ЛАЗЕРЫ

Многопроходный дисковый Yb : KGW-усилитель

А.К.Потемкин, М.А.Мартьянов, С.Ю.Миронов

Исследован многопроходный дисковый Yb : KGW- усилитель, собранный на основе ячейки Уайта и накачиваемый лазерным диодом с волоконным выходом. Показано, что трехзеркальный вариант ячейки в три раза эффективнее четырехзеркального, поскольку размер и положение пучка сигнала на поверхности активного элемента не зависят от номера обхода ячейки. Для трехзеркальной схемы ячейки в экспериментах получен коэффициент усиления по слабому сигналу G = 168 при мощности накачки 360 Вт. Достигнутый в экспериментах коэффициент усиления двух таких последовательно расположенных усилителей составил 6 × 10^4, что превышает G^2 примерно в два раза.

Ключевые слова: *многопроходный усилитель, сферическая аберрация, ячейка Уайта.*

1. Введение

Архитектура современных мощных импульсных лазерных систем основана на использовании принципа CPA (Chirped Pulse Amplification — усиление чирпированных импульсов) [1]. Лазер включает в себя задающий генератор (ЗГ), оптический стретчер, цепочку усилителей и оптический компрессор. Для удобства использования первые два узла лазерной системы – ЗГ со стретчером и предварительный усилитель (ПУ) – делают в волоконном исполнении. Между предварительными усилителями могут быть размещены акустооптические модуляторы (АОМ) света с волоконным входом и выходом для управления частотой следования импульсов. В последнее время отдельный интерес представляют задачи по управлению формой спектра лазерных импульсов [2, 3]. Для этих целей на стадии предварительного усиления применяют объемные (не волоконные) устройства на основе компрессора с нулевой частотной дисперсией. В фурье-плоскости этого устройства размещают пространственный модулятор света (SLM), который совместно с поляризационными элементами позволяет управлять амплитудой спектральных компонент [2 – 4]. Для ввода и вывода излучения из такого устройства применяют волоконный циркулятор, сопряженный с оптическим коллиматором.

Волоконный лазер может иметь несколько выходных каналов с различными параметрами излучаемых импульсов (длительность, частота следования, пиковая и средняя мощности), что крайне важно для его дальнейшего применения в экспериментах. К основным недостаткам волоконных лазеров можно отнести малую апертуру стандартных одномодовых световодов. Так, для микронного диапазона длин волн световод будет одномодовым при диаметре сердцевины 5 – 10 мкм. Столь малая апертура не позволяет пропускать через волокно импульсы с энергией более 0.1 мкДж даже при их растяжении до наносекундной длительности. Для дальнейшего увеличения энергии лазерного излучения используют усилители с большеапертурными одномодовыми (в частности коническими) волокнами, а также реализуют усиление в объемных твердотельных усилителях на основе легированных ионами-активаторами лазерных кристаллов и стекол.

Существуют различные схемы объемных твердотельных усилителей. Их можно условно разделить на схемы прямого однопроходного и многопроходного усиления, причем последние предпочтительнее, т. к. позволяют на одном или двух каскадах реализовать усилитель с энергией до милиджоульного уровня и коэффициентом усиления $G > 10^4$.

В настоящей работе рассмотрена схема многопроходного усиления сигнала с переносом изображения IRA (Image Relay Amplifier). В схеме IRA (рис.1) можно выделить две независимые части. Первая отвечает за распространение усиливаемого сигнала, а вторая – за ввод излучения накачки в объем активного элемента (АЭ) усилителя. В качестве первой части схемы использовалась модернизированная ячейка Уайта [5], а в качестве второй – линия переноса излучения лазерного диода с волоконным выходом на входную поверхность АЭ. Для обеих частей схемы предложены решения по минимизации сферической аберрации, вносимой элементами усилителя. Представлены результаты экспериментов по измерению коэффициента усиления слабого сигнала при его прохождении через один и через два последовательных усилителя, собранных на основе трехзеркальной ячейки Уайта. Приведено сравнение эффективностей трех- и четырехзеркальной схем усилителя.

2. Стандартная и модернизированная ячейка Уайта

На рис.1 приведены оптические схемы двух вариантов ячейки Уайта. Обозначим расстояния от M1 до SM1 че-

А.К.Потемкин, М.А.Мартьянов, С.Ю.Миронов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46;
e-mail: Sergey.Mironov@mail.ru

Поступила в редакцию 21 сентября 2021 г., после доработки – 1 декабря 2021 г.

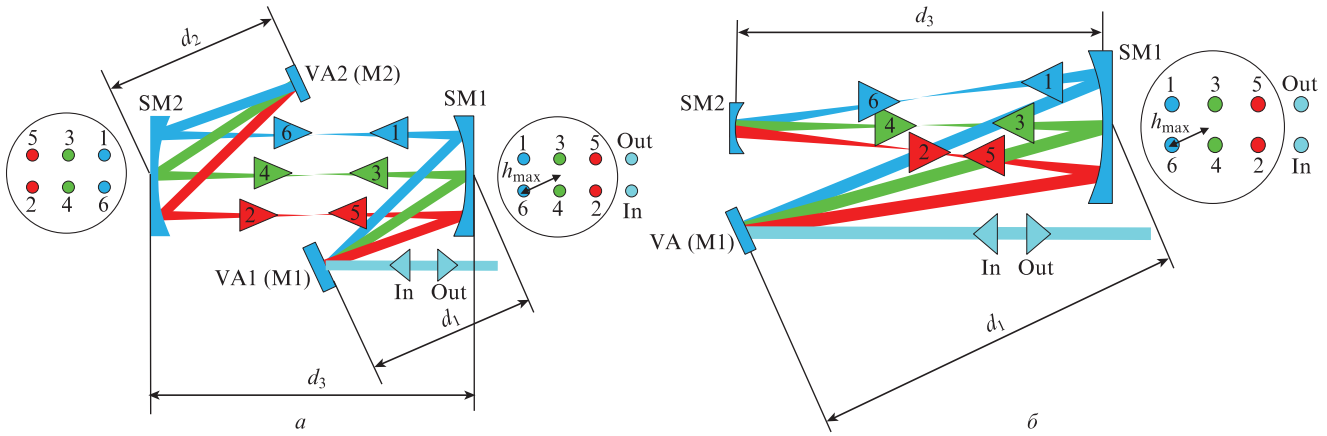

Рис.1. Четырехзеркальная (*а*) и трехзеркальная (*б*) ячейки Уайта:
SM1, SM2, SM – сферические зеркала; M1 (VA1, VA), M2 (VA2) – плоские зеркала (АЭ усилители); h_{max} – отклонение пучка от оси сферического зеркала.

рез d_1, от M2 до SM2 через d_3 и между SM1 и SM2 через d_2. При выполнении условий

$$d_1 = \frac{f_1 f_2 (f_1 + f_2) - d_3 f_1^2}{f_2^2},$$

$$d_2 = f_1 + f_2, \qquad (1)$$

$$f_1 = f_2$$

изображение на зеркале M1 будет транслироваться на зеркало M2 без изменения поперечного масштаба. Здесь f_1 и f_2 – фокусные расстояния сферических зеркал SM1 и SM2.

Оптическую схему ячейки Уайта удобно использовать для создания многопроходного усилителя. Для этого одно или оба плоских зеркала (M1 и M2) необходимо заменить на АЭ (рис.1). Первая входная поверхность АЭ должна быть покрыта антиотражающим покрытием, а вторая является зеркалом с высоким коэффициентом отражения для излучений сигнала и накачки. Изменяя угол наклона зеркал (угол «клина» между зеркалами), можно легко организовать много проходов сигнала по АЭ усилителя. Отметим, что из-за ретрансляции изображения пятна излучения сигнала после каждого прохода по ячейке совпадают друг с другом на поверхности АЭ. Осветив эту область излучением накачки, можно создать эффективный лазерный усилитель. В таком усилителе размер пучка накачки должен незначительно превышать размер пучка сигнала на поверхности АЭ. Если же это превышение значительно, то эффективность использования энергии накачки уменьшается, т. к. бóльшая часть поглощаемой АЭ энергии переходит в люминесценцию и тепло. Более того, в этом случае возможно самовозбуждение усилителя. В обратном случае (когда размер сигнального пучка превышает размер пучка накачки) при усилении сигнальный пучок будет сужаться, а коэффициент усиления (КУ) уменьшаться.

Модификацией четырехзеркальной схемы (рис.1,*а*) является трехзеркальная схема (рис.1,*б*), где в качестве плоского зеркала используется только один дисковый АЭ (VA). Для ретрансляции изображения на поверхность АЭ необходимо выполнить следующие требования:

$$d_1 = \frac{f_1^2 + 2 f_1 f_2}{2 f_2},$$

$$d_2 = f_1 + 2 f_2. \qquad (2)$$

Эффективная длина АЭ L зависит от числа пар пятен N на больших сферических зеркалах. Так, в четырехзеркальной схеме для активного элемента VA1 $L_1 = 2l(N + 1)$, а для VA2 длина $L_2 = 2lN$, где l – толщина АЭ. В трехзеркальной схеме $L = 2l(N + 1)$. Максимальное реализуемое в схеме значение N зависит от соотношения между поперечным размером сферических зеркал и диаметром лазерных пучков на этих зеркалах. В наших экспериментах достигалось максимальное значение $N = 13 – 14$, т. е. эффективная длина АЭ была в 26–28 раз больше длины АЭ в линейной однопроходной схеме усиления.

3. Минимизация сферических аберраций в ячейке Уайта

Аберрации ограничивают максимальный поперечный размер сферических зеркал и число проходов через ячейку Уайта. Их влияние приводит к искажению пучка на выходе ячейки и к нарушению условий ретрансляции (1), (2). Наиболее опасной является сферическая аберрация. Для пучка, идущего из бесконечности на линзу или сферическое зеркало, этот вид аберрации проявляется в виде зависимости фокусной длины линзы или зеркала от высоты пучка над оптической осью системы (продольная сферическая аберрация). Для положительных линз или зеркал увеличение этого расстояния приводит к уменьшению фокусной длины, т. е. продольная аберрация отрицательная. В рассматриваемых схемах диаметр пучка значительно меньше поперечного размера сферических зеркал, поэтому распространение пучка можно моделировать в приближении лучевой оптики. Сферическая аберрация системы оказывает влияние на смещение всего пучка за обход по ячейке, но не на сам пучок.

Для вычисления величин аберраций обычно используют разложение разности поперечной и опорной (идеальной) фаз в ряд Тейлора. При небольшой числовой апертуре $NA = h/F < 0.1–0.2$, где h и F – высота (расстояние от оптической оси) луча и фокусное расстояние линзы (зеркала), обычно принимают во внимание слагаемые

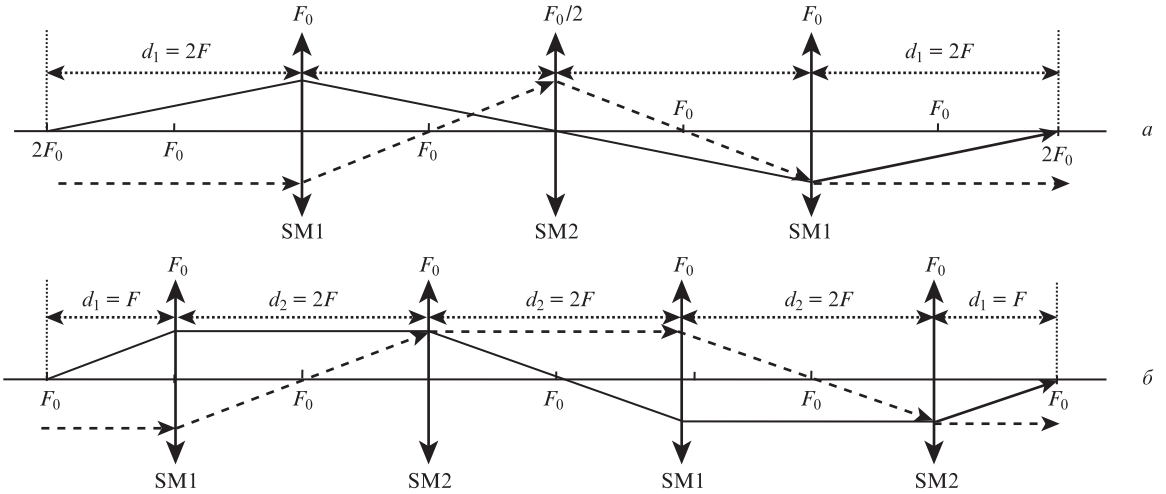

Рис.2. Эквивалентные оптические схемы одного прохода по трех- (*а*) и четырехзеркальной (*б*) ячейкам Уайта (рис.1) для симметричного случая.

ряда до третьего порядка. В этом случае работает приближение Зейделя.

Рассмотрим влияние сферической аберрации зеркал на условия ретрансляции изображения в плоскости АЭ усилителя для трех- и четырехзеркальной ячеек Уайта. Ограничимся симметричными случаями: для трехзеркальной ячейки $f_1 = F_0 = 2f_2$, $d_1 = d_2 = 2F_0$, для четырехзеркальной ячейки $f_1 = f_2 = F_0$, $d_1 = F_0$, $d_2 = F_0$, $d_3 = F_0$. Эквивалентные схемы ячеек представлены на рис.2.

Для оценки отклонения пучка на поверхности АЭ VA1 воспользуемся формализмом ABCD-матриц. Луч, входящий в систему слева (рис.2), будет описываться вектором

$$V_{\text{in}} = \begin{pmatrix} y_{\text{in}} \\ \alpha_{\text{in}} \end{pmatrix},$$

где $y_{\text{in}} = 0$ – высота луча над осью на поверхности АЭ VA1 и α_{in} – угол, под которым он пересекает ось. Будем считать α_{in} свободным параметром. Его максимальное значение можно определить как $\alpha_{\max} = h_{\max}/d_1$. Высота входного луча $h_{\max}$ определяется радиусом сферического зеркала R_{M} и числом проходов через ячейку $N_{\max}$: $h_{\max} = R_{\text{M}} - R_{\text{M}}/(2N_{\max})$. Луч на выходе системы описывается вектором

$$V_{\text{out}} = \begin{pmatrix} y_{\text{out}} \\ \alpha_{\text{out}} \end{pmatrix},$$

где y_{out} и α_{out} – высота луча над осью и угол, под которым он пересекает ось на выходе системы. Входной и выходной векторы связаны соотношением $V_{\text{out}} = MV_{\text{in}}$, где M – ABCD-матрица, описывающая оптическую систему. При использовании идеальных линз в обеих схемах после полного обхода луч точно возвращается в исходное состояние.

Для описания схем используется всего два типа матриц:

$$M_1 = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

– матрица свободного пространства протяженностью L и

$$M_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\dfrac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$$

– матрица, ответственная за прохождение луча через квадратичный фазовый корректор f (линзу или сферическое зеркало). ABCD-матрица полного однократного обхода схемы, представленной на рис.2,*а*, имеет следующий вид:

$$M_{3\text{M}} = \begin{pmatrix} 1 & 2f_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\dfrac{1}{f_0} & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 2f_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\dfrac{2}{f_0} & 1 \end{pmatrix}$$
$$\times\begin{pmatrix} 1 & 2f_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\dfrac{1}{f_0} & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 2f_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

и схемы на рис.2,*б*:

$$M_{4\text{M}} = \begin{pmatrix} 1 & f_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\dfrac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 2f_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\dfrac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 2f_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$
$$\times\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\dfrac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 2f_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\dfrac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & f_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Матрицы $M_{3\text{M}}$ и $M_{4\text{M}}$ принципиально различаются. В $M_{3\text{M}}$ для описания прохождения луча через квадратичный фазовый корректор используется матрица, в которой фокусное расстояние сферического зеркала R не зависит от поперечной координаты луча y, а в $M_{4\text{M}}$ эта зависимость учитывается таким образом:

$$f(y) = \frac{R}{2} - \frac{1}{4}\frac{y^2}{R}. \qquad (3)$$

Различие связано с тем, что в трехзеркальной схеме реализуется перенос изображения из плоскости $2F_0$ в плоскость $2F_0$, т.е. луч, выходящий из центра кривизны сферического зеркала, возвращается в него строго назад. На практике сферическое зеркало незначительно наклонено, чтобы организовать много проходов по усилителю, однако это обстоятельство не является существенным для рассматриваемого эффекта.

На рис.3 в качестве примера приведены зависимости отклонения положения луча y_{out} на поверхности АЭ VA1 для трех- и четырехзеркальной схем от входного угла в систему α_{in}. Моделирование выполнено при радиусе кривизны первого сферического зеркала $R = 1000$ мм, его диаметре 80 мм и $N_{\max} = 13$. При фиксированной высоте входа луча $h_{\max}$ диапазон входных углов различается в

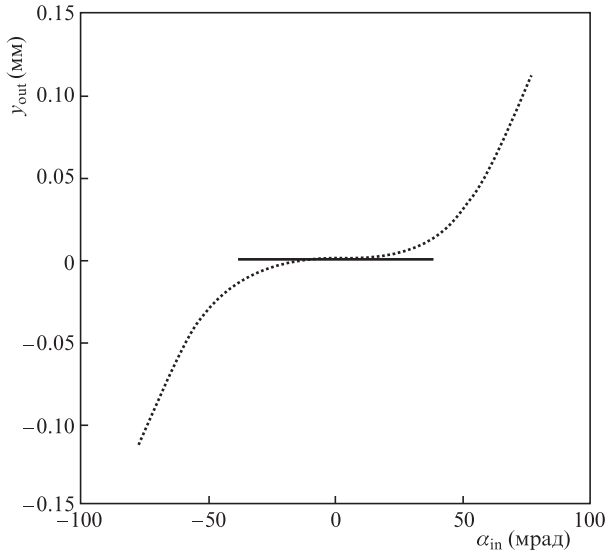

Рис.3. Зависимости отклонения координаты луча на АЭ VA1 в симметричной трех- (сплошная кривая) и четырехзеркальной (пунктир) ячейках Уайта при радиусе кривизны первого сферического зеркала R = 1000 мм, его диаметре 80 мм и N_{max} = 13.

два раза из-за двукратного различия параметров d_1 в рассматриваемых схемах.

В четырехзеркальной схеме лучи, падающие на периферийную часть сферического зеркала, после прохода ячейки значительно смещаются на АЭ. Уход усиливаемого пучка из накачиваемой области АЭ приводит к снижению КУ, искажениям поперечной структуры распределения интенсивности, неоднородности спектра по сечению пучка и др. Применительно к рассматриваемым параметрам смещение составляет ~0.2 мм. Для борьбы с негативным эффектом смещения необходимо так увеличить диаметр пятна накачки, чтобы за N_{max} обходов ячейки сигнальный пучок не вышел из накачиваемой области. Однако увеличение диаметра пучка накачки – не оптимальное решение, т.к. оно приводит к снижению интенсивности излучения накачки на поверхности АЭ и к уменьшению КУ. В то же время в трехзеркальной схеме такого смещения пучка нет. Отметим также, что, согласно [5], трехзеркальная ячейка Уайта менее подвержена влиянию тепловой линзы и астигматизму. Вопросы, связанные с проявлением астигматизма в многопроходных усилителях, рассмотрены в [6].

4. Линия передачи излучения накачки на поверхность активного элемента

Для накачки АЭ твердотельных усилителей наиболее удобно использовать лазерные диоды (ЛД), что обусловлено их высокой яркостью и большой эффективностью. Особый интерес представляют ЛД с волоконным выходом излучения. ЛД относительно небольшой мощности (P < 1–2 Вт) снабжаются одномодовым волоконным выходом и используются для накачки активных световодов. Более мощные ЛД (P > 10–100 Вт) приходится комплектовать волокном с существенно большим диаметром сердцевины, что приводит к пространственной многомодовости выходного излучения. В настоящее время коммерчески доступны ЛД с мощностью P > 1–3 кВт, диаметром сердцевины волокна 100–1000 мкм и числовой апертурой NA в интервале 0.1 – 0.25.

Линия передачи излучения с выхода волокна на АЭ лазера состоит из коллиматора и фокусатора с фокусными расстояниями F_c и F_f соответственно (рис.4). Расстояние между коллиматором и фокусатором выбирается исходя из конструктивных особенностей усилителя. Фокальную плоскость коллиматора совмещают с плоскостью выходного торца волоконного выхода диода накачки, а в фокальной плоскости фокусатора располагают АЭ усилителя, благодаря чему на нем формируется масштабированное изображение выходного торца волокна. Для оптимального функционирования усилителя необходимо обеспечить максимально равномерное распределение излучения накачки на входной грани АЭ усилителя.

Поперечный размер многомодового пучка накачки изменяется при его распространении по линии передачи (даже между коллиматором и фокусатором), что необходимо учитывать при конструировании усилителя. Это можно сделать следующим образом. В качестве размера многомодового пучка выберем второй момент поперечного распределения интенсивности пучка. Как показано на рис.4, выходной торец волокна с радиусом сердцевины r_{core} расположен в плоскости объекта P1. Коллиматор (в простейшем случае это линза с фокусным расстоянием F_c) установлен на расстоянии F_c от торца волокна. В плоскости коллиматора радиус пучка накачки $a_0 = F_c$NA и угол расходимости $\theta = r_{core}/F_c$. После коллиматора многомодовый пучок распространяется в свободном пространстве. Его статистический центр, определяемый через первый момент поперечного распределения интенсивности, движется по прямой вдоль оси Z. В то же время второй момент поперечного распределения интенсивности пучка a будет изменяться в соответствии с зависимостью [7]

$$a^2(z) = (\theta z)^2 + a_0^2\left(1 - \frac{z}{F}\right)^2, \qquad (4)$$

где a_0 – второй момент поперечного распределения интенсивности излучения в плоскости линзы F_c при z = 0; θ – угол расходимости второго момента пучка в этой же плоскости. Из выражения (4) можно определить расстояние z_d, при котором площадь пучка увеличится в два раза. Расстояние z_d является аналогом дифракционной длины или конфокального параметра для одномодовых пучков:

$$z_d = \frac{a_0}{\theta} = \frac{F_c^2\mathrm{NA}}{r_{core}}. \qquad (5)$$

Согласно (5), при постоянной числовой апертуре волокна дистанция расплывания многомодового пучка квадратично растет с F_c и увеличивается с уменьшением радиуса

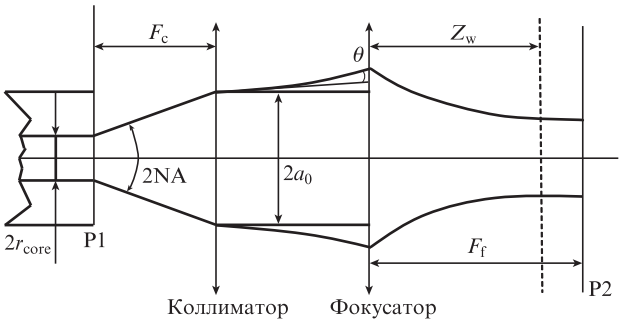

Рис.4. Оптическая схема линии передачи излучения диодной накачки с волоконным выходом на входную грань АЭ усилителя.

сердцевины волокна r_{core}, т. е. волокно с меньшим r_{core} позволяет передать излучение на большее расстояние.

На расстоянии F_f от фокусатора расположена плоскость P2, где размещен АЭ усилителя. На его поверхности линия передачи формирует увеличенное в $M = F_f/F_c$ раз изображение сердцевины волокна. Распределение интенсивности на выходе волокна при большом числе мод близко к однородному. Следовательно, при использовании в линии передачи идеальной оптики распределение интенсивности на поверхности АЭ также должно быть однородным (равномерным). Однако применение сферических плосковыпуклых линз в качестве компонентов линии передачи может быть неэффективным. Это объясняется тем, что использование сферических линз с числовой апертурой NA > 0.1–0.2 приводит к сильным искажениям волнового фронта прошедших через них пучков света. В рассматриваемом случае наиболее опасной является сферическая аберрация, приводящая к зависимости фокальной длины линзы от высоты лучей над оптической осью, что в свою очередь приводит к искажению изображения выходного торца волокна диода накачки на поверхности АЭ усилителя.

В качестве количественной характеристики сферической аберрации можно выбрать продольную, поперечную, угловую или волновую аберрацию, которые однозначно выражаются друг через друга. Продольная сферическая аберрация пропорциональна квадрату высоты луча h, падающего на линзу, и обратно пропорциональна фокусному расстоянию линзы f:

$$\sigma = -P\frac{h^2}{f}. \tag{6}$$

В этой формуле коэффициент пропорциональности P зависит от геометрии линзы, показателя преломления материала, из которого она изготовлена, а также от положения источника изображения в плоскости предметов. Для справки приведем вычисленный по теории Зейделя параметр $P = P_i^\infty$ (сумма Зейделя) для тонкой линзы со сферическими поверхностями, изготовленной из материала с показателем преломления n, для предмета, находящегося на бесконечности:

$$P_i^\infty = \frac{n}{2(n-1)^2}\left[\frac{n+2}{n^2(1-C)^2} - \frac{2n+1}{n(1-C)} + n\right]. \tag{7}$$

Параметр $C = r_1/r_2$ характеризует форму линзы и равен отношению радиусов кривизны ее поверхностей (знак величины радиуса выбирается по правилу знаков: если лучи падают на выпуклую поверхность, то $r > 0$, и наоборот) [8].

Из анализа формулы (7) следует, что при любой форме линзы параметр $P_i^\infty \neq 0$, а для положительной линзы всегда $P_i^\infty > 0$; с ростом n этот параметр уменьшается. Последнее объясняется тем, что линзы из материала с бóльшим n имеют бóльшие радиусы кривизны входной и выходной поверхностей. Для линзы с параметром формы

$$C = \frac{n(2n-1)-4}{n(2n+1)} \tag{8}$$

сумма Зейделя становится минимальной:

$$P_{i\min}^\infty = \frac{n(4n-1)}{8(n+2)(n-1)^2}. \tag{9}$$

Отметим, что для сферической линзы из стекла К8 (показатель преломления $n = 1.5079$ для $\lambda = 940$ нм) получаем хорошо известное выражение для соотношения радиусов поверхностей: $C = -0.15856 \approx -1/6$. В этом случае линза должна быть двояковыпуклой, а поверхность с меньшим радиусом кривизны должна быть направлена в сторону расположенного на бесконечности предмета [5]. При этом сумма Зейделя $P = 1.048$. Если же взять линзу из стекла с бóльшим коэффициентом преломления, например ТФ5 ($n = 1.7312$ для $\lambda = 940$ нм), то при $C = 0.034$ линза должна иметь форму мениска, поверхность с меньшим радиусом кривизны должна быть направлена в сторону предмета, а радиус кривизны второй поверхности должен быть примерно в 30 раз больше радиуса входной поверхности. Если такую линзу заменить плосковыпуклой ($C = 0$), то сумма Зейделя возрастет незначительно, менее чем на 0.4%.

В экспериментах мы протестировали две линии передачи с близкими характеристиками коллиматоров и фокусаторов. В качестве источника излучения накачки использовался диодный лазер BWT мощностью 330 Вт с центральной длиной волны излучения 940 нм и многомодовым волоконным выходом (диаметр сердцевины D = 200 мкм, NA = 0.22). В первой линии передачи коллиматором служила изготовленная из стекла ТФ5 плосковыпуклая сферическая монолинза с фокусным расстоянием 47.12 мм, а во второй – коммерческий коллиматор Thorlabs F810FC-830, представляющий собой дублет линз с фокусным расстоянием 36.9 мм. В обеих линиях для фокусировки излучения на поверхность АЭ применялись сферические плосковыпуклые линзы из стекла К8. Форма линз была близка к оптимальной в соответствии с формулой (8). В первой линии фокусное расстояние фокусатора составляло 194.65 мм, во второй – 250 мм.

На рис.5 приведено сечение поперечного распределения интенсивности излучения накачки в плоскости АЭ,

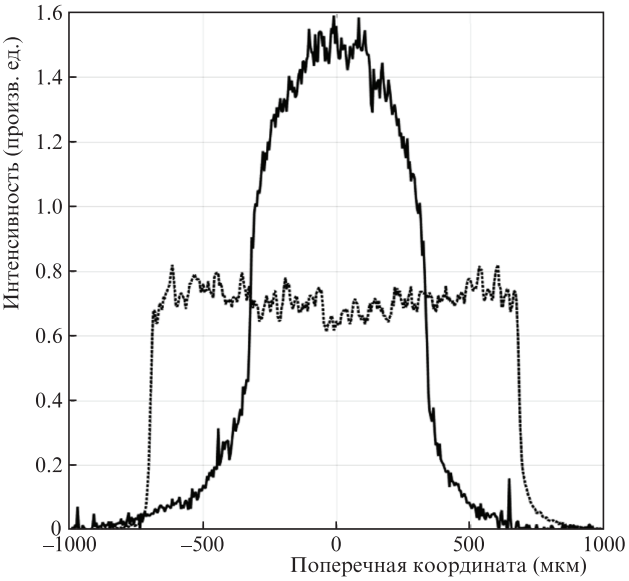

Рис.5. Сечения поперечного распределения интенсивности диодной накачки с волоконным выходом (D = 200 мкм, NA = 0.22) на поверхности АЭ в случаях, когда коллиматор и фокусатор изготовлены из тонких сферических линз оптимальной формы (сплошная кривая) и когда коллиматор представляет собой дублет линз, а фокусатор – тонкую сферическую линзу оптимальной формы из стекла К8 (пунктир). Фокусные расстояния F_c = 47.12 мм, F_f = 194.65 мм и F_c = 36.9 мм, F_f = 250 мм для первого и второго случаев соответственно.

получаемое при использовании первой линии передачи (сплошная кривая). И хотя коллиматор имеет минимальную сферическую аберрацию, вместо равномерного распределения интенсивности наблюдается колоколообразное распределение с размытыми границами. При использовании такой линии передачи в процессе усиления пучок сигнала будет сужаться. Для усилителей слабого сигнала такое сужение не критично. В этом случае для источников с волоконным выходом излучения с NA < 0.22 достаточно использовать плосковыпуклую сферическую линзу, изготовленную из материала с бóльшим показателем преломления, чем у стекла К8.

На рис.5 также показано сечение поперечного распределения излучения накачки на выходе второй линии передачи (пунктир). В этом случае распределение стало более равномерным, а размытие границ значительно уменьшилось. Отметим, что в этом распределении есть небольшой провал интенсивности в центре, что позволяет предотвратить сужение пучка сигнала в процессе его усиления, если на поверхности АЭ характерный поперечный размер сигнального пучка меньше размера пучка накачки. Таким образом, дублет производства Thorlabs демонстрирует лучшие результаты, чем оптимальная линза из стекла ТФ5 с $P_{\min} = 0.643$.

Поскольку рассмотренные линии передачи излучения обладают достаточно большим коэффициентом увеличения ($M = 4.13$ для первой линии и 6.78 для второй), то аберрации, вносимые фокусаторами, существенно меньше, чем у используемых коллиматоров. Поэтому применение в фокусаторах дублетов вместо линз не скажется на качестве выходного излучения на поверхности АЭ.

5. Измерение коэффициента усиления

Мы протестировали многопроходный дисковый усилитель с трехзеркальной ячейкой Уайта. Этот усилитель предполагается установить после волоконной части фемтосекундного лазерного комплекса, создаваемого в ИПФ РАН для фотоинжектора электронов [9]. Ширина спектра излучения волоконного лазера (ЗГ) по уровню FWHM интенсивности составляла 8 нм, центральная длина волны – 1034 нм. В качестве АЭ твердотельного многопроходного усилителя использовались кристаллы KGW длиной 3 мм с 3%-ным легированием ионами Yb (Optogama). Кристаллы были вырезаны с ориентацией a-cut, на их входную поверхность наносилось антиотражающее покрытие AR ($R < 0.5\%$, 1030 и 940 нм), а на выходную поверхность – зеркальное покрытие HR ($R > 99.5\%$, 1030 нм; $R > 95\%$, 940 нм). Апертура кристаллов равнялась 7×7 мм. Выбор активной среды в усилителе был обусловлен значительной шириной спектра люминесценции (см. рис.6 и работу [10]). Использование кристаллов KGW, легированных ионами Yb, позволяет после усиления получить лазерные импульсы с шириной спектра ~8 нм, что важно для задач по спектрально-временному профилированию лазерных импульсов.

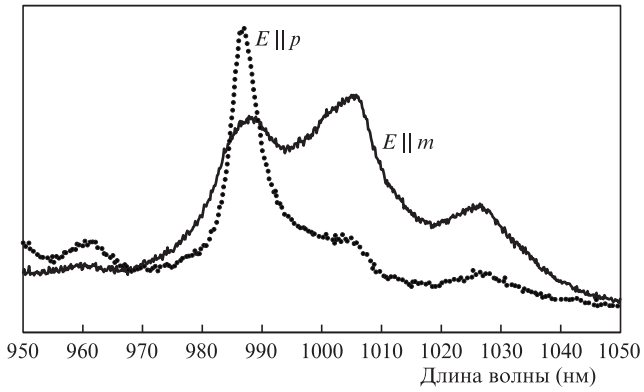

Рис.6. Спектры люминесценции кристалла Yb:KGW для разных поляризаций.

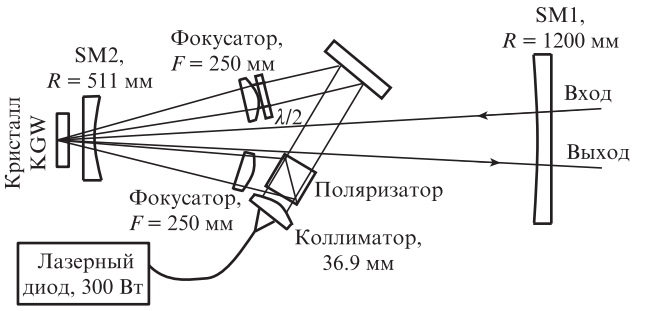

Рис.7. Оптическая схема многопроходного дискового усилителя с трехзеркальной ячейкой Уайта, вид сверху.

Используемые кристаллы Yb:KGW эффективно поглощают излучение накачки только в одной линейной поляризации. Поэтому излучение накачки после коллиматора разветвляется при помощи поляризационного кубика на два линейно поляризованных пучка: отраженный имеет вертикальную поляризацию, а прошедший – горизонтальную (рис.7). Поляризация последнего поворачивается на 90° с помощью полуволновой пластинки. Затем оба пучка фокусируются на АЭ одинаковыми фокусаторами. Отметим, что для получения эффективного усиления поляризация сигнального излучения на входе в АЭ должна совпадать с поляризацией излучения накачки.

Сферические поверхности ячейки Уайта имели зеркальное покрытие HR ($R > 99.5\%$, 1030 нм). Активная среда Yb:KGW является квазичетырехуровневой и поглощает на длине волны усиливаемого сигнала. Перед началом работы измерялось пропускание «холодного» (при выключенной накачке) усилителя для разного числа обходов излучения по ячейке, что необходимо знать для вычисления фактического коэффициента усиления. В табл.1 приведены данные о пропускании усилителя T в зависимости от числа пар пятен N на зеркале SM1 (рис.7).

Усилитель тестировался в двух различных режимах работы волоконного лазера. В первом режиме усиливались импульсы длительностью 200 пс, следующие с частотой 47 МГц, во втором режиме частота следования импульсов была уменьшена в 64 раза. Оптическая система формировала на поверхности АЭ усилителя поперечное распределение интенсивности пучка, близкое к гауссову: $I(r) = I_0\exp[-(r/R_b)^2]$. Характерный диаметр пучка сигнала $2R_b = 920$ мкм, пучка накачки – 1385 мкм, при этом размер перетяжки сигнального пучка $Z_w = 283$ см. Накачка

Табл.1. Пропускание усилителя T в зависимости от числа пар пятен на зеркале SM1.

N	T	N	T
4	0.5	9	0.3
5	0.47	10	0.27
6	0.43	11	0.25
7	0.38	12	0.22
8	0.33	13	0.18

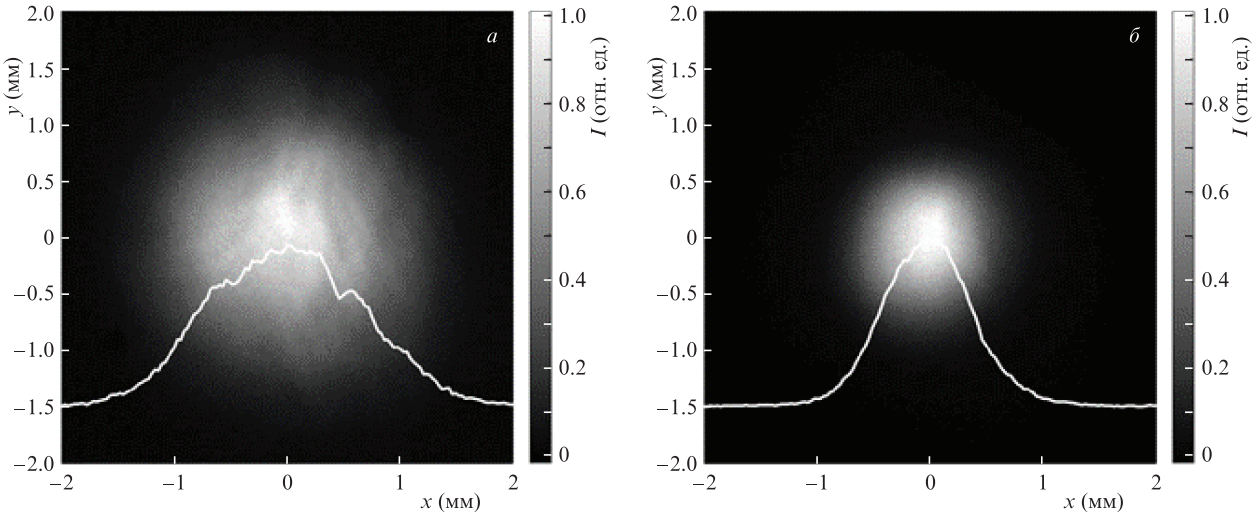

Рис.8. Распределения излучения на входе усилителя, мощность накачки $P_р = 0$ (*а*), и на его выходе, $P_р = 350$ Вт (*б*); КУ $G \sim 150$.

усилителя осуществлялась импульсами прямоугольной формы длительностью 1 мс с пиковой мощностью P до 360 Вт и частотой следования 1 или 2 Гц.

Для определения коэффициента усиления проводились измерения интенсивности импульсов с использованием фотодиода и осциллографа. Амплитуда сигнала возрастала с момента прихода импульса накачки, а к его концу выходила на стационарный уровень. КУ вычислялся с использованием осциллограммы усиленного цуга импульсов по формуле

$$G = T\,\frac{A(\tau = 1\text{ мс})}{A(\tau = 0)},$$

где T – пропускание в холодном усилителе в соответствии с табл.1; $A(\tau = 1$ мс$)$ – амплитуда импульсов к концу импульса накачки, а $A(\tau = 0)$ – амплитуда импульсов в начале импульса накачки. Максимальное значение КУ $G = 168$ было получено при 13-ти V-образных проходах по АЭ усилителя (эффективная длина активной среды 7.8 см) при мощности накачки $P = 360$ Вт, при этом интенсивность накачки на поверхности АЭ $I_р = 24$ кВт/см^2. Геометрия усилителя позволяла увеличить количество обходов пучка по ячейке и, следовательно, число V-проходов через АЭ. Однако при максимальной мощности накачки увеличение числа V-проходов через АЭ свыше 13 приводило к самовозбуждению системы волоконный лазер – усилитель, несмотря на то что между ними был установлен изолятор Фарадея. Поэтому $G = 168$ в наших экспериментах было максимальным.

В экспериментах при использовании усилителя с трехзеркальной ячейкой Уайта в режиме предельного усиления (при $G \sim 150$) видимых изменений в поперечной структуре усиливаемого пучка не наблюдалось (рис.8).

Отметим, что эффективность усилителя при использовании трехзеркальной ячейки Уайта оказалась больше, чем при использованной ранее в наших экспериментах четырехзеркальной схеме [10]. Для количественного сравнения приведем значения коэффициентов усиления, нормированные на интенсивность накачки. Достигнутый в трехзеркальной схеме погонный коэффициент усиления $\alpha = L^{-1}\log G = 0.66$ см$^{-1}$, параметр эффективности $\eta = \alpha/I_р$ составил 0.0275 см/кВт, тогда как в четырехзеркальной ячейке Уайта [10] он оказался более чем в три раза ниже: 0.008 см/кВт. Следовательно, интенсивность накачки в последней схеме должна быть более чем три раза выше для получения примерно такого же коэффициента эффективности.

Были проведены эксперименты по измерению коэффициента усиления слабого сигнала при его последова-

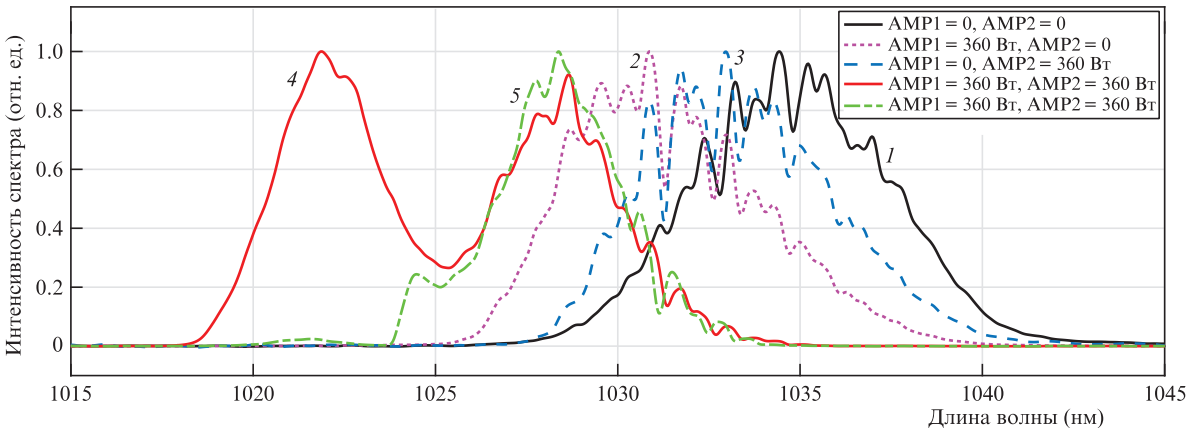

Рис.9. Спектры сигнала, прошедшего усилители AMP1, 2 без накачки (*1*), с накачкой, включенной в первом (*2*) или втором (*3*) усилителях, в обоих усилителях (*4*), а также с накачкой в обоих усилителях при наличии подавления коротковолновой части спектра на входе во второй усилитель (*5*).

тельном прохождении двух многопроходных усилителей на основе трехзеркальной ячейки Уайта. Между первым и вторым каскадами усиления обратной связи не было. Для предотвращения самовозбуждения усилителей между ними устанавливался изолятор Фарадея. Оба усилителя по отдельности при соответствующей настройке обеспечивали примерно одинаковые максимальные коэффициенты усиления: $G_1 \approx G_2 \approx 150$. При этом энергия импульса возрастала с 80 пДж до 12 нДж при частоте следования импульсов 47 МГц в цуге длительностью 1 мс. Частота следования цугов составляла 1–2 Гц. Однако измеренный в экспериментах суммарный коэффициент G_{12} был равен приблизительно 60000, что больше произведения G_1G_2 в два-три раза. Это объясняется изменением спектра сигнала после прохождения им первого усилителя. Статистический центр распределения интенсивности спектра первого сигнала смещается в сторону более коротких волн (рис.9), на которых второй усилитель имеет более высокий коэффициент усиления. Поэтому полный КУ схемы из двух усилителей G_{12} превышает величину G_1G_2.

Если не предпринять дополнительных мер, направленных на подавление на входе во второй усилитель коротковолновой части спектра усиливаемого сигнала, то на выходе второго усилителя спектр сигнала уширяется и в нем формируется второй пик на длине волны λ = 1023 нм. Такой процесс нежелателен для задач, связанных с управлением формой спектра. Однако для задач, связанных с уменьшением длительности и увеличением пиковой мощности импульса, уширение спектра может оказаться полезным, поскольку более широкий спектр сигнала позволит получить меньшую длительность импульсов после временного сжатия. На рис.9 приведены спектры сигнала, прошедшего усилители в различных режимах включения накачки, а также при подавлении коротковолновой части спектра на входе во второй усилитель.

6. Заключение

Предложена лучевая модель трех- и четырехзеркальной ячейки Уайта. Проанализировано отклонение координаты усиливаемого пучка на поверхности АЭ усилителя в зависимости от числа проходов по ячейке. Показано, что в четырехзеркальной ячейке сферическая аберрация зеркал препятствует точной ретрансляции усиливаемого пучка на АЭ усилителя. Для минимизации этого эффекта необходимо увеличивать размер пучка накачки, что при фиксированной мощности накачки приводит к уменьшению эффективности усилителя. В то же время трехзеркальный вариант ячейки Уайта практически свободен от этого недостатка. Приведены рабочие формулы для расчета характеристик элементов линии передачи излучения с волоконного выхода диода накачки на поверхность АЭ усилителя.

Собранный на основе трехзеркальной ячейки Уайта усилитель с диодной накачкой с волоконным выходом (мощность излучения 360 Вт, диаметр сердцевины световода 200 мкм, NA = 0.22) продемонстрировал коэффициент усиления G = 168, что более чем в три раза превышает таковой для усилителя с четырехзеркальной ячейкой. Показано, что последовательное включение двух усилителей на кристаллах Yb:KGW обеспечивает полный коэффициент усиления по слабому сигналу $\sim 6 \times 10^4$, что превышает произведение коэффициентов усиления по слабому сигналу отдельных усилителей. Это объясняется смещением спектра сигнала в коротковолновую сторону, где КУ выше, чем для исходного излучения. Прохождение сигналом двух последовательных усилителей приводит к уширению его спектра, что может быть использовано для дополнительного сокращения длительности импульса излучения после его временнóй компрессии.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект №21-72-30027).

1. Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
2. Mironov S.Y., Potemkin A.K., Gacheva E.I., Andrianov A.V., Zelenogorskii V.V., Krasilnikov M., Stephan F., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **55**, 1630 (2016).
3. Kuzmin I., Mironov S., Gacheva E., Zelenogorsky V., Potemkin A., Khazanov E., Kanareykin A., Antipov S., Krasilnikov M., Loisch G., Stephan F. *Laser Phys. Lett.*, **16**, 015001 (2018).
4. Mironov S.Y., Poteomkin A.K., Gacheva E.I., Andrianov A.V., Zelenogorskii V.V., Vasiliev R., Smirnov V., Krasilnikov M., Stephan F., Khazanov E.A. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 055003 (2016).
5. Körner J., Hein J., Kaluza M.C. *Appl. Sci.*, **6**, 353 (2016).
6. Chen K., Yang H., Sun L., Jin G. *Appl. Opt.*, **49**, 2277 (2010).
7. Власов С.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И. *Изв. вузов. Радиофизика*, **14**, 1353 (1971).
8. Born M., Wolf E. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge: Cambridge University Press, 1999).
9. Вихарев А.А., Вихарев А.Л., Гачева Е.И., Иванов О.А., Кузиков С.В., Макаров Д.С., Мартьянов М.А., Миронов С.Ю., Песков Н.Ю., Потемкин А.К., Третьяков М.Ю., Шкаев А.П. *Изв. вузов. Радиофизика*, **63**, 477 (2020).
10. Gacheva E.I., Zelenogorskii V.V., Andrianov A.V., Krasilnikov M., Martyanov M.A., Mironov S.Y., Potemkin A.K., Syresin E.M., Stephan F., Khazanov E.A. *Opt. Express*, **23**, 9627 (2015).