

Однородное уширение в спектре широкополосного эрбиевого волоконного источника излучения

С.К.Моршнев, Н.И.Старостин, Я.В.Пржиялковский, А.И.Сазонов

Исследована интерференция световых цугов, выделяемых в неоднородном спектре излучения волоконного суперлюминесцентного эрбиевого источника при сканировании спектроанализатора по длинам волн. Установлено, что при уменьшении спектрального разрешения спектроанализатора до значений, соответствующих резкому падению видности интерференционной картины (ИФК) относительно начального уровня, близкого к 100%, появляется зависимость видности ИФК от длины волны внутри неоднородного спектра источника. Она объясняется тем, что при некотором характерном разрешении $\delta\lambda$ (в нашем случае $\delta\lambda > 0.5$ нм) времена когерентности цугов больше не ограничиваются спектральным разрешением спектроанализатора, а связаны с неоднородным спектром источника, граничную ширину которого можно считать шириной однородной линии в спектре источника. Обнаруженную особенность можно использовать для оценки однородного уширения линий.

Ключевые слова: однородное уширение, видность интерференционной картины, время когерентности.

1. Введение

В волоконно-оптических датчиках электрического тока и угловой скорости на основе взаимных интерферометров используются широкополосные источники оптического излучения, в частности волоконные эрбиевые источники [1, 2]. При мощности излучения на фотодетекторе свыше 10 мкВт основным компонентом шума таких источников является избыточный шум, величина которого в этом случае определяет предельную чувствительность интерферометрического датчика [2]. Избыточный шум линейно зависит от мощности излучения, что препятствует увеличению отношения сигнал/шум посредством увеличения мощности излучения на фотодетекторе. Известно [3, 4], что этот вид шума связан с гетеродинным биением двух соседних спектральных компонент в излучении источника. Избыточный шум складывается из этих биений со случайной фазой. Чем шире спектр источника, тем больше вероятность найти пару с той же частотой и противоположной фазой и тем меньше избыточный шум. В случае неоднородно уширенного спектра эрбиевого источника излучения можно предположить, что участниками гетеродинных биений являются однородно уширенные линии. При этом величина избыточного шума широкополосного источника может зависеть не только от ширины спектра излучения, но и от его структуры [3, 4], в связи с чем становится важным исследование структуры неоднородного спектра источника излучения.

В классической спектроскопии разделение вкладов однородного и неоднородного уширений в спектрах яв-

ляется серьезной задачей даже в кристаллических средах, а для неупорядоченных твердых тел (аморфных структур, полимеров, стекол, как в нашем случае) картина уширения значительно усложняется, и разделить вклады однородного и неоднородного уширений не всегда возможно. В спектроскопии их разделение часто осуществляют весьма сложными методами: путем использования низких (криогенных) температур, селективного лазерного возбуждения и выжигания провалов в спектре [5–7], а также с помощью селективной спектроскопии одиночных молекул [8, 9]. Поэтому выделение однородного уширения в спектрах различных источников в настоящее время сохраняет свою актуальность.

Неоднородная ширина спектра эрбиевых суперлюминесцентных источников составляет ~ 20 нм. Она определяется тем [10–12], что 1) основное состояние трехвалентного иона эрбия – это терм $^4I_{15/2}$ с богатой мультиплетной структурой, обусловленной эффектом Штарка в электрических полях ближайшего окружения иона Er^{3+} [11]; 2) возбужденное состояние (терм $^4I_{13/2}$), с которого происходит люминесценция, также сильно расщеплено по этой же причине; 3) в стеклообразных «кристаллических решетках» ближней зоны кварцевых волоконных световодов налицо различие «кристаллических полей». Насколько нам известно, работы по определению ширин однородно уширенных компонентов спектра эрбиевых широкополосных суперлюминесцентных источников на текущий момент отсутствуют.

Мы предлагаем сравнительно простой метод оценки однородного уширения в контуре неоднородно уширенного спектра источника. Метод заключается в применении фильтров различной спектральной ширины, позволяющих формировать световые цуги с различными временами когерентности, сравнимыми с временем искусственной задержки в волоконной линии, и использовать видность их интерференционной картины (ИФК) для определения степени монохроматичности этих цугов. Нами использовались фильтры с изменяющейся спектральной шириной. Сама идея фильтрации излучения для увеличе-

С.К.Моршнев, Н.И.Старостин, Я.В.Пржиялковский, А.И.Сазонов.
Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1;
e-mail: morshnev@profotech.com, nis229@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 10 апреля 2020 г., после доработки – 19 июня 2020 г.

ния видности ИФК используется давно (например, в интерферометрах Рэлея и Жамена, работающих с использованием излучения ламп накаливания [13]).

2. Эксперимент

2.1. Концепция эксперимента

Известно [14, 15], что приемник с регулируемым спектральным разрешением $\delta\nu$ может играть роль перестраиваемого спектрального фильтра шириной $\delta\nu$. Изменяя разрешение, мы можем выделять в спектре световые пучки с различными временами когерентности $\tau = 1/\delta\nu$ или (в длинах волн λ)

$$\tau = \frac{\lambda^2}{c\delta\lambda}, \quad (1)$$

где c – скорость света в вакууме; $\delta\lambda$ – ширина полосы пропускания фильтра. Увеличение $\delta\lambda$ ведет к сокращению времени когерентности τ пучков, принимаемых приемником. В качестве приемника может выступать спектроанализатор Yokogawa AQ6370C с набором дискретных спектральных разрешений $\delta\lambda$ от 0.02 до 2 нм, позволяющий изменять время когерентности пучков на два порядка.

Пусть $t_x(t_y)$ – время, за которое световой пучок, поляризованный вдоль оси x (y), проходит линию задержки. Введя задержку по времени ($t_y - t_x$) между двумя ортогонально поляризованными пучками и организовав их интерференцию, можно по видности V ИФК контролировать степень перекрытия пучков. В простейшем случае одинаковой амплитуды световой волны по всему пучку

$$V \approx 1 - \frac{t_y - t_x}{\tau}. \quad (2)$$

ИФК при этом наблюдается с помощью того же спектрального анализатора Yokogawa AQ6370C с разверткой по длинам волн. Функцию видности $V(\lambda)$ можно определять для конкретной длины волны λ_{av} между длинами волн максимума и минимума в ИФК в пределах спектра источника. При малой ширине полосы пропускания фильтра $\delta\lambda$ видность ИФК по всему спектру источника будет иметь постоянное значение, определяющееся только перекрытием пучков (см. (2)). Если время когерентности τ определяется спектром пропускания фильтра по формуле (1), то увеличение $\delta\lambda$ ведет к сокращению времени когерентности τ , уменьшению перекрытия пучков и, следовательно, к уменьшению видности V , одинаковой по всему спектру источника.

В этой ситуации однородная структура спектра источника не проявляется себя, все определяется спектральной шириной фильтра приемника.

Ширина спектра $\delta\lambda_{gom}$ однородно уширенных линий источника также может ограничить время когерентности принимаемых пучков, если спектр фильтра станет шире однородно уширенной линии. В этом случае время когерентности пучка определяется однородной шириной линии на данном участке спектра. Ясно, что на различных участках спектра различные однородно уширенные линии могут иметь разные ширины, что повлечет за собой различные значения видности $V(\lambda)$ для разных длин волн в пределах спектра источника. Наконец, если в полосу пропускания фильтра будут попадать несколько однородных

линий, то в этом спектре начнут проявляться неоднородные свойства спектра источника.

В ситуации, когда спектр источника контролирует функцию видности $V(\lambda)$ по всему спектру, а ширина полосы пропускания фильтра приемника $\delta\lambda$ всего лишь больше определенной величины $\delta\lambda_{gom}$, можно утверждать, что $\delta\lambda_{gom}$ является однородной шириной линии источника.

Одновременно становится объяснимым ранее наблюдавшийся в [16] феномен резкого уменьшения видности, когда $\delta\lambda > \delta\lambda_{gom}$. В этом случае в полосу пропускания приемника попадает более чем одна однородно уширенная линия с другой резонансной частотой. В результате интерференции мы получим две или более ИФК, сдвинутые по частоте относительно друг друга. Это приведет к уменьшению видности суммарной ИФК. Таким образом, мы получим дополнительный механизм уменьшения видности, обнаруженный в работе [16]. Величину $\delta\lambda$, при которой возникает эта зависимость, резонно представить как ширину $\delta\lambda_{gom}$ однородно уширенной линии источника и, одновременно, как граничную ширину его неоднородного спектра.

2.2. Реализация эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Оптическое излучение волоконного суперлюминесцентного эрбиевого источника 1 на выходе имеет неоднородный спектр шириной ~ 20 нм, приведенный на рис.2. Излучение становится линейно поляризованным после прохождения волоконно-оптического поляризатора 2. Волоконная 45-градусная сварка в точке 3 соединяет выход поляризатора 2 и вход линии задержки 4 на Hi-Vi-волокне длиной $z = 3.5$ м. При этом плоскость поляризатора 2 ориентируется под углом 45° к осям встроенного двулучепреломления (ДЛП) Hi-Vi-волокна (длина биевой $L_b \approx 3$ мм). Данная ориентация обеспечивает равенство амплитуд пучков, поляризованных вдоль осей x и y ДЛП волокна линии задержки 4. Из-за встроенного ДЛП пучки, поляризованные вдоль оси x , распространяются со скоростью $v_x = c/n_x$, а пучки, поляризованные вдоль оси y , – со скоростью $v_y = c/n_y$, где n_x, n_y – показатели преломления волн, линейно поляризованных вдоль осей x и y . Излучение, спектр которого ограничен фильтром с шириной полосы $\delta\nu$, можно представить в виде набора световых пучков с временем когерентности $\tau \approx 1/\delta\nu$ [15]. Пучки, поляризованные вдоль оси x , будут задержаны в линии задержки 4 на время $t_x = zv_x = zn_x/c$, а пучки, поляризованные вдоль оси y , – на время $t_y = zv_y = zn_y/c$. Результатом этой задержки будет временной сдвиг одного вида пучков относительно другого на время

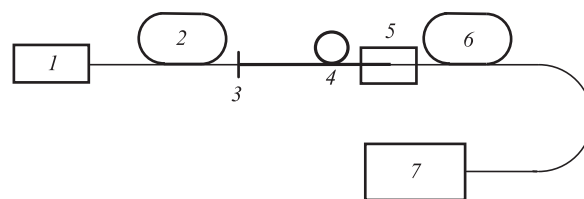


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – волоконный суперлюминесцентный эрбиевый источник; 2 – волоконно-оптический поляризатор; 3 – точка волоконной 45-градусной сварки; 4 – линия задержки на PM-волокне; 5 – сварочный аппарат Ericsson FSU 995 PM; 6 – волоконно-оптический поляризатор (анализатор); 7 – спектроанализатор Yokogawa AQ6370C.

$$t_y - t_x = (n_y - n_x)z/c, \quad (3)$$

а также сдвиг по фазе на

$$\Delta\varphi = k_0(n_y - n_x)z = 2\pi v(n_y - n_x)z/c, \quad (4)$$

где $k_0 = 2\pi v/c$ – волновой вектор в вакууме; v – частота световой волны.

Цуги ортогональных поляризаций, как известно [13], не могут интерферировать между собой. Для наблюдения интерференции необходимо обеспечить по возможности равные проекции векторов поляризации на плоскость пропускания волоконного поляризатора *б* (анализатора), т.е. ориентацию плоскости пропускания поляризатора под углом 45° к осям x и y встроенного ДЛП Ni–Bi-волокна. Для повышения точности угловой ориентации вращение Ni–Bi-волокна *4* относительно волокна анализатора *б* обеспечивается с помощью угловой юстировки сварочного аппарата Ericsson FSU 975 PM 5 в ручном режиме работы. На выходе анализатора *б* получаем

$$E = E_x(t)\cos(\omega t - k_0 n_x z) + E_y(t)\cos(\omega t - k_0 n_y z), \quad (5)$$

где $E_x(t)$ и $E_y(t)$ – медленно меняющиеся (по сравнению с частотой ω) амплитуды световых волн цугов. Детектор спектроанализатора 7 (Yokogawa AQ6370C) с постоянной времени срабатывания T_D регистрирует интенсивность $I(\lambda)$:

$$I(\lambda) = \frac{1}{T_D} \int_0^{T_D} E^2 dt = \frac{1}{T_D} \int_0^{T_D} \frac{E_x^2(t) + E_y^2(t)}{2} dt + \frac{1}{T_D} \cos[k_0(n_y - n_x)z] \int_0^{T_D} E_x(t)E_y(t) dt. \quad (6)$$

Следует подчеркнуть, что с учетом времени когерентности τ цугов и их временного сдвига интегрирование в первом члене выражения (6) ведется до времени τ , а во втором – до времени перекрытия цугов $\tau - (t_y - t_x)$. Выражение (6) можно записать в следующем виде:

$$I = I_0 \{1 + V \cos[k_0(n_y - n_x)z]\}, \quad (7)$$

где

$$I_0 = \int_0^\tau \frac{E_x^2(t) + E_y^2(t)}{2T_D} dt; \quad (8)$$

$$V = \frac{\int_0^{\tau - (t_y - t_x)} E_x(t)E_y(t) dt}{\frac{1}{2} \int_0^\tau E_x^2(t) + E_y^2(t) dt}. \quad (9)$$

Как видно из формулы (9), видность ИФК зависит от степени перекрытия цугов. Если временная задержка цугов $(t_y - t_x)$ превысит их время когерентности τ , то на детекторе они перекрываться не будут, и видность ИФК обратится в нуль. При высоком разрешении ($\tau \gg (t_y - t_x)$) цуги исходно ортогональных поляризаций перекрываются на детекторе почти полностью, обеспечивая высокое значение видности ИФК.

Интерференция на экране спектроанализатора 7 наблюдается с разверткой по длинам волн. Аргумент косинуса в формуле (7) обратно пропорционален величине λ :

$$k_0(n_y - n_x)z = 2\pi\lambda_{av} \frac{z}{L_b} \frac{1}{\lambda}, \quad (10)$$

где $(n_y - n_x) = \lambda_{av}/L_b$; λ_{av} – средняя длина волны при экспериментальном определении длины биений L_b [17]; λ – длина волны, на которой определяют интенсивность $I(\lambda)$.

2.3. Обработка экспериментальных данных

На рис.2 показан спектр $F(\lambda)$ интенсивности излучения волоконного суперлюминесцентного Er³⁺-источника, используемого нами в эксперименте. Величина $F(\lambda)$ непрерывно меняется, что не позволяет использовать для определения видности ИФК известную формулу $V = (I_{\max} - I_{\min})/(I_{\max} + I_{\min})$. Это подтверждается типичной ИФК на экране спектроанализатора 7 при разрешении $\delta\lambda = 0.5$ нм, приведенной на рис.3.

Мы используем поправочный множитель A для спектра интенсивности $F(\lambda)$, т.к. интенсивность на выходе зависит от ширины спектрального фильтра, качества сварки и 45-градусной угловой ориентации осей двулучепреломления волокна *4* относительно плоскости пропускания поляризатора *б* (см. рис.1). Учитывая вышесказанное и используя выражения (7) и (10), получаем для интенсивности ИФК

$$I_{\exp}(\lambda) = AF(\lambda) \left[1 + V \cos \left(2\pi\lambda_{av} \frac{z}{L_b} \frac{1}{\lambda} + \varphi_0 \right) \right] = I_{\text{theor}}(A, V, L_b, \varphi_0, \lambda). \quad (11)$$

Величину $I_{\exp}(\lambda)$ измеряют в эксперименте (рис.3), а правую часть (11) подбирают с минимальным среднеквадратичным отклонением от левой части с помощью подгоночных параметров A, V, L_b и φ_0 . Большое число таких параметров не должно смущать, т.к. они в значительной степени независимы друг от друга. Чтобы исключить зависимость от параметров L_b и φ_0 , обратимся к максимальным и минимальным значениям $I(\lambda)$:

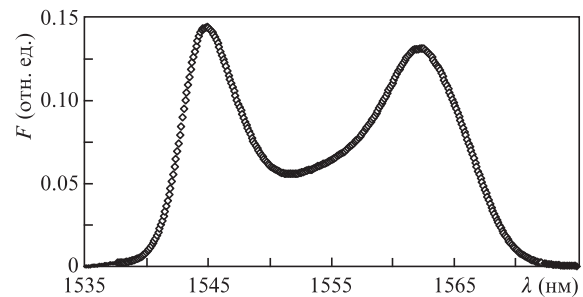


Рис.2. Спектр интенсивности $F(\lambda)$ излучения волоконного суперлюминесцентного эрбиевого источника.

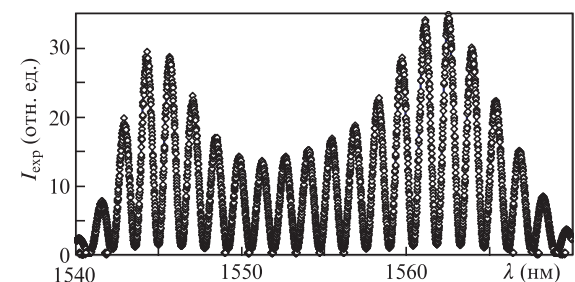


Рис.3. Типичная ИФК на экране спектроанализатора 7, полученная в эксперименте при разрешении $\delta\lambda = 0.5$ нм.

$$I_{\max} = AF(\lambda)(1 + V), \quad (12)$$

$$I_{\min} = AF(\lambda)(1 - V).$$

Эти значения достигаются, когда косинус в выражении (11) обращается соответственно в +1 и -1. Рассмотрим влияние на параметры (12) поправок ΔA и ΔV . Обозначим параметры в (12) без поправок $I_{\max 0}$ и $I_{\min 0}$, тогда с поправками

$$I_{\max} = I_{\max 0} \left(1 + \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta V}{1 + V} \right), \quad (13)$$

$$I_{\min} = I_{\min 0} \left(1 + \frac{\Delta A}{A} - \frac{\Delta V}{1 - V} \right). \quad (14)$$

Из формул (13) и (14) видно, что поправки к $I_{\max}$ и $I_{\min}$ пропорциональны $\Delta A/A$ для обеих величин, но поправка к $I_{\max}$ пропорциональна $I_{\max 0} \Delta A/A$, а поправка к $I_{\min}$ пропорциональна $I_{\min 0} \Delta A/A$, тогда как $I_{\max 0} \gg I_{\min 0}$. Таким образом, изменение ΔA будет влиять в основном на $I_{\max}$. Изменение видности ΔV , в свою очередь, более сильно влияет на $I_{\min}$ (пропорционально $\Delta V/(1 - V)$), чем на $I_{\max}$ (пропорционально $\Delta V/(1 + V)$). При $V \approx 1$ влияние на $I_{\min}$ может быть очень сильным. В качестве иллюстрации рассмотрим рис.4. На нем с большим увеличением представлена зарегистрированная экспериментально ИФК для случая $\delta\lambda = 0.1$ нм в области $I_{\min}$. Сплошные линии – это теоретические зависимости, построенные по формуле (11) для $V = 0.999$ и 0.992 . Даже без вычислений среднеквадратичных отклонений видно, что при $V = 0.992$ теория лучше описывает эксперимент. Таким образом, в области $V \approx 1$ величина V может быть подобрана с высокой точностью.

Перейдем теперь к фазовым параметрам. Если минимумы и максимумы ИФК, рассчитанные по формуле (11), сдвинуты в ИФК по длине волны, то следует изменить параметр φ_0 . При этом вся ИФК сдвинется по спектру как одно целое. Если же смещения по длинам волн максимумов (минимумов) не совпадают даже на соседних участках спектра, то следует изменить длину биений L_b и вновь

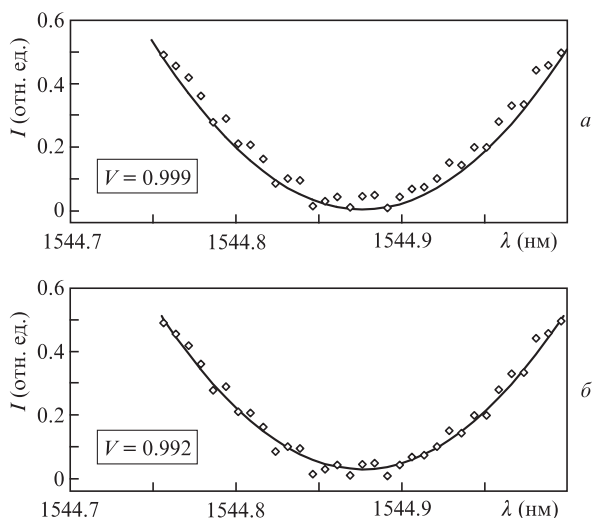


Рис.4. Фрагмент области одного из минимумов ИФК с большим увеличением при $\delta\lambda = 0.1$ нм. Точки – эксперимент, сплошная кривая соответствует правой части (11) с подогнанными параметрами A , L_b , φ_0 и $V = 0.999$ (а) и 0.992 (б).

подобрать параметр φ_0 , добиваясь совпадения соседних минимумов и максимумов.

Каждая ИФК, например, показанная на рис.3, содержит 10000 зарегистрированных экспериментальных точек с заметной шумовой компонентой (5%–10%) и ярко выраженными максимумами и минимумами. Для повышения точности определения видности $V(\lambda)$ была применена следующая методика. За основу бралась формула (11), в которой левой частью считались экспериментальные точки $I_{\exp}(\lambda_i)$, а в правой части, $I_{\text{theor}}(A, V, L_b, \varphi_0, \lambda_i)$, подбирали параметры A, V, L_b, φ_0 с основной целью – минимизировать среднеквадратичное отклонение γ экспериментальных точек $I_{\exp}(\lambda_i)$ от теоретической функции $I_{\text{theor}}(A, V, L_b, \varphi_0, \lambda_i)$ на той же длине волны:

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [I_{\exp}(\lambda_i) - I_{\text{theor}}(\lambda_i)]^2}. \quad (15)$$

Суммирование производили в окрестности точки λ_{av} , которую выбирали из точек максимумов или минимумов. Окрестностью выбранной точки мы считали два периода ИФК в коротковолновой и два периода в длинноволновой областях (всего около 500 экспериментальных точек). По ним производили минимизацию величины γ в следующей последовательности: 1) минимизация по A и V ; 2) сдвиг по φ_0 ; 3) проверка периодов, минимизация по L_b ; 4) повторный сдвиг по φ_0 в случае изменения L_b ; 5) повторная минимизация по A и V . Число таких операций было равно числу периодов в спектре ИФК, а период $\Delta\lambda$ определялся по длине биений L_b [17]:

$$\Delta\lambda = \frac{L_b}{z} \lambda_{av}. \quad (16)$$

Результат обработки экспериментальных данных показан на рис.5. На рис.5,а приведены зависимости видности ИФК при разрешении спектроанализатора $\delta\lambda = 0.05, 0.1, 0.2$ и 0.5 нм. Сплошной линией для ориентировки дан спектр суперлюминесцентного источника. Видно, что для ширины спектрального фильтра $0.05, 0.1$ и 0.2 нм видность ИФК не зависит от длины волны, а ее уменьшение связано с уменьшением времени когерентности τ светового пучка, спектр которого определяется фильтром (при фиксированном времени задержки). Всё находится в соответствии с формулами (2), (1) и (3) и работой [16]. Совершенно другой характер демонстрирует видность ИФК при $\delta\lambda = 0.5$ нм (рис.5,а). Кроме резкого уменьшения, видность начинает зависеть от длины волны, и отклонение величины $V(\lambda)$ от среднего значения по спектру источника достигает $\sim 3\%$. Здесь начинают проявляться свойства источника света, в частности однородное уширение его спектра, зависящее, вообще говоря, от длины волны. При дальнейшем увеличении спектральной ширины фильтра (уменьшении разрешения спектроанализатора) наблюдается дальнейшее уменьшение видности $V(\lambda)$ и нарастание ее отклонений от среднего значения по спектру источника. Отклонение достигает почти 11% для $\delta\lambda = 1.0$ нм (рис.5,б). Имеет место также сильный разброс значений $V(\lambda)$, превышающий ее среднее значение при $\delta\lambda = 2.0$ нм (рис.5,в).

Все вышесказанное подтверждает предположение о появлении другого механизма, связанного с интерференцией, – наложения двух или более ИФК от сдвинутых по длине волны однородных линий излучения источника.

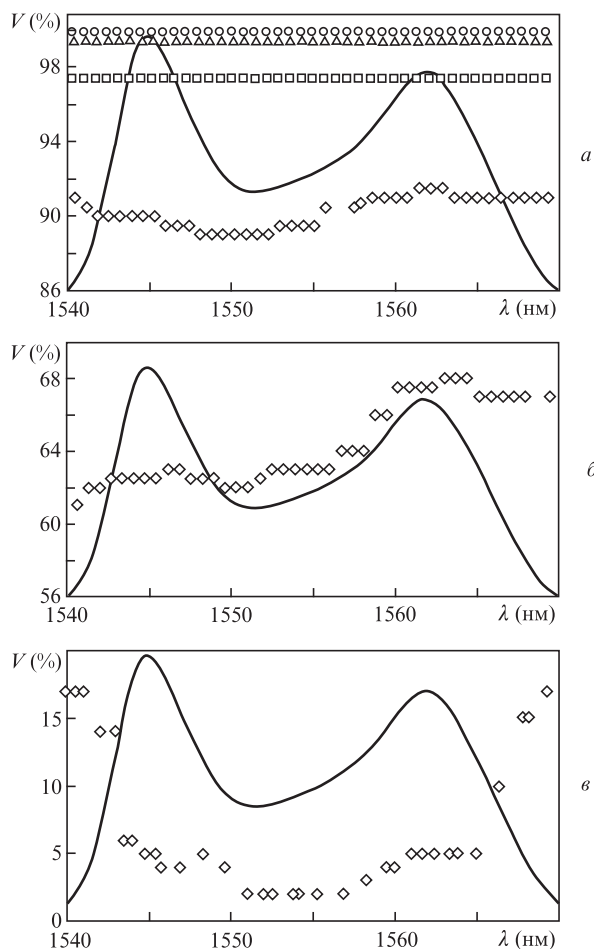


Рис.5. Зависимости видности $V(\lambda)$ ИФК от положения в спектре источника: $\delta\lambda = 0.05$ (○), 0.1 (△), 0.2 (□), 0.5 нм (◇) (а) и $\delta\lambda = 1.0$ (◇), 2.0 нм (◇) (б). Для ориентировки сплошной линией представлен спектр излучения источника.

Механизм проявляет себя тогда, когда спектр цуга, выделяемого фильтром приемника, становится шире спектра однородной линии источника. Чем больше однородных линий участвует в интерференции, тем меньше видность ИФК. В этом проявляется неоднородность спектра в диапазоне $\delta\lambda$.

Увеличение видности ИФК на коротковолновом и длинноволновом краях спектра источника можно объяснить также тем (см. рис.5,в), что на этих краях ограничение ширины спектра, накладываемое разрешением спектроанализатора $\delta\lambda$, дополнительно усиливается краями спектра источника. Ширина спектра выделяемого цуга становится меньше разрешения, $\delta\lambda_{\text{exp}} < \delta\lambda$, а это приводит к улучшению видности $V(\lambda)$ (см. выше) на краях спектра источника.

3. Обсуждение результатов

Предложен сравнительно простой метод оценки важного параметра структуры спектра широкополосного источника излучения – его однородной ширины $\delta\lambda_{\text{gom}}$. Для используемого нами волоконного суперлюминесцентного эрбиевого источника $\delta\lambda_{\text{gom}} = 0.5$ нм. Согласно (1) соответствующее время когерентности цуга источника $\tau = 1.6 \times 10^{-11}$ с, длина цуга в вакууме $L_z = 4.8$ мм (много больше λ). Оценки τ и L_z можно получить с помощью нера-

венств. Действительно, при $\delta\lambda = 0.2$ нм признаки неоднородности и влияние спектра источника на видность $V = 0.974$ отсутствуют. Можно предположить, что разрешение совпадает с шириной однородной линии, $\delta\lambda = \delta\lambda_{\text{gom}}$. Тогда имеем: $0.2 < \delta\lambda_{\text{gom}} < 0.5$ нм, $1.6 \times 10^{-11} < \tau < 4.0 \times 10^{-11}$ с и $4.8 < L_z < 12$ мм.

Кроме того, при увеличении ширины спектра регистрируемых цугов наблюдалось резкое уменьшение видности ИФК. Мы объяснили это наложением ИФК от различных однородных линий, сдвинутых относительно друг друга по спектру (проявление неоднородности спектра источника).

Приведенные результаты позволяют сделать ряд уточнений относительно избыточного шума изучаемого источника. Как отмечено во введении, избыточный шум является следствием гетеродинных биений спектральных компонент оптического излучения широкополосного источника [3, 4]. Величина избыточного шума зависит от неоднородной спектральной ширины источника излучения. Объясняется это разным числом спектральных компонент, участвующих в биениях. При этом предполагается, что спектральные компоненты монохроматичные (т.е. однородные), и только для них можно ввести понятие фазы. Монохроматическая компонента имеет узкий спектр, определяемый временем когерентности. Фазу компоненты, однако, считают случайной величиной, что, в общем, правильно – в различных участках спектра монохроматические линии начинают генерацию совершенно случайно. В результате средняя величина избыточного шума по «гетеродинному» механизму оказывается обратно пропорциональной ширине спектра источника. Тепловые источники, например, с очень широким неоднородным спектром имеют очень малый избыточный шум [4].

Однако представление неоднородного спектра в виде набора монохроматических компонент – это идеализация. Как мы выяснили, однородная ширина спектра источника достаточно велика, из чего вытекают два следствия: 1) число однородных линий в спектре источника конечно; 2) величина избыточного шума обратно пропорциональна числу однородных линий в спектре излучения источника и может быть разной при одной и той же неоднородной ширине линии излучения.

К сожалению, нам пришлось отказаться от количественного использования зависимости $V(\delta\lambda)$, опираясь, например, на работу [18], хотя такая попытка была сделана в докладе [16]; в частности, там приведена зависимость $V(\delta\lambda)$. Связано это с отсутствием информации о форме однородной линии, вырезаемой спектроанализатором, а также со сложностью неоднородного спектра эрбиевого источника (она определяется большим числом люминесцентных переходов).

4. Заключение

Предложен простой метод оценки ширины однородной спектральной линии в неоднородном спектре широкополосного волоконного суперлюминесцентного эрбиевого источника. Он заключается в использовании дискретного контролируемого разрешения $\delta\lambda$ спектроанализатора Yokogawa AQ6370C в качестве фильтра для выделения световых цугов с различными временами когерентности. Цуги были задержаны относительно друг друга при прохождении линии задержки, которой служил отрезок РМ-

волокна со встроенным двулучепреломлением, и обеспечены условия для интерференции этих цугов. Из интерференционной картины, наблюдаемой на экране спектроанализатора с разверткой по длинам волн, были определены значения видности $V(\lambda)$ интерференционной картины в зависимости от длины волны. Оказалось, что при больших разрешениях (малых $\delta\lambda$) видность $V(\lambda)$ в пределах спектра источника является постоянной величиной и зависит только от $\delta\lambda$, т. е. от соотношения времен когерентности цуга и задержки. При уменьшении выбранного разрешения (увеличении $\delta\lambda$), начиная с $\delta\lambda = \delta\lambda_{\text{gom}} = 0.5$ нм, видность $V(\lambda)$ наряду с сильным уменьшением приобретает зависимость от длины волны в спектре источника излучения. Это позволяет утверждать, что однородная ширина спектра источника лежит в интервале $0.2 < \delta\lambda_{\text{gom}} < 0.5$ нм, а время когерентности цугов, соответствующих этой ширине, – в интервале $1.6 \times 10^{-11} < \tau < 4.0 \times 10^{-11}$ с. Полученные результаты дают основания считать, что величина избыточного шума широкополосного источника излучения определяется не только шириной неоднородного спектра излучения, но и его структурой. Однако данный вывод требует проведения дополнительных исследований.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН.

1. Губин В.П., Исаев В.А., Моршнев С.К. и др. *Квантовая электроника*, **36** (3), 287 (2006) [*Quantum Electron.*, **36** (3), 287 (2006)].
2. Guattari F., Chouvin S., Molucon C., Lefevre H., in *Proc. 2014 DGON Inertial Sensors and Systems* (ISS, IEEE, 2014, P10, pp 1–14).
3. Cummins H.Z., Swinney H.L. *Progr. Opt.*, **8**, 133 (1970).
4. Hodara H. *Proc. IEEE*, **53** (7), 696 (1965).
5. Персонов Р.И., Альшиц Е.И., Быковская Л.А. *Письма в ЖЭТФ*, **15**, 609 (1972) [*JETP Lett.*, **15**, 431 (1972)].
6. Kharlamov M., Personov R.I., Bykovskaya L.A. *Opt. Commun.*, **12**, 191 (1974).
7. Гороховский А.А., Каарли Р.К., Ребане Л.А. *Письма в ЖЭТФ*, **20**, 474 (1974) [*JETP Lett.*, **20**, 216 (1974)].
8. Moerner W.E., Kador L. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2535 (1989).
9. Orrit M., Bernard J. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 2716 (1990).
10. Wysocki P.F., Digonnet M.J.F., Kim B.Y., Shau H.J. *J. Lightwave Technol.*, **12** (3), 550 (1994).
11. Андреев А.А. *ФТТ*, **46** (6), 972 (2003).
12. Wang L.A., Chen C.D. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9** (4), 446 (1997).
13. Сивухин Д.В. *Общий курс физики. Оптика* (М.: Наука, 1980).
14. Мандель Л., Вольф Э. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2000).
15. Mandel L., Wolf E. *Proc. Phys. Soc.*, **80**, 894 (1962).
16. Моршнев С.К., Губин В.П., Старостин Н.И., Пржиялковский Я.В., Сазонов А.И. *Фотон-экспресс*, № 6 (158), 38 (2019).
17. Kikuchi K., Okoshi T. *Opt. Lett.*, **8**, 122 (1983).
18. Беловолов М.И., Дианов Е.М., Крюков А.П., Пенчева В.Х. *Труды ИОФАН*, **15**, 164 (1988).