

doi:10.3788/gzxb20134211.1283

# THz 波在空芯 Bragg 光纤中的传输特性

张宝荣, 李炳新

(燕山大学 信息科学与工程学院; 河北省特种光纤与光纤传感重点实验室, 河北 秦皇岛 066004)

**摘要:** 使用可调节边界条件傅里叶分解法, 分析了蜘蛛网包层空芯布喇格光纤在 THz 波段的色散关系和损耗系数, 计算了三种波形的 THz 脉冲在该光纤中传输时的频谱变化, 得到了输出脉冲波形. 分析计算结果表明, 蜘蛛网包层空芯布喇格光纤存在与纤芯半径和传输长度有关的特征频率, 其色散和损耗对于低于该特征频率的 THz 波频谱影响较大, 相当于一个低频段有相移的高通滤波器, 选择合适的纤芯半径, 可以在短距离内有效地传输 THz 波脉冲.

**关键词:** 空芯 Bragg 光纤; THz 波脉冲; 色散; 损耗; 特征频率

中图分类号: TN928, TN929.1

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2013)11-1283-6

## Propagation Property of THz Pulses Through a Hollow-core Bragg Fiber with Cobwebby Cladding

ZHANG Bao-rong, LI Bing-xin

(School of Information Science and Engineering; the Key Laboratory for Special Optical Fiber and Optical Fiber Sensor of Hebei Province, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China)

**Abstract:** The coefficient of loss and dispersion relation of a hollow-core Bragg fiber with cobwebby cladding in the THz band was investigated analytically by adjustable boundary conditions Fourier decomposition method (ABC-FDM). The spectra and waveforms for three THz transmitted pulses were calculated through the hollow-core Bragg fiber. The analytical result shows that loss characteristic of the hollow-core Bragg fiber is similar to a high-pass filter with variable cutoff frequency and phase-shift constant. Fiber core radius and transmission distance determinate the cutoff frequency of the high-pass filters jointly. The hollow-core Bragg fiber only attenuates the THz wave in the band below the cutoff frequency, and significant phase-shift will be yield near the cutoff frequency when the THz pulse pass through the fiber. If the core radius is advisable, THz pulse will be transmitted through the hollow-core Bragg fiber effectively for a short distance.

**Key words:** Hollow-core Bragg fiber; THz pulse; Dispersion; Loss; Characteristic frequency

## 0 引言

太赫兹(Tera Hertz, THz)波通常是指频率在 0.1~10 THz 范围内的电磁波, 这种处于微波与红外波段之间的电磁波一直为人们所忽略. 近年来, 针对 THz 波的相关研究取得很大进展<sup>[1]</sup>, THz 波技术在半导体材料及高温超导材料的性质研究、断层成像技术、无标记基因检测、细胞水平成像、化学生

物检测、宽带通信及雷达等方面都有着重要的应用<sup>[2]</sup>.

THz 波导可以用于近场 THz 波导器件、THz 波互连、THz 波准光学腔和 THz 波谱的超灵敏测量等许多方面, 是 THz 波研究的一个重要方面. THz 波导可分为金属波导<sup>[3]</sup>(圆形、矩形和金属线)、聚合物带状波导<sup>[4]</sup>、实芯线<sup>[5]</sup>和聚合物光纤. 聚合物光纤包括光子晶体光纤<sup>[6-7]</sup>, 带有亚波长微孔的

基金项目: 河北省重点基础研究项目(No. 12963350D)资助

第一作者: 张宝荣(1967-), 女, 副教授, 博士, 主要研究方向为电子学. Email: lbx1999@126.com

通讯作者: 李炳新(1968-), 男, 教授, 博士, 主要研究方向为光波导理论. Email: xuanyizi@ysu.edu.cn

收稿日期: 2013-07-01; 录用日期: 2013-09-05

微结构光纤<sup>[8-10]</sup>和空芯 Bragg 光纤<sup>[11-12]</sup>,其中空芯 Bragg 光纤将 THz 波束缚在空气芯中传输,传输损耗可以远小于材料的吸收损耗。

目前 THz 波的传输还是以自由空间传输为主.其原因主要有两点:一方面制作 THz 波导的材料,例如金属、聚合物、玻璃以及一些单晶材料,对 THz 波的吸收都比较大,使得 THz 波的传输距离限制在厘米量级;另一方面,THz 波通常是以频带很宽的皮秒脉冲形式传输,波导的群速度色散会使脉冲变形,限制了 THz 波导的许多应用。

本文研究了 THz 波段蜘蛛网结构包层空芯 Bragg 光纤的传输特性,采用调节边界条件傅里叶分解法 (Adjustable Boundary Conditions Fourier Decomposition Method, ABC\_FDM)<sup>[13]</sup> 计算了波导的损耗系数、色散关系,以及三种 THz 脉冲传输时频谱和波形变化.仿真结果表明,THz 波在空芯 Bragg 光纤中传输距离达到米的数量级,其脉冲波形的畸变仍然很小。

## 1 空芯 Bragg 光纤的色散和损耗特性

蜘蛛网包层空芯 Bragg 光纤由单一材料制成,其结构如图 1(a);图 1(b)是该光纤的折射率分布.高折射率包层材料采用聚甲基丙烯酸甲酯 (PMMA),空芯 Bragg 光纤中 TE<sub>01</sub> 模的传输损耗最小<sup>[11]</sup>,因此只考虑 TE<sub>01</sub> 模的色散和损耗特性。

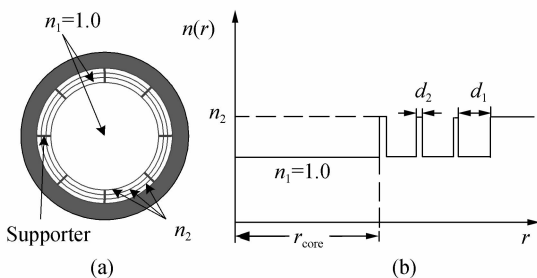


图 1 (a) 蜘蛛网包层空芯 Bragg 光纤结构和 (b) 折射率分布

Fig. 1 (a) Schematic of hollow Bragg fiber with cobwebby cladding and (b) its index profile

### 1.1 色散特性

空芯 Bragg 光纤属于反谐振波导 (Antiresonant Reflecting Optical Waveguides, ARROWs)<sup>[14]</sup>,其模式都是泄漏模.色散特性与普通光纤、高折射率芯的光子晶体光纤均不相同,TE<sub>01</sub> 色散特性可以近似表示<sup>[15]</sup>

$$n_{\text{eff}}^{\text{Re}} = \sqrt{n_1^2 - \left(\frac{U_1 f_R}{4\pi f}\right)^2} \quad (1)$$

式中  $n_{\text{eff}}$  是模式的有效折射率;  $f$  为频率;  $n_1 = 1.0$  为空气折射率;  $f_R = c/r_{\text{core}}$  称为 Bragg 光纤的特征频

率,  $c$  是真空光速,  $r_{\text{core}}$  为纤芯半径;  $U_1$  是纤芯的横向相移,对于 TE<sub>01</sub> 模  $U_1 = 3.8317$  是 Bessel 函数  $J_1(x)$  的第一个零点。

ABC\_FDM 是分析微结构光纤模式特性的有效工具.它可以计算微结构光纤模式的有效折射率,其中包括有效折射率实部和虚部,即模式的色散和损耗特性. Bragg 空芯光纤的计算参量见表 1。

表 1 计算所用 Bragg 空芯光纤的结构参量

Table 1 Bragg fiber parameters used for calculation

Parameters	Fiber 1	Fiber 2
Core radius $r_{\text{core}}$ /mm	8.0	10.0
Cladding index $n_2$	1.49	1.49
Air cladding thickness $d_1$ /μm	500	700
Cladding thickness $d_2$ /μm	25	70
Cladding numbers $N$	3	3

采用 ABC\_FDM 计算的色散关系见图 2. 图中曲线是由式 (1) 得到的色散曲线,数据点与之符合较好.当  $f \gg f_R$  时,  $n_{\text{eff}}$  近似等于空气折射率 1.0,只有  $f$  小于  $U_1 f_R / 2\pi$  时,  $n_{\text{eff}}$  才随频率显著地减小.当  $f = U_1 f_R / 2\pi$  时,  $n_{\text{eff}} = 0$ ,即波长  $\lambda > 2\pi r_{\text{core}} / U_1$  时,反谐振不复存在,  $n_{\text{eff}}$  不能由式 (1) 确定。

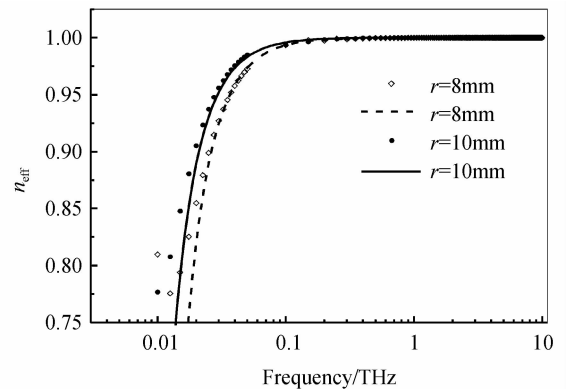


图 2 空芯 Bragg 光纤的色散曲线

Fig. 2 Dispersion curves of the hollow Bragg fiber

### 1.2 损耗特性

图 3 是光纤 2 在 THz 波频率为 1.0 THz 时, TE<sub>01</sub> 模的能流密度  $S_z$  的分布.由图可见,模式场主

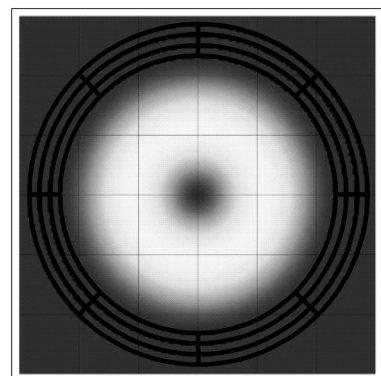


图 3 TE<sub>01</sub> 模式的纵向能流密度  $S_z$  分布

Fig. 3 Longitudinal energy flux density  $S_z$  of mode TE<sub>01</sub>

要集中在空气芯内,高折射率材料内的场强很小.因此即使材料的吸收损耗很大,光纤的传输损耗仍然可以远小于材料的损耗.由于模式是泄漏模,损耗还包含了所谓的泄漏损耗.许多文献都对反谐振光波导的泄漏模损耗进行了分析,ABC\_FDM 可以计算包括泄漏损耗和材料损耗在内的总损耗值.

THz波段PMMA的损耗很大,约为 20 000 dB/m,换算成折射率的虚部  $n_{\text{im}} \approx 0.55$ .根据这个参量计算的 Bragg 光纤有效折射率  $n_{\text{eff}}$ 的虚部如图 4.

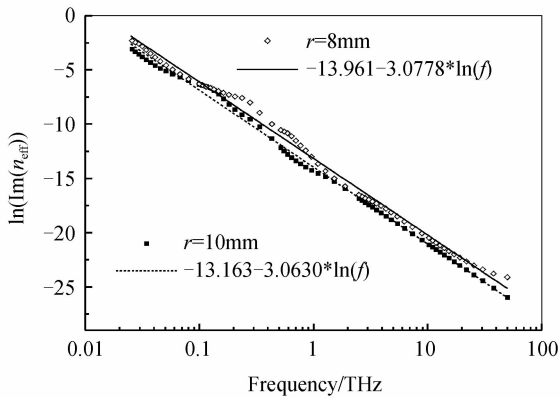


图 4 有效折射率虚部(损耗)与频率的关系

Fig. 4 Imaginary part of effective index as a function of frequency

表 2 THz 波脉冲波形及其频谱特性

Table 2 Three THz pulses wave form and its spectrum

	$f(t)$	$F(\omega)$	Peak at $\omega_{\text{peak}}$	FWHM
Unipolar	$2Ate^{-t^2/\tau^2}/\tau^2$	$iA\omega\tau e^{-\omega^2\tau^2/4}/\sqrt{2}$	$\sqrt{2}/\tau$	$(2.72-0.45)/\tau$
Bipolar	$2A(\tau^2-2t^2)e^{-t^2/\tau^2}/\tau^4$	$A\omega^2\tau e^{-\omega^2\tau^2/4}/\sqrt{2}$	$2/\tau$	$(3.27-0.96)/\tau$
			$0(\omega < \alpha)$	$2\sqrt{2}\sqrt{\omega_0^4 + \alpha^2\omega_0^2 + \alpha^4 + \omega_0^2 - \alpha^2}$
Doscillatory	$A\sin(\omega_0 t)e^{-\alpha t}H(t)$	$\frac{A\omega_0}{(\alpha + i\omega)^2 + \omega_0^2}$	$\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}(\alpha < \omega_0 < (2 + \sqrt{3})\alpha)$	$2\sqrt{\omega_0^2 + 2\sqrt{3}\alpha\omega_0 - \alpha^2}$
			$\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}(\omega_0 > (2 + \sqrt{3})\alpha)$	$\sqrt{\omega_0^2 + 2\sqrt{3}\alpha\omega_0 - \alpha^2} - \sqrt{\omega_0^2 - 2\sqrt{3}\alpha\omega_0 - \alpha^2}$

当光脉冲在光纤中传输时,通常用色散系数  $D = -\frac{2\pi c}{\lambda} \frac{d^2\beta}{d\omega^2}$  来计算光脉冲的展宽,但对于 THz 脉冲,色散系数不再是合适的参量.这是因为 THz 脉冲的宽度为皮秒量级,已经不是以某个载波频率为中心的窄带的信号,其频谱很宽.作为在载波频率的泰勒展开系数的色散系数也不再能表征波导的整体色散关系.波导的色散将改变 THz 脉冲的频谱,在时域既是波形的剧烈变化.如果波导的色散关系是  $\beta(\omega)$ ,THz 脉冲在波导中的传输距离为  $z$ ,输入脉冲的频谱为  $F(\omega)$ ,则输出脉冲的时域波形  $f(t)$  为

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{-i\beta(\omega)z} e^{-i\omega t} d\omega \quad (3)$$

式中波导的色散  $\beta(\omega) = k_0(n_{\text{eff}}^{\text{re}}(f) + in_{\text{eff}}^{\text{im}}(f))$ ,包括波导的损耗.波导色散的作用类似一个有相移的高通滤波器,其幅频特性  $A(f) = \exp(-k_0 n_{\text{eff}}^{\text{im}} z)$ ,根据式(2)得到

图 4 中直线是拟合的结果,根据反谐振光波导的损耗性质,可以猜测  $n_{\text{eff}}^{\text{im}}$  与频率  $f$  的关系

$$n_{\text{eff}}^{\text{im}} = \left(\frac{\pi f}{f_R}\right)^{-3} \quad (2)$$

当  $r_{\text{core}} = 10$  mm,  $3\ln(f_R/\pi) = -13.9539$ ,  $r_{\text{core}} = 8$  mm 时,计算数据的拟合结果  $3\ln(f_R/\pi) = -13.2844$ ,与式(2)符合得很好.可见空芯 Bragg 光纤的损耗几乎与包层材料损耗无关,当  $f = f_R$ ,即  $\lambda \approx r_{\text{core}}$  时,  $n_{\text{eff}}^{\text{im}} \approx 1/\pi$  是很大的损耗.因此波长大于芯径的信号会极大衰减,而这些波长的电磁波的色散对脉冲波形影响很小,可以忽略.

## 2 THz 波在空芯 Bragg 光纤中的传输

常见 THz 波脉冲波形有单极型(unipolar),双极型(bipolar)和正弦衰减振荡型(doscillatory)三种<sup>[2]</sup>.脉冲宽度为皮秒(ps)量级,因此其频谱的带宽很宽,与窄带的光脉冲的频谱相差甚远.表 2 是这三种脉冲的时域波形及其频谱特性.其中  $A$  是脉冲幅度,  $\tau$  是脉冲宽度,  $\omega_0$  是正弦振荡角频率,  $\alpha$  是衰减系数  $H(t)$  是 Heaviside 单位阶跃函数,  $\omega_{\text{peak}}$  是峰值角频率, FWHM 是频谱半宽度.

$$A(f) = \exp\left(-\frac{2z}{r_{\text{core}}}\left(\frac{f_R}{\pi f}\right)^2\right) \quad (4)$$

设滤波器的下限截止频率  $f_L$ ,即  $A(f_L) = 1/2$ ,求得

$$f_L = \left[\frac{\sqrt{2}}{\pi\sqrt{\ln 2}}\right] \sqrt{\frac{z}{r_{\text{core}}}} f_R \approx 0.540695 \sqrt{\frac{z}{r_{\text{core}}}} f_R \quad (5)$$

与传输长度  $z$  的平方根成正比.

与频率成正比的相移不会使脉冲产生形变,空芯 Bragg 光纤的相移与相移  $k_0 n_1 z$  的差为  $\varphi(f)$ ,根据式(1)可以得到

$$\varphi(f) = \frac{2\pi n_1 f z}{c} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{U_1 f_R}{2\pi n_1 f}\right)^2}\right) \quad (6)$$

定义  $f_\pi$ ,即  $\varphi(f_\pi) = \pi$ ,可知  $f > f_\pi$  时,  $\varphi(f_\pi) < \pi$  由式(6)可以得到

$$f_\pi = \frac{c}{4n_1 z} + \left(\frac{U_1}{2\pi}\right)^2 \frac{f_R^2}{n_1 c z} \quad (7)$$

当传输长度  $z \gg r_{\text{core}}$  时,式(7)中第二项远大于第一

项,因此

$$f_{\pi} \approx \left(\frac{U_1}{2\pi}\right)^2 \frac{f_R^2}{n_1 c} z = 0.371899 \frac{z}{r_{\text{core}}} f_R \quad (8)$$

与传输长度  $z$  成正比. 由此可见, 当传输长度  $z \gg r_{\text{core}}$  时,  $f_L < f_{\pi}$ , 频率处在  $f_L$  与  $f_{\pi}$  之间的电磁波的

相移对脉冲波形的变化影响最大.

THz 脉冲计算用参量见表 3, 第一种 Bragg 光纤的  $f_R = 0.0375$  THz, 脉冲峰值频率分别取  $f_R$  的 5 倍、10 倍和 20 倍.

表 3 THz 脉冲计算用参量  
Table 3 THz pulses parameters used for calculation

	Unipolar			Bipolar			Doscillatory						
$\tau/\text{ps}$	1.20	0.60	0.30	1.70	0.85	0.42	$f_0/\text{THz}$	0.188	0.204	0.375	0.383	0.75	0.754
BW/THz	0.30	0.60	1.20	0.22	0.43	0.87	$\alpha/(\text{ps}^{-1})$	0.10	0.50	0.10	0.50	0.10	0.50
$f_p/\text{THz}$	0.1875	0.375	0.75	0.1875	0.375	0.75	-	0.056	0.60	0.055	0.31	0.055	0.28
							-	0.1875		0.375		0.75	

根据式(3)计算可以得到三种波形 THz 脉冲通过空芯 Bragg 光纤后的频谱和波形. 图 5 是峰值频率为 0.1875 THz 的脉冲的频谱变化. 由图 5 可见光纤越长, THz 波中的低频成份衰减越大. 图 6 是单极和双极脉冲的波形变化, 峰值频率为 0.75 THz,

当  $z=2.0$  m 时,  $f_L=0.32$  THz 小于峰值频率, 所以能量的损耗较小, 波形幅度变化不大. 但这时的  $f_{\pi}=3.48$  THz, 故脉冲展宽明显, 且两种脉冲的波形趋于一致.

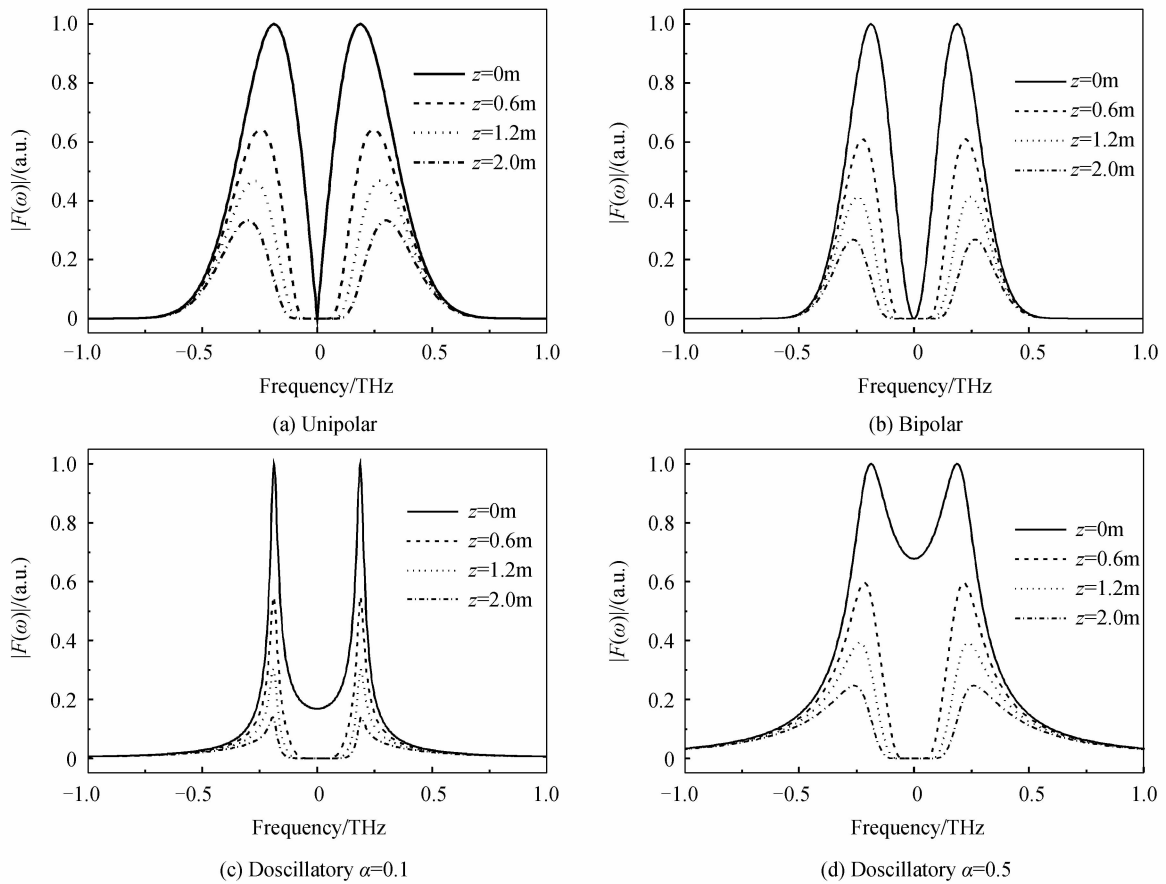


图 5 三种 THz 脉冲频谱的变化(峰值频率 0.1875 THz)

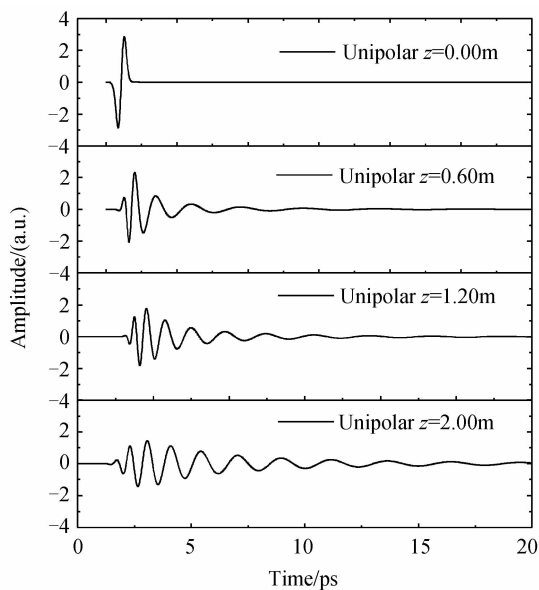
Fig. 5 Spectrums change chart for three THz pulses with peak at 0.1875 THz

图 5 中, 当  $z=0.68$  m 时,  $f_L=0.1875$  THz =  $f_p$ , 所以传输长度大于 0.68 m 后脉冲频谱衰减较大, 能量损耗很大. 图 7 是两种衰减系数不同的正弦振荡脉冲的波形变化. 衰减系数  $\alpha=0.1$  ps<sup>-1</sup> 的脉冲波形变化较小, 因为其频谱中低频成分较少, Bragg 光纤作为高通滤波器对其频谱影响较小.

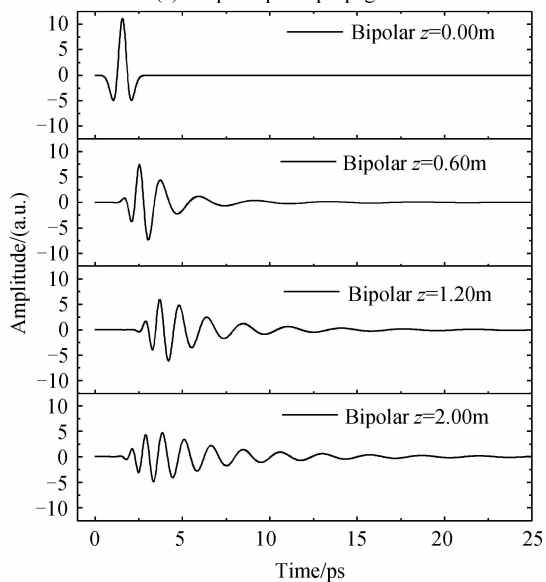
依据脉冲波形的变化, 可以计算 THz 脉冲传输

过程中能量损耗与传输长度的关系, 如图 8. 从图可见 THz 脉冲的能量损耗不仅与传输长度有关, 而且与 THz 脉冲的波形有关. 脉冲形式的不同, 能量损耗稍有不同, 但脉冲峰值频率对损耗影响很大. 峰值频率  $f_{\text{peak}}$  与光纤特征频率  $f_R$  比值越大, 脉冲能量损耗越小, 这是由于脉冲能量集中在峰值频率附近. 当  $f_{\text{peak}}/f_R=20$  时, 传输距离 2 m 时, 三种波形的

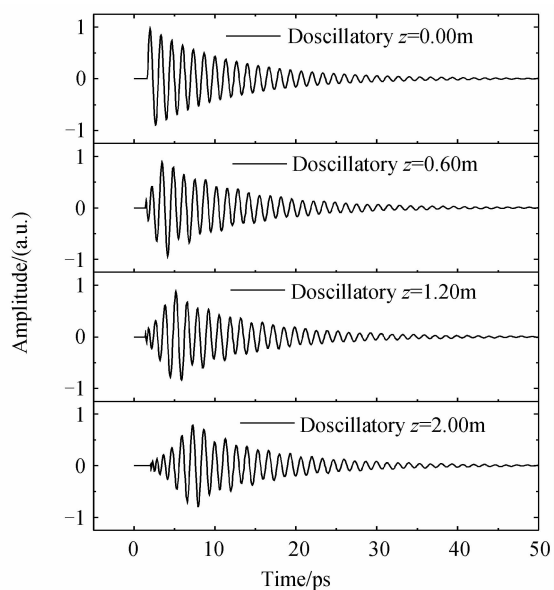
THz 脉冲的能量损耗都小于 1.5 dB.



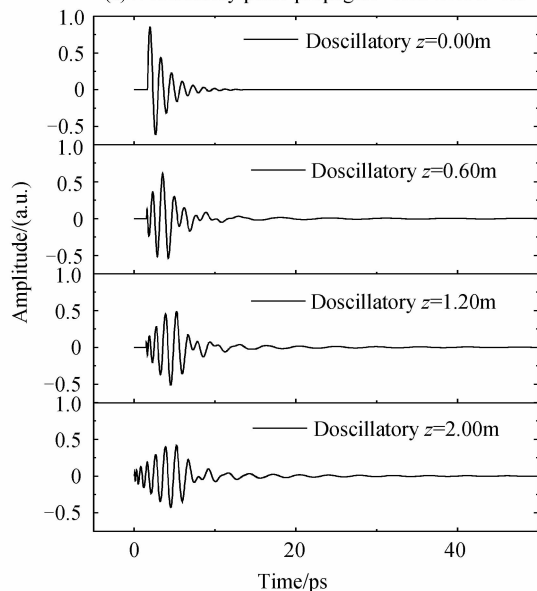
(a) Unipolar pulse propagate 2.0m



(b) Bipolar pulse propagate 2.0m



(a) Drossillatory pulse propagate 2.0m with  $\alpha=0.1$



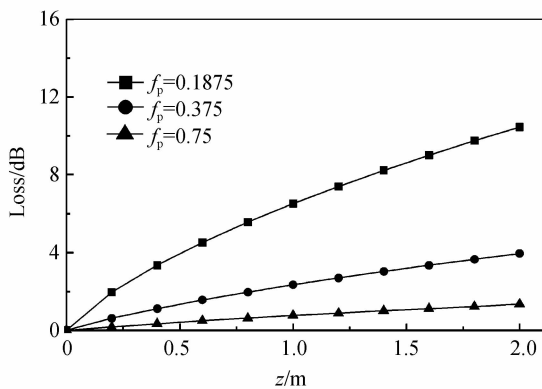
(b) Drossillatory pulse propagate 2.0m with  $\alpha=0.5$

图 6 单极和双极脉冲的传输波形变化(峰值频率 0.75 THz)

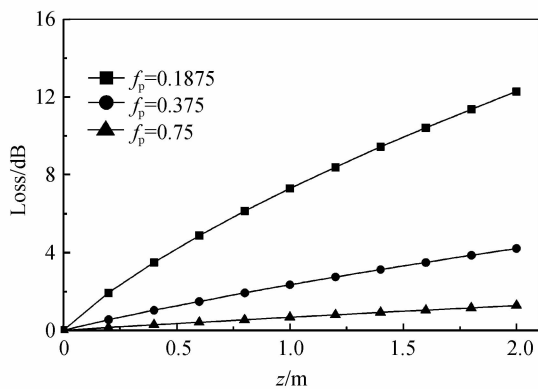
Fig. 6 Waveforms change chart for unipolar and bipolar pulse with peak at 0.75 THz

图 7 正弦衰减脉冲的传输波形变化(峰值频率 0.75 THz)

Fig. 7 Waveform change chart for drossillatory pulse with peak at 0.75 THz



(a) Unipolar



(b) Bipolar

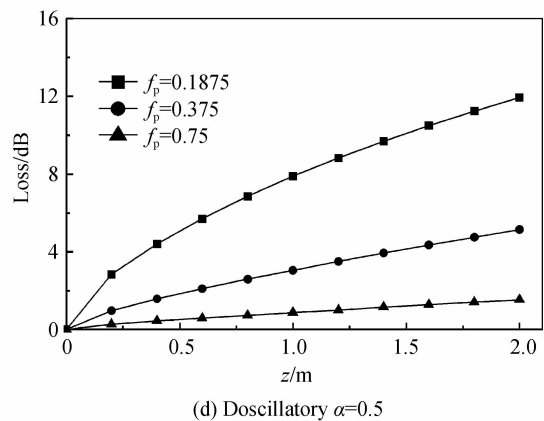
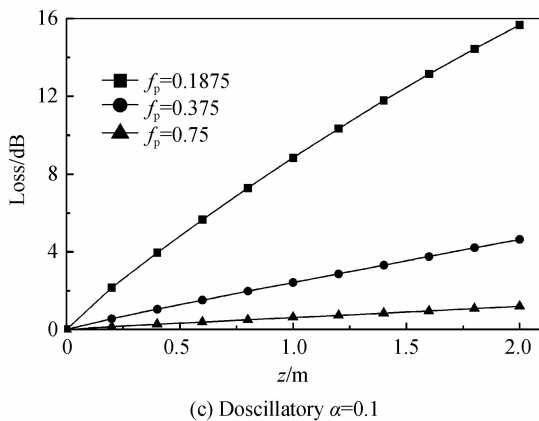


图8 脉冲能量损耗与传输长度的关系  
Fig. 8 The energy loss of THz pulses versus optical fiber length

### 3 结论

理论计算表明,在 THz 波段蜘蛛网结构包层的空芯 Bragg 光纤的损耗几乎与包层材料损耗无关. THz 脉冲在空芯 Bragg 光纤中传输时,如同通过一个高通滤波器,其截止频率与传输长度的平方根成正比,当脉冲的峰值频率远大于截止频率时,脉冲的能量损耗和波形变化都较小,能够实现 THz 波短距离的有效传输.

#### 参考文献

- [1] SIEGEL P H. Terahertz technology[J]. *IEEE Transactions on Micro wave Theory and Techniques*, 2002, **50**(3): 910-928.
- [2] FERGUSON B, ZHANG Xi-cheng. Materials for terahertz science and technology[J]. *Wuli*, 2003, **32**(5): 286-293.  
FERGUSON B, 张希成. 太赫兹科学与技术研究回顾[J]. *物理*, 2003, **32**(5): 286-293.
- [3] MCGOWAN R W, GALLOT G, GRISCHKOWSKY D. Propagation of ultra- wideband short pulses of terahertz radiation through submillimeter- diameter circular waveguides [J]. *Optics Letters*, 1999, **24**(20): 1431-1433.
- [4] MENDIS R, GRISCHKOWSKY D. Plastic ribbon THz waveguides[J]. *Journal of Applied Physics*, 2000, **88**(7): 4449-4451.
- [5] CHEN Li-Jin, CHEN Hung-Wen, KAO Tzeng-Fu, *et al.* Low-loss subwavelength plastic fiber for Terahertz waveguideing[J]. *Optics Letters*, 2006, **31**(3): 308-310.
- [6] HAN H, PARK H, CHO M, *et al.* Terahertz pulse propagation in a plastic photonic crystal fiber[J]. *Applied Physics Letters*, 2002, **80**(15): 2634-2636.
- [7] MASAHIRO G, ALEX Q, HIROSHI T, *et al.* Teflon photonic crystal fiber as Terahertz waveguide[J]. *Japanese*

- Journal of Applied Physics*, 2004, **43**(2B): L317-L319.
- [8] ATAKARAMIANS S, SHAHRAAM A V, FISCHER B M, *et al.* Porous fibers: a novel approach to low loss THz waveguides[J]. *Optics Express*, 2008, **16**(12): 8845-8854.
- [9] ATAKARAMIANS S, AFSHAR S V, EBENDORFF-HEIDEPRIEM H, *et al.* THz porous fibers: design, fabrication and experimental characterization [J]. *Optics Express*, 2009, **17**(16): 14053-14062.
- [10] FU Xiao-xia, CHEN Ming-yang. Terahertz transmission optical fiber with low absorption loss and high birefringence [J]. *Acta Physics Sinica*, 2011, **60**(7): 074222-1-074222-7.  
付晓霞,陈明阳. 用于太赫兹波传输的低损耗、高双折射光纤研究[J]. *物理学报*, 2011, **60**(7): 074222-1-074222-7.
- [11] YU Rong-jin, ZHANG Bing, ZHANG Yong-qiang, *et al.* Proposal for ultralow loss hollow-core plastic Bragg fiber with cobweb-structured cladding for terahertz waveguiding [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2007, **19**(12): 910-912.
- [12] YU Rong-Jin, ZHANG Bing. A new generation of plastic optical fibers and its functional exploiting [J]. *Science in China Series E: Technological Sciences*, 2008, **38**(5): 807-816.  
于荣金, 张冰. 新一代塑料光纤及其功能开发[J]. *中国科学 E*, 2008, **38**(5): 807-816.
- [13] POLADIAN L, ISSA N A, MONRO T M. Fourier decomposition algorithm for leaky modes of fibers with arbitrary geometry[J]. *Optics Express*, 2002, **10**(10): 449-454.
- [14] ROWLAND K J, SHAHRAAM A V, MONRO T M. Bandgaps and antiresonances in integrated-ARROWs and Bragg fibers: a simple model[J]. *Optics Express*, 2008, **16**(22): 17935-17951.
- [15] ARCHAMBAULT J L, BLACK R J, LACROIX S. *et al.* Loss calculations for antiresonant waveguides[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1993, **11**(3): 416-423.