 8个信号光功率随光纤长度的变化规律 曲线说明同图3

度上,第八信道光信号迅速扩大了8倍,而其余信道的光信号迅速衰减.从图4还可看出,解析曲线与数值曲线几乎重合,这说明采用(6)式所表示的喇曼增益谱线的线性近似时带来的误差很小.

3.3 一般情况

图5给出一般情况下信号光功率随光纤长度的变化规律.在 $p_1(0) = 100 \text{ mW}$ 时,解析曲线与数值曲线几乎重合.

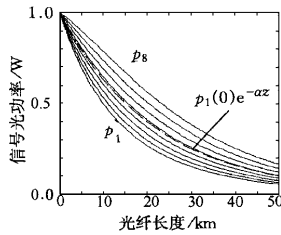


图5 一般情况下($p_1(0) = 100 \text{ mW}$)8个信号光功率随光纤长度的变化规律.曲线说明同图3

3.4 喇曼串话^[3,4,8]

由(13)和(16)式可以看出,经过 z 距离传输后,初始输入相同的各信道光信号功率在SRS作用下不再相同.一般地,短波长信号光损失较大,长波长信号光损失较小.为了定量描述这种情况,定义 z 处 i 信道的SRS串话系数 T_i 为

$$T_i = 10 \lg \left(\frac{p_i(z)}{p_i'(z)} \right) \quad i = 1 \dots N, \quad (21)$$

式中 $p_i(z), p_i'(z)$ 分别为有SRS和无SRS效应时 z 处 i 信道的信号光功率.显然,无SRS效应时 z 处 i 信道的信号光功率为

$$p_i'(z) = p_i(0) e^{-\alpha z} \quad i = 1 \dots N. \quad (22)$$

将(16)和(22)式代入(21)式,得

$$T_i = 10 \lg \left(N \frac{1 - e^{-G}}{1 - e^{-NG}} e^{(i-1)G} \right) \quad i = 1 \dots N. \quad (23)$$

由(23)式可以看出,串话系数 T_i 不仅与 G 因子有关,也与信道总数 N 、信道序号 i 有关.为了说明情况,现在分析一个十信道系统.系统其他参数同上.为了简化分析,只给出 T_1, T_5, T_{10} 的变化曲线.由图6可以看出,串话系数 T_i 随 z 的增大而渐趋恒定.这是因为有效作用距离 L_e 随 z 的增大而增大,最后趋于恒定.由图7至图9可以看出,串话系数

T_i 随信号光初始输入功率、信道间隔、信道总数发生变化.原因是这些量的变化引起喇曼放大系数变化.从图7至图9还可以看出,第一信道的光功率损失最大,第 N 信道的功率增加最大,其余信道的光功率变化介于两者之间.从图7可以看出,随信号光功率的增加,串话系数 T_i 渐渐偏离直线,这是由于抽运消耗产生了增益饱和现象.图9表明,即使信号光功率很低,但当信道总数增大时,SRS串话也会迅

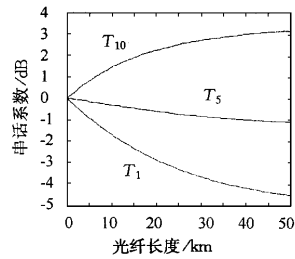


图6 串话系数随路径长度的变化规律. T_1, T_5, T_{10} 分别为第一、第五和最后一个信道的串话系数,其他系统参数为 $N = 10, \tilde{\nu}_d = 6.67 \text{ cm}^{-1}, p_1(0) = 100 \text{ mW}$

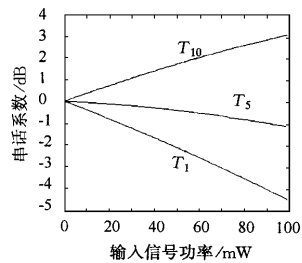


图7 串话系数随信号光初始入射功率的变化规律. T_1, T_5, T_{10} 分别为第一、第五和最后一个信道的串话系数,其他系统参数为 $N = 10, \tilde{\nu}_d = 6.67 \text{ cm}^{-1}$

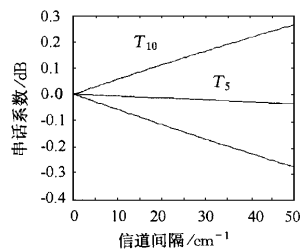


图8 串话系数随信道间隔的变化规律. T_1, T_5, T_{10} 分别为第一、第五和最后一个信道的串话系数,其他系统参数为 $N = 10, p_1(0) = 1 \text{ mW}$

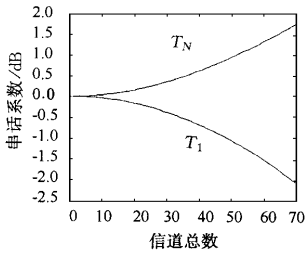


图9 串话系数随信道总数的变化规律 T_1 和 T_N 分别为第一和最后一个信道的串话系数,其他系统参数为 $p_s(0) = 1 \text{ mW}$, $\nu_d = 6.67 \text{ cm}^{-1}$

速增大.因此,当信道总数很大时,采用小信号理论会带来较大的误差.

3.5 理论模型的局限性

在2.1节所述的理论模型中,没有考虑除SRS以外的其他非线性效应.实际上,在信道为等间隔配置且间隔变小时,色散引起的信道之间群速度失配现象趋于消除,信道之间的四波混频效应(FWM)对信号光功率的影响强烈起来^[9].当信号光强度很大且信道宽度很窄时,受激布里渊散射(SBS)对信号光功率的影响也不可忽略^[10].因此,2.1节所述的理论模型仅适用于色散光纤中信道间隔较大,且信号光的信道宽度较大的密集波分复用系统.这就是其局限性.

4 结 论

在具有线性喇曼光子通量增益的光纤传输系统中, N 个等信道间隔,等初始输入光子通量的信号光经过SRS作用后,其输出具有以下特点:相邻信道的信号光光子通量在光纤中传输过程中保持等比性,其比值随光纤的有效相互作用长度、总的初始输入光子通量和信道间隔的大小而变化.而在传输过程中总的输出光子通量可表示为 N 项等比级数.

熔石英光纤的喇曼增益谱可在 $0 \sim 100 \text{ cm}^{-1}$ 范围内近似为线性喇曼增益谱.其相对误差不会超过1%.当采用Chraplyvy模型^[1]在 $0 \sim 500 \text{ cm}^{-1}$ 范围内作线性近似时,相对误差约为5%.

经过SRS作用后,串话系数 T_i 不仅与 G 因子有关,还与信道总数 N 、信道序号 i 有关.因此,在作小信号近似时,要考虑到信道总数的大小.

附 录

首先证明(14)式,由(11)式可得

$$\frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dz} + \frac{1}{n_3} \frac{dn_3}{dz} = \frac{2}{n_2} \frac{dn_2}{dz}.$$

对此方程消去 dz ,等号两边积分,并利用边界条件(12)式,得

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_3}{n_2}. \quad (\text{A1})$$

现设 $i > 1$ 时, m_{i-1} , m_i , m_{i+1} 满足

$$\frac{n_i}{m_{i-1}} = \frac{n_{i+1}}{m_i}, \quad (\text{A2})$$

由(11)式中第 i , $i+1$, $i+2$ 个方程可得

$$\frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dz} + \frac{1}{n_{i+2}} \frac{dn_{i+2}}{dz} = \frac{2}{n_{i+1}} \frac{dn_{i+1}}{dz}.$$

对此方程消去 dz ,等号两边积分,并利用边界条件(12)式,得

$$\frac{n_{i+1}}{n_i} = \frac{n_{i+2}}{n_{i+1}}. \quad (\text{A3})$$

(14)式从而得证,并令比例因子为 q ,即

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_3}{n_2} = \dots = \frac{n_N}{n_{N-1}} = q. \quad (\text{A4})$$

由(11)式可得

$$n_1 + n_2 + \dots + n_N = N n_0 e^{-\alpha z} = n_2(0) e^{-\alpha z}. \quad (\text{A5})$$

将(A4)式代入(A5)式,得

$$n_1 = \frac{n_2(0)}{S} e^{-\alpha z}, \quad (\text{A6})$$

式中

$$S = 1 + q + \dots + q^{i-1} + \dots + q^{N-1} = \frac{1 - q^N}{1 - q}. \quad (\text{A7})$$

将 $n_j = n_1 q^{j-1}$ 代入(11)式中第一个方程,整理得

$$\frac{dn_1}{n_1 dz} + \alpha = -Rq n_1 \sum_{j=2}^N (j-1) q^{j-2}. \quad (\text{A8})$$

将(A6)式代入(A8)式,整理得

$$\frac{dq}{q} = R n_2(0) e^{-\alpha z} dz, \quad (\text{A9})$$

对上式积分,并利用边界条件 $q|_{z=0} = 1$,得

$$q = e^{R n_2(0) z} = e^G. \quad (\text{A10})$$

将 q 代入(A6)式,得

$$n_1 = n_2(0) \frac{1 - e^G}{1 - e^{NG}} e^{-\alpha z}. \quad (\text{A11})$$

将(A11)式代入(A4)式,便得到(13)式,即

$$n_i = n_2(0) \frac{1 - e^G}{1 - e^{NG}} e^{-\alpha z} e^{(i-1)G} \quad i = 2, \dots, N.$$

[1] A. R. Chraplyvy, *Electron Lett.*, **20**(1984), 58.

[2] M. S. Kao, J. S. Wu, *Electron Lett.*, **25**(1989), 1457.

[3] M. S. Kao, J. S. Wu, *J. Lightwave Technol.*, **7**(1989), 1290.

[4] M. S. Kao, J. S. Wu, *J. Lightwave Technol.*, **9**(1991), 394.

[5] R. G. Smith, *Appl. Opt.*, **11**(1972), 2489.

- [6] J. Auyeung *et al.* , *IEEE J. Quantum Electron.* , **QE-14** (1978) , 347. [9] 宋 健 , *光学学报* , **16**(1996) , 1526 [Song Jian , *Acta Optica Sinica* , **16**(1996) , 1526(in Chinese)].
- [7] R. H. Stolen , *Proceedings of the IEEE* **68**(1980) , 1231. [10] 李 红 , *中国激光* , **24**(1997) , 421 [Li Hong , *Chinese J. Lasers* , **24**(1997) , 421(in Chinese)].
- [8] Zhao Liang , Xu Da-yong , Wu De-ming *et al.* , *Chinese J. Lasers* **B6**(1997) , 275.

EFFECT OF STIMULATED RAMAN SCATTING ON SIGNALS IN SINGLE-MODE SILICA FIBER IN DENSITY WAVELENGTH DIVISION MULTIPLEXED SYSTEM

GONG JIA-MIN¹⁾ FANG QIANG²⁾ LIU JUAN²⁾ WANG YONG-CHANG¹⁾

¹⁾*Institute of Modern Physics ,Xi 'an Jiaotong University ,Xi 'an 710049*

²⁾*Department of Telecommunications ,Xi 'an Institute of Posts and Telecommunications ,Xi 'an 710061*

(Received 15 April 1999 ; revised manuscript received 9 September 1999)

ABSTRACT

Assuming that the Raman gain profile of silica is a linear function , the author has given analytic solutions of N -channel stimulated Raman scattering(SRS) steady-state coupling wave equation with equal(but arbitrary) channel separation and input photon fluxed. Considering the SRS cross coupling among the N -channels , the analytic solutions are applicable to arbitrary amount of signals in the N -channels. It also has been pointed out that the ratio of photon fluxes between neighboring channels is equal. The common ratio varies with the effective length and the total input photon fluxes and the Raman gain coefficient of the channel separation. The total output photon flux is geometric series. Finally , the analytic solution is compared with numerical one , both are in very good agreement with each other.

PACC : 4265 ; 4281