

多波长激光主动式相干合成理论初探*

韩凯† 许晓军 周朴 马阎星 王小林 刘泽金

(国防科技大学光电科学与工程学院,长沙 410073)

(2010年8月21日收到;2010年9月13日收到修改稿)

本文从相干合成的基本原理出发,建立计算模型,通过对多波长两路相干合成实例的仿真计算,得到了多波长两路相干合成效果的预测公式;在多波长相干合成中光程差至关重要,按照能否进一步通过主动控制,获得好的合成效果,可将光程差划分为可控区和不可控区两类,只有当光程差处于可控区时,才能进一步通过主动控制获得好的合成效果;在光程差任取的情况下,光程差处于可控区,能够通过主动控制获得好的合成效果的概率与光谱结构紧密相关,近似随着波长数目的增多成反比减少.对于多波长相干合成可采取复合控制的方式,先利用大光程控制器件将光程差控制在可控区,然后进一步采用光程精控器件实现锁相.

关键词: 光纤激光, 多波长相干合成, 光程差

PACS: 42.25.Kb, 42.62.-b, 42.55.Wd

1. 引言

光纤激光器具有功率高、体积小、结构紧凑、光束质量好等优点,是高功率激光器小型化、全固化的重要发展方向^[1,2].由于受到热效应、非线性效应等因素的影响,单路单模光纤激光器的输出功率有限,不可能无限提升^[1,2].为了达到高的激光输出功率和近衍射极限的光束质量,相干合成应运而生,并且很快成为国内外的研究热点^[3-7].

相干合成基于干涉效应实现光场的相干叠加,传统上认为发生干涉现象必须要满足单频、单偏振、各路间的相位差恒定三个条件^[8].因此,在传统的主动式 MOPA(master oscillator power amplifier)结构相干合成系统中,大都采用单频、单偏振的激光作为种子源,对各路光束进行锁相控制实现相干合成^[4-6].然而单频的光纤激光器/放大器会受到受激布里渊散射(SBS)非线性效应的影响,输出功率受到限制.理论计算结果表明,受热效应和非线性效应的限制非单频的单模光纤激光的极限输出功率约为 36 kW,而单频光纤激光的极限输出功率约为 1.8 kW^[9].种子源采用宽谱线激光或多波长激

光是抑制非线性效应、提高光纤放大器输出功率的有效手段.例如在双波长光纤激光器中,两个波长的光频差为两倍的布里渊频移时,其 SBS 的阈值提高为单波长时的两倍^[10].如果采用宽谱线激光或多波长激光作为 MOPA 结构的种子源,并且能成功实现多路放大器的相干合成,那么 MOPA 结构光纤激光相干合成系统有望获得更高功率输出,这对于高功率光纤激光相干合成技术具有重要意义.

事实上,基于 MOPA 结构的宽谱线、多波长激光的相干合成在业内受到了极大地关注,已有关于宽谱线、多波长相干合成实验方面的报道,特别是 2009 年 Zhou 等^[7]从实验上说明了双波长光纤激光用于相干合成的可行性,为相干合成技术提供了一种全新的认识^[7].可惜报道中均未给出系统的理论解释.本文从相干合成的基本原理出发,建立计算模型,通过多波长两路相干合成实例的仿真计算,对多波长相干合成的可行性、波长数目的影响以及控制策略做一些探讨.

2. 计算模型

在多波长主动式相干合成中,主振荡器(种子源)发出的光束包含多个频率成分,以 $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_N$

* 国防科技大学优秀研究生创新基金(批准号:S090701)资助的课题.

† E-mail: hankai0071@126.com

描述,中心频率记为 ν_0 , 频率为 ν_n 的成分的相对强度系数表示为 $a(\nu_n)$, 若各个频率成分的数量均相等则表示为 $a(\nu_n) = 1 (n = 1, 2, \dots, N)$. 种子光经过分束器后均分为 M 路并放大, 每一路中均含有 N 个频率成分. M 路光束通过准直器输出后, 在远场

相干叠加. 假设各路中对各个频率成分的放大倍数均相同, 这样远场合成光束中频率为 ν_n 的成分的相对强度系数仍然可用 $a(\nu_n)$ 表示. 图 1 是一个典型的基于 SPGD 算法的多波长多路主动式 MOPA 结构相干合成的示意图.

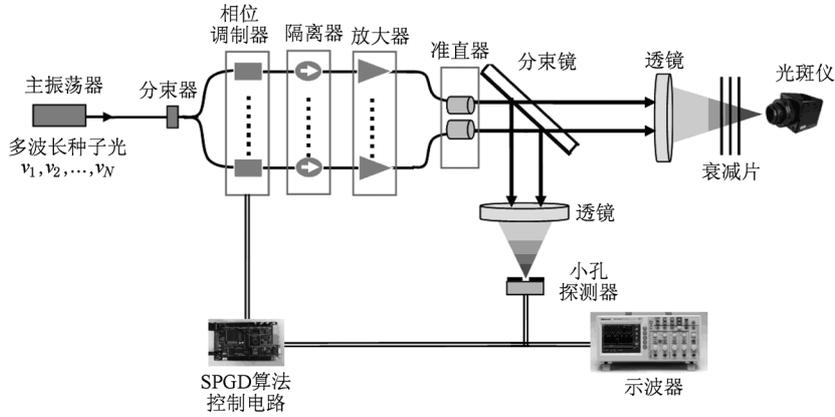


图 1 多波长主动式相干合成系统结构

假设各路出射的光束为基模高斯光束, 这样第 m 路中第 n 个频率成分 ν_n 的复振幅可以表示为

$$E_{m,\nu_n}(x,y) = \sqrt{a(\nu_n)} \cdot \frac{\omega_0}{\omega_{\nu_n}(Z)} \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_m)^2 + (y-y_m)^2}{\omega_{\nu_n}^2(Z)}\right) \times \exp\left\{-j \cdot \left[\frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_n \cdot \left(Z + l_m + \frac{(x-x_m)^2 + (y-y_m)^2}{2R_{\nu_n}(Z)}\right) - \varphi_{0\nu_n} + \varphi'_{m,\nu_n}\right]\right\}, \quad (1)$$

其中, $\sqrt{a(\nu_n)}$ 代表频率为 ν_n 的频率成分的相对强度系数; $Z + l_m$ 代表第 m 路中的光束经历的总光程, Z 为光束从准直系统出射后在空间自由传播的光程, l_m 为光束在各放大链路中经历的光程 ($Z \gg l_m$); ω_0 表示高斯光束的腰斑半径; 相应的 $\omega_{\nu_n}(Z) = \omega_0 \cdot \sqrt{1 + (Z/Z_{0\nu_n})^2}$ 表示第 m 路中频率为 ν_n 的频率成分在观察面上的半径; $R_{\nu_n}(Z) = Z + Z_{0\nu_n}^2/Z$ 表示第 m 路中频率为 ν_n 的频率成分在观察面上的波前曲率半径; $Z_{0\nu_n}$ 为频率为 ν_n 的频率成分的瑞利长度 $Z_{0\nu_n} = \pi \cdot \nu_n \cdot \omega_0^2/c$, c 为光速; $\varphi_{0\nu_n} = \tan^{-1}(Z/Z_{0\nu_n})$ 表示附加相移; φ'_{m,ν_n} 为第 m 路中频率为 ν_n 的频率成分的相位噪声; (x, y) 为观察平面上的坐标, (x_m, y_m) 为出射平面上第 m 路光束中心的坐标.

相干合成本质上是由于光束的干涉效应引起光场能量的重新分布. 通常认为各路光束中同频率的成分相干叠加, 不同频率的成分非相干叠加^[8]. 这样, 在观察平面上合成光束中频率为 ν_n 的频率成分的复振幅便表示为

$$E_{\nu_n}(x,y) = \sum_{m=1}^M E_{m,\nu_n}(x,y), \quad (2)$$

ν_n 频率成分的光强

$$I_{\nu_n}(x,y) = E_{\nu_n}(x,y) \times E_{\nu_n}^*(x,y), \quad (3)$$

观察平面处合成光束的总强度为各个频率成分的光强之和^[8]

$$I(x,y) = \sum_{n=1}^N I_{\nu_n}(x,y). \quad (4)$$

在一个 N 波长 M 路 MOPA 结构的主动式相干合成系统中, 合成光束的强度分布便由(1)—(4)式表示, 得到了合成光束的强度分布 $I(x,y)$ 后, 便可以很方便的得到光斑可见度和相对桶中功率, 并用它们来衡量相干合成的效果. 在相干合成系统中, 各路光束在远场叠加, 在观察平面上形成一定的干涉图样, 但由于相位噪声的存在, 干涉图样并不稳定, 随时间无规则的漂移. 在各种主动式相干合成系统中, 直接或间接的探测到这种漂移, 通过一定的反馈控制机理改变各路间的光程差, 以补偿相位噪声, 形成长曝光下稳定的相干增强的干涉图样,

提高了远场的桶中功率. 因此, 各路光束在远场形成短曝光下一定可见度的干涉图样是进行主动控制的前提, 如果在短曝光情况下观察面上一片模糊, 即使进行主动控制也很难使桶中功率有显著提高. 可以认为短曝光下的光斑可见度决定了主动控制后能够达到的相干合成的效果.

$$\text{光斑可见度定义为 } \text{vis} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (5)$$

$\text{vis} \leq 1$, vis 越接近 1 意味着干涉现象越明显, 主动控制越容易, 经过控制后得到的相干合成效果越好.

桶中功率由下式定义:

$$p = \iint_{x^2+y^2 < r^2} I(x, y) dx dy, \quad (6)$$

式中桶的半径 r 取为远场中央主瓣半径的四分之一, 桶中功率描述了远场的能量集中度, 能够有效地反映相干合成的效果^[11]. 相应的定义相对桶中功率

$$\text{RP} = \frac{p}{p_{\text{ideal}}}, \quad (7)$$

其中 p_{ideal} 为理想情况下的桶中功率, 即各路之间的光程完全相等 ($z_1 + l_1 = z_2 + l_2 = \dots = z_M + l_M$), 且不存在相位噪声的情况下的桶中功率值. 这样 $\text{RP} \leq 1$, 能更直观的反应相干合成的效果, RP 值越接近 1 意味着相干合成效果越好.

3. 仿真计算与分析

对于一般的宽谱光源可以认为其光谱是由若干个等频率间隔的纵模构成的, 研究各频率成分等间隔分布、两路 ($M=2$) 相干合成这种简单情形下, 各路间的光程差与远场条纹可见度、相对桶中功率

之间的关系, 既有一定的普遍意义又能帮助理解多波长相干合成的物理机理.

3.1. 简化模型

设各频率成分的频率间隔为 $d\nu$, 中心频率为 ν_0 , 则各频率成分可以表示为

$$\begin{aligned} \nu_n &= \nu_0 - (N-1)/2 \times d\nu + (n-1) \times d\nu \\ &= \nu_0 + [n - (N+1)/2] \times d\nu, \end{aligned} \quad (8)$$

设各频率成分的强度相等, 即 $a(\nu_1) = a(\nu_2) = \dots = a(\nu_N) = 1$, 简化起见, 忽略光场的空间分布, 第 m 路中第 n 个频率成分 ν_n 在远场中心的复振幅简化为

$$\begin{aligned} E_{m, \nu_n} &= \exp\left(-j \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_n \cdot l_m + \Phi_m\right)\right), \\ &(m = 1, 2), \end{aligned} \quad (9)$$

相移主要有两部分, 与光程相关的相移 $\frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_n \cdot l_m$ 和与光程无关的相移 Φ_m (包括相位噪声), 在主动相干合成系统中, 通过控制 l_m 可将相位 Φ_m 近似调整为 2π 的整数倍. 因此, 在描述主动控制后远场中心的复振幅时, 可以将(9)式进一步简化为

$$\begin{aligned} E_{m, \nu_n} &= \exp\left(-j \cdot \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_n \cdot l_m\right), \\ &(m = 1, 2). \end{aligned} \quad (10)$$

在上述假设简化下, 远场中心的光强便可表示为

$$\begin{aligned} I &= \sum_{n=1}^N I_{\nu_n} \\ &= \sum_{n=1}^N (E_{1, \nu_n} + E_{2, \nu_n}) \\ &\quad \times (E_{1, \nu_n} + E_{2, \nu_n})^*. \end{aligned} \quad (11)$$

将(10)式代入(11)式得到

$$\begin{aligned} I &= \sum_{n=1}^N \left(\exp\left(-j \cdot \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_n \cdot l_1\right) + \exp\left(-j \cdot \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_n \cdot l_2\right) \right) \\ &\quad \times \left(\exp\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_n \cdot l_1\right) + \exp\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_n \cdot l_2\right) \right). \end{aligned} \quad (12)$$

令 $l_1 - l_2 = \Delta l$, 并将(8)式代入(12)式得到

$$\begin{aligned} I &= 2 \cdot N + \sum_{n=1}^N \exp\left(-j \cdot \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_n \cdot \Delta l\right) + \sum_{n=1}^N \exp\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_n \cdot \Delta l\right) \\ &= 2 \cdot N + \exp\left(-j \cdot \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_0 \cdot \Delta l\right) \times \sum_{n=1}^N \exp\left(-j \cdot \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \left(n - \frac{N+1}{2}\right) \cdot d\nu \cdot \Delta l\right) + \text{C. C.} \\ &= 2 \cdot N + \exp\left(-j \cdot \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_0 \cdot \Delta l\right) \times \frac{\exp\left(j \cdot \frac{\pi}{c} \cdot N \cdot d\nu \cdot \Delta l\right) - \exp\left(-j \cdot \frac{\pi}{c} \cdot N \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)}{\exp\left(j \cdot \frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right) - \exp\left(-j \cdot \frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)} + \text{C. C.} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= 2 \cdot N + \frac{\sin\left(N \cdot \frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)} \cdot \exp\left(-j \cdot \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_0 \cdot \Delta l\right) + \text{C. C.} \\
 &= 2 \cdot \left(N + \frac{\sin\left(N \cdot \frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)} \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \nu_0 \cdot \Delta l\right) \right), \tag{13}
 \end{aligned}$$

其中, C. C. 表示复共轭. (13) 式表明在多波长两路相干合成系统中, 远场中心光强随光程差的变化除了以余弦函数形式的“高频”振荡之外, 还受到一个

缓变函数 $\frac{\sin\left(N \cdot \frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)}$ 的调制. 这是不同于

单波长两路干涉的特点. 另外, 在某一光程差 Δl 下, 干涉增强的地方的光强表示为

$$I_{\max} = 2 \cdot \left(N + \left| \frac{\sin\left(N \cdot \frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)} \right| \right), \tag{14}$$

干涉相消的位置的光强表示为

$$I_{\min} = 2 \cdot \left(N - \left| \frac{\sin\left(N \cdot \frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)} \right| \right). \tag{15}$$

这样, 根据(5)式便得到了多波长两路合成的条纹可见度的近似公式

$$\text{vis} = \left| \frac{\sin\left(N \cdot \frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)}{N \cdot \sin\left(\frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \Delta l\right)} \right|. \tag{16}$$

在给定光程差 Δl 下便可以很方便的根据(16)式计算各频率等间隔分布、两路相干合成情况下远场的条纹可见度, 由(16)式还可以看出, 多波长两路合成的条纹可见度是光程差的周期函数, 周期为 $c/d\nu$.

另外, 在两路合成的情况下, 远场形成一维周期分布的干涉条纹, 在理想的干涉情况下, 远场条纹可见度为 1, 同时相对桶中功率值为 1; 在干涉效果不尽理想的情况下, 相对桶中功率值下降为 RP, 可以近似认为远场中央主瓣下降的光强 $1 - \text{RP}$ 分布到了相邻的干涉暗条纹处. 此时的条纹可见度近似为

$$\begin{aligned}
 \text{vis} &= \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \approx \frac{\text{RP} - (1 - \text{RP})}{\text{RP} + (1 - \text{RP})} \\
 &= 2 \cdot \text{RP} - 1. \tag{17}
 \end{aligned}$$

这说明在两路合成的情况下, 条纹可见度 vis 与

对桶中功率 RP 值之间是有一定联系的, 二者近似服从的(17)式描述的关系.

3. 2. 计算实例

为了验证(16)式与(17)式的可靠性, 以及进一步分析决定两路相干合成效果的因素, 分别对双波长两路、九波长两路相干合成系统这两个具体实例进行计算. 在双波长两路 ($N = 2, M = 2$) 主动式相干合成实例中, 设两个频率成分 $\nu_1 = 2.82 \times 10^{14} \text{ Hz}$, $\nu_2 = 2.77 \times 10^{14} \text{ Hz}$, 相应的波长为 $\lambda_1 = 1064 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1083 \text{ nm}$; 设两个频率成分强度相等, 即 $a(\nu_1) = a(\nu_2) = 1$; z 取 10 km; ω_0 取 3.5 mm; 相应的计算得到 $Z_{0\nu_n}, \omega_{\nu_n}(Z), R_{\nu_n}(Z), \varphi_{0\nu_n}, r$; 相位噪声 φ'_{m,ν_n} 随机取得, 两路光束中心的坐标分别取为 (2 cm, 0) 和 (-2 cm, 0). 在九波长两路 ($N = 9, M = 2$) 主动式相干合成实例中, 设中心频率 $\nu_0 = 2.82 \times 10^{14} \text{ Hz}$; 九个频率的间隔 $d\nu$ 与受激布里渊频移在同一量级, 取值为 3 GHz; 九个频率成分强度相等, 即 $a(\nu_1) = a(\nu_2) = \dots = a(\nu_9) = 1$; z 同样取 10 km; ω_0 同样取 3.5 mm; 同样计算得到 $Z_{0\nu_n}, \omega_{\nu_n}(Z), R_{\nu_n}(Z), \varphi_{0\nu_n}, r$ 等参数; 相位噪声 φ'_{m,ν_n} 随机取得, 两路光束中心的坐标同样取为 (2 cm, 0) 和 (-2 cm, 0), 两个实例的光谱分别如图 2 (a), (b) 所示, 近场光场分布均如图 3 所示.

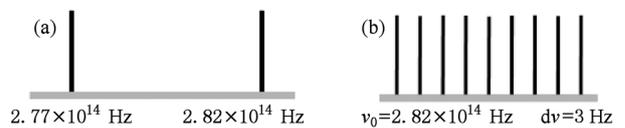


图 2 两个实例的光谱 (a) 双波长两路实例的光谱; (b) 九波长两路实例的光谱

定义两路之间的光程差为 $\Delta l = l_1 - l_2$. 事实上, 相干合成是基于干涉效应, 由(2)式可以看出合成后的光强分布只与两路之间的光程差 Δl 有关, 而与 l_1, l_2 的具体值无关. 在上述参数值下, 根据(1)–(4)式便可计算得到远场的光强分布. 进一步采用

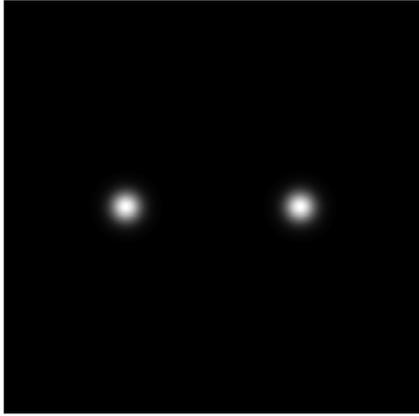


图3 两个实例的近场光场分布

SPGD 算法,对光程 l_1, l_2 进行优化控制,以期得到好的相干合成效果. 在迭代控制中以远场相对桶中功率值作为评价函数 $J(l_1, l_2) = RP$,每次迭代对光程 (l_1, l_2) 进行扰动优化,将改进的光程值 (l_1, l_2) 代入(1)–(4)式得到远场光斑分布,然后根据(6)式计算得到评价函数 $J(l_1, l_2)$,这样反复迭代,对光程 (l_1, l_2) 进行反复的扰动优化,使评价函数向着增大的方向收敛,经过有限次迭代便可得到评价函数的最优值和主动控制后的远场光斑图样^[6]. 值得注意的是在实际的相干合成系统中,采用 LiNbO_3 晶体作为相位调制器,通过对 LiNbO_3 晶体施加扰动电压,

实现对光程的优化控制(光程的改变量与电压近似成正比关系). 通常来说,对光程的控制量十分有限,在亚微米量级,控制后的光程差 Δl 变化也在亚微米量级. 在用 SPGD 算法根据(1)–(4)式对两个实例进行仿真计算的时候,控制参数选取贴近实际情况. 在不同的光程差 Δl 下,根据(1)–(4)式采用 SPGD 算法进行优化控制,便可得到控制后的相对桶中功率 RP 值和条纹可见度 vis. 图 4(a), (b) 分别给出了两波长相干合成实例和九波长相干合成实例主动控制后,远场可以达到的条纹可见度.

图 4(a) 和 (b) 中横坐标代表两路之间的光程差 Δl ,纵坐标为可见度. 曲线 1 表示根据(17)式,由控制后得到的相对桶中功率值估计出的条纹可见度;曲线 2 是根据(1)–(5)式,对 SPGD 算法优化控制后的光场分布进行计算得到的条纹可见度;曲线 3 表示根据简化模型(16)式计算出的条纹可见度.

由图 4(a) 和 (b) 可以看出在两个实例中,根据简化模型(16)式计算出的条纹可见度与 SPGD 算法优化控制后能够得到的远场条纹可见度基本一致;条纹可见度 vis 与相对桶中功率 RP 值之间的近似关系(17)式也基本成立($2 \cdot RP - 1$ 稍大于 vis). 这样,在多波长两路相干合成系统中,由两路之间的光程差便可根据(16)式预测出控制后,远场条纹可

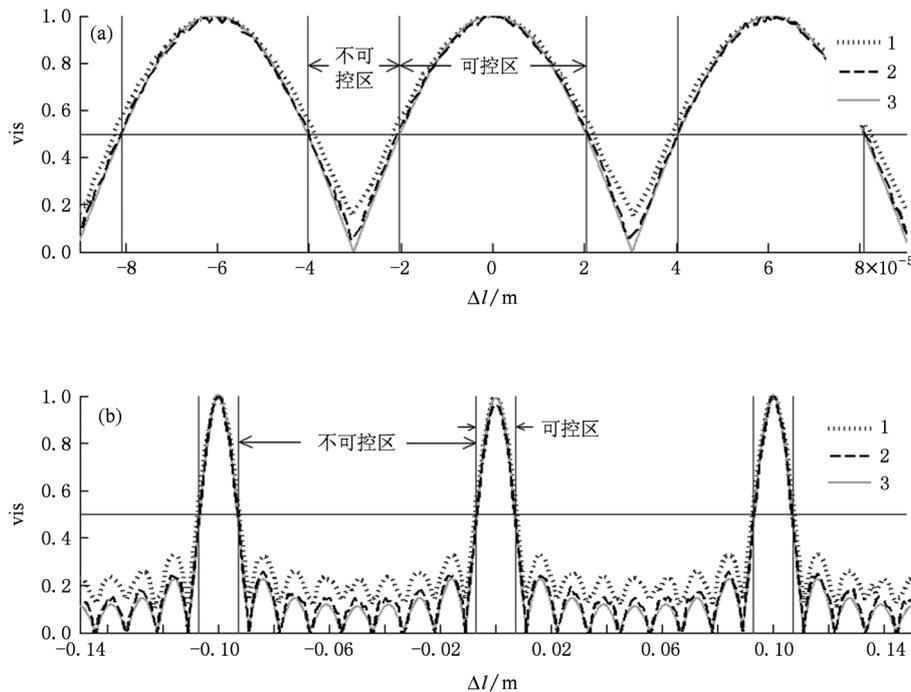


图4 条纹可见度随光程差的变化曲线 (a) 两波长合成实例; (b) 九波长合成实例

见度能够达到的水平;根据(17)式便可预测控制后,相对桶中功率能够达到的水平.

3.3. 合成效果分析

在单波长主动式相干合成系统中,光束的时间相干性很好,即使各路之间存在较大的光程差,远场仍然可以形成可见度较高的干涉条纹,只是由于相位噪声的存在,干涉条纹并不稳定,通过对光程差 Δl 进行控制,将主瓣锁定在固定位置,形成长曝光下稳定的相干增强的干涉图样,提高远场的桶中功率. 但在多波长主动式相干合成系统中,光束的相干性变差,不同频率分量在远场强度叠加,可能在某些光程差下,不同频率分量的干涉图样“错位”叠加,使远场图样的可见度降低. 值得注意的是,在主动式系统中对光程的控制量仅仅在亚微米量级,虽然足以消除相位噪声的影响,但无法提高远场干涉图样的可见度. 这样即使通过主动控制消除了相位噪声的影响,使干涉图样稳定,仍然无法获得较高的桶中功率,实现好的合成效果. 因此在多波长相干合成系统中能否通过主动控制得到好的合成效果主要取决于远场干涉图样的可见度,也就是初始光程差 Δl 的大小. 特别的,在多波长两路相干合成系统中,远场图样可见度与光程差满足(16)式的关系.

由图4(a)和(b)可以直观的看出,多波长两路合成的条纹可见度是光程差的周期函数. 若以条纹可见度 $\text{vis} = \text{vis}_0$ 为界判定干涉条纹的清晰与否,可将光程差 Δl 划分为可控区和不可控区两类,如图4(a)和(b). 当 Δl 处于可控区时,条纹可见度大于 vis_0 ,观察平面上的条纹比较清晰,较容易进行主动控制获得好的合成效果; Δl 处于不可控区时,条纹可见度小于 vis_0 ,观察平面上的条纹比较模糊,难以通过主动控制获得好的合成效果. 设可控区的宽度为 w_1 ,不可控区的宽度为 w_2 ,那么 $w_1 + w_2$ 便为可控区与不可控区交替出现的周期. 如果任意取一光程差 Δl 的值,它处于可控区的概率设为 pro . 则有

$$\text{pro} = \frac{w_1}{w_1 + w_2}. \quad (18)$$

事实上,根据(16)式很容易得出可见度函数的周期为 $c/d\nu$. 在条纹可见度为 vis_0 的判据下,根据(16)式则有

$$\text{vis}_0 = \left| \frac{\sin\left(N \cdot \frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \frac{w_1}{2}\right)}{N \cdot \sin\left(\frac{\pi}{c} \cdot d\nu \cdot \frac{w_1}{2}\right)} \right|. \quad (19)$$

这样便可以解出 w_1 的值. 特别的,当 N 不是特别小时,可以用 $2 \cdot (1 - \text{vis}_0) \cdot c/d\nu$ 作为 w_1 的近似值. $2 \cdot (1 - \text{vis}_0) \cdot c/d\nu$ 略小于 w_1 ,其中 $d\nu = (N - 1) \cdot d\nu$,为整个光谱的宽度. 因此,当 N 不是特别小时,在条纹可见度为 vis_0 的判据下,利用(16)式可将(18)式,进一步化为

$$\begin{aligned} \text{pro} &= \frac{w_1}{w_1 + w_2} \approx \frac{2 \cdot (1 - \text{vis}_0) \cdot c/d\nu}{c/d\nu} \\ &= 2 \cdot (1 - \text{vis}_0) \cdot \frac{d\nu}{\Delta\nu} = \frac{2 \cdot (1 - \text{vis}_0)}{N - 1}. \end{aligned} \quad (20)$$

这样,当 N 不是特别小时,可用(20)式来估计随机任取光程差处于可控区的概率,虽然用(20)式估计出的概率略小于真实值,但用(20)式进行估算十分简便,且随着 N 的增大,(20)式给出的估计值越来越接近于真实值.

从图4(a)可以看出,在双波长两路合成系统中,以 $\text{vis}_0 = 0.5$ 为判据,可控区的宽度 w_1 明显大于不可控区的宽度 w_2 . 根据(16)式容易求得可控区宽度 $w_1 = 4.05 \times 10^{-5} \text{ m}$;周期 $w_1 + w_2 = c/d\nu = 6.06 \times 10^{-5} \text{ m}$,据(18)式便可求的光程差处于可控区,条纹可见度大于 0.5 的概率 $\text{pro} = \frac{w_1}{w_1 + w_2} = \frac{4.05 \times 10^{-5} \text{ m}}{6.06 \times 10^{-5} \text{ m}} = 0.668$. 这说明双波长光束仍然具有很好的相干性,在相干合成中很容易获得好的合成效果,这与文献[7]中的实验结果相符合. 在九波长两路合成的系统中,以 $\text{vis}_0 = 0.5$ 为判据,据(20)式求的光程差处于可控区,条纹可见度大于 0.5 的概率 $\text{pro} = \frac{2 \cdot (1 - \text{vis}_0)}{N - 1} = \frac{2 \cdot (1 - 0.5)}{9 - 1} = 0.125$. 当光束中的波长数目增加为九个波长时,用于相干合成的难度增大,但仍有机会获得好的合成效果.

为了验证(18)式和(20)式的可靠性,在上述两个实例中,随机任取大量(5000个)的光程差 Δl 的值,采用SPGD优化控制算法对其进行主动控制,以相对桶中功率 RP 值和条纹可见度 vis 来衡量控制后的合成效果,以 $\text{vis}_0 = 0.5$ 为判据来区分可控区与不可控区. 在双波长两路合成实例中,通过(1)–(5)式的仿真计算,条纹可见度大于 0.5 的概率为 0.671;根据(17)式,条纹可见度为 0.5 时,近似对应于相对桶中功率为 0.75 的情形,通过(1)–(5)式的仿真计算,相对桶中功率 RP 值可以收敛到 0.75 以上的概率为 0.702. 图5给出了对其中 100

个随机 Δl 值进行控制的情况,图 5 中点划线标记了 $RP = 0.75$,虚线标记了非相干合成时的情形 $RP = 0.5$. 由图 5 可以看出相对桶中功率 RP 值随着迭代步数的增加不断收敛,70.2% 的情况下 RP 值的收敛极限可以大于 0.75;光程差 Δl 在所有随机取值下,主动控制后, RP 值都会高于非相干合成时的情形.

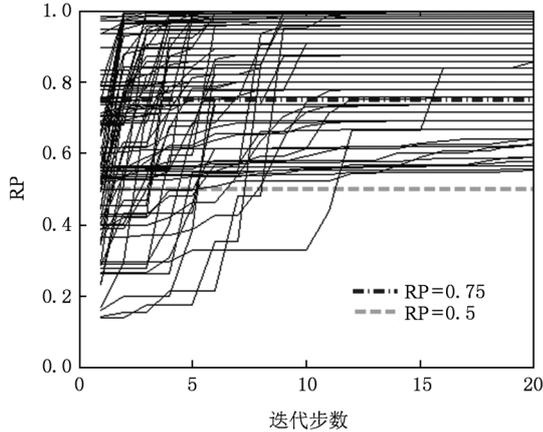


图 5 双波长两路系统中不同光程差下 RP 值的迭代收敛情况

同样,在九波长两路合成实例中,通过(1)—(5)式的仿真计算,条纹可见度大于 0.5 的概率为 0.140;相对桶中功率 RP 值可以收敛到 0.75 以上的概率为 0.152. 图 6 给出了对其中 100 个随机 Δl 值进行控制的情况,图中点划线标记了 $RP = 0.75$,虚线标记了非相干合成时的情形 $RP = 0.5$,15.2% 的情况下 RP 值的收敛极限可以大于 0.75;光程差 Δl 几乎在所有随机取值下,主动控制后, RP 值都会高于非相干合成时的情形.

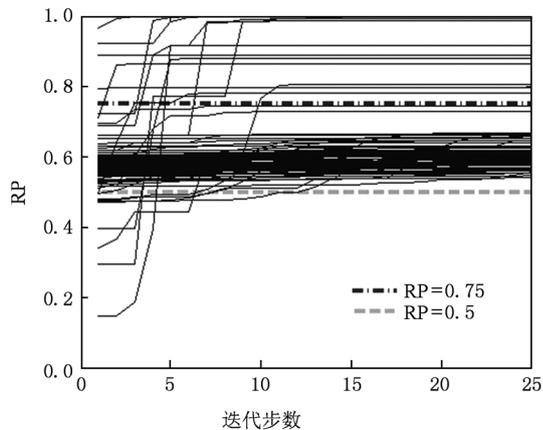


图 6 九波长两路实例中不同光程差下 RP 值的迭代收敛情况

在多波长两路相干合成中,仿真计算不同波

长数目(N)下,光程差随机任取,主动控制后,远场条纹可见度能够大于 0.5 的概率和相对桶中功率能够大于 0.75 的概率,如图 7 所示.

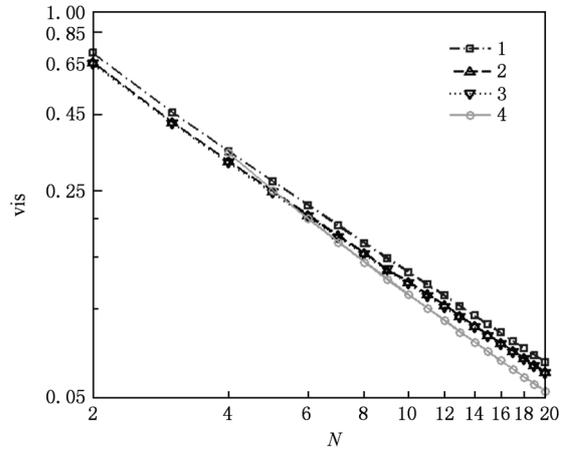


图 7 不同波长数目(N)下的概率仿真值和估算值

图 7 给出了不同波长数目的两路相干合成中,光程差任取的情况下,条纹可见度能够大于 0.5 的概率仿真值、相对桶中功率能够大于 0.75 的概率仿真值以及根据(18)式、(20)式得到的估算值. 图中横纵坐标均采用对数坐标,分别代表波长数目 N 和概率值,曲线 1 代表主动控制后相对桶中功率能够大于 0.75 的仿真概率值;曲线 2 代表主动控制后条纹可见度能够大于 0.5 的仿真概率值;曲线 3 代表(18)式给出的估计值;曲线 4 代表(20)式给出的估计值(只有当 N 不是特别小时(20)式才成立). 通过图 7 可以看出,主动控制后,条纹可见度大于 0.5 的概率略小于相对桶中功率大于 0.75 的概率,但两者相差并不大,(17)式描述的条纹可见度与相对桶中功率之间的关系是比较比较可靠的;用(18)式和(20)式计算得到的光程差处于可控区,可以进一步通过主动控制获得好的合成效果的概率(曲线 3,4)略小于仿真结果给出的概率(曲线 2),但总体而言估计值和仿真值还算比较一致,而且随着 N 的增大估算值和仿真值越来越接近. 从图 7 中还可以看出,随着波长数目的增多,取得好的合成效果的概率近似与波长数目成反比下降. 这样,一方面可以很方便的应用(16)式估算出多波长两路相干合成主动控制后远场条纹可见度能到达的水平,进一步根据近似式(17)式估计出主动控制后相对桶中功率能够达到的水平;另一方面,在光程差随机任取的情况下,依据(18)式和(20)式估算出多波长两路相

干合成能够获得比较好的合成效果的概率. 虽然这样的估算比实际情况略显保守,但简单易行,只需口算即可,仍然具有一定的实用价值.

从(20)式可以看出,在多波长相干合成系统中,频率成分不是特别少的情况下,各频率之间的间隔 $d\nu$ 不变,整个光谱的宽度 $\Delta\nu$ 越大,则可控区越小,随机任取的光程差处于可控区,能够通过主动控制获得好的合成效果的概率 pro 越小;整个光谱的宽度 $\Delta\nu$ 不变,各频率之间的间隔 $d\nu$ 越小,谱线排布越密,可控区出现的周期越大,随机任取的光程差处于可控区,能够通过主动控制获得好的合成效果的概率 pro 越小;随机任取的光程差处于可控区,能够通过主动控制获得好的合成效果的概率 pro 近似与波长数目减一成反比. 这为多波长两路的相干合成能否获得好的合成效果提供了一种简便、有效地估计. 这样,在种子光源光谱分布既定的情况下,多波长相干合成系统要获得好的合成效果,可以采用光纤延迟线(ODL)等大光程控制器件,将初始光程差控制在可控区中,控制量程要在可控区出现周期($c/d\nu$)的水平,光谱中各频率成分间隔越小($d\nu$ 越小),对控制量程的要求越高;控制残差要在可控区大小($2 \cdot (1 - \text{vis}_0) \cdot c/\Delta\nu$)的水平,光谱越宽($\Delta\nu$ 越大),对控制精度要求越高;大量程控制的控制速度要快于光谱显著变化的速度,光谱稳定性越差,对控制速度要求越高.

4. 结 论

依据多波长相干合成的基本理论模型和 SPGD 优化算法,结合两波长两路、九波长两路的具体实例分析了多波长相干合成的效果. 在多波长两路相干合成中,通过简化模型提出了描述远场条纹可见度的(16)式,得到了条纹可见度与相对桶中功率的近似关系式(17);在光程差确定的情况下,可以依据(16)式和(17)式方便、准确的估计相干合成能够达到的效果;根据相干合成的效果,可将光程差划分为可控区和不可控区两类,只有当光程差处于可控区时,才能进一步通过主动控制获得好的合成效果,可控区与不可控区交替出现,重复周期与各个波长的频率间隔成反比,可控区宽度近似与总光谱宽度成反比;讨论了在光程差任取的情况下,通过主动控制能够获得好的合成效果的概率,这个概率可近似使用(18)式和(20)式描述,近似随着频率数目的增多成反比减小. 因此,在多波长相干合成中可以采用复合控制方式,先利用大光程控制器件将光程差控制在可控区,然后进一步采用光程精控器件实现锁相,这样便可以在多波长相干合成中获得好的合成效果. 其中,大光程控制的量程要在可控区出现周期($c/d\nu$)的水平,控制残差要在可控区大小($2 \cdot (1 - \text{vis}_0) \cdot c/\Delta\nu$)的水平,控制速度要快于光谱显著变化的速度.

- [1] Lou Q H 2010 *High-power Fiber Laser and Its Applications* (Hefei: University of Science and Technology of China Press) pp18—30 (in Chinese) [楼祺洪 2010 高功率光纤激光器及其应用(合肥:中国科学技术大学出版社)第18—30页]
- [2] Galvanauskas A 2004 *Optics & Photonics News* **15** 42
- [3] Du X W 2001 *Engineering Science* **3** 21 (in Chinese) [杜祥琬 2001 中国工程科学 **3** 21]
- [4] Xi R, Hou J, Jiang Z F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 853 (in Chinese) [肖 瑞、侯 静、姜宗福 2008 物理学报 **57** 853]
- [5] Chen Z L, Zhou P, Xu X J, Hou J, Jiang Z F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3588 (in Chinese) [陈子伦、周 朴、许晓军、侯 静、姜宗福 2008 物理学报 **57** 3588]
- [6] Zhou P, Liu Z, Wang X 2009 *Applied Physics Letters* **94** 231106
- [7] Zhou P, Ma Y, Wang X 2009 *Optics Letters* **34** 2939
- [8] Born M, Wolf E 1999 *Principles of Optics* (New York: Cambridge University Press) pp286
- [9] Dawson J W, Messerly M J, Beach R J 2008 *Optics Express* **16** 13241
- [10] Dajani I, Zeringue C, Shay T 2009 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron* **15** 406
- [11] Zhou P, Liu Z, Xu X 2009 *Optics and Laser Technology* **41** 268

Preliminary theoretical analysis of multi-wavelength laser active coherent beam combination *

Han Kai[†] Xu Xiao-Jun Zhou Pu Ma Yan-Xing Wang Xiao-Lin Liu Ze-Jin

(College of Optoelectric Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 21 August 2010; revised manuscript received 13 September 2010)

Abstract

In active coherent beam combination (CBC), a single-frequency seed laser is often considered to be indispensable for improving the spatial coherence property and obtaining high brightness in the far field. Nevertheless, the single-frequency radiation restricts the output power of coherently combined fiber amplifiers, owing to low stimulated Brillouin scattering (SBS) threshold. The seed laser oscillating at different frequencies proves to have the potential in mitigating SBS effects in fiber amplifiers, and therefore it is able to increase the emission power of CBC greatly. In this study, the basic mathematical model is founded on the basis of the fundamentals of CBC, and the multi-wavelength two-channel CBC estimation formula is proposed on the calculation of some two-channel examples. The optical path difference is the key factor in multi-wavelength CBC. We propose the concepts of “controllable area” and “uncontrollable area” for the optical path difference. If and only if the optical path difference falls into the controllable area, desirable combination effects can be obtained by the active control. In the case of getting the value of optical path difference randomly, excellent combination effects can still be gained and the probability has a close correlation with the spectrum profile, which is inversely proportional to the number of wavelengths approximatively. The multiple control method is competent for the multi-wavelength CBC. In this method, the optical path difference is adjusted into the controllable area by large optical path controllers and then the phase of each channel is locked by precise optical path controllers.

Keywords: fiber laser, multi-wavelength coherent beam combination, optical path difference

PACC: 42. 25. Kb, 42. 62. – b, 42. 55. Wd

* Project supported by the Innovation Foundation for Postgraduates in the National University of Defense Technology, China (Grant No. S090701).

[†] E-mail: hankai0071@126.com