

文章编号: 0253-2239(2001)05-385-05

# 利用等离子体非线性系数实现超强脉冲的压缩\*

曾志男 李儒新 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强场光学开放实验室, 上海 201800)

**摘要:** 超短脉冲压缩技术在强场物理研究中有非常重要的作用。但由于强场电离现象在惰性气体自相位调制脉冲压缩技术中限制了脉冲的能量, Tempea 等人提出可以采用等离子体非线性系数对脉冲进行压缩。本文在考虑毛细管内表面电离的情况下, 讨论能量为 10 mJ 左右、脉宽为 50 fs 的脉冲的压缩问题, 发现可以将脉冲压缩至 5 fs 左右。计算表明频谱展宽可以在气体密度很低的情况下进行, 这样将可以减小电子对脉冲传播的影响。同时, 由于毛细管内表面也处于电离状态, 从而使脉冲能量不会受到电离阈值的限制。

**关键词:** 等离子体非线性系数; 超强脉冲压缩; 频谱展宽

中图分类号: O437 文献标识码: A

## 1 引 言

随着激光技术的不断发展, 超短脉冲激光在各方面应用也越来越广泛。目前, 发展超短超强激光脉冲已经成为一个重要趋势。

近年来, 脉冲压缩技术获得了长足的进步, 附加脉冲锁模技术 (APM) 和克尔棱镜锁模技术已经能够在固体激光器上产生飞秒脉冲。腔外压缩技术也在不断发展<sup>[1~6]</sup>, 1987 年, Fork 等人<sup>[3]</sup>利用单模光纤中的自相位调制和棱镜光栅组合压缩技术, 将 50 fs 的光脉冲再压缩至 6 fs。由于腔外压缩一般是先将脉冲频谱展宽, 然后采用色散延迟线将脉冲再压缩, 但是, 采用单模光纤显然会限制激光脉冲的输入能量, 使其只能达到  $10^{-9}$  J 的量级。后来开始用毛细管取代单模光纤, 并采用稀有气体作为自相位调制介质, 利用其非线性系数进行频谱展宽, 这样, 激光脉冲能量可以提高到  $10^{-6}$  J 甚至  $10^{-3}$  J 的量级。同时采用啁啾镜技术补偿高阶色散, 可以将脉冲压缩至 5 fs。

由于稀有气体在强场中存在多光子电离和隧道电离, 如 Kr 的多光子电离阈值约为  $5 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>, 激光脉冲能量仍然受到限制, 不能进一步提高。为此, Tempea 等人<sup>[2]</sup>提出采用等离子体的非线

性系数对脉冲进行展宽压缩, 可使脉冲压缩至 3 fs ~ 4 fs。他们采用气体隧道电离模型和毛细管泄漏模, 研究了超强激光脉冲 (光强达到  $5 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>) 在毛细管中的传播和展宽压缩情况。在此以前, 由于前述的种种限制, 要使压缩后的脉冲达到 0.1 TW 的强度是非常困难的, 而在采用等离子体非线性系数进行压缩后, 不仅可以超过这个瓶颈, 达到 1 TW, 甚至可以更高。

但是, 当脉冲能量进一步提高时, 根据 Du 等人<sup>[8]</sup>的实验结果, 毛细管内表面将会电离成等离子体。由于形成的等离子体薄层具有很高的电子密度, 对入射光具有全反射作用, 因此将会使毛细管改变其原来的泄漏波导特性, 成为一个类似光纤的波导, 此时毛细管泄漏模的模型将不再成立。因此在本文中, 采用梯度折射率波导模型来描述毛细管波导, 其内层折射率近似为 1, 外层折射率则近似为 0。

## 2 传播方程及模式分析

对于一个在毛细管中传播的光脉冲, 可以用如下传播方程描述:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \int_{-\infty}^t n^2(r, t-t') \mathbf{E}(t') dt' = \frac{4\pi}{c^2} \partial_t^2 \mathbf{P}_{nl} + \frac{4\pi}{c^2} \partial_t^2 \mathbf{P}_{nl}^{clad}. \quad (1)$$

对于毛细管中的气体介质, 采用隧道电离的非碰撞等离子体模型,  $\mathbf{P}_{nl}$  项可以写作:

$$\partial_t^2 \mathbf{P}_{nl} = -\frac{\omega_p^2}{4\pi} W(t) \mathbf{E} - \frac{\rho_0 I_j}{c^2} \partial_t \left[ \frac{\partial_t W(t)}{\mathbf{E}} \right], \quad (2)$$

\* 国家青年科学基金 (69925513) 和国家自然科学基金 (19974058)、国家重点基础研究发展规划项目、国家科委 863 高科技项目、中国科学院百人计划、上海市应用物理中心资助项目。

式中  $\omega_p^2 = 4\pi\rho_0 e^2/m$ , 为等离子体频率,

$$W(t) = 1 - \exp\left[- \int_{-\infty}^t w(t') dt'\right]$$

为原子电离几率,  $w(t')$  则为光场中的原子电离率,  $\rho_0$  为初始的中性气体原子密度. 这样, (2) 式中的第一项表示光在等离子体中传播时的蓝移现象, 第二项表示隧道电离引起的能量损耗,  $I_i$  为电离能.  $\partial^2 P_{\text{ind}}^{\text{clad}}$  则表示毛细管内表面电离引起的脉冲变化, 主要包括等离子体形成和共振吸收的影响.

由梯度折射率波导理论可知, 毛细管中的光脉冲可以用波导模展开成如下形式<sup>[9]</sup>:

$$E = \sum_{jp} E_{jp}(r, \varphi, z, t) = \frac{1}{2} \sum_{jp} V_{jp}(r, \varphi) A_{jp}(z, t) \exp[i(\gamma_{jp} z - \omega_0 t)] + C. C. \quad (3)$$

$j, p$  表示模式指数,

$$\gamma_{jp} \approx k \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\mu_{jp} \lambda}{2\pi a} \right)^2 \left[ 1 - \frac{i \nu_j \lambda}{\pi a} \right] \right],$$

$\text{Re}(\gamma)$  表示传播常数,  $\text{Im}(\gamma)$  表示损耗系数, 在类毛细管波导中, 允许存在的模式有  $\text{TE}_{0p}$ 、 $\text{TM}_{0p}$  和  $\text{EH}_{jp} (j \neq 0)$  三种模式. 把(3)式代入(2)式, 将可以得到模式耦合方程, 从而可以得到基模由于模式耦合引起的能量损耗(假设初始进入毛细管的脉冲处于基模), 详细的讨论参见文献[1], 本文主要考虑基模.

在  $\gamma_{jp}$  表达式中,

$$\nu_j = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\nu^2 - 1}} & \text{TE}_{0p} \text{ 模} \\ \frac{\nu^2}{\sqrt{\nu^2 - 1}} & \text{TM}_{0p} \text{ 模} \\ \frac{(\nu^2 + 1)/2}{\sqrt{\nu^2 - 1}} & \text{EH}_{jp} \text{ 模} \end{cases}$$

$$\Delta E = \varrho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_a^{\infty} r dr W(E) = C \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_1^{\infty} \left[ \frac{E_0}{B/\sqrt{a}} \right]^{2n^* - |m| - 3/2} (\sqrt{x})^{2n^* - |m| - 3/2} \times \exp\left[ ka(x-1)(2n^* - |m| - 3/2) - \frac{2}{3} \left( \frac{I_i}{I_h} \right)^{3/2} \frac{E_0 \sqrt{ax}}{B} \exp[ka(x-1)] \right] a^2 x dx. \quad (6)$$

其中  $C = \varrho \left| \frac{3}{\pi} \left( \frac{I_h}{I_i} \right)^{3/2} \right|^{1/2} C_n^{2^*} i^* \frac{I_i}{2I_h} \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|} (|m|)! (1-|m|)!} \left[ 2 \left( \frac{I_i}{I_h} \right)^{3/2} \right]^{2n^* - |m| - 1} \omega_0$ ,

由于一般  $ka \gg 1$ , 因此上式对于  $x$  的积分实际上是在一个 1 到  $1 + \Delta x (\Delta x \ll 1)$  的区间进行的, 这也说明电离实际上主要是在管壁附近很薄的一层

式中  $\nu$  表示外层折射率与内层折射率之比. 通过计算损耗系数可知, 在  $0.495 < \nu < 2.02$  时,  $\text{EH}_{11}$  模成为优势模, 而在  $\nu < 0.495$  的情况下,  $\text{TM}_{01}$  模将成为优势模. 因此在本文的情况下  $\text{TM}_{01}$  将成为优势模, 这是一般情况下所没有的. 在毛细管管壁,  $\text{TM}_{01}$  模的电场表达式可以写成如下形式<sup>[9]</sup>:

$$E(r) = \frac{B}{\sqrt{r}} \exp[-k(r-a)] \quad (r > a), \quad (4)$$

式中  $a$  为毛细管半径,  $B/\sqrt{a}$  表示毛细管内表面的电场强度,  $k$  为衰减系数, 近似等于光在毛细管中传播常数  $\text{Re}(\gamma)$ .

### 3 电离损耗和等离子体共振吸收

在线偏振光场中, 类氢离子的隧道电离公式为<sup>[10]</sup>:

$$w(E) = \left[ \frac{3}{\pi} \left( \frac{I_h}{I_i} \right)^{3/2} \frac{E}{E_0} \right]^{1/2} C_n^{2^*} i^* \frac{I_i}{2I_h} \times \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|} (|m|)! (l-|m|)!} \times \left[ 2 \left( \frac{I_i}{I_h} \right)^{3/2} \frac{E_0}{E} \right]^{2n^* - |m| - 1} \times \exp\left[ - \frac{2}{3} \left( \frac{I_i}{I_h} \right)^{3/2} \frac{E_0}{E} \right] \omega_0. \quad (5)$$

其中  $I_i$  为电离能,  $I_h$  为氢原子的电离能 (13.6 eV),  $E_0$  为氢原子在第一玻尔半径处的电场强度 (即  $5.1 \times 10^9 \text{ V/cm}$ ),  $\omega_0 = 4.1 \times 10^{16} / \text{s}$ .  $E$  为外加电场强度,  $l$  为轨道量子数,  $m$  为磁量子数,  $l^*, n^*$  为有效量子数.

为了考察管壁电离的吸收损耗, 将(4)式代入(5)式, 并进行积分, 可得如下表达式:

(约  $k^{-1}$ ) 中进行的. 同时, 由于  $\text{TM}_{01}$  模是圆对称的, 可以近似得到:

$$\frac{d^2 \Delta E}{dz dt} \approx 2\pi C \left[ \frac{E_0 \sqrt{a}}{B} \right]^{2n^* - |m| - 3/2} a^2 \int_0^{\infty} \exp\left[ kax(2n^* - |m| - 3/2) - \frac{2}{3} \left( \frac{I_i}{I_h} \right)^{3/2} \frac{E_0 \sqrt{a}}{B} \exp(kax) \right] dx \approx$$

$$2\pi C \left[ \frac{E_0 \sqrt{a}}{B} \right]^{2n^* - |m| - 3/2} a^2 \int_0^{\infty} \exp[ax - \beta \exp(kax)] dx \approx 2\pi C \left[ \frac{E_0 \sqrt{a}}{B} \right]^{2n^* - |m| - 3/2} a^2 \int_1^{\infty} \frac{1}{\alpha} \exp[-\beta x^{ka/a}] dx, \quad (7)$$

其中:

$$\alpha = ka(2n^* - |m| - 3/2),$$

$$\beta = \frac{2}{3} \left[ \frac{I_i}{I_h} \right]^{3/2} \frac{E_0 \sqrt{a}}{B}.$$

对于等离子体的共振吸收, 本文直接采用如下公式估计<sup>[11]</sup>:

$$I_{\text{abs}} \approx \omega L E_d^2 / 8, \quad (8)$$

其中,

$$E_d = \frac{E_{\text{FS}}}{\sqrt{2\pi\omega L/c}} \varphi(\tau),$$

$$\varphi(\tau) = 2.3 \tau \exp\left[-\frac{2\tau^3}{3}\right],$$

$$\tau = \left[ \frac{\omega L}{c} \right]^{1/3} \sin\theta.$$

对于  $\sin\theta$  的确定, 则可由聚焦透镜的  $F$  数来决定。对于  $F/9$  的聚焦透镜, 取  $\sin\theta$  约等于 0.0554。式中  $L$  为等离子体的密度标长,  $E_{\text{FS}}$  为真空中的光波电场,  $c$  为真空中的光速,  $\omega$  为激光频率。

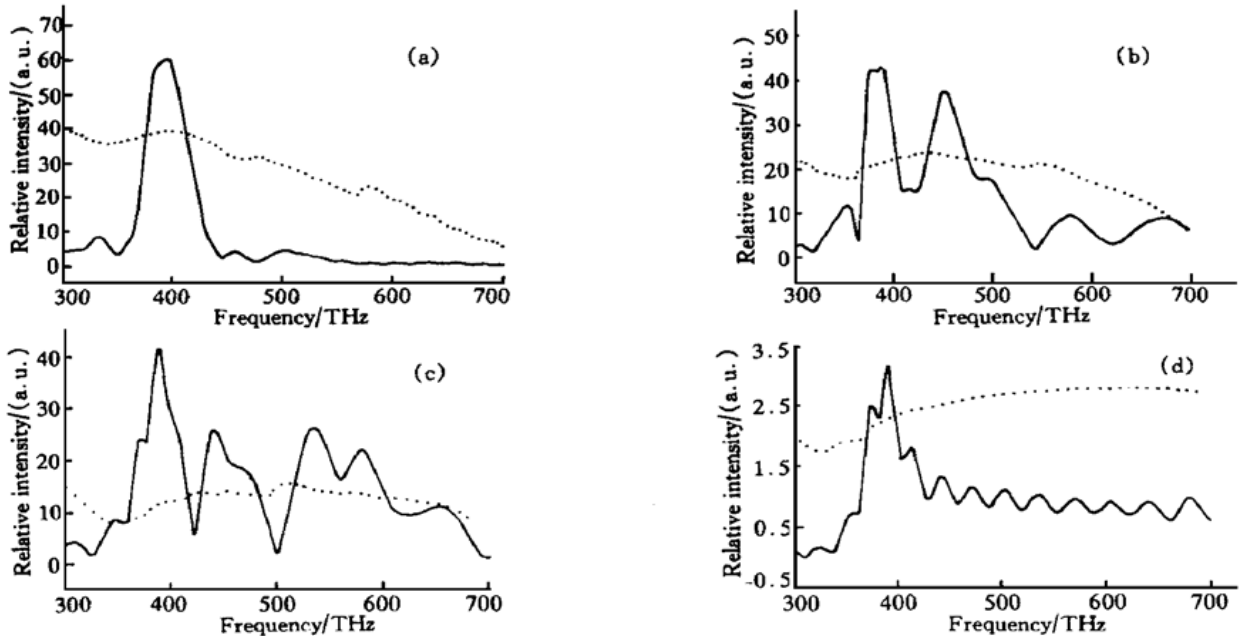


Fig. 1 (a), (b), (c) and (d) are for different gas density, in which solid line for spectrum and dot line for phase

图 2、图 3 分别是图 1(b)、图 1(c) 所能支持的脉冲宽度, 均在 5 fs 左右, 这说明采用等离子体的非线性系数也可以实现超短脉冲的压缩。而图 1(d) 中, 频谱虽然也有一定的展宽, 但可以看出, 与图 1(b)、图 1(c) 相比, 其能量损耗相当大 ( $y$  轴的数值均为相对值)。

## 4 数值模拟

在考虑管壁电离的情况下, 本文直接对传播方程进行了数值模拟。在模拟中, 脉冲宽度为 50 fs, 峰值强度为  $1.7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , 采用的介质为 Ar 气, 毛细管的长度为 80 cm, 半径为 60  $\mu\text{m}$  和 125  $\mu\text{m}$ 。在计算中发现, 对脉冲频谱加宽影响最大的是气体密度。这从理论上来说也是合理的, 因为此时的脉冲调制实际上就是通过气体电离的电子改变折射率来实现的, 而电子密度显然与气体密度有关。但是, 这也并不是说气体密度越大越好, 由于气体电离消耗脉冲能量, 同时毛细管壁的电离也消耗脉冲能量, 因此选择合适的气体密度是非常重要的。

图 1 是在不同气体密度下模拟的结果, 气体密度分别为: 0.01, 0.05, 0.1, 0.5, 单位为  $10^{16}/\text{cm}^3$ 。在图 1(a) 中, 频谱没什么展宽, 因为此时的气体非常稀薄, 产生的电子还不足以对脉冲频谱产生足够大的展宽。图 1(b)、图 1(c) 则有相当大的展宽。

## 5 讨论

首先, 从本文的计算结果可以看出, 利用等离子体非线性系数是可以实现超短脉冲压缩的。在此过程中, 气体密度是一个非常重要的参数, 直接决定了脉冲频谱展宽的程度, 这也是必然的, 因为频谱展宽

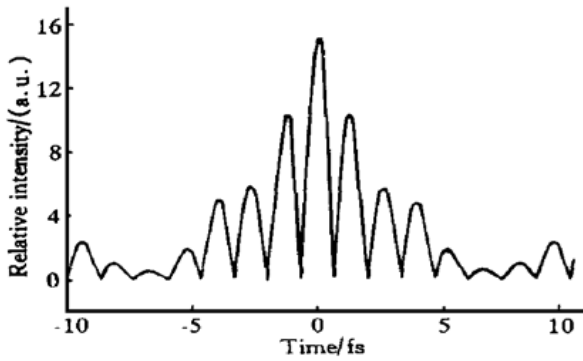


Fig. 2 Intensity of the compressed pulse of Fig. 1(b)

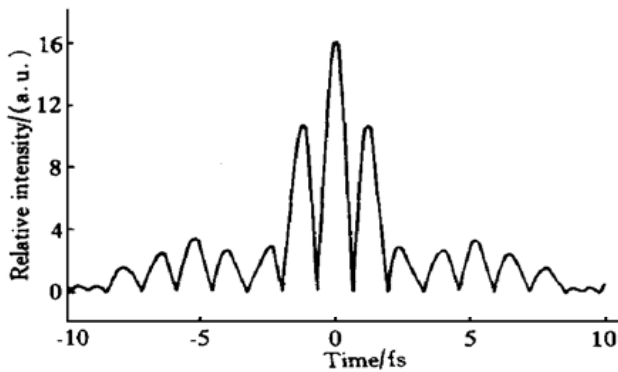


Fig. 3 Intensity of the compressed pulse of Fig. 1(c)

是通过气体电离形成的电子对脉冲的相位调制来进行的,因此电子密度决定了时域相位调制的程度以及频谱展宽的程度。至于气体密度的估计,可以根据电离能、脉冲能量和气体的电离状况来进行:

$$\sum \rho_i V + E_{PI} = \alpha W_t,$$

式中  $\rho$  为气体密度,  $I_i$  为电离能,  $V$  表示毛细管内部的总体积,  $\alpha$  表示被吸收的能量百分比,  $E_{PI}$  为内表面电离的能量损耗,  $W_t$  为脉冲总能量。实际上  $E_{PI}$  是未知的,但作为估计,可令其为 0 后取  $\alpha$  为 1% ~ 5%, 估计出本文应取的气体密度为  $1 \times 10^{15}/\text{cm}^3 \sim 4 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ , 这与前面本文计算中所取的数据基本一致。

根据本文的计算结果,此时气体电离消耗的脉冲能量只占 1% 左右,相对于管壁电离损耗(约占 20% ~ 30%)要小很多。因此选择合适的毛细管对于能量损耗是很重要,但是在计算中发现,在相同的功率密度下,不同毛细管半径对于频谱展宽的影响不大,如图 4 是毛细管半径分别为  $60 \mu\text{m}$  和  $125 \mu\text{m}$  时的计算结果,其频谱展宽程度基本相同。因此,在本文的计算参数范围内( $50 \mu\text{m} \sim 125 \mu\text{m}$ ),毛细管半径对于频谱展宽的影响不大。但是由于半径较大的毛细管会影响脉冲模式,而半径较小的毛细管在相同功率密度下能传输的脉冲能量较小,因此还是

需要选择合适的毛细管半径的。

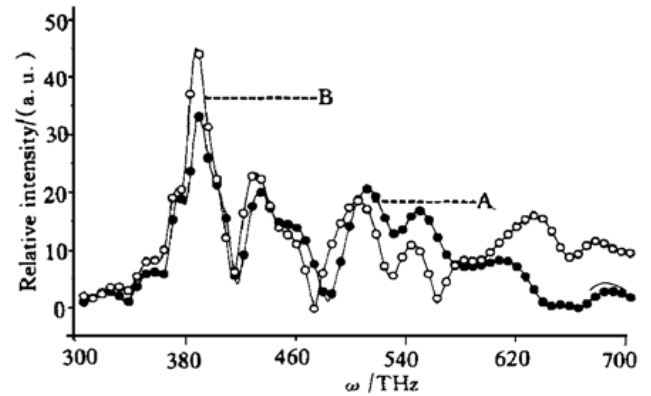


Fig. 4 A and B are the results of phase modulation in capillaries of  $60 \mu\text{m}$  and  $125 \mu\text{m}$  radius respectively. From the results we can see no distinct difference

此外,由于脉冲频谱相位对于脉冲压缩的实现很重要,如果相位展开式中高阶分量比较多,将会使经过频谱展宽的脉冲难以压缩。从图 1(b)、图 1(c)也可以看出,其相位变化与抛物线相当吻合,即相位展开式中高阶项的成分比较少,因此经过调制展宽的光脉冲将比较容易被压缩。

同时可以看出,在本文中,由于脉冲能量并没有受电离的限制(因为本文的气体 and 毛细管壁均处于电离状态),因此输入毛细管的脉冲能量可以继续提高,直到电离出来的大量电子会显著破坏脉冲形状、模式等,使脉冲压缩成为不可能为止。因此,虽然本文计算所采用的光强还不是很,但继续提高脉冲能量完全是可以的。

**结论** 从以上的讨论中可以看出,展宽后脉冲的频谱足够能产生宽度为 5 fs 的脉冲,同时其相位分布也接近二次曲线,能够用啁啾镜实现压缩。这样,把能量 10 mJ、脉宽 50 fs 的脉冲压缩到 5 fs 是完全可以的,最终将能够获得 1 TW 的脉冲功率,从而大大突破以前采用气体自相位调制脉冲压缩技术的限制。但是,这也并不是说脉冲能量可以无限上升,因为在更高脉冲能量的情况下,可能还需要考虑不同电离机制的影响。同时高能脉冲还可能和气体电离产生的稀薄等离子体发生复杂的相互作用,这些因素可能会影响脉冲的相位调制、模式变化等。当复杂变化严重影响脉冲形状等使其无法压缩时,脉冲能量就受到了限制,但是在  $10^{16} \text{W}/\text{cm}^2$  左右的光强下,这些情况基本上不需要考虑。

## 参 考 文 献

- [1] Tomlinson W J, Stolen R H, Shank C V. Compression of

- optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1984, **1**(2): 139~ 149
- [2] Fork R L, Brito C H, Becker P C *et al.*. Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(7): 483~ 485
- [3] Nisoli M, Silvestri S D, Svelto O *et al.*. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(8): 522~ 524
- [4] Sartania S, Cheng Z, Lenzner M *et al.*. Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(20): 1562~ 1564
- [5] Nisoli M, Stagira S, Silvestri S D *et al.*. A novel high energy pulse compression system: Generation of multigigawatt sub-5-fs pulses. *Appl. Phys. (B)*, 1997, (65): 189~ 196
- [6] Nisoli M, Silvestri S D, Svelto O. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, **68**(20): 1~ 3
- [7] Tempea G, Brebec T. Nonlinear source for the generation of high-energy few-cycle optical pulses. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(16): 1286~ 1288
- [8] Du D, Liu X, Korn G *et al.*. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO<sub>2</sub> with pulse widths from 7 ns to 150 fs. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **64**(23): 3071~ 3073
- [9] Marcatili E A J, Schmeltzer R A. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers. *Bell Syst. Tech. J.*, 1964, **43**: 1783~ 1809
- [10] 卢兴发, 陈德应, 夏元钦 等. 强光场中原子的电离速率. *光学学报*, 1999, **19**(8): 1014~ 1018
- [11] 张家泰 著. 激光等离子体相互作用物理与模拟. 郑州: 河南科学技术出版社, 1999. 45

## High-Intensity Pulse Compression with Plasma Nonlinearity

Zeng Zhinan Li Ruxin Xu Zhizhan

(Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,  
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 27 March 2000; revised 20 April 2000)

**Abstract:** Ultrashort-pulses with a duration of several optical cycles are very important in intense field physics research. 0.1 TW/5 fs laser pulses have been generated successfully. However, the high intensity ionization of medium limits the pulse energy of the self-phase modulation in single-mode fiber and hollow fiber filled with noble gases. G. Tempea and T. Brebec suggested that plasma nonlinearity can be used to compress the pulse. The possibility of compressing a 50 fs pulse of about 10 mJ is investigated and the pulse compression involved in the ionization on the inner face of a hollow fiber is discussed in this paper. Based on numerical simulation, it is found that the pulse can be compressed to 5 fs in a lower density gas. So it is possible by decreasing the gas density to reduce the electron density because too much electrons will destroy pulse shape.

**Key words:** plasma nonlinearity; high-intensity pulse compression; spectrum broadened