

# Температурные зависимости фазового и группового двойного лучепреломления в srip-волокнах

С.К.Моршнев, В.П.Губин, Я.В.Пржиялковский, Н.И.Старостин

*Рассмотрено применение спектрального метода измерения длины биений двойного лучепреломления в srip-волокне. Обнаружено, что в srip-волокнах измеряемая длина биений есть среднее геометрическое длин биений фазового и группового двойного лучепреломления. Температурные измерения длин биений и смещений всего спектра как целого позволяют разделить виды двулучепреломления и определить их дисперсию. Проведен эксперимент на srip-волокне и волокне, сохраняющем линейную поляризацию, вытянутых из одной и той же заготовки. Результаты эксперимента подтверждают теорию.*

**Ключевые слова:** srip-волокно, HiBi-волокно, двойное лучепреломление, дисперсия двойного лучепреломления, модель винтовой спиральной структуры.

## 1. Введение

Измерение линейного двойного лучепреломления (ДЛП) в srip-волокнах часто проводят с помощью анализа спектров пропускания системы, состоящей из двух волоконных линейных поляризаторов и помещенного между ними исследуемого srip-волокна [1] (аналогично измерениям в волокнах, сохраняющих линейную поляризацию, т. е. в HiBi-волокнах [2–5]). В работах [3, 4] показано, что результатом подобных измерений в HiBi-волокнах (HiBi – High Birefringence) является определение разности групповых скоростей излучений ортогональных поляризаций. Впоследствии ДЛП, определенное в таких экспериментах, стали именовать групповым ДЛП. Ошибка измерений в этих экспериментах может достигать 20%, особенно в волокнах с малой длиной биений [3, 4].

В srip-волокне, помимо другой формулы определения длины биений [1], оказалось, что зависимость экспериментально измеряемой длины биений от фазового и группового ДЛП носит более сложный характер, чем у HiBi-волокна. Настоящая работа посвящена исследованию связей между фазовыми и групповыми длинами биений в srip-волокнах.

Экспериментально были исследованы температурные зависимости длин биений встроенного линейного ДЛП для srip-волокна двух типов и для HiBi-волокна, вытянутого из той же заготовки, что и srip-волокно, но без кручения. Это позволило связать чисто групповое ДЛП HiBi-волокна со смешанным ДЛП srip-волокна и определить отдельно фазовое и групповое ДЛП этих волокон. Были проведены также температурные измерения сдви-

гов всего спектра биений как целого. Получены соотношения этих сдвигов с групповым и фазовым ДЛП srip-волокна и вычислены их значения. Проведены оценки дисперсии встроенного линейного ДЛП srip-волокна.

## 2. Теория

### 2.1. Определение пространственной частоты поворота плоскости поляризации в srip-волокнах

Поляризационные свойства прямолинейного отрезка srip-волокна с винтовой спиральной структурой осей встроенного линейного ДЛП согласно работе [6] в базе линейных поляризаций описываются матрицей Джонса [7]:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{pmatrix} = \frac{2}{\Omega} \begin{pmatrix} a_{11} + ib_{11} & a_{12} + ib_{12} \\ -a_{12} + ib_{12} & a_{11} - ib_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Матричные элементы имеют вид:

$$\begin{aligned} a_{11} &= \Omega \cos \xi z \cos \Omega z + \xi \sin \xi z \sin \Omega z, \\ a_{12} &= -\Omega \sin \xi z \cos \Omega z + \xi \cos \xi z \sin \Omega z, \\ b_{11} &= \frac{1}{2} \Delta \beta \cos \xi z \sin \Omega z, \\ b_{12} &= \frac{1}{2} \Delta \beta \sin \xi z \sin \Omega z, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\Delta \beta = 2\pi/L_b$  – изменение фазовой задержки между волнами ортогональных линейных поляризаций с длиной волокна  $z$  из-за встроенного линейного ДЛП с длиной биений  $L_b$ ;  $\xi = 2\pi/L_{tw}$  – угловая частота вращения осей встроенного линейного ДЛП в спиральной структуре с шагом спирали  $L_{tw}$  по мере распространения света вдоль волокна; пространственная частота определяется как

$$\Omega = \sqrt{(\Delta \beta/2)^2 + \xi^2}. \quad (3)$$

Эволюция поляризационных состояний (ПС) на сфере Пуанкаре для фиксированной длины волны при воз-

С.К.Моршнев, В.П.Губин, Я.В.Пржиялковский, Н.И.Старостин. Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Фрязинский филиал, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1; ЗАО «ПРОФОТЕК», Россия, 121357 Москва, Верейская ул., 17 (Верейская Плаза), офис 613; e-mail: yankus.p@gmail.com, m137@fryazino.net

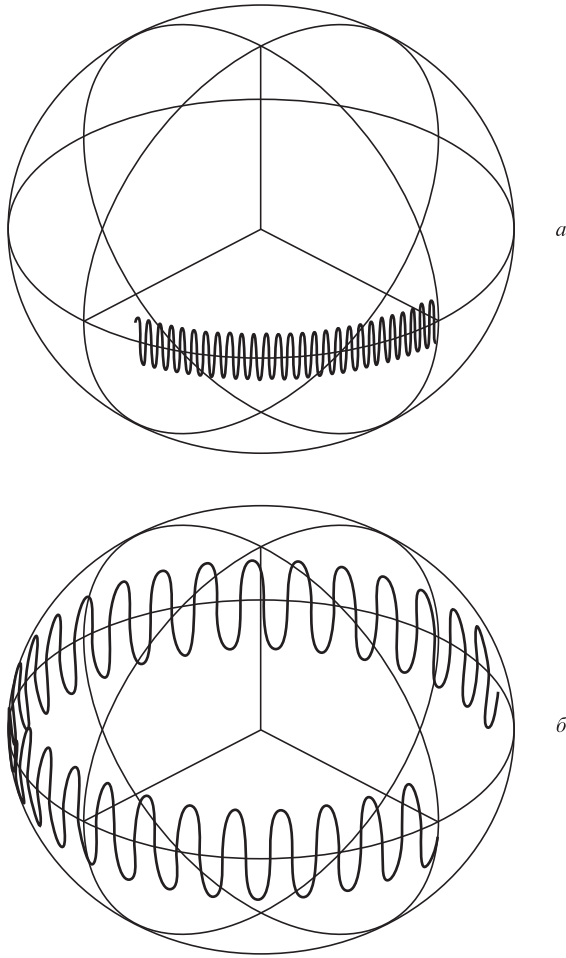


Рис.1. Эволюция поляризационных состояний на сфере Пуанкаре в srpn-волокне длиной  $L = 40$  мм с параметрами волокна  $L_{tw} = 3$  мм,  $L_b = 12$  мм (а) и  $L_{tw} = 3$  мм,  $L_b = 6$  мм (б).

буждения srpn-волокна линейно поляризованным светом представлена на рис.1. Видно, что ПС колеблются относительно экватора, отклоняясь в эллиптические состояния тем с большей эллиптичностью, чем больше встроенное линейное ДЛП. В srpn-волокне также происходит поворот плоскости поляризации излучения, т.е. имеет место эволюция ПС вдоль экватора, хотя циркулярное ДЛП модель не учитывает [8]. Из рис.1 также видно, что чем сильнее встроенное линейное ДЛП (меньше  $L_b$ ), тем на больший угол поворачивается плоскость поляризации в отрезках srpn-волокна одинаковой длины. Пространственный период вращения плоскости поляризации определяется комплексным числом  $\chi$  на выходе волокна:

$$\chi = \frac{E_y}{E_x} = \frac{(-a_{12}E_{x0} + a_{11}E_{y0}) + i(b_{12}E_{x0} - b_{11}E_{y0})}{(a_{11}E_{x0} + a_{12}E_{y0}) + i(b_{11}E_{x0} + b_{12}E_{y0})}. \quad (4)$$

Как показано в [7], угол поворота плоскости поляризации  $\theta$  ( $2\theta$  – азимутальный угол на сфере Пуанкаре) определяется выражением

$$\tan 2\theta = \frac{2 \operatorname{Re}(\chi)}{1 - |\chi|^2} = 2[(-a_{11}a_{12} + b_{11}b_{12})(E_{x0}^2 - E_{y0}^2) + (a_{11}^2 - a_{12}^2 - b_{11}^2 + b_{12}^2)E_{x0}E_{y0}][(a_{11}^2 - a_{12}^2 + b_{11}^2 - b_{12}^2)(E_{x0}^2 - E_{y0}^2) + 4(a_{11}a_{12} + b_{11}b_{12})E_{x0}E_{y0}]^{-1}. \quad (5)$$

На входе в волокно используем линейно поляризованные состояния с азимутом  $\alpha$ :

$$E_{x0} = E_0 \cos \alpha, \quad E_{y0} = E_0 \sin \alpha. \quad (6)$$

Подставляя в формулу (5) величины  $a_{11}$ ,  $a_{12}$ ,  $b_{11}$  и  $b_{12}$  из (2) и  $E_{x0}$ ,  $E_{y0}$  из (6), получаем зависимости  $\theta(z)$  от длины волокна. Опуская сложные тригонометрические преобразования и вводя новые пространственные частоты  $\omega_- = 2(\Omega - \xi)$ ,  $\omega_+ = 2(\Omega + \xi)$ ,  $2\xi$ , получаем:

$$\begin{aligned} \tan 2\theta = & 2\{[-1/4\xi(\Omega + \xi)\sin\omega_-z - 1/4\xi(\Omega - \xi)\sin\omega_+z \\ & + 1/2(\Delta\beta^2/4)\sin 2\xi z]\cos 2\alpha + [1/2\Omega(\Omega + \xi) \\ & \times \sin(\omega_-z + \pi/2) + 1/2\Omega(\Omega - \xi)\cos\omega_+z]\sin 2\alpha\} \\ & \times \{[1/2\xi(\Omega + \xi)\cos\omega_-z - 1/2\xi(\Omega - \xi)\cos\omega_+z \\ & + (\Delta\beta^2/4)\cos 2\xi z]\cos 2\alpha + [-\Omega(\Omega + \xi)\cos(\omega_-z + \pi/2) \\ & + 1/2\Omega(\Omega - \xi)\sin\omega_+z]\sin 2\alpha\}^{-1}. \quad (7) \end{aligned}$$

При  $\alpha = 0$ , когда вектор поляризации излучения параллелен оси ДЛП на входе в волокно, на выходе угол поворота плоскости поляризации

$$\begin{aligned} \tan 2\theta|_{\alpha=0} = & -\tan\omega_-z \\ & \times \left[1 + \frac{\Omega - \xi}{\Omega + \xi} \frac{\sin\omega_+z}{\sin\omega_-z} - \frac{\Delta\beta^2/4}{\xi(\Omega + \xi)} \frac{\sin 2\xi z}{\sin\omega_-z}\right] \\ & \times \left[1 - \frac{\Omega - \xi}{\Omega + \xi} \frac{\cos\omega_+z}{\cos\omega_-z} + \frac{\Delta\beta^2/4}{\xi(\Omega + \xi)} \frac{\cos 2\xi z}{\cos\omega_-z}\right]^{-1}. \quad (8) \end{aligned}$$

При  $\alpha = \pi/4$ , когда вектор поляризации излучения направлен под углом  $45^\circ$  к осям ДЛП на входе srpn-волокна, на выходе угол поворота плоскости поляризации

$$\begin{aligned} \tan 2\theta|_{\alpha=\pi/4} = & -\tan(\omega_-z + \pi/2) \\ & \times \left[1 + \frac{\Omega - \xi}{\Omega + \xi} \frac{\cos\omega_+z}{\sin(\omega_-z + \pi/2)}\right] \\ & \times \left[1 + \frac{\Omega - \xi}{\Omega + \xi} \frac{\sin\omega_+z}{\cos(\omega_-z + \pi/2)}\right]^{-1}. \quad (9) \end{aligned}$$

Из выражений (8) и (9) видно, что основной пространственной частотой, определяющей вращение плоскости поляризации в srpn-волокнах, является самая «медленная» частота  $\omega_- = 2(\Omega - \xi)$ , основной вклад в которую (в обычных srpn-волокнах) дает встроенное линейное ДЛП, представленное величиной  $\Delta\beta$ . Поправки помимо своей малости (значения  $\Omega$  и  $\xi$  близки) еще и осциллируют с высокими пространственными частотами  $\omega_+ = 2(\Omega + \xi)$  и  $2\xi$ .

### 2.2. Измерение группового ДЛП srpn-волокон спектральным методом

Наиболее популярным методом измерения встроенного линейного ДЛП в HiBi-волокнах (например, «Panda», «галстук бабочка», «эллиптическая сердцевина») являет-

ся спектральный метод [2–4], в котором у измеряемого волокна длиной  $z$ , помещенного между двумя линейными поляризаторами, снимают интерференционный спектр, сканируя его по длинам волн. После получения спектра определяют спектральный период  $\Delta\lambda$  интерференционных биений в окрестности рабочей длины волны  $\lambda$  и вычисляют длину биений  $L_b$  встроенного ДЛП по формуле

$$L_b = (\Delta\lambda/\lambda)z. \quad (10)$$

При этом возникает следующая проблема. Передача спектра по волокну происходит с групповой скоростью, а формирование интерференционной картины с периодом  $\Delta\lambda$  осуществляется на основе фазовых соотношений. Впервые на это обратил внимание Рашли в работах [3, 4]. Получается, что по определению ДЛП – это разность эффективных показателей преломления, характеризующих фазовые скорости распространения двух ортогонально поляризованных волн, а измеряют разность показателей преломления, характеризующих групповые скорости распространения таких волн. Поэтому измеряемая характеристика приобрела название «групповое ДЛП», и может использоваться только для сравнения однотипных NiBi-волокон, давая ошибку до 20% [4].

В NiBi-волокнах действительно измеряют групповое ДЛП. Пусть  $\beta_x$  и  $\beta_y$  – константы распространения двух ортогонально поляризованных мод. Соответствующие им эффективные показатели преломления  $n_x = \beta_x/k$  и  $n_y = \beta_y/k$ , где  $k$  – волновой вектор в вакууме. Пройдя отрезок волокна длиной  $z$ , эти моды приобретут разность фаз  $k(n_x - n_y)z$ , и в результате их интерференции мы получим картину периодических биений на длинах волн  $\lambda_m$ :

$$\frac{2\pi}{\lambda_m} (n_x - n_y)_m z = 2\pi m, \quad (11)$$

при этом длина биений

$$L_b = \lambda/(n_x - n_y). \quad (12)$$

Разность фаз  $2\pi$  (по сфере Пуанкаре) между биениями на  $\lambda_m$  и  $\lambda_{m+1}$  приводит к равенству

$$\frac{(n_x - n_y)_{m+1}}{\lambda_{m+1}} - \frac{(n_x - n_y)_m}{\lambda_m} = \frac{1}{z}. \quad (13)$$

Спектральный интервал  $\Delta\lambda = \lambda_m - \lambda_{m+1} \ll \lambda_m$ , поэтому можно записать

$$(n_x - n_y)_{m+1} = (n_x - n_y)_m - \frac{d(n_x - n_y)}{d\lambda} \Delta\lambda, \quad (14)$$

$$\lambda_{m+1} = \lambda_m \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right).$$

Подставив (14) в (13) и пренебрегая членами, квадратичными по  $\Delta\lambda/\lambda$ , имеем:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_m^2} z \left[ (n_x - n_y) - \lambda \frac{d(n_x - n_y)}{d\lambda} \right] = 1. \quad (15)$$

Выражение, стоящее в квадратных скобках в (15), есть групповое ДЛП. Считая, что групповая длина биений  $L_{b,gr} = \lambda/(n_x - n_y)_{gr}$ , получаем формулу (10).

Спектральные измерения встроенного линейного ДЛП в s-pm-волокнах проводят аналогично измерениям волокон, сохраняющих поляризацию, однако обработку полученных результатов следует проводить по формулам, полученным в работе [1]. Отличается и характер распространения света в s-pm-волокнах. У линейно поляризованного света в процессе распространения в s-pm-волокне поворачивается плоскость поляризации, тогда как в NiBi-волокне меняется фазовая задержка между ортогонально поляризованными модами. Пространственная частота поворота согласно выражениям (8) и (9) равна  $2(\Omega - \xi)$ . Условие для определения периода поляризационных биений для s-pm-волокон (аналогичное выражению (11) для NiBi-волокон) имеет вид

$$2(\Omega_{m+1} - \xi)z - 2(\Omega_m - \xi)z = 2\pi. \quad (16)$$

Подставим в это уравнение значения  $\Omega$  из (3), перенесем  $2(\Omega_m - \xi)z$  в правую часть и возведем в квадрат, тогда в терминах (13) уравнение (16) запишется как

$$\frac{(n_x - n_y)_{m+1}^2}{\lambda_{m+1}^2} - \frac{(n_x - n_y)_m^2}{\lambda_m^2} = \frac{1}{z^2} + \frac{4}{z} \left[ \frac{(n_x - n_y)_m^2}{\lambda_m^2} + \frac{1}{L_{tw}^2} \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Разность квадратов в левой части (17) можно представить как произведение разности и суммы. Пренебрегая членами, квадратичными относительно  $\Delta\lambda/\lambda$ , выразим эту часть в виде

$$L = 2 \frac{\Delta\lambda}{\lambda_m^3} (n_x - n_y)_m \left[ (n_x - n_y)_m - \lambda_m \frac{d(n_x - n_y)}{d\lambda} \right] + o\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right). \quad (18)$$

Здесь в квадратных скобках записано групповое ДЛП, а в круглых – фазовое. Далее обозначим групповое ДЛП как  $(n_x - n_y)_{gr}$ , а фазовое –  $(n_x - n_y)_{ph}$ , будем также считать  $\lambda_m$  рабочей длиной волны и обозначим ее как  $\lambda$ . К сожалению, выразить левую часть (17) только через фазовое или только через групповое ДЛП не удастся. Пренебрежем  $1/z^2$  в связи с большой длиной образца волокна (порядка нескольких метров), подставим (18) в (17), снова возведем в квадрат и получим

$$\left( \frac{\Delta\lambda}{2\lambda} z L_{tw} \right)^2 \frac{(n_x - n_y)_{ph}^2}{\lambda^2} \frac{(n_x - n_y)_{gr}^2}{\lambda^2} = 1 + \frac{L_{tw}^2}{4} \frac{(n_x - n_y)_{ph}^2}{\lambda^2}. \quad (19)$$

Таким образом, в уравнение для расчета встроенного линейного ДЛП в s-pm-волокнах входят на равных как фазовое, так и групповое ДЛП. Экспериментально получают «смешанное» значение ДЛП. В случае пренебрежимо малой дисперсии фазового ДЛП ( $d(n_x - n_y)/d\lambda \approx 0$ ) они совпадают, и из выражения (19) получаем биквадратное уравнение относительно неизвестной длины биений:

$$L_b^4 + \frac{L_{tw}^2}{4} L_b^2 - \left( \frac{\Delta\lambda}{2\lambda} z L_{tw} \right)^2 = 0. \quad (20)$$

Решение уравнения (20) принимает вид

$$L_b^2 = -\frac{L_{tw}^2}{8} + \left[ \left( \frac{\Delta\lambda}{2\lambda} z L_{tw} \right)^2 + \frac{L_{tw}^4}{64} \right]^{1/2}. \quad (21)$$

Если вторым слагаемым под корнем можно пренебречь, то имеем сравнительно простую формулу, полученную нами ранее в работе [1]:

$$L_b^2 \approx \frac{\Delta\lambda}{2\lambda} zL_{tw}. \tag{22}$$

Вернемся к уравнению (19). Если шаг спирали  $L_{tw}$  настолько мал, что можно пренебречь вторым членом в правой части выражения (19), то

$$L_{b,exp}^2 = L_{b,ph}L_{b,gr} \approx \frac{\Delta\lambda}{2\lambda} zL_{tw}. \tag{23}$$

Таким образом, экспериментально определенное значение длины биений  $L_{b,exp}$  в этом приближении равно среднему геометрическому фазовой  $L_{b,ph}$  и групповой  $L_{b,gr}$  длин биений. Отметим, что формулы (22) и (23) получены в одних и тех же приближениях.

Спектральным методом измерения линейного ДЛП в s-pun-волокнах (как и в NiBi-волокнах) можно пользоваться только для сравнения ДЛП однотипных волокон. Для точного измерения встроенного линейного ДЛП в s-pun-волокнах нужно применять узкополосный источник излучения, например, в методе кручения волокна вокруг оси [6].

### 2.3. Температурные зависимости группового и фазового ДЛП

Температурные исследования встроенного линейного ДЛП у NiBi-волокон демонстрируют два вида изменений в наблюдаемом спектре. Кроме изменения спектрального периода  $\Delta\lambda$ , измеряемого в окрестности рабочей длины волны, весь спектр монотонно смещается при охлаждении в длинноволновую область, а при нагреве – в коротковолновую (см. разд.3). Температурный коэффициент, полученный из изменения спектрального периода биений  $\Delta\lambda$  с температурой, относят к изменению группового ДЛП, а такой же коэффициент, вычисленный из температурного смещения всего спектра как целого, – к изменению фазового ДЛП [9].

Последнее утверждение верно для NiBi-волокон, однако для s-pun-волокон, как показано выше (см. (23)), в измеряемое значение длины биений  $L_{b,exp}$  групповое и фазовое ДЛП дают одинаковый вклад. Пусть  $\alpha_{gr}$ ,  $\alpha_{ph}$  – температурные коэффициенты соответственно группового и фазового ДЛП, тогда

$$\sqrt{(n_x - n_y)_{gr}(n_x - n_y)_{ph}} \approx \frac{\lambda}{L_{b,exp}} \left[ 1 + \frac{1}{2}(\alpha_{gr} + \alpha_{ph})\Delta T \right]. \tag{24}$$

Коэффициент  $1/2$  при  $\alpha_{gr} + \alpha_{ph}$  появился в результате извлечения корня. В случае, когда дисперсия ДЛП мала,  $(n_x - n_y)_{gr} \approx (n_x - n_y)_{ph}$ .

Рассмотрим теперь зависимость длины волны конкретного  $m$ -го минимума интерференционного спектра от температуры волокна. Смещение этого минимума можно рассматривать как величину фазовой задержки  $\Delta\phi$ . В экспериментальной же схеме, по сути, регистрируют азимутальный поворот  $\Delta\theta$  относительно плоскости пропускания, заданной анализатором. Эти величины связаны как

$$\Delta\theta = 2\Delta\phi. \tag{25}$$

Для NiBi-волокон воспользуемся формулой (11), для s-pun-волокон – выражением

$$2(\Omega_m - \xi)z = 2\pi m. \tag{26}$$

Обе формулы приводят к одному результату:

$$\frac{(n_x - n_y)_m}{\lambda_m} = \frac{(n_x - n_y)_0}{\lambda_0}, \tag{27}$$

где  $\lambda_m$  – длина волны  $m$ -го минимума; все величины с индексом «0» взяты при температуре  $T_0$ . Минимум сдвигается по длине волны, поэтому дисперсией ДЛП пренебрегать нельзя:

$$(n_x - n_y)_m = (n_x - n_y)_0 + \frac{d(n_x - n_y)}{d\lambda}(\lambda_m - \lambda_0) + \alpha_{ph}(n_x - n_y)_0(T - T_0). \tag{28}$$

Подставив (28) в (27), с учетом условия (25) получим сдвиг длины волны, обусловленный фазовым сдвигом:

$$2\frac{\lambda_m - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\alpha_{ph}(T - T_0)}{1 - L_{b,ph}[d(n_x - n_y)/d\lambda]} = \frac{(n_x - n_y)_{ph}}{(n_x - n_y)_{gr}} \frac{\alpha_{ph}(T - T_0)}{1 + \alpha_{ph}(T - T_0)}. \tag{29}$$

В эксперименте получаем

$$\lambda_m = \lambda_0[1 + \alpha_m(T - T_0)]. \tag{30}$$

Тогда температурный коэффициент длины волны  $m$ -го минимума

$$2\alpha_m = \alpha_{ph} \left[ 1 - L_{b,ph} \frac{d(n_x - n_y)}{d\lambda} \right]^{-1}. \tag{31}$$

Коэффициент 2 в формулах (29) и (31) появляется из условия (25). Из формулы (31), если экспериментально определены температурные коэффициенты  $\alpha_m$  и  $\alpha_{ph}$ , можно оценить дисперсию ДЛП  $d(n_x - n_y)/d\lambda$ .

### 3. Эксперимент

Схема экспериментальной установки показана на рис.2. В качестве широкополосного источника оптического излучения 1 используется эрбиевый суперлюминесцентный волоконный излучатель ESS-30-M-01 (ИРЭ-Полус) с шириной спектра  $\sim 100$  нм по уровню  $-60$  дБм. Поляризация света осуществляется волоконным линейным поляризатором 2 с экстинкцией 40 дБ. Плоскости поляризации света в области сварных соединений 3 и 6 наклонены под углом  $\sim 45^\circ$  к осям ДЛП исследуемого волокна 4, которое помещено в термокамеру 5, обеспечивающую требуемую температуру с погрешностью  $\pm 0.2^\circ$  в диапазоне от  $-60$  до  $+60^\circ\text{C}$ . В качестве анализатора 7 используется второй волоконный поляризатор с экстинкцией также 40 дБ. Ин-

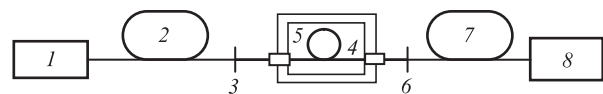


Рис.2. Схема установки для измерения температурной зависимости ДЛП в оптических волокнах типа NiBi и Spun: 1 – широкополосный источник оптического излучения; 2 – волоконный поляризатор; 3 и 6 – сварные соединения; 4 – исследуемое оптическое волокно; 5 – термокамера; 7 – волоконный анализатор; 8 – спектроанализатор.

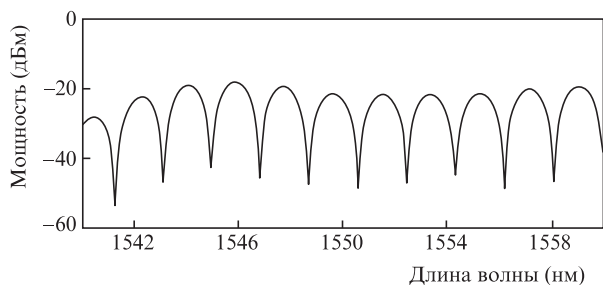


Рис.3. Типичный спектр интерференционных биений ( $\Delta\lambda = 2$  нм в окрестности рабочей длины волны  $\lambda = 1550$  нм).

терференционный спектр получают на спектроанализаторе 8 AQ6370C (Yokogawa).

Типичный спектр излучения, прошедшего через исследуемое оптическое волокно, представлен на рис.3. В спектре биений измеряются длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  двух соседних минимумов в окрестности рабочей длины волны  $\lambda = 1550$  нм. Затем с учетом  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$  и  $\lambda = (\lambda_2 + \lambda_1)/2$  по формуле (см. (10))

$$L_{b,gr} = 2 \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 + \lambda_1} z \quad (32)$$

находим групповую длину биений волокна HiBi. При исследовании spun-волокна используется формула (19) или по формуле (23) определяется среднее геометрическое фазовой и групповой длин биений.

Во время температурных измерений практически все волокно помещено в кварцевой трубке, свернутой в кольцо диаметром 20 см. Сварные соединения располагаются вне термокамеры. Исследовались spun-волокна, изготовленные по технологии «эллиптическая сердцевина», с длинами биений встроенного линейного ДЛП  $L_b \sim 8$  мм, а также HiBi-волокно, полученное из той же заготовки, но без кручения. Параметры ДЛП для волокон приведены в табл.1.

В эксперименте для каждого значения температуры, стабилизированной термокамерой, измерялся интервал биений  $\Delta\lambda$  в окрестностях рабочей длины волны, и затем по формуле (32) вычислялась длина биений HiBi-волокна и по формуле (22) – длина биений  $L_{b,exp}$  spun-волокна.

Результаты измерения зависимостей  $L_b(T)$  волокон Spun I и HiBi I приведены на рис.4. Видно, что графики температурных зависимостей практически параллельны ( $\alpha_{spun} = 6.3 \times 10^{-4}$  град $^{-1}$ ,  $\alpha_{HiBi} = 6.4 \times 10^{-4}$  град $^{-1}$ ). Исходя из формулы (24), можно сделать вывод о равенстве группового и фазового температурных коэффициентов:  $\alpha_{gr} = \alpha_{ph}$ . Длина биений растет с температурой, т.е. встроенное линейное ДЛП уменьшается. У spun-волокна линейное ДЛП меньше на 12%, чем у HiBi-волокна из той же заготовки

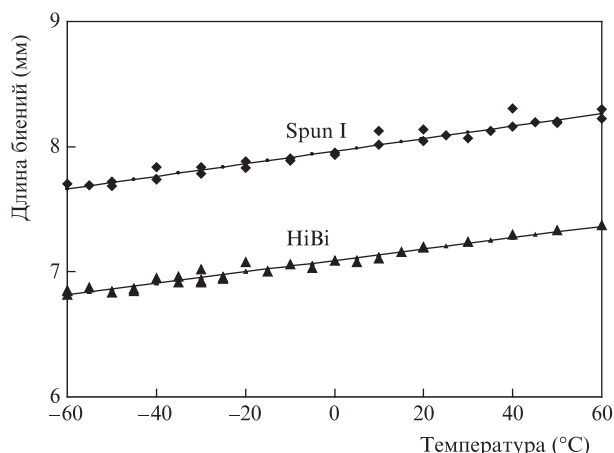


Рис.4. Экспериментальные зависимости длины биений  $L_{b,exp}$  от температуры для волокон Spun I и HiBi. Температурные коэффициенты для Spun I  $\alpha_{ph} = 6.3 \times 10^{-4}$  град $^{-1}$  и для HiBi  $\alpha_{ph} = 6.4 \times 10^{-4}$  град $^{-1}$  получены при минимальных среднеквадратичных отклонениях от экспериментальных точек.

( $L_{b,exp}^{(Spun)} > L_{b,exp}^{(HiBi)}$ , табл.1). Вид зависимостей на рис.4 подтверждает правильность формулы (23). Если расчет для spun-волокна выполнить по формуле (10), то получим  $L_b = 42$  мм, что в шесть раз превышает измеренную длину биений. Уменьшение встроенного линейного ДЛП на 12% можно объяснить, например, небольшой деформацией эллиптической сердцевины spun-волокна из-за вращения заготовки.

Кроме того, различие между значениями  $L_{b,exp}$  spun-волокна и  $L_{b,gr}$  HiBi-волокна можно объяснить, используя уравнение (23), если считать, что значения группового ДЛП у обоих волокон одинаковые ( $L_{b,gr}^{(Spun)} = L_{b,gr}^{(HiBi)} = 7.09$  мм), т.к. волокна из одной заготовки. Тогда фазовая длина биений spun-волокна

$$L_{b,ph} = L_{b,exp}^2 / L_{b,gr} = 8.94 \text{ мм}, \quad (33)$$

а дисперсия ДЛП

$$\frac{d(n_x - n_y)}{d\lambda} = \frac{1}{L_{b,ph}} - \frac{1}{L_{b,gr}} = -2.9 \times 10^{-8} \text{ нм}^{-1}. \quad (34)$$

Отличие значений  $L_{b,exp}$  и  $L_{b,gr}$  у spun-волокна определяется, скорее всего, обоими факторами: технологией вытяжки и влиянием фазового ДЛП.

Для измерения температурного сдвига всего спектра биений как целого при каждом значении температуры фиксировалась длина волны  $\lambda_m$  минимума. Далее вычислялось значение  $(\lambda_m - \lambda_0)/\lambda_0$  (см. (29)), и по наклону графика зависимости этой величины от температуры определялся температурный коэффициент  $\alpha_m$  (рис.5). Полу-

Табл.1. Основные параметры ДЛП в spun- и HiBi-волокнах.

| Волокно | $L_{b,exp}(T=0^\circ\text{C})$ (мм) | $L_{tw}$ (мм) | $\alpha_{ph}$ (град $^{-1}$ )  | $\alpha_m$ (град $^{-1}$ )     | Расчет по формуле (23)                       |                 | Расчет по формулам (23) и (35) |                 | $d(n_x - n_y)/d\lambda$ (нм $^{-1}$ )          |
|---------|-------------------------------------|---------------|--------------------------------|--------------------------------|--|-----------------|--------------------------------|-----------------|--|
|         |                                     |               |                                |                                | $L_{b,ph}^{(HiBi)} = L_{b,gr}^{(Spun)}$ (мм) | $L_{b,gr}$ (мм) | $L_{b,ph}$ (мм)                | $L_{b,gr}$ (мм) |  |
| Spun I  | 7.96±0.02                           | 3.0           | $(6.3 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ | $(2.8 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ | 8.94   | 7.09            | 8.44                           | 7.50            | $-2.9 \times 10^{-8}$<br>$-1.5 \times 10^{-8}$ |
| Spun II | 9.06±0.02                           | 3.0           | $(7.3 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ | $(2.9 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ | -  | -               | 10.16                          | 8.08            | $-2.5 \times 10^{-8}$                          |
| HiBi I  | 7.09±0.02                           | -             | $(6.4 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ | $(2.6 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ | -  | -               | 8.73                           | 7.09            | $-2.6 \times 10^{-8}$                          |

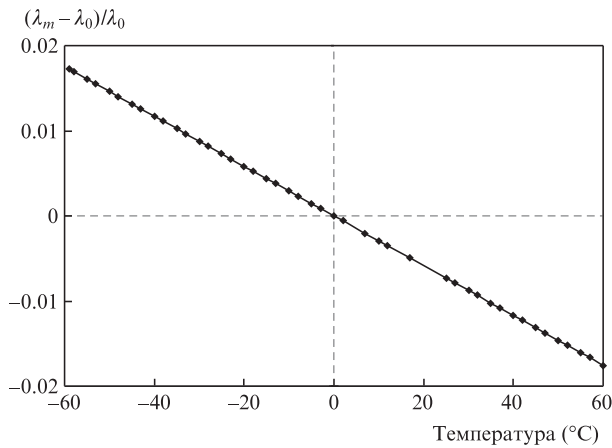


Рис.5. Температурная зависимость  $(\lambda_m - \lambda_0)/\lambda_0$  образца Spun II. Температурный коэффициент  $\alpha_m = 2.8 \times 10^{-4}$  град $^{-1}$ .

ченные значения  $\alpha_m$  приведены в табл.1. Видно, что  $\alpha_m$  действительно примерно в два раза меньше соответствующих температурных коэффициентов  $\alpha_{ph}$ . Если в знаменателе формулы (29) пренебречь выражением  $\alpha_{ph}(T - T_0)$  по сравнению с единицей, то

$$L_{b,ph} = (\alpha_{ph}/2\alpha_m)L_{b,gr}, \quad (35)$$

и выражение (23) можно использовать в качестве второго уравнения для определения неизвестных  $L_{b,ph}$  и  $L_{b,gr}$ . Так, для волокна NiVi I экспериментально определенная длина биений  $L_{b,gr} = 7.09$  мм, и тогда, используя (35), по-

лучаем  $L_{b,ph} = 8.73$  мм,  $d(n_x - n_y)/d\lambda = -2.64 \times 10^{-8}$  нм $^{-1}$ . Аналогично, для волокна Spun I, используя (35) и (23), находим  $L_{b,gr} = 7.5$  мм,  $L_{b,ph} = 8.44$  мм и  $d(n_x - n_y)/d\lambda = -1.5 \times 10^{-8}$  нм $^{-1}$ . Из табл.1 следует, что дисперсия ДЛП невелика и лежит в пределах  $(1.5-2.9) \times 10^{-8}$  нм $^{-1}$ .

В заключение подчеркнем, что измерение температурной зависимости длины биений встроенного линейного ДЛП spun-волокон позволяет определить фазовое и групповое ДЛП, а также оценить дисперсию ДЛП. Параллельный ход графиков температурной зависимости NiVi-волокон и spun-волокон, вытянутых из одной заготовки, подтверждает правильность формулы (22), выведенной на основе модели винтовой спиральной структуры осей линейного ДЛП в отсутствие встроенного циркулярного ДЛП.

Авторы благодарны И.Л.Воробьеву и В.В.Волошину за предоставленные образцы волокон.

1. Morshnev S.K., Ryabko M.V., Ghamorovskii Y.K. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6594**, 6594OR (2007).
2. Kikuchi K., Okoshi T. *Opt. Lett.*, **8**, 122 (1983).
3. Rashleigh S.C. *Opt. Lett.*, **7**, 294 (1982).
4. Rashleigh S.C. *Opt. Lett.*, **8**, 336 (1983).
5. Ritari T., Ludvigsen H., Wegmuller M., Legre M., Gisin N., Folkenberg J., Nielsen M. *Opt. Express*, **12** (24), 5931 (2004).
6. Моршнев С.К., Чаморовский Ю.К., Воробьев И.Л. *Квантовая электроника*, **41** (5), 469 (2011).
7. Аззам Р., Башара Н. *Эллипсометрия и поляризованный свет* (М.: Мир, 1981).
8. Моршнев С.К., Губин В.П., Воробьев И.Л., Старостин Н.И., Сазонов А.И., Чаморовский Ю.К., Коротков Н.М. *Квантовая электроника*, **39** (3), 287 (2009).
9. Некрашевич Е.С., Рябко М.В. *Нелинейный мир*, **5** (5), 292 (2007).