

自成像共焦腔相干合成空间滤波器设计*

金若男^{1,2}, 徐子超^{1,2}, 宋兴亮^{1,2}, 周翊¹, LIU L P^{3,4}, CHEN Y C⁴

(1 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2 中国科学院光电研究院, 北京 100085)

(3 Department of Physics and Astronomy, Hunter College and the Graduate School, New York NY 10065, USA)

(4 The City University of New York, New York NY 10065, USA)

摘 要:理论分析了利用自成像共焦腔实现激光阵列相干合成的物理模型,对自成像共焦腔的一维相干合成和二维相干合成进行了模拟仿真计算,得到腔内场的强度分布图样.在此基础上,研究了空间滤波器在相干合成中实现模式选择的机理,并讨论滤波器的设计对相干合成及模式选择的影响,分别对一维相干合成和二维相干合成的情况,仿真计算了输出功率与滤波器位置和宽度的关系,为实验提供了理论依据.

关键词:相干合成;模式选择;自成像共焦腔;空间滤波器

中图分类号: TN248.1

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2009)12-3154-6

0 引言

高功率、高亮度的激光研究是激光技术领域的研究重点,其在基础科学研究、军事国防、工业、医学等方面有着巨大的应用前景.单台激光器的输出功率和亮度受到内部物理机制和结构的限制,很难实现更高功率、更高亮度的激光输出.

相干合成技术是指将多台具有波长和相位完全匹配的激光器组合成一个阵列,实现多光束的相干输出,使输出激光就像一个单一的相干光源一样.通过相干合成技术,得到的光功率密度与阵列元素数目的平方成正比关系,因此可以在提升激光总功率的同时,保持良好的光束质量,使输出激光的亮度大大提高.

目前,激光相干合成技术已经成为激光领域的一大研究热点.美国、日本、德国、以色列、法国等国家纷纷开展了这方面的工作.国内近些年也有一些单位进行了相关的研究.

激光相干合成最重要的是相位锁定.相位锁定的手段分为主动锁相和被动锁相.主动锁相主要是通过通过对激光阵列中单元激光器的输出位相进行主动控制,来实现光束的相干合成,如 MOPA 方案.被动锁相的方法很多^[1-3],有消逝场耦合,泄漏场耦合,Tablot 腔耦合^[4-5],共焦腔耦合^[6-7]等,其中消逝场耦合和泄漏场耦合主要应用于半导体激光阵列中.

自成像共焦腔是利用控制激光阵列的光场在远

场行为从而实现相干合成的.这种方法是将激光阵列所在平面和输出耦合镜分别置于一个透镜的两个焦面上,形成共焦腔,输出镜面上的场分布相当于光源的远场分布,通过对远场分布的控制实现阵列元素间的锁相.对于中心对称的光场分布,通过傅里叶变换可得,光束在共焦腔内完成一次往返回到原来位置时,将实现自成像.

自成像共焦腔的优势是结构简单,耦合效果比较好,容易实现多个激光元的相干合成,易于实现远场的相位控制.根据理论分析可以知道,对于 N 个元素的激光阵列,相干合成后,可以有 N 个模式,需要采用空间滤波器的方法对所需要的模式进行选择.

本文主要是通过理论计算、模拟仿真,对自成像共焦腔相干合成空间滤波器进行分析、设计,研究结果为实验提供了理论依据.

1 自成像共焦腔的数学模型

自成像共焦腔如图 1,假定平面镜 M_1 处的电场

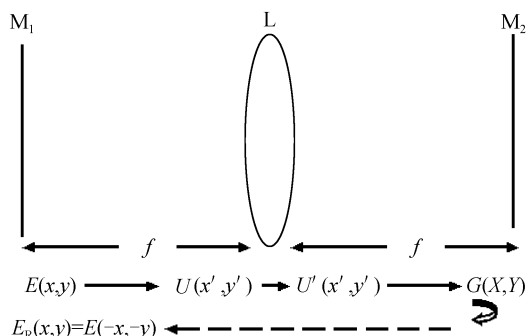


图 1 自成像共焦腔原理

Fig. 1 Waves at various positions in a confocal resonator

* 国家自然科学基金(60678017)资助

Tel: 010-82780074

Email: jinruonan@gmail.com

收稿日期: 2009-04-08

修回日期: 2009-04-23

分布为 $E(x, y)$, 则传播到透镜 L 处的场分布根据 Fresnel-Kirchoff 公式可得

$$U(x', y') = \frac{1}{i\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y) \frac{\exp(ikr)}{r} dx dy \quad (1)$$

式中

$$r = \sqrt{z^2 + (x-x')^2 + (y-y')^2} \approx z + \frac{x^2+y^2}{2z} - \frac{xx'+yy'}{z} + \frac{x'^2+y'^2}{2z} \quad (2)$$

$$U(x', y') = \frac{1}{i\lambda z} \exp \left[ik \left(z + \frac{x'^2+y'^2}{2z} \right) \right] \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y) \exp \left[ik \left(\frac{x^2+y^2}{2z} - \frac{xx'+yy'}{z} \right) \right] dx dy \quad (3)$$

式中 $z = f$, 透镜引入一二次相位因子 $\exp \left(-ik \frac{x'^2+y'^2}{2f} \right)$, 因此通过透镜后的电场分布为

$$U'(x', y') = \frac{1}{i\lambda f} \exp(ikf) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y) \cdot \exp \left[ik \left(\frac{x^2+y^2}{2f} - \frac{xx'+yy'}{f} \right) \right] dx dy \quad (4)$$

再次根据 Fresnel-Kirchoff 公式得到 M_2 处的场分布为

$$G(X, Y) = \frac{1}{i\lambda f} \exp \left[ik \left(f + \frac{X^2+Y^2}{2f} \right) \right] \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U'(x', y') \exp \left[ik \left(\frac{x'^2+y'^2}{2f} - \frac{Xx'+Yy'}{f} \right) \right] dx' dy' \quad (5)$$

将式(4)代入式(5), 得到

$$G(X, Y) = \frac{1}{(i\lambda f)^2} \exp \left[ik \left(2f + \frac{X^2+Y^2}{2f} \right) \right] \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y) \exp \left[ik \left(\frac{x^2+y^2}{2f} - \frac{(X+x)^2}{2f} + \frac{(Y+y)^2}{2f} \right) \right] dx dy \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[ik \frac{[x'-(X+x)]^2}{2f} \right] dx' \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[ik \frac{[y'-(Y+y)]^2}{2f} \right] dy' \quad (6)$$

经简化, 可得到 M_2 处场分布的最终表达式为

$$G(X, Y) = \frac{1}{i\lambda f} \exp(i2kf) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y) \cdot \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda f} (xX + yY) \right] dx dy \quad (7)$$

可以看出输出镜 M_2 的场分布 $G(X, Y)$ 正比于 M_1 处电场 $E(X, Y)$ 的傅里叶变换. 令 $G(X, Y)$ 作为方程(4)中的输入场, 重复上述过程, 可以得到返回到 M_1 处的场分布 $E_{R_1}(x, y) = E(-x, -y)$. 由此可知, 从 M_1 发出的任意场分布经过一次循环, 成坐标对称的像, 经过两次循环后能够实现自成像, 即:

$E_{R_2}(x, y) = E(x, y)$. 如果发射面上激光器阵列单元成中心对称分布, 则一次循环就可以使整个场的分布自成像.

相干合成光场在 M_2 镜面上的强度分布决定于各个激光元之间的相位差及光源的空间分布, 设有 N 个激光元, 则各个激光元之间相位差的关系为

$$\Delta\varphi_m = 2\pi m/N \quad m \in [0, \dots, N-1] \quad (8)$$

假设每个激光元为高斯光束 TEM₀₀ 模^[8], 则

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{v_0}{\omega(Z)} \exp \left\{ -i[kz - \eta(z)] - r^2 \left[\frac{1}{\omega^2(z)} + \frac{ik}{2R(z)} \right] \right\} \quad (9)$$

式中

$$\eta(z) = \tan^{-1}(\lambda z / \pi v_0^2 n) = \tan^{-1}(z/z_0) \quad (10)$$

$$z_0 = \pi v_0^2 n / \lambda \quad (11)$$

$$R = z \left[1 + (\pi v_0^2 n / \lambda z)^2 \right] = z \left(1 + z_0^2 / z^2 \right) \quad (12)$$

$$\omega^2(z) = v_0^2 \left[1 + (\lambda z / \pi v_0^2 n)^2 \right] = v_0^2 \left(1 + z^2 / z_0^2 \right) \quad (13)$$

则激光阵列光场分布为

$$E(x, y, z) = \sum_{l=1}^N E_l(x-x_l, y-y_l, z) e^{i\Delta\varphi_m} \quad (14)$$

式中

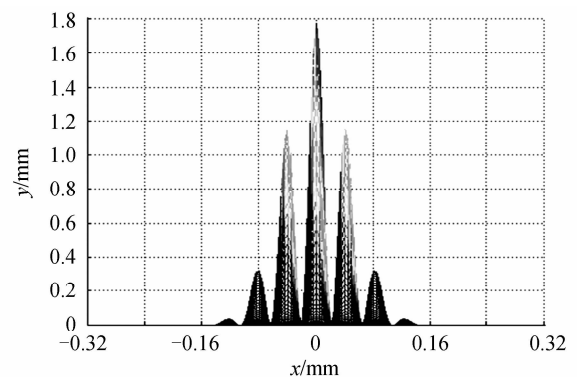
$$x_l = r_l \cos \theta_l, y_l = r_l \sin \theta_l \quad (15)$$

2 对自成像共焦腔的模拟仿真

根据本文的自成像共焦腔的数学模型, 采用光纤激光器作为输入源, 进行两束光的合成, 利用 matlab 程序语言编程并计算其输出场的强度分布.

其中光源束腰直径 0.15 mm, 两光源间距取 0.5 mm, 波长为 1 064 nm, 透镜焦距为 40 cm, 如图 1. 本文所有仿真计算单位均取 mm.

图 2(a) 是当两个激光源的相位差为 0, 即同相位时的情况. 图 2(b) 是两个激光源的相位差为 π , 即反相位时的场分布情况, 根据式(7)得到. 图中横坐标为位置坐标, 代表输出平面上 x 轴的取值.



(a) In-phase

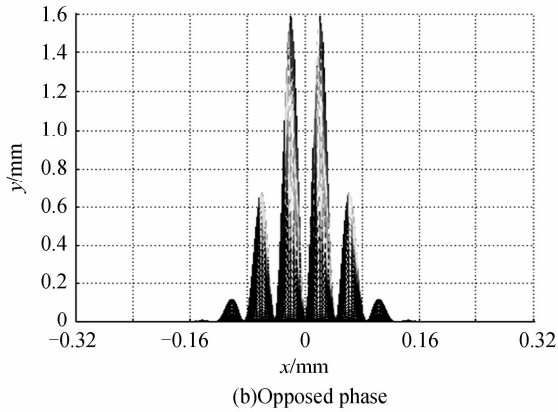


图2 远场强度分布
Fig. 2 Far-field intensity

图3是以上两个图形的亮度图(图3(a)为两光源同位相的情况,图3(b)为反位相的情况)。

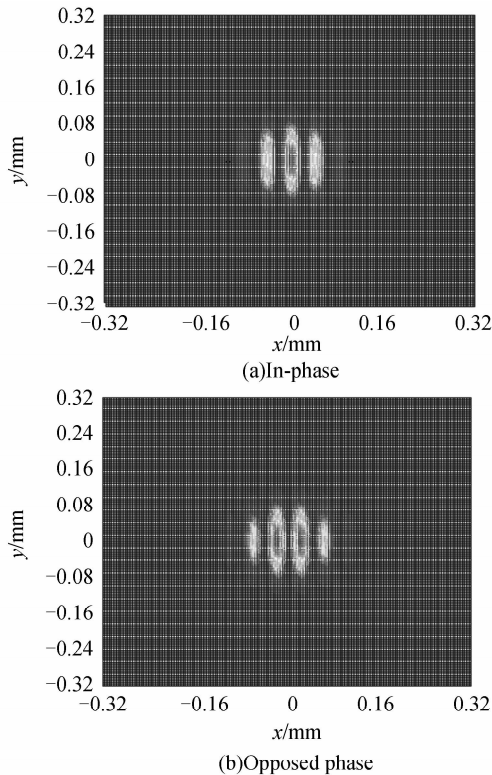


图3 图2的亮度
Fig. 3 Light level images of Fig. 2

为获得更高功率、高亮度的激光,必须增加激光阵列中激光元的数目。为了尽量减小光源尺寸,必须使用二维结构。以最简单的4个光源为例,即光源为对称分布的四个输入源,进行模拟仿真得到的结果为:

其中光源束腰直径为0.15 mm,每个光源距离中心为1 mm,波长为1 064 nm,透镜焦距为40 cm,见图1。取输出场沿 z 轴的俯视图,即垂直于输出场的视角,可见能量在输出场上的分布。

四个光源相干合成,输入场分布如图4,根据前面对数学模型的分析得知,各光源之间的相位差分别为 $0, \pi/2, 3/2\pi, \pi$ 的远场分布图象如图5。



图4 光源处分布
Fig. 4 At the emitters

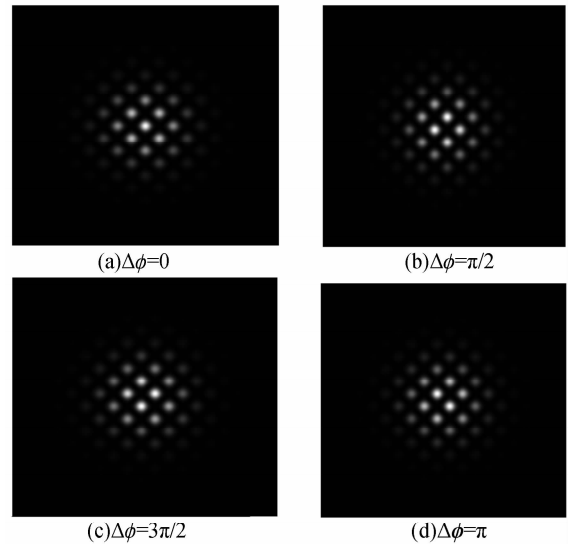


图5 图4的远场分布图
Fig. 5 Distributing of far field intensity of Fig. 4

3 空间滤波器在实现特定模式相干合成输出中的作用

N 个光源阵列,相干合成输出理论上存在 N 个模式,以一维合成情况为例,同时存在同位相和反位相两种情况,在没有其它外界因素的情况下,各个模式的增益及损耗相同,输出场为各个模式的叠加。如果我们选择同位相模式输出,则需要通过设计使用不同的空间滤波器,实现对不同模式的选择。

3.1 空间滤波器对输出效率的影响

下面讨论在输出场加入空间滤波器,对输出能量的影响。已知式(7)输出场的场分布表达式。

假设光源为 TEM_{00} 模,两个光源进行一维合成,则有

$$E(x, y) = c \times \sqrt{\frac{\pi}{\lambda \times f}} \exp \left\{ -\frac{\pi}{\lambda \times f} [(x-0.5)^2 + y^2] \right\} \pm c \times \sqrt{\frac{\pi}{\lambda \times f}} \times \exp \left\{ -\frac{\pi}{\lambda \times f} [(x+0.5)^2 + y^2] \right\} \quad (16)$$

则输出场能量 M_2 可以表示为

$$M_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G \times G^* dx dy \quad (17)$$

假设在 x 轴的 $[a_1, a_2]$ 放置空间滤波器, 则输出场能量 M_1 可以表示为

$$M_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G \times G^* dx dy - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G \times G^* dx dy \quad (18)$$

则加入空间滤波器后各模式输出效率可以表示为

$$\eta = \frac{M_1}{M_2} = 1 - \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G \times G^* dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G \times G^* dx dy} \quad (19)$$

可见, η 值越大, 空间滤波器对输出的影响越小; 反之, η 值越小, 空间滤波器对输出的影响越大. 因此, 对选定的输出模式, η 应尽量大, 而对其它模式 η 应尽量小. 并综合考虑输出耦合率, 及不同模式的滤波效率, 优化设计滤波器.

3.2 空间滤波器的模拟仿真

根据上述讨论, 以一维情况(2个)为例, 首先讨论空间滤波器加在输出场的不同位置, 对同相和反相两种情况分别产生的影响, 用滤波效率 η 表示.

从图 6 容易看出, 为了实现同位相输出, 而抑制反位相输出, 空间滤波器可以考虑放置在同位相的三个输出的极小位置处.

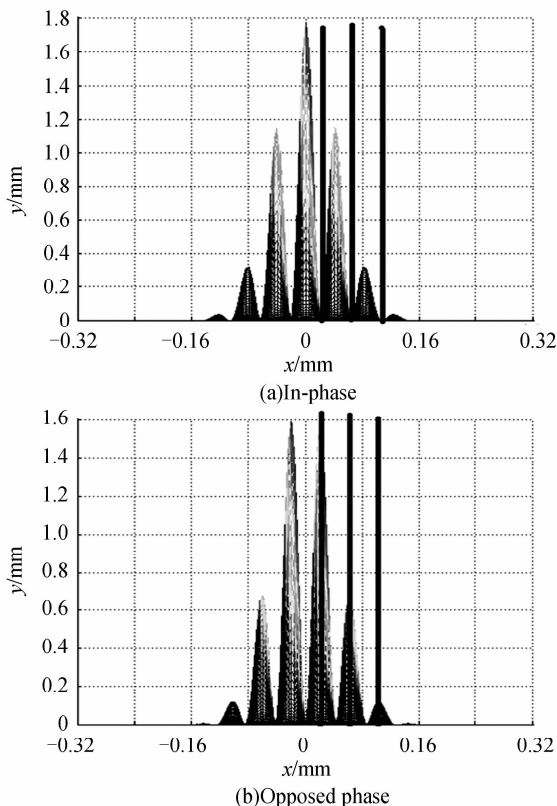


图 6 空间滤波器的放置位置

Fig. 6 Location of the spatial filter

假定滤波器宽度为 $100 \mu\text{m}$. 根据 3.1 的理论分析和程序计算, 分别计算出在三个极小值位置处 (在 x 轴上坐标值分别为 0.212 mm , 0.64 mm ,

1.04 mm), 同相位的效率和反相位的效率, 差值越大, 即滤波效果越好, 结果如表 1.

表 1 滤波器效率与放置位置的关系

位置	效率(同相位)	效率(反相位)	效率差
0.212	0.990 0	0.78	0.21
0.64	0.999 9	0.998 8	1.1×10^{-3}
1.04	0.999 999 99	0.999 999 93	6×10^{-8}

表 1 数据显示, 在同位相的第一极小值处加入空间滤波器, 效率差最大, 如图 7.

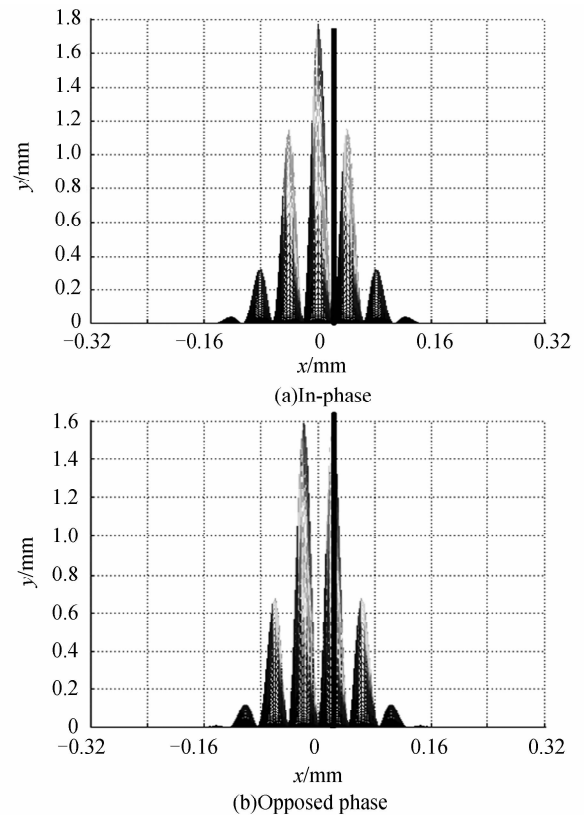


图 7 远场能量分布

Fig. 7 Distributing of far field energy

讨论滤波器的宽度选取, 仍然以一维相干合成为例, 依据计算空间滤波器滤波效率的数学模型, 取傅里叶透镜焦距为 40 cm , 计算出远场分布中, 第一极小位置为 0.212 mm 处, 据此计算在这一位置分别放置宽度为 $25, 50, 100, 200, 300, 400 \mu\text{m}$ 的滤波器产生的滤波效果, 用效率 η 来表示, (a_1, a_2) 代表滤波器的位置坐标, 对应数学模型中的积分区间. η_1 是对反位相的效率, η_2 是对同位相的效率.

由表 2 可知, 在本文仿真取值的情况下, 滤波器取 $100 \sim 200 \mu\text{m}$ 之间比较合适, 因为保证了较大的 η_2 值的同时, η_1 值相对较小, 两者差值相对较大. 如图 8, 其中实线代表同相位的滤波效率, 虚线代表反相位的滤波效率, 点划线代表两者的差值.

表 2 计算金属丝宽度对滤波效果的影响

宽度/ μm	(a_1, a_2)	$\eta_1/(\%)$	$\eta_2/(\%)$	$\eta_2 - \eta_1/(\%)$
25	(0.199 5, 0.224 5)	94.29	99.98	5.69
50	(0.187, 0.237)	88.67	99.88	11.21
100	(0.162, 0.262)	78.04	99.02	20.98
200	(0.112, 0.312)	61.26	92.68	31.42
300	(0.062, 0.362)	52.53	78.13	25.6
400	(0.012, 0.412)	50.52	57.03	6.51

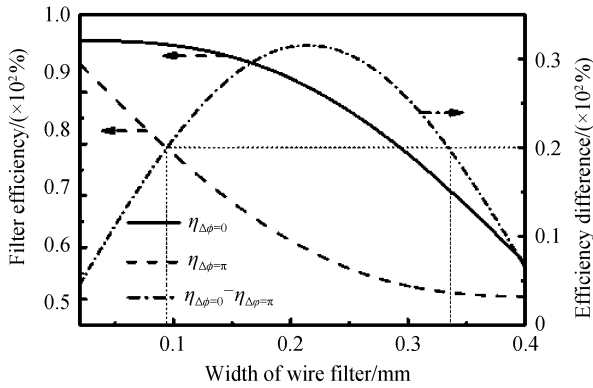


图 8 滤波器宽度差异产生滤波效果对比
Fig. 8 The comparison of different width

对于二维情况原理相同,可以直接由一维情况扩展得到,图 9 显示了空间滤波器的实验放置位置(选取同位相的模式).

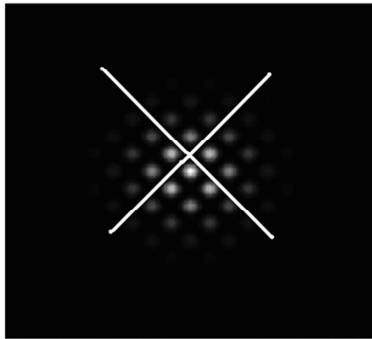


图 9 同位相远场分布,白线代表空间滤波器
Fig. 9 In-phase mode, white line represent the space filter

当宽度为 $100 \mu\text{m}$ 的滤波器放在同相位能量分布图的三个极小值位置 x 时,对其他各位相成分 ($\pi/2, 3\pi/2, \pi$) 的滤波效率如表 3. 可见,按照图 9 方式放置,即放在第一极小的位置时,滤波效果最好.

表 3 滤波器效率与放置位置的关系(二维)

效率 x	位相	0	$\pi/2$	$3\pi/2$	π
0.108 4		0.771 8	0.639 4	0.625 0	0.671 0
0.317 2		0.934 2	0.912 8	0.874 8	0.901 5
0.534		0.995 3	0.993 7	0.990 7	0.993

图 10、图 11 显示出二维相干合成情况下,滤波器放置的位置,对滤波效果的影响,在实验中,可以依据图形,选择同位相的成分和其他几种成分的效率差最大的位置放置滤波器,如图 10,同样也是同位相成分的第一极小位置.

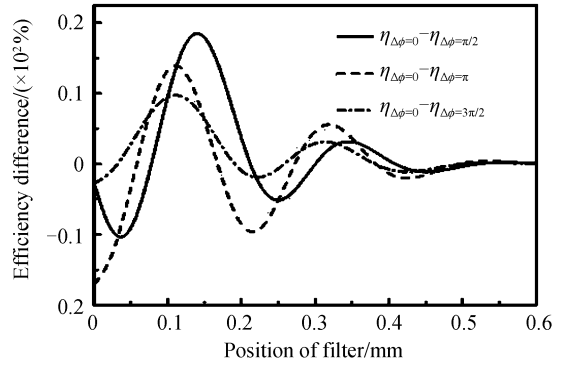


图 10 滤波效率差值与滤波器位置的关系
Fig. 10 The relationship of efficiency difference and place

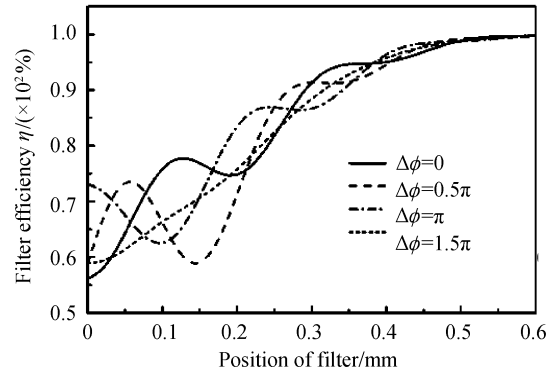


图 11 滤波效率与滤波器位置的关系
Fig. 11 The relationship of efficiency and place

二维列阵的相干合成同样存在滤波器宽度选择的问题.图 12 显示了几种相位成分在滤波器宽度取不同值时的效率,由图中的实线、短虚线、虚线、点划线四线(由上至下)分别表示,同时给出了同位相的成分与其他几种成分的滤波效率差的曲线,由图中呈抛物线形的短点划线表示,在宽度取 $100 \mu\text{m}$ 时,这个效率差最大,可见,对于本文仿真的情况,宽度取 $100 \mu\text{m}$ 是比较合理的.

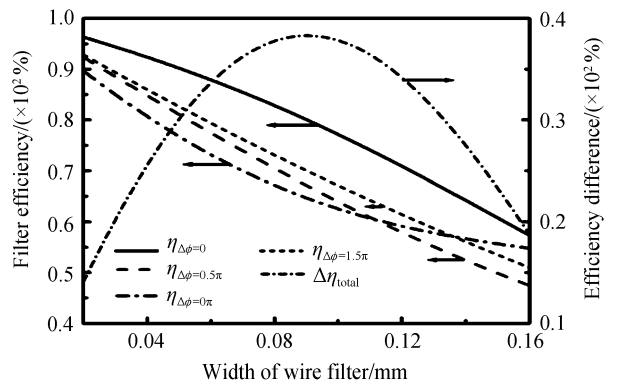


图 12 滤波器宽度差异产生滤波效果对比(二维)
Fig. 12 The comparison of different width (2-D)

4 结论

本文在自成像共焦腔的基础上,对相干合成建立了数学模型,进行了模拟仿真,获得了远场的能量分布.进而研究探讨了在远场特定位置加入空间滤波器,可以实现选择输出某一特定模式,消除其他模

式的干扰,获得良好的相干合成输出的效果.同时,研究了空间滤波器的宽度对滤波效果的影响.为实验中选择空间滤波器的宽度和其放置的位置提供了理论依据.

激光器的相干合成作为一个非常活跃的研究领域,日益引起人们的重视和关注,并开展了大量的理论和实验的研究工作.目前,激光器的相干合成还处于实验摸索阶段,但是其前景广阔,意义重大.

参考文献

- [1] SABOURDY D, KERMENE V, DESFARGES A. Coherent combining of two Nd : YAG lasers in a Vernier - Michelson-type cavity[J]. *Appl Phys B*, 2002, **75**(4-5): 503 - 507.
- [2] AMIEL A, LIRAN S, NIR D. Coherent addition of spatially incoherent light beams[J]. *Optics Express*, 2004, **12**(20): 4929-4935.
- [3] PENG Q J, SUN Z P, CHEN Y H. Efficient improvement of laser beam quality by coherent combining in an improved Michelson cavity[J]. *Optics Letters*, 2005, **30**(12): 1485-1487.
- [4] YUKO K, MASAHIRO T, KENICHI U. A coherent all-solid-state laser array using the talbot effect in a three-mirror cavity[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2000, **36**(5): 607-615.
- [5] WRAGE M, GLAS P, LEITNER M. Combined phase locking and beam shaping of a multicore fiber laser by structured mirrors[J]. *Opt Lett*, 2001, **26**(13): 980-982.
- [6] ZHOU Y, LIU L P, ETSON C, *et al.* Phase locking of a two-dimensional laser array by controlling the far-field pattern[J]. *Appl Phys Lett*, 2004, **84**(16): 3025-3027.
- [7] PENG Q, ZHOU Y, CHEN Y C. Phase locking of fibre lasers by self-imaging resonator[J]. *Elec Lett*, 2005, **41**(4): 171-172.

Calculation of Coherent Combination Based on Self-imaging Confocal resonator

JIN Ruo-nan^{1,2}, XU Zi-chao^{1,2}, SONG Xing-liang^{1,2}, ZHOU Yi¹, LIU L P^{3,4}, CHEN Y C⁴

(1 Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

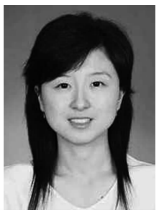
(2 Academy of Opto-electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100085, China)

(3 Department of Physics and Astronomy, Hunter College and the Graduate School, New York NY 10065, USA)

(4 The City University of New York, New York NY 10065, USA)

Abstract: The mode of coherent combination of laser arrays is set up based on self-imaging confocal resonator. One-dimensional coherent combination and two-dimensional coherent combination are calculated and the intensity distribution of the field is obtained. Spatial filter used for mode selection is studied. Besides, the effect of the place and the width of the special filter on the coherent combination is analyzed, which gives the basis to the experiment.

Key words: Coherent combination; Mode selection; Self-imaging confocal resonator; Spatial filter



JIN Ruo-nan was born in 1983. She received her B. S. degree in 2006 from Beijing University of Technology. Now she is studying at Academy of opto-electronics, Chinese Academy of Science for M. S. degree.