

Поляризационные эффекты в двухсердцевинном волокне и их применение для синхронизации мод в волоконном лазере

И.А.Лобач, С.И.Каблуков, Е.В.Подивилов, С.А.Бабин, А.А.Аполонский

Впервые измерены продольные распределения мощности в двухсердцевинном волоконном световоде в зависимости от поляризации входного излучения. Экспериментально показано, что вследствие различного двулучепреломления сердцевин мощность в них зависит от того, в какую из сердцевин вводится излучение. Для описания экспериментальных результатов предложена модифицированная поляризационная модель взаимодействия мод в двухсердцевинном световоде с учетом двулучепреломления сердцевин. Также впервые продемонстрировано применение поляризационных свойств двухсердцевинного волоконного световода для получения режима синхронизации мод в волоконном лазере.

Ключевые слова: двухсердцевинный волоконный световод, поляризация, синхронизация мод, волоконный лазер.

1. Введение

Благодаря взаимодействию мод, распространяющихся в различных сердцевинах, двухсердцевинные волоконные световоды (ДВС) находят применения во многих волоконно-оптических устройствах – от разветвителей [1] и узкополосных фильтров [2] до ультрабыстрых переключателей [3] и различных сенсоров [4, 5]. Известно, что взаимодействие мод в соседних сердцевинах происходит только при существенном перекрытии полей мод и при совпадении их констант распространения. В работе [6] исследовался вопрос о влиянии механических напряжений на степень взаимодействия мод в ДСВ. Было установлено, что эффективное взаимодействие мод происходит только тогда, когда изменение показателя преломления, связанное с механическим напряжением в сердцевинах посредством фотоупругого эффекта, полностью компенсирует существующую технологическую разность показателей преломления сердцевин. При этом было обнаружено, что на степень взаимодействия влияет также состояние поляризации распространяющего излучения. Теория связанных мод, построенная без учета поляризации [7], не может объяснить такое влияние. Чтобы учесть влияние поляризации, вместо одной константы взаимодействия между модами сердцевин вводят две, описывающие взаимодействие между соответствующими поляризационными модами [8]. Затем для каждой из поляризаций выписывают свою систему связанных мод и решают их независимо,

но при этом никак не учитывают эволюцию поляризации внутри каждой из сердцевин, связанную с двулучепреломлением (ДЛП).

В настоящей работе показано, что ДЛП может приводить к эффектам, которые нельзя объяснить в рамках существующих моделей. Целью работы было изучение влияния поляризации на взаимодействие мод в ДВС и построение модели, объясняющей полученные экспериментальные данные. Впервые с помощью уникальной методики измерены продольные распределения мощности в ДВС при различных поляризациях входного излучения. Кроме того, в работе впервые продемонстрировано применение поляризационных свойств ДВС для синхронизации мод, основанной на нелинейном вращении поляризации.

2. Эксперимент

Влияние поляризации на взаимодействие мод изучалось в иттербиевом ДВС длиной 35 см. Образец был аналогичен рассматриваемому в работе [6], где показано, что в исследуемом образце имеется технологическая разность показателей преломления сердцевин $\Delta n \approx 10^{-4}$, вследствие которой в прямом отрезке волокна взаимодействие мод в сердцевинах практически отсутствует. Это обусловлено значительным снижением эффективности взаимодействия мод в двух неодинаковых сердцевинах. Для увеличения связи между модами показатели преломления сердцевин выравнивались за счёт фотоупругого эффекта. Для этого волокно укладывалось в форму с постоянным радиусом кривизны $R \approx 16.2$ см, причем плоскость изгиба совпадала с плоскостью, проходящей через оси сердцевин, и из-за изгиба одна из сердцевин сжималась, а другая растягивалась. Кроме того, в работе [6] была измерена константа взаимодействия $\Gamma \approx 7.6 \text{ м}^{-1}$, определяющая длину полной перекачки излучения из одной сердцевин в другую $L_b = \pi/(2\Gamma) \approx 20.6$ см.

Схема для изучения влияния поляризации на взаимодействие мод представлена на рис.1. На вход одной из сердцевин с помощью трехкоординатных подвижек подавалось линейно поляризованное излучение одночастот-

И.А.Лобач, С.И.Каблуков. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: ivan.lobach@gmail.com

Е.В.Подивилов, С.А.Бабин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

А.А.Аполонский. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; адрес в настоящее время: Ludwig-Maximilians-Universitaet Muenchen, Am Coulombwall 1, 85748 Garching, Deutschland

Поступила в редакцию 4 апреля 2012 г.

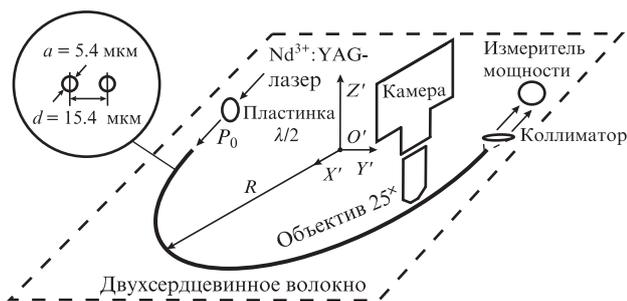


Рис.1. Схема для измерения зависимости продольного распределения мощности в ДСВ от входной поляризации. На вставке – схема сечения ДСВ.

ного Nd³⁺:YAG-лазера с длиной волны 1.06 мкм. Азимут входной поляризации ϕ , отсчитываемый от плоскости сердцевин, поворачивался с помощью полуволновой пластинки. Продольные распределения мощности в каждой сердцевине измерялись при $\phi = 0, 90^\circ, 45^\circ$ и -45° . На рис.2,*a* приведено распределение мощности $P_1(z)$ в первой сердцевине в случае, когда излучение вводится именно в нее. Для удобства указана мощность в той сердцевине, в которую вводилось излучение. Мощность во второй сердцевине не приведена, поскольку поглощение излучения пренебрежимо мало и суммарная мощность в первой

и второй сердцевинах постоянна по длине. Также было измерено продольное распределение мощности $P_2(z)$ при вводе излучения во вторую сердцевину (рис.2,*б*). Мощность измерялась по интенсивности люминесценции итербия в сердцевинах с помощью КМОП-камеры и объектива. Для восстановления величины мощности внутри световода осуществлялась калибровка, при которой значения интенсивности свечения в крайней точке на выходе световода нормировались на значения мощности, измеренные на выходе из сердцевины. Более подробное описание методики измерения продольного распределения мощности представлено в [6].

Эксперимент показал, что действительно продольные распределения мощности (рис.2) существенно зависят как от поляризации входного излучения, так и от того, куда заводится излучение. Различие между зависимостями $P_1(z)$ и $P_2(z)$ связано с различием ДЛП в сердцевинах. Кроме того оказалось, что продольные распределения, усредненные по четырем состояниям поляризации входного излучения

$$\bar{P}_j(z) = \frac{P_j(z, -45^\circ) + P_j(z, 0^\circ) + P_j(z, 45^\circ) + P_j(z, 90^\circ)}{4},$$

с хорошей точностью не зависят от номера j входной сердцевины (рис.3,*a*).

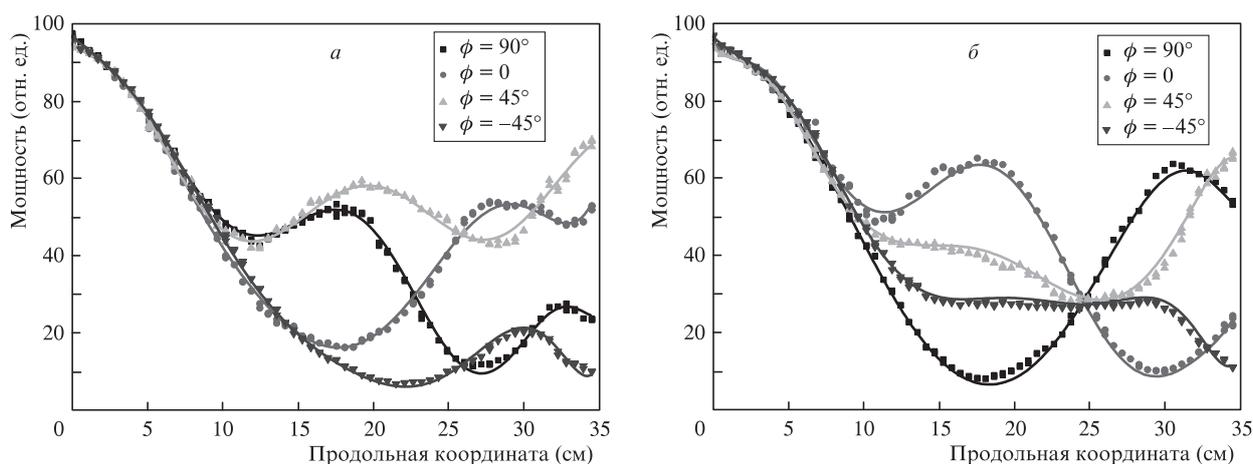


Рис.2. Продольные распределения мощности P_1 при различных азимутах линейно поляризованного входного излучения в случае его ввода в первую (*a*) и во вторую сердцевину (*б*). Точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – результаты расчета в соответствии с (4).

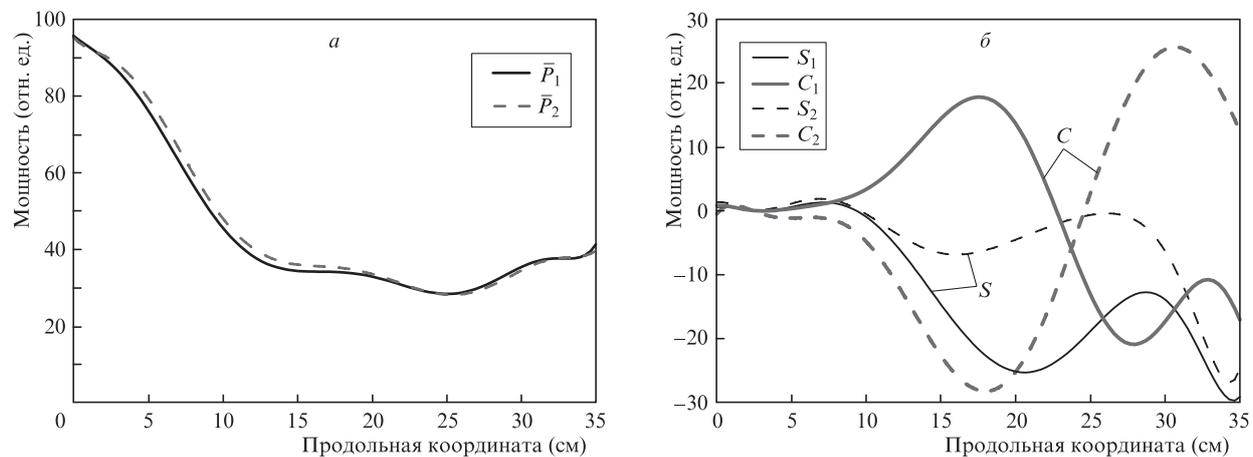


Рис.3. Усредненные продольные распределения мощности \bar{P}_j (*a*) и функции C_j и S_j (*б*).

3. Теория

Для описания влияния поляризации на взаимодействие мод вначале рассмотрим теорию, которая не учитывает ДЛП. Известно [8], что в этом случае существуют две ортогональные линейные поляризации (a и b), имеющие разные константы взаимодействия (Γ_a и Γ_b). Например, если на вход одной из сердцевин подать излучение, поляризованное вдоль оси a , то продольное распределение мощности $P_a(z) = \cos^2 \Gamma_a z$, а если поляризованное вдоль оси b , то $P_b(z) = \cos^2 \Gamma_b z$. Несложно понять, что для линейно поляризованного излучения с азимутом ϕ относительно оси a продольное распределение мощности будет иметь вид

$$P(z, \phi) = \cos^2 \Gamma_a z \cos^2 \phi + \cos^2 \Gamma_b z \sin^2 \phi. \quad (1)$$

Такой результат обусловлен тем, что не учитывается разность констант распространения между волнами различных поляризаций внутри сердцевин в отсутствие ДЛП. При этом в силу симметрии задачи продольное распределение мощности не зависит от того, в какую из сердцевин вводится излучение. Однако экспериментальные результаты показывают обратное (см. рис.2). По этой причине нами была предложена модифицированная поляризационная модель взаимодействия мод в ДВС с учетом ДЛП в сердцевинах. Помимо того что поляризационные моды соседних сердцевин взаимодействуют через свои константы взаимодействия, в предложенной модели учитывается взаимодействие поляризационных мод внутри сердцевин из-за ДЛП.

Каждая из двух сердцевин поддерживает только две поляризационные моды (a и b). Также для общности в модель заложено то, что сердцевин могут иметь различающиеся показатели преломления. Это приводит к различию констант распространения k_1 и k_2 мод в соседних сердцевинах, разность которых $\Delta k = (k_1 - k_2)/2$. На основе теории связанных мод [7] и указанных предположений были получены уравнения для амплитуд поляризационных мод:

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \\ a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = i \begin{pmatrix} \Delta k + \gamma_1^z & \gamma_1^x & \Gamma_a & \Gamma_{ab} \\ \gamma_1^x & \Delta k - \gamma_1^z & \Gamma_{ba} & \Gamma_b \\ \Gamma_a^* & \Gamma_{ba}^* & -\Delta k + \gamma_2^z & \gamma_2^x \\ \Gamma_{ab}^* & \Gamma_b^* & \gamma_2^x & -\Delta k - \gamma_2^z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \\ a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} \equiv i \hat{M} \mathbf{v}, \quad (2)$$

где z – координата вдоль оси волокна; \hat{M} – матрица взаимодействия. Константы γ_i^x, γ_i^z описывают взаимодействие между волнами различных поляризаций в отдельной сердцевине i . В терминах γ_i^x, γ_i^z направление оси ДЛП θ_i находится как $\tan(2\theta_i) = \gamma_i^x / \gamma_i^z$, а величина ДЛП δn_i определяется выражением $\delta n_i k_i = 2[(\gamma_i^x)^2 + (\gamma_i^z)^2]^{1/2}$. Оптической активностью сердцевин мы пренебрегаем. Константы $\Gamma_a, \Gamma_b, \Gamma_{ab}$ и Γ_{ba} описывают взаимодействие между поляризационными модами в соседних сердцевинах и определяются интегралами перекрытия соответствующих полей поляризационных мод. Эрмитов вид матрицы \hat{M} был выбран по причине отсутствия потерь в волокне.

В случае постоянных коэффициентов решение уравнения (2) выражается через матричную экспоненту, поэтому запишем его в следующем виде: $\mathbf{v}(z) = \exp(i \hat{M} z) \mathbf{v}(0) = \hat{U} \mathbf{v}(0)$, где $\mathbf{v}(0)$ – амплитуды мод на входе в волокно. Для вычисления матричной экспоненты необходимо найти собственные значения матрицы \hat{M} . При произвольных коэф-

фициентах уравнение на собственные значения представляет собой уравнение четвертой степени, аналитическое решение которого (например, методом Феррари) очень громоздкое. Решения имеют компактный вид тогда, когда направления главных осей для двух сердцевин совпадают. Например, при $\gamma_1^x = \gamma_2^x = 0$ главные оси сердцевин совпадают с линией, соединяющей центры сердцевин. Но при этом ДЛП сердцевин может быть различным. В этой ситуации можно показать, что интеграл перекрытия между модами a и b равен нулю в силу их взаимной ортогональности, т.е. $\Gamma_{ab} = \Gamma_{ba} = 0$. Тогда мощность в одной сердцевине в зависимости от продольной координаты z и азимута ϕ входной поляризации имеет следующий вид:

$$P(z, \phi) = |a(z, \phi)|^2 + |b(z, \phi)|^2 = 1 - \left(\frac{\Gamma_a}{\chi_a} \sin \chi_a z \right)^2 \cos^2 \phi - \left(\frac{\Gamma_b}{\chi_b} \sin \chi_b z \right)^2 \sin^2 \phi,$$

где

$$\chi_a = \sqrt{\Gamma_a^2 + (\Delta k + \delta)^2}; \quad \chi_b = \sqrt{\Gamma_b^2 + (\Delta k - \delta)^2}; \quad \delta = \frac{\gamma_1^z - \gamma_2^z}{2}.$$

Этот результат можно легко понять, если принять во внимание, что вклад ДЛП эквивалентен появлению разности волновых векторов мод сердцевин, и его наличие ведет к уменьшению амплитуды и периода перекачивания мощности. В этом случае мощность также не зависит от того, в какую из сердцевин вводится излучение. Несложно показать, что при $\Delta k = 0$ и $\gamma_1^z = \gamma_2^z$ решение переходит в (1).

В остальных случаях решения уравнения (2) более громоздкие и их довольно тяжело анализировать, поэтому ограничимся только общими свойствами решений. Оказывается, что только в частных случаях продольное распределение мощности не зависит от того, в какую из сердцевин вводится излучение. В общем же случае из-за различного ДЛП в сердцевинах такая зависимость существует.

Можно показать, что если на вход одной из сердцевин подавать линейно поляризованное излучение с азимутом ϕ , т.е.

$$(a_1(0), b_1(0), a_2(0), b_2(0)) = (\cos \phi, \sin \phi, 0, 0)$$

$$\text{или } (0, 0, \cos \phi, \sin \phi), \quad (3)$$

то мощность вдоль координаты z в зависимости от ϕ будет иметь вид

$$P_j(z, \phi) = |a_j(z)|^2 + |b_j(z)|^2 = \bar{P}_j(z) + C_j(z) \cos 2\phi + S_j(z) \sin 2\phi. \quad (4)$$

Функции $\bar{P}_j(z), C_j(z)$ и $S_j(z)$ в общем случае определяются как параметрами световода, так и номером возбуждаемой сердцевин. Покажем, что для эрмитовой матрицы \hat{M} функция $\bar{P}_j(z)$ не зависит от того, в какую из сердцевин вводится излучение. Если \hat{M} эрмитова, то матричная экспонента $\hat{U} = \exp(i \hat{M} z)$ является унитарной. Известно, что у унитарной матрицы строки и столбцы образуют ортонормированную систему, т.е. $\sum_{j=1}^4 U_{ij} U_{jk}^* = \delta_{ik}$. Это означает, что суммарная мощность в сердцевинах сохраняется. Если просуммировать данное выражение для первых двух строк и последних двух столбцов, то получим

$$\sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^4 |U_{ij}|^2 = \sum_{j=3}^4 \sum_{i=1}^2 |U_{ij}|^2 = 2.$$

Выписав выражения для $\bar{P}_j(z)$ через матричные элементы U_{ij} , получим

$$\begin{aligned} \bar{P}_1(z) &= \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 |U_{ij}|^2 = \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^4 |U_{ij}|^2 - \sum_{i=1}^2 \sum_{j=3}^4 |U_{ij}|^2 \\ &= \sum_{i=1}^2 \sum_{j=3}^4 |U_{ij}|^2 - \sum_{i=1}^2 \sum_{j=3}^4 |U_{ij}|^2 = \sum_{i=3}^4 \sum_{j=3}^4 |U_{ij}|^2 = \bar{P}_2(z). \end{aligned}$$

Физический смысл функции $\bar{P}_j(z)$ довольно прост – это продольное распределение мощности для неполяризованного входного излучения. Действительно, экспериментальный результат, представленный на рис.3,а, подтверждает, что $\bar{P}_j(z)$ не зависит от номера входной сердцевины, т.е. $\bar{P}_1(z) = \bar{P}_2(z)$. Кроме того, из выражения (4) следует, что

$$\begin{aligned} P_j(z, 0^\circ) - \bar{P}_j(z) &= -P_j(z, 90^\circ) + \bar{P}_j(z) = C_j(z), \\ P_j(z, 45^\circ) - \bar{P}_j(z) &= -P_j(z, -45^\circ) + \bar{P}_j(z) = S_j(z). \end{aligned} \quad (5)$$

Полученные экспериментальные результаты удовлетворяют уравнениям (5). Это означает, что выражение (4) подтверждается экспериментом. Теперь с помощью найденных функций $\bar{P}_j(z)$, $C_j(z)$ и $S_j(z)$ можно найти продольное распределение мощности при произвольной входной линейной поляризации (сплошные кривые на рис.2).

Надо отметить, что пока можно говорить только о качественном согласии теории и эксперимента, т.к. из полученных результатов не удалось определить такие характеристики исследуемого волокна, как ДЛП сердцевин, константы взаимодействия мод и отстройки волновых векторов. Это может быть связано с тем, что в эксперименте параметры волокна, возможно, не были постоянными вдоль длины из-за вариации радиуса кривизны или технологических флуктуаций.

4. Применение ДВС

Как видно из (4), пропускание сердцевин гармонически зависит от состояния поляризации на входе. Поэтому из ДВС можно сделать поляризационный фильтр. Для проверки этой возможности с двух сторон отрезка ДВС длиной 21.3 см к одной из сердцевин было приварено одномодовое волокно; само ДВС было изогнуто для компенсации разности показателей преломления сердцевин и приклеено к пластинке. Оказалось, что эффективный коэффициент пропускания такого устройства на длине волны 1.06 мкм изменялся от 25% до 50% в зависимости от входной поляризации. Отметим, что существенные потери вносят места сварки, а также перекачка энергии во вторую сердцевину. Вся мощность на выходе ДВС во второй сердцевине теряется в точке сварки. Полученный фильтр может быть использован в случае необходимости селекции поляризации, например для синхронизации мод в лазере, основанной на нелинейном вращении поляризации. Основной принцип работы такого лазера состоит в том, что при распространении импульса вследствие эффекта Керра происходит вращение эллипса поляризации излучения, зависящее от его интенсивности [9]. В результате потери в лазере с селектором поляризации будут зависеть от мощности излучения. Как правило, в волоконном ва-

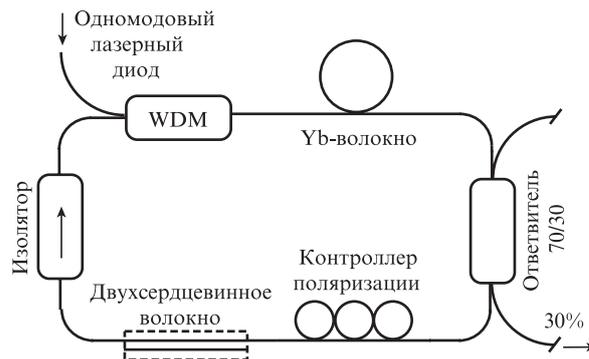


Рис.4. Схема волоконного лазера с синхронизацией мод на основе ДВС.

рианте для этих целей используется поляризующий изолятор или волоконный делитель поляризации.

Схема кольцевого лазера с синхронизацией мод представлена на рис.4. Активная среда лазера представляет собой отрезок одномодового иттербиевого волоконного световода (Nufern SM-YDF-5/130) длиной 1.7 м, который накачивается в сердцевину одномодовым лазерным диодом через спектрально-селективный разветвитель (WDM). Для обеспечения однонаправленности генерации использовался поляризационно-независимый изолятор. Ключевым поляризационным элементом в схеме являлся отрезок ДВС с легированными иттербием сердцевинами. Вывод энергии из резонатора осуществлялся разветвителем с коэффициентом деления 70:30. Для настройки резонатора использовался контроллер поляризации. Суммарная длина резонатора составляла 8.1 м (межмодовая частота 25.5 МГц). Длительность генерируемых импульсов не превышала аппаратной функции осциллографа, которая составляла 250 пс. Максимальная выходная мощность лазера равнялась 70 мВт при мощности накачки 400 мВт.

При определенной настройке контроллера поляризации удается получить режим синхронизации мод, который проявляется как в спектре генерации (рис.5,а), так и во временной динамике лазера, наблюдаемой с помощью быстродействующих фотодетектора и осциллографа. При переходе лазера в режим синхронизации мод спектр уширялся до 7 нм (0.5 нм в непрерывном режиме), а на осциллографе появлялись импульсы с частотой следования, равной обратному времени обхода резонатора. На рис.5,б представлена функция распределения амплитуды импульсов, которая измерялась как гистограмма максимумов по 10 тысячам импульсов. Видно, что амплитуда импульсов значительно флуктуирует ($\pm 5\%$). В литературе этот режим известен как стохастическая синхронизация мод [10].

Специально проверялось существование режима синхронизации мод без использования отрезка ДВС или при замене его на близкий по параметрам односердцевинный иттербиевый световод. В обоих случаях режим синхронизации мод не стартовал. Кроме того, наблюдался спонтанный переход стохастического режима в многоимпульсный режим чирпированных импульсов [10], при котором спектр имел резкие края, а флуктуации импульсов значительно уменьшались. Этот переход свидетельствует о неоптимальности использованного поляризационного элемента ДВС. Действительно, если заменить ДВС волоконным поляризатором, который имеет более резкую поляризационную зависимость, то режим синхронизации мод будет существенно отличаться от режима, получаемого с

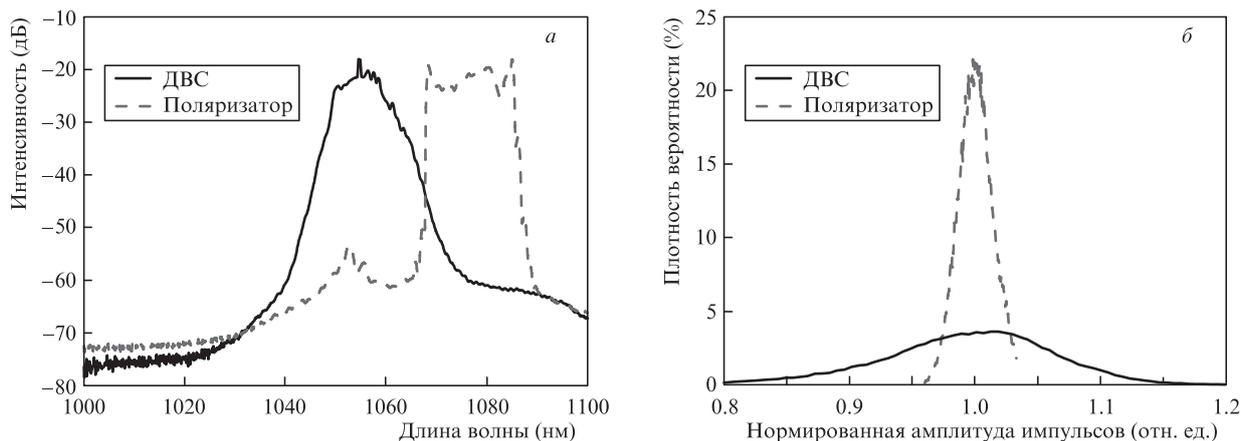


Рис.5. Спектр генерации (а) и функция распределения амплитуды импульсов (б) для лазера с ДВС и поляризатором.

ДВС. В случае с поляризатором наблюдался стабильный (рис.5,б) режим chirпированных импульсов с характерными резкими краями спектра генерации (рис.5,а) [11].

Таким образом, мы впервые продемонстрировали применение поляризационных свойств ДВС для получения режима синхронизации мод в волоконном лазере. В нашем случае механизм синхронизации отличался от ранее предполагавшегося для этой схемы лазера механизма, основанного на нелинейных свойствах ДВС (см., напр., [12]). Это проверялось с помощью описанного выше способа измерения люминесценции на выходе из ДВС фильтра. Ожидаемого перераспределения мощности в сердцевинах для механизма синхронизации мод, основанного на нелинейных свойствах ДВС, не наблюдалось. Вполне возможно, что оптимизация поляризационных свойств ДВС позволит получить более стабильный режим синхронизации мод.

5. Заключение

В работе измерены продольные распределения мощности в ДВС при различных поляризациях входного излучения. Экспериментально показано, что различное ДЛП приводит к зависимости мощности в сердцевинах от того, в какую из сердцевины вводится излучение. При этом продольное распределение мощности, усредненное по входной поляризации, не зависит от начальных условий. Также предложена поляризационная модель взаимодействия мод в ДВС с двулучепреломляющимися сердцевинами. Полученные экспериментальные результаты подтверждают предложенную модель. К сожалению, количественного согласия между теорией и моделью получить не удалось. Это может быть связано с непостоянством коэффициентов в уравнении (2) по длине волокна, т.к. в эксперименте технически очень сложно точно обеспечить постоянный радиус изгиба. Кроме того, не исключаются и технологические случайные вариации ДЛП по длине

отрезка в каждой сердцевине. Полученные результаты указывают на необходимость исключения различий в ДЛП в сердцевинах при разработке световода и на необходимость обеспечения постоянства параметров по длине с высокой точностью при его изготовлении с тем, чтобы избежать неконтролируемых эффектов.

В работе также продемонстрировано новое применение поляризационных свойств ДВС – для синхронизации мод в волоконном лазере на основе нелинейной вращения поляризации. Установлено, что для стабильной работы лазера необходимо оптимизировать поляризационные свойства ДВС. Этого можно добиться, например, увеличивая разность коэффициентов пропускания для излучения с различными поляризациями.

Авторы работы выражают благодарность А.С.Куркову за предоставленные образцы ДВС и В.Л.Калашникову за проявленный интерес к работе и участие в обсуждении результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, интеграционного проекта СО РАН и программы Президиума РАН.

1. Vallee R., Drolet D. *Appl. Opt.*, **33**, 5602 (1994).
2. Poulin A.C.J., Vallee R. *Appl. Opt.*, **36**, 5064 (1997).
3. Friberg S.R., Silberberg Y., Oliver M.K., Andrejco M.J., Saifi M.A., Smith P.W. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 1135 (1987).
4. Romaniuk R.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4887**, 55 (2002).
5. Yuan L., Yang J., Liu Z. *IEEE Sens. J.*, **8**, 1114 (2008).
6. Lobach I.A., Babin S.A., Kablukov S.I., Podivilov E.V., Kurkov A.S. *Laser Phys.*, **20**, 311 (2010).
7. Snyder A.W. *J. Opt. Soc. Am.*, **62**, 1267 (1972).
8. Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волноводов* (М.: Радио и связь, 1987).
9. Агравал Г.П. *Применение нелинейной волоконной оптики* (М.: Лань, 2011).
10. Kalashnikov V.L., Sorokin E., Sorokina I.T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 323 (2003).
11. Lim H., Ilday F.O., Wise F.W. *Opt. Lett.*, **28**, 660 (2003).
12. Winful H.G., Walton D.T. *Opt. Lett.*, **17**, 1688 (1992).