

УДК 53.082.53

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЁТОК НАСЕЛЁННОСТИ В ВОЛОКНАХ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ИТТЕРБИЯ

© Р. В. Дробышев, И. А. Лобач, С. И. Каблуков

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: drobyшев@iae.nsk.su*

Исследованы спектральные и фазовые свойства динамических решёток населённости в различных образцах иттербиевых волокон при различных мощностях записывающего и накапливающего излучений. Оказалось, что, несмотря на различия между образцами, мощностные зависимости имеют схожий характер, который определяется коэффициентом усиления в волокне и мощностью насыщения в нём. Показано, что фаза динамической решётки принимает постоянное значение, меняя его только в момент перехода решётки поглощения в решётку усиления. Экспериментально проиллюстрировано существенное влияние фазовой составляющей в динамических решётках населённости на ионах иттербия.

Ключевые слова: динамические решётки, иттербий, эффект самосканирования.

DOI: 10.15372/AUT20230110

Введение. Динамические решётки населённости (ДРН) представляют собой пространственную модуляцию инверсной населённости в активной среде. Такие структуры возникают вследствие эффекта насыщения коэффициента поглощения/усиления под действием двух встречных когерентных электромагнитных волн в средах с обычной и инверсной населённостью соответственно [1]. В отличие от классических решёток [2] ДРН обладают конечным временем жизни, определяемым скоростью распада верхнего рабочего уровня активной среды. Другими словами, ДРН существуют в среде ненамного дольше, чем присутствует записывающее излучение. Эти решётки уже исследовались в различных средах: в оптических волокнах [1], в ячейках с красителем [3], рубиновых кристаллах [4]. Важной особенностью таких структур в оптических волокнах по сравнению с другими средами является возможность получения относительно больших длин, что отражается в высоких спектрально-селективных характеристиках. Данные структуры могут применяться в качестве датчиков [5] или спектральных фильтров в лазерных схемах для стабилизации генерации на одной продольной моде [6] или для получения регулярной динамики продольных мод (так называемый эффект самосканирования) [6, 7].

С учётом вышеуказанных приложений важной задачей является характеристика параметров ДРН (в первую очередь её спектра отражения). В ряде работ уже проводились исследования ДРН в различных схемах [8, 9]. В частности, в [9] было установлено, что ДРН имеет действительную и мнимую составляющие, отношение которых зависит от рабочей длины волны излучения.

Следует отметить, что в вышерассмотренных работах исследовались в основном ДРН, сформированные в оптических волокнах, легированных эрбием. Однако влияние ДРН на лазерную генерацию отмечалось в лазерах на основе других легирующих добавок. В частности, многие интересные с практической точки зрения результаты (большой диапазон перестройки до 25 нм, генерация одночастотных импульсов различной длительности и т. д. [6]) были получены в самосканирующих лазерах на основе иттербиевых волокон.

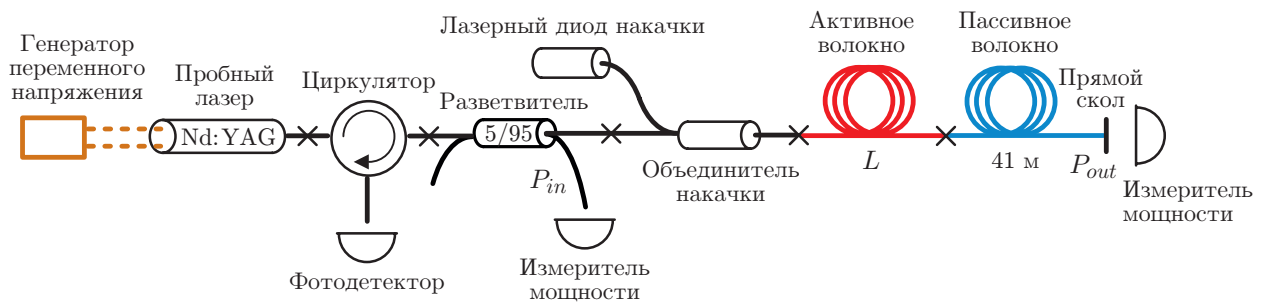


Рис. 1. Схема установки по записи и считыванию ДРН

Однако информации по свойствам ДРН в иттербиевых волокнах крайне мало. Поэтому целью представленной работы является систематическое исследование спектральных свойств ДРН (коэффициент отражения и ширина спектра), сформированных в волокнах, легированных иттербием, с разными характеристиками (длина и степень легирования). Также важным объектом исследования стало определение соотношения фазовой и амплитудной составляющих для разных волокон.

Эксперимент.

Формирование динамических решёток. Схема измерения спектральных свойств ДРН представлена на рис. 1. Такая ДРН записывалась в активном волокне, легированном ионами иттербия (Yb^{3+}), за счёт формирования в нём стоячей волны. Инверсная населённость в волокне создавалась вследствие поглощения излучения накачки, генерируемой многомодовым лазерным диодом на длине волны ~ 964 нм, которое поступало во внутреннюю оболочку активного волокна через объединитель накачки. Стоячая волна в активном волокне формировалась непрерывным линейно-поляризованным излучением одночастотного Nd:YAG-лазера с длиной волны генерации 1064 нм в результате отражения от выходного зеркала. В нашем случае в качестве выходного зеркала использовался торец сколотого под прямым углом выходного волокна, коэффициент отражения которого соответствует френелевскому отражению ($R_{\text{ВЗ}} \sim 3,5\%$). Для повышения эффективности записи ДРН вся схема собрана на компонентах, поддерживающих линейное состояние поляризации. Стоячая волна в волокне с инверсной населённостью приводит к формированию ДРН, результатом возникновения которой является проявление дополнительного отражения в узком спектральном диапазоне [6]. При этом следует отметить, что возникновение отражения от ДРН приводит к формированию активного интерферометра Фабри — Перо (ИФП), вторым отражателем которого является выходное зеркало. Для уменьшения области свободной дисперсии активного ИФП между активным волокном и выходным зеркалом вставлялся отрезок пассивного волокна (SM PS980, Fujikura) длиной 41 м. Отличием активного ИФП от обычного является наличие усиления/поглощения в активном волокне в зависимости от уровня инверсной населённости, создаваемой накачкой. В качестве активной среды использовались три вида коммерческих иттербиевых волокон с различающимися длинами, размерами сердцевин и уровнями легирования (табл. 1). Данные волокна производились компаниями Nufern и Liekki (США), которые впоследствии стали подразделениями компаний Coherent [10] и nLIGHT [11] соответственно.

Считывание динамических решёток. Оптическая частота лазера, формирующего ДРН, поддерживалась постоянной на протяжении достаточно длительного промежутка времени (~ 10 мс), чтобы вклад ранее записанных ДРН становился пренебрежимо малым в процессе считывания спектральной функции отражения. Для измерения спектра производилось сканирование частоты излучения одночастотного лазера по линейному закону. Таким образом, для обеспечения последовательной записи и измерения спектра временная

Таблица 1

Характеристики исследуемых иттербиевых волокон

Условное обозначение	YDF1	YDF2	YDF3
Марка волокна, производитель	PM-YDF-5/130 VIII, Nufern	Yb1200-6/125DC-PM, Liekki	PLMA-YDF-10/125, Nufern
Поглощение при накачке в оболочку для излучения, дБ/м	$0,6 \pm 0,1$ @ 915 нм $1,8$ @ 975 нм	$0,55 \pm 0,1$ @ 915 нм $2,4$ @ 975 нм	$2,05 \pm 0,25$ @ 915 нм 6 @ 975 нм
Диаметр площади моды, мкм	6,5	7	11
Мощность насыщения сигнала, мВт	~30	~35	~85
Измеренное/расчётное поглощение слабого сигнала, дБ/м	2,3/2,16	2,6/1,9	1,3/1,5
Длина активного волокна, м	1,7, 3,6	4	1,9

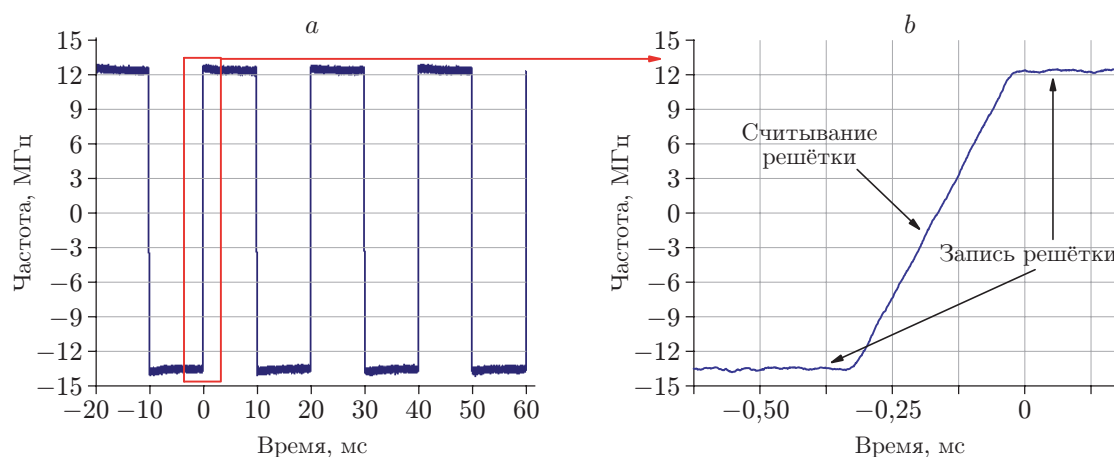


Рис. 2. Динамика изменения оптической частоты пробного лазера: на большом (а) и малом интервалах времени (b)

зависимость оптической частоты лазера имела форму меандра, как показано на рис. 2, а. Отметим, что время считывания спектра (линейного изменения частоты), с одной стороны, должно быть существенно меньше времени жизни верхнего уровня активного иона (~ 1 мс), чтобы записанная решётка испытывала минимальную деградацию параметров как из-за наличия релаксационных процессов, так и вследствие записи новых ДРН считывающей волной. С другой стороны, быстродействие перестройки лазера было ограничено параметрами, встроенной в лазер пьезокерамики. Так, при уменьшении времени перестройки менее 100 мкс изменение частоты перестаёт быть линейным. Исходя из этого в экспериментах выбрана оптимальная длительность перестройки частоты лазера ~ 300 мкс (рис. 2, b). Диапазон перестройки при этом составлял ~ 25 МГц в сторону увеличения и уменьшения частоты.

Сигнал, отражённый от активного ИФП, проходил через циркулятор и регистрировался с помощью быстрого InGaAs-фотодетектора (см. рис. 1). Характерный вид отражённого сигнала представлен на рис. 3. Кроме того, в ходе экспериментов с помощью измерителей

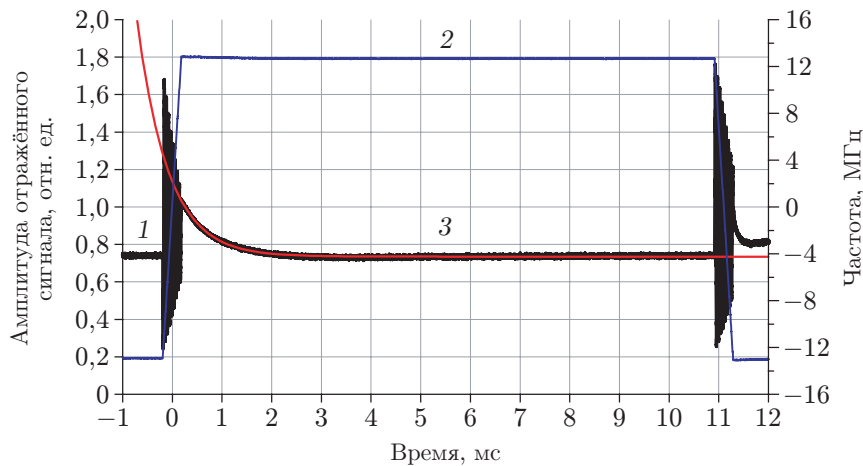


Рис. 3. Сигнал отражения от активного ИФП: 1 — отражённый сигнал, 2 — частота пробного лазера, 3 — экспоненциальная аппроксимация отражённого сигнала

мощности фиксировались мощности сигнала, записывающего решётку, как на входе (P_{in}), так и на выходе активной среды (P_{out}). После перестройки лазера на новое фиксированное значение оптической частоты наблюдается возвращение амплитуды отражённого сигнала к равновесному значению, связанному с балансом усиления (или потерь) и отражения от выходного зеркала, по экспоненциальному закону с характерным временем ~ 600 мкс. Изменение сигнала связано с распадом предыдущей ДРН при формировании новой. При этом за время порядка нескольких миллисекунд амплитуда отражённого сигнала практически перестаёт изменяться (рис. 3), что свидетельствует о завершении формирования новой ДРН. В процессе сканирования оптической частоты в отражённом сигнале наблюдается высокочастотная модуляция, которая несёт в себе информацию о спектре отражения активного ИФП.

Обработка полученных сигналов. Напомним, что зависимость оптической частоты от времени имеет форму меандра (см. рис. 2). При этом промежутки записи ДРН (постоянства оптической частоты) сменяются промежутками измерения оптического спектра ДРН (линейного изменения частоты), а процесс считывания спектра происходит как с уменьшением, так и с увеличением оптической частоты за один период меандра. Несложно понять, что в промежутки времени, соответствующие максимальной и минимальной оптическим частотам, формируются разные ДРН. Несмотря на это, можно ожидать, что спектры ДРН, записанных на разных, но достаточно близких (расстояние ~ 25 МГц) частотах, при прочих равных условиях обладают одинаковой формой. Поэтому полагаем, что за один полный период изменения оптической частоты происходит сканирование не двух половинок спектров разных ДРН, а одного и того же спектра ДРН в меньшую и большую стороны от некой эффективной центральной частоты. Иными словами, считаем, что из двух половинок спектров, полученных на разных склонах меандра (рис. 4, *a, b*), можно «сшить» один целый спектр отражения ДРН (рис. 4, *c*) в суммарном спектральном диапазоне ~ 50 МГц. В этом случае нулевое значение отстройки в спектре отражения отсчитывается от частоты записывающего излучения. Для получения коэффициента отражения проведена калибровка показаний фотодетектора, а также нормировка на значения входной мощности P_{in} .

Регистрируемый за циркулятором сигнал является результатом интерференции волн, отражённых от ДРН и от выходного зеркала. При этом обе волны испытывают поглощение/усиление при прохождении активной среды. Выражение для коэффициента отраже-

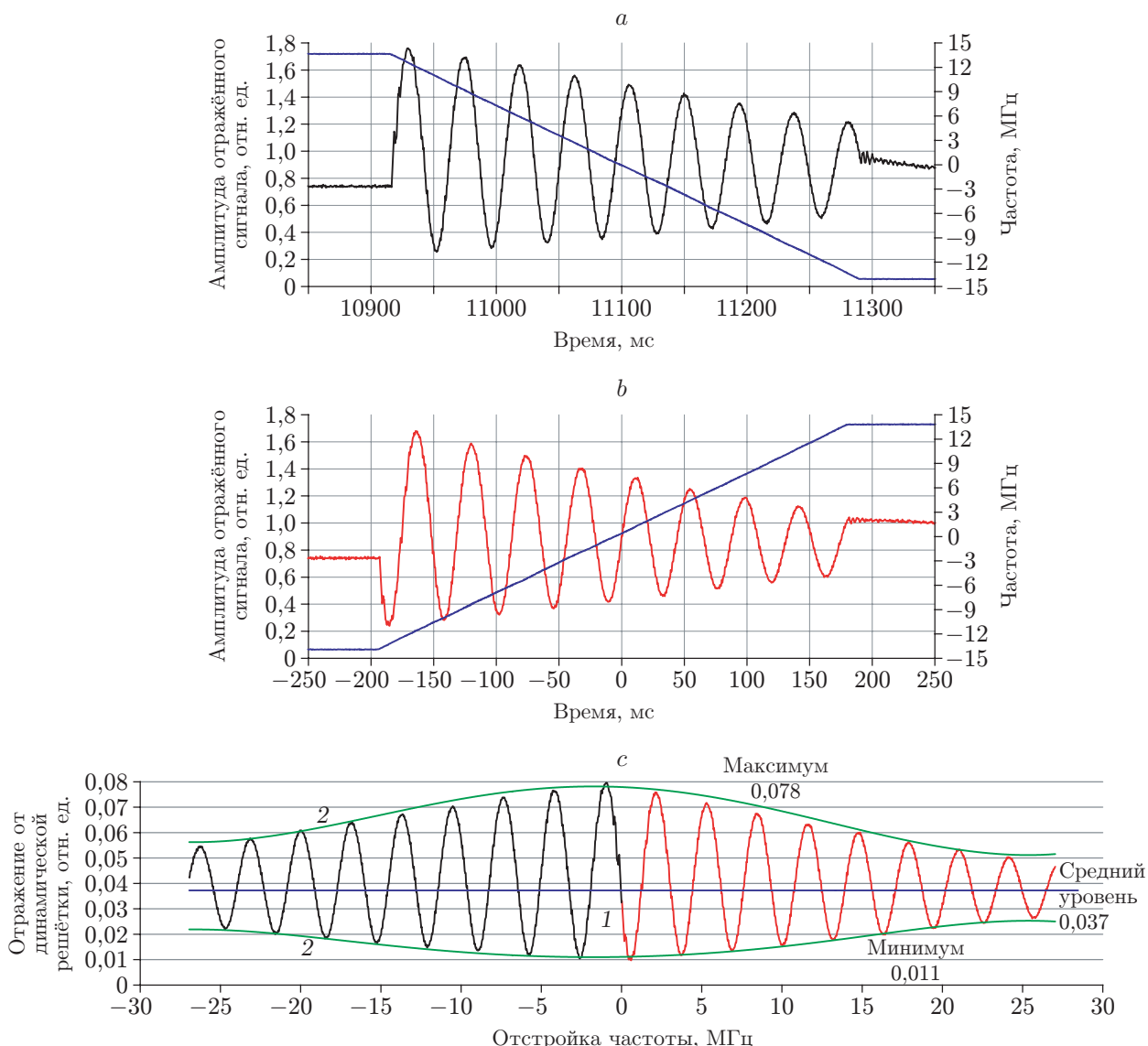


Рис. 4. Процедура «сшивки» сигнала отражения: *a*, *b* — исходный сигнал отражения на двух склонах меандра, *c* — сшитый отражённый сигнал, на котором отмечен средний уровень (линия 1) и огибающие (кривые 2)

ния активного ИФП на основе ДРН ($R_{\text{ДРН}}$), выходного зеркала ($R_{\text{ВЗ}}$) и усиления (G) имеет вид [6]

$$\frac{R(\Delta k)}{G^2} = R_{\text{ДРН}}(\Delta k) + R_{\text{ВЗ}} + 2\sqrt{R_{\text{ВЗ}}R_{\text{ДРН}}(\Delta k)} \cos(\varphi_{\text{ДРН}}(\Delta k) - 2\Delta k l), \quad (1)$$

где $\varphi_{\text{ДРН}}(\Delta k)$ — набег фазы, который вносит ДРН, а последнее слагаемое отвечает за набег фазы при обходе активного ИФП с оптической длиной базы ln .

Из измеренного сигнала интересны характеристики ДРН, а именно её спектр отражения $R_{\text{ДРН}}(\Delta\nu)$ и вносимая этим отражателем фаза $\varphi_{\text{ДРН}}(\Delta\nu)$. Возможность выделения спектра отражения ДРН из спектра отражения интерферометра обеспечивается значительным различием масштабов изменения спектров отражателей, а также присутствием ещё более высокочастотной модуляции, возникающей из-за интерференции различных от-

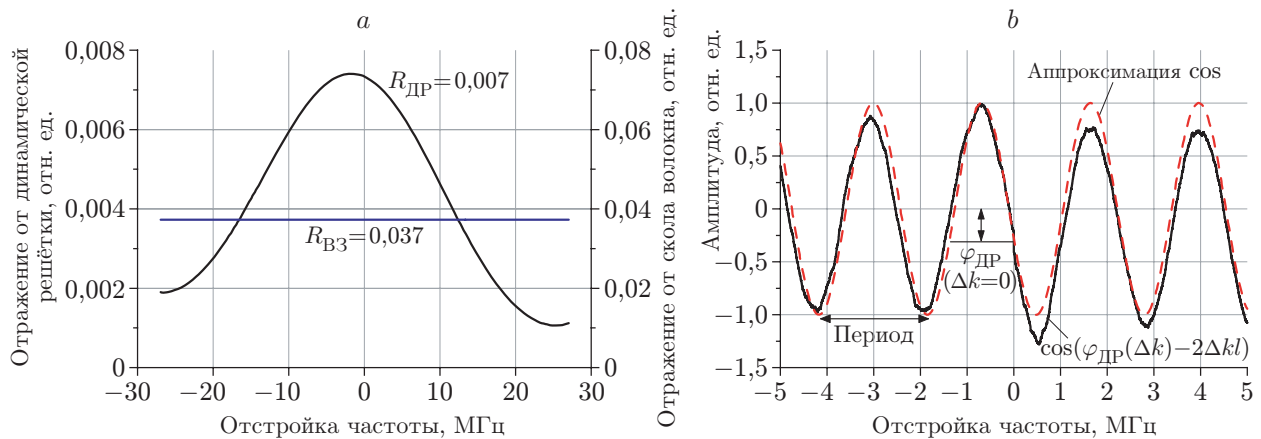


Рис. 5. Процедура разделения сигналов отражения: *a* — извлечённый спектр отражения ДРН, *b* — извлечённая модуляция с гармонической аппроксимацией (штриховая кривая)

ражённых волн. Наличие высокочастотной модуляции, связанной с относительно большой длиной базы интерферометра l , упрощает нахождение огибающих в измеренных спектрах. Пример графиков огибающих представлен кривыми 2 на рис. 4, *c*. Одной из проверок достоверности полученных результатов аппроксимации является тот факт, что значение коэффициента отражения выходного зеркала $R_{\text{ВЗ}}$ (являющееся постоянной по спектру величиной) близко к величине френелевского отражения 3,5 %. Примеры восстановленных спектров отражения ДРН ($R_{\text{ДРН}}(\Delta\nu)$) и выходного зеркала ($R_{\text{ВЗ}}$) представлены на рис. 5, *a*. Для удобства восстановления фазы интерференционный член представлен на рис. 5, *b* в нормированном виде. Значение фазы в нуле извлекалось с помощью аппроксимации полученной зависимости гармонической функцией с постоянным периодом (штриховая кривая на рис. 5, *b*). Такая аппроксимация позволяет найти фазу $\varphi_{\text{ДРН}}$, вносимую ДРН. Подобная обработка измеренных спектров отражения проводилась для различных типов и длин активных волокон. Кроме того, для каждой конфигурации строились зависимости $R_{\text{ДРН}}(\Delta\nu)$, $R_{\text{ВЗ}}$ и $\varphi_{\text{ДРН}}$ от мощностей накачки и записывающего излучения.

Теоретическая часть. Рассмотрим модель, описывающую спектр отражения активного ИФП. Пусть в активном волокне с инверсной населённостью, создаваемой излучением накачки мощностью P , присутствует стоячая волна, образованная двумя встречными волнами с интенсивностями I^+ и I^- и модулем волнового вектора в вакууме $k_0 = 2\pi/\lambda$. Эффект насыщения коэффициента поглощения/усиления g по сигналу приведёт к появлению соответствующей модуляции δg вдоль координаты z с периодом $\Lambda = \pi/nk_0$ [9]:

$$g(z) = g_s + \delta g \cos(2\pi z/\Lambda),$$

где g_s и $g_0(P)$ — насыщенный и ненасыщенный коэффициенты усиления/поглощения бегущей волны; $\delta g = -2 \frac{\sqrt{I^+ I^-}}{I_s} \frac{g_0}{(1 + I_0/I_s)^2}$ — амплитуда модуляции коэффициента усиления; $I_0 = I^+ + I^-$ — мощность излучения в стоячей волне; I_s — мощность насыщения сигнала; n — показатель преломления среды. Вследствие соотношения Крамерса — Кронинга в среде помимо модуляции усиления δg также возникает аналогичная модуляция показателя преломления δn . При этом обе модуляции связаны между собой линейным образом $2k_0 \delta n = \varkappa \delta g$, где \varkappa — характеристика среды, определяемая разностью поляризуемостей состояний на рабочем переходе. Обобщая вышесказанное, можно заключить, что стоячая

волна записывает динамическую решётку комплексного показателя преломления с амплитудой модуляции

$$\delta\tilde{n} \equiv \delta n + \frac{i \delta g c}{2\omega} = -\frac{\sqrt{I^+ I^-}}{I_s} \frac{1}{(1 + I_0/I_s)^2} \frac{A g_0}{k_0} e^{i\varphi_0},$$

где для удобства введены обозначения:

$$A = \sqrt{\varkappa^2 + 1}, \quad (2)$$

$$\operatorname{tg}(\varphi_0) = 1/\varkappa. \quad (3)$$

Далее для простоты будем рассматривать приближение малых мощностей записывающего ДРН излучения $I_0 \ll I_s$. В этом случае также можно ожидать экспоненциальное усиление встречных волн в активной среде, т. е. $I^+(z) = I_{in} e^{g_0 z}$ и $I^- = I_{in} G^2 R_{ВЗ} e^{-g_0 z}$, где $G = e^{g_0 L} = I_{out}/I_{in}$ — интегральный коэффициент усиления/поглощения за один проход активной среды:

$$\delta\tilde{n} \cong -A \frac{g_0}{k_0} \frac{I_{in}}{I_s} G \sqrt{R_{ВЗ}} e^{i\varphi_0}.$$

Известно, что спектр отражения ДРН с комплексной амплитудой показателя преломления $\delta\tilde{n}$ описывается комплексной функцией [6]

$$r_{\text{ДР}}(\Delta k) = i \frac{k_0 \delta\tilde{n} L}{2} \frac{1 - e^{-(g_0 + i2\Delta k)L}}{(g_0 + i2\Delta k)L}, \quad (4)$$

где отстройки волнового вектора Δk и частоты $\Delta\nu$ между сигналом записи и считывания связаны соотношением $\Delta k = 2\pi n \Delta\nu/c$. Далее для простоты проанализируем основные параметры спектра отражения ДРН при нулевой отстройке $\Delta k = 0$. Максимальный коэффициент отражения по интенсивности квадратичным образом зависит как от входной мощности I_{in} , так и от коэффициента усиления:

$$R_{\text{ДР}} = |r_{\text{ДР}}(\Delta k = 0)|^2 = \left| \frac{k_0 \delta\tilde{n}}{2g_0} \right|^2 (1 - e^{-g_0 L})^2 = R_{ВЗ} \left(\frac{A}{2} \frac{I_{in}}{I_s} \right)^2 (G - 1)^2. \quad (5)$$

В этом случае несложно показать, что фаза, создаваемая ДРН, определяется соотношением мнимой и действительной частей модуляции $\varphi_{\text{ДР}} = \operatorname{Arg}[r_{\text{ДР}}(\Delta k = 0)] = \varphi_0 + \pi/2$. Также, анализируя выражение (4), можно показать, что полная ширина на полувысоте спектра отражения ДРН определяется длиной волокна ($FWHM \sim c/\pi n L$).

Результаты и их обсуждение. Вначале была проведена серия измерений при фиксированной мощности накачки и переменной мощности записывающего/считывающего лазерного источника. Установлено, что коэффициент отражения ДРН растёт с мощностью записывающего излучения. Зависимости коэффициента отражения при нулевой отстройке от квадрата мощности записывающего излучения представлены на рис. 6, а для образца YDF1 длиной 1,7 м при нескольких уровнях мощности накачки. В соответствии с выражением (5) коэффициент отражения ДРН при нулевой отстройке $R_{\text{ДР}} = \gamma I_{in}^2$ квадратичным образом зависит от I_{in} . Коэффициент пропорциональности γ напрямую связан с усиливающими свойствами активной среды, поэтому он меняется при изменении мощности накачки среды, длины активного волокна, а также при замене активного волокна на образец с другими характеристиками. На рис. 6, б представлены зависимости коэффициента пропорциональности от мощности накачки для использовавшихся иттербиевых волокон. Можно

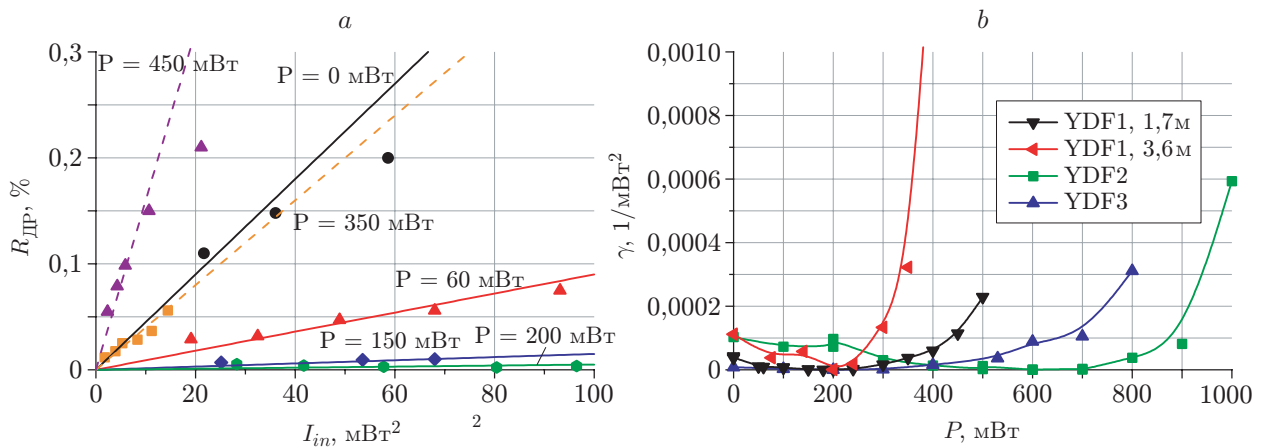


Рис. 6. Зависимости отражения от мощности пробного сигнала и мощности накачки: *a* — зависимости коэффициента отражения ДРН от квадрата мощности записывающего сигнала на входе для образца YDF1 длиной 1,7 м; *b* — зависимости коэффициента наклона γ от мощности накачки

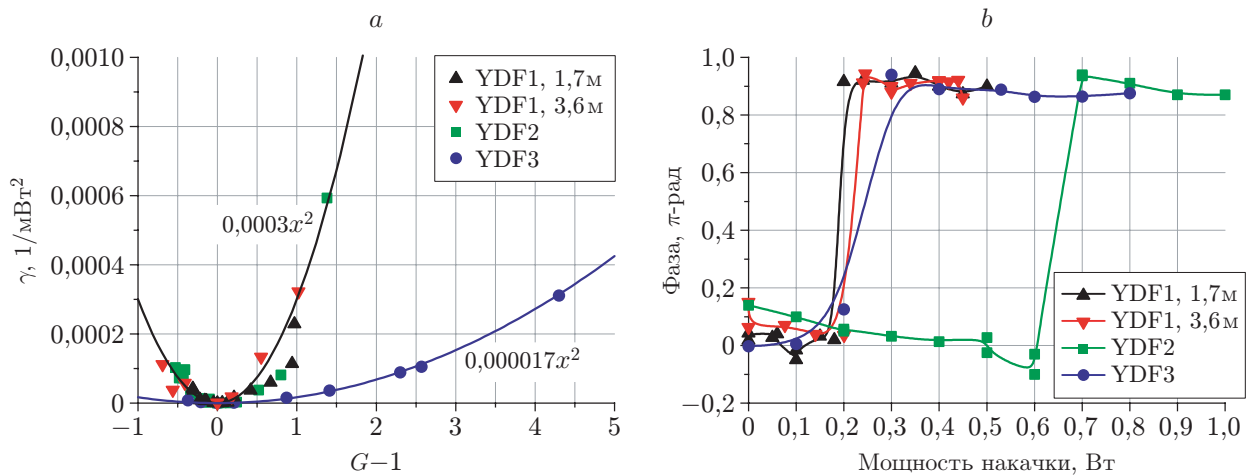


Рис. 7. Амплитудные и фазовые характеристики ДРН при разных мощностях накачки: *a* — зависимости коэффициента наклона (γ) от усиления ($G - 1$); *b* — зависимости фазы ДРН от мощности накачки для всех образцов

видеть, что вначале при увеличении мощности накачки происходит замедление скорости повышения коэффициента отражения вплоть до нулевого значения. Было установлено, что при мощности накачки, соответствующей нулевому отражению, происходит переход от поглощения к усилению. При этом инверсия переходит через нуль, а коэффициент усиления становится равным единице.

Перестроив графики на рис. 6, *b* в зависимости от величины уровня усиления $G - 1$ (рис. 7, *a*), можно видеть, что скорость роста γ (а также и сам коэффициент отражения) обращается в нуль при нулевом уровне усиления. Из результатов построения скорости роста γ в этих координатах можно также видеть, что, несмотря на некоторый разброс, данные для образцов YDF1 и YDF2 имеют близкую зависимость, тогда как для образца YDF3 скорость роста отражения γ существенно меньше. Аппроксимация экспериментальных данных квадратичным полиномом даёт коэффициенты $3 \cdot 10^{-5}$ и $0,17 \cdot 10^{-4}$ для двух первых (YDF1, YDF2) и последнего (YDF3) образца соответственно. Причину возникно-

Таблица 2

Коэффициент κ , полученный разными способами

Образец	κ из (2)	κ из (3)	κ из [7]	κ из [12]
YDF1, YDF2	5,4	4,5 ± 1,5	3,4	5,4
YDF3	3,8			

вения такого сильного различия (в ~ 17 раз) можно отчасти объяснить, если обратиться к выражению (5), в соответствии с которым коэффициент отражения (а также его скорость роста) обратно пропорционален квадрату мощности насыщения $R_{ВЗ} \left(\frac{A}{2} \frac{1}{I_s} \right)^2$. В связи с этим коэффициент отражения ДРН для образца YDF3 должен быть существенно меньше, чем для образцов YDF1 и YDF2, поскольку для них расчётная мощность насыщения примерно в ~ 3 раза меньше из-за меньшего размера сердцевины. Зная мощность насыщения и коэффициент отражения выходного зеркала ($R_{ВЗ} = 0,035$) из вышеприведённых параметров квадратичной аппроксимации, можно найти коэффициент A , а далее из выражения (2) — и искомый коэффициент κ . Результаты представлены в табл. 2.

Коэффициент связи мнимой и действительной части комплексного показателя преломления κ в соответствии с выражением (3) также может быть найден из измерения фазы модуляции. На рис. 7, *b* показаны зависимости фазы φ_0 от мощности накачки активной среды для всех образцов. Оказалось, что во всех конфигурациях как в режиме поглощения, так и в режиме усиления, фаза слабо изменяется в зависимости от мощности накачки, однако при смене режима поглощения на режим усиления происходит резкий скачок. Смена знака поглощения/усиления соответствует изменению фазы на величину φ_0 . Средняя величина коэффициента связи κ , вычисленная таким способом, представлена в табл. 2.

Также в табл. 2 для сравнения добавлены данные из других работ. Здесь следует отметить, что в работе [12] фигурирует в 2 раза меньшая величина, чем указано в таблице, поскольку там величина κ определена без коэффициента 2. В целом можно отметить хорошее согласие различных измерений коэффициента κ , значения которого лежат в пределах $4,5 \pm 1,0$. Сильное отклонение для образца YDF3 можно связать с плохим знанием мощности насыщения. Таким образом, в этих экспериментах также подтверждено существенное

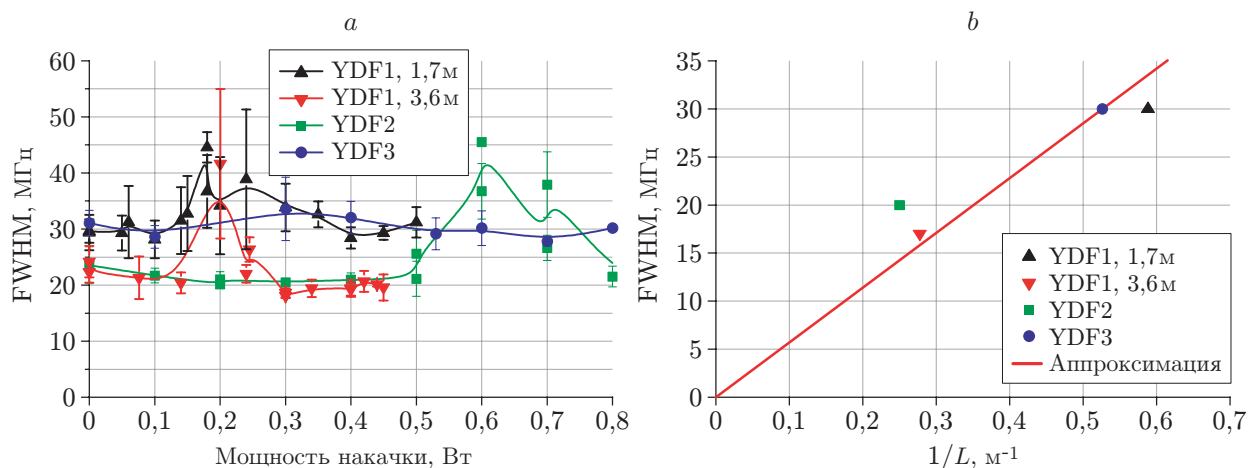


Рис. 8. Ширина спектра отражения ДРН на полувысоте для разных конфигураций активной среды: *a* — при разных мощностях накачки, *b* — в зависимости от обратной длины активного волокна

влияние фазовой составляющей (связанной с модуляцией показателя преломления) ДРН на свойства решёток в иттербиевых волокнах.

Параллельно с изучением величины коэффициента отражения ДРН изучалась ширина его спектра. На рис. 8, *a* приведены зависимости ширины спектра отражения (полная ширина на полувысоте, FWHM) ДРН для разных образцов активных волокон. Сразу следует отметить, что полученные значения могут быть занижены из-за затирания решётки во время её считывания. Можно видеть, что спектр становится шире при приближении к точке перехода (т. е. $G = 1$), а при удалении от неё ширина возвращается к исходному значению. Такое поведение может быть связано с увеличением ошибки измерений при уменьшении амплитуды ДРН. В целом можно отметить, что здесь отсутствует заметная зависимость от мощности накачки, поэтому в формировании спектра отражения участвует вся длина активного волокна. В противном случае наблюдалась бы зависимость от коэффициента усиления. Характерные ширины спектров для разных образцов представлены на рис. 8, *b*. Можно отметить, что ширина спектра отражения обратно пропорциональна длине волокна.

Заключение. В данной работе представлено исследование характеристик ДРН в различных образцах иттербиевых волокон. Изучаемыми характеристиками были спектр отражения решётки и её фаза. Проведённые исследования позволили определить соотношение амплитудной и фазовой составляющих ДРН. Оказалось, что, несмотря на различия между образцами, зависимости имеют схожий характер, который определяется коэффициентом усиления в волокне и мощностью насыщения в нём. Во всех конфигурациях фаза ДРН принимает постоянное значение, меняя его только в момент перехода решётки поглощения в решётку усиления. Спектральные характеристики решёток также имеют схожую зависимость от мощности накачки, различаясь только положением точки перехода решётки поглощения в решётку усиления. Экспериментально подтверждено существенное влияние фазовой составляющей в ДРН на свойства решёток для иттербия ($\kappa = 2k_0 \delta n / \delta g = 4,5 \pm 1,0$, т. к. $\kappa \gg 1$). Показано, что ширина спектра отражения обратно пропорциональна длине волокна, что свидетельствует о продольной однородности ДРН.

Финансирование. Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 18-12-00243).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Frisken S. J. Transient Bragg reflection gratings in erbium-doped fiber amplifiers // Opt. Lett. 1992. **17**, N 24. P. 1776–1778.
2. Абдуллина С. Р., Власов А. А. Методы подавления боковых резонансов в спектре отражения волоконных брэгговских решёток // Автометрия. 2014. **50**, № 1. С. 90–104.
3. Mack M. E. Light amplification in saturable absorbers // Appl. Phys. Lett. 1968. **12**, N 10. P. 329–330.
4. Shtyrkov E. I., Lobkov V. S., Moiseev S. A., Yarmukhametov N. G. Characteristics of reversed photon echo resulting from nonsimultaneous four-wave interaction in ruby // Sov. Phys. JETP. 1981. **54**, N 6. P. 1041–1046.
5. Fan X., He Z., Hotate K. Novel strain- and temperature-sensing mechanism based on dynamic grating in polarization-maintaining erbium-doped fiber // Opt. Express. 2006. **14**, N 2. P. 556–561.
6. Poddubrovskii N. R., Drobyshev R. V., Lobach I. A., Kablukov S. I. Fiber lasers based on dynamic population gratings in rare-earth-doped optical fibers // Photonics. 2022. **9**, Iss. 9. 613.

7. **Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., Babin S. A.** Self-scanned single-frequency operation of a fiber laser driven by a self-induced phase grating // *Laser Phys. Lett.* 2014. **11**, Iss. 4. 045103.
8. **Xu P., Hu Z., Jiang N. et al.** Transient reflectance spectra of adaptive filters based on dynamic population gratings // *Opt. Lett.* 2012. **37**, N 11. P. 1992–1994.
9. **Barmenkov Y. O., Kir'yanov A. V., Andrés M. V.** Dynamic Bragg gratings induced in erbium-doped fiber at phase-modulated beams coupling // *IEEE Journ. Quan. Elect.* 2005. **41**, N 9. P. 1176–1180.
10. **Coherent, Inc.** 2023. Innovations that resonate. URL: www.coherent.com (дата обращения: 31.10.2022).
11. **nLIGHT, Inc.** 2022. URL: www.nlight.net (дата обращения: 31.10.2022).
12. **Fotiadi A. A., Korobko D. A., Zolotovskii I. O., Taylor J. R.** Brillouin-like amplification in rare-earth-doped optical fibers // *Opt. Express.* 2021. **29**, N 24. P. 40345–40359.

Поступила в редакцию 31.10.2022

После доработки 18.11.2022

Принята к публикации 02.12.2022
