



DOI: 10.12086/oe.2018.180108

## 液晶光学相控阵的改进型口径拓展方法及远场特性分析

卓儒盛<sup>1</sup>, 汪相如<sup>1\*</sup>, 贺晓娴<sup>1</sup>, 吴亮<sup>2</sup>, 周庄奇<sup>1</sup><sup>1</sup>电子科技大学光电科学与工程学院, 四川 成都 610054;<sup>2</sup>电子科技大学物理学院, 四川 成都 610054

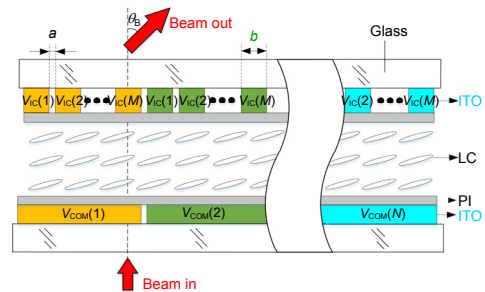
**摘要:** 天线通光口径是液晶光学相控阵的重要技术指标, 本文在多子阵并行驱动和两级器件级联方法(PAPA)的基础上, 提出改进型的 i-PAPA 方法, 通过对 COM 电极进行分区域驱动, 在单个相控阵天线上实现大口径相控光束控制, 具备单器件工作、插损低等优点。通过数值仿真分析, 结果表明: 相控阵天线后的近场相位分布连续; 当指向角度在  $0^\circ$  到  $+6^\circ$  范围内, 远场衍射效率和指向角度的数值关系呈现平滑单调下降, 衍射效率均大于 48%; 当指向角度在  $0^\circ$  到  $+3^\circ$  范围内, 衍射效率均大于 80%。

**关键词:** 光学相控阵; 液晶; 大口径; 衍射效率

**中图分类号:** O436.3

**文献标志码:** A

**引用格式:** 卓儒盛, 汪相如, 贺晓娴, 等. 液晶光学相控阵的改进型口径拓展方法及远场特性分析[J]. 光电工程, 2018, 45(10): 180108



## The realizable method for large diameter liquid crystal optical phased array and the analysis of its far-field characteristics

Zhuo Rusheng<sup>1</sup>, Wang Xiangru<sup>1\*</sup>, He Xiaoxian<sup>1</sup>, Wu Liang<sup>2</sup>, Zhou Zhuangqi<sup>1</sup><sup>1</sup>College of Optoelectronic Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China;<sup>2</sup>College of Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China

**Abstract:** The optical aperture of the antenna is an important technical indicator of the liquid crystal optical phased array. Based on the multi-subarray parallel driving and two-level device cascade method (PAPA), in this paper, an improved i-PAPA method was proposed. Large area phased beam control is realized on a single phased array antenna by subdivision of the COM electrodes, and it has the advantages of single device operation and low insertion loss. Through numerical simulation, the results show that the antenna near field phase has continuous distribution; when the point angle varies from 0 degrees to +6 degrees, the far-field diffraction efficiency drops smoothly and monotonously as the point angle increases, the diffraction efficiency is greater than 48%; When the point angle varies from 0 degrees to +3 degrees, the diffraction the efficiency is greater than 80%.

**Keywords:** optical phased array; liquid crystal; large diameter; diffraction efficiency

收稿日期: 2018-03-07; 收到修改稿日期: 2018-08-16

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61775026); 装备预研基金重点项目(6140923070101)

作者简介: 卓儒盛(1992-), 男, 硕士研究生, 主要从事液晶光学相控阵器件和应用的研究。E-mail: rushengfeiniu@163.com

通信作者: 汪相如(1983-), 男, 博士, 副教授, 主要从事液晶光电子器件和应用的研究。E-mail: xiangruwang@uestc.edu.cn

**Citation:** Zhuo R S, Wang X R, He X X, *et al.* The realizable method for large diameter liquid crystal optical phased array and the analysis of its far-field characteristics[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2018, 45(10): 180108

## 1 引言

随着激光技术近些年的快速发展，特别是激光通信、激光雷达、激光制导、激光武器等诸多应用场景的更新换代，光学相控阵作为最新的光束控制技术已经成为国际研究热点<sup>[1-3]</sup>。液晶光学相控阵的研究开始于 20 世纪 70 年代，Borel 等人首次提出了用液晶闪耀光栅来实现光束偏转的思想<sup>[4]</sup>。1991 年，Raytheon 公司用液晶材料研制出首个液晶光学相控阵<sup>[5]</sup>。随后，研究工作主要从以下四个方面进行技术突破，包括：更宽扫描范围<sup>[6]</sup>、更快响应速度<sup>[7-11]</sup>、更大通光口径<sup>[6]</sup>和波束特性优化<sup>[12-16]</sup>。

通光口径是直接决定激光传输距离的重要参数。受限于驱动芯片电极数和数据处理、传输能力的限制，实现更大的通光口径目前主要有两种方法：PAPA (phased array of phased array)结构<sup>[6,17]</sup>和相干合束模型<sup>[16-18]</sup>。2005 年美国 Rockwell Scientific 公司提出 PAPA 模型，实现的一维透射式液晶移相器，有效孔径达到 4 cm×4 cm，扫描精度为 20 μrad，数据通道仅有 1064 个。但是，PAPA 模型需要两个不同器件进行高精度对准，工程装调难。相干合束技术是由 Raytheon 公司于 2007 年在自适应光电锁相元件(adaptive photonic phase locked elements, APPLE)项目中首次提出，采用 7

个独立的子孔径相控阵合并成一个大口径光学相控阵，单口径为 30 mm。在后续的 FLASH 计划中，子孔径数目增加到 21 个，其合成口径达到 200 mm 以上。但是，相干合成口径的方法对激光光源的时空相干性需求都较高，并且需要配套的高速闭环光学锁相系统。

本文提出了改进型 PAPA 结构，核心思想是在 PAPA 结构的基础上，将液晶相控阵天线的单一公共电极拓展了分区控制的阵列电极，以实现口径尺寸大于 40 mm×40 mm 的较大口径液晶光学相控阵器件。相比于常规的 PAPA 方法，i-PAPA 能够将相控阵器件个数减少为原来的一半，能够减少系统插损和热积累，并且将对准工艺过程转移到器件的加工过程，液晶器件的前段工艺制程能够满足其要求，而省去了多个光学组件的装调、对准过程。

## 2 理论模型

### 2.1 常规 PAPA 结构

在不增加数据总线数目的情况下，为增大液晶光学相控阵通光口径，Rockwell Scientific 公司曾提出一种 PAPA 结构，如图 1 所示，这种结构采用 2 个相控阵器件(optical phased array, OPA)级联，图示中第一个相控阵器件上基板 ITO 电极被分成多个子孔径，每个

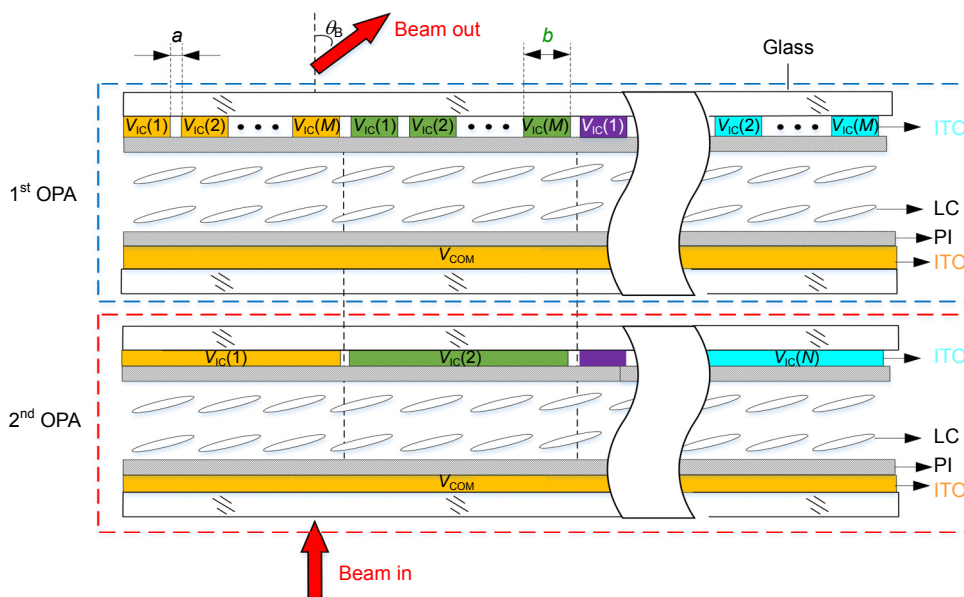


图 1 常规 PAPA 结构示意图  
Fig. 1 General PAPA structure diagram

子孔径的电极数目为  $M$ ，下基板 ITO 为一块完整的 COM 电极，该相控阵的主要作用就是对入射光进行相位调制；图示中第二个相控阵器件上基板 ITO 电极同样被分成多个子孔径，但是每个子孔径只有一块完整的电极，下基板 ITO 同样为一块完整的 COM 电极，该相控阵的主要作用就是对入射光进行相位补偿。入射光相位只有在两个相控阵(OPA)的连续控制下，才能实现高效率的光束偏转。但是这种 PAPA 结构的相控阵不足之处在于：1) 两个相控阵子孔径区域要求精确对齐和边界平行；2) 系统插损大、热积累多；3) 系统控制复杂等。

### 2.2 改进型 i-PAPA 结构

为了弥补 PAPA 结构相控阵的不足，改进型的 PAPA 结构(i-PAPA)如图 2 所示。改进的 i-PAPA 结构主要是采用了 COM 电极(参考电极)分区思想，将 PAPA 结构液晶相控阵天线的单一公共电极拓展了分区控制的阵列电极。器件采用常规液晶器件的 7 层三明治结构，上下两个基板镜像对称放置，均包括基底玻璃、ITO 电极、PI 配向层，中间是电光移相材料液晶层。和常规液晶光学相控阵相同，PI 配向方式采用沿面平行配向方式。上基板 ITO 电极称为 i-PAPA 光栅电极，电极宽度为  $a$ ，电极缝隙为  $b$ ，所以电极周期  $d = a + b$ ，根据 i-PAPA 的电气连接特征，能够独立控制的电极数目由驱动 IC 的输出引脚数决定，假定为  $M$ ；i-PAPA 子孔径数目为  $N$ ，由器件设计决定。所以，器件的有效通光口径宽度为  $N \cdot M \cdot d$ ；器件下基板 ITO 电极在原本整片单一的 COM 电极基础上拓展成多个电极，电极数目和上基板 i-PAPA 子孔径数目相同为  $N$ ，每个 COM 电极和上基板的每个 i-PAPA 子孔

径边界上下严格对齐，所以 COM 电极宽度为  $M \cdot d - b$ ，缝隙宽度为  $b$ 。

根据上基板 i-PAPA 电极的电气特性，电极上加载的驱动电平呈现重复的特点，将所有 i-PAPA 电极上电压进行标记为  $V_{IC}(m, n)$ ，其中  $m$  代表 i-PAPA 结构中单个子孔径内的电极序号 ( $0 \leq m \leq M - 1$ )， $n$  代表 i-PAPA 子孔径的序号 ( $0 \leq n \leq N - 1$ )；并且根据器件的电气特性，我们可以发现不同  $n$  之间的第  $m$  个点电极具备相同的电平，也即： $V_{IC}(m, n) = V_{IC}(m)$ ；下基板 COM 电极的电压表为  $V_{COM}(n)$ ，所有液晶材料所加载的电压

$$U_{LC}(m, n) = V_{IC}(m) - V_{COM}(n) \quad (1)$$

液晶在此电压的作用下，对入射激光的 e 光分量进行有效的相位调制，其调制量定义为  $\phi_{m, n}$ ，和加载的电压  $U_{LC}(m, n)$  满足固定的器件、材料特性关系，由器件配向方式、液晶材料、入射光波长和器件厚度等决定，一般称之为液晶电压移相关系。

### 2.3 光学相控光束指向

根据光学相控阵原理<sup>[5-6]</sup>，当工作激光的真空波数为  $k_0$  时，远场光束是由近场相控阵单元的出射电场在远场的叠加来决定。假定每个相控阵单元的振幅相同为  $E_0$ ，相位调制量为  $\phi_{m, n}$ ，因此出射远场在  $\theta$  方向角的电场为

$$E_{far}(\theta) = \sum_{m, n} E_0 \cdot \exp(j\phi_{m, n}) \cdot \exp[-j \cdot k_0(nM + m)d \sin \theta] \quad (2)$$

如图 3 所示，当远场光束指向为  $\theta_s$  时，也即  $E_{far}(\theta_s)$  是其远场最大值，近场每一个单元的移相量  $\phi_{m, n}$  应该为

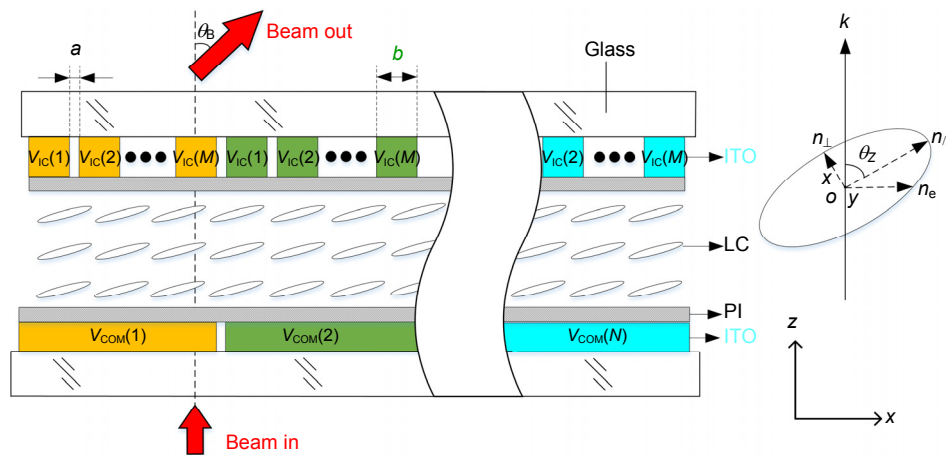


图 2 i-PAPA 器件结构示意图  
Fig. 2 i-PAPA device structure diagram

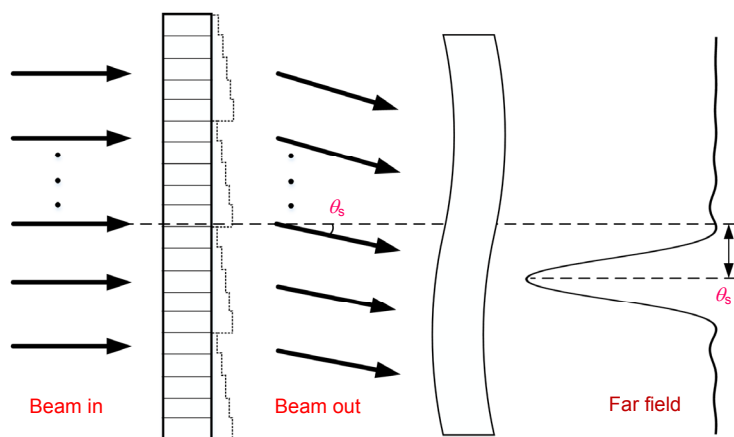


图3 远场和近场单元相位的关系示意图

Fig. 3 Illustration of the relationship between the far field and near field unit phases

$$\phi_{m,n} = [k_0(nM + m)d \sin \theta]_{2\pi}, \quad (3)$$

其中  $[ ]_{2\pi}$  是  $2\pi$  取余的操作, 并且值一定在  $0 \sim 2\pi$  范围内, 当  $\theta$  是负数时, 取  $2\pi +$  对应的值。为了分析方便, 下文均按照正方向偏转考虑。

常规 PAPA 方法中, 将  $\phi_{m,n}$  的取余表达式展开成两项, 即:

$$\phi_{m,n} = [k_0 m \cdot d \sin \theta_s]_{2\pi} + [k_0 n \cdot Md \sin \theta_s]_{2\pi}, \quad (4)$$

求和两项分别由两个器件来实现<sup>[6]</sup>。第一项是典型的宽度为  $d$  的相控阵控制方法, 而第二项是典型的宽度为  $Md$  的相控阵波控方法, 因此  $\phi_{m,n}$  需要两个独立的液晶相控器件级联控制实现。

液晶作为光学相控阵中的移相介质, 液晶介质在加电的作用下, 对入射光的 e 光分量进行相位调制。移相量  $\phi$  和液晶两端的电压  $U_{LC}$  满足单调的函数关系, 假定函数关系是:

$$\phi = f(U_{LC})。 \quad (5)$$

在 i-PAPA 结构器件中,  $\phi_{m,n}$  在一个独立的液晶相控器件控制下即可实现。在 i-PAPA 的第  $n$  个子孔径中, 其对应的参考电极 COM 的电压值为  $V_{COM}(n)$  驱动 IC 的输出电压为  $V_{IC}(m)$ , 根据式(1)可知, 第  $n$  个子孔径内的第  $m$  根电极的移相量大小为

$$\phi_{m,n} = f(U_{LC}(m,n)) = f(V_{IC}(m) - V_{COM}(n))。 \quad (6)$$

由式(6)可知, 在  $V_{IC}(m)$  值不变的情况下, 通过控制子孔径的  $V_{COM}(n)$  值大小即可控制相应的移相量  $\phi_{m,n}$  的大小, 从而控制相控阵所有出射光近场的相位, 使得相控阵所有区域的近场相位分布单调连续, 保证其衍射远场在指向角主瓣位置的衍射效率最高, 其本质在于通过控制  $V_{COM}(n)$  实现不同子孔径区域的相位补偿。

然而, 实际上液晶的相位调制量和电压之间, 并非简单的线性关系<sup>[19]</sup>, 如图 4 所示。而是一种非线性关系, 满足  $\phi = \int_0^L k_0 n_e dz$ , 其中 e 光折射率满足:

$$\frac{1}{n_e^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_{\perp}^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_{\parallel}^2}, \quad (7)$$

其中: 平行于指向矢方向的折射率大小为  $n_{\parallel}$ , 垂直于指向矢方向的折射率为  $n_{\perp}$ 。同时, 液晶指向角度又是由液晶指向矢的方程决定, 很难进行简易的解析公式进行表达, 一般采用查表的方式或者拟合函数曲线的方式来解决。

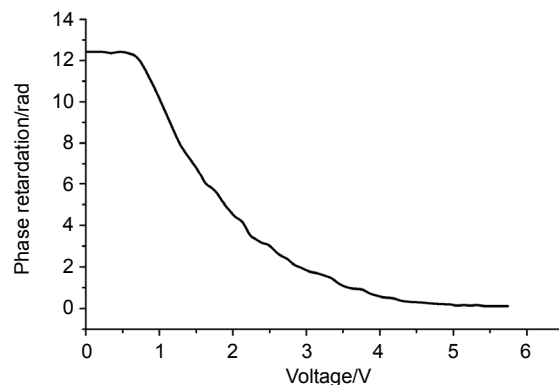


图4 加载电源和调制相位之间的关系图

Fig. 4 Relationship between load power and modulation phase

通常情况下, 基于目前的硬件条件, 查表法控制电压变化的时间周期  $T$  远小于常规液晶的响应时间。因此液晶分子的转动相对电压变化来说是一个相当漫长的过程, 基本不会受到电压瞬时变化的影响。从而相控阵偏转速度亦不受电压切换时间的影响。

### 3 数值仿真

本次仿真设定的电极宽度为  $3 \mu\text{m}$ , 电极间距为  $2$



$\mu\text{m}$ , 电极周期  $d = 5 \mu\text{m}$ , 工作波长  $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ , 每一个子孔径拥有电极个数  $M = 2000$ 。器件口径为  $100 \text{ mm}$ , 单个 i-PAPA 子孔径宽度为  $10 \text{ mm}(2000 \times 5 \mu\text{m})$ 。根据指向角  $\theta_s$  的大小和式(3), 可得子孔径单元内相邻电极的相位差:

$$\Delta\phi = \phi_m - \phi_{m-1} = k_0 d \sin \theta_s \quad (8)$$

根据前人已经提出的 PAPA 结构器件设计和公式  $V_{\text{IC}}(m, n) = V_{\text{IC}}(m)$ , 计算出常规 PAPA 结构器件子孔径区域的近场  $E_{\text{near}}$  的相位  $\phi_{m,n}$  的理想值大小, 即:

$$\phi_{m,n} = m \cdot \Delta\phi \quad (9)$$

由于 i-PAPA 结构器件在相位控制时, 采用参考电极分区独立控制的方法, 使得子孔径的电压  $U_{\text{LC}}(m, n)$  不再满足周期性, 其分布具有独立性。根据式(3)和式(8), 可计算出 i-PAPA 结构器件  $E_{\text{near}}$  的理想相位值  $\phi_{m,n}$  大小, 即:

$$\phi_{m,n} = [nM + m] \Delta\phi \Big|_{2\pi} \quad (10)$$

根据夫琅禾费远场衍射定律, 忽略分子吸收的影响, 对相控阵所有近场  $E_{\text{near}}$  进行快速傅里叶变化 (FFT), 获得并分析远场  $E_{\text{far}}(\theta_s)$  分布特性。

### 3.1 远场光斑特性

相控阵远场衍射的场强分布模型是单缝衍射和多缝干涉双层效果的叠加模型, 所有级次的包络函数是一样的。设与器件法线呈  $\theta$  角的远场衍射级次的光强包络函数为  $f(\theta)$ , 即:  $f(\theta_0) = f(\theta_2) = \dots = f(\theta_\zeta)$ , 其中  $\zeta \in [-\pi/2, \pi/2]$ 。在  $\theta_B$  角方向的远场衍射光强  $I(\theta_B) = E(\theta_B)^2$ , 远场所有点的光强之和为所有角度上对应的远场点光强积分。

由于相控阵器件的相控单元数目比较多, 绝大部分光能量分布于有限个的衍射主极大和次极大光强包

络内, 相对于这些主极大和次极大包络内的光强, 其余的栅瓣能量非常小, 一般情况下可以忽略不计。

所以, 设  $E_M(\theta_{Bi})$  为远场第  $i$  个衍射主级次处的场强峰值,  $P_{Bi}$  为远场第  $i$  个衍射主级次对应的功率,  $P_T$  为远场所有光功率总和,  $\theta_w$  为衍射主级次的包络角宽度。可得:

$$P_{Bi} = \int_{\theta_B - \frac{1}{2}\theta_w}^{\theta_B + \frac{1}{2}\theta_w} |E_M(\theta_{Bi})|^2 d\theta = |E_M(\theta_{Bi})|^2 \int_{\theta_B - \frac{1}{2}\theta_w}^{\theta_B + \frac{1}{2}\theta_w} f(\theta) d\theta \quad (11)$$

实际工作中, 第  $n$  个衍射级次的衍射效率为

$$\eta = \frac{P_{Bn}}{P_T} = \frac{P_{Bn}}{\sum P_{Bi}} = \frac{|E_M(\theta_{Bn})|^2 \int_{\theta_B - \frac{1}{2}\theta_w}^{\theta_B + \frac{1}{2}\theta_w} f(\theta) d\theta}{\sum |E_M(\theta_{Bi})|^2 \int_{\theta_B - \frac{1}{2}\theta_w}^{\theta_B + \frac{1}{2}\theta_w} f(\theta) d\theta} = \frac{|E_M(\theta_{Bn})|^2}{\sum |E_M(\theta_{Bi})|^2} \quad (12)$$

采用理想相位, 对衍射角度  $0^\circ$  至  $+6^\circ$  之间的角度衍射效率进行仿真。i-PAPA 结构的相控阵在  $0^\circ$  至  $3^\circ$  内, 其远场衍射光强几乎分布在主瓣位置, 其主瓣光斑包络呈高斯分布, 次极大栅瓣归一化光强低于  $0.1$ 。指向角为  $3^\circ$  时的远场归一化强度分布如图 5 所示。随着指向角度继续增大, 栅瓣强度继续增加; 当偏转角度达到  $6^\circ$  左右时, 在  $-6^\circ$  位置出现最强栅瓣, 此时主极大光强和栅瓣强度几乎相等, 远场出现两个高斯分布、强度几乎相等的光斑, 指向角为  $6^\circ$  时的远场归一化强度分布如图 6 所示。

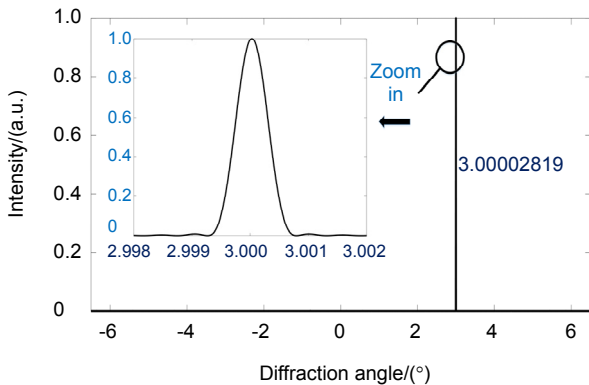


图 5 指向角为  $3^\circ$  时的远场归一化强度分布图  
Fig. 5 Far-field normalized intensity distribution at a 3 degree pointing angle

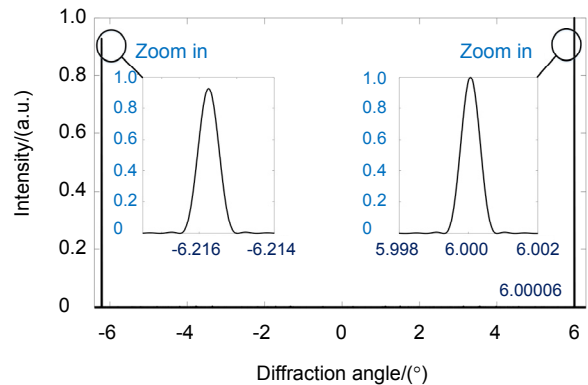


图 6 指向角为  $6^\circ$  时的远场归一化强度分布  
Fig. 6 Far-field normalized intensity distribution at 6 degree pointing angle

### 3.2 主瓣衍射效率仿真

通过实验对常规的 PAPA 结构和 i-PAPA 结构的衍射效率进行了对比仿真。保持器件参数不变的情况下, 根据理想相位, 对衍射角度  $0^\circ$  至  $+6^\circ$  之间的角度衍射效率进行仿真, 如图 7 所示,  $D$  是器件口径, 设定为  $10\text{ mm}\times 10\text{ mm}$ 。其中  $0^\circ$  至  $0.3^\circ$  度范围内的仿真结果对比图 8 所示。

由图 8 可知, 光束入射常规的 PAPA 结构器件后, 从  $0^\circ$  至  $+6^\circ$  之内的远场衍射效率曲线包络呈现冲激振荡分布, 其分布与多缝干涉的光场分布图极其相似。其波动峰值逐步减小; 光束入射 i-PAPA 结构器件后, 从  $0^\circ$  至  $+6^\circ$  之内的远场衍射效率曲线整体呈现平滑单

调下降趋势, 其衍射效率均大于  $48\%$ 。两种器件的衍射效率形成鲜明对比。

由于实际器件的最小控制相位有限, 所以实际器件的相位延迟和理想器件将出现细微的偏差<sup>[4]</sup>。当单个 i-PAPA 子孔径宽度为  $1\text{ cm}$ , i-PAPA 结构子孔径个数为  $10$ , 高斯光正入射的条件下, 采用本实验室 DF2015 型液晶相控阵器件的电压-相位关系数据进行对比仿真, 其理想角度衍射效率和实际器件衍射效率的仿真结果如图 9 所示。

由于液晶分子的电压-相位关系只与液晶材料、液晶盒厚和电压有关系, 而与阵列多少和口径大小没有关系。由图 9 可知, 采用 i-PAPA 结构, 并与 DF2015

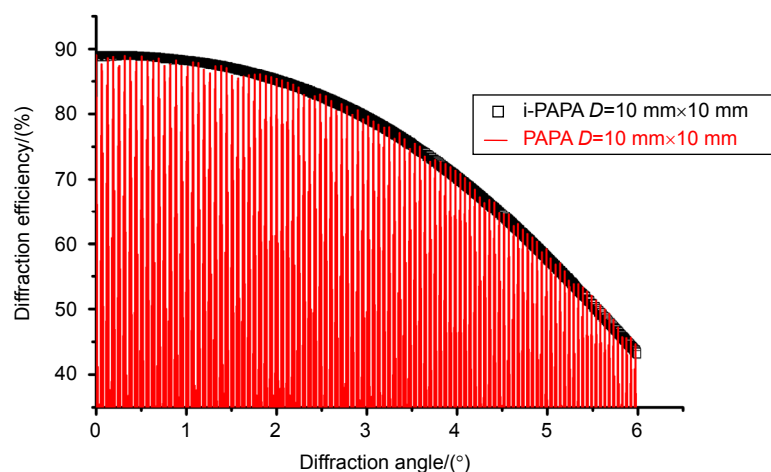


图 7 PAPA 结构与 i-PAPA 结构在  $0^\circ$  至  $6^\circ$  的远场主瓣衍射效率对比图

Fig. 7 Comparison of far-field main lobe diffraction efficiency between 0 degree and 6 degree for PAPA structure and i-PAPA structure

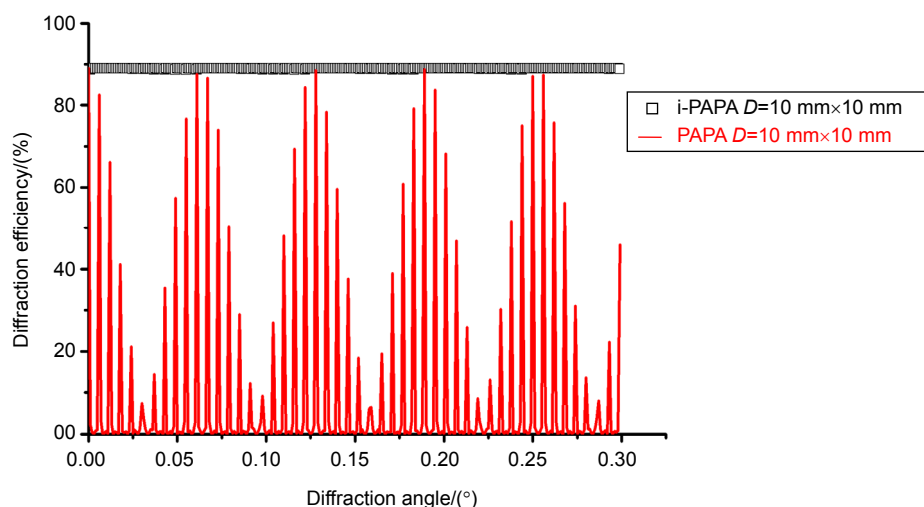


图 8 PAPA 结构与 i-PAPA 结构在  $0^\circ$  至  $0.3^\circ$  的远场主瓣衍射效率对比图

Fig. 8 Comparison of far-field main lobe diffraction efficiency between 0 degree and 0.3 degree for PAPA and i-PAPA structures

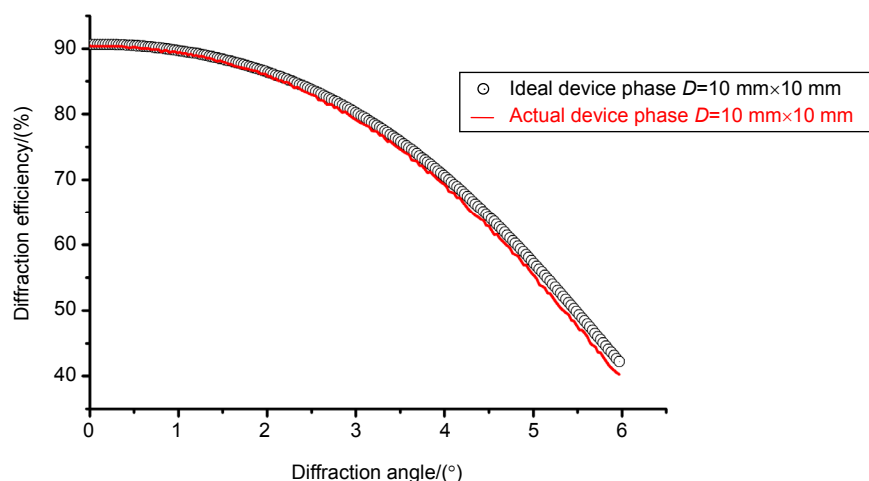


图9 理想和实际的近场相位的远场指向角衍射效率对比图

Fig. 9 Comparison of far-field pointing angle diffraction efficiency of ideal and actual near-field phase

型液晶相控阵相同材料和盒厚制作的较大口径液晶相控阵在  $0^\circ$  至  $6^\circ$  范围内可以实现与理想器件几乎一样的衍射效率，其与理想的衍射效率的最大误差低于 2.52%。

#### 4 仿真数据分析

i-PAPA 结构器件中，相邻 i-PAPA 子孔径之间的电极控制的近场相位是单调连续衔接的，其相位等效于一个阶梯光楔，其归一化远场衍射强度分布如图 3 所示。该结构在  $0$  至  $3^\circ$  内主瓣衍射效率大于 80%。由于液晶光学相控阵的相位是由液晶电极控制的，其液晶电极宽度和间距使得相位分布不是理想连续的，随着衍射角度继续加大，其主瓣衍射效率逐渐减小。由于本文使用的电极宽度为  $3\ \mu\text{m}$ ，间距为  $2\ \mu\text{m}$ 。当相邻电极的相位差达到  $\pi$  时，即： $k_0 d \sin \theta_B = \pi$ ， $\theta_B \approx 6^\circ$ ，相控阵衍射效率达到极限的 50%。从图 7 可知，实际仿真结果和理论结果是非常吻合的。

通过图 7，我们发现 PAPA 结构模型中，其在  $0^\circ$  至  $6^\circ$  内的衍射效率曲线是冲激振荡的。其原因在于，单个 PAPA 的子孔径相位模型相当于一个光楔，PAPA 结构中，多个 PAPA 结构的子孔径形成的相位模型相当于周期性二元闪耀光栅，只有当每个周期子孔径中电极的开始相位为  $0\pi$ ，结束相位为  $2\pi$  的情况下，远场才能获得最高的衍射效率。但是根据式(9)可知，子孔径内的电极序列号  $m$  是一个离散的、取值有限的变量，那么就不能保证每一个子孔径的最后一个电极的相位调制量：

$$\phi_{M-1,n} = (M-1)\Delta\phi \quad (13)$$

在任何偏转角度  $\theta_s$  的情况下都等于  $2\pi$ 。那么当  $\phi_{M-1,n} \neq 2\pi$  时，出射光在远场的分布就不能集中于某一个角度或者级次位置上，而呈现周期光栅衍射结构性分布，指向角的衍射效率大大降低。

当指向角  $\theta_s$  为某一特殊值时，相邻 PAPA 结构的子孔径总体相位差为  $\pi$ ，即：

$$\begin{cases} \phi_{M-1,n} = (M-1) \cdot \Delta\phi = \pi \\ \phi_{0,n} = 0 \cdot \Delta\phi = 0 \end{cases} \quad (14)$$

此时，相邻 PAPA 的出射光在远场的指向角位置  $\theta_s$  相干相消，衍射效率最低。例如指向角  $\theta_s = 0.18^\circ$  时，根据式(8)和式(9)，可得每一个子孔径最后一个电极的相位调制量为  $2\pi$  取余后的值为

$$\begin{aligned} \phi_{999,n} &= \left[ (M-1)\Delta\phi = (2000-1) \frac{2\phi}{\lambda} d \sin(0.18) \right]_{2\pi} \\ &\approx \pi. \end{aligned} \quad (15)$$

那么 PAPA 结构中，根据式(8)可知，每一个子孔径中内部相邻电极之间的相位差为  $\Delta\phi$ ；根据式(13)和式(14)，可得角度  $\theta_s = 0.18^\circ$  时， $\Delta\phi = 0.093$ 。相邻两个子孔径在交界处的相位差为前一个子孔径最后一根电极 ( $m = M - 1 = 1999$ ) 的相位和后一个子孔径的第一根电极 ( $m = 0$ ) 之间的相位差：

$$\phi_{1999,n} - \phi_{0,n} \approx \pi \gg \Delta\phi \quad (16)$$

根据 PAPA 结构设计，第 2000 根电极所在的位置为距离器件起始位置 0.01 m 处，该点处附近的近场相位如图 10 所示，可以明显看出在 0.01 m 处的近场相位从  $\pi$  到 0 发生跳变。其本质上，就是任意相邻 2

个子孔径中,前一个子孔径最后一根电极的相位调制量为  $\pi$ ,后一个子孔径的开始位置即第 1 根电极的相位调制量为 0,两者的相位差远大于  $\Delta\phi$ ,对应的相位曲线从  $\pi$  跳变到 0。其归一化远场衍射强度分布如图 11 所示,可知绝大部分光强分布在  $0.18^\circ$  左右的两个衍射主极大,而在  $0.18^\circ$  的强度极其微弱,其归一化大小只有 0.0066。在实际的角度偏转控制过程中,在绝大多数情况下,随着指向角  $\theta_s$  的单调变化,子孔径最后一根电极的相位调制量  $\phi_{M-1,n}$  对  $2\pi$  取余后的值满足 0 至  $2\pi$  之间平均分布。 $\phi_{M-1,n}$  值的这种平均分布与图 7

中所示器件衍射效率曲线对应。

与 PAPA 结构形成鲜明对比的是,根据式(9)可知,改进型的 i-PAPA 结构中,每一个子孔径中内部相邻电极之间的相位差的恒定为  $\Delta\phi$ ;相邻两个子孔径在交界处的相位差为前一个子孔径最后一根电极 ( $m = M - 1$ ) 的相位和后一个子孔径的第一根电极 ( $m = 0$ ) 之间的相位差

$$\begin{aligned} \phi_{0,n} - \phi_{M-1,n-1} &= (nM)\Delta\phi \\ &\quad - [(n-1)M + M - 1]\Delta\phi \\ &= \Delta\phi \end{aligned} \quad (17)$$

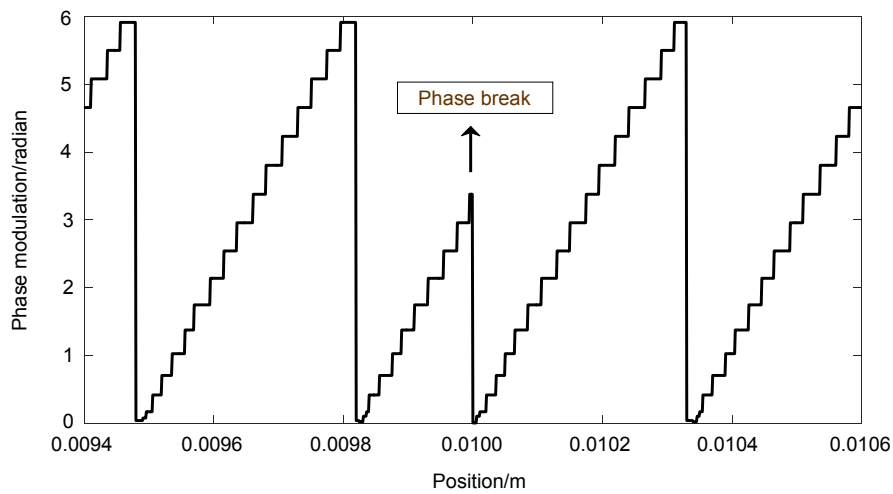


图 10 指向角为  $0.18^\circ$  所对应的常规型 PAPA 结构的局部近场相位分布图

Fig. 10 Local near-field phase distribution of a conventional PAPA structure with a pointing angle of 0.18 degree

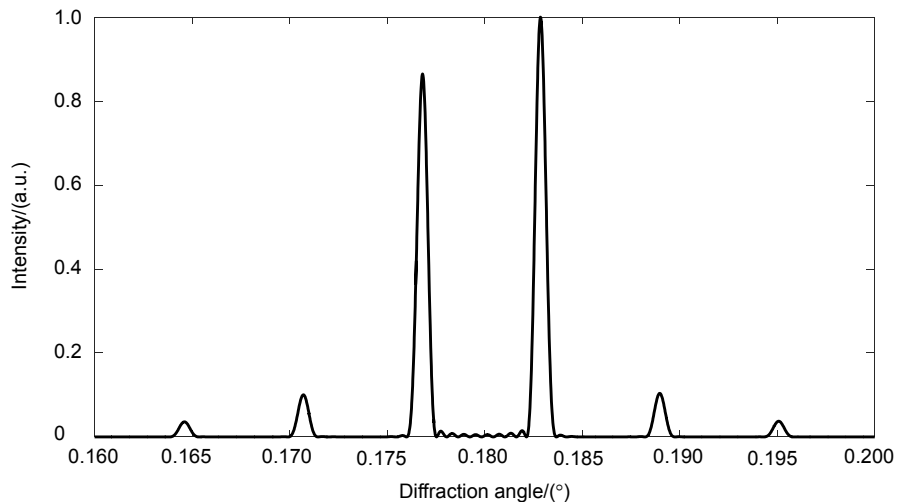


图 11 指向角为  $0.18^\circ$  所对应的常规型 PAPA 结构远场光强分布图

Fig. 11 The far-field intensity distribution of a conventional PAPA structure with a pointing angle of 0.18 degree



式(17)充分说明 i-PAPA 结构的近场相位在相邻子孔径之间的相位差和每一个子孔径内部相邻电极的相位差都为  $\Delta\phi$ 。因此,可以认为相邻子孔径电极分界处的相位是单调连续的,多个 i-PAPA 子孔径的近场相位的等效相位也是单调连续的,或者是等差分布的,这种结构的近场等效相位就相当于一个完整的二元光楔模型<sup>[20]</sup>。由图 7 可知该结构在  $0^\circ$  至  $6^\circ$  衍射效率也是线性单调的,整体衍射效率变化非常稳定。同样以  $0.18^\circ$  的衍射角为例,其  $0.01\text{ m}$  处附近的近场相位如图 12 所示,可以明显看出在  $0.01\text{ m}$  处的近场相位没有发

生跳变,相位曲线是等差分布,近似线性连续的。其归一化远场衍射强度分布如图 13 所示,可知绝大部分光强分布在  $0.18^\circ$  的衍射主极大上,而在其他衍射级次的归一化强度小于  $0.0057$ 。

当保持单个 i-PAPA 子孔径宽度为  $10\text{ mm}$ ,电极宽度为  $3\text{ }\mu\text{m}$ ,电极间距为  $2\text{ }\mu\text{m}$  的条件下,工作波长为  $1064\text{ nm}$  条件不变的情况下,i-PAPA 结构子孔径个数从 10 增加到 20 的过程中,采用理想相位仿真,其远场衍射效率分布与 i-PAPA 结构子孔径个数为 10 的仿真结果是一致的。当采用电子科技大学的 DF2015

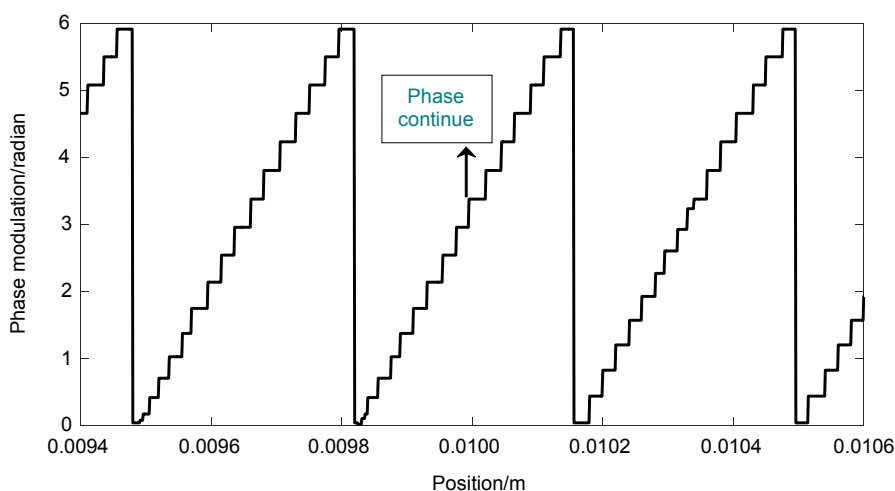


图 12 指向角为  $0.18^\circ$  所对应的 i-PAPA 结构的局部近场相位分布图

Fig. 12 The local near-field phase distribution of the i-PAPA structure with a pointing angle of  $0.18\text{ degree}$

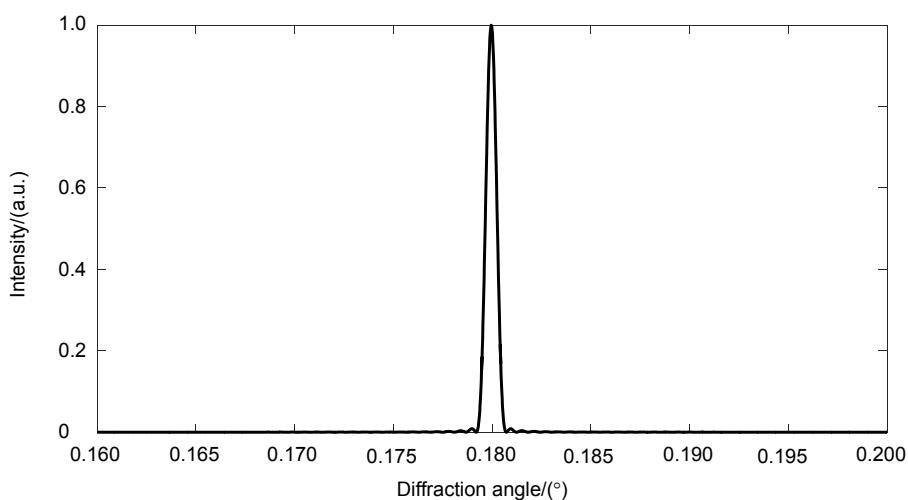


图 13 指向角为  $0.18^\circ$  所对应的 i-PAPA 结构的远场光强分布图

Fig. 13 Far-field intensity distribution of i-PAPA structure with a pointing angle of  $0.18\text{ degree}$

型实际液晶相控阵器件的实测电压-相位数据, i-PAPA 结构子孔径个数从 10 增加到 20 的仿真过程中, 其远场仿真结果仍然与 i-PAPA 结构子孔径个数为 10 时仿真的结果一致。

## 5 总结

为了实现大口径液晶相控阵高远场衍射效率, 仿真和分析了 PAPA 结构和改进型 PAPA 结构(i-PAPA) 衍射效率特性。结果表明: PAPA 结构中相邻子孔径的电极对应的近场相位不一定是等差分布的, 而是处于  $0$  至  $2\pi$  之间的平均分布; 在偏转角为  $0^\circ$  至  $6^\circ$  的远场衍射效率遵循闪耀二元光栅衍射特性, 单个器件的衍射效率和偏转角度的关系是振荡递减的。而 i-PAPA 结构中相邻子孔径的电极对应的近场相位始终是等差分布的, 其在偏转角为  $0^\circ$  至  $6^\circ$  时, 远场衍射强度遵循相控阵指向角的幅度方向图特性<sup>[21]</sup>, 其远场衍射效率与指向角度的关系是平滑衰减的, 其远场主极大光斑呈现完整的高斯分布, 衍射效率均大于 48%; 当指向角度在  $0^\circ$  到  $+3^\circ$  范围内, 衍射效率均大于 80%。

## 参考文献

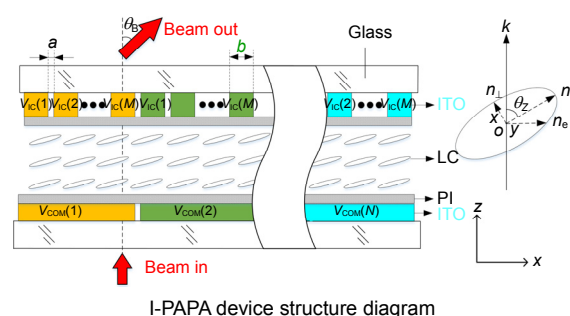
- [1] Zhao X J. Key Technology and application of liquid crystal phased array[D]. Mianyang: China Academy of Engineering Physics, 2014.  
赵祥杰. 液晶相位控制阵列关键技术及其应用[D]. 绵阳: 中国工程物理研究院, 2014.
- [2] Du S P. Research on liquid crystal beam deflection for space optical communication[D]. Chengdu: Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences, 2017.  
杜升平. 应用于空间光通信的液晶光束偏转技术研究[D]. 成都: 中国科学院光电技术研究所, 2017.
- [3] Shi Y B. Study on beam directing, tracking and aiming technique based on liquid crystal phased array[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2013.  
师宇斌. 基于液晶相控阵的光束定向跟瞄技术研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2013.
- [4] Tang Z H. Target location research based on distributed phased array radar[D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2015.  
汤镇辉. 液晶光学相控阵的波束扫描方法研究[D]. 成都: 电子科技大学, 2015.
- [5] Lin Y H, Mahajan M, Taber D, et al. Compact 4 cm aperture transmissive liquid crystal optical phased array for free-space optical communications[J]. *Proceedings of SPIE*, 2005, **5892**: 58920C.
- [6] McManamon P F, Bos P J, Escuti M J, et al. A review of phased array steering for narrow-band electrooptical systems[J]. *Proceedings of the IEEE*, 2009, **97**(6): 1078–1096.
- [7] Sun J, Wu S T, Haseba Y. A low voltage submillisecond-response polymer network liquid crystal spatial light modulator[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, **104**(2): 023305.
- [8] Golovin A B, Shiyankovskii S V, Lavrentovich O D. Fast switching dual-frequency liquid crystal optical retarder, driven by an amplitude and frequency modulated voltage[J]. *Applied Physics Letters*, 2003, **83**(19): 3864–3866.
- [9] Engström D, O'Callaghan M J, Walker C, et al. Fast beam steering with a ferroelectric-liquid-crystal optical phased array[J]. *Applied Optics*, 2009, **48**(9): 1721–1726.
- [10] Chen Y, Yan J, Sun J, et al. A microsecond-response polymer-stabilized blue phase liquid crystal[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, **99**(20): 201105.
- [11] Wang B, Zhang G Q, Glushchenko A, et al. Stressed liquid-crystal optical phased array for fast tip-tilt wavefront correction[J]. *Applied Optics*, 2005, **44**(36): 7754–7759.
- [12] Xu D M, Tan G J, Wu S T. Large-angle and high-efficiency tunable phase grating using fringe field switching liquid crystal[J]. *Optics Express*, 2015, **23**(9): 12274–12285.
- [13] He X X, Wang X R, Li M, et al. Research on mid-infrared liquid crystal optical phased array[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2016, **45**(8): 0830003.  
贺晓娟, 汪相如, 李曼, 等. 液晶中波红外光学相控阵关键技术研究进展[J]. *红外与激光工程*, 2016, **45**(8): 0830003.
- [14] Wu L, Wang X R, Xiong C D, et al. Polarization-independent two-dimensional beam steering using liquid crystal optical phased arrays[J]. *Chinese Optics Letters*, 2017, **15**(10): 101601.
- [15] Tang Z H, Wang X R, Huang Z Q, et al. Sub-aperture coherence method to realize ultra-high resolution laser beam deflection[J]. *Optics Communications*, 2015, **335**: 1–6.
- [16] Song Y, Kong L J, Cheng J, et al. Improvement for the steering performance of liquid crystal phased array[J]. *Optoelectronics Letters*, 2009, **5**(3): 177–181.
- [17] Serati S, Masterson H, Linnenberger A. Beam combining using a phased array of phased arrays (PAPA)[C]//*Proceedings of 2014 IEEE Aerospace Conference*, 2004, **3**: 1722–1729.
- [18] Wu L, Wang X R, Xiong C D, et al. Design and experimental demonstration on improved high order grating for wide angle beam steering of liquid crystal optical phased array[J]. *Proceedings of SPIE*, 2017, **10096**: 100960Q.
- [19] Huang Z Q. *Principle of Liquid Crystal Display*[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2008: 120–126.  
黄子强. *液晶显示原理*[M]. 北京: 国防工业出版社, 2008: 120–126.
- [20] Born M, Wolf E. *Principles of Optics*[M]. Yang J S, trans. Beijing: Science Press, 1978: 120–260.  
玻恩 M, 沃耳夫 E. *光学原理(上册)*[M]. 杨葭荪, 译. 北京: 科学出版社, 1978: 120–260.
- [21] Zhang G Y. *Principles of Phased Array Radar*[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2009: 20–50.  
张光义. *相控阵雷达原理*[M]. 北京: 国防工业出版社, 2009: 20–50.

# The realizable method for large diameter liquid crystal optical phased array and the analysis of its far-field characteristics

Zhuo Rusheng<sup>1</sup>, Wang Xiangru<sup>1\*</sup>, He Xiaoxian<sup>1</sup>, Wu Liang<sup>2</sup>, Zhou Zhuangqi<sup>1</sup>

<sup>1</sup>College of Optoelectronic Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China;

<sup>2</sup>College of Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China



**Overview:** After entering the 21st century, laser technology has achieved rapid development, especially laser communication, laser radar, laser guidance, laser weapons and many other application scenarios. Optical phased array as the latest beam control technology has become an international research hotspot. With the increase of the optical aperture of the liquid crystal optical phased array antenna, the number of output channels of a commercial driver chip cannot satisfy the demand for hundreds of thousands of array cells. Using a multi-subarray parallel driver and a two-stage device cascade method (PAPA technology), the equivalent implementation of beam control of a large aperture array antenna is a conventional solution. However, this method has the disadvantages of high alignment accuracy, large system insertion loss, and others.

This paper proposes an improved i-PAPA method based on PAPA technology. Its core idea is to extend the single common electrode of the LC phased array antenna to the panel-controlled array electrodes on the basis of the PAPA structure. On the array antenna, a large-aperture liquid crystal optical phased array device with a diameter of larger than 40mm is realized, which essentially integrates phase modulation and phase compensation on a single liquid crystal phased array antenna. Compared to the conventional PAPA method, i-PAPA can reduce the number of phased array devices by half, reducing system insertion loss and heat accumulation, and transferring the alignment process to the device's processing process. The prior art process can meet its requirements, eliminating the need for assembly and alignment of multiple optical components.

Through numerical simulation analysis, the results show that the near-field phase of the adjacent sub-aperture electrodes in the PAPA structure is not necessarily an equal-difference distribution, but an average distribution between 0 and  $2\pi$ ; At a steering angle of 0 degree to 6 degree, the far-field diffraction efficiency follows the diffraction characteristics of blazed binary grating, and the relationship between the diffraction efficiency and the deflection angle of a single device is a decreasing oscillation. The near-field phase of the adjacent sub-aperture electrodes in the i-PAPA structure is always equal-distance distribution. When the steering angle varies from 0 degree to 6 degree, the far-field diffraction intensity follows the phase pattern array angle. The far-field diffraction efficiency and the steering angle are smoothly decreasing. The far-field prime maximum spot exhibits a complete Gaussian distribution with diffraction efficiency greater than 48%. When the steering angle is in the range of 0 degree to +3 degree, the diffraction efficiency is greater than 80%.

**Citation:** Zhuo R S, Wang X R, He X X, *et al.* The realizable method for large diameter liquid crystal optical phased array and the analysis of its far-field characteristics[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2018, 45(10): 180108

Supported by National Natural Science Foundation of China (61775026) and Equipment Pre-research Fund Key Projects (6140923070101)

\* E-mail: xiangruwang@uestc.edu.cn