

哑铃型双孔石英玻璃光纤热极化数值仿真

陈振宜,郝强达,陈娜*,黄恽,商娅娜,刘书朋

(上海大学 上海先进通信与数据科学研究院,上海 200444)

摘要:由于热极化将破坏光纤石英玻璃材料的中心反演对称性,使其产生二阶光学非线性效应和线性电光效应,二阶非线性效应越大,光器件的应用价值越高。设计了一种哑铃型双孔石英玻璃光纤,采用载流子模型和有限元法,数值仿真分析了哑铃型双孔石英玻璃光纤热极化过程中离子的运动和空间电荷区的形成。研究结果表明:哑铃型双孔热极化石英玻璃光纤在纤芯中心的二阶非线性系数为 0.3204 pm/V ,比圆型双孔光纤高 0.0678 pm/V 。

关键词:热极化;哑铃型双孔石英玻璃光纤;二阶非线性效应;载流子模型;有限元法

中图分类号:TN256 **文献标志码:**A **文章编号:**1002-5561(2020)11-0047-05

DOI:10.13921/j.cnki.issn1002-5561.2020.11.011

开放科学(资源服务)标识码(OSID):



Numerical simulation of thermal polarization of dumbbell shaped double hole silica glass fiber

CHEN Zhenyi, HAO Qiangda, CHEN Na*, HUANG Yi, SHANG Ya'na, LIU Shupeng

(Shanghai Institute for Advanced Communication and Data Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

Abstract: Because thermal polarization will destroy the center inversion symmetry of silica glass fiber, the second-order optical nonlinear effect and linear electro-optical effect is produced. Moreover, the larger the second-order nonlinear effect is, the higher the application value of optical devices will be. In this paper, a dumbbell shaped double hole silica glass fiber is designed. The carrier model and the finite element method is used to analyze the motion of ions and the formation process of the space charge region in the thermal polarization process of the dumbbell shaped double hole silica glass fiber. The experimental results show that the second-order nonlinear coefficient of the dumbbell shaped double hole silica glass fiber at the core center is 0.3204 pm/V , which is 0.0678 pm/V higher than the circular double hole fiber.

Key words: thermal polarization; dumbbell shaped double hole silica glass fiber; second-order nonlinear effect; carrier model; finite element method

0 引言

近年来,随着光纤传感、光纤通信和控制技术的迅速发展,光纤在这些领域中的应用变得越来越广泛。与非线性光学晶体器件相比,人们更加青睐通过热极化^[1]石英玻璃光纤来制备电光调制器^[2]、光开关^[3]和

参数频率转换器^[4]等全光纤器件。众所周知,热极化是一种使宏观中心反演对称的石英玻璃光纤产生二阶非线性效应和线性电光效应的技术。热极化产生的二阶非线性系数越大,光器件的应用价值越高。

2005年,A.Kudlinski等人^[5]设计出完整的热极化双载流子模型,并验证了该模型的结果与实验结果相一致,为光纤热极化产生二阶非线性的机理提供了有效的论证。2009年,W. Margulis等人^[6]在提出利用双阳极热极化(光纤表面接地处理)的方式诱导出有效且稳定的二阶非线性系数,其大小是传统阳极-阴极热极化方式的1.5~2倍,这极大地提高了热极化后所产生的二阶非线性系数。为了进一步阐明基于双阳极模型的热极化物理过程,并优化其热极化参数,Camara等人^[7]于2014年利用载流子模型进行了双孔石英玻

收稿日期:2020-04-30。

基金项目:国家自然科学基金项目(61475095、61675125、61575120、61875118)资助;上海大学特种光纤与光接入网重点实验室开放项目(SKLSFO2017-02、SKLSFO2018-5)资助。

作者简介:陈振宜(1959—),男,博士,研究员,博士生导师,现工作于上海大学通信与信息工程学院光纤研究所,主要从事特种光纤预制棒的设计、制备及拉丝,掺杂光纤的制备与特性研究、特种光纤器件与传感研究等工作。主持承担并完成了国家自然科学基金仪器专项和面上项目多项。

*通信作者:陈娜(Email: na.chen@shu.edu.cn)。



璃光纤热极化的二维仿真,研究了其热极化过程中离子迁移的微观机理,同时分析了热极化参数(极化电场、温度和空气湿度等)和多种阳离子对热极化效果的影响。2019年,S.Wang等人^[8]提出了一种单圆边的新型双孔石英玻璃光纤,其单圆边会导致离子往纤芯方向迁移的浓度增大,热极化产生的二阶非线性系数比圆型双孔约大0.05 pm/V。但是,热极化产生的二阶非线性系数大小还有待进一步提高。为产生更高的二阶非线性系数,本文设计一种哑铃型双孔石英玻璃光纤。

1 热极化机理

热极化石英玻璃光纤在热极化前光纤材料呈现电中性,其热极化过程是:首先,当热极化开始时,在高温强电场作用下,光纤材料中的 Na^+ 离子将被激活。然后,在外加电场的作用下, Na^+ 离子由阳极向阴极光纤外表面扩散迁移,而 Na^+ 离子迁移后留下的耗尽层为非桥接氧(NBO^-)离子区。随着热极化过程的不断演进,阳极表面空气中的水分子在外加电场作用下会电离出 H_3O^+ 离子,并累积后进入光纤中。随后, H_3O^+ 以较低的迁移率向阴极光纤外表面迁移,并逐渐中和由 Na^+ 离子迁移所留下的带负电的 NBO^- 离子^[9],由此可加速 Na^+ 离子耗尽层覆盖光纤纤芯的过程^[10]。当 Na^+ 离子耗尽层覆盖至纤芯中心时,先将热极化温度降至室温,随后将热极化电场降为零,此时 Na^+ 离子、 H_3O^+ 离子和 NBO^- 离子的分布将被凝固于光纤中。这种由离子定向移动而产生的静态电荷分布最终可在光纤纤芯中形成冻结的内建电场^[11],且这时的冻结内建电场强度可达到最大。至此,光纤的热极化过程完成。

此外,由于光纤的二阶非线性效应可被描述为光纤本身所具有的三阶非线性效应和冻结内建电场的耦合,耦合方程^[12]为:

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)} = 3\chi^{(3)} \cdot E_{\text{rec}} \quad (1)$$

其中, $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 和 $\chi^{(3)}$ 分别表示二阶和三阶非线性系数, E_{rec} 表示内建电场强度。由此,即可得知热极化光纤的二阶非线性随内建电场变化的演化规律。

2 哑铃型双孔光纤结构设计

为了使光纤热极化过程中离子向纤芯方向迁移而在纤芯形成的耗尽区更大,产生的二阶非线性更高,本文设计一种哑铃型双孔光纤F1,其横截面几何结构示意图如图1所示。光纤包层半径和芯层半径分别为 r_1 和 r_2 。哑铃型双孔均由上、下半径为 r_3 的圆弧

和左、右半径为 r_4 的圆弧光滑相接而成。上、下两圆弧的圆心距离为 d_3 ,左、右两圆弧中心间距(即哑铃型孔的中心宽度)为 w 。哑铃型左、右两孔中心到纤芯中心的距离分别为 d_1 和 d_2 ,且 $d_1 < d_2$,其中 $d_1 = r_4 + w/2$,哑铃型双孔的中心高度为 h ,且 $h = 2r_3 + d_3$ 。当 $d_3 = 0$ 时,哑铃型双孔光纤F1将退变为圆型双孔光纤F2,如图2所示。此时,圆型双孔光纤F2的圆孔直径等于哑铃型孔的中心宽度 w ,即 $2r_5 = w$ 。

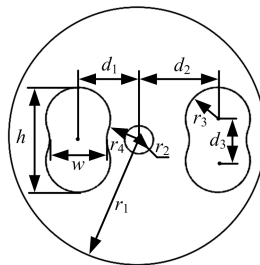


图1 哑铃型双孔光纤F1横截面几何结构示意图

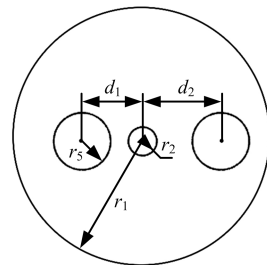


图2 圆型双孔光纤F2横截面几何结构示意图

3 仿真模型及参数

本文基于二维载流子动力学模型,通过COMSOL多物理场数值仿真软件平台来计算分析石英玻璃光纤热极化,热极化过程中离子扩散迁移满足如下局部连续性方程和泊松方程^[13]:

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + \nabla \cdot (-D_i \nabla C_i + z_i \mu_i F C_i \nabla \Phi) = 0 \quad (2)$$

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{F}{\epsilon} \sum_i z_i C_i \quad (3)$$

其中, i 表示载流子的种类, $C_i(x,y,t)$ 表示载流子浓度, $\Phi(x,y,t)$ 表示热极化过程中的电位分布, F 表示法拉第常数, ϵ 表示材料介电常数, z_i 表示载流子的电荷数量, D_i 表示载流子的扩散系数, μ_i 表示载流子的迁移率,且 $D_i = k_B T \mu_i / e$,其中 k_B 表示波尔兹曼常数, T 表示热极化温度, e 表示单位电荷量。局部连续性方程式(2)中第一项表示载流子浓度在不同位置随时间的变化,第二项表示电荷的扩散和迁移;泊松方程式(3)表示电场随总电荷浓度的变化。

仿真模型中主要使用4个模块,分别是静电模块(es)、几何模块(comp)、稀物质传递模块(tds)和广义型边界偏微分方程模块(gb)。静电模块主要设定光纤的初始电位和空间电荷密度,其中空间电荷密度随光纤中离子的浓度而变化,初始电位由极化电压所决定。几何模块主要设定光纤的几何结构参数。稀物质传递模块主要设定光纤中离子的初始浓度和传递属性。

广义型边界偏微分方程模块设定光纤孔边界处 H_3O^+ 离子浓度随热极化时间的变化。

本文所设计的哑铃型双孔石英玻璃光纤二维载流子动力学方程的初始和边界条件如下:

①考虑 2 种载流子 Na^+ 离子 ($i=1$) 和 H_3O^+ 离子 ($i=2$)。

②极化温度为 $285\text{ }^\circ\text{C}$,极化电压为 5 kV , Na^+ 离子的浓度为 1 ppm ,均匀分布在光纤中。在热极化中, Na^+ 离子的扩散系数为 $D_{\text{Na}^+}=D_0(\text{Na}^+)\exp\left(-\frac{H}{k_{\text{B}}T}\right)$,其中 Na^+ 离子的活化能为 $H=1.237\text{ eV}$ 。 Na^+ 离子在 $285\text{ }^\circ\text{C}$ 时的迁移率为 $\mu_{\text{Na}^+}=2\times 10^{-15}\text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, H_3O^+ 离子的迁移率为 $\mu_{\text{H}_3\text{O}^+}/1000$ 。以上这些参量值均与温度有关,在不同的文献中存在细微的差别^[14]。

③光纤热极化过程中,为了使 H_3O^+ 离子扩散迁移达到耗尽层 NBO^- 离子的浓度,设定 H_3O^+ 离子在电场作用下以固定的注入速率 σ 进入光纤,其浓度随时间的变化为 $\partial C_{\text{H}_3\text{O}^+}/\partial t=\sigma E$,其中 t 为热极化时间。

④几何模块计算时,设定光纤几何结构参数及其具体尺寸大小如表 1 所示。

表 1 光纤几何结构参数及尺寸

光纤几何 结构参数	尺寸 / μm	光纤几何 结构参数	尺寸 / μm
r_1	62.5	d_1	17
r_2	4	d_2	22
r_3	9.02	d_3	12
r_4	9	h	30.04
r_5	8	w	16

4 结果分析与讨论

4.1 热极化光纤离子迁移

在数值仿真计算中, Na^+ 离子的初始浓度为 1 ppm 且均匀分布在光纤中, H_3O^+ 离子的初始浓度为 0 ,光纤 F1 和光纤 F2 横截面离子浓度分布随时间而变化,如图 3~图 6 所示。

由图 3 可知,当热极化时间为 4 s 时,光纤 F1 和光纤 F2 阳极附近的 Na^+ 离子开始扩散 (深蓝色区域 Na^+ 离子浓度为 0),此时光纤孔附近没有电离出 H_3O^+ 离子。

由图 4 可知,当热极化时间为 1000 s 时,只有光纤 F1 中的 Na^+ 离子迁移至纤芯中心,光纤 F1 纤芯中空穴区面积比光纤 F2 大,此时光纤孔中的空气在强电场的作用下电离出 H_3O^+ 离子聚集在孔的边缘,并开始中和空穴区,但还未迁移至纤芯 (淡绿色区域为 H_3O^+ 离子浓度)。

由图 5 可知,当热极化时间为 3000 s 时,光纤 F1 中的 Na^+ 离子已迁移过纤芯中心,空穴区覆盖至纤芯中心, H_3O^+ 离子则迁移至纤芯边缘;而在光纤 F2 中 Na^+ 离子还未迁移过纤芯中心,空穴区尚未覆盖至纤芯中心, H_3O^+ 离子则未迁移至纤芯边缘。

由图 6 可知,随着热极化时间的增加,空穴区逐渐变宽,当热极化时间为 5126 s 时,光纤 F1 中的 Na^+ 离子已迁移出纤芯,空穴区已经完全覆盖住纤芯,热极化完成;当热极化时间为 6246 s 时,光纤 F2 中的

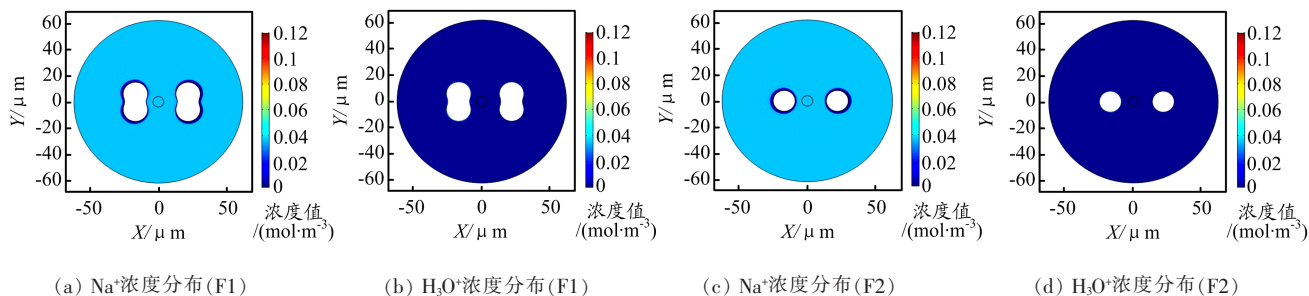


图 3 当 $t=4\text{ s}$ 时,光纤 F1 和光纤 F2 横截面 Na^+ 和 H_3O^+ 离子浓度分布

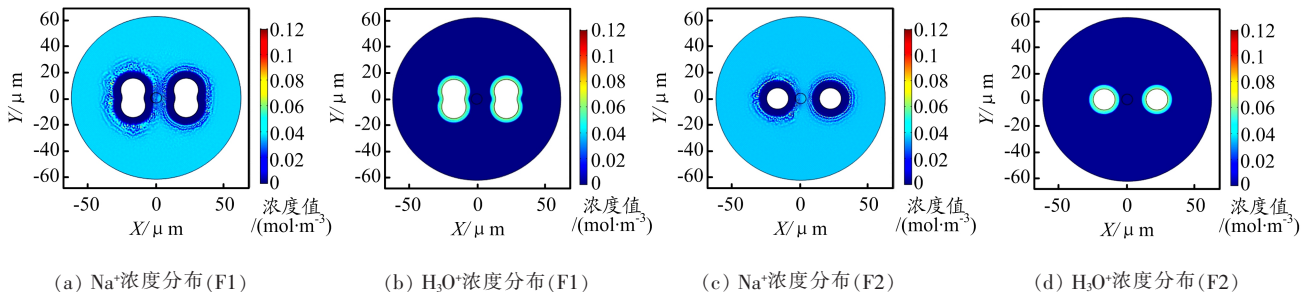


图 4 当 $t=1000\text{ s}$ 时,光纤 F1 和光纤 F2 横截面 Na^+ 和 H_3O^+ 离子浓度分布

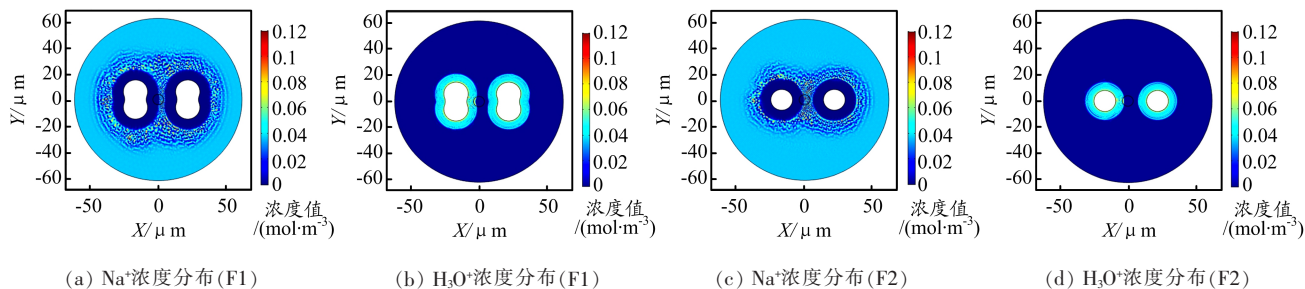


图5 当 $t=3000\text{ s}$ 时, 光纤 F1 和光纤 F2 横截面 Na^+ 和 H_3O^+ 离子浓度分布

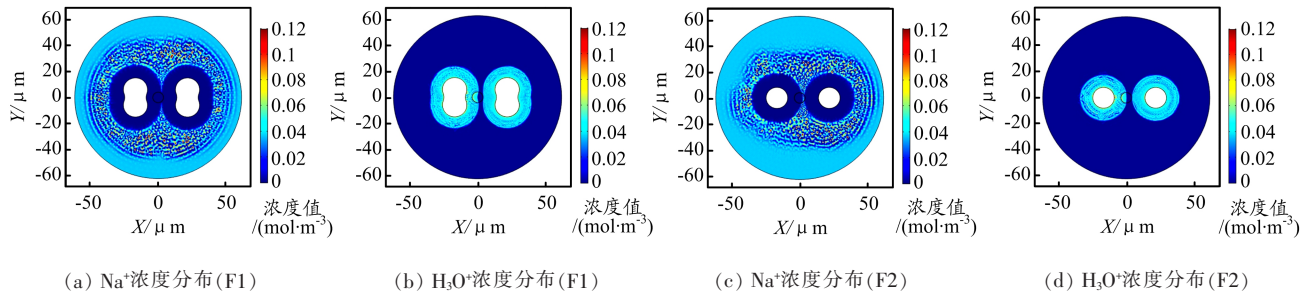


图6 当 $t=5126\text{ s}$ 和 $t=6246\text{ s}$ 时, 光纤 F1 和光纤 F2 横截面 Na^+ 和 H_3O^+ 离子浓度分布

Na^+ 离子已迁移出纤芯, 空穴区已经完全覆盖住纤芯, 热极化完成。

4.2 光纤纤芯内建电场与热极化电势分布

在热极化过程中, 光纤 F1 和光纤 F2 纤芯中心内建电场强度随热极化时间变化分别如图 7 所示。由图 7(a) 可知, 热极化时间从 $2500\sim 5126\text{ s}$, 光纤 F1 纤芯中心处内建电场强度随时间呈递增趋势, 当热极化时间为 5126 s 时达到最大值 $5.34\times 10^8\text{ V/m}$; 由图 7(b) 可知, 热极化时间从 $3500\sim 6246\text{ s}$, 光纤 F2 纤芯中心处内建电场强度随时间呈递增趋势, 当热极化时间为 6246 s 时达到最大值 $4.21\times 10^8\text{ V/m}$ 。最佳热极化时光纤 F1 和光纤 F2 横截面热极化电势分布如图 8 所示。光纤 F1 纤芯中心处产生的内建电场最大值比光纤 F2 大 $1.13\times 10^8\text{ V/m}$, 而它们所对应的热极化时间相差 1120 s 。

在热极化过程中, 光纤 F1 和光纤 F2 纤芯中心处产生的内建电场强度随热极化时间的变化先增大后

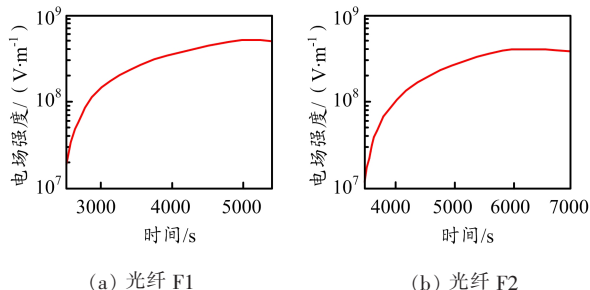


图7 光纤 F1 和光纤 F2 纤芯中心处内建电场强度随热极化时间的变化

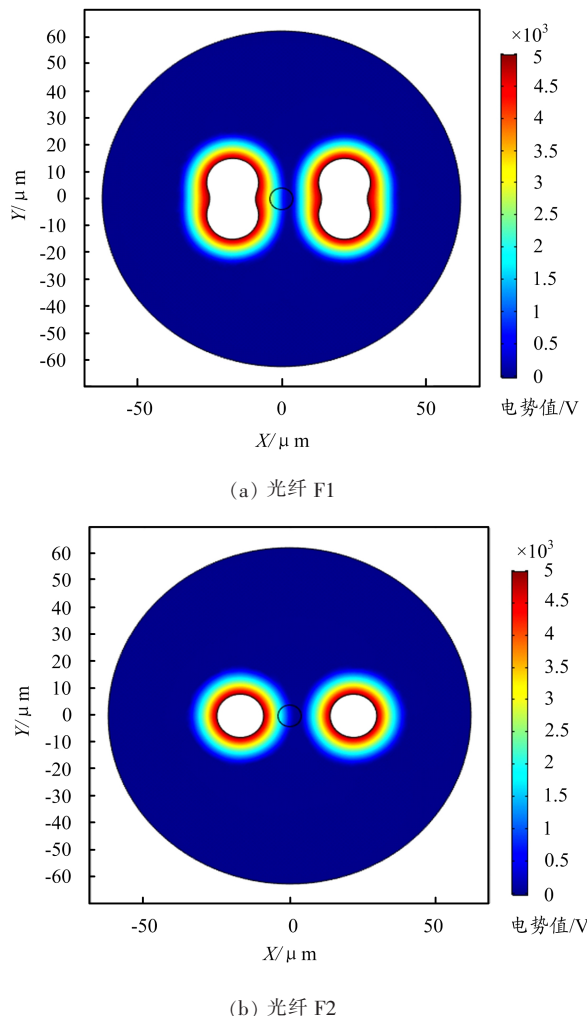


图8 最佳热极化时光纤 F1 和光纤 F2 横截面热极化电势分布

减小。当左阳极产生的耗尽层覆盖纤芯中心并与右阳极产生的耗尽层相靠近时(由图 6 所示), 纤芯中心处内建电场强度达到最大值, 此时, H_3O^+ 离子趋近纤芯中心。随着热极化的继续进行, H_3O^+ 离子将继续扩散迁移, 导致耗尽层变窄, 纤芯中心内建电场强度变小。由于光纤 F1 中离子迁移在纤芯形成的耗尽区大于光纤 F2, 因此光纤 F1 纤芯中心处的最大内建电场强度大于光纤 F2。

4.3 热极化光纤二阶非线性系数

由于石英玻璃光纤未热极化时, 其三阶非线性系数为 $\chi^{(3)} = 2.0 \times 10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$, 根据图 7 中的内建电场强度, 由式(1)可计算得到光纤 F1 和光纤 F2 纤芯中心二阶非线性系数随热极化时间的变化, 如图 9 所示。当热极化时间为 5126 s 时, 光纤 F1 纤芯中心处二阶非线性系数达到最大值为 0.3204 pm/V; 当热极化时间为 6246 s 时, 光纤 F2 纤芯中心处二阶非线性系数达到最大值为 0.2526 pm/V。光纤 F1 纤芯中心处最大二阶非线性系数比光纤 F2 高 0.0678 pm/V。

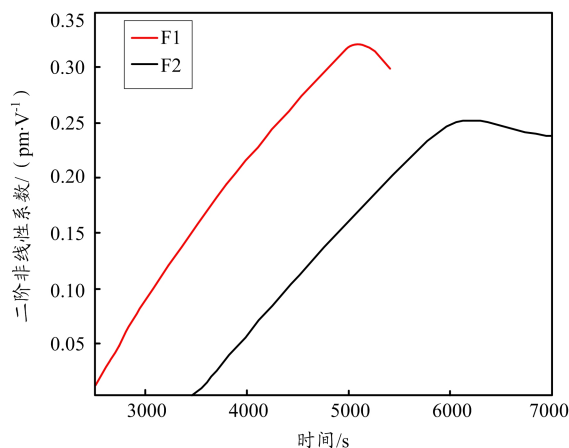


图9 光纤 F1 和光纤 F2
纤芯中心处二阶非线性系数随热极化时间的变化

5 结束语

本文首先设计出哑铃型双孔结构光纤, 然后基于载流子(Na^+ 、 H_3O^+)模型, 利用有限元法, 通过 COMSOL 多物理场数值仿真软件平台计算分析了哑铃型双孔石英玻璃光纤和圆型双孔石英玻璃光纤中热极化离子扩散迁移过程、热极化产生的内建电场、热极化电势分布和二阶非线性系数。实验结果表明: 与圆型双孔石英玻璃光纤相比, 哑铃型双孔石英玻璃光纤在热极化过程中离子迁移在纤芯中产生的耗尽区更大, 从

而哑铃型双孔石英玻璃光纤在纤芯中心产生的最大二阶非线性系数比圆型双孔石英玻璃光纤高 0.0678 pm/V。

因此, 本文设计的哑铃型双孔石英玻璃光纤对于高二阶非线性效应的光纤制备和非线性全光纤器件的发展具有重要的理论指导意义。

参考文献:

- [1] MYERS R A, MUKHERJEE N, BRUECK S R J. Large second-order nonlinearity in poled fused silica[J]. Opt. Lett., 1991, 16(22): 1732-1734.
- [2] LAURELL F, MALMSTRÖM M, TARASENKO O, et al. Soliton generation from an actively mode-locked fiber laser incorporating an electro-optic fiber modulator[J]. Optics Express, 2012, 20(3): 2905-2910.
- [3] LI J, MYREN N, MARGULIS W, et al. Systems measurements of 2×2 poled fiber switch [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2005, 17(12): 2571-2573.
- [4] CANAGASABEY A, CORBARI C, GLADYSHEV A V, et al. High-average-power second-harmonic generation from periodically poled silica fibers[J]. Optics Letters, 2009, 34(16): 2483-2485.
- [5] KUDLINSKI A, QUIQUEMPOIS Y, MARTINELLI G. Modeling of the $\chi^{(2)}$ susceptibility time-evolution in thermally poled fused silica[J]. Optics Express, 2005, 13(20): 8015-8024.
- [6] MARGULIS W, TARASENKO O, MYRÉN N. Who needs a cathode? Creating a second-order nonlinearity by charging glass fiber with two anodes[J]. Optics Express, 2009, 17(18): 15534-15540.
- [7] ALEXANDRE C, OLEKSANDR T, WALTER M. Study of thermally poled fibers with a two-dimensional model [J]. Optics Express, 2014, 22(15): 17700-17715.
- [8] WANG S, CHEN Z, CHEN N, et al. Thermal poling of new double-hole optical fibers[J]. Applied Optics, 2019, 58(11): 2176-2183.
- [9] 黄琳. 光纤热极化及其二阶非线性效应的理论与实验研究[D]. 北京: 北京交通大学, 2018.
- [10] AN H, FLEMING S. Characterization of a second-order nonlinear layer profile in thermally poled optical fibers with second-harmonic microscopy[J]. Optics Letters, 2005, 30(8): 866-873.
- [11] WONG D, XU W, FLEMING S, et al. Frozen-in electrical field in thermally poled fibers[J]. Optical Fiber Technology: Materials, Devices and Systems, 1999, 5(2): 235-241.
- [12] ALLEY T G, BRUECK S R J, MYERS R A. Space charge dynamics in thermally poled fused silica [J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 1998, 242(2-3): 165-176.
- [13] HUANG L, AN H, REN G, et al. Simulating the space-charge field formation in thermally poled optical fibers: a new two-rate model for hydrogenated cations[J]. Optics Letters, 2017, 42(4): 819-822.
- [14] AN H, FLEMING S. Hindering effect of the core-cladding interface on the progression of the second-order nonlinearity layer in thermally poled optical fibers[J]. Applied Physics Letters, 2005, 87(10): 101108-1-101108-3.