05

Исследование модового состава излучения многомодового волоконного лазера на основе измерения его спектральных характеристик

© Ф.Р. Якупов [1], Р.И. Шайдуллин [2], А.И. Баранов [3]

[1] Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Россия
[2] ФИРЭ им В.А. Котельникова РАН,
Фрязино, Россия
[3] ООО „ВПГ Лазеруан“,
Фрязино, Россия
e-mail: iakupov.fr@phystech.edu

Поступила в редакцию 28.01.2025 г.
В окончательной редакции 28.01.2025 г.
Принята к публикации 05.05.2025 г.

Представлена методика определения модового состава выходного излучения многомодового волоконного лазера. Так как различные поперечные моды отражаются от волоконной брэгговской решетки на разных длинах волн, то экспериментальное измерение оптического спектра лазерного излучения позволяет определить как наличие определенных мод, так и долю оптической мощности в каждой из них. Экспериментальное исследование многомодового волоконного лазера, легированного ионами иттербия и эрбия, показало, что в нем реализуется от 2 до 4 поперечных мод в зависимости от мощности накачки при том, что само волокно поддерживает распространение 17 мод.

Ключевые слова: волоконный лазер, многомодовое излучение, волоконная брэгговская решетка, оптический спектр.

DOI: 10.61011/OS.2025.06.60915.7577-25

Введение

В последние годы широкое распространение получили волоконные лазеры и усилители ближнего инфракрасного диапазона, которые активно применяются в таких областях, как обработка материалов, медицина и телекоммуникация. Несмотря на то, что идеальное качество оптического пучка достигается только в одномодовых (ОМ) лазерах, в настоящее время повышенный интерес вызывает использование многомодовых (ММ) волоконных лазеров. В первую очередь это связано с тем, что ММ режим работы позволяет увеличить мощность выходного излучения, поскольку увеличение диаметра сердцевины волокна приводит к снижению интенсивности излучения. Тем самым становится возможным увеличение мощности лазера без возникновения различных нелинейных эффектов. На сегодняшний день выходная мощность ОМ лазеров, легированных редкоземельными ионами иттербия, достигает 10 kW, а ММ лазеров — 125 kW [1].

Для получения излучения в световодах с сердцевиной большого диаметра, но малым количеством мод в нем, часто используются *LMA* (*large mode area*) волокна [2], где диаметр модового пятна увеличивается за счет применения специальной геометрии или профилей показателя преломления световодов. Но и в таких волокнах при больших мощностях излучения могут появляться моды высшего порядка, а при определенных условиях это может приводить к явлению модовой нестабильности [3]. Кроме того, в волоконных лазерах или усилителях высокой мощности возникает эффект квазистатической модовой деградации, при котором модовый состав и качество пучка изменяются во времени из-за влияния фотозатемнения [4].

ММ режим работы волоконного лазера остается плохо изученным с физической точки зрения, так как возникает необходимость учета нескольких поперечных мод при описании распространения излучения в активной среде и поперечного распределения инверсии населенностей активных ионов. Также качество оптического излучения ММ лазеров заметно хуже и менее стабильно, чем у одномодовых, так что важной задачей является определение модового состава выходного излучения. Эта информация позволит оценить такие важные для практических применений параметры, как расходимость пучка, поперечный профиль интенсивности излучения на разном расстоянии от торца выходного волокна, минимальный размер фокусного пятна.

Анализ пространственных характеристик выходного лазерного излучения чаще всего сводится к измерению различными способами параметров *BPP* (*Beam Propagation Product*) и M^2. Но эти параметры дают довольно грубое представление о том, из каких в реальности мод состоит выходное излучение. Напри-

мер, показано, что даже очень хорошее качество пучка ($M^2 < 1.1$) в волокнах *LMA* не гарантирует малого количества мод высшего порядка, и что наличие таких мод может привести к значительным неконтролируемым изменениям качества пучка и профиля интенсивности излучения [5].

Точное измерение модового состава излучения является совсем нетривиальной задачей. По измерению распределения интенсивности в пучке в ближнем поле возможно рассчитать долю мощности в двух известных модах [6], но для большего количества мод расчеты резко усложняются, так как неизвестна относительная фаза между модами. Фазы различных мод можно определить, используя специальные алгоритмы восстановления фазы, применяемые к измеренным распределениям интенсивности лазерного пучка в ближнем и дальнем полях [7], или к измеренным профилям интенсивности коллимированного пучка после сферической линзы [8]. Таким образом, можно получить распределение мощности между несколькими модами. Также существует метод восстановления модового состава излучения на основе компьютерно-генерируемых голограмм (*CGH*), действующих как корреляционные фильтры [9]. Однако для всех вышеперечисленных методик обязательно надо заранее знать существующий в излучении набор мод.

Одним из самых известных способов получения полной информации о модах даже в случае заранее неизвестных модовых характеристик излучения и параметров световода является метод, основанный на пространственном и спектральном разрешении изображения, полученного с торца волокна (метод S^2) [10]. Этот метод основан на том факте, что моды, распространяющиеся в оптических волокнах, можно идентифицировать как по разнице групповой задержки, которая приводит к спектральной интерференционной картине, так и по пространственной интерференционной картине между модой высшего порядка и основной модой. Недостатком этого метода является то, что для его применения требуется обязательное наличие фундаментальной моды LP_{01}, причем ее мощность должна быть выше, чем у других мод. В работе [11] предложены усовершенствованные расчетные алгоритмы для метода S^2, которые позволяют определять модовый состав излучения даже в случае малой мощности в фундаментальной моде. При этом в методиках, основанных на S^2, необходимо использовать волокно большой длины (до 20 m) [10] для накопления групповой задержки между модами, а при распространении в таком волокне модовый состав может изменяться. Важным ограничением считается и то, что при увеличении количества мод расчеты значительно усложняются.

При этом между распространением ММ излучения в пассивном волокне и генерацией ММ излучения в активном волокне есть существенная разница, даже если их волноводные характеристики идентичны. При распространении нескольких поперечных мод в активной сердцевине волоконного лазера необходимо учитывать эффект пространственного выжигания инверсии в активной сердцевине волокна [12], так как инверсия населенностей снимается сильнее в областях с максимальной интенсивностью излучения этой моды. В результате инверсия населенностей в поперечном сечении становится неоднородной. Это приводит к снижению эффективного коэффициента усиления для данной моды. Но для тех мод, которые имеют максимальную интенсивность в других областях поперечного сечения, этот эффект проявляется в меньшей мере. Таким образом, все моды изменяют поперечное распределение инверсии и соответственно коэффициенты усиления как для самих себя, так и друг для друга. В результате этой конкуренции мод в составе лазерного излучения остается такой набор поперечных мод, который максимально эффективно снимает инверсию населенностей уровней активных ионов.

Кроме того, важную роль играет селективный резонатор лазера на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР). ОМ ВБР решетки хорошо изучены с физической точки зрения и широко освещены в литературе [13]. Для их математического описания применяется теория связанных мод, которая имеет аналитическое решение. В то время как в случае ММ излучения возникает необходимость учета нескольких поперечных мод при отражении [14], что усложняет математическое описание ММ ВБР, поскольку аналитического решения уравнений теории связанных мод в таком случае не существует.

Также проблемой ММ ВБР является большой диаметр сердцевины, что вызывает трудности при классическом способе записи решеток с помощью ультрафиолетового (УФ) излучения методом фазовой маски. Например, из-за сильного поглощения УФ излучения в кварце возникает скос показателя преломления в поперечном сечении, что усложняет расчет [14]. Данный эффект обусловлен тем, что УФ излучение поглощается в кварце и ослабевает по мере распространения вдоль сечения во время записи, а изменение показателя преломления монотонно зависит от интенсивности УФ излучения. Этот эффект приводит к такому явлению, как отражение мод от решетки не только в самих себя, но и в другие моды. В работе [15] приводится математическое описание таких решеток с использованием теории связанных мод в приближении *LP*-мод и предлагается способ нахождения матрицы отражения различных мод в себя или друг в друга.

При этом важно учесть, что так как в лазере существует конкуренция поперечных мод, то генерация возникает только для определенного набора мод, а не для всех, которые поддерживает световод. Этот набор определяется распределением интенсивности их электромагнитных полей, коэффициентом обратной связи, задаваемой ВБР, и пассивными потерями излучения. Таким образом, как сказано выше, методы определения модового состава, основанные на заранее известном наборе мод [6–9], не подходят. Применение метода S^2 при этом возможно, однако этот метод довольно сложный как с точки зрения экспериментальной реализации, так и математических

алгоритмов подсчета. В [15] показано, что по спектру отражения широкополосного излучения от нечирпированной ММ ВБР можно восстановить модовый состав излучения, падающего на нее, так как каждая поперечная мода отражается на определенной длине волны. Предполагается, что аналогичный подход может использоваться и для лазера с резонатором на основе таких ВБР. В работе [16] продемонстрирована возможность спектрального разделения двух поперечных мод (LP_{01} и LP_{11}) волоконного лазера на LMA-волокне с ММ ВБР и показана возможность их пространственного разделения с помощью внешней дифракционной решетки. Также в работе [17] наблюдался промежуточный спектральный пик, связанный с перекрестным отражением мод LP_{01} и LP_{11} друг в друга. В работе [18] показана возможность адаптивно управлять формой оптических сигналов двухмодового лазера, используя отношение пропускания/отражения ВБР в качестве обратной связи. Экспериментально продемонстрировано, что, максимизируя сигнал обратной связи на пиковой длине волны отражения ВБР, связанной с конкретной модой LP_{01} или LP_{11}, можно избирательно возбуждать только одну эту моду.

Целью данной работы является изучение спектрального и модового состава ММ волоконного лазера, собранного из волокон и ВБР, исследованных в работе [15]. Для достижения этой цели было проведено экспериментальное изучение спектра выходного излучения лазера и восстановление модового состава по нему при различных мощностях накачки. Для качественного подтверждения корректности созданной модели были также произведены измерения поперечного распределения интенсивности выходного излучения лазера. Преимуществом метода является то, что измеряется модовый состав лазерной генерации непосредственно на выходной ВБР, а изменение модового состава при распространении в пассивном волокне не искажает полученный результат. В отличие от работ [16–18] исследованы не LMA-волокна, где возбуждается только две поперечных моды, а стандартное ММ волокно с диаметром сердцевины $40\,\mu$m, которое поддерживает относительно большое количество (17) мод высших порядков.

Экспериментальная установка

Для проведения серии экспериментов собран ММ волоконный лазер, в основе которого лежат активное оптическое волокно YEF с диаметром кварцевой оболочки $125\,\mu$m, диаметром сердцевины $40\,\mu$m, легированное активными ионами иттербия и эрбия, и пассивное оптическое волокно PF с совпадающими геометрическими характеристиками и диаметром модового пятна. Ввод излучения накачки с длиной волны ~ 964 nm выполнялся через пассивную часть YEF, представляющего из себя двойное волокно с боковой накачкой ($DSCCP$) [19]. В роли источника излучения накачки выступали полупроводниковые лазерные диоды на основе гетероструктуры GaAs/InGaAs. ВБР, используемые для создания резонатора, записаны методом фазовой маски на оптическом волокне PF и имеют период ~ 535 nm. Спектры отражения и параметры нечирпированной полупрозрачной ВБР (OC) соответствуют полученным в статье [15]. Глухая ВБР (HR) при этом была чирпированной, т. е. имела переменный период показателя преломления по длине, для увеличения ширины спектра отражения, чтобы он захватывал весь исследуемый спектральный диапазон для всех поперечных мод. Таким образом, спектр выходного лазерного излучения должен определяться параметрами только полупрозрачной ВБР. Со стороны выхода излучения расположен волоконный коллиматор с просветленным покрытием для уменьшения расходимости пучка и снижения обратных отражений. Во время работы лазера обе ВБР и активное оптическое волокно находились в воде для термостабилизации, так как при разогреве решеток длины волн отражения смещаются. Блок-схема установки представлена на рис. 1.

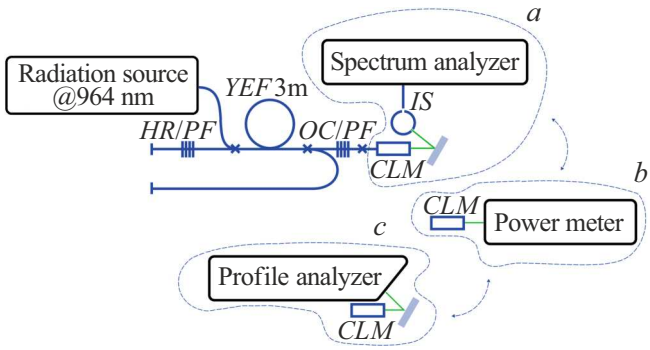

Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки и ее модификации для: измерения спектральных характеристик выходного лазерного излучения (a); измерения мощности выходного лазерного излучения (b); измерения пространственного распределения интенсивности выходного лазерного излучения (c). HR — глухая ВБР, OC — полупрозрачная ВБР, PF — пассивное оптическое волокно, IS — интегрирующая сфера, CLM — коллиматор.

Для контроля спектральных характеристик выходного излучения лазера использовался многомодовый спектроанализатор Yokogawa AQ6370D (рис. 1, a). Так как поперечные моды при выходе из волокна имеют разное пространственное распределение интенсивности, то и спектральный состав излучения в различных точках пространства будет отличаться. С целью нивелирования зависимости спектра от направления распространения излучения использовалась интегрирующая сфера YIXIST XME-2201-02501A-FC, которая усредняла по пространству излучение всех мод. Таким образом, определялось интегральное соотношение интенсивностей мод выходного излучения волоконного лазера. Излучение заводилось в сферу с помощью кварцевого клина для ослабления мощности, излучение падало на клин близко к нормали для исключения влияния поляризационных

эффектов. В качестве волокна доставки от интегрирующей сферы до спектроанализатора использовалось ММ оптическое волокно с диаметром сердцевины $100\,\mu$m.

Для контроля выходной мощности лазера применялся измеритель мощности Coherent Fieldmax II с измерительной головой PM30 (рис. 1, b). Максимальная мощность лазера составила 12 W при мощности накачки 53 W.

Для того, чтобы на качественном уровне сравнить рассчитанный теоретически модовый состав с наблюдаемым пространственным профилем интенсивности, использовался профилометр Thorlabs BP-104IR (рис. 1, c). При этом для ослабления мощности также использовался кварцевый клин.

Расчетная модель для определения длин волн генерации различных *LP*-мод

Если многомодовая ВБР является нечирпированной, т.е. имеет постоянный период показателя преломления по длине, или ширина чирпа невелика, то спектральные линии отражения различных поперечных мод могут быть разрешены. В данном случае таковой является выходная ВБР (OC). Рассмотрим процесс отражения излучения от такой решетки.

Пусть в моде LP_{mn} распределение интенсивности $I_{mn}(z, r, \varphi)$ в поперечном сечении задает функция $\xi_{mn}(r, \varphi)$, где z — продольная координата лазера, r и φ — поперечные координаты. Тогда $I_{mn}(z, r, \varphi) = P(z) \times \xi_{mn}(r, \varphi)$, где $P(z)$ — распределение мощности по продольной координате. Для функции распределения интенсивности выполняется условие нормировки:

$$\int_0^{+\infty}\int_0^{2\pi} \xi_{mn}(r, \varphi) \times r dr d\varphi = 1.$$

Тогда в приближении скоростных уравнений имеем [12]:

$$\frac{dP_{mn}}{dz} = P_{mn} \int_0^{+\infty}\int_0^{2\pi} (\sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1) \times \xi_{mn} \times r dr d\varphi \Rightarrow$$

$$\frac{P_{mn}(L)}{P_{mn}(0)} = \exp\left\{ \int_0^{L}\int_0^{+\infty}\int_0^{2\pi} (\sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1) \times \xi_{mn} \times r dr d\varphi dz \right\} \Rightarrow$$

$$G_{mn} = 20\lg(e) \times \int_0^{L}\int_0^{+\infty}\int_0^{2\pi} (\sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}(N_0 - N_2) \times \xi_{mn} \times r dr d\varphi dz \Rightarrow$$

$$G_{mn} = 20\lg(e) \times L(\sigma_{21}\bar{N}_{mn} - \sigma_{12}(N_0 - \bar{N}_{mn})). \quad (1)$$

Здесь $\sigma_{21}(\lambda)$ [m^2], $\sigma_{12}(\lambda)$ [m^2] — сечения эмиссии и поглощения активных ионов Er, N_2 [m^{-3}] и N_1 [m^{-3}] — концентрации активных ионов Er в состояниях $^4I_{13/2}$ и $^4I_{15/2}$, N_0 [m^{-3}] — суммарная концентрация активных ионов в приближении, что она не зависит от продольной и поперечных координат, G_{mn} [dB] — коэффициент усиления данной LP_{mn}-моды за полный проход резонатора, $\bar{N}_{mn}$ — усредненная по продольной координате и поперечному сечению для данной моды LP_{mn} населенность возбужденного уровня активной среды, L — длина активного волокна. Таким образом, коэффициент усиления G_{mn} данной LP_{mn}-моды определяется усредненным распределением концентрации возбужденных активных ионов и длиной волны излучения.

Каждая поперечная мода LP_{mn} в лазере генерируется на той длине волны, на которой у нее выполняется следующее условие при минимальной населённости возбужденного уровня в активной среде:

$$G_{mn}(\lambda, \bar{N}_{mn}) - A(\lambda, m, n) + R_{OC}(\lambda, m, n) = 0 \quad (2)$$

где λ — длина волны излучения, $R_{OC}(\lambda, m, n)$ — коэффициент отражения моды LP_{mn} на этой длине волны в децибелах.

Необходимо конкретизировать понятие $A(\lambda, m, n)$. В этот параметр входят:

1. Пассивные потери резонатора (поглощение излучения в кварце, перекачка излучения из данной моды в оболочку, рассеяние в окружающее пространство на микроизгибах или в областях неоднородности показателя преломления оптического волокна).

2. Перекачка излучения из данной моды в другие моды на микроизгибах или в областях неоднородности показателя преломления оптического волокна.

3. Отражение от HR решетки излучения из данной моды в другие.

Перекачанное или отраженное в другие моды излучение (пункты 2 и 3) действительно можно принимать как потери, поскольку на данной длине волны OC решетка отражает эффективно только данную LP_{mn}-моду. То есть такое излучение не отразится от OC решетки и покинет резонатор.

В пределах спектра отражения OC решетки (~ 4 nm) параметр A слабо зависит от длины волны. Аналогично зависимость параметра G от длины волны сильно слабее зависимости $R_{OC}(\lambda)$. Таким образом, можно считать, что длину волны излучения лазера на данной моде LP_{mn} в первую очередь определяет спектр отражения решетки: эмиссия будет на той длине волны, для которой максимален коэффициент отражения.

В первом приближении для оценки длины волны отражения каждой моды от ММ ВБР можно использовать условие фазового синхронизма [15]:

$$\beta_{mn}(\lambda) = \pi/D, \quad (3)$$

где $\beta_{mn}(\lambda)$ — постоянная распространения моды LP_{mn}, определяющаяся из решения краевой задачи (волновое уравнение в поперечном сечении оптического волокна), D — период ВБР.

Есть более точный метод оценки длин волн отражения каждой моды, основанный на вычислении матрицы отражения ОС решетки и поиска длин волн, соответствующих максимальным коэффициентам отражения для каждой моды [15]. Однако разница между длинами волн отражения, вычисленными двумя способами, начинает проявляться при больших значениях наведенного показателя преломления решетки δn и коэффициента поглощения УФ излучения в кварце μ. В настоящей статье для оценки длин волн отражения вторым методом принималось, что наведенный показатель преломления равен $\delta n = 6 \cdot 10^{-6}$, а уровень скоса, определяемый коэффициентом поглощения УФ излучения в кварце, $\mu = 7 \cdot 10^4\,\mathrm{m}^{-1}$. Определение этих величин выполнено на основе анализа спектра отражения ММ ВБР методом, предложенным в работе [15].

При высоких мощностях лазерного излучения начинает проявляться эффект пространственного выжигания инверсии, что приводит к возникновению новых поперечных мод и соответственно спектральных компонент в выходном излучении.

Теоретические расчеты демонстрируют [15], что излучение определенной моды может отражаться от решеток не только саму в себя, но и в другую моду. Следовательно, возможен сценарий возникновения пиков в спектре выходного лазерного излучения, соответствующих случаю, когда на одной длине волны одновременно сосуществуют две моды, отражающиеся друг в друга на OC и HR решетках или отражающиеся друг в друга только на OC решетке. Длина волны отражения мод друг в друга находится практически посередине между длинами волн отражения мод друг в друга [15]. Существенных изменений в логике применения уравнения (2) нет, за исключением того, что следует рассматривать два прохода через резонатор, где один проход соответствует одной моде, а второй — другой моде.

Итак, показано, что длина волны генерации конкретной LP-моды в ММ волоконном лазере в первую очередь определяется длиной волны отражения OC решетки, которую можно рассчитать двумя способами.

Обсуждение результатов

Длины волн отражения разных мод были определены двумя способами, описанными в предыдущем разделе: на основании условия фазового синхронизма (3) и на основании нахождения матрицы отражения ММ ВБР методом, описанным в [15]. Разница в полученных результатах много меньше ($< 10\,\mathrm{pm}$) характерного значения ширины пиков ($\sim 70\,\mathrm{pm}$) в спектрах выходного лазерного излучения. Полного совпадения длин волн отражения, полученных в результате расчета и измеренных экспериментально, не наблюдается, что обусловлено рядом причин: неидеальность профиля показателя преломления решетки; нагрев решетки, вызванный частичным поглощением проходящего излучения; неточность в определении параметров решетки, в частности показателя преломления. Решая проблему сопоставления расчетных длин волн с полученными экспериментально спектральными пиками, необходимо учитывать следующие факты:

Таблица 1. Рассчитанные расстояния в pm между спектральными пиками, соответствующими различным LP-модам

Мода	LP_{01}	LP_{11}	LP_{21}	LP_{02}	LP_{31}	LP_{12}
LP_{01}	0	430	950	1150	1600	2000
LP_{11}		0	510	730	1180	1580
LP_{21}			0	200	650	1050
LP_{02}				0	450	850
LP_{31}					0	400
LP_{12}						0

1. Если мода LP_{01} присутствует в спектре выходного излучения, то возможно сместить расчетные длины волн отражения так, чтобы длины волн отражения самого длинноволнового пика в эксперименте и в расчете совпали. В соответствии с условием фазового синхронизма основная мода отражается на наибольшей длине волны среди всех мод. Однако, как будет показано ниже, мода LP_{01} отсутствует в выходном лазерном излучении в описанном в статье эксперименте.

2. Если мода LP_{01} отсутствует или ее наличие неизвестно, то возможно проанализировать расстояния между различными пиками отражения и подобрать смещение так, чтобы расчетные и экспериментальные пики совпали с минимально возможным отклонением.

3. Лазер на минимальной мощности накачки работает на низших модах. Это обусловлено тем, что низшие моды имеют больший интеграл перекрытия с легированной активными ионами сердцевиной, т. е. для них достигается больший G (1) при той же самой инверсии населенностей в активной среде. Таким образом, условие (2) для них выполняется при меньшей инверсии населенностей. По мере увеличения мощности накачки в модовом составе выходного лазерного излучения появляются все более высокие моды из-за эффекта выжигания инверсии низшими модами. На практике это означает, что апертура выходного лазерного излучения растет с увеличением мощности накачки.

Алгоритм определения мод выглядит следующим образом.

1. В экспериментально полученном спектре выходного излучения определяются длины волн пиков по алгоритму, описанному в [15].

2. Вычисляются расстояния между всеми парами экспериментальных пиков.

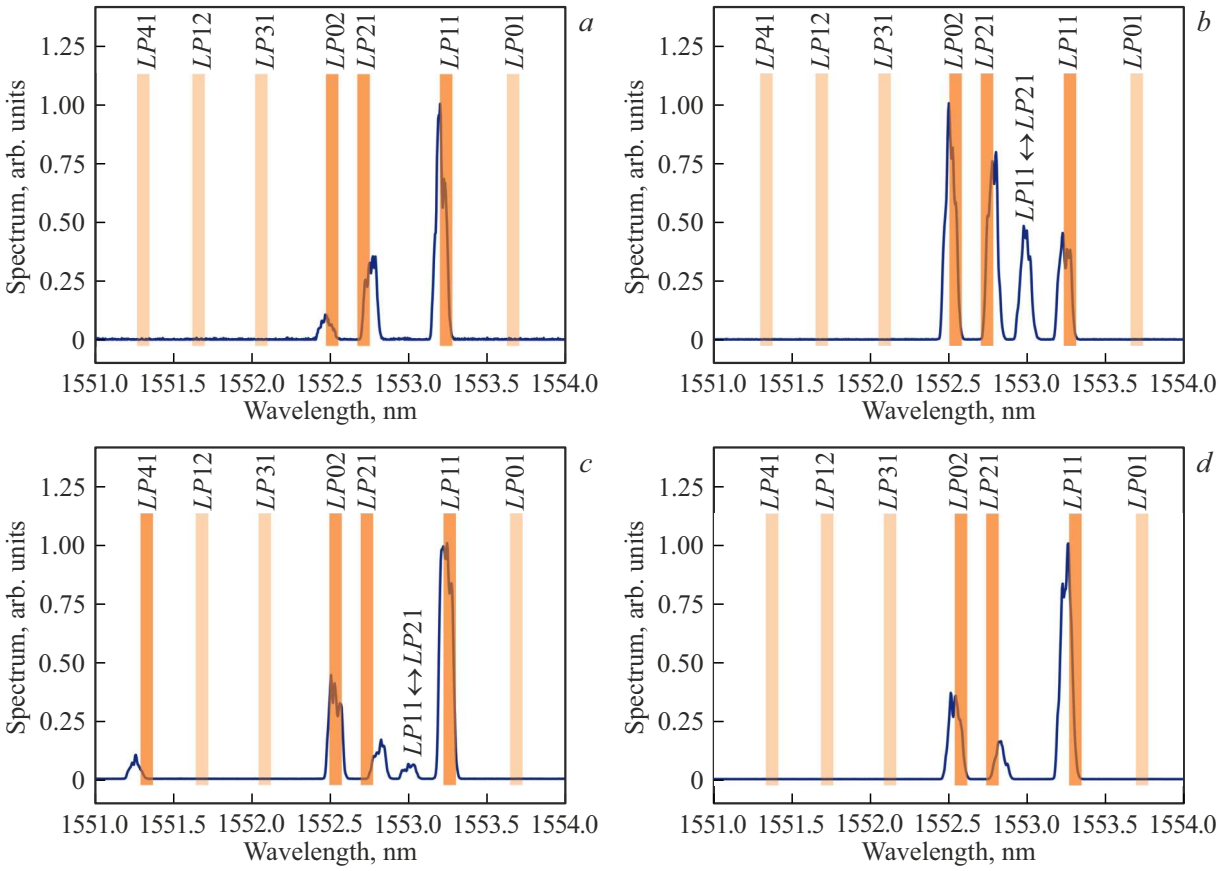

Рис. 2. Экспериментальные спектры (синий цвет), полученные для мощностей накачки лазера 6.3 W (*a*), 25.1 W (*b*), 37.4 W (*c*) и 45.6 W (*d*). Оранжевые столбцы — рассчитанные длины волн отражения мод, ширина которых равна ширине пиков в спектре отражения решетки ($\sim$ 100 pm) [15]. Полупрозрачными столбцами обозначены моды, которые поддерживаются в волокне, но не реализуются в процессе лазерной генерации.

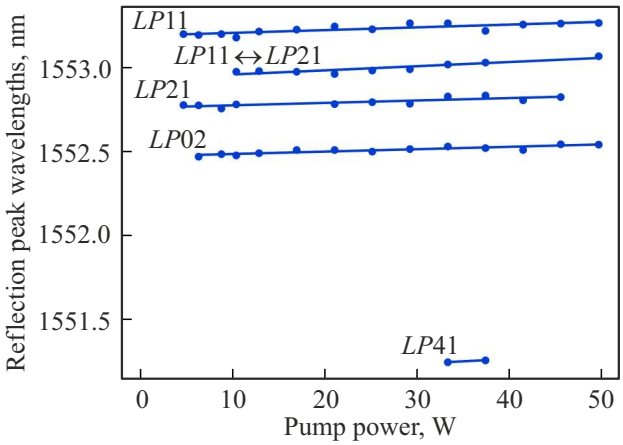

Рис. 3. Изменения длин волн отражения экспериментально полученных спектральных пиков, соответствующих различным модам, от мощности накачки.

3. Выполняется поиск совпадений определённых в эксперименте расстояний между спектральными пиками с набором рассчитанных на основе моделирования.

Таблица 2. Модовый состав (в долях от выходного излучения) при различных мощностях накачки

Мощность накачки, W	Мода LP_{11}	Мода LP_{21}	Мода LP_{02}	Мода LP_{41}
6.3	0.68	0.24	0.08	0
25.1	0.25	0.38	0.37	0
37.4	0.58	0.11	0.25	0.06
45.6	0.65	0.11	0.24	0

Причем поиск ведется по направлению от низших мод к высшим, так как предполагается, что лазер в первую очередь работает на низших модах.

Рассчитанные расстояния между длинами отражения различных мод приведены в табл. 1. Таблица симметрична относительно главной диагонали, поэтому приведены цифры только для одной половины.

К примеру, для мощности накачки 6.3 W расстояние между экспериментальными пиками 1 и 3 равно 730 pm, а расстояние между экспериментальными пиками 1 и 2 равно 440 pm. Из таблицы следует, что наилучшее

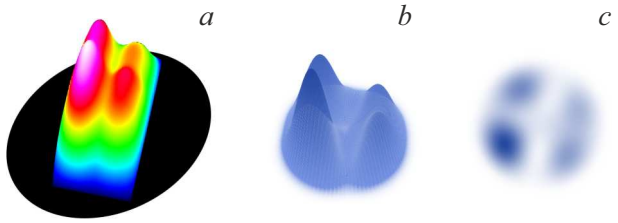

Рис. 4. (*a*) Экспериментально измеренный профиль интенсивности лазерного пучка; (*b*) 3*D*-распределение расчетного профиля интенсивности при мощности накачки 6.3 W (табл. 2); (*c*) 2*D*-распределение расчетного профиля интенсивности при мощности накачки 6.3 W.

совпадение обеспечивается для следующего сочетания мод: 1-й пик — мода LP_{11}, 2-й пик — мода LP_{21}, 3-й пик — мода LP_{02} при условии, что пики соответствуют низшим модам (рис. 2, *a*). Величина ошибки равна 70 pm, что совпадает с шириной пика (в среднем ~ 70 pm) и меньше расстояния между пиками (более 100 pm). Ошибка обусловлена разрешающей способностью многомодового спектроанализатора в случае, если на вход подается высокоапертурное излучение, а также неидеальностью профиля показателя преломления оптического волокна *PF* и ММ ВБР.

Таким образом, предложенный алгоритм позволяет определить набор мод, присутствующих в выходном лазерном излучении, по его спектру. Видно, что в экспериментальных спектрах иногда присутствуют промежуточные пики, соответствующие отражению мод друг в друга (рис. 2, *b, c*), а также пики, соответствующие более высоким модам (рис. 2, *c*).

Следует отметить, что наиболее просто сопоставить экспериментальные пики и расчетные моды можно в случае, если количество пиков не более 6, но не менее 3, а расстояние между пиками велико, т. е. на малых мощностях накачки. Затем, учитывая тот факт, что по мере увеличения мощности накачки длины волн излучения мод смещаются в длинноволновую сторону по причине разогрева и соответственно изменения показателя преломления ВБР, можно с большей достоверностью сопоставлять пики на больших мощностях, когда их количество велико. Этот подход продемонстрирован на рис. 3. Таким образом, последовательный анализ модового состава излучения лазера при постепенном повышении мощности лазера позволяет идентифицировать большее количество мод, реализующихся при высокой мощности лазерного излучения, чем однократное измерение при той же мощности.

Интегрирование спектров позволяет определить долю мощности в каждой поперечной моде выходного излучения (табл. 2).

Принимается, что мощность пиков перекачки мод друг в друга распределена между модами пополам.

Для подтверждения того, что восстановленные модовые составы соответствуют реальному, было выполнено экспериментальное измерение поперечного профиля интенсивности пучка при мощности накачки 6.3 W на расстоянии 10 mm от коллиматора с помощью профилометра (рис. 1, *c*). Результат измерений приведен на рис. 4, *a*. Как утверждалось ранее, профиль интенсивности не дает полной информации о модовом составе, так что сопоставление было скорее качественным. Тем не менее в экспериментальном профиле пучка хорошо проявляется характерный вид моды LP_{21}, одной из двух основных мод излучения. Расчетный профиль интенсивности для модового состава при мощности накачки 6.3 W (табл. 2) представлен на рис. 4, *b, c*. Таким образом, получено хорошее качественное соответствие экспериментального и расчетного профилей интенсивности выходного излучения.

Заключение

В работе представлена новая методика определения модового состава излучения ММ волоконного лазера. Показано, что так как разные поперечные моды отражаются от ММ ВБР на разных длинах волн, то экспериментальное измерение оптического спектра лазерного излучения позволяет определить как наличие определенных мод, так и долю оптической мощности в каждой из них.

Исследование созданного волоконного лазера с активной сердцевиной диаметром 40 μm показало, что в нем реализуется от 2 до 4 поперечных мод в зависимости от мощности при том, что само волокно по расчетам поддерживает распространение 17 мод. При увеличении мощности число мод, как правило, росло, что связано с пространственным выжиганием инверсии. Неожиданным результатом оказалось отсутствие фундаментальной моды LP_{01}, а большая часть мощности излучалась в виде мод LP_{11} и LP_{21}. Тем не менее экспериментальное измерение пространственного распределения интенсивности в пучке показало качественное соответствие с расчетным модовым составом. Кроме того, выяснилось, что иногда происходит перекачка одной моды в другую при отражении от ВБР. Возможно, такой процесс позволяет более эффективно снимать инверсию в активной сердцевине.

Преимуществом представленного метода перед традиционными являются достаточно простые экспериментальные измерения и расчетная модель, которые позволяют точно определить как сами поперечные моды, так и доли мощности в них. Кроме того, модовый состав определяется в области выходной ММ ВБР и представляет собой непосредственно модовый состав лазерной генерации без влияния искажений в выходном пассивном волокне. Большим преимуществом является то, что увеличение количества мод не усложняет как эксперимент, так и расчетную модель, а лишь затрудняет идентификацию мод. При этом последовательный анализ модового состава излучения лазера при постепенном по-

вышении мощности позволяет идентифицировать даже большое количество мод. Ограничивающим фактором является случай, когда пики в спектре выходного лазерного излучения начинают пересекаться, что делает невозможным сопоставление их с конкретными модами.

Полученные результаты имеют высокую практическую значимость в области применений ММ лазерного излучения. Известный модовый состав позволяет определить такие ключевые параметры, как расходимость лазерного пучка, параметры *BPP* и M^2, характеризующие динамику работы ММ волоконного лазера, радиус фокусного пятна, а также рассчитать профиль интенсивности излучения на необходимом расстоянии от торца волокна.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Д.З. Зубаирову (МФТИ НИУ) за помощь в сборке оптической схемы.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках госзадания ИРЭ РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] IPG Photonics [Электронный ресурс]. URL: https://www.ipgphotonics.com/products/lasers/industrial-cw-fiber-lasers/high-power-fiber-lasers
[2] RP Photonics Encyclopedia [Электронный ресурс]. URL: https://www.rp-photonics.com/large_mode_area_fibers.html
[3] H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, C. Jauregui, J. Limpert, A. Tünnermann. Opt. Express, **20**, 15710–15722 (2012). DOI: 10.1364/OE.20.015710
[4] L. Xie, C. Zhang, Y. Liu, H. Li, Q. Chu, H. Song, W. Wu, B. Shen, M. Li, X. Feng, S. Huang, R. Tao, J. Wang, X. Zhang, H.Y. Zhu. Opt. Express, **29**, 7986–7997 (2021). DOI: 10.1364/OE.415690
[5] S. Wielandy. Opt. Express, **15**, 15402–15409 (2007). DOI: 10.1364/OE.15.015402
[6] M. Skorobogatiy, C. Anastassiou, S.G. Johnson, O. Weisberg, T. D. Engeness, S. A. Jacobs, R. U. Ahmad, Y. Fink. Opt. Express, **11**, 2838–2847 (2003). DOI: 10.1364/OE.11.002838
[7] O. Shapira, A.F. Abouraddy, J.D. Joannopoulos, Y. Fink. Phys. Rev. Lett., **94**, 143902 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.143902
[8] D.B.S. Soh, J. Nilsson, S. Baek, C. Codemard, Y. Jeong, V. Philippov. J. Opt. Soc. Am. A, **21**, 1241–1250 (2004). DOI: 10.1364/JOSAA.21.001241
[9] T. Kaiser, D. Flamm, S. Schröter, M. Duparre. Opt. Express, **17**, 9347–9356 (2009). DOI: 10.1364/OE.17.009347
[10] J.W. Nicholson, A.D. Yablon, S. Ramachandran, S. Ghalmi. Opt. Express, **16** (10), 7233–7243 (2008). DOI: 10.1364/oe.16.007233
[11] H.-J. Otto, F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, A. Tunnermann. J. Light. Technol., **31** (8), 1295–1299 (2013). DOI: 10.1109/JLT.2013.2242430
[12] F.R. Iakupov, M.A. Chernikov, A.I. Baranov, R.I. Shaidullin. Appl. Phys. B, **130**, 84 (2024). DOI: 10.1007/s00340-024-08221-0
[13] T. Erdogan. J. Light. Technol., **15** (8), 1277–1294 (1997). DOI: 10.1109/50.618322
[14] C. Lu, Y. Cui. J. Light. Technol., **24** (1), 598–604 (2006). DOI: 10.1109/JLT.2005.859841
[15] F.R. Iakupov, F.V. Zakharov, A.I. Baranov, R.I. Shaidullin. Appl. Phys. B, **131**, 12 (2025). DOI: 10.1007/s00340-024-08373-z
[16] F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, A. Tünnermann. Electron. Lett., **47** (4), 274 (2011). DOI: 10.1049/el.2010.3255
[17] F. Stutzki, C. Jauregui, C. Voigtländer, J. Thomas, S. Nolte, J. Limpert, A. Tünnermann. In: *OSA Technical Digest of Optical Fiber Communication Conf.* (Optica Publishing Group, 2010), p. OTuJ2. DOI: 10.1364/OFC.2010.OTuJ2
[18] P. Lu, A. Wang, S. Soker, Y. Xu. Opt. Lett., **40**, 3488–3491 (2015). DOI: 10.1364/OL.40.003488
[19] A.B. Grudinin, D.N. Payne, P.W. Turner, L.J.A. Nilsson, M.N. Zervas, M. Ibsen, M.K. Durkin. U.S. patent 8743454B2 (June 3, 2004).