

文章编号: 0253-2239(2005)12-1590-5

凹形色散分布光纤中超连续谱特性分析*

高洁丽 徐文成 梁湛强 陈巧红 刘颂豪

(华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

摘要: 比较了在不同色散分布的色散渐减光纤中超连续(SC)谱的产生。结果表明,当光纤的色散值关于中心波长对称、且随着传输距离增加,经由反常色散区过渡到正常色散区的、凹形色散分布的色散渐减光纤更有利于产生平坦、带宽的超连续谱。从频域的全场方程出发,模拟了脉冲在光纤中的传输情形,发现脉冲在凹形色散分布的光纤中传输时,不仅在反常色散区能更大程度被压缩,在正常色散区由于存在零色散波长点,还能更进一步展宽,从而得到更宽、更平坦的超连续谱。在谱强为 -27 dB时,谱宽可达到 298 nm,比相同情况下的凸形色散的光纤中超连续谱增宽 97 nm。结果显示,凹形色散分布的光纤比凸形色散分布的光纤在超连续谱的产生上有更明显的优势,可以得到更宽的超连续谱。

关键词: 非线性光纤光学; 超连续谱; 超短脉冲产生; 色散渐减光纤

中图分类号: TN25 文献标识码: A

Supercontinuum Spectrum Generation in an Optical Fiber with a Concave Dispersion Profile

Gao Jieli Xu Wengcheng Liang Zhanqiang Chen Qiaohong Liu Songhao

(Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631)

Abstract: The supercontinuum (SC) spectra generated are compared in dispersion decreasing fibers (DDF) with different dispersion profile. Results show that DDF with concave dispersion profile is more beneficial to generate flat and broad SC spectra, when the dispersion profile of the fiber is symmetrical to central wavelength and decreases from anomalous dispersion region to normal with propagation distance. Optical pulses propagation in fibers has been studied by utilizing total field formation in the frequency field. It is found that optical pulse can be compressed more extensively in anomalous dispersion region, furthermore, optical spectra can be further broadened because there exists a zero-dispersion wavelength in normal dispersion region, leading to the generation of a flatter and broader SC spectra. The spectral bandwidth can reach 298 nm when relative spectral intensity is -27 dB, which is 97 nm broader than that in a convex dispersion profile fiber under the same situation. It is proved by numerical calculation that DDF with concave dispersion profile can generate broader spectrum than that in DDF with convex dispersion profile under the same conditions.

Key words: nonlinear fiber optics; supercontinuum spectrum; ultra-short pulse generation; dispersion-decreasing fiber

1 引 言

光纤中的超连续谱(SC)是指超短光脉冲通过光纤后,由于光纤的色散和非线性如自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM)、受激拉曼散射(SRS)等共同作用下,频谱极大程度展宽的现象。

超连续谱光源以其优越的性能在光谱检测、生物医学、高精密光学频率测量及波分复用光通信系统等方面有着重要的应用^[1]。光纤中超连续谱的产生多数是利用不同色散分布的光纤作为非线性介质的。Morilka等^[2]利用在色散位移光纤(DSF)中产生超

* 广东省自然科学基金(04010397)和广东省“千百十工程”优秀人才培养基金(Q02085)资助课题。

作者简介: 高洁丽(1982~),女,安徽人,华南师范大学量子电子学研究所光学专业硕士研究生,主要从事非线性光纤光学以及导波光学与光通信等方面的研究。E-mail: gaojieli@126.com

收稿日期: 2004-11-03; 收到修改稿日期: 2005-05-09

连续谱实现了脉冲的自频移转换; Okuno 等^[3]证实了在色散平坦渐减光纤 (DFDF) 中能够得到更宽的超连续谱。Sotobayashi 等^[4,5]实现了在色散平坦光纤 (DF) 中产生平坦、带宽的超连续谱。最近, Mori 等^[6,7]提出了在具有凸形色散分布的色散平坦渐减光纤中也可以产生平坦的超连续谱, 并与实验结果较好地吻合。同时, 他们还提出在凹形色散分布的光纤中不可能产生超连续谱。本文对他们的结果作出了一些修正, 提出了在具有凹形色散分布的光纤中同样可以产生超连续谱, 且与相同条件下凸形色散分布的光纤相比, 得到的超连续谱会更宽。

2 超连续谱产生的理论分析

超短光脉冲在光纤中传输通常用非线性薛定谔 (NLS) 方程来描述^[8]。由于研究光场包含多个不同的频率成分, 每个频率相应需要一个时域中的非线性薛定谔方程来描述。对于光谱范围达到几百纳米的

超连续谱而言, 用频域中的非线性薛定谔方程来描述超连续谱的产生过程就更为精确。频域中的全场方程^[6,9], 是将光纤中的全场看作是处于不同或相同频率的一系列脉冲的集合。假设超连续谱的范围是 $[\omega_0 - \delta\Omega, \omega_0 + \delta\Omega]$, ω_0 是中心频率。 $A_{\text{total}}(z, \tau)$ 是随着传输距离 z 改变的缓变量, $\tau = t - z/V_g$ 是时间延迟函数, V_g 为 ω_0 处的群速度。 $A_{\text{total}}(z, \tau)$ 进行傅里叶变换就可以得到全场的谱 $\tilde{A}_{\text{total}}(z, \Omega)$, 它是一个包含了振幅和相位信息的复数。由此, 整个光场的振幅可以表示为

$$E_{\text{total}}(z, t, \mathbf{r}) = 2\kappa \psi(\mathbf{r}) \rho \text{Re}(A_{\text{total}}(z, \tau) \exp\{i[\omega_0 t - \beta(\omega_0)z]\}),$$

这里 ρ 是描述偏振的单位矢量, $\psi(\mathbf{r})$ 是光场在中心频率 ω_0 处的数值大小, $\beta(\omega_0)$ 是中心频率处的传播常数。由此, 可以得到脉冲在光纤中传输时频域的全场方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{A}_{\text{total}}(z, \Omega)}{\partial z} = & -i\Delta(\Omega) \tilde{A}_{\text{total}}(z, \Omega) - \Gamma(\Omega) \tilde{A}_{\text{total}}(z, \Omega) - \\ & i\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_0}\right) Q_{\text{Kerr}} \mathcal{F}\mathcal{T}_{\Omega} [A_{\text{total}}(z, \tau) |A_{\text{total}}(z, \tau)|^2] - \\ & i\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_0}\right) G_{\text{Raman}} \mathcal{F}\mathcal{T}_{\Omega} \{A_{\text{total}}(z, \tau) \times \mathcal{F}\mathcal{T}_{\tau}^{-1} [S_{\text{Raman}} \mathcal{F}\mathcal{T}_{\Omega} |A_{\text{total}}(z, \tau)|^2]\}, \end{aligned} \quad (1)$$

(1) 式右边前两项是线性项, 分别表示色散和衰减; 后两项是非线性项, 依次是克尔效应和拉曼效应。且有

$$\begin{aligned} \Delta(\Omega) &= \sum_{k=2}^{\infty} \beta_0^{(k)} \frac{\Omega^k}{k!}, \\ \beta_0^{(k)} &= \frac{d^k \beta(\omega_0)}{d\omega^k}, \\ Q_{\text{Kerr}} &= \frac{\omega_0}{c} \frac{3\chi_{\text{ii11}}^{(3)}}{n_0} \frac{c\mu_0}{4n_0} \frac{P_{\text{scale}}}{A_{\text{eff}}}, \\ Q_{\text{Raman}} &= \frac{\omega_0}{c} G_{\text{Raman}} \frac{P_{\text{scale}}}{A_{\text{eff}}}, \end{aligned} \quad (2)$$

$\mathcal{F}\mathcal{T}_{\Omega}$ 表示离散傅里叶变换, $\mathcal{F}\mathcal{T}_{\tau}^{-1}$ 表示反傅里叶变换; $\Delta(\Omega)$ 表示光纤的色散, $\Delta(\Omega) = \beta(\omega_0 + \Omega) - \beta(\omega_0) - \Omega/V_0$, 它可以引起脉冲不同频率之间的走离效应和相位失配; $\chi_{\text{ii11}}^{(3)}$ 为 1111 方向的克尔极化张量。 Q_{Kerr} 和 G_{Raman} 是克尔系数和拉曼增益; S_{Raman} 则是拉曼响应函数, P_{scale} 是光波功率, 对应基孤子时为 P_1 。有效纤芯面积可以用 $A_{\text{eff}} = \pi\omega^2$ 来表示, ω 是脉冲的束宽。

3 色散渐减光纤的色散特性

3.1 光纤色散的一般表达式

通常情况下, 色散渐减光纤中色散的分布与传输距离以及波长有关, 理论上, 可以把光纤色散 $D(\lambda, z)$ 表示为传输距离 z 和波长 λ 的函数:

$$D(\lambda, z) = D_0 \left(1 - \frac{z}{L_0}\right) + \sum_n K_n (\lambda - \lambda_{\text{peak}})^n, \quad (3)$$

D_0 是输入端的初始色散值, 有效长度 L_0 表示当 $z = L_0$ 时, 中心波长处色散值为零时的传输距离, λ_{peak} 为脉冲的峰值波长, 设抽运脉冲的中心波长 $\lambda_0 = \lambda_{\text{peak}}$ 。 $K_n = \partial^n D(\lambda_0, L_0) / \partial \lambda^n$ 表示 n 阶色散系数。由 (3) 式可知, 光纤的色散值取决于参量 D_0, L_0, K_n 等, 当它们取不同值时, 对应于不同的光纤类型。

3.2 凹形光纤的色散分布特性

(3) 式中, 当 $n = 1$ 和 $n = 2$ 时, 分别对应常规的色散渐减光纤和具有凸形色散分布的光纤, 这两类光纤中超连续谱的产生情况已经有很多报道, 且实验和理论吻合得很好^[6,7]。其中, 具有凸形色散分布的光纤, 是目前公认的能产生高性能超连续谱的

最好光纤,用它作为脉冲传输的非线性介质,可以产生平坦、宽带且对称的超连续谱^[6,7]。

凹形色散分布的光纤^[10]色散分布可表示为

$$D(\lambda, z) = D_0 \left(1 - \frac{z}{L_0}\right) + K_2 (\lambda - \lambda_{\text{peak}})^2 + K_4 (\lambda - \lambda_{\text{peak}})^4, \quad (4)$$

$D(\lambda, z)$ 随着 z 线性减小,且色散值是波长的偶次方。图 1 是对应不同的波长时,光纤中色散随着波长的变化情况。可以看出,色散曲线呈凹形分布且关于中心波长对称。与凸形色散光纤相比较,凹形色散分布的光纤有以下四个特点:

1) 随着传输距离的增加,色散值 $D(\lambda, z)$ 从初始时的正值减少到负值,即从光纤的反常色散区进入到正常色散区。

2) 色散曲线关于中心波长对称,脉冲在传输过程中,红移成份和蓝移成份能够同时经由光纤的反常色散区进入光纤的正常色散区中。

3) 在整个波长范围内,色散的分布呈下凹型形状。当 $z < L_0$ 时,在所有的波长区中,色散值都为正,不存在光纤零色散点;当 $z > L_0$ 时, $D(\lambda, z)$ 在部分波长处呈现负值,同时出现两个零色散波长点。

4) 在中心波长附近,色散值几乎不变,色散跨度大且平坦。随着距离的增加,中心波长附近色散平坦的部分也在不断扩大。根据文献^[11]可知,对凸形色散光纤而言,色散的跨度越大,则同等条件下得到的超连续谱就越宽。可以预言,凹形色散分布光纤的这种色散特性可以产生更宽的超连续谱。

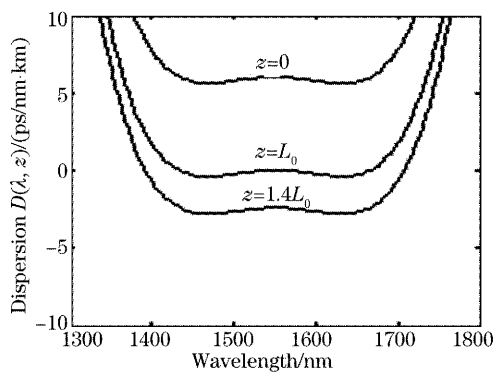


图 1 凹形色散分布的色散渐减光纤的色散分布

Fig. 1 Dispersion profile of DDF with concave dispersion

4 凹形色散分布光纤中超连续谱的产生

在凹形色散分布光纤中,选取的参量为: $D_0 = 6 \text{ ps}/(\text{nm}/\text{km})$, $K_2 = -0.000115 \text{ ps}/(\text{nm}^2/\text{km})$, $K_4 = 8.5 \times 10^{-9} \text{ ps}/(\text{nm}^4/\text{km})$, $L_0 = 0.6 \text{ km}$ 。假设

输入抽运脉冲是满足波长变换极限的正割脉冲,脉冲的半峰全宽 $T_{\text{FWHM}} = 4 \text{ ps}$ 。非线性系数 $\gamma = 2.6 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$,有效峰值功率 $\gamma P_0 = 5.9 \text{ km}^{-1}$,中心波长 $\lambda_0 = \lambda_{\text{peak}} = 1550 \text{ nm}$ 。

图 2 中,纵坐标表示脉冲演化过程中光谱强度相对于初始光强所取的对数,即相对光谱强度,用 dB 表示。实线所示的是在凹形色散分布光纤中,超连续谱的相对光谱强度随波长变化的图形。可以看出,凹形色散分布光纤中产生的超连续谱非常宽,相对谱强为 -27 dB 时,谱宽达到 298 nm 。为了与凸形色散分布光纤中产生的超连续谱对比,图中给出了相同情况下凸形色散分布光纤中的超连续谱(点线)。可以看出,其谱宽在 -27 dB 为 200 nm 。很明显,凹形色散分布光纤中的超连续谱,比相同情形下凸形色散分布光纤中产生的超连续谱宽得多,在 -27 dB 处增宽达到 98 nm 以上。图 2 还显示了凹形色散分布光纤中的超连续谱两侧出现两个旁瓣的谱峰,这主要是由于光纤的色散分布类型不同引起的。凹形色散分布光纤的色散值 $D(\lambda, z)$ 较凸形色散分布光纤增加了波长的四次方项,导致了光纤的色散曲线分布呈明显的凹形分布。由于光纤的色散跨度非常宽,对应每一个传输距离,在整个波长范围内色散值几乎都能够保持不变;而在凸形色散分布光纤中,色散值不仅随着传输距离变化很大,在整个波长范围内,色散值也有很大的不同。当 $z < L_0$ 时,所有的波长处色散值都为正,即 $\beta_2 < 0$,位于光纤的反常色散区,光纤色散与非线性的自相位调制相互作用产生孤子效应,脉冲被极大程度地压缩,峰值功率迅速增长^[12]。

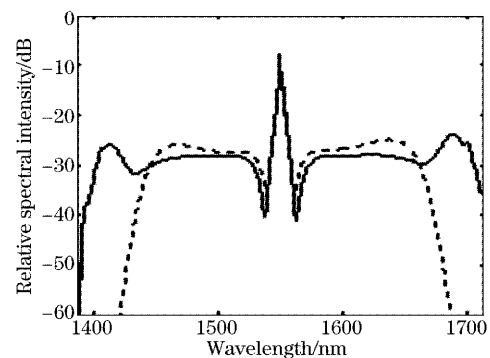


图 2 相同条件下,凹形、凸形色散分布的色散渐减光纤中产生的超连续谱

Fig. 2 Supercontinuum spectra output from DDF with concave and convex dispersion, respectively

图 3 是脉冲在凹形色散分布光纤中传输时时域的演化图,其纵坐标是脉冲的光强相对于初始光强

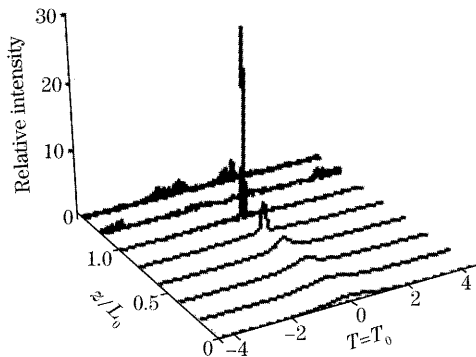


图3 凹形色散分布的色散渐减光纤中脉冲传输的时域演化图

Fig. 3 Evolution of pulse shapes in DDF with concave dispersion profile

的相对值,脉冲在传输过程中不断被压缩,当 $z=L_0$ 时,脉冲的压缩比最大,此时的脉冲峰值功率最高,非线性效应最强。同时,主脉冲附近出现了许多明显的尖峰。这是因为高的峰值功率激发高阶孤子,而高阶孤子在传输过程中被周期性展宽和压缩,分裂成为多个子脉冲^[8](次级脉冲),脉冲的能量重新在主抽运脉冲和分裂的次级脉冲间分布。用图4的光谱演化图同样可以很清楚的解析,在脉冲传输初期,自相位调制的影响占主要地位,当传输距离 $z < 0.6L_0$ 时,脉冲光谱逐渐被展宽;当 $z=0.8L_0$ 时,由于高峰值功率激发的高阶孤子发生分裂,产生多个次级脉冲,对应看到频谱中出现三个尖峰,两侧对称的小峰是由孤子分裂产生的次级脉冲形成的;脉冲继续传输时,光纤色散尤其是高阶色散逐渐增强,主峰两侧的次级脉冲逐渐转化为色散波,并在光纤传输的过程中慢慢被色散^[13]。

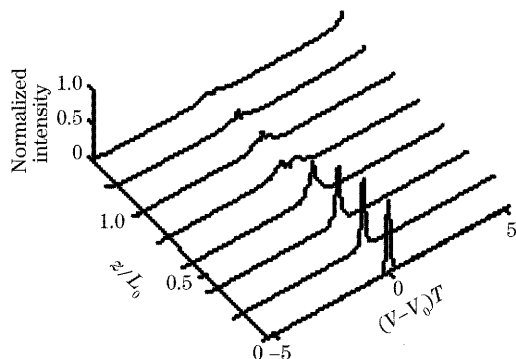


图4 凹形色散分布的色散渐减光纤中脉冲传输时的频谱演化图

Fig. 4 Evolution of frequency spectra in DDF with concave dispersion profile

当脉冲进入到光纤的正常色散区时,由于色散

曲线关于中心波长对称,蓝移光和红移光可以同路由光纤的反常色散区进入到正常色散区,在强的非线性和高阶色散作用下,光谱迅速对称被展宽。特别的,当 $z > L_0$ 时,色散值 $D(\lambda, z)$ 在呈现负值的同时伴随有两个零色散波长点,一方面,在光谱的短波长处,抽运脉冲光谱会对它附近的光谱(侧峰)成分放大,短波长处的光谱得到进一步展宽,而不会被色散掉;同时,在光谱长波长处,由于孤子的自频移(SSFS)作用,也会放大长波长处的光谱并使其展宽。另一方面,由于零色散波长存在,位于零色散点处的光谱存在抽运残余,不能很好地被展宽^[14],从而在光谱的两翼伴随有两个下凹的残余部分,如图2中的实线图所示。当脉冲传输更远的距离,在 $z > 1.1L_0$ 时,由于分裂的次级脉冲带走了大部分孤子脉冲的能量,使得抽运主脉冲的峰值功率下降,非线性减弱,而色散效应逐渐增强,受光纤的色散作用,时域中的脉冲由孤子波迅速转化为色散波,在时域演化图中可以看到一系列振荡成分的色散波;而在频域中,由于超连续谱主要受色散效应的影响,频谱几乎保持形状不变^[9];中间是展宽的尖峰,两翼伴随着两个色散的小峰,其强度比主峰要小得多。

凹形色散分布光纤中形成的超连续谱的光强比凸形色散分布光纤中超连续谱的光强要稍小一些,这主要是因为当脉冲进入光纤正常色散区时,在蓝光区,孤子放大色散波,能量由孤子抽运到色散波上;同时,在红光区,孤子自频移使其光强不断抽运到向长波长处来放大长波长处的光谱。这样,抽运脉冲的光强降低并在整个光谱范围内重新分布,使得整个光谱的光强度下降。

5 结 论

通过比较脉冲在不同色散分布光纤中传输时产生超连续谱的情形,对产生超连续谱的光纤的色散结构进行了优化,提出用一种具有凹形色散分布的光纤来产生超连续谱。通过数值模拟,得出了脉冲在色散渐减光纤中传输时产生超连续谱的情形。结果表明,凹形色散分布的光纤比凸形色散分布的光纤在超连续谱的产生上有更明显的优势,可以得到更宽的超连续谱。

参 考 文 献

- 1 Jia Dongfang, Huang Chao, Song LiJun *et al.*. The generation and applications of supercontinuum optical pulse[J]. *Study on Optical Commuications*, 2000, 6: 22~26 (in Chinese)

- 贾东方,黄超,宋立军等.超连续(SC)光脉冲的产生及应用[J].光通讯研究,2000,6:22~26
- 2 K. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi *et al.*. Pulse-width tunable, self-frequency conversion of short optical pulses over 200 nm based on supercontinuum generation[J]. *Electron. Lett.*, 1994, **30**(23): 1960~1963
- 3 T. Okuno, M. Onishi, M. Nishimura. Generation of ultra-broad-band supercontinuum by dispersion-flattened and decreasing fiber[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1998, **10**(1): 72~74
- 4 H. Sotobayashi, K. Kitayama. 325 nm bandwidth supercontinuum generation at 10 Gbit/s using dispersion-flattened and non-decreasing normal dispersion fiber with pulse compression technique [J]. *Electron. Lett.*, 1998, **34**(13): 1336~1337
- 5 F. Futami, Y. Takushima, K. Kikuchi. Generation of wideband and flat supercontinuum over a 280-nm spectral range from a dispersion-flattened optical fiber with normal group-velocity dispersion[J]. *Ieice Trans. Electron.*, 1999, **E82-C**(8): 1531~1535
- 6 K. Mori, H. Takara, S. Kawanishi. Analysis and design of supercontinuum pulse generation in a single-mode optical fiber [J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2001, **18**(12): 1780~1792
- 7 K. Mori, H. Takara, S. Kawanishi *et al.*. Flatly broadened supercontinuum spectrum generated in a dispersion decreasing fibre with convex dispersion profile[J]. *Electron. Lett.*, 1997, **33**(2): 1806~1807
- 8 Agrawl G. P.. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. New York: Academic Press, 1995
- 9 Pierre Luc Francois. Nonlinear propagation of ultrashort pulses in optical fibers: total field formulation in the frequency domain [J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, **8**(2): 276
- 10 Xu Wencheng, Jin Wei, Xu Yongzhao *et al.*. Enhancement of supercontinuum spectrum generation in a dispersion-decreasing fibre with a concave dispersion profile[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2004, **21**(6): 1089~1091
- 11 Xu Yongzhao, Xu Wencheng, Yu Bingtao *et al.*. Generation of supercontinuum spectrum in a dispersion-flattened and decreasing fiber due to cross-phase modulation [J]. *Acta Optical Sinica*, 2004, **24**(6): 772~776 (in Chinese)
徐永钊,徐文成,于丙涛等.色散平坦渐减光纤中超连续谱的产生[J].光学学报,2004,24(6):772~776
- 12 Wang Anbin, Wu Jian, Gong Wei *et al.*. Experimental study on generation of ultra-short optical pulse with high extinction ratio [J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(3): 265~269 (in Chinese)
王安斌,伍剑,拱伟等.高消光比超短脉冲产生的实验研究[J].中国激光,2004,31(3):265~269
- 13 Cheng Yongzhu, Li Yuzhong, Qu Gui *et al.*. Numerical research of flat supercontinuum generated in dispersion-flattened/decreasing fiber[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(10): 1239~1244 (in Chinese)
陈泳竹,李玉忠,屈圭等.色散平坦渐减光纤产生平坦超连续谱的数值研究[J].中国激光,2004,31(10):1239~1244
- 14 Chen Yongzhu, Xu Wencheng, Cui Hu *et al.*. The effect of fiber dispersion on generation of supercontinuum [J]. *Acta Optical Sinica*, 2003, **23**(3): 297~301 (in Chinese)
陈泳竹,徐文成,崔虎等.光纤色散对超连续谱产生的影响[J].光学学报,2003,23(3):297~301