

球形自聚焦平面微透镜阵列研究*

刘德森 梅锁海

(中国科学院西安光学精密机械研究所, 西安 710068)

提 要

本文介绍了制作球形自聚焦平面微透镜阵列的两阶段电场辅助离子交换新工艺, 对这种工艺的理论模型作了分析, 给出了样品的参数和一组反映样品性能的照片。

关键词: 变折射率光学, 微小光学, 自聚焦平面微透镜阵列。

一、引 言

自聚焦平面微透镜阵列是80年代发展起来的新型微小光学阵列器件^[1]。由于采用了光刻工艺, 这种透镜阵列不但排列整齐, 光性均匀, 而且表面为平面, 易与其它平面元件耦合连接, 具有较好的聚光、成像、准直、分路、波分复用、开关、隔离等三维功能。另外, 单透镜直径小、透镜密度高, 可实现信息的大容量、多通道并行处理。因此, 在光计算技术、光纤通信及其它光电子器件中有重要应用。

近来, 自聚焦平面微透镜阵列理论和工艺有很大发展^[2~4], 透镜阵列质量不断提高。我们制作的自聚焦平面微透镜阵列, 最大数值孔径为0.58^[1], 最小单透镜直径为40 μm , 成像分辨率达340 lp/mm。

目前, 不管日本板玻璃公司^[6], 美国康宁公司^[3], 荷兰飞利浦公司^[4], 制作的自聚焦平面微透镜阵列, 其单透镜均是半球形, 为了得到球形透镜阵列以改善光学性能, 都要将两片对接^[7], 但对接工艺困难, 对透镜阵列要求很高。

在理论和实践基础上, 本文首次提出一次制作球形自聚焦平面微透镜阵列的新工艺——高温电场辅助下的两阶段离子交换工艺。用该工艺制作的球形自聚焦平面微透镜阵列与原来的半球形自聚焦平面微透镜阵列相比, 交换深度和椭圆度明显提高, 折射率分布为球对称梯度折射率分布, 成像分辨率明显增加。

二、制 作 工 艺

制作工艺: 第一步用极化率大的 A^+ 离子(如 Tl^+ 、 Ag^+ 等)取代基片中极化率小的 B^+ 离子(如 Na^+ 、 K^+ 等), 形成样品表面折射率高, 向内逐渐减小的近似半球形梯度折射率分布; 第二步利用加外电场结合热扩散方法, 使已有的折射率分布向内扩散, 同时熔盐中的 O^+ 离子(其极化率小于 A^+ 离子, 大于 B^+ 离子)向基片内扩散, 于是样品表面折射率降低, 形成

收稿日期: 1991年3月28日; 收到修改稿日期: 1991年5月27日

* 本工作得到国家高技术的资助。

近似球形的梯度折射率分布。工艺流程见图 1。

主要步骤是：先制作基片，基片采用碱金属含量较高的 PS-1 玻璃，并对表面进行研磨、

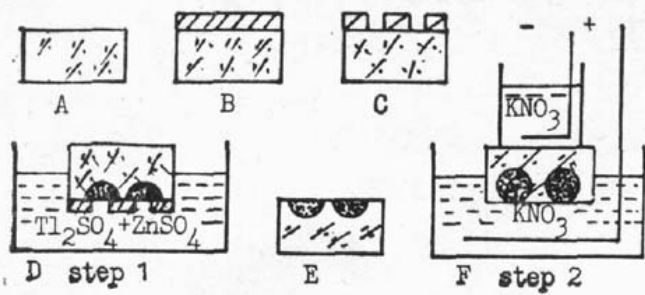


Fig. 1 Technological process of the experiment

抛光；在基片表面上采用电子束蒸镀法镀上厚 $2\mu\text{m}$ 的钛膜；然后在掩膜上光刻出所需半径 r_m 的圆孔阵列，这些圆孔就是离子扩散的离子源；将光刻后的基片放入 Tl^+ 离子熔盐中进行第一步离子交换，从而得到以窗口为中心的半球形自聚焦平面微透镜阵列；将上面制作的半球形微透镜阵列样品放入 K^+ 熔盐中进行第二步离子交换，加上外电压后，由于 K^+ 离子的极化率小于 Tl^+ 离子，随着高折射率芯区向基片内部移动，芯区的 Tl^+ 离子也不断向周围扩散，基片表面折射率降低，从而形成一个近似球形的梯度折射率分布区域。

纯热扩散和电场辅助下的扩散过程中离子逸出基片的方式不同^[8]，如图 2 所示。为了不使基片中逸出的离子在基片表面堆积而形成反向电场，采用熔盐作电极^[9,10]，将从基片逸出的离子引导出来，效果很好。

离子交换是在较高温度下进行的一种由非平衡态趋向平衡态的过程。为了解决出现的漏电流，采用真空吸附法新工艺，该工艺大大缩短了离子交换时间。



Fig. 2 The form of ion escaping from substrate
(a) diffusion; (b) electromigration

三、性能测试

样品的焦距、数值孔径、交换深度、分辨率、光斑直径等参数的测试结果见表 1。表 1 中还将两步交换样品的性能参数进行了比较。图 3 是利用薄片干涉法测量得到的干涉条纹照

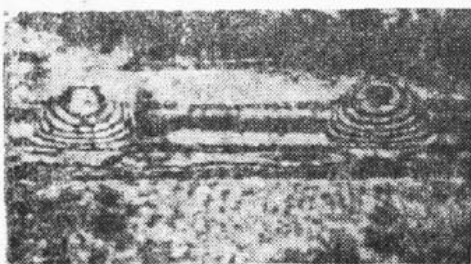
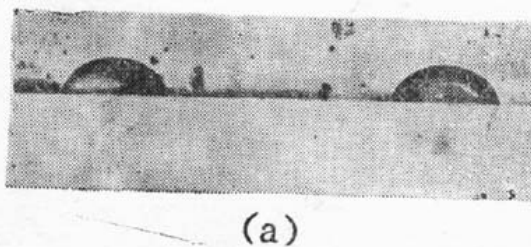
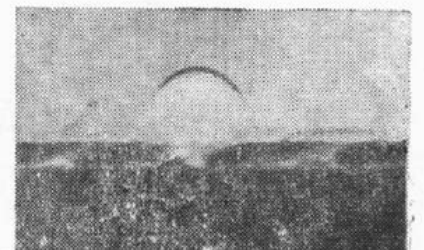


Fig. 3 Interference pattern of the sample



(a)



(b)

Fig. 4 Section photograph of the sample
(a) hemispherical lens; (b) spherical lens

Table 1 Characteristics of the Fabricated Planar Microlens

Parameters	First Step	Second Step
Focal Length (nm)	0.9	1.6
Index Difference Δn	—	0.027
Resolution (lp/mm)	179	192
Numerical Aperture N. A.	0.11	0.09
Focused Spot (μm)	>12	>10
Lens Diameter (mm)	0.098	0.136
Depth of Diffusion (mm)	0.07	0.92
Ellipticity	71%	81%

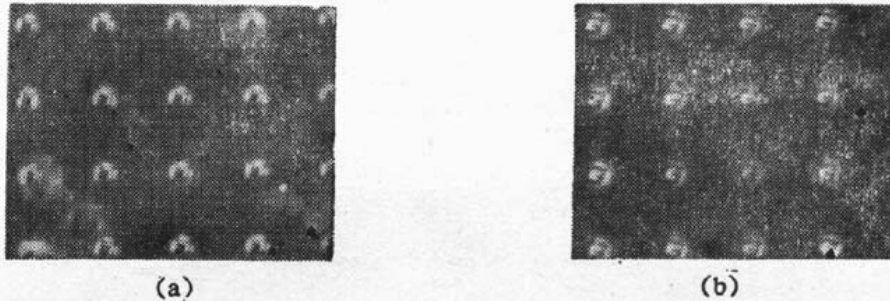


Fig. 5 Images made by the sample
(a) hemispherical lens; (b) spherical lens

片。图 4 是样品在第二步离子交换前后的截面显微照片。图 5 是相应的成像照片。从图 4 可知, 经两次离子交换后得到的是掩埋在基片内部的近似球形自聚焦平面微透镜阵列。

四、高温电场辅助下两阶段离子交换模型

1. 热扩散模型。在图 6(a) 的第一阶段离子交换过程中, 离子浓度分布满足扩散方程, 即:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \text{div}(D \text{grad } c) \quad (1)$$

可以认为在离子交换前后熔盐中 A^+ 离子的浓度保持不变(为 c_0), 扩散系数 D 为常数, 离子交换后, 基片中 A^+ 离子的浓度分布具有旋转对称性。因此, 在圆柱坐标系下, 方程(1)可简化为:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D_A \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial c}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right], \quad (2)$$

初值和边界条件是:

$$\begin{aligned} c &= 0, \quad t = 0, \quad Z > 0 \\ c &= c_0, \quad t > 0, \quad Z = 0, \quad r < a \quad (a \text{ 为开孔半径}) \\ \frac{\partial c}{\partial Z} &= 0, \quad t > 0, \quad Z = 0, \quad r > a \end{aligned}$$

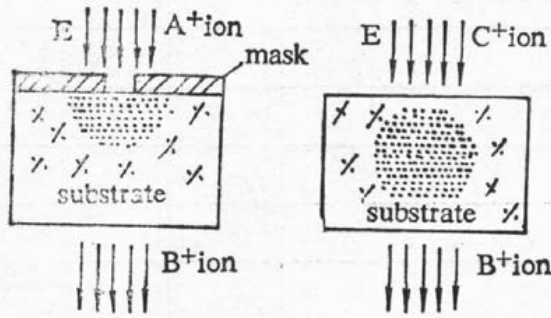


Fig. 6 Experiment principle of two-step ion exchange technology
(a) first step; (b) second step

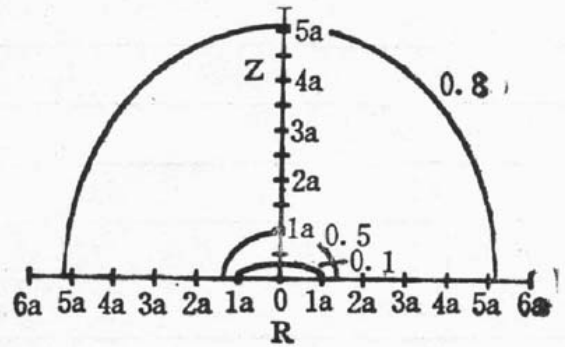


Fig. 7 Evaluation of the concentration distribution
(a—radius of the window)

利用 Laplace 变换, (2) 式的解为^[1]:

$$\frac{c}{c_0} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin \lambda a}{\lambda} J_0(\lambda r) \left\{ e^{-\lambda z} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{Z}{2\sqrt{Dt}} - \lambda\sqrt{Dt} \right) \right] - e^{\lambda z} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{Z}{2\sqrt{Dt}} + \lambda\sqrt{Dt} \right) \right] \right\} d\lambda, \quad (3)$$

式中, $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$, 是余误差函数, $J_0(x)$ 为零阶贝塞尔函数。图 7 是对 (3) 式进行数值计算得到的等浓度分布曲线。计算中取 $\sqrt{Dt} = 15$ 。

2. 电场辅助下的离子扩散模型。图 8 为模型示意图。膜层表面电位为 $+V$, 由于电场和热扩散共同作用, 熔盐中的 M^+ 离子通过直径为 $2r_m$ 开孔扩散进入基片。电场辅助离子扩散应满足如下扩散方程^[12]:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\mu E \operatorname{grad} c + \operatorname{div}(D \cdot \operatorname{grad} c), \quad (4)$$

式中, μ 是离子迁移率, E 是电场强度, D 是扩散系数, c 是离子浓度。由于膜层开孔直径很小, 相当于点源扩散, 因此, 可以假设由电位 $V = V_0$ 所形成的电场是径向辐射的, 如图 8(b)^[13, 14], 这时,

$$E = \frac{r_m V_0}{r^2}. \quad (5)$$

边界条件是

$$\begin{aligned} c &= c_0 & Z=0, \quad r < r_m \\ V &= V_0 & Z=0, \quad r < r_m \end{aligned} \quad (6)$$

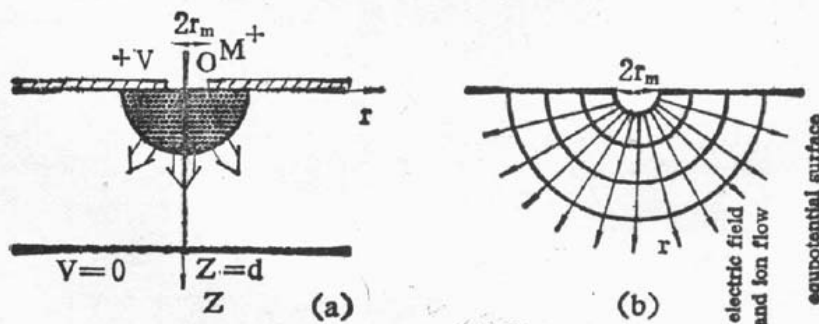


Fig. 8 Schematic of electromigration method
(a) model of the electromigration; (b) model of the electric distribution

因实际窗口有一定尺度,“点源”中心和边缘的电场有一定区别,故要引入修正系数 $2/\pi^{[13]}$ 。

$$V_s = \frac{2}{\pi} V_0, \quad (7)$$

于是,方程(4)在柱坐标系下可改写成:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\mu \left(\frac{r_m V_s}{r^2} \right) \frac{\partial c}{\partial r} + D \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial c}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 c}{\partial Z^2} \right]. \quad (8)$$

(8)式即电场辅助离子扩散的数学方程式。

实验告诉我们,采用电场辅助离子扩散工艺制作的球向梯折透镜的尺寸主要是由电场的作用决定,在讨论透镜尺寸变化时,就可以忽略热扩散的作用。于是,方程(8)简化为:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\mu \left(\frac{r_m V_s}{r^2} \right) \cdot \frac{\partial c}{\partial r}, \quad (9)$$

利用(6)式,方程(9)的解是:

$$c(r, t) = c_0 h \left(t - \frac{r^3 - r_m^3}{3\mu r_m V_s} \right). \quad (10)$$

式中, $h(x)$ 是阶跃函数,

$$h(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0, \\ 0 & x < 0. \end{cases}$$

在透镜边缘有

$$t - \frac{r^3 - r_m^3}{3\mu r_m V_s} = 0,$$

即

$$r = (3\mu r_m V_s t_e + r_m^3)^{\frac{1}{3}}. \quad (11)$$

从(11)式可知,透镜尺寸近似与 $t_e^{\frac{1}{3}}$ 成正比,这里 t_e 是电场作用时间。另外,将(11)式用图9来表示。这里取 $\mu = 1.3 \times 10^{-12}$ 米²/伏秒^[14], $r = 35 \mu\text{m}$ 。三条曲线分别代表外加电压 $V_0 = 12\text{V}$, 1.2V 和 0.12V , 点和叉分别表示样品的半径和交换深度。

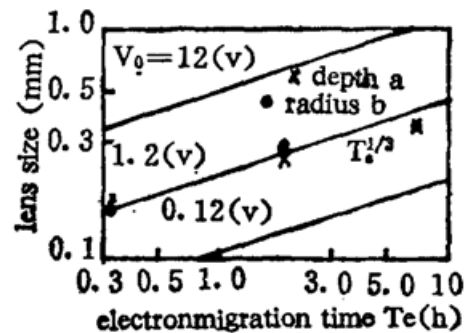


Fig. 9 Lens size vs electromigration time T_e .

从以上讨论可知,在电场辅助离子交换工艺中,电场的作用主要是加速扩散进行,而不可能形成折射率梯度分布,但对折射率分布可起一定的修饰作用,热扩散对形成折射率梯度分布可起关键性的作用。

第二阶段离子交换是电场辅助平板扩散模型。这时可以认为电场沿 Z 方向是均匀的,初始条件是第一阶段离子交换得到的 A^+ 离子的浓度分布,这时,高温电场辅助下的扩散包括两个方面: O^+ 离子和 A^+ 离子在电场作用下沿 Z 方向的扩散; A^+ 离子向 r 和 Z 方向的热扩散和 O^+ 离子向 Z 方向的热扩散。离子交换的扩散方程可写成如下形式:

$$\frac{\partial c'}{\partial t} = D_A \left(\frac{\partial^2 c'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c'}{\partial r} + \frac{\partial^2 c'}{\partial Z^2} \right) + D_O \frac{\partial^2 c'}{\partial Z^2} - \mu_c E \frac{\partial c'}{\partial Z}, \quad (12)$$

式中 D_A 、 D_O 分别为 A^+ 和 O^+ 离子的扩散系数, μ_c 是 O^+ 离子的迁移率。我们假定离子交换仅限于 $r < 10a$, $Z < 20a$ 范围,第一阶段交换时间为 t_1 ,则初始条件和边界条件是:

$$\begin{aligned}
 c'(r, Z, 0) &= c(r, Z, t_1), \quad Z > 0, \quad r > a \\
 c'(r, 0, 0) &= \begin{cases} c_0 & r \leq a \\ c_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{r-a}{2\sqrt{Dt_1}}\right) & r > a \end{cases} \\
 c'(r, 0, t) &= 0 \quad t > 0, \quad 0 < r < 10a \\
 c'(10a, Z, t) &= 0 \quad t > 0, \quad 0 < Z < 20a \\
 c'(0, 20a, t) &= 0 \quad t > 0
 \end{aligned}$$

在 $Z=t=0$ 时, 由于窗口存在初始浓度 c_0 , 因而存在向掩膜下的扩散, 即窗口点源的一维扩散, 其浓度分布是^[15]:

$$c' = c_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{r-a}{2\sqrt{Dt_1}}\right) \quad r > a_0.$$

这就是所谓变边界条件问题。(12)式是二阶非线性偏微分方程, 求解析解非常困难, 这里仅作一些定性分析。

由于三种离子的迁移率满足关系:

$$\mu_A \ll \mu_C < \mu_B,$$

因此, 离子 C^+ 与 B^+ 间的交换比离子 C^+ 与 A^+ 间的交换大得多, 这样, 在 B^+ 离子浓度大的区域 C^+ 离子扩散更快些。在透镜区域, B^+ 离子浓度从中心向边缘递增, 所以 C^+ 离子的等浓度分布曲线如图 10(a) 所示。对于 A^+ 离子, 透镜中心的浓度最大, 透镜区域以外浓度为零, 其浓度梯度分布如图 10(b) 所示。 A^+ 离子扩散后的浓度分布如图 10(c) 所示。综合考虑这两方面因素后得到的浓度分布曲线为图 10(d), 从分析可知, 这是一个近似球形的折射率分布, 它有如下特点:

1. 交换深度明显增加, 透镜尺寸明显增大, 椭圆度有明显改善。
2. 形成了更接近理想的 Luneburg 透镜模型的球形梯度折射率分布, 分辨率有所提高。
3. 由于 A^+ 离子向周围扩散, 折射率差下降, 因而焦距增大, 数值孔径略有减小。

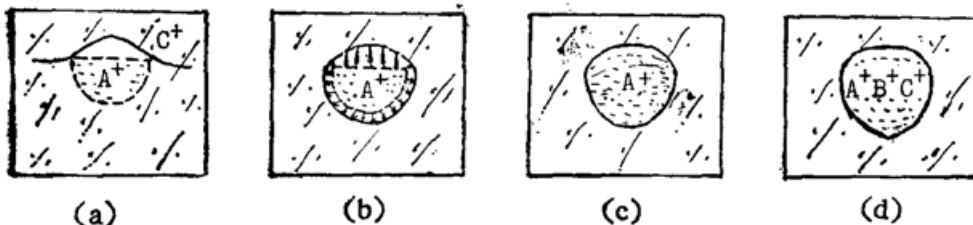


Fig. 10 Formation process of the spherical gradient-index distribution

五、结 论

利用本文介绍的两阶段电场辅助离子交换工艺制作出球形自聚焦平面微透镜阵列, 实验结果与理论模型符合很好。与以往制作的半球形自聚焦平面微透镜阵列比较, 折射率分布更接近于理想模型 Luneburg 分布, 因而有更好的光学特性。电场辅助离子交换工艺, 不仅可以大大加快离子交换的速度, 而且可以控制折射率分布和透镜的形状, 是一种很有效的

工艺方法。

本工作得到国家高技术资助,受到组内高应俊、闰国安、孔金荣、孔庆芬、宋 辉、姚胜利、高 凤和覃亚丽的帮助,表示衷心感谢!

参 考 文 献

- [1] S. Misawa *et al.*; *Appl. Opt.*, 1984, **23**, No. 11 (Jun), 1784~1786.
- [2] K. Iga *et al.*; *Appl. Opt.*, 1986, **25**, No. 19 (Oct), 3388~3392.
- [3] N. F. Borrelli *et al.*; *Appl. Opt.*, 1985, **24**, No. 19 (Oct), 2520~2525.
- [4] G. D. Khoe *et al.*; *in Technical Digest, 7th European Conference on Optical Communications*, (Copenhagen, Sept. 1981), 7, 6, 1~4.
- [5] 刘德森等;《高速摄影与光子学》,1990, **19**, No. 3, 209~217.
- [6] M. Oikawa *et al.*; *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1981, **20**, No. 4 (Apr), L296~L298.
- [7] K. Iga *et al.*; *Appl. Opt.*, 1982, **21**, No. 19 (Oct), 3456~3460.
- [8] S. P. Morgan *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1958, **29**, No. 5, 1358~1361.
- [9] M. Abou el-Leil; *Doctoral Thesis*, (Case Western Reserve University, Cleveland, Ohio, 1978).
- [10] N. Weber; U. S. Patent, 3218220, Nov. 16, 1965.
- [11] 高应俊等;《光学学报》,1990, **10**, No. 1 (Jan), 60~66.
- [12] T. Izawa *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **21**, No. 12 (Dec), 584~586.
- [13] M. Oikawa *et al.*; *Appl. Opt.*, 1982, **21**, No. 6 (Mar), 1052~1056.
- [14] M. Oikawa *et al.*; *Appl. Opt.*, 1983, **22**, No. 3 (Feb), 441~442.
- [15] J. Crank; *The Mathematics of Diffusion*, (Oxford press, Clarendon. UK, 1975), 15.

A study on spherical self-focusing planar microlens array

LIU DESEN AND MEI SUOHAI

(Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Academia Sinica, Xi'an 710068)

(Received 28 March 1991; revised 27 May 1991)

Abstract

A new technology for manufacturing spherical self-focusing planar microlens array by two-step electric field-assisted ion exchange method is described in this paper. The theoretic model of this technology is analysed. A sample of spherical self-focusing planar microlens array is successfully fabricated. The parameters and the picture photed the array are presented.

Key words: gradient index optics; microlens; self-focusing planar microlens array.