

飞秒脉冲在硅波导中产生超连续谱的研究*

乔丽 冯鸣[†] 刘组学 孟婕 吕可诚

(南开大学物理学院, 弱光非线性光子学教育部重点实验室, 天津 300071)

(2010年11月2日收到; 2011年1月12日收到修改稿)

利用非线性薛定谔方程对飞秒脉冲在硅波导中的传输以及超连续谱的产生进行了研究, 计算和分析了色散参量及非线性损耗在超连续谱的产生过程中的影响. 结果表明, 孤子分裂是飞秒脉冲在硅波导中产生超连续谱的主要机理. 飞秒脉冲中心波长与波导零色散点的相对位置对超连续谱的产生有极大影响. 当中心波长位于近零色散点的反常色散区时, 孤子分裂现象最明显, 谱宽远大于在零色散波长及正常色散处入射时的情况, 并且达到稳定展宽所需波导长度最短. 其次, 高阶色散的大小也会影响光谱展宽, 三阶色散绝对值较小时, 能够获得较大的展宽. 另外, 由于双光子吸收效应带来大量损耗, 限制了谱宽, 并且随着初始脉冲功率的逐渐增大, 展宽出现饱和现象.

关键词: 超连续谱, 孤子分裂, 色散, 硅波导

PACS: 05.45. - a, 42.81. Dp, 42.65. Tg

1. 引言

超连续谱(supercontinuum, SC)是一种非常重要的光源,在光谱分析、光计量学、光学相干层析、光通讯等方面有非常重要的意义^[1-3].使用展宽的激光光源,从中筛选出所需的波长信道,比使用独立的光源更节省能源,也更利于集成.虽然利用普通单模光纤及光子晶体光纤已经可以产生较宽的超连续谱^[4-6],但也需要几十厘米的长度才能得到有效展宽^[7,8],这就使得光纤不利于向集成化器件发展,而硅波导可以弥补这一不足.硅具有很高的折射率,能够将光限制在比光纤更小的范围,并且具有更高的非线性系数,从而更容易产生非线性效应.

硅波导由于具有高非线性、色散参数调控灵活、易于集成的优点,近年来受到人们的广泛重视.2004年, Jalali 研究小组首次通过实验在硅波导中获得超连续谱,得到了2倍展宽的出射光谱^[9].该实验中所用硅波导总长度仅2 cm,如此小体积上产生超连续谱,这一现象引起了人们的兴趣,硅波导被广泛应用于超连续谱的研究中.人们发现硅波导中的非线性光学效应虽与光纤中类似,但具有很多

独特的特性,比如硅波导中拉曼频移更大(约15.6 THz),增益峰更窄(约105 GHz),此外,硅波导中还存在双光子吸收(two-photon absorption, TPA)和自由载流子吸收(free-carrier absorption, FCA)等非线性损耗.这些都使光脉冲在硅波导中产生超连续谱的机理与光纤中有所不同.

人们首先对皮秒脉冲在硅波导中产生超连续谱的现象进行了较为详细的研究^[10,11].由于超连续谱的产生是各种非线性效应与色散效应共同作用的结果,皮秒脉冲入射时非线性特征长度 $L_{NL} = 1/\gamma P_0$ 远小于色散特征长度 $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ ^[12],所以色散效应可以忽略不计,脉冲主要在自相位调制(self-phase modulation, SPM)效应作用下发生展宽,因而最终产生的光谱展宽较小.随后,人们开始考虑使用飞秒脉冲,此时,色散效应的作用大大增强,在色散与非线性效应的共同作用下,脉冲压缩并发生孤子分裂成为脉冲传输过程中光谱演变的主要因素.目前,人们已经认识到高阶孤子分裂的重要性^[13,14],并且对群速度色散(group velocity dispersion, GVD),三阶色散(third-order dispersion, TOD)对脉冲传输的影响进行了实验研究^[13],但由于实验条件的限制,讨论不够全面和细致.

本文采用分步傅里叶法利用数值模拟对飞秒

* 国家自然科学基金(批准号:60708001)和高等学校博士点基金新教师项目(批准号:20070055082)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: nkfm@mail.nankai.edu.cn

脉冲在硅波导中的传输以及超连续谱的产生机理进行了更详细的研究. 我们计算和分析了 GVD 在飞秒脉冲产生超连续谱过程中的作用, 并通过对不同 GVD 下最终形成的超连续谱的分布特性, 和光谱达到稳定时所需的波导长度来验证了 GVD 的作用. 我们还详细研究了 TOD 的正负和绝对值的大小对飞秒脉冲传输过程的影响. 此外, 我们还对 TPA 效应对光谱形状的影响, 以及在不同入射脉冲峰值功率下对超连续谱的光谱宽度的影响进行了模拟, 分析了出射光谱的饱和现象. 这些工作对于深入理解飞秒脉冲在硅波导中传输的物理机理, 以及实际设计波导以获得理想的超连续谱有一定的指导意义.

2. 理论模型

硅是一种半导体材料, 与光纤相比具有一些特殊的非线性性质, 如 TPA 以及由 TPA 产生的自由载流子都会对入射光有影响. TPA 是指在强激光作用下, 介质分子同时吸收两个光子通过一个虚中间态跃迁到高能态的过程. TPA 会带来大量损耗, 降低光脉冲的峰值功率, 从而限制了脉冲展宽. 同时, TPA 过程中会产生大量的自由载流子, 自由载流子对光有双重作用, 即吸收光带来损耗, 也对光有相位的影响.

因此, 激光脉冲在硅波导中传输, 可以用广义非线性薛定谔方程描述如下式^[12]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = & \sum_{m=2}^{\infty} \frac{i^{m+1} \beta_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial t^m} + i \frac{n_0}{n} \left(\frac{\omega}{c} \sigma_n N_c + \frac{i}{2} \sigma_\alpha N_c \right) A \\ & + \left(i - \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\frac{\omega n_2}{c a} + \frac{i}{2} \frac{\beta_T}{a} \right) A \\ & \times \int_{-\infty}^t R(t-t') |A|^2 dt' \end{aligned} \quad (1)$$

其中, A 为慢变包络振幅, n_0 为硅的本征折射率, n 为波导中所研究模式的模有效折射率. 右边第一项描述了硅波导中的色散效应, β_m 表示 m 阶色散系数, 第二项描述了自由载流子产生的相移以及吸收, σ_n 表示自由载流子产生的相移大小, σ_α 表示 FCA 大小, 第三项描述了非线性 Kerr 效应以及 TPA 效应, n_2 为 Kerr 效应系数, β_T 为 TPA 系数, a 为波导有效截面积. N_c 为自由载流子浓度, 由 TPA 产生, 可由下式求解^[15]:

$$\frac{\partial N_c}{\partial t} = \frac{\beta_T |A|^4}{2h\nu_0 a^2} - \frac{N_c}{\tau}, \quad (2)$$

式中 τ 为自由载流子的寿命.

本文对飞秒脉冲在硅波导中的传输和演化特性进行了模拟. 所取入射脉冲为初始脉宽 $T_0 = 50$ fs, 中心波长为 1550 nm, 峰值功率为 25 W 的高斯光脉冲, 其表达式为 $A(0, t) = \sqrt{P_0} e^{-(t/T_0)^2}$. 硅波导为矩形波导, 有效截面积为 $1.8 \mu\text{m}^2$, 硅的本征折射率 $n_0 = 3.48$, 模有效折射率 $n = 2.76$, $\sigma_n = -5.3 \times 10^{-21} \text{cm}^3$, $\sigma_\alpha = 1.45 \times 10^{-17} \text{cm}^2$, $n_2 = 6 \times 10^{-18} \text{m}^2/\text{W}$, $\beta_T = 5 \times 10^{-21} \text{m}/\text{W}$, $\tau = 3 \text{ns}$ ^[15], 波导的色散特性随模拟内容的不同有所改变, 在后面给出.

由上述条件可以计算出, 最大的自由载流子浓度为 $N_c = 1.5669 \times 10^{21} \text{m}^{-3}$, FCA 系数^[15] $\alpha_f = \sigma_\alpha N_c = 2.27 \text{m}^{-1}$, 自由载流子引起的折射率变化 $\Delta n_c = \sigma_n N_c = -8.3 \times 10^{-6}$. 由此可见, 自由载流子引起的吸收和折射率变化很小, 不足以影响超连续谱的谱宽, 因此在后续模拟中忽略了自由载流子引起的效应. 另外, 还需要说明非线性响应函数 $R(t)$, 与光纤相似, 采用 $R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t)$ 的形式^[12]. 其中第一项表示瞬时电子响应, 第二项表示拉曼响应方程. 系数 f_R 代表原子核非线性偏振的贡献. 由文献 [15] 可知: $h_R(t) = \Omega_R^2 \tau_1 e^{-t/\tau_1} \sin(t/\tau_1)$ (当 $t < 0$ 时, $h_R(t) = 0$). 硅波导中拉曼增益峰约 105 GHz, 故 $\tau = 1/\Gamma_R = 3 \text{ps}$, 拉曼频移约 15.6 THz, 故 $\tau_1 = 1/(\Omega_R^2 - \Gamma_R^2)^{1/2} \approx 10 \text{fs}$.

根据归一化条件 $\int_0^\infty h_R(t) dt = 1$ 可知 $f_R = 0.043$, 而光纤中 $f_R = 0.18$ ^[16]. 由此可以看出, 硅中拉曼散射效应与光纤中的拉曼散射效应有很大不同, 另外, 硅基波导中的拉曼散射增益谱很窄只有 105 GHz, 响应时间约为 10 ps, 模拟中使用飞秒脉冲入射, 因此拉曼效应可以忽略. 图 1 给出了考虑拉曼效应和忽略拉曼效应时, 飞秒脉冲在硅波导中的光谱演化过程, 从图中可以清楚的看到, 在两种情况中, 光谱的演化过程及最终结果都没有发生明显变化, 印证了前述理论分析.

3. 模拟结果与分析

硅波导中超连续谱的形成机理非常复杂, 波导的色散特性、入射脉冲的脉宽、功率、中心波长都对超连续谱的形成有影响. 其中, 当使用飞秒脉冲入射, 色散特征长度与所用波导长度具有相同量级, 此时色散效应不可忽略, 色散的大小正负, 决定了超连续谱的产生机理, 因此我们着重对波导色散特

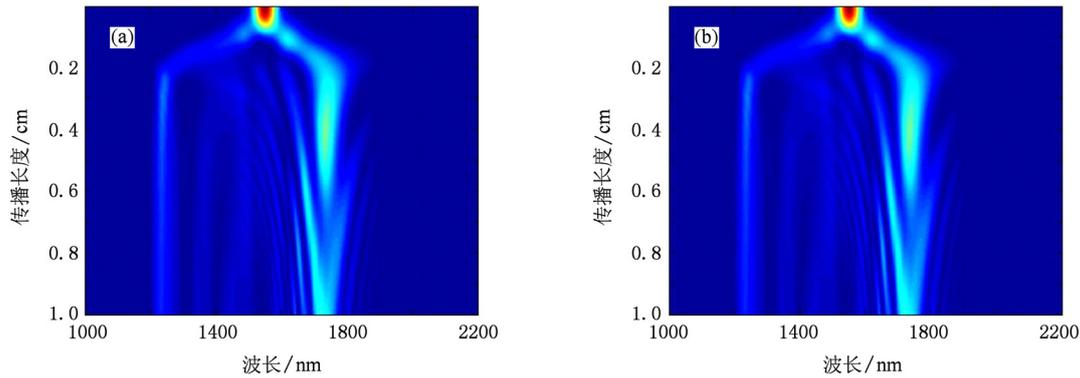


图1 飞秒脉冲在硅波导中的光谱演化情况 (a)考虑拉曼效应时;(b)不考虑拉曼效应时的光谱演化情况

性在飞秒脉冲的演化过程中的作用进行了分析.

3.1. GVD 的影响

入射脉冲中心波长处的 GVD 大小对脉冲的展宽过程及最终宽度有着重要作用. 因此, 我们首先研究了 GVD 对超连续谱产生的影响. 模拟中入射脉冲中心波长处的色散系数分别为 $\beta_2 = -0.1701 \text{ ps}^2/\text{m}$, $\beta_2 = 0 \text{ ps}^2/\text{m}$, $\beta_2 = 0.1701 \text{ ps}^2/\text{m}$, 分别对应于反常色散区、零色散点和正常色散区入射, 而 β_3 均为 $4.2 \times 10^{-3} \text{ ps}^3/\text{m}$, 所用波导长度 10 mm, 模拟过程中没有考虑 TPA 效应. 图 2 分别给出了飞秒脉冲在硅波导中的光谱演化过程 (i), 和脉冲传输 10 mm 后的光谱图 (ii). 从图中可以看到, 在三种情况下脉冲都发生了孤子分裂, 形成了基态孤子和色散波. 其中基态孤子波长差异较小, 基本都位于 1750 nm 附近, 但色散波的位置却有较大差异. 当入射波长位于反常色散区 ($\beta_2 < 0$) 时, 基态孤子波长较长, 功率较高, 而色散波波长较短, 功率较低, 最终形成的光谱宽度最大. 而随着 β_2 增大, 基态孤子和色散波均向入射波长处移动, 同时色散波的功率随之升高, 总的光谱宽度则逐渐减小. 下面具体分析.

首先考虑入射脉冲中心波长位于波导的反常色散区的情况, 如图 2 (a-i) 所示, 脉冲初期在 SPM 和 GVD 的共同作用下被压缩形成高阶孤子, 随着传输距离的增加, 高阶孤子在 TOD 的作用下发生分裂, 在传输距离为 1.6 mm 处形成多个基态孤子, 并在 1239 nm 处满足相位匹配条件从而形成色散波. 由于脉冲位于反常色散区, 因此形成的高阶孤子能量很高, 分裂出的基态孤子也具有较高的能量, 因而其波长也位于长波 GVD 较大处, 所产生的色散波也由于相位匹配条件的要求而位于较短波长处. 当

孤子分裂及色散波形成后, 光谱相对稳定, 不再随着距离的增加继续展宽. 由图 (a-ii) 可以看到, 出射光谱的长波区域内形成稳定的孤子, 此时, 短波区域出现一个“洞”, 此处基本没有能量, 此外还可看出, 色散波位于脉冲的后沿, 在基态孤子之后.

对于入射中心波长位于波导的零色散点时超连续谱的产生情况, 如图 2 (b) 所示, 此时 GVD 为零, 色散特征长度 $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ 趋于无穷大, 此时 SPM 占主导地位, 使光谱向长波和短波两个方向同时展宽, 一部分能量进入反常色散区形成高阶孤子. 但由于能量较入射脉冲能量低, 因此孤子分裂并不激烈, 所产生的基态孤子波长较反常色散区入射时短, GVD 较小, 同时产生的色散波也距入射波长更近, 因而光谱展宽没有前者大. 由于部分能量进入正常色散区, 与色散波重合, 使得短波部分的能量较反常色散区入射的情况高, 如图 (b-ii).

当入射中心波长在正常色散区时, 如图 2 (c) 所示, 此时脉冲展宽的主要机理是 SPM, 在 SPM 的作用下入射光脉冲分裂形成对称的两个峰^[10], 但随着距离的增加, 可以看到光谱展宽并不对称, 这主要是由于一部分光进入反常色散区发生孤子分裂并产生色散波, 但由于此时高阶孤子能量较小, 孤子分裂效应很弱, 因此光谱展宽并不明显. 短波区域光能量来源于两部分, 一部分是来源于 SPM 效应, 一部分是孤子分裂产生的色散波, 因此, 短波区域能量较为集中.

另外, 从孤子分裂所需的长度也可以看出 GVD 在飞秒脉冲演化过程中所起的重要作用. 由图中白线位置可以清楚的看到, 三种情况下达到稳定展宽时所需波导长度分别为 2.2, 3.3 和 5.4 mm, 在逐渐增加, 可见, 当入射中心波长位于正常色散区时, 脉

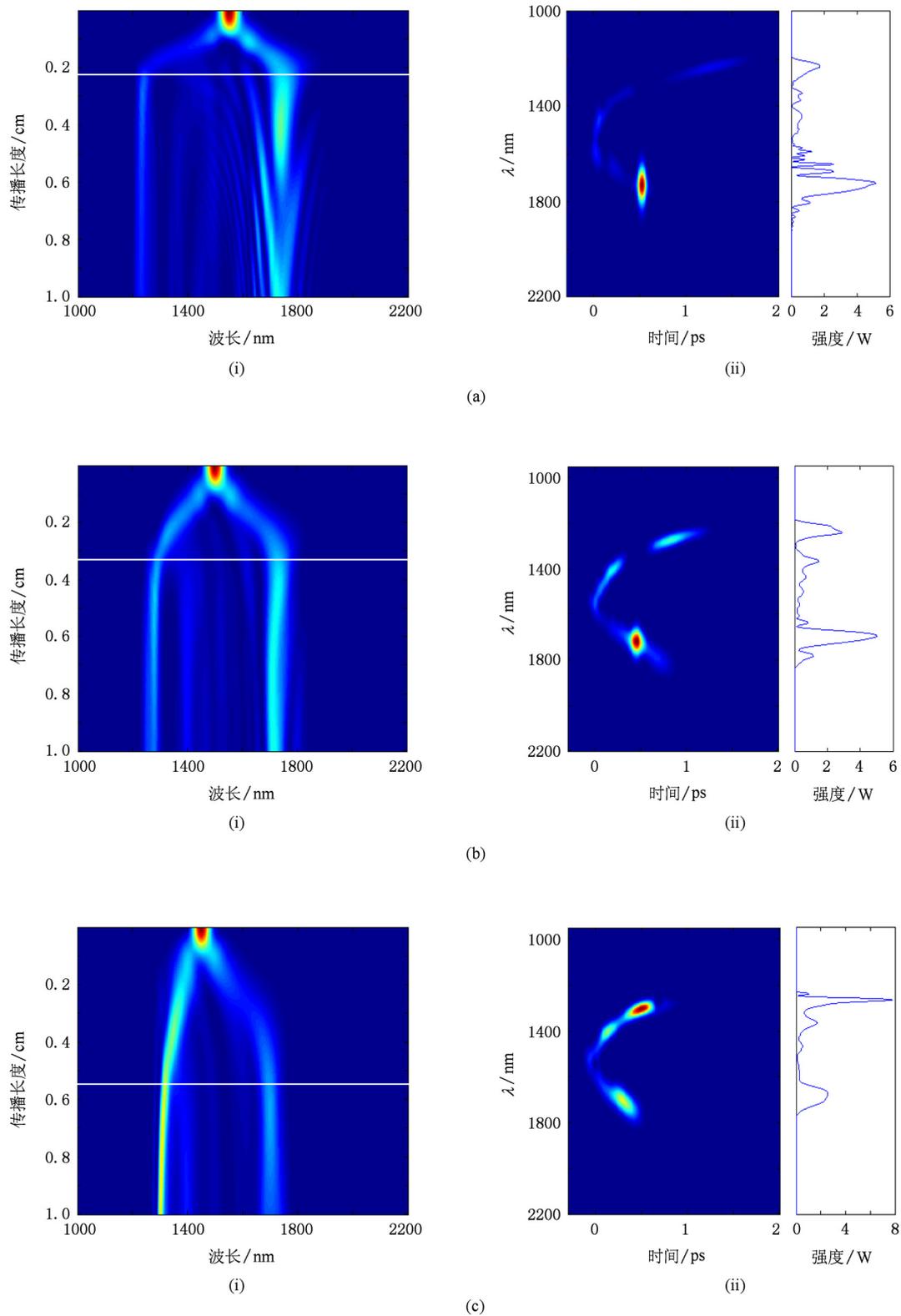


图2 当GVD系数 β_2 分别为(a) $-0.1701 \text{ ps}^2/\text{m}$; (b) $0 \text{ ps}^2/\text{m}$; (c) $0.1701 \text{ ps}^2/\text{m}$ 时,入射脉冲在波导中的演化过程. (i) 脉冲的光谱演化过程; (ii) 传输10 mm后的光谱图. 具体参数在文中已给出

冲需要更大的红移以便在反常色散区寻找到孤子 分裂所需的合适色散系数,这就意味着脉冲需要传

输更长的距离,从而印证了GVD对飞秒脉冲在硅波导中产生超连续谱过程中所起的作用.并且由此可知,入射波长在反常色散区的孤子分裂长度远比入射波长在正常色散区的孤子分裂长度短,在反常色散区更容易产生孤子,并得到较大展宽.

3.2. TOD对超连续谱的影响

由上述分析可以知道,飞秒脉冲在硅波导中传输时,高阶孤子分裂对其演化起着非常重要的作用.而高阶色散的微扰效应则是高阶孤子分裂过程非常重要的影响因素.为了进一步探讨高阶色散对超连续谱的影响,我们研究了TOD对超连续谱的影响.下面模拟中使用 β_3 分别为 $-4.12 \times 10^{-3} \text{ ps}^3/\text{m}$, $0 \text{ ps}^3/\text{m}$, $4.12 \times 10^{-3} \text{ ps}^3/\text{m}$, $12.12 \times 10^{-3} \text{ ps}^3/\text{m}$.其他参量相同, $\beta_2 = -0.1701 \text{ ps}^2/\text{m}$.

首先,从图3(b)中可以看到,当TOD系数为零时,脉冲经历孤子分裂复合的振荡模式,高阶孤子

未分裂为基态孤子,光谱不能得到展宽,由此可以得知,TOD是高级孤子分裂的原因,并对光谱的展宽具有重要影响.

另外,TOD的正负对色散波的位置也有影响,当我们所使用的波长范围内 β_3 为负值时,孤子辐射的色散波峰值处于光谱的长波区域,如图3(a),反之,当我们所使用的波长范围内 β_3 为正值时,孤子辐射的色散波峰值处于光谱的短波区域,如图3(c)^[13].这是由于孤子分裂所产生的色散波总是位于正常色散区,当 β_3 为负值时,正常色散区位于长波区域,而 β_3 为正值时,正常色散区位于短波区域,因而导致了色散波位置的不同.

此外,从图3(b),(d)两幅图中可以看出, $|\beta_3|$ 越大时,在反常色散区的光谱分裂的频移量越小,使得出射的光谱展宽减小.这是由于 β_3 即为波导GVD的曲率,若 $|\beta_3|$ 较大,则陡峭的曲率使得脉冲在时域上经历较快的展宽,此时由于脉冲展宽使得

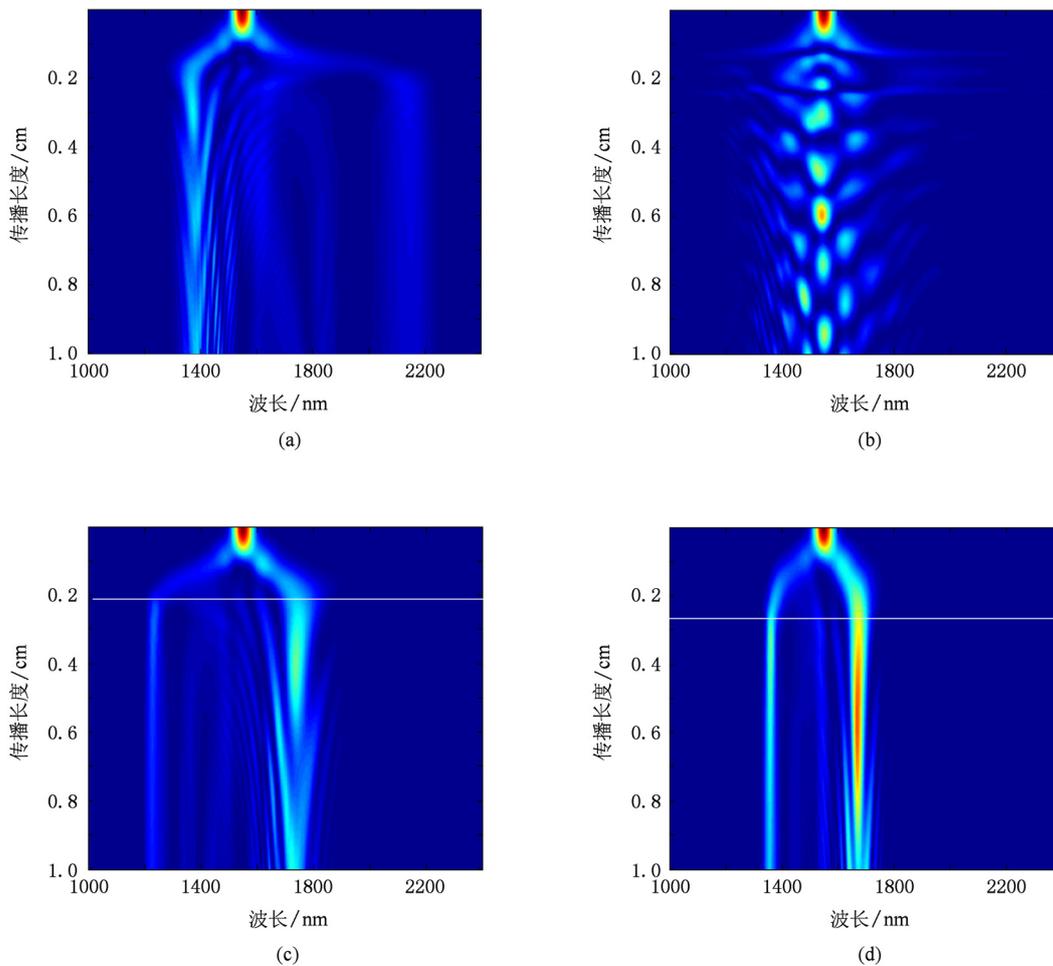


图3 不同TOD系数下飞秒脉冲在硅波导中传输的光谱演化过程 (a)–(d) β_3 分别为 $-4.12 \times 10^{-3} \text{ ps}^3/\text{m}$, $0 \text{ ps}^3/\text{m}$, $4.12 \times 10^{-3} \text{ ps}^3/\text{m}$, $12.12 \times 10^{-3} \text{ ps}^3/\text{m}$

脉冲峰值功率减小,这使得非线性效应不能充分发挥作用,孤子分裂效应减弱,展宽减小.另外,通过图中白线的位置我们可以看到,随着 $|\beta_3|$ 的减小,获得最大展宽所需波导长度也随之减小.因此,我们可以保持较低的孤子数,通过减小 β_3 的数值来增大展宽.由于硅波导结构参数的可调性,可以设计出靠近零色散波长且具有较小 $|\beta_3|$ 值的硅波导,从而得到较大的展宽.

3.3. TPA 及初始脉冲功率对超连续谱展宽的影响

由于硅是一种半导体材料,具有 TPA 效应. TPA 会带来大量损耗,降低了光脉冲的峰值功率,从而影响了孤子分裂的过程.因此,我们首先模拟分析了 TPA 对谱宽的影响,所用波导长度为 4 mm,色散系数为 $\beta_2 = -0.1701 \text{ ps}^2/\text{m}$, $\beta_3 = 4.2 \times 10^{-3} \text{ ps}^3/\text{m}$,入射脉冲脉宽为 50 fs,峰值功率 25 W.如图 4 可以看到,在考虑双光子效应后,出射光谱展宽明显减小,输出功率相对较小,这主要是由于 TPA 效应对入射脉冲功率带来损耗.同时,光谱的形状及孤子的数目并没有发现明显的变化.因此可以得知,TPA 会带来大量损耗,降低光脉冲的峰值功率,从而限制了脉冲展宽,但其对光谱的形状影响不大.

为了更好的说明 TPA 对孤子分裂的作用,我们又研究了入射光脉冲的功率对光谱展宽的影响,所用参数同图 4,峰值功率从 1 W 逐渐增加,最大值为 150 W.在反常色散区,孤子数与峰值功率密切相关,初始峰值功率越大,孤子阶数越高,孤子分裂带来的展宽越大.图 5 给出了出射光谱宽度随入射光功率的变化曲线,出射光谱宽度采用 -20 dB 的宽度.从图 5 可以看出,当不考虑 TPA 时,光谱宽度随着入射光功率的增大而增大,并且在入射光功率较小时,光谱展宽的速度非常快,这主要是由于当入射功率增加时,非线性效应加强,更多的能量通过非线性效应转移到了其他波段,光谱更容易展宽;随着入射光功率的继续增大,光谱的展宽速度明显下降,这是由于光谱的发展已经远离 ZDW,从而降低了展宽的效率.而对于有 TPA 存在的硅波导,当入射光功率较小时,光谱展宽与无 TPA 时差别不大,而在高入射功率下,光谱展宽则大大降低.这是由于 TPA 与入射光功率的平方成正比,入射功率越高,影响越大,将对光谱的展宽产生更大的抑制作用.因此,应合理选择入射功率,从而以较小的功率得到较大的展宽.同时,随着波导长度的增加,TPA

带来的损耗逐渐增加,因此,合理选择波导长度,也是产生超连续谱时所需要考虑的.

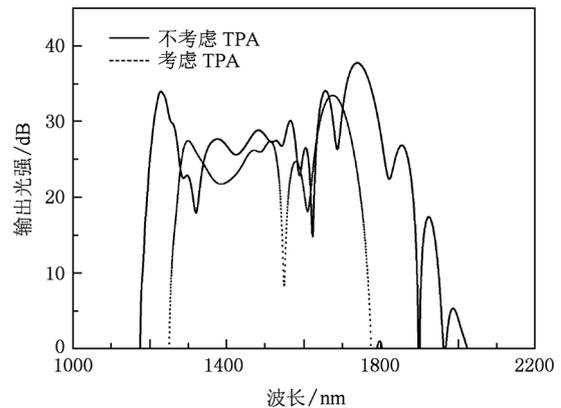


图 4 脉冲在波导中传输 4 mm 后的光谱图 实线是在不考虑 TPA 时的光谱(虚线则是考虑了 TPA 及其导致的 FCA 时的光谱)

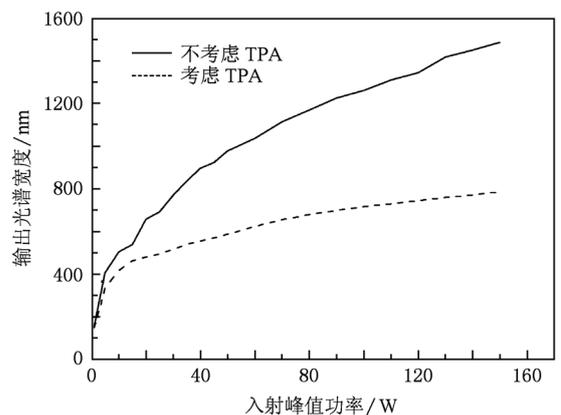


图 5 飞秒脉冲在硅波导中传输 4 mm 后的谱宽随入射峰值功率的变化(实线是不考虑 TPA 时的光谱展宽情况;虚线则考虑了 TPA 的影响)

4. 结 论

通过对飞秒脉冲在硅波导中的传输特性以及超连续谱产生过程的模拟,我们发现硅波导的色散特性对超连续谱的产生机理以及展宽有直接影响.飞秒脉冲中心波长与 ZDW 的相对位置决定着超连续谱的产生机理,飞秒脉冲波长位于近零色散点的反常色散区时,高阶孤子分裂在脉冲传输过程中起主要作用,随之产生的色散波极大展宽了光谱,而在正常色散区及零色散点入射时,SPM 是光谱展宽的主要机理,产生的谱宽小于在反常

色散区入射的情况. 其次, TOD 的正负及大小对孤子分裂有重要影响, TOD 的正负决定着色散波的产生位置, 而 TOD 绝对值较小时, 能够获得较大的

展宽. 另外, 由于 TPA 吸收效应带来大量损耗, 限制了谱宽, 并且随着初始脉冲功率的逐渐增大, 展宽出现饱和现象.

- [1] Hartl I, Li X D, Fujimoto J G, Ranka J K, Windeler R S 2001 *Opt. Lett.* **26** 608
- [2] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, Cundiff S T 2000 *Science* **288** 635
- [3] Holzwarth R, Udem Th, Hänsch T W, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P St J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264
- [4] Jia Y Q, Yan P G, Lv K C, Zhang T Q, Zhu X N 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1809 (in Chinese) [贾亚青、闫培光、吕可诚、张铁群、朱晓农 2006 物理学报 **55** 1809]
- [5] Cheng C F, Wang X F, Lu B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1826 (in Chinese) [成纯厚、王晓方、鲁波 2004 物理学报 **53** 1826]
- [6] Chen Y Z, Li Y Z, Qu G, Xu W C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 717 (in Chinese) [陈泳竹、李玉忠、屈圭、徐文成 2006 物理学报 **55** 717]
- [7] Wadsworth W J, Ortigosa B A, Knight J C, Birks T A, Man T P M, Russell P St J 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2148
- [8] Cristiani I, Tediosi R, Tartara L, Degiorgio V 2004 *Opt. Express* **12** 124
- [9] Boyraz O, Indukuri T, Jalali B 2004 *Opt. Express* **12** 829
- [10] Osgood R M, Panoiu N C, Dadap J I, Liu X P, Chen X G, Hsieh I W, Dulkeith E, Green W M J, Vlasov Y A 2009 *Adv. Opt. Photon.* **1** 162
- [11] Koonath P, Raghunathan V, Jalali B 2004 *Opt. Express.* **12** 4094
- [12] Chen X G, Panoiu N C, Osgood R M 2006 *Opt. Express.* **14** 5524
- [13] Hsieh I W, Chen X G, Liu, X P, Dadap J I, Panoiu N C, Chou C Y, Xia F N, Green W M, Vlasov Y A, Osgood R M 2007 *Opt. Express.* **15** 15242
- [14] Yin L H, Lin Q, Agrawal G P 2007 *Opt. Lett.* **32** 391
- [15] Lin Q, Painter O J, Agrawal G P 2007 *Opt. Express.* **15** 16604
- [16] Agrawal G P 2006 *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Academic) p39

Nonlinear propagation and supercontinuum generation of a femtosecond pulse in silicon waveguide^{*}

Qiao Li Feng Ming[†] Liu Zu-Xue Meng Jie Lü Ke-Cheng

(The Key Laboratory of Weak Light Nonlinear Photonics, Ministry of Education, School of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China)

(Received 2 November 2010; revised manuscript received 12 January 2011)

Abstract

Propagation of femtosecond pulse and supercontinuum generation in silicon waveguide are investigated numerically by solving the generalized nonlinear Schrödinger equation. The effects of dispersive effect and nonlinear loss on supercontinuum generation are simulated and analyzed. It is found that soliton fission is the main mechanism of supercontinuum generation in silicon waveguide. The relative position between the central wavelength of femtosecond pulse and zero-dispersive wavelength (ZDW) of silicon waveguide significantly affects the generation of supercontinuum. When the input pulse falls in the anomalous dispersion regime, soliton fission phenomenon is most obvious. It is also found that the high-order dispersion plays an important role in supercontinuum generation. When the absolute value of third-order dispersion is smaller, a broader supercontinuum can be obtained. Besides, two-photon absorption (TPA) effect in silicon induces high loss, and reduces the spectral width of the supercontinuum.

Keywords: supercontinuum, soliton fission, dispersive effect, silicon waveguide

PACS: 05.45.-a, 42.81.Dp, 42.65.Tg

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60708001) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20070055082).

[†] Corresponding author. E-mail: nkfm@mail.nankai.edu.cn