

折射率中心凹陷对 GIF 色散特性的影响

杜云刚,李继军,迎春,赵春旺

(内蒙古工业大学理学院,内蒙古呼和浩特 010051)

摘要:分析了光纤制造中产生折射率中心凹陷的原因,建立了折射率中心凹陷 GIF (渐变折射率光纤)模型,应用射线光学方法得出了光纤传输的时间延迟、自聚焦周期的表达式,数值模拟了中心凹陷 GIF 的自聚焦周期和时间延迟。仿真结果表明:随着凹陷宽度和凹陷深度的增大,GIF 中光束的自聚焦效应变差,时间延迟差增大。

关键词:光纤光学;色散特性;射线光学方法;多模光纤;中心凹陷

中图分类号:TN012 **文献标识码:**A **文章编号:**1005-8788(2011)06-0048-04

Effects of central dip in refractive index on GIF dispersion characteristics

Du Yungang, Li Jijun, Ying Chun, Zhao Chunwang

(Department of Physics, Inner Mongolia University of Technology, Hohhot 010051, China)

Abstract: This paper analyzes the causes of the generation of a central dip in the refractive index in fiber fabrication, sets up a model of the Graded-Index Fiber (GIF) with such a central dip and obtains the expressions for the time delay and self-focusing period of light transmissions by using the ray optics method. Simulation results show that with the increase of the dip width and depth, the self-focusing effects of the light beams in GIF become worse and the time delay difference increases.

Key words: fiber optics; dispersion characteristics; ray optical method; multimode fiber; central dip

0 引言

使用 MCVD(改进的化学汽相沉积法)、PCVD(等离子体化学汽相沉积法)工艺制作光纤预制棒芯棒的过程中,反应管在高温熔缩时内侧的 GeO_2 会蒸发,闭合内孔成棒后折射率剖面中心出现凹陷,会影响光纤的带宽和色散。长飞光纤光缆有限公司的汪洪海等对该公司生产的 GIF (渐变折射率光纤)进行了差分模延迟测试,指出折射率中心凹陷导致了光纤中光脉冲的分裂,通过引入周期性的扰动可以改善光纤的传输特性^[1]。有关折射率剖面中心出现凹陷的多模光纤的传输性能的报道很少^[2-4],本文用射线光学方法从理论上分析折射率中心凹陷的宽度、深度对多模光纤色散特性的影响。

1 折射率中心凹陷 GIF

使用管内法熔炼光纤预制棒时,由于最后一道工序——熔缩成实心棒时的温度很高,使石英玻璃反应管芯层中心孔内表面附近的掺杂剂分解、升华、扩散,最终导致预制棒中心的折射率下降,折射率分布曲线出现中心凹陷,此凹陷的深度和宽度由其中心孔附近失去的掺杂材料(GeO_2)的多少来决定。将光纤预制棒通过拉丝工艺制成光纤后,折射率分

布曲线中心凹陷的深度和宽度以相同的比例反映在光纤上。

1.1 中心凹陷 GIF 的折射率分布

设 GIF 的折射率中心凹陷的深度为 n_d ,宽度为 r_1 ,凹陷中心的折射率 $n_c = n(r_1) - n_d$, $n(r_1)$ 为 r_1 处的折射率。折射率分布如图 1 所示,表达式为

$$n(r) = \begin{cases} n_c + (n_d/r_1)r & 0 \leq r \leq r_1 \\ n_1 [1 - 2\Delta(r/a)^g]^{1/2} & r_1 \leq r \leq a \\ n_2 & r \geq a \end{cases} \quad (1)$$

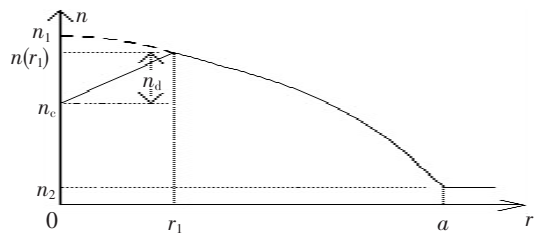


图 1 中心凹陷 GIF 的折射率分布示意图

式中, n_1 和 n_2 分别为无中心凹陷时纤芯中心和包层的折射率; r 和 a 分别为径向坐标和纤芯半径; $\Delta = (n_1^2 - n_2^2)/(2n_1^2)$,为相对折射率差;取折射率分布指数 $g = 2$ 。

1.2 时间延迟

中心凹陷 GIF 的折射率分布如式(1)所示,中

心凹陷 GIF 中子午光线轨迹如图 2 所示。光纤端面光线入射角为 θ_0 , 折射率凹陷区域内光线与凹陷区域边界的夹角为 θ_c , 同时有 $n_c \cos \theta_0 = n(r_1) \times \cos \theta_c = n(r_m) \cos(0^\circ) = n(r) \cos \theta^{[2]}$, r_m 为光线能达到的最大径向坐标; $n(r_m)$ 为 r_m 处的折射率。光线从 O 点经曲线到 P 点 ($r_m \neq 0$) 的时间延迟 τ 为

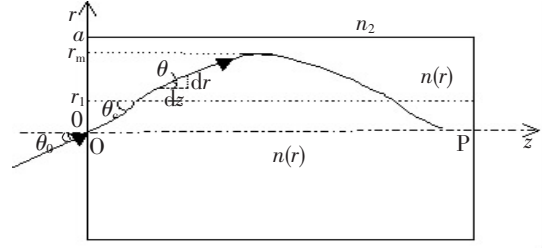


图 2 中心凹陷 GIF 中子午光线轨迹示意图

$$\tau = 2 \int dt = 2 \int_0^{r_m} \frac{dr}{v(r) \sin \theta} = 2 \int_0^{r_1} \frac{dr}{v(r) \sin \theta} + 2 \int_{r_1}^{r_m} \frac{dr}{v(r) \sin \theta} = \tau_1 + \tau_2, \quad (2)$$

$$\tau_1 = 2 \int_0^{r_1} \frac{dr}{v(r) \sin \theta} = 2 \int_0^{r_1} \frac{n(r) dr}{c \sin \theta} = \frac{2}{c} \int_0^{r_1} \frac{n^2(r) dr}{\sqrt{n^2(r) - n^2(r_m)}} = \frac{2}{c} \int_0^{r_1} \frac{[n_c + n_d r/r_1]^2 dr}{\sqrt{[n_c + n_d r/r_1]^2 - n^2(r_m)}} =$$

$$\frac{r_1}{c n_d} \left\{ n(r_1) \sqrt{n^2(r_1) - n^2(r_m)} - n_c \sqrt{n_c^2 - n^2(r_m)} + n^2(r_m) \ln \left[\frac{n(r_1) + \sqrt{n^2(r_1) - n^2(r_m)}}{n_c + \sqrt{n_c^2 - n^2(r_m)}} \right] \right\}, \quad (3)$$

$$\tau_2 = 2 \int_{r_1}^{r_m} \frac{dr}{v(r) \sin \theta} = 2 \int_{r_1}^{r_m} \frac{n(r) dr}{c \sin \theta} = \frac{2}{c} \int_{r_1}^{r_m} \frac{n^2(r) dr}{\sqrt{n^2(r) - n^2(r_m)}} = \frac{2 a n_1}{c \sqrt{2 \Delta}} \int_{r_1}^{r_m} \frac{(1 - 2 \Delta r^2/a^2) dr}{\sqrt{r_m^2 - r^2}} =$$

$$\frac{2 a n_1}{c \sqrt{2 \Delta}} \left(1 - \frac{\Delta r_m^2}{a^2} \right) \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \left(\frac{r_1}{r_m} \right) \right] - \frac{n_1 r_1 \sqrt{2 \Delta}}{c a} \sqrt{r_m^2 - r_1^2}, \quad (4)$$

式中, $v(r)$ 为沿 r 方向的速度; c 为真空中的光速。如果 GIF 中没有中心凹陷, 即 $r_1 = 0, n_d = 0$, 则有 $n_c = n(r_1) = n_1, \tau_1 = 0$, OP 弧形光线的时间延迟 τ 为

$$\tau = \frac{a \pi n_1}{c \sqrt{2 \Delta}} \left(1 - \Delta \frac{r_m^2}{a^2} \right) \quad (r_m \neq 0). \quad (5)$$

式(5)与文献[2]中的时间延迟表达式相同, 说明时间延迟与光线的传输路径有关。

1.3 自聚焦周期

从图 2 可知, $dr/dz = \tan \theta$, 直线距离 $\overline{OP}$ 为自聚焦周期的一半, 可以表示为

$$\overline{OP} = 2 \int_0^{r_m} dz = 2 \int_0^{r_m} \frac{1}{\tan \theta} dr = 2 \int_0^{r_m} \frac{n(r_m)}{\sqrt{n^2(r) - n^2(r_m)}} dr = 2 \int_0^{r_1} \frac{n(r_m)}{\sqrt{(n_c + n_d r/r_1)^2 - n^2(r_m)}} dr +$$

$$\frac{2 a n(r_m)}{n_1 \sqrt{2 \Delta}} \int_{r_1}^{r_m} \frac{1}{\sqrt{r_m^2 - r^2}} dr = \frac{2 n(r_m) r_1}{n_d} \ln \left[\frac{n(r_1) + \sqrt{n^2(r_1) - n^2(r_m)}}{n_c + \sqrt{n_c^2 - n^2(r_m)}} \right] + \frac{2 a n(r_m)}{n_1 \sqrt{2 \Delta}} \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \left(\frac{r_1}{r_m} \right) \right]. \quad (6)$$

从式(6)可知, 中心凹陷 GIF 的自聚焦周期与凹陷深度 n_d 、凹陷宽度 r_1 、不同传输路径光线的 r_m 有关。一般光纤相对折射率都很小, 光纤端面近轴光线入射角 θ_0 也很小, 即 $\sin \theta_0 \approx \theta_0, n(r) \approx n(r_m) \approx n_1$ 。如果 GIF 没有中心凹陷, 即 $r_1 = 0, n_d = 0$, 则有

$$\overline{OP} = \frac{a n(r_m) \pi}{n_1 \sqrt{2 \Delta}} \approx \frac{a \pi}{\sqrt{2 \Delta}} = \frac{\Lambda}{2}, \quad (7)$$

式中, Λ 为自聚焦周期, 取决于光纤的结构参数 (a, Δ)。式(7)与正常 GIF 的自聚焦周期的表示式相同, r_m 越小, $n(r_m)$ 越接近 n_1 , $\overline{OP}$ 越接近 $\Lambda/2$, 说明不同传输路径近轴光线 (r_m 不同) 虽然经历的路程不同, 但是最终都会近似会聚在 P 点, 这种现象称为自聚焦效应^[2]。中心凹陷 GIF 受凹陷深度 n_d 、凹陷宽度 r_1 的影响, 不同传输路径近轴光线不能会聚于同一 P 点。中心凹陷 GIF 中沿光纤中心轴线的光线传输 $\overline{OP}$ 段的时间延迟 τ_0 为

$$\tau_0 = \frac{n_c \cdot \overline{OP}}{c}. \quad (8)$$

2 数值结果和讨论

设 GIF 参数 $a = 25 \mu\text{m}, n_1 = 1.480, \Delta = 0.01$, 利用上面得出的中心凹陷 GIF 的时间延迟、自聚焦周期的表达式进行数值模拟。为了观察方便, 讨论入射点在光纤中心轴线的射线。以入射点为坐标原点, 沿光纤中心轴线为 z 轴, 沿光纤径向为 r 轴, 建立直角坐标系。图 3 所示为中心凹陷 GIF 中不同传输路径光线的自聚焦周期, $n_d = 0.005, r_1 = 0.1a$, 图中横纵坐标的比例不同。从图可知, 正常 GIF 中不同传输路径的光线 (即不同 r_m , 不同入射角的光线) 能近似会聚在同一点上, 实现自聚焦; 中心凹陷 GIF 中, 不同传输路径的光线不能会聚在同一点上,

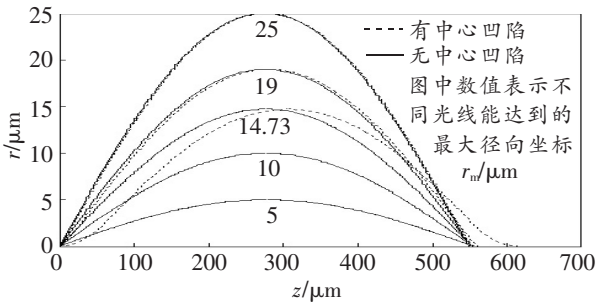


图 3 中心凹陷 GIF 中不同传输
路径光线的自聚焦周期

光线在凹陷区域边界处有偏折,随着 r_m 的减小, $\overline{OP}$ 的距离变大。从式(3)、(4)和(6)可知,中心凹陷 GIF 中要求 $r_m \geq r_1$, 且 $n(r_m) \leq n_c, r_m \geq a \sqrt{(n_1^2 - n_c^2)/(2\Delta)}/n_1$ 。

利用中心凹陷 GIF 中光线轨迹坐标 (r, z) , 可以计算出最小的 $r_m = a \sqrt{(n_1^2 - n_c^2)/(2\Delta)}/n_1$ 时在凹陷区域边界发生全反射的临界角 $(90^\circ - \theta_{c1})$, 最后可以计算出对应的光纤端面的入射角 θ_{01} 。同样, 可以根据 $r_m = a$ 时光线轨迹坐标 (r, z) 计算出临界角 $(90^\circ - \theta_{c2})$ 、端面的最大入射角 θ_{02} 。则从光纤端面中心入射的光线可分为 3 类: (1) 光线的入射角 $\theta_0 = 0$, 光线沿光纤中心轴线直线传播; (2) 光线的入射角 $0 < \theta_0 < \theta_{01}$, $\arccos(n_c/n(r_1)) < \theta_c < \theta_{c1}$, 光线在凹陷区域边界发生全反射, 光线被限制在中心凹陷区域内传播; (3) 光线的入射角 $\theta_{01} \leq \theta_0 \leq \theta_{02}$, $\theta_{c1} \leq \theta_c \leq \theta_{c2}$, $a \sqrt{(n_1^2 - n_c^2)/(2\Delta)}/n_1 \leq r_m \leq a$, 光线在凹陷区域边界发生折射, 进入渐变折射率(GI)区域传播, 如图 3 中虚线所示光线轨迹。

图 4 所示为不同凹陷宽度时光纤自聚焦周期的变化。图中横纵坐标的比例不同, $n_d = 0.005, r_m = a$ 。结合图 3 和将其局部放大的图 4 可知, 光线在凹陷区域边界处偏折, 随着 r_1 的减小, 光线轨迹逐渐接近无中心凹陷时的轨迹, $\overline{OP}$ 的距离变小。图 5 所示为不同凹陷深度时光纤自聚焦周期的变化, 图中横纵坐标的比例不同, $r_1 = 5 \mu\text{m}, r_m = a$ 。结合图 3 和将其局部放大的图 5 可知, 光线在凹陷区域边界处偏折, 随着凹陷深度 n_d 的增大, 光线在凹陷区域传输的路程变长, $\overline{OP}$ 的距离变大。从图 4、图 5 中可以看出, 无中心凹陷时, $\overline{OP} = an(r_m)\pi/(n_1\sqrt{2\Delta}) = 549.8 \mu\text{m} < 550 \mu\text{m}$, 而 $\Lambda/2 = a\pi/\sqrt{2\Delta} = 555.4 \mu\text{m} > 550 \mu\text{m}$, 这个结果对计算时间延迟有重要影响。从图 4、图 5 中还可知, 有中心凹陷时, $\overline{OP}$ 的距离都比无凹陷时大。

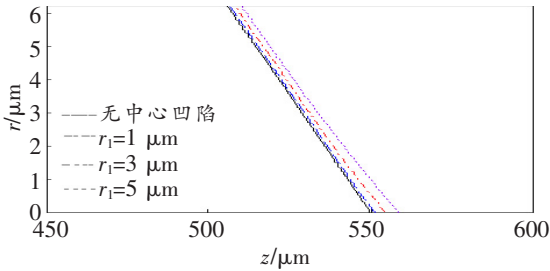


图 4 不同凹陷宽度时自聚焦周期的变化

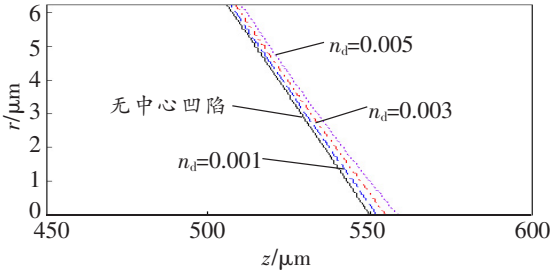


图 5 不同凹陷深度时自聚焦周期的变化

应用式(2)、(8)可以分析中心凹陷 GIF 中不同光线的时间延迟差, 考查脉冲展宽的程度。图 6 所示为不同凹陷深度、不同凹陷宽度时, 光线 1 ($\theta_0 = 0$) 与光线 3 ($r_m = a$) 的时间延迟差 $\Delta\tau_{13} = \tau_0 - \tau$ (折算为每 km 长度)。从图可知, 没有凹陷时, 时间延迟差最小, $\Delta\tau_{13} = -0.26 \text{ ns}$, 相当于 $1.7 \text{ GHz} \cdot \text{km}$ 左右的带宽距离积。时间延迟差 $\Delta\tau_{13}$ 为负值说明光线 1 ($\theta_0 = 0$) 比光线 3 ($r_m = a$) 的时间延迟小; 在相同凹陷宽度下, 随着凹陷深度的增大, 时间延迟差线性增大; 在较小的凹陷深度下, 随着凹陷宽度的增大, 时间延迟差增大。时间延迟差增大到一定值后, 将使光脉冲分裂, 限制光纤通信系统的传输速率。使用 LD(激光二极管) 作光源, 可以减小光纤端面入射角 θ_0, r_m 和时间延迟差 $\Delta\tau$, 使 GIF 的带宽距离积达到 $10 \text{ GHz} \cdot \text{km}$ 以上。例如, $r_m = 15 \mu\text{m}, \Delta\tau_{13} = -0.037 \text{ ns}$ 时, 带宽距离积达到 $12 \text{ GHz} \cdot \text{km}$ 。

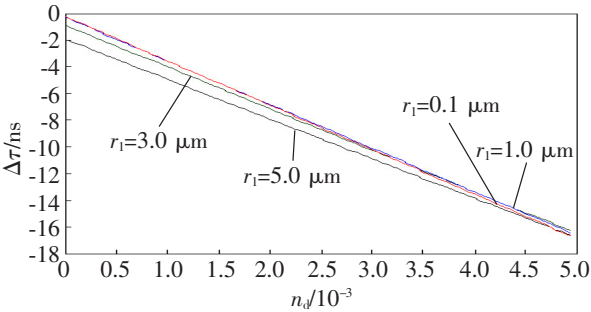


图 6 不同中心凹陷时光线 1 ($\theta_0 = 0$) 与
光线 3 ($r_m = a$) 的时间延迟差 $\Delta\tau$

本文数值模拟了不同中心凹陷时光线 1 ($\theta_0 = 0$) 与光线 2 ($\theta_0 \rightarrow \theta_{01}$, 光线只在凹陷区域边界全反

射传播,不进入 $r > r_1$ 的 GI 区域)的时间延迟差 $\Delta\tau_{12}$ (折算为每 km 长度)。从模拟结果可知,时间延迟差 $\Delta\tau_{12}$ 与凹陷宽度无关,只与凹陷深度有关。 $\Delta\tau_{12}$ 为负值说明光线 1($\theta_0 = 0$) 比光线 2($\theta_0 \rightarrow \theta_{01}$) 的时间延迟小,凹陷区域内凹陷中心的折射率最小,光线 1 的光程明显小于光线 2 的光程。随着凹陷深度的增大,时间延迟差线性增大。

3 结束语

文献[1]中指出,经过偏振模色散装置的扰动,光纤所固有的结构不均匀性使得光纤中所传输的模式转换更为彻底,低阶模和高阶模在传输过程中能够很好地相互转化,因此输出的脉冲为一完整的波包,没有出现分裂。本文对折射率中心凹陷 GIF 中光线的数值模拟表明:由于折射率中心凹陷的存在,从光纤端面中心入射的光线可分为 3 类:(1) 光线的入射角 $\theta_0 = 0$,光线沿光纤中心轴线直线传播;(2) 小角度入射的部分光线在凹陷区域边界发生全反射,只能在凹陷区域内以近似折线的形状向前传播,随着凹陷深度的增大,时间延迟差 $\Delta\tau_{12}$ 增大;

(3) 小角度入射的另一部分光线在凹陷区域边界发生折射进入 GI 区域,以近似正弦曲线的形状在纤芯区域内向前传播,随着凹陷宽度、凹陷深度的增大,不同路径光线与光纤中心轴线的交点变得更加分散,不能实现自聚焦,而且时间延迟差 $\Delta\tau_{13}$ 也增大。通过在 GIF 中引入周期性的扰动可以改变在凹陷区域边界发生全反射的临界角,使不同入射角的光线(不同模式)在传输过程中很好地相互转化,减小时间延迟差,在一定程度上减轻光纤中脉冲的分裂。

参考文献:

[1] 汪洪海,童维军. 周期性扰动对多模光纤传输性能的影响 [J]. 中国激光,2004,31(2):177-180.
[2] 刘增基,周洋溢,胡辽林. 光纤通信(第二版) [M]. 西安:西安电子科技大学出版社,2008. 16-20.
[3] Ghatak A K, Srivastava R. WKB analysis of graded-index multimode fibers with a central-index dip [J]. Appl Opt, 1983,22:1763-1764.
[4] 蒋明俊,林志媛. 折射率中心凹陷对 W 型单模光纤传输特性的影响 [J]. 光学学报,1986, 6(1):49-56.

(上接第 21 页)

数成反比,与“整个数据压力由各个计算机节点共同分担”的理论分析一致。传统架构中,读写并发速度相当于插入和查询的和;主从架构中,读写并发速度与插入速度接近。

实验结果表明:海量数据系统中,Consistane Hash 策略的分布式架构能有效地将海量数据压力分散到各个计算机节点,具有较高的查询、删除效率。在读写并发比较频繁的系统,主从技术能分离读写操作,减小读写数据库的互斥几率,有效地提高读写并发的效率。

5 结束语

信息迅速发展的今天,海量数据是发展的必然趋势。本文提出了一套支持扩展的海量数据存储访

问的系统。当数据量继续增大时,可以通过增加数据节点和 Memcached 缓存的方式来满足要求。同时,主从的方式使系统可靠性大大提高,当某个服务器宕掉时,数据库服务仍然可以继续工作,不影响系统的运行,具有很强的实用价值。

参考文献:

[1] 赵瑞峰,汤晓安,干哲. 基于集群技术的海量数据存储技术研究 [J]. 微计算机信息,2010,26(6-1):196-198.
[2] 李文杰,周剑华. 分布式应用层中间件的设计 [J]. 微型机与应用,2011, 30(5):12-14.
[3] 周婧,王意洁,阮炜,等. 面向海量数据的数据一致性研究[J]. 计算机科学,2006,33(4):137-140.
[4] 朱珠. 基于 Hadoop 的海量数据处理模型研究和应用 [D]. 北京:北京邮电大学,2008.