

单模双折射光纤受激 Raman 散射模式研究

王兆民 郑学彦 顾春明 林景全

(长春光学精密机械学院光学物理系, 长春 130022)

摘要 在实验上对 3 种不同结构石英系双折射单模光纤中受激 Raman 散射传输模式进行了研究, 给出了测试装置、SRS 光谱和各级 Stokes 线模式照片。其结果与圆芯多模梯度折射率光纤完全不同: 受激 Raman 散射的光斑尺寸基本不变, 且具有高阶模传输的特点。此外, 利用了光纤的色散理论和受激 Raman 散射相位匹配条件作出了理论解释, 实验结果与理论分析符合良好。

关键词 双折射光纤受激 Raman 散射 传输模式 相位匹配条件 光纤色散理论

由于双折射光纤具有保偏特性, 它在相干光通信系统、光信息存储、光纤逻辑门等领域中引起人们越来越大的兴趣。此外, 在各种声光器件、传感技术(如干涉传感器)等也具有很大应用潜力。因此, 系统研究这种光纤的各种特性不但具有理论意义, 并具有实用价值。受激 Raman 散射效应就是它最重要的非线性物理特性之一。

对光纤受激 Raman 散射传输模式的研究是目前学术界普遍感兴趣的课题之一, 但主要集中在对梯度折射率多模圆芯光纤上。实验中发现 Raman 散射的 Stokes 光斑尺寸明显小于光纤传输的泵浦光斑尺寸, 而且演化为主要以某一低阶模传输^[1,2]。对这种现象的解释主要有两种观点。一种称之为自聚焦效应^[1], 即认为由于光纤中传输的强光作用, 使光纤折射率产生非线性变化, 从而引起 Stokes 谱线光斑尺寸变小并使模式向低阶模演化。然而, 由于梯度光纤本身固有折射率分布就具有自聚焦特点, 所以很难证明光斑尺寸变小是因非线性效应引起的还是由于光纤固有折射率结构引起的。这就使得研究阶跃光纤受激 Raman 传输模式更具有特殊意义。因为它不存在因自身折射率结构产生的自聚焦作用, 这样它就可以对上述理论进行验证和完善。另一种观点则认为这是模式竞争的结果。光纤中不同 Stokes 波模式具有不同的 Raman 增益, 具有最高增益的模式能量增长最快并最终成为光纤导模。由于光纤中最低阶模最容易激发, 并易与进入光纤的泵浦光模式相匹配, 所以它最易获得最大的 Raman 增益而其它模式则被抑止, 这就是多模光纤的模式竞争理论^[3]。

我们对 3 种不同长度、不同结构的石英系单模双折射阶跃型光纤进行了受激 Raman 散射光谱与模式测试, 得到了与上述完全不同的结果。为此, 我们提出了一种新的物理模型并进行了数值分析。理论数据与实验结果符合良好, 解释了这种物理现象。

1 实验结果与理论分析

1.1 实验装置与测试结果

测试单模石英系双折射光纤受激 Raman 光谱模式实验装置如图 1 所示. 调 Q YAG 激光器的 SHG 波长为 $0.532\text{ }\mu\text{m}$ 光作为泵浦光. 脉冲宽度约为 10 ns , 重复频率为 4 pps . 泵浦光用 10 倍显微物镜耦合进入光纤. 其功率密度约在 $10^{10} \sim 10^{12}\text{ W/cm}^2$ 范围内连续可调. 光纤输出光由分光板分光后, 一部分光首先入射到截止滤光片上, 目的在于滤掉泵浦光, 然后经 300 L/mm 透射光栅后, 由像机拍摄各级 Stokes 线传输模式. 另一部分光经中性滤光片、单色仪后, 由记录系统给出测试结果.

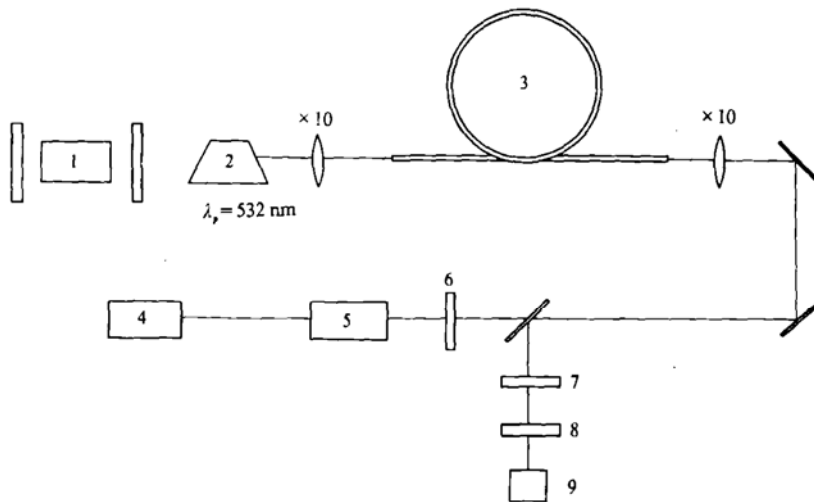


图 1 双折射光纤受激 Raman 散射传输模式测试装置图

1——调 Q YAG 激光器, 2——KDP, 3——光纤, 4——检测系统, 5——单色仪,
6——ND: 滤波器, 7——截止滤光片, 8——光栅, 9——照片

实验中所使用的 3 种不同结构的 Raman 散射介质均为石英系双折射高保偏弱波导单模光纤¹⁾. 芯材为 $\text{SiO}_2 + \text{GeO}_2$, 敷层为 SiO_2 . 各样品的单模截止波长分别为: 0.63 , 0.85 和 $1.3\text{ }\mu\text{m}$, 相应地各光纤长度为 10 , 52.5 和 63 m . 光纤椭圆两主轴则为 2.5×3.5 , 4×5 和 $6 \times 7.5\text{ }\mu\text{m}$, 外径为 $120 \sim 130\text{ }\mu\text{m}$.

图 2 为测得的 3 种受激 Raman 光谱图, 而对应的各级 Stokes 线波长和 Raman 频移则由表 1 给出. 它们大致分别对应于结晶态 SiO_2 的 20.20 , 22.22 和 $27.47\text{ }\mu\text{m}$ 振动带. 其偏差是由于光纤中 SiO_2 并非完全是以结晶态存在, 而且芯径中掺入 GeO_2 从而影响了 SiO_2 振动频率所致. 从照片上可以明显看出: 与已报道的多模梯度光纤的受激 Raman 谱对比, 明显不同之处在于各级 Stokes 线光斑尺寸并没有显著变化. 由于阶跃光纤不存在像梯度折射率光纤那样因自身结构而产生的自聚焦作用. 这一实验结果证明: 由于光纤中的非线性效应而产生的附加折射率(它将使光纤折射率产生一种新的、与入射光强有关的分布), 从而引起的自聚焦效应尚不足以使光斑分布明显变小, 因而一定存在其它的制约光纤 SRS 模式分布的因素.

1) 光纤由北京玻璃研究所提供

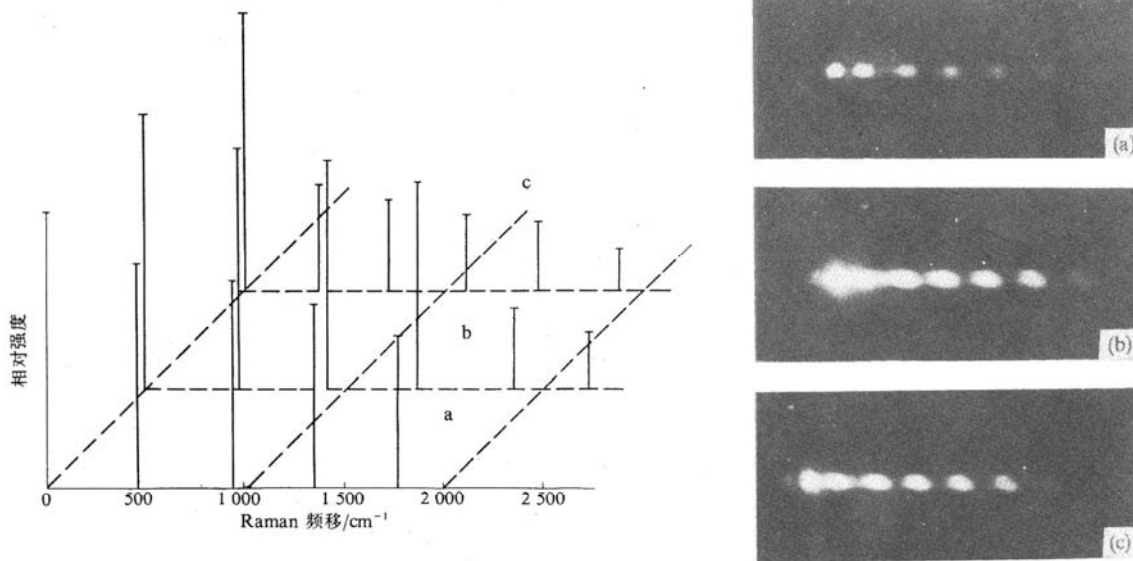


图 2 双折射光纤受激 Raman 光谱

a — $\lambda_c = 0.63 \mu\text{m}$, b — $\lambda_c = 0.85 \mu\text{m}$, c — $\lambda_c = 1.3 \mu\text{m}$

表 1 双折射光纤 Stokes 线的 Raman 频移

$\lambda_c/\mu\text{m}$	Raman 级	0	1	2	3	4	5
0.63	$\Delta\nu_i/\text{cm}^{-1}$	0	478	933	1346	1777	
0.85	$\Delta\nu_i/\text{cm}^{-1}$	0	481	914	1395	1880	2370
1.3	$\Delta\nu_i/\text{cm}^{-1}$	0	380	732	1146	1464	1900

图 3~5 为测得的 3 种光纤受激 Raman 散射的 Stokes 线模式照片。对于这 3 种光纤,当入射光功率低于光纤的受激 Raman 散射阈值时,光纤传输均为 LP_{01} 模。图 3 为截止波长为 $0.63 \mu\text{m}$ 光纤的受激 Raman 散射传输模式照片。各级 Stokes 线模式均为 LP_{11} 模,所以这里只给出其一。图 4 为截止波长为 $0.85 \mu\text{m}$ 光纤的受激 Raman 散射模式照片,其结果与图 3 相同。图 5 为截止波长为 $1.3 \mu\text{m}$ 光纤的受激 Raman 谱模式照片。由于泵浦光的影响,第一二级 Stokes 模式场并不稳定,而第三四级 Stokes 线传输模式则明显为 LP_{31} 模。在实验中还发现,无论耦合条件如何变化,只要使泵浦光功率超过光纤 SRS 阈值,即有稳定的受激 Raman 光单模场输出时,这种传输模式就不受耦合条件的影响。即使当传输光波长小于光纤单模截止波长时,光纤中的受激 Raman 散射光也能以单模输出。单模双折射光纤这一输出特性与多模梯度折射率光纤相同,这也证明各传输模式之间确实存在模式耦合。在光纤允许传输的诸多模式中,只有具有最大 Raman 增益并满足某些必备条件(如相位匹配条件)的模式,最终才能形成稳定的输出模式。

1.2 模式理论分析

为了研究光纤中受激 Raman 散射的传输模式,必须首先求出在确定入射条件和传输光波长下,在光纤中所能形成的稳定场分布的数目和特征。若以 $\psi(\mathbf{r})$ 表示光纤中传输的电磁场并设它满足标量 Helmholtz 方程,即

$$\nabla_t^2 \psi(\mathbf{r}) + (k^2 - \beta^2) \psi(\mathbf{r}) = 0, \quad (1)$$

式中, ∇_t^2 为横向 Laplace 算子, k, β 分别表示传播光波数和在 z 方向(光纤轴向)上的传播常

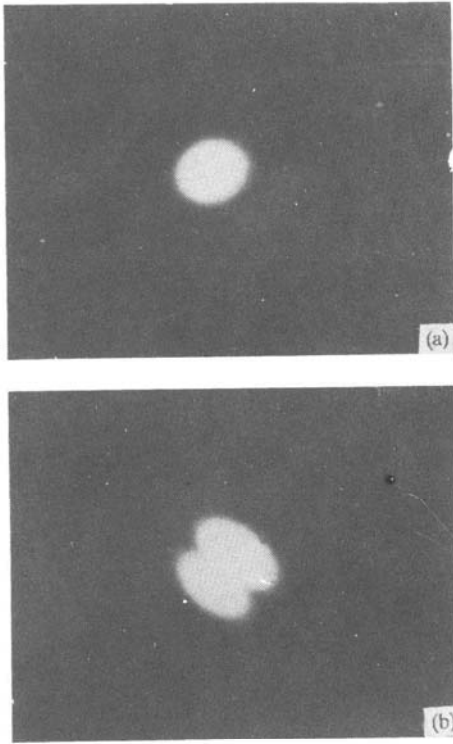


图 3 $\lambda_c=0.63\mu\text{m}$ 双折射光纤 SRS 传输模式照片
(a) 低于光纤 SRS 阈值时的传输模式; (b) 一级 Stokes 线模式

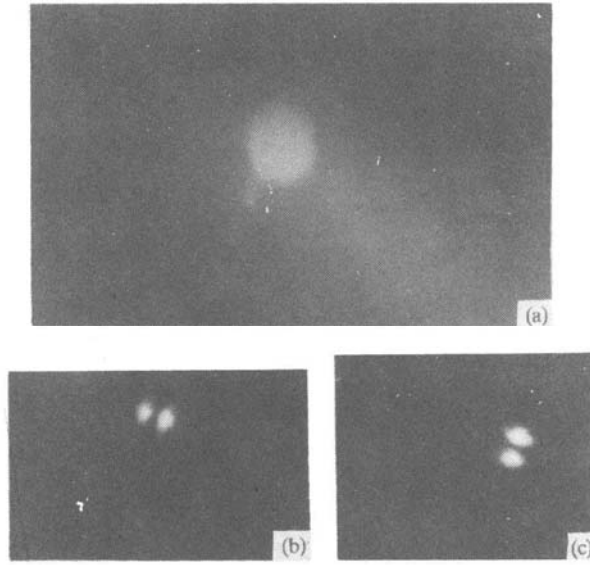


图 4 $\lambda_c=0.85\mu\text{m}$ 双折射光纤 SRS 传输模式照片
(a) 低于光纤 SRS 阈值时的传输模式; (b)、(c) 一级二级 Stokes 线模式

数. 在圆芯近似下, 阶跃光纤的电磁场可写成

$$\begin{aligned} E(\mathbf{r}, t) &= E(r, \theta) \exp[-i(\omega t - \beta z)], \\ H(\mathbf{r}, t) &= H(r, \theta) \exp[-i(\omega t - \beta z)], \end{aligned} \quad (2)$$

E, H 与径向坐标 r 的关系为典型的 Bessel 函数. 如以 a 表示光纤芯径, 则在芯中和敷层里横向电磁场振幅的标量解为

$$\begin{aligned} \psi &= J_m(ur/a) \exp[i(\omega t - \beta z + m\theta)] \quad (r < a), \\ \psi &= K_m(Wr/a) \exp[i(\omega t - \beta z + m\theta)] \quad (r > a), \end{aligned} \quad (3)$$

式中 J_m 为 m 阶 Bessel 函数, 而

$$K_m(W) = -\frac{\pi}{2} i^{(1-m)} H_m(-iW),$$

$H_m(-iW)$ 为虚宗量 Hankel 函数,

$$W^2/a^2 = (\beta^2 - k_2^2) = (\beta^2 - n_2^2 k_0^2), \quad u^2/a^2 = (k_1^2 - \beta^2) = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2). \quad (4)$$

从而可以求得光纤的归一化频率为

$$\begin{aligned} V &= \sqrt{u^2 + W^2} = ak_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = ak_0 n_1 \sqrt{2\Delta}, \\ \Delta &= (n_1^2 - n_2^2) / 2n_1^2. \end{aligned} \quad (5)$$

如果在光纤中形成导波, 那么电磁场在敷层内必须衰减, 否则将形成辐射波, 也就是要求满足正规模式截止条件 $W=0$. 表 2 为根据上述各公式计算得出的 3 种不同结构光纤的受激

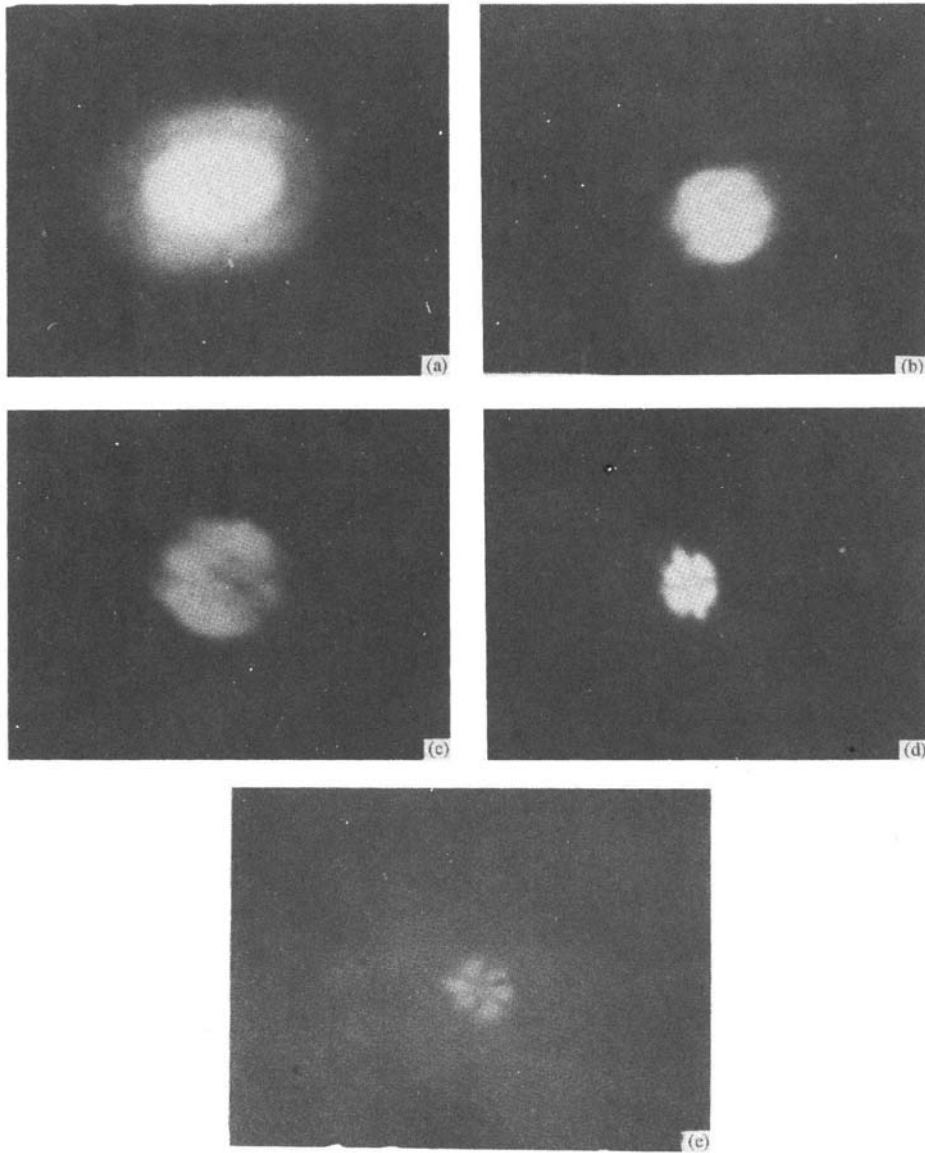


图 5 $\lambda_c = 1.3 \mu\text{m}$ 双折射光纤 SRS 传输模式

(a) 低于光纤 SRS 阈值时的传输模式, (b) 没滤掉泵浦时光纤的 SRS 谱模式, (c) 一级 Stokes 线出现的混合模式, (d)、(e) 第三四级 Stokes 线模式

Raman 散射光的归一化频率 V 、相应各模式的截止频率 V_c 及允许的传输模式. 由表 2 可知, 对于 $\lambda_c = 0.63 \mu\text{m}$ 的双折射光纤, 一级 Stokes 线 (波长为 $0.547 \mu\text{m}$) 和第 4 级 Stokes 线 (波长为 $0.590 \mu\text{m}$) 对应的 V 值均满足 $V_{c_{\alpha}} < V < V_{c_{\beta}}$, 这时光纤中可能传输 LP_{11} 和 LP_{01} 两个模式, 但在实验中观测到以高阶 LP_{11} 模传输. 对于 $\lambda_c = 0.85 \mu\text{m}$ 光纤也可进行类似分析. 对 $\lambda_c = 1.3 \mu\text{m}$ 光纤, 其第三四级 Stokes 线的归一化频率分别为 5.524 和 5.409. 可能允许的传输模式分别为 LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} , LP_{31} 和 LP_{01} , LP_{11} , LP_{02} , LP_{31} , LP_{21} . 但实验中观测到的稳定输出模式为 LP_{31} . 这些事实说明双折射光纤中受激 Raman 散射允许传输的各模式并非以相等几率出现的. 尽管在传输光波长小于光纤单模截止波长时, 也能以单模输出并向允许传

表2 椭圆光纤归一化频率及允许传输模式

$\lambda_c/\mu\text{m}$	$\lambda_s/\mu\text{m}$	V	V_c	允许传输模式
0.65	0.547	2.770	$V_{c0}=2.405$	LP_{01}, LP_{11}
	0.590	2.568	$V_{c1}=3.832$	
0.85	0.546	3.744	同上	LP_{01}, LP_{11}
	0.607	3.368		
1.3	0.566	5.524	$V_{c2}=6.380$	$LP_{01}, LP_{11}, LP_{21}, LP_{02}, LP_{12}, LP_{13}$
	0.578	5.409	$V_{c3}=5.520$	

输的高阶模演化。这也说明各允许传播模式间存在耦合作用。由于各种原因(如匹配条件、Raman 增益系数等),使得某些模式被遏止,而只有满足特定要求的模式才具有最大增益并最终演化成导模。下面使用光纤受激 Raman 色散方程和相位匹配条件确定各不同结构光纤的导模。为此需先求出各模式传输方向与光纤轴(z 轴)间的夹角。从方程(1)可得出

$$\frac{u^2 J_{m+1}(u) J_{m-1}(u)}{J_m^2(u)} = - \frac{W^2 K_{m+1}(W) K_{m-1}(W)}{K_m^2(W)} \quad (6)$$

和 $\cos\theta = \beta/k$ 。

在波长 $0.5 \sim 4.3 \mu\text{m}$ 之间, Hertzberger 给出了熔融态石英的色散经验公式^[4]:

$$n^2(\lambda) = A + BL + CL^2 + D\lambda^2 + E\lambda^4, \quad (7)$$

式中 $A=1.449\,02$, $B=0.004\,604$, $C=-0.000\,381$, $D=-0.002\,526\,8$, $E=-0.000\,077\,22$, $L=(\lambda^2-0.028)^{-1}$, 波长单位为 μm 。把本实验所用的各参数值代入,以 $\lambda_c=0.85 \mu\text{m}$ 光纤为例,对于 $\lambda_1=0.544 \mu\text{m}$ 的一级 Stokes 线的 LP_{11} 模,可求得 $u \approx 3$, 相应的 $\theta_1=3.4^\circ$ 。而另一方面,由于受激 Raman 散射必需满足相位匹配条件,其相位匹配角公式为^[5]

$$\alpha^2 = \frac{2(\omega_s \Delta n_1 + \Delta n_1 \omega_{\text{as}})}{n_1(\omega_s + \omega_{\text{as}})} \quad (8)$$

把各值代入可以求出 $\alpha_1 \approx 3.8^\circ$, 显然 $\alpha_1 \sim \theta_1$, 而对第四级 Stokes 线模式输出角亦有 $\alpha_4 \sim \theta_4$ 。也可对 $\lambda_c=0.63 \mu\text{m}$ 光纤进行类似分析。对于 $\lambda_c=1.3 \mu\text{m}$ 光纤,其第一二级 Stokes 波的 LP_{31} 模不满足受激 Raman 散射的相位匹配条件,而对于第三四级 Stokes 波可以求得光传输方向与 z 轴夹角为 6.3° , 而求得的相位匹配角为 6.6° 。也就是这一模式满足形成稳定导模条件,这是与实验结果相一致的。其偏差是因为这里使用的是熔融态石英折射率为光纤芯折射率而没有考虑 GeO_2 的影响。其次,我们使用了圆芯近似。

上面结果是在圆芯近似条件下得到的。考虑到光纤芯是椭圆的,并将椭圆波导看成是矩形波导的微扰,利用微扰理论进行模式分析^[6],得到的高次模截止值 V_c 与椭圆光纤长短轴 a/b 之比的关系曲线如图 6 所示。显然椭圆光纤的各模式截止值随 a/b 值的增加而减小。此外,利用公式^[7]

$$b = [(\beta/k_0)^2 - n_2^2] / (n_1^2 - n_2^2) \quad (9)$$

和 $\cos\theta_i = \beta/k_i$,

式中, b 为双折射光纤椭圆芯短半轴。也可求得各级 Stokes 波与 z 轴夹角 θ_i , 以 $\lambda_c=0.63 \mu\text{m}$

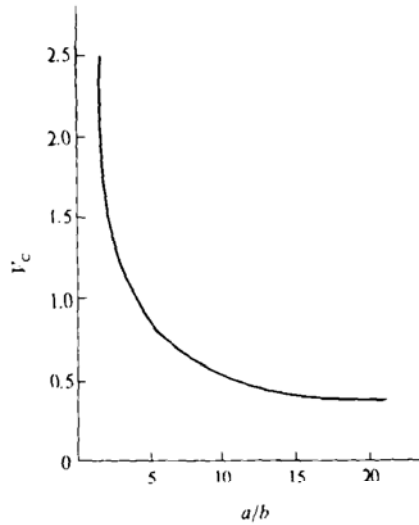


图 6 阶跃型光纤不同椭圆度与高次模截止值关系曲线

光纤为例, 计算第一级 Stokes 波与 z 轴夹角与用圆芯光纤近似计算的结果对比, 其误差不超过 6%。

综上所述: 利用相位匹配和色散理论较成功地解释了在实验上所发现的椭圆芯单模光纤的受激 Raman 散射以高阶模传输现象, 理论与实验结果符合良好。这也说明, 在考虑 Raman 增益

$$G_i = g P_0 L_{\text{eff}} \sum_j P_j I_{ij} \quad (10)$$

时, 必须考虑模式耦合作用。式中, G_i 为第 i 个模式的 Raman 增益, g 为 Raman 增益系数, P_0 为总入射光功率, L_{eff} 为光纤有效长度, I_{ij} 为归一化交叠积分, 定义为

$$I_{ij} = \frac{\int \int \psi_i^2 \psi_j^2 dx dy}{\int \int |\psi_i|^2 dx dy \cdot \int \int |\psi_j|^2 dx dy}, \quad (11)$$

其中, ψ_i, ψ_j 为方程(1)的解。

3 结论

理论和实验指出: 对于阶跃型单模双折射光纤, 其受激 Raman 谱的 Stokes 线波长即使在小于光纤单模截止波长时也能以单模传输, 而且以它所允许传输的诸多模式中的高阶模传输。这是由于各允许传输模式之间并非是独立的, 而是存在着能量交换, 使得一些模式被遏止而另一些模式获得较大的 Raman 增益并最终成为导模。这一点可以用光纤色散理论和受激 Raman 散射的相位匹配关系作出合理的理论解释。

参 考 文 献

- 1 Bolkeck P L, Rucyah F, Alfano R R. Observation of self-focusing in optical fibers with picosecond pulse. Opt Lett, 1987, 8(12): 352 ~ 354
- 2 Chiang K S. Stimulated Raman scattering in a multimode optical fiber: evolution of modes in Stokes waves. Opt Lett, 1992, 5(17): 352 ~ 354
- 3 Chiang K S. Stimulated Raman scattering in a multimode fiber: self-focusing or mode competitions? Opt Comm, 1993, 4/56(95): 235 ~ 238
- 4 藤原惠荣. 基础物性图表. 东京: 共立出版株式会社, 1982. 266
- 5 郑顺旋. 激光喇曼光谱学. 上海: 上海科技出版社, 1983. 156
- 6 Kumar A, Varshney R K. Propagation characteristics of dual-mode elliptical-core optical fibers. Opt Lett, 1989, 15(14): 817 ~ 819
- 7 Vengsarkar A M, Coben L G, Mammed W L. Theoretical analysis of highly elliptical core optical fiber with arbitrary refractive-index profiles. Opt Lett, 1992, 23(17): 1656 ~ 1660
- 8 Show J K, Vengsarkar A M, Chaus R O. Direct numerical analysis of dual-mode elliptical-core optical fibers. Opt Lett, 1991, 3(16): 135 ~ 137