

# Синхронизация излучения двумерных наборов лазеров методом пространственного фильтра

А.Ф.Глова, А.Ю.Лысиков, Е.И.Мусёна

*Измерена эффективность синхронизации излучения двумерных наборов волноводных CO<sub>2</sub>-лазеров в зависимости от числа лазеров в наборе и параметров пространственного фильтра. На основе полученных распределений интенсивности в дальней зоне анализируется устойчивость синхронизации.*

**Ключевые слова:** двумерные наборы лазеров, пространственный фильтр, эффективность синхронизации.

Для синхронизации излучения наборов лазеров с оптической связью предпочтительнее применение глобальной связи [1], чем других видов связи, т. к. при ней повышается устойчивость синфазной генерации набора [2, 3]. Наиболее просто глобальная оптическая связь достигается при дифракции излучения в резонаторе Тальбо [4] или при дифракции на помещенном в резонатор пространственном фильтре (см., напр., [5]). Высокие селективные свойства пространственного фильтра позволяют не привлекать дополнительные методы селекции супермод, и метод пространственного фильтра успешно применялся для синхронизации как одномерных [5–8], так и двумерных [9–11] наборов лазеров. В экспериментах [10] с двумерными наборами получена эффективность синхронизации около 50 %, а в [12] для данных наборов показана возможность увеличения в десятки раз осевой интенсивности при коррекции диаграммы направленности излучения.

В настоящей работе экспериментально исследуется влияние числа лазеров в наборе и параметров фильтра на эффективность и устойчивость синхронизации излучения двумерных наборов лазеров. Эксперименты проводились с гексагональными наборами волноводных CO<sub>2</sub>-лазеров с трубками диаметром 5.5 мм и периодом  $d = 8.5$  мм. По аналогии с работами [7, 8], глухое зеркало общего резонатора набора было образовано согласованным телескопом, содержащим вогнутое сферическое зеркало с радиусом кривизны 90 см и фокусирующую линзу с фокусным расстоянием  $F = 170$  см. Число  $N$  лазеров в наборе равнялось 7, 19 или 37.

В фокусе телескопа размещались сменные пространственные фильтры, каждый из которых представлял собой массив периодически расположенных отверстий. Использовались три фильтра с постоянным диаметром отверстий в каждом фильтре  $d_0 = 1, 1.5$  и  $1.9$  мм, расположенных с одинаковым для всех фильтров периодом  $d_c = (2/\sqrt{3})\lambda F/d \approx 2.3$  мм, где  $\lambda = 10.6$  мкм – длина волны излучения. Период отверстий в фильтрах и про-

странственное положение фильтров в фокальной плоскости телескопа соответствовали селекции синфазной супермоды излучения. Эффективность синхронизации определялась как отношение мощности когерентной генерации набора лазеров с установленным фильтром к мощности в отсутствие фильтра; степень когерентности выходного излучения контролировалась по виду пространственных распределений интенсивности в дальней зоне для центрального максимума.

При увеличении тока разряда в трубках эффективность синхронизации монотонно возрастала, и при токах в каждой трубке около 8–10 мА ее рост для всех  $d_0$  и  $N$  прекращался. Соответствующие данным токам эффективности синхронизации  $P$  приведены в табл.1. Табл.1 содержит также характерные размеры максимумов распределения интенсивности в плоскости фильтра  $d_{of}$ , рассчитанные по формуле  $d_{of} = 2.44\lambda F/D(N)$  (здесь  $D(N)$  – апертура набора). Эти величины представлены во втором столбце табл.1 и в зависимости от  $N$  они могут быть больше или меньше размеров отверстий в фильтрах.

Из приведенных в табл.1 данных видно, что при увеличении  $d_0$  эффективность для всех  $N$  также увеличивается и для  $N = 7$  при  $d_0 = 1.9$  мм превышает 50 %. Такой же характер имеет изменение  $P$  при увеличении  $N$  и фиксированном  $d_0 = 1$  мм. Рост эффективности при увеличении  $d_0$  и постоянном  $N$  происходит из-за уменьшения потерь излучения на фильтре вследствие увеличения его абсолютной прозрачности, а рост эффективности при увеличении  $N$  для  $d_0 = 1$  мм – из-за уменьшения потерь вследствие увеличения относительной прозрачности фильтра при уменьшении  $d_{of}$ . Обратная зависимость наблюдается при изменении  $P$  с изменением  $N$  для фильтров с  $d_0 = 1.5$  и  $1.9$  мм: увеличение числа лазеров  $N$  от 7 до 19 и 37 приводит к почти двукратному уменьшению  $P$ .

Табл.1.

$N$	$d_{of}$ (мм)	$P$		
		$d_0 = 1$ мм	$d_0 = 1.5$ мм	$d_0 = 1.9$ мм
7	1.84	0.1	0.47	0.53
19	1.05	0.14	0.23	0.36
37	0.73	0.15	0.25	0.32

Для всех  $d_0$  и  $N$  было проведено сравнение распределений интенсивности излучения в дальней зоне. Оно показало, что при  $d_0 = 1$  мм для всех  $N$  распределения характеризуются высоким контрастом, что свидетельствует о полной синхронизации излучения наборов лазеров. С другой стороны, для фильтров с  $d_0 = 1.5$  и  $1.9$  мм распределение с высоким контрастом наблюдается только для набора с  $N = 7$ , а для наборов с  $N = 19$  и  $37$  контраст распределений уменьшался. Это означает, что имеет место частичная когерентность излучения данных наборов лазеров при  $d_0 = 1.5$  и  $1.9$  мм, приводящая к уменьшению эффективности, хотя относительная прозрачность фильтров для них и возрастает по сравнению с таковой для набора из семи лазеров.

Частичная когерентность может быть связана с потерей устойчивости синхронизации [7] или с тем, что часть лазеров набора постоянно излучает независимо от других лазеров. В любом случае к частичной когерентности приводят две причины. Первая из них – это увеличение диапазона начального разброса частот отдельных лазеров при увеличении  $N$ . Пусть, например, начальные безразмерные расстройки частот  $\Delta$  между соседними лазерами одинаковы и при увеличении расстояния между любой парой лазеров расстройка их частот линейно зависит от расстояния. Такое соотношение между расстройками вполне может соответствовать реальным условиям и дает следующую оценку максимальной по набору расстройки для наиболее удаленных друг от друга крайних лазеров двумерного набора:

$$\Delta_{\max} = \Delta N^{1/2}. \quad (1)$$

Поскольку при увеличении  $N$  максимальная расстройка возрастает, то для фильтров с увеличенной абсолютной прозрачностью ( $d_0 = 1.5$  и  $1.9$  мм) это может привести к тому, что часть лазеров окажется вне полосы захвата, и, как следствие, к частичной когерентности в излучении наборов.

Необходимо отметить, что большинство условий эксперимента не соответствует приближению однородной глобальной оптической связи. В этом приближении, согласно [13], условие когерентной генерации  $i$ -го лазера с другими лазерами набора имеет вид

$$\Delta_i < MN, \quad (2)$$

где  $\Delta_i$  – начальная безразмерная отстройка частоты генерации  $i$ -го лазера от общей частоты, равной средней частоте отдельных лазеров;  $M = \text{const}$  – коэффициент оптической связи между любой парой лазеров, являющийся положительной величиной. При однородной глобальной связи все лазеры будут излучать когерентно, если  $\Delta_{\max}$  не превышает произведение  $MN$ . Подставляя в (2) вместо  $\Delta_i$  расстройку  $\Delta_{\max}$  из (1), получаем

$$\Delta N^{1/2} < MN. \quad (3)$$

Таким образом, если условие (3) выполнено для набора с  $N = 7$  при  $d_0 = 1.5$  и  $1.9$  мм, то оно тем более должно выполняться для наборов с  $N = 19$  и  $37$  при тех же  $d_0$ , а это противоречит результатам эксперимента. Возможно, близкий к однородной связи случай соответствует данным третьего столбца табл.1, когда при  $d_0 = 1$  мм были устойчиво синхронизированы все три набора лазеров. Это предположение основано на том, что при уменьшении абсолютной прозрачности фильтра степень однородности оптической связи увеличивается [13].

Ослабление оптической связи при увеличении абсолютной прозрачности фильтра является другой причиной частичной когерентности излучения наборов с  $N = 19$  и  $37$  при переходе от фильтра с  $d_0 = 1$  мм к фильтрам с  $d_0 = 1.5$  и  $1.9$  мм. Качественным подтверждением этому служат приведенные в работе [7] результаты численного расчета коэффициентов оптической связи для одномерного набора лазеров с несмещенными пространственными фильтрами разной абсолютной прозрачности. При увеличении прозрачности максимальные для соседних пар лазеров положительные коэффициенты уменьшаются, а отрицательные коэффициенты по абсолютной величине в среднем по набору увеличиваются. Увеличение отрицательных коэффициентов связи приводит к увеличению роли деструктивной интерференции собственного и инжектируемого полей в каждом лазере и вместе с уменьшением положительных коэффициентов вызывает уменьшение полосы захвата. И хотя расчеты [7] проведены для одномерного набора, отмеченные тенденции в изменении коэффициентов оптической связи вполне возможны и для двумерных наборов.

1. Fader W.J., Palma G.E. *Opt. Lett.*, **10**, 381 (1985).
2. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990).
3. Kandidov V.P., Mitrofanov O.A. *Laser Phys.*, **3**, 831 (1993).
4. Антохов В.В., Глова А.Ф., Качурин О.Р. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **44**, 63 (1986).
5. Голубенцев А.А., Качурин О.Р., Лебедев Ф.В., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **17**, 1018 (1990).
6. Lescoart G., Muller R., Bourdet G.L. *Opt. Commun.*, **108**, 289 (1994).
7. Глова А.Ф., Курчатov С.Ю., Лиханский В.В., Лысиков А.Ю., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **23**, 515 (1996).
8. Глова А.Ф., Курчатov С.Ю., Лиханский В.В. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 318 (1997).
9. Александров А.Г., Ангелуц А.А., Васильцов В.В., Зеленев Е.В., Курушин Е.А. *Квантовая электроника*, **17**, 1462 (1990).
10. Vasil'tsov V.V., Zelenov Ye.V., Kurushin Ye.A., Filimonov D.Yu. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2109**, 107 (1993).
11. Бабанов И.В., Глова А.Ф., Лебедев Е.А. *Квантовая электроника*, **20**, 216 (1993).
12. Vasil'tsov V.V., Golubev V.S., Zelenov Ye.V., Kurushin Ye.A., Filimonov D.Yu. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2109**, 122 (1993).
13. Курчатov С.Ю. *Автореф. канд. дис.* (М.: МИФИ, 1998).