

拉曼抽运下的布里渊-瑞利散射研究^{*}

运 鹏 迟荣华 李乙钢 吕可诚[†]

(南开大学物理学院, 天津 300071)

(2004 年 3 月 26 日收到, 2004 年 7 月 1 日收到修改稿)

首先对色散补偿光纤中不同拉曼抽运功率下的布里渊-瑞利散射现象进行实验研究, 详细分析和说明了输出光谱特性以及输出光谱随抽运功率的演化特性. 然后在已有的一级布里渊散射的理论模型基础上, 进一步推导出拉曼抽运下多级布里渊-瑞利散射的理论模型. 利用该模型进行了数值模拟, 结果表明, 在抽运功率较低的情况下, 理论和实验相符; 但在抽运功率较高的情况下, 理论和实验存在较大差异. 对于差异的形成, 也进行了深入的分析. 最后, 从理论计算和实验结果两方面, 得到较高抽运功率下的多级布里渊-瑞利散射的饱和特性, 进而说明了特定抽运功率下多级平坦输出光谱的成因.

关键词: 布里渊-瑞利散射, 拉曼抽运, 多级理论模型, 饱和特性, 多级平坦输出光谱

PACC: 4265, 4281

1. 引 言

受激布里渊散射是光纤中一种常见的非线性现象, 它类似于受激拉曼散射, 但是这两种非线性效应的物理机制不同, 受激布里渊散射中参与的是声频声子, 而受激拉曼散射中参与的是光频声子. 在单模光纤中, 受激拉曼散射产生的斯托克斯波有前后两个传输方向, 而受激布里渊散射仅沿后向传播. 受激布里渊散射具有较小的频移、较窄的增益带宽和较大的增益系数.

在低功率拉曼抽运的情况下, 受激布里渊散射存在阈值, 并且阈值随抽运功率的增大而降低^[1]. 随着抽运功率的增大, 更多级次的布里渊散射随之出现, 各级布里渊散射的瑞利散射也随之出现, 从而形成多级布里渊-瑞利散射光输出^[2-4]. 在高功率抽运的情况下, 众多级次的散射光都会处于深度饱和状态. 在特定的抽运功率下, 不同级次布里渊散射和瑞利散射有可能达到相当接近的功率值, 从而形成数百级的平坦输出光谱^[3, 4]. 在光纤通信中, 受激布里渊散射的存在会使光放大器(EDFA, FRA等)的增益大大降低, 并导致光信号质量和抽运激光器工作状态的恶化. 因此, 光放大器中应尽量设法抑制

受激布里渊散射. 另一方面, 拉曼抽运下的多级布里渊-瑞利散射可以得到多波长输出, 是获得多波长光源的一种有效途径. 因此, 关于受激布里渊散射的研究对于光通信、光传感等领域具有重要的意义.

本文对拉曼抽运下的布里渊-瑞利散射进行了详细的实验研究, 并利用多级理论模型对光谱特性和光谱演化特性进行了数值模拟和深入的分析.

2. 实验结果及分析

2.1. 实验装置

我们采用 1450 nm 的激光二极管(LD)抽运源和 1550 nm 的 LD 信号源、OFS 公司生产的型号为 WBDK1360 的单模色散补偿光纤(长度约为 15 km), 构成如图 1 所示的后向抽运结构的实验装置. 信号光由波分复用器 WDM1 耦合进色散补偿光纤, 抽运光从后向由 WDM2 耦合进光纤, 通过型号为 ANDO6317B、分辨率为 0.01nm 的光谱仪在 OSA1 和 OSA2 端口分别得到前向(与信号光传播方向相同)和后向(与信号光传播方向相反)的输出光谱.

2.2. 拉曼抽运下布里渊-瑞利散射的光谱特性

已有的理论证明: 单模光纤中的布里渊散射仅

^{*} 国家高技术研究发展计划(批准号 2003AA312100)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: kecheng_lu@eyou.com

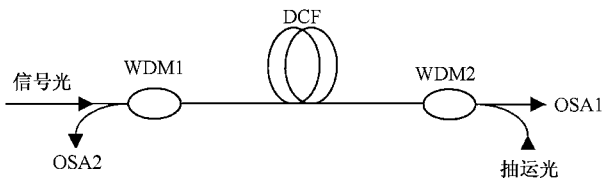


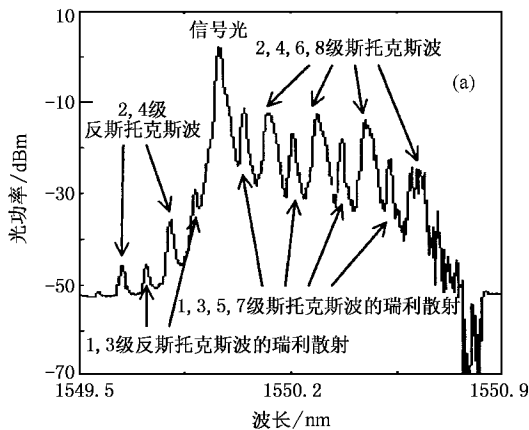
图 1 后向拉曼抽运下布里渊-瑞利散射装置示意图

发生在后向,而瑞利散射在前向和后向均可以发生.因此,前向输出光谱的成分为信号光、偶数级次的布里渊散射(包括斯托克斯波和反斯托克斯波)以及奇数级次布里渊散射的瑞利散射,后向输出光谱的成分为奇数级次的布里渊散射以及信号光、偶数级次布里渊散射的瑞利散射.抽运功率为 320 mW 时,我们得到了与理论预期相符的实验结果,如图 2 所示.从图 2 可以看到:前向输出光谱中存在信号光、2, 4, 6, 8 级斯托克斯波和 1, 3, 5, 7 级斯托克斯波的瑞利散射(图 2(a));而后向输出光谱中存在 1, 3, 5, 7 级斯托克斯波、信号光的瑞利散射和 2, 4, 6, 8 级斯托克斯波的瑞利散射(图 2(b)).此外,输出光谱中还有多级反斯托克斯波及其瑞利散射.可以明显地看出,在前向和后向输出光谱中,布里渊散射和瑞利散射的功率随级次增大均呈现递减的趋势.

2.3. 不同拉曼抽运功率下的布里渊-瑞利散射的光谱演化特性

为比较不同抽运功率下的布里渊-瑞利散射的光谱演化特性,我们分别测得抽运功率为 0, 220, 320, 400 和 600 mW 时前、后向的输出光谱,如图 3 所示.下面我们分别加以分析.

在没有抽运的情况下,如图 3(a)和(b)所示,前



向输出光谱中只能观测到信号光的成分,后向输出光谱则有信号光的瑞利散射以及一级斯托克斯波和反斯托克斯波.很明显,信号光输出功率大于信号光的瑞利散射功率,信号光的瑞利散射功率远大于一级斯托克斯波的功率.

当抽运增大到 220 mW 时,前向输出光谱中可以看到信号光以及一级斯托克斯波和一级反斯托克斯波的瑞利散射(图 3(c)).与没有抽运时相比,前向输出光谱增加了两条瑞利散射的谱线;而后向输出光谱中出现的仍然是信号光的瑞利散射、一级斯托克斯波和反斯托克斯波三条谱线,但它们的相对大小有较大的变化(图 3(d)).虽然三者输出功率均有所提高,但是一级斯托克斯波的提高幅度最大,其功率已经超过信号光的瑞利散射功率,与一级反斯托克斯波的功率比值也进一步增大到约 40 dB.

当抽运功率增大到 320 mW 时,布里渊散射已经不再仅仅限于一级斯托克斯波和反斯托克斯波.随着抽运功率的提高,出现了更多级次的斯托克斯波和反斯托克斯波的谱线,如图 3 中(e)和(f)所示,从中可以明显看到 8 级斯托克斯谱线和 4 级反斯托克斯谱线.在布里渊散射功率和级数增加的同时,各级次布里渊散射的瑞利散射也随之出现,因而就出现了布里渊散射和瑞利散射相间分布的布里渊-瑞利散射.

当抽运功率增大到 400 mW 时,输出级数增加到几十级,其中绝大多数是斯托克斯波,但是布里渊散射和瑞利散射随级次增大并不像抽运功率为 320 mW 时那样呈现明显的递减趋势.从图 3(g)和(h)可见,前向和后向输出谱线约在前 5 级都呈现明显的下降趋势,而 5 级以后的谱线则变化很缓慢.

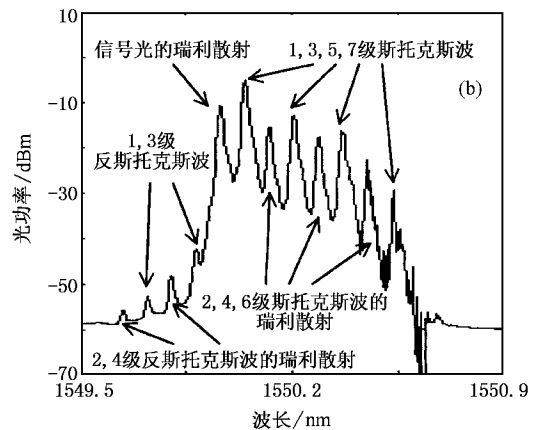


图 2 喇曼抽运功率为 320 mW 时的输出光谱 (a)前向 (b)后向

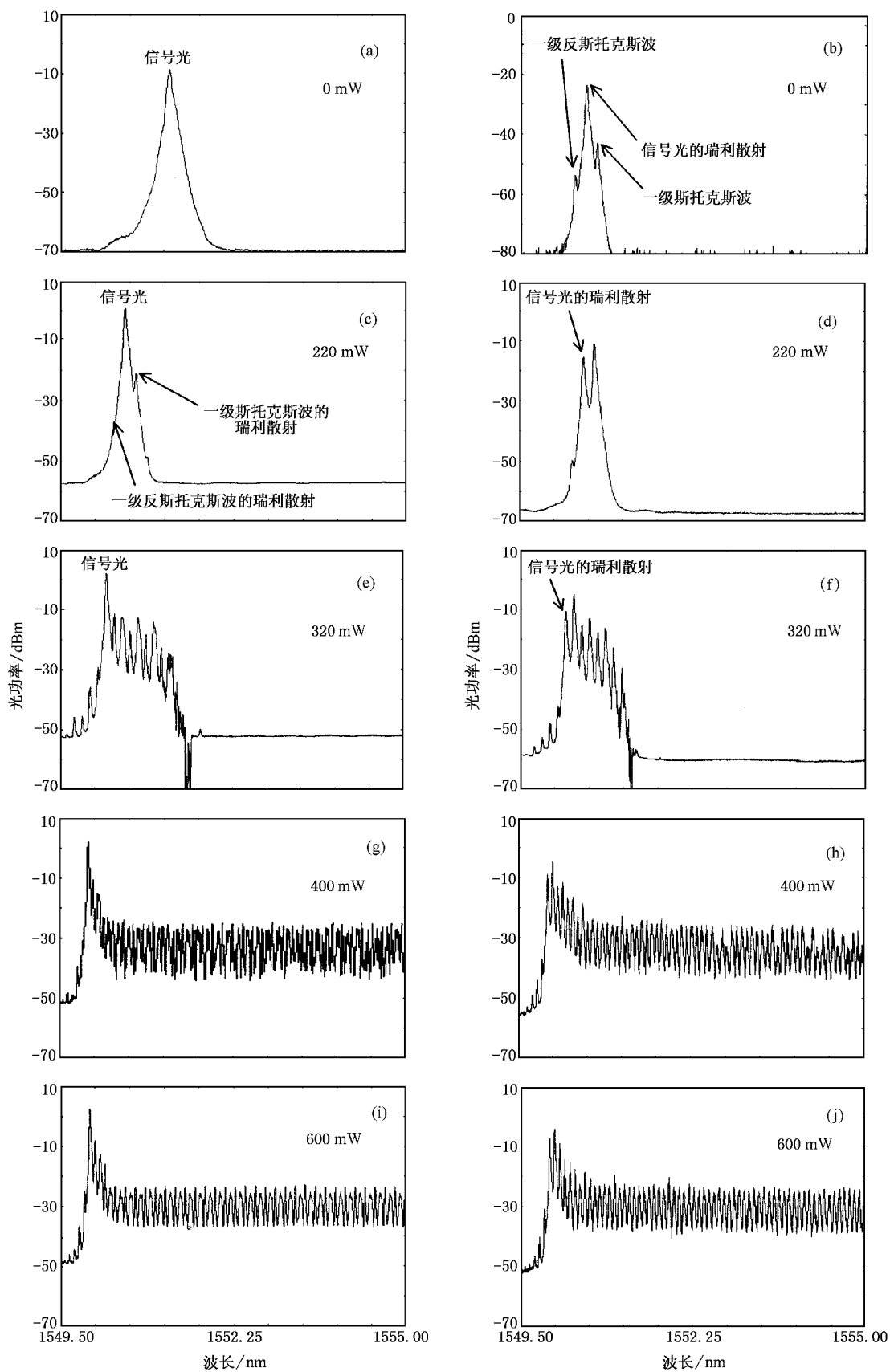


图3 不同拉曼抽运功率下的输出光谱 (a)(c)(e)(g)(i)为前向 (b)(d)(f)(h)(j)为后向

当抽运功率增大到 600 mW 时,输出光谱的特征与抽运功率为 400 mW 时相似,只是输出级次达到一百多级(图 3(i))(j)). 从前向输出光谱中还可明显地看出,大约 5 级以后,布里渊散射和瑞利散射都比较平坦,但是瑞利散射功率比布里渊散射功率大约 2 dB,而且布里渊散射和瑞利散射呈现非常规则的相间分布.

通过观察我们还发现,布里渊散射的谱线宽度比瑞利散射宽很多,它们互相交错而形成的布里渊-瑞利散射相邻级次光谱之间的频率均相差 10 GHz (约 0.08 nm). 布里渊散射和瑞利散射线宽不同的主要原因是它们的产生机理和演化特性有所不同.

布里渊散射源于自发布里渊散射光子的受激放大,抽运光和散射光存在一定的频移(约 10 GHz),布里渊散射的增益带宽相当窄,只有大约 20 MHz. 布里渊散射的发生需要具有一定的光功率强度,所以只有中心波长附近光功率密度较大的抽运光才可能出现布里渊散射. 布里渊增益系数较大,因而随着传输距离的增大布里渊散射功率会迅速增加. 在抽运功率较大的情况下就可能出现多级布里渊散射,这样中间级次的布里渊散射一方面在信号光或者前一级布里渊散射的抽运下产生受激放大,另一方面又抽运下一级的布里渊散射,因而会造成光功率消耗、出现饱和现象,且功率越大饱和程度越深,因此越接近中心波长的布里渊散射饱和程度越深,从而使得布里渊散射谱线变宽.

相比之下,瑞利散射不存在频移,不会发生受激放大,瑞利散射系数也很小,因此随传输距离的增大瑞利散射功率的增加要远远慢于布里渊散射功率的增加. 在拉曼抽运下,各级布里渊散射的瑞利散射会大大增强,但不会因传输距离增大而出现饱和现象. 因此,瑞利散射的谱线不会变宽.

由于实验条件所限,我们没有进行更高抽运功率下的布里渊-瑞利散射的实验研究. 但可以预期,如果拉曼抽运功率进一步增大,则会出现更多级次布里渊-瑞利散射的输出,而且若干级以后布里渊散射和瑞利散射输出都会比较平坦. 当拉曼抽运达到一个特定功率时,布里渊散射和相邻级次布里渊散射的瑞利散射功率就会相当接近,从而产生如文献 [3] 中所述的多级平坦的梳状输出光谱(图 4).

3. 理论数值分析

为了更好地解释实验现象和分析拉曼抽运下的

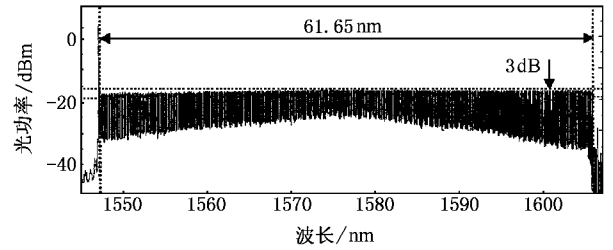


图 4 高功率抽运下的梳状输出光谱

布里渊-瑞利散射的输出特性,我们推导出多级理论模型,并进行了数值模拟计算.

3.1. 多级理论模型

综合考虑受激布里渊散射、瑞利散射以及拉曼抽运^[5,6],我们在一级布里渊理论模型^[1]的基础上进行推导,得到以下多级布里渊-瑞利散射的理论模型:

$$\begin{aligned} \frac{dP_R^\pm}{dz} &= \pm \left(-\frac{g_R}{A_{\text{eff}}} P_R \sum_k \frac{\nu_R}{\nu_k} (P_k^+ + P_k^-) \right. \\ &\quad \left. - \alpha_R P_R^\pm + \gamma_R P_R^\mp \right), \\ \frac{dP_0^\pm}{dz} &= \pm \left(\frac{g_R}{A_{\text{eff}}} P_0^\pm (P_R^+ + P_R^-) \right. \\ &\quad \left. + h\nu \Delta\nu_R \frac{g_R}{A_{\text{eff}}} (P_R^+ + P_R^-) \right. \\ &\quad \times \left(1 + \frac{1}{\exp(h(\nu_R - \nu_0)/kT) - 1} \right) \\ &\quad \left. - \frac{g_B}{A_{\text{eff}}} P_0^\pm P_1^\mp - h\nu \Delta\nu_B \frac{g_B}{A_{\text{eff}}} P_0^\mp \right. \\ &\quad \times \left(1 + \frac{1}{\exp(h(\nu_0 - \nu_1)/kT) - 1} \right) \\ &\quad \left. - \alpha_0 P_0^\pm + \gamma_0 P_0^\mp \right), \\ \frac{dP_n^\pm}{dz} &= \pm \left(\frac{g_R}{A_{\text{eff}}} P_n^\pm (P_R^+ + P_R^-) \right. \\ &\quad \left. + h\nu \Delta\nu_R \frac{g_R}{A_{\text{eff}}} (P_R^+ + P_R^-) \right. \\ &\quad \times \left(1 + \frac{1}{\exp(h(\nu_R - \nu_n)/kT) - 1} \right) \\ &\quad \left. + \frac{g_B}{A_{\text{eff}}} P_n^\pm P_{n-1}^\mp - \frac{g_B}{A_{\text{eff}}} P_n^\pm P_{n+1}^\mp + h\nu \Delta\nu_B \frac{g_B}{A_{\text{eff}}} P_{n-1}^\mp \right. \\ &\quad \times \left(1 + \frac{1}{\exp(h(\nu_{n-1} - \nu_n)/kT) - 1} \right) \\ &\quad \left. - \alpha_n P_n^\pm + \gamma_n P_n^\mp \right) \end{aligned} \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

其中, P 表示一定带宽 $\Delta\nu$ 内(0.01 nm, 在 1550 nm 附近约为 10 GHz)的光功率, 上标 + 和 - 分别表示光的传播方向与信号光方向相同和相反, 下标 R 和数字分别代表拉曼抽运光、信号光和各级散射光; g_R 和 g_B 为拉曼和布里渊增益系数; A_{eff} 为光纤有效面积; γ 为瑞利散射系数; $\Delta\nu_R$ 和 $\Delta\nu_B$ 分别为拉曼和布里渊散射光的线宽; α 表示光纤损耗系数; h 和 k 分别为普朗克常数和玻尔兹曼常数; T 为绝对温度; ν_R , ν_0 和 ν_n ($n = 1, 2, 3, \dots$) 分别表示拉曼抽运光、信号光和第 n 级布里渊散射(或瑞利散射)的频率。

为突出重点, 我们仅考虑布里渊散射中频率下移的斯托克斯波成分, 并且忽略自发散射的损耗。

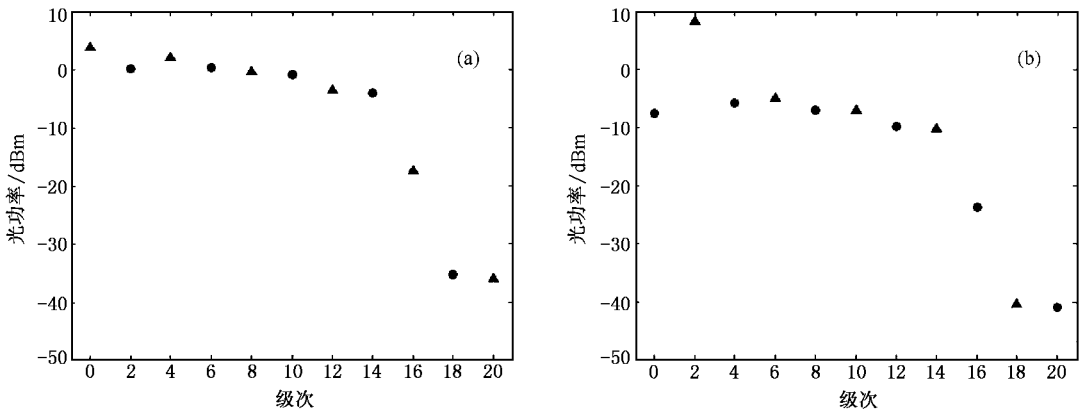


图5 抽运功率为 320 mW 时数值模拟结果 (a)前向输出 (b)后向输出. 0 级的▲和●分别表示信号光及其瑞利散射, n 级的▲和●分别表示 n 级布里渊散射及其瑞利散射

比较图 5 与图 3 中的(e)(f), 可见理论计算和实验结果是相符的. 随着级次的增大, 布里渊散射和瑞利散射的功率均呈现递减的趋势。

在抽运功率为 320 mW 的情况下, 理论计算和实验结果符合得较好. 但是对于 400, 600 mW 乃至更高的拉曼抽运功率下的多级输出功率, 随着输出级数的增加理论计算和实验结果的差异会越来越大. 究其原因, 主要与模型的制定以及参数的选取有关. 首先, 我们对理论模型做了一定程度的简化处理, 比如将信号光以及多级布里渊散射考虑为多个不同的分立波长, 而实际上信号光具有一定带宽, 其布里渊-瑞利散射也具有一定的带宽范围. 其次, 为简化计算, 我们将信号光以及布里渊散射光的损耗、拉曼增益系数、布里渊增益系数和瑞利散射系数等参数都视为定值, 这与实际情况有差异. 另外, 实验中的光纤连接损耗、WDM 损耗及光纤本身的缺陷也会造成一定的差异. 如果能够将上述问题加以

根据实验中的实际情况, 耦合方程中的各种参数可做如下选取: $g_B/A_{\text{eff}} = 1.2 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$, $g_R/A_{\text{eff}} = 4.2 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$, $\gamma = 2 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$. 拉曼抽运光损耗 $\alpha_p = 0.8 \text{ dB/km}$, 信号光及各级布里渊-瑞利散射光损耗 $\alpha = 0.4 \text{ dB/km}$, $\Delta\nu_B = 20 \text{ MHz}$. DCF 光纤长度 $L = 15 \text{ km}$.

3.2. 数值模拟结果及分析

利用上述理论模型和数据对如图 1 所示的结构进行数值模拟. 当抽运功率为 320 mW 时, 我们得到前向和后向各级输出光的功率分别如图 5(a)和(b)所示。

考虑, 则会得到与实验更相符的结果, 但同时也必然会加大计算量和计算难度。

3.3. 高功率抽运下平坦输出光谱的理论分析

我们通过数值模拟得到不同拉曼抽运功率下布里渊-瑞利散射的输出级数, 如图 6 所示. 由图 6 可以看出, 随着抽运功率的进一步增加, 出现的布里渊-瑞利散射级数会大大增加, 这与实验结果相符。

随着拉曼抽运功率的增大布里渊散射的功率会有所增强, 但是因为新出现的高级次布里渊散射会大大消耗前一级的布里渊散射, 所以越来越多级次的布里渊散射会出现饱和, 甚至是深度饱和. 正是这种饱和效应使得较大拉曼抽运功率下的布里渊散射的输出谱线比较平坦. 布里渊散射的瑞利散射也会呈现出较平坦的输出, 但一般情况下瑞利散射的功率与相邻级次的布里渊散射功率会有一定的差异. 只有当拉曼抽运达到特定功率时, 瑞利散射功

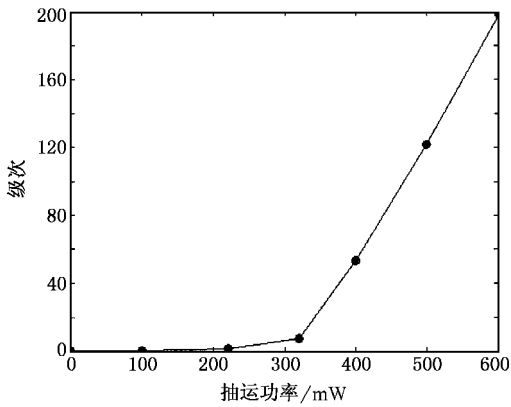


图6 不同抽运功率下的布里渊-瑞利散射输出级数(理论计算结果)

率才会和相邻级次的布里渊散射的功率比较接近,从而在拉曼增益带宽内产生数百级较平坦的布里

渊-瑞利散射输出.随着布里渊-瑞利散射级次的增大,拉曼增益系数等参数不可避免地会发生一定变化,因而会造成输出光谱有微小的上下起伏,产生如图4所示的输出效果.这种由拉曼抽运下布里渊-瑞利散射产生的多波长平坦输出光,具有重要的实际应用价值.

4. 结 论

我们对实验测得的不同抽运功率下的布里渊-瑞利散射的光谱特性进行了分析和说明,并通过数值模拟得到了与实验相符的理论计算结果.理论和实验都清楚地表明,高功率的拉曼抽运可以产生多级布里渊-瑞利散射,而且当拉曼抽运达到一个特定的功率时会产生多级平坦输出光谱.

- [1] Kobyakov A , Mehendale M , Vasilyev M *et al* 2002 *J. Lightw. Technol.* **8** 1635
- [2] Chi R H , Lü K C , Yun P *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 456 [in Chinese] 迟荣华、吕可诚、运 鹏等 2004 物理学报 **53** 456]
- [3] Min B , Kim P , Park N 2001 *J. Lightw. Technol.* **12** 1352

- [4] Park K D , Min B , Kim P *et al* 2002 *Opt. Lett.* **3** 155
- [5] Gong J M , Liu J , Fang Q *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1287 [in Chinese] 巩稼民、刘 娟、方 强等 2000 物理学报 **49** 1287]
- [6] Gong J M , Fang Q , Liu J *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 449 [in Chinese] 巩稼民、方 强、刘 娟等 2000 物理学报 **49** 449]

Study on Brillouin-Rayleigh scattering under Raman pump^{*}

Yun Peng Chi Rong-Hua Li Yi-Gang Lü Ke-Cheng[†]

(*Institute of Physics ,Nankai University ,Tianjin 300071 ,China*)

(Received 26 March 2004 ; revised manuscript received 1 July 2004)

Abstract

We have experimentally studied the Brillouin-Rayleigh scattering in dispersion compensation fibers under Raman pump of different powers , and analyzed the characteristics of output spectra and the variation of the spectra with pump power in detail. Then , based on the known theoretical model of the first-order stimulated Brillouin scattering , we deduce the theoretical model for multi-order Brillouin-Rayleigh scattering. By this model , we have made numerical simulation , and the results show that theory and experiment are consistent at lower pump power , but have great differences at higher pump power. Moreover , we analyze carefully the differences between theory and experiment. Finally , from theoretical calculation and experimental results , we obtain the saturation characteristics of Brillouin-Rayleigh scattering at higher pump power , so that we can easily explain the cause of flat multi-order Brillouin-Rayleigh scattering at a certain higher Raman pump power.

Keywords : Brillouin-Rayleigh scattering , Raman pump , multi-order theoretical model , saturation characteristics , flat multi-order output spectrum

PACC : 4265 , 4281

^{*} Project supported by the National High Technology Development Program of China (Grant No. 2003AA312100).

[†] Corresponding author. E-mail : kecheng_lu@eyou.com