

07

## О сверхфокусировке многомодовых полупроводниковых лазеров и светодиодов

© Г.С. Соколовский, В.В. Дюделев, С.Н. Лосев, А.Г. Дерягин,  
В.И. Кучинский, В. Сиббет, Э.У. Рафаилов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,  
Россия

E-mail: gs@mail.ioffe.ru

School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, St Andrews, UK  
Division of Electronic Engineering and Physics, University of Dundee,  
Dundee, UK

Поступило в Редакцию 15 ноября 2011 г.

Исследуется проблема фокусировки многомодового излучения мощных полупроводниковых лазеров и светодиодов, где низкое пространственное совершенство луча определяет теоретический предел размера фокусного пятна, на один-два порядка превышающий дифракционный предел, что существенно ограничивает как повышение плотности мощности при фокусировке, так и создание градиента оптического поля, необходимого для многих практических применений. Для преодоления этого ограничения нами предложена сверхфокусировка многомодового излучения за счет использования интерференции и продемонстрированы размеры фокусного пятна мощных полупроводниковых лазеров и светодиодов, не достижимые при традиционной фокусировке, а также предложен путь преодоления теоретического предела плотности мощности при фокусировке излучения с высоким параметром распространения  $M^2$ .

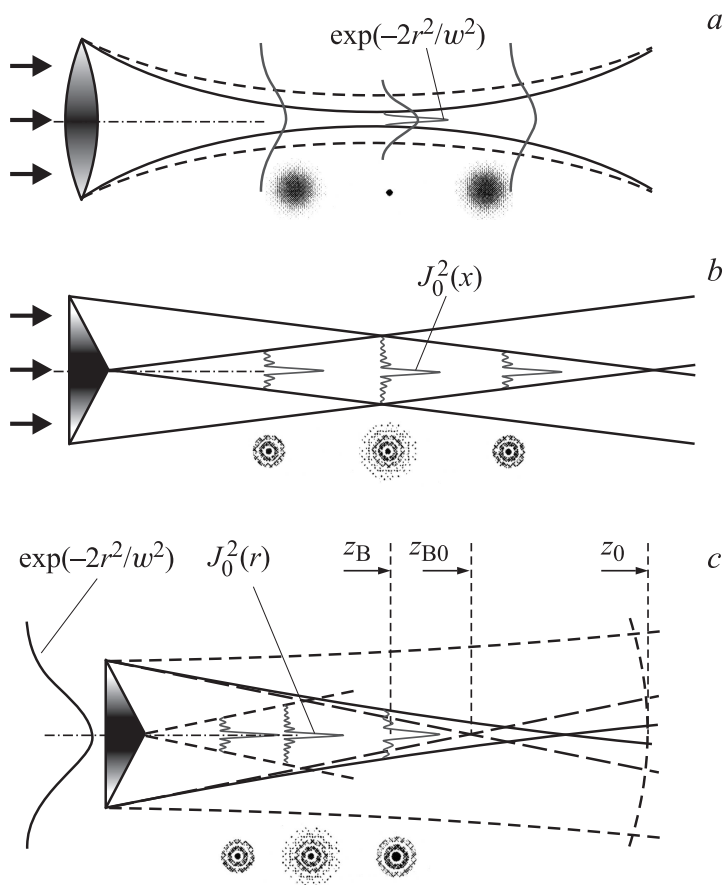
Фокусировка многомодового излучения является одной из наиболее существенных преград на пути расширения круга применений мощных полупроводниковых лазеров и светодиодов. В общем случае качество лазерного луча принято описывать при помощи параметра распространения [1,2], называемого параметром  $M^2$  или зачастую параметром качества луча. Параметр распространения является отношением расходимости данного луча к расходимости „идеального“ гауссова луча (т.е. луча с  $M^2 = 1$ ), определяемой дифракционным пределом. Аналогичным образом, параметр  $M^2$  определяет, во сколько раз размер фокусного

пятна данного луча больше пятна, достижимого при фокусировке идеального гауссова луча той же оптической системой. Параметр распространения удобен тем, что позволяет использовать для описания квазигауссовых лучей математический аппарат, развитый для гауссовых лучей, путем простой замены  $\lambda \rightarrow M^2\lambda$ , т.е. численным увеличением длины волны в  $M^2$  раз.

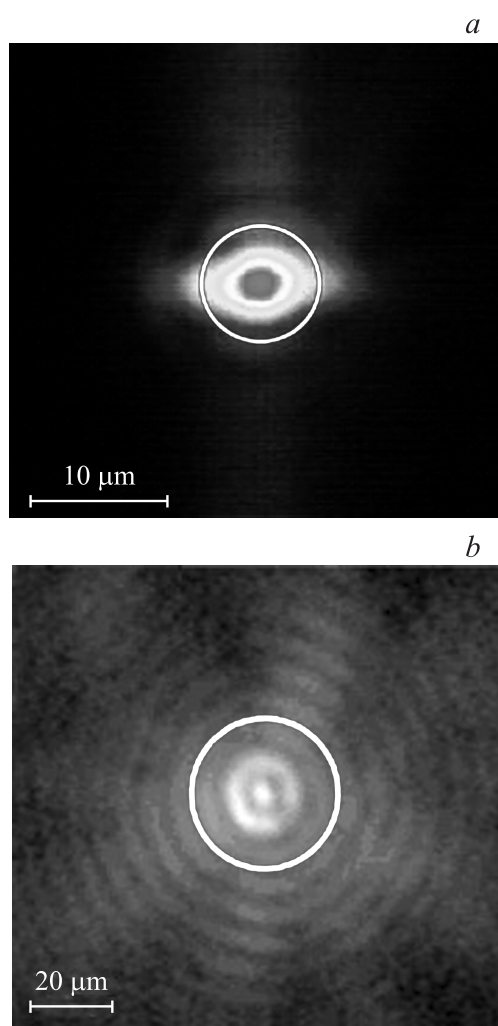
Рис. 1, *a* иллюстрирует фундаментальную проблему, возникающую при фокусировке многомодового излучения — при типичных значениях  $M^2$ , составляющих для мощных полупроводниковых лазеров 20–50, а для светодиодов, достигающих 200–500, низкое пространственное совершенство луча определяет теоретический предел размера фокусного пятна, на один-два порядка превышающий дифракционный предел, что существенно ограничивает как повышение плотности мощности при фокусировке, так и создание градиента оптического поля, необходимого для многих практических применений.

Для преодоления этого ограничения нами предложена фокусировка многомодового излучения за счет использования интерференции. Идея данного подхода основана на том, что при традиционной фокусировке многомодового излучения различная кривизна волнового фронта различных мод приводит к смещения фокусов индивидуальных мод на оптической оси и, как следствие, обеспечивает линейный рост размера фокусного пятна с увеличением параметра  $M^2$ . Интерференционная фокусировка излучения полупроводникового источника при использовании аксикона [3,4] приводит к формированию общего центрального луча Бесселя пучка [5,6] для всех мод (рис. 1, *b*). При распространении Бесселева пучка, сформированного из сколламированного многомодового квазигауссова луча, размер центрального луча постепенно увеличивается в силу значительной расходимости формирующего луча, что и ограничивает длину распространения полученного пучка  $z_B$  (рис. 1, *c*). Однако начальный размер центрального луча Бесселева пучка, очевидно, может быть в несколько раз меньше теоретического предела фокусировки квазигауссова луча.

На рис. 2 представлены результаты наших экспериментов по использованию интерференционной фокусировки для преодоления теоретического предела фокусировки излучения полупроводниковых лазеров и светодиодов. Как видно из рисунка, нами экспериментально продемонстрировано фокусное пятно размером  $4\ \mu\text{m}$  для полупроводникового лазера с шириной полоска  $100\ \mu\text{m}$  ( $\lambda = 1.06\ \mu\text{m}$ ,  $M^2 = 22$ ), что более чем



**Рис. 1.** Сравнение распространения гауссова и бesselева пучков: *a* — фокусировка гауссова (сплошная линия) и квазигауссова (пунктирная линия) пучков линзой; *b* — распространение бesselева пучка, созданного аксионом; *c* — распространение бesselева пучка, сформированного из расходящегося квазигауссова луча (рисунок иллюстрирует различие длины распространения бesselева пучка, обусловленной расходимостью образующего луча  $z_B$ , „геометрической“ длиной распространения  $z_{B0}$  и рэлеевским расстоянием  $z_0$ ).



**Рис. 2.** Фокусировка луча полупроводникового лазера ( $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ,  $M^2 = 22$ ) в фокусное пятно размером около  $4 \mu\text{m}$  (a) и фокусировка излучения светодиода ( $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ ,  $M^2 = 200$ ) в бesselев пучок с диаметром центрального луча  $6 \mu\text{m}$  (b).

в 2 раза меньше теоретического предела при фокусировке такого пучка идеальной оптической системой с единичной числовой апертурой. Нами также продемонстрирована фокусировка луча светодиода ( $\lambda \approx 0.6 \mu\text{m}$ ,  $M^2 > 200$ ) в бесселев пучок с диаметром центрального луча  $6 \mu\text{m}$ , что почти на порядок меньше теоретического предела, составляющего около  $40 \mu\text{m}$ .

Тем не менее, несмотря на достижение размеров фокусного пятна, ранее считавшихся принципиально недостижимыми для квазигауссовых лучей с высоким параметром  $M^2$ , многие применения диктуют необходимость повышения также плотности мощности излучения мощных полупроводниковых лазеров. Предельно достижимая плотность мощности при фокусировке квазигауссова луча идеальной оптической системой с единичной числовой апертурой может быть аппроксимирована как

$$P_G = \frac{\pi I}{(M^2 \lambda)^2}, \quad (1)$$

где  $I$  — интенсивность излучения,  $\lambda$  — длина волны. Здесь для упрощения представлена средняя плотность мощности в фокусном пятне. В реальности плотность мощности максимальная в центре фокусного пятна и убывает к его краям и, таким образом, может заметно превосходить значение выражения (1), однако для большинства практических применений полупроводниковых лазеров требуется учет лишь средней плотности мощности в фокусном пятне, в связи с чем в дальнейших расчетах мы ограничимся данной аппроксимацией.

Как видно из выражения (1), предельно достижимая плотность мощности квазигауссова луча квадратично убывает с ухудшением качества луча (с ростом  $M^2$ ), что и обеспечивает принципиальную возможность увеличения плотности мощности за счет применения интерференционной фокусировки. С другой стороны, плотность мощности в центральном луче бесселева пучка в отличие от гауссовых и квазигауссовых лучей определяется не только размером центрального луча  $d_0$ , но и количеством колец  $m$ :

$$P_B = \frac{I}{\pi m d_0^2}, \quad (2)$$

поэтому соотношение плотности мощности в центральном луче бесселева пучка к плотности мощности в квазигауссовом луче принимает вид

$$\frac{P_B}{P_G} = \frac{1}{m} \left( \frac{M^2 \lambda}{\pi d_0} \right)^2. \quad (3)$$

Из полученного выражения видно, что интерференционная фокусировка может позволить превзойти теоретический предел плотности мощности квазигауссова луча только при высоком параметре  $M^2$ , в то время как при улучшении качества луча интерференционная фокусировка не даст какого-либо выигрыша, так как выражение, возводимое в квадрат в (3), очевидно, не может быть больше единицы при  $M^2 = 1$ . Поэтому для понимания области практической применимости интерференционной фокусировки необходимо рассмотреть отношение длины волны к размеру центрального луча Бесселева пучка  $\lambda/d_0$  и количество колец Бесселева луча  $m$ . Учитывая нули функции Бесселя первого рода нулевого порядка для определения  $m$  и размера центрального пятна  $d_0$  по уровню  $1/e^2$ , можно записать с хорошей точностью:

$$\frac{P_B}{P_G} = \pi M^2 NA \cos \frac{\alpha}{2} \left( n \sin \frac{\alpha}{2} - \sqrt{1 - \left( n \cos \frac{\alpha}{2} \right)^2} \right), \quad (4)$$

где  $\alpha$  — угол при вершине аксикона. Выполняя очевидные преобразования с учетом того, что на практике  $\alpha$ , как правило, превосходит  $140^\circ$ , можно представить полученное выражение в значительно более удобном виде:

$$\frac{P_B}{P_G} \approx M^2 NA \frac{180^\circ - \alpha}{200}. \quad (5)$$

Следует отметить, что расхождение (4) и (5) не превосходит 5% во всем диапазоне практических углов при вершине аксикона. Из полученного выражения легко видеть, что при фокусировке излучения полупроводникового лазера с параметром распространения  $M^2 = 25$  интерференционная фокусировка позволяет превзойти теоретический предел плотности мощности при использовании аксикона с углом при вершине  $140^\circ$  при числовой апертуре образующего луча  $NA > 0.2$ .

Таким образом, в данной работе предложена сверхфокусировка многомодового излучения за счет использования интерференции и продемонстрированы размеры фокусного пятна мощных полупроводниковых лазеров и светодиодов, не достижимые при традиционной фокусировке, а также предложен путь преодоления теоретического предела плотности мощности при фокусировке излучения с высоким параметром распространения  $M^2$ .

Данная работа поддержана программой президиума РАН „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“.

грантами правительства Санкт-Петербурга и Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры“ 2009–2013 гг. (государственные контракты 14.740.11.0066 и 14.740.11.1413), а также грантом президента России МК-1937.2011.2.

## Список литературы

- [1] *Seigman A.E.* How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality, OSA Annual Meeting, 1998.
- [2] ISO 11146.
- [3] *Sokolovskii G.S., Dudelev V.V., Losev S.N., Zolotovskaya S.A., Deryagin A.G., Kuchinskii V.I., Rafailov E.U., Sibbett W.* // *Tech. Phys. Lett.* 2008. V. 34 (12). P. 1075–1077.
- [4] *Sokolovskii G.S., Dudelev V.V., Losev S.N., Deryagin A.G., Vinokurov D.A., Lyutetskiy A.V., Pikhin N.A., Slipchenko S.O., Tarasov I.S., Zolotovskaya S.A., Rafailov E.U., Kuchinskii V.I., Sibbett W.* // *Tech. Phys. Lett.* 2010. V. 36 (1). P. 9–12. DOI 10.1134/S1063785010010049.
- [5] *Зельдович Б.Я., Пиллпецкий Н.Ф.* // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1966. Т. 9 (1). С. 95–101.
- [6] *Durnin J.* // *J. Opt. Soc. Am.* 1987. V. A 4. P. 651–654.