

文章编号:1001-5078(2007)07-0664-05

双折射色散阶跃光纤中太赫兹脉冲的提取

贾维国¹, 包红梅¹, 迎春^{1,2}, 周彦勇¹, 樊国梁¹

(1. 内蒙古大学物理系, 内蒙古 呼和浩特 010021; 2. 内蒙古工业大学, 内蒙古 呼和浩特 010062)

摘 要:根据光脉冲在双折射色散阶跃光纤中调制不稳定性,研究了双折射色散阶跃光纤中调制不稳定性增益谱随传输距离的变化关系。结果表明:在弱双折射色散阶跃光纤和强双折射色散阶跃光纤中,利用调制不稳定性增益谱随传输距离的变化关系可分离和提取 THz 脉冲。

关键词:THz 脉冲;色散阶跃光纤(SWDF);调制不稳定性;双折射

中图分类号:TN25

文献标识码:A

Abstract of THz Pulse in Birefringence Step-wise Decreasing Fibers

JIA Wei-guo¹, BAO Hong-mei¹, YING Chong^{1,2}, ZHOU Yan-yong¹, FANG Guo-liang¹

(1. Department of physics, Inner Mongolia University, Hohhot 010021, China;

2. Inner Mongolia Polytechnic University, Hohhot 010062, China)

Abstract:Based on the modulation instability of light pulse in the birefringence step-wise decreasing fiber, modulation instability gain as a function of propagation distance are studied. The results show that THz pulse can be separated and obtained by use of relation between modulation instability gain and propagation distance in strong birefringence fibers and in weak birefringence fibers

Key words: Terahertz; SWDF; modulation instability; birefringence

1 引 言

THz(terahertz)波段是介于红外和微波之间的一个波段,一般频率范围在 0.1 到几十太赫兹($1\text{THz} = 10^{12}\text{Hz}$),具有广泛的应用前景。目前,THz 波从成像技术^[1-2]、半导体^[3]、超导体^[4]到生物样品^[5]等光谱研究中显示出独到的技术特点。近年来,飞秒激光技术的发展,为 THz 波的研究和应用提供了有效手段。目前,实验室普遍采用的方法是根据光学整流原理,以飞秒激光脉冲为抽运源,激发非线性电光晶体,产生 THz 波脉冲^[6]。

本文根据光脉冲在双折射色散阶跃光纤中的调制不稳定性,研究了弱双折射色散阶跃光纤^[7]和强双折射色散阶跃光纤^[8-9]中,调制不稳定性增益谱随传输距离的变化关系,利用增益谱随传输距离的增加而分离的特点,产生 THz 波脉冲,为 THz 波脉冲的产生提供了一个新的思路。

2 理 论

2.1 色散阶跃光纤

对于普通光纤二阶色散系数 β_2 为常数,对于色

散缓变光纤 $\beta_2(z) = \beta_2(0) \exp(-uz)$,其中 u 为光纤色散纵向变化参量,对于阶跃光纤 $\beta_2(z) = \beta_2(0) \cdot \exp\left[-u \frac{(m-0.5)}{N}L\right]$, $\frac{m-1}{N}L < z < \frac{m}{N}L$, N 是阶数, $1 \leq m \leq N$, m 为整数, L 是放大器之间的距离;当 $u = 0$ 时, $\beta_2(z) = \beta_2(0)$ 即为普通双折射光纤。图 1 是色散阶跃光纤和色散缓变光纤的色散对比图(其中, $u = 0.4\text{km}$, $\beta_2(0) = 59.2\text{ps}^2/\text{km}$),色散阶跃光纤对应 $L = 10\text{km}$, $N = 10$ 。从图 1 中可以看出,每阶色散均匀,但阶与阶之间是非均匀的,并且相邻两阶之间的色散差也是不均匀的,这样做的好处是色散阶梯式光纤能更好地逼近色散缓变光纤。当 $N \rightarrow \infty$ 时,两种光纤的色散曲线重合。并且,这种光纤不仅在工艺上容易实现,而且它对孤子的传输也能得出比较好的结论,所以引起了越来越多的关注。

基金项目:国家自然科学基金资助项目(60468001)。

作者简介:贾维国(1960-),男,副教授,硕士,主要从事非线性光学研究。E-mail:weiguo@mail.china.com

收稿日期:2006-11-20; **修订日期:**2007-01-23

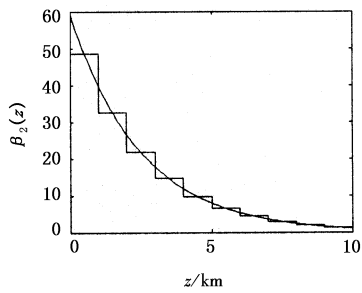


图1 色散阶跃式光纤和色散缓变光纤比较

Fig.1 step-wise decreasing fiber compare to dispersion decreasing fiber

2.2 弱双折射阶跃光纤

激光脉冲在弱双折射玻璃光纤中传播时所遵守的相干耦合非线性薛定谔方程为:

$$-i\left(\frac{\partial A_+}{\partial z} + \frac{1}{\nu_g} \frac{\partial A_+}{\partial t}\right) + \frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_+}{\partial t^2} = \beta A_+ + \kappa A_- + \frac{2}{3}\gamma(|A_+|^2 + 2|A_-|^2)A_+ \quad (1.1)$$

$$-i\left(\frac{\partial A_-}{\partial z} + \frac{1}{\nu_g} \frac{\partial A_-}{\partial t}\right) + \frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_-}{\partial t^2} = \beta A_- + \kappa A_+ + \frac{2}{3}\gamma(|A_-|^2 + 2|A_+|^2)A_- \quad (1.2)$$

式中, $A_{\pm}$ 为正反旋转圆偏振模的复振幅, $A_{\pm} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(A_x \pm iA_y)$; $\beta = \frac{\beta_x + \beta_y}{2}$; $\kappa = \frac{\beta_x - \beta_y}{2}$ 为偏振双折射系数, 拍长 $L_b = \frac{\pi}{\kappa}$; β_x 和 β_y 为线性模传播常数; ν_g

为群速度; β_2 为阶跃光纤中二阶色散; $\gamma = \frac{n_2\omega}{cA_{\text{eff}}}$ 为非线性系数 (n_2 为非线性折射率系数, A_{eff} 为有效截面)。我们考虑沿慢轴输入线性偏振光时, 利用微扰理论可以求得, 在正常色散区 ($\beta_2 > 0$) [7], 当

$$\Omega_{c2} < \Omega < \Omega_{c1} \quad (2)$$

时, 调制不稳定性存在。式中 $\Omega_{c1}^2 = R(1+p)$, $\Omega_{c2}^2 = R$, 其中, $R = \frac{4\kappa}{|\beta_2|}$, $p = \frac{P}{P_c}$ 为输入功率和临界双折射功率之比, P_c 为临界双折射功率。当 γ 为常数时, P_c 是 κ 的线性函数。相应于阶跃光纤的增益为:

$$g_1(\Omega) = |\beta_2(z)| [(\Omega^2 - \Omega_{c1}^2)(\Omega_{c2}^2 - \Omega^2)]^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

图2为增益谱随着传输距离的变化关系, 其中载波长 $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$, 偏振双折射系数 $\kappa = 1.57 \text{m}^{-1}$, 色散常数 $\beta_2(0) = 60 \text{ps}^2/\text{km}$ 。在这种情况下对石英光纤: $n_2 = 3.2 \times 10^{-36} \text{cm}^2/\text{W}$, $A_{\text{eff}} = 1 \times 10^{-17} \text{cm}^2$, 非线性系数 $\gamma = 38/\text{kmW}$, 当输入功率 $P = 496 \text{W}$ 时, $p = 4(p = \frac{P}{P_c})$ 。表明随着传输距离的增加, 增益谱的

强度基本保持不变, 增益谱逐步分离, 远离中心频率。我们可以利用这一调制不稳定性增益的性质, 在适当的位置提取 T 频脉冲。

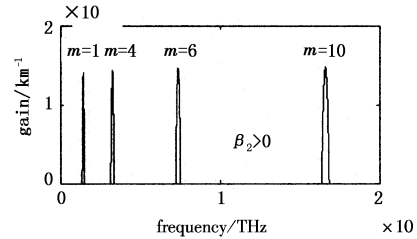
图2 在阶跃光纤中, 阶数 m 取不同值时极化调制不稳定性增益谱

Fig.2 the gain spectrum in step-wise decreasing fiber

2.3 强双折射阶跃光纤

2.3.1 不同频率传输区域

光脉冲在非线性强双折射光纤中传输时所遵循的相干耦合非线性薛定谔方程为:

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial E_1}{\partial t} + i\beta_{21} \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} - i\gamma_1(|E_1|^2 + \frac{2}{3}|E_2|^2)E_1 = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial E_2}{\partial t} + i\beta_{22} \frac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} - i\gamma_2(|E_2|^2 + \frac{2}{3}|E_1|^2)E_2 = 0 \quad (4.2)$$

式中, E_1, E_2 为以频率 ω_1 和 ω_2 (对应的波长为 λ_1, λ_2) 沿着快轴和慢轴偏振的场的慢变包络; β_{21}, β_{22} 为不同频率的群速度色散。对于普通光纤 β_{21}, β_{22} 为常数; 对于阶跃光纤, 有:

$$\beta(z)_{21} = \beta(0)_{21} \exp\left[-u_1 \frac{(m-0.5)L}{N}\right]$$

$$\beta(z)_{22} = \beta(0)_{22} \exp\left[-u_2 \frac{(m-0.5)L}{N}\right]$$

其中, $\frac{m-1}{N}L < z < \frac{m}{N}L$, N 是阶数, $1 \leq m \leq N$, m 为整数, L 是放大器之间的距离; u_1, u_2 为光纤色散纵向变化参量, 并且, 我们设 $u_1 = u_2 = u$, 则: $\beta(z)_{21} = \beta(0)_{21} \exp\left[-u \frac{(m-0.5)L}{N}\right]$, $\beta(z)_{22} = \beta(0)_{22} \exp\left[-u \frac{(m-0.5)L}{N}\right]$ 。当 $u = 0$ 时 $\beta_{21}(z) = \beta_{21}(0)$,

$\beta_{22}(z) = \beta_{22}(0)$ 即为普通双折射光纤, $\gamma_i = \frac{n_2\omega_i}{cA_i}$ ($i = 1, 2$) 为非线性系数; n_2 为非线性折射率系数; A_i 为有效截面; $\delta = \frac{1}{\nu_{gy}(\omega_2)} - \frac{1}{\nu_{gx}(\omega_1)}$ 为群速度失配, 它依赖于光纤的双折射和传输频率, 可近似表示为:

$$\delta = \delta_0 + (\omega_2 + \omega_1)\beta \quad (5)$$

式中, $\beta = \frac{(\beta_{21} + \beta_{22})}{2}$, $\delta_0 = \frac{B}{c}$, $B = n_y - n_x$ 为光纤的固有双折射, 当两频率差 ($\omega_2 - \omega_1$) 较小时, $\delta \approx \delta_0$ 。

当沿着快轴和慢轴输入不同频率的光波时,利用微扰理论我们可以求得,当 $P \leq P_{cl}$ 时,沿着快轴和慢轴偏振场的慢变包络频率产生调制不稳定性的频率区域为^[9]:

$$\Omega_1^2 \leq \Omega^2 \leq \Omega_2^2 \quad (6)$$

其中:

$$P_{cl} = \frac{9}{40} \left(\frac{\delta^2}{\gamma_2 \beta_{22}(z)} + \frac{\delta^2}{\gamma_1 \beta_{21}(z)} \right) - \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{9}{20} \left(\frac{\delta^2}{\gamma_2 \beta_{22}(z)} + \frac{\delta^2}{\gamma_1 \beta_{21}(z)} \right) \right]^2 - \frac{9}{200} \frac{\delta^4}{\gamma_1 \gamma_2 \beta_{21}(z) \beta_{22}(z)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (6.1)$$

$$\Omega_1^2 = \frac{1}{2} \left\{ \delta^2 \left(\frac{1}{\beta_{21}(z)^2} + \frac{1}{\beta_{22}(z)^2} \right) - \frac{12P}{3} \left(\frac{\gamma_1}{|\beta_{21}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{21})} + \frac{\gamma_2}{|\beta_{22}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{22})} \right) - \left[\left(\delta^2 \left(\frac{1}{\beta_{21}(z)^2} - \frac{1}{\beta_{22}(z)^2} \right) - \frac{12P}{3} \left(\frac{\gamma_1}{|\beta_{21}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{21})} - \frac{\gamma_2}{|\beta_{22}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{22})} \right) \right)^2 + \frac{4 \times 64 \gamma_1 \gamma_2 P^2}{9 |\beta_{21}(z)| |\beta_{22}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{21}) \operatorname{sgn}(\beta_{22})} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (6.2)$$

$$\Omega_2^2 = \frac{1}{2} \left\{ \delta^2 \left(\frac{1}{\beta_{21}(z)^2} + \frac{1}{\beta_{22}(z)^2} \right) - \frac{12P}{3} \left(\frac{\gamma_1}{|\beta_{21}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{21})} + \frac{\gamma_2}{|\beta_{22}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{22})} \right) + \left[\left(\delta^2 \left(\frac{1}{\beta_{21}(z)^2} - \frac{1}{\beta_{22}(z)^2} \right) - \frac{12P}{3} \left(\frac{\gamma_1}{|\beta_{21}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{21})} - \frac{\gamma_2}{|\beta_{22}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{22})} \right) \right)^2 + \frac{4 \times 64 \gamma_1 \gamma_2 P^2}{9 |\beta_{21}(z)| |\beta_{22}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{21}) \operatorname{sgn}(\beta_{22})} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (6.3)$$

对应的增益为:

$$g(\Omega) = (f_1 + f_2 + 2b^2) - ((f_1 + f_2 + 2b^2)^2 + 4(C_{XPM}^2 + b^2(f_1 + f_2) - f_1 f_2 - b^4))^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

$$\text{式中, } b = \frac{1}{2} \delta \Omega; f_1 = \gamma_1 |\beta_{21}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{21}) P \Omega^2 + \frac{1}{4} \beta_{21}(z)^2 \Omega^4$$

$$\Omega^4; f_2 = \gamma_2 |\beta_{22}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{22}) P \Omega^2 + \frac{1}{4} \beta_{22}(z)^2 \Omega^4;$$

$$C_{XPM}^2 = \left(\frac{2}{3} \right)^2 \gamma_1 \gamma_2 |\beta_{21}(z)| \operatorname{sgn}(\beta_{21}) |\beta_{22}(z)| \cdot$$

$$\operatorname{sgn}(\beta_{22}) P^2 \Omega^4.$$

显然,产生调制不稳定性的区域和对应的增益与色散区的性质 ($\operatorname{sgn}(\beta_{21}), \operatorname{sgn}(\beta_{22})$)、输入频率 ($\gamma_i = \frac{n_2 \omega_i}{c A_i} (i=1,2)$)、群速度失配 δ 和输入功率 P 有关。

2.3.1.1 同为正常色散区

图3为当两偏振模同为正常色散区时 ($\operatorname{sgn}(\beta_{21}) = 1, \operatorname{sgn}(\beta_{22}) = 1$), 即沿着快轴偏振场的慢变包络与沿着慢轴偏振场的慢变包络同处在正常色散区, 波长差 $\lambda - \lambda_1 = 8 \text{ nm}$ 、输入功率 $P = 10 \text{ W}$ 时, 调制不稳定性增益随传输距离的变化关系。其中选取 $\lambda_1 = 532 \text{ nm}$, $\gamma_1 = 44.9 / \text{W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, $\beta_{21}(0) = 65.69 \text{ ps}^2 \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, $\delta = 1.9 \text{ ps/m}$, 并且认为在这一小范围内群速度色散 (β_{22}) 随频率增加 (或波长减小) 线性增加 (减小)。当两波长差 $\lambda - \lambda_1 < 10 \text{ nm}$ 时, 根据我们的计算调制不稳定性增益随传输距离的变化关系不变。图3表明随着传输距离的增加增益谱的宽度加宽、强度增强, 增益谱中心频率远离原始频率 (ω_0)。这表明随着传输距离的增加增益谱逐步分离, 同样我们可以利用这一调制不稳定性增益提取 T 频脉冲。

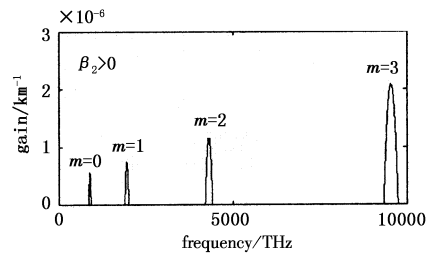


图3 当波长差 $\lambda - \lambda_1 = 8 \text{ nm}$ 、输入功率 $P = 10 \text{ W}$ 时调制不稳定性增益随传输距离的关系

Fig.3 gain of modulation instability as a function of propagation distance when $\lambda - \lambda_1 = 8 \text{ nm}$, $P = 10 \text{ W}$

2.3.1.2 同为反常色散区

图4为当两偏振模同为反常色散区 ($\operatorname{sgn}(\beta_1) = -1, \operatorname{sgn}(\beta_2) = -1$), 即沿着快轴偏振场的慢变包络和沿着慢轴偏振场的慢变包络同处在反常色散区, 为波长差 $\lambda - \lambda_1 = 8 \text{ nm}$ 、输入功率 $P = 20 \text{ W}$ 时调制不稳定性增益随传输距离的变化关系。并且认为在这一小范围内群速度色散 (β_{22}) 随频率增加 (或波长减小) 线性减小 (增加)。从图4可以看出其变化形态同图3相同。

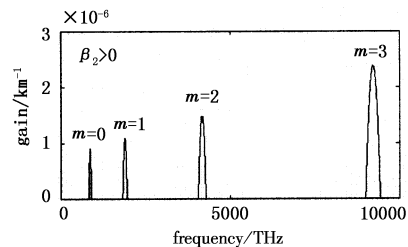


图4 当波长差 $\lambda - \lambda_1 = 8 \text{ nm}$ 输入功率 $P = 20 \text{ W}$ 时调制不稳定性增益随传输距离的关系

Fig.4 gain of modulation instability as a function of propagation distance when $\lambda - \lambda_1 = 8 \text{ nm}$, $P = 20 \text{ W}$

2.3.2 相同频率传输区域

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial E_1}{\partial t} + i\beta_2 \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} - i\gamma(|E_1|^2 + \frac{2}{3}|E_2|^2)E_1 = 0 \quad (8.1)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial E_2}{\partial t} + i\beta_2 \frac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} - i\gamma(|E_2|^2 + \frac{2}{3}|E_1|^2)E_2 = 0 \quad (8.2)$$

式中, E_1, E_2 分别为沿着快轴和慢轴偏振的场的慢变包络; β_2 为群速度色散。

我们考虑没有损耗的强双折射光纤, 光波沿着 z 轴传播, x 轴为双折射轴中具有较低折射率的快轴, y 轴为慢轴, 我们设输入光的偏振方向与 x 轴成 α 角, 输入光的功率为 P , 则:

$$P_x = P \cos \alpha, P_y = P \sin \alpha$$

利用微扰理论我们可以求得, 当^[8]:

$$\Omega_1^2 < \Omega^2 < \Omega_2^2 \quad (9)$$

时调制不稳定性存在, 其中:

$$\Omega_1^2 = \frac{\delta^2}{\beta_2^2} - \frac{2\gamma}{|\beta_2(z)| \operatorname{sgn}(\beta_2)} P (\cos \alpha + \sin \alpha) - \left[4 \frac{\gamma^2 P^2}{|\beta_2(z)|^2} (\cos \alpha - \sin \alpha)^2 + \left(\frac{8}{3}\right)^2 \cdot \frac{\gamma^2 P^2}{|\beta_2(z)|^2 \cos \alpha \sin \alpha} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (9.1)$$

$$\Omega_2^2 = \frac{\delta^2}{\beta_2^2} - \frac{2\gamma}{|\beta_2(z)| \operatorname{sgn}(\beta_2)} P (\cos \alpha + \sin \alpha) + \left[4 \frac{\gamma^2 P^2}{|\beta_2(z)|^2} (\cos \alpha - \sin \alpha)^2 + \left(\frac{8}{3}\right)^2 \cdot \frac{\gamma^2 P^2}{|\beta_2(z)|^2 \cos \alpha \sin \alpha} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (9.2)$$

对应的增益为:

$$g(\Omega) = (f_1 + f_2) - [(f_1 + f_2)^2 + 4(C_{\text{XPM}} - f_1 f_2)]^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

其中:

$$f_1 = \left(\frac{1}{2} |\beta_2(z)| \operatorname{sgn}(\beta_2) \Omega^2 + \gamma P_x\right)^2 + \left(\frac{1}{2} \delta \Omega\right)^2 - \gamma^2 P_x^2 \quad (10.1)$$

$$f_2 = \left(\frac{1}{2} |\beta_2(z)| \operatorname{sgn}(\beta_2) \Omega^2 + \gamma P_y\right)^2 + \left(\frac{1}{2} \delta \Omega\right)^2 - \gamma^2 P_y^2 \quad (10.2)$$

$$C_{\text{XPM}} = \left(\frac{2}{3}\right)^2 \beta_2(z)^2 \Omega^4 \gamma^2 P_x P_y + \frac{1}{4} \beta_2(z)^2 \delta^2 \Omega^6 + \frac{1}{2} |\beta_2(z)| \operatorname{sgn}(\beta_2) \delta^2 \gamma \Omega^4 (P_x + P_y) \quad (10.3)$$

显然, 产生调制不稳定性的区域和对应的增益与色散区的性质、输入功率 P 和输入光的偏振方向与双

折射轴的夹角有关。

2.3.2.1 反常色散区

图 5 为在反常色散区 ($\operatorname{sgn}(\beta_2) = -1$), 输入功率一定时 ($P = 50 \text{ W}$), 当偏振角 $\alpha = \frac{\pi}{3}$ 时, 增益谱随阶数 m 的变化关系; 在反常色散区, 对于任意的偏振角和任意输入功率的光脉冲都产生调制不稳定性, 并且, 当偏振方向位于 $0(\text{rad}) \leq \alpha \leq \pi/4(\text{rad})$, 在偏振角给定、输入功率一定时, 随着传输距离的增加, 增益谱强度缓慢减弱, 增益谱加宽, 远离原始频率 ω_0 , 我们可以利用这一调制不稳定性增益提取 T 频脉冲。

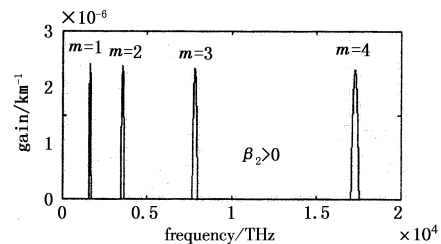


图 5 当 $P = 50 \text{ W}$, $\alpha = \pi/6$ 时阶跃光纤中, 阶数取不同值时增益谱

Fig. 5 the gain spectrum in step-wise decreasing fiber when $P = 50 \text{ W}$, $\alpha = \pi/6$

2.3.2.2 正常色散区

在正常色散区 ($\operatorname{sgn}(\beta_2) = 1$), 当 $P \leq P_{c2}$ 时^[8], 其中:

$$P_{c2} = \frac{9\delta^2 (\cos \alpha + \sin \alpha)}{40\beta_2(z) \gamma \cos \alpha \sin \alpha} - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{9}{20}\right)^2 \frac{\delta^4 (\cos \alpha + \sin \alpha)^2}{\beta_2(z)^2 \gamma^2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha} - \left(\frac{9}{20}\right) \frac{\delta^4}{\beta_2(z)^2 \gamma^2 \cos \alpha \sin \alpha} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

当偏振方向位于 $0(\text{rad}) \leq \alpha \leq \pi/4(\text{rad})$, 在偏振角给定时, 调制不稳定性产生的频率区域为: $\Omega_1^2 < \Omega^2 < \Omega_2^2$, 对应的增益为式(10)。

图 6 在正常色散区, 输入功率一定时 ($P = 50 \text{ W}$), 当偏振角 $\alpha = \frac{\pi}{6}$ 时, 增益谱随阶数 m 的变化关系。从图可以看出随阶数 m 的增加, 增益谱强度

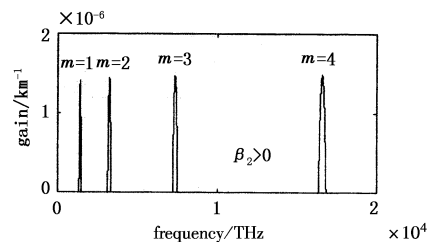


图 6 当 $P = 50 \text{ W}$, $\alpha = \pi/6$ 时阶跃光纤中, 阶数取不同值时增益谱

Fig. 6 the gain spectrum in step-wise decreasing fiber when $P = 50 \text{ W}$, $\alpha = \pi/6$

缓慢增强,增益谱加宽,远离原始频率 ω_0 。这表明随着传输距离的增加增益谱逐步分离;同样,我们可以利用这一调制不稳定性增益提取 T 频脉冲。

3 结 论

在弱双折射阶跃光纤中,当沿慢轴输入线性偏振光时,我们可以利用这一调制不稳定性增益随传输距离的变化关系的性质,在正常色散区,在适当的位置提取 T 频脉冲。

在强双折射阶跃光纤中,对于不同频率传输区域,不论在正常色散区还是在反常色散区,在适当的功率范围,利用增益随传输距离的变化关系可提取 T 频脉冲。在同频率传输区域,在正常色散区和反常色散区,对于任意的偏振角同样利用增益谱逐步分离的性质提取 T 频脉冲。

参考文献:

- [1] Beard M C, Turner G M, Schmuttenmaer C A. Progress towards two-dimensional biomedical imaging with THz spectroscopy[J]. *Phys. Med. Biol.*, 2002, 47(21): 3841 – 3846.
- [2] Wang S, Zhang X C. Pulsed terahertz tomography[J]. *J.*

Phys. D: Appl. Phys., 2004, 37(4): R1 – R36.

- [3] Zhang W, Azad A A, Grischkowsky D. Terahertz studies of carrier dynamics and dielectric response of n-type, free-standing epitaxial GaN[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, 82(11): 2841 – 2843.
- [4] Nuss M C, Mankiewich P M, O Malley M L, et al. Dynamic conductivity and “coherence peak” in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superconductors[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66: 3305 – 3308.
- [5] Yu B L, Zeng F, Yang Y, et al. Torsional vibrational modes of tryptophan studied by terahertz time-domain spectroscopy[J]. *Biophysical Journal*, 2004, 86: 1649 – 1654.
- [6] Lang L Y, Xing Q, Li S X, et al. Experimental study on terahertz radiation[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2004, 2(11): 677 – 680.
- [7] 贾维国, 屈媛, 杨性愉. 非线性双折射阶跃光纤中的极化调制不稳定性[J]. *激光与红外*, 2005, 35(2): 122 – 125.
- [8] 贾维国, 史培明, 崔雯辉, 等. 保偏阶跃光纤中矢量调制不稳定性[J]. *光电子·激光*, 2006, 17(2): 237 – 243.
- [9] 贾维国, 周彦勇, 迎春, 等. 阶跃光纤中相近频率传输区域的调制不稳定性[J]. *光电子·激光* (已录用, 待发表).

(上接第 663 页)

比。当原子被放在一个光子晶体光纤里面,而它自发辐射的光频率正好落在光子禁带中时,由于该频率的光子的态的数目为零,自发辐射也就被抑制;反过来,光子晶体也可增强自发辐射,只要增加该频率光子的态的数目便可实现。如在光子晶体光纤中加入激活杂质(其有效折射率具有负的虚部),光子禁带中会出现品质因子非常高的杂质态,具有很大的态密度,这样便可实现较强的受激辐射放大。

由于高折射率缺陷层与介质体系相互作用,影响场在缺陷中的局域,在同轴光子晶体光纤透射谱中产生不仅包含禁带中的缺陷模,还有通带中透射模发生受激辐射增强和透射率大于 1 现象。导致禁带中缺陷模数(透射带数)越多,构成较宽的分立杂质透射带。

实际上,受激辐射场和物质之间的相互作用是普遍存在的,但这种相互作用是可以控制的,通过控制制作光子晶体的参量,可以有效地控制辐射场与物质的相互作用,使希望的受激辐射大大增强。

参考文献:

- [1] T A Birks, J C Knight, P St J Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber[J]. *Opt. Lett.*, 1997, 22(13):

961 – 963.

- [2] J C Knight, J Arriaga, T A Birks, et al. Anomalous dispersion in photonic crystal fiber[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, 12(7): 807 – 809.
- [3] A Ortigosa-Blanch, J C Knight, W J Wadsworth, et al. Highly birefringent photonic crystal fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2000, 25(18): 1325 – 1327.
- [4] P Petropoulos, T M Monro, W Belardi, et al. 2R-regenerative all-optical switch based on a highly nonlinear holey fiber[J]. *Opt. Lett.*, 2001, 26(16): 1233 – 1235.
- [5] J B pendry. Photonic band structures[J]. *J. Mod. Opt.*, 1994, 41: 209.
- [6] M Bell. A program for calculating photonic band structures and transmission coefficient of complex structures[J]. *Com. Phy. Comm.*, 1995, 85: 306.
- [7] K S Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media[J]. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, 1966, 14(3): 302 – 308.
- [8] 王秉中. 计算电磁学[M]. 北京: 科学出版社, 2002.
- [9] Nian-hua Liu, Shi-Yao Zhu, Hong Chen, et al. Superluminal pulse propagation through one-dimensional photonic crystals with a dispersive defect[J]. *Physical Review E* 2002, 65: 046607.