

УДК 535.2-4+535.854

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА АЛФОРДА И ГОЛДА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

Г. Б. Малыкин¹, В. И. Позднякова²

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Предложено использовать эффект Алфорда и Голда для измерения двулучепреломления одномодовых волоконных световодов. Рассмотрены два основанных на этом эффекте метода измерения двулучепреломления одномодовых волоконных световодов: с источником импульсного и непрерывного оптического излучения. Показано, что измерение с источником непрерывного излучения имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с измерением с источником импульсного излучения. Для случая источника непрерывного излучения с помощью численного моделирования проведено количественное рассмотрение влияния случайных неоднородностей в одномодовых волоконных световодах на точность измерения линейного двулучепреломления.

ВВЕДЕНИЕ

Одними из важнейших параметров одномодовых волоконных световодов, характеризующих их способность поддерживать устойчивую линейную поляризацию излучения, являются величина линейного двулучепреломления $\beta = k_x - k_y$, измеряемая в радианах на метр, и связанная с ней эффективная разность показателей преломления

$$\Delta n = \frac{\lambda \beta}{2\pi}.$$

Здесь $k_x = 2\pi n_x/\lambda$ и $k_y = 2\pi n_y/\lambda$ — постоянные распространения для двух взаимно ортогональных медленной и быстрой собственных мод одномодовых волоконных световодов, n_x и n_y — эффективные (т. е. вычисляемые с учётом геометрических размеров светонесущей жилы одномодовых волоконных световодов) коэффициенты преломления медленной и быстрой мод, λ — вакуумная длина волны оптического излучения. Ниже мы будем анализировать спектр выходного излучения с учётом только двулучепреломления и поэтому будем рассматривать одномодовые волоконные световоды без хроматической дисперсии. Действительно, в кварцевых световодах хроматическая дисперсия не превышает 10% для всего оптического диапазона длин волн [1]. В этом случае фазовая и групповая скорости света равны между собой.

Если необходимо поддерживать устойчивую линейную поляризацию излучения в одномодовых волоконных световодах при наличии разного рода внешних воздействий, в том числе при неконтролируемом изменении температуры световода, то требуется использовать одномодовые волоконные световоды с сильным линейным двулучепреломлением. Такая необходимость возникает, например, в интерферометрических оптоволоконных датчиках различных физических параметров [2] и, в частности, в волоконных кольцевых интерферометрах [2–5]. В оптоволоконных линиях связи, напротив, для избежания искажения коротких световых импульсов желательно использовать одномодовые волоконные световоды с предельно низким линейным двулучепреломлением [6, 7].

Существует большое число методов измерения величины линейного двулучепреломления одномодовых волоконных световодов, которые рассмотрены в монографии [5]. Цель настоящей работы — предложить принципиально новый метод измерения величины линейного двулучепреломления одномодовых волоконных световодов и определить границы применения этого метода, т. е. выяснить, как влияют случайные неоднородности в одномодовых волоконных световодах [5, 8, 9] на точность измерения величины их двулучепреломления с помощью предложенного метода. Последний основан на использовании так называемого эффекта Алфорда и Голда [10], который будет подробно рассмотрен в разделе 1 данной работы.

1. ЭФФЕКТ АЛФОРДА И ГОЛДА

Эффект Алфорда и Голда был обнаружен более полувека назад [10]. Его открыватели, преподаватели Рочестерского университета (штат Нью-Йорк), искали простой и дешёвый метод измерения скорости света в вакууме, который, вероятно, мог послужить основой для постановки соответствующей лабораторной работы для студентов. Они рассмотрели световой импульс с огибающей (по электрическому полю) $E = E(t)$, где t — время. Фурье-преобразование этой огибающей, т. е. спектр импульса в радиочастотной области, после его детектирования фотоприёмником, фотодиодом или электронным фотоумножителем будет иметь вид

$$s(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} E(t) \exp(-i\omega t) dt,$$

где $\omega = 2\pi f$ — так называемая круговая частота, f — частота. Спектральная плотность гладкой огибающей максимальна при $\omega = 0$ и затем плавно спадает с ростом ω .

Спектр пары идентичных импульсов, разнесённых во времени на интервал τ , будет иметь вид [10]

$$S(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} [E(t) + E(t + \tau)] \exp(-i\omega t) dt = 2 \cos\left(\frac{\omega\tau}{2}\right) \exp(i\omega\tau/2) s(\omega).$$

Очевидно, этот спектр не является монотонным и при

$$\frac{\omega\tau}{2} = \frac{(2n+1)\pi}{2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$

спектральная плотность равна нулю [10]. Значения обычных (не круговых) частот, при которых спектральная плотность равна нулю, соответственно есть

$$f_n = \frac{2n+1}{2\tau}, \quad (1)$$

Таким образом, средняя длина волны, форма, ширина спектра и временные параметры импульса не влияют на положения нулей спектральной плотности, которые зависят только от времени задержки τ . Главное, чтобы на некоторой частоте f_0 величина спектральной плотности при заданном τ заметно отличалась от нулевого значения, в противном случае даже первый ноль будет невозможно идентифицировать.

Если с помощью неравноплечного интерферометра Маха—Цандера создать разность хода световых лучей d ($\tau = d/c$, где c — скорость света в вакууме), то величина скорости света будет связана с частотами f_n следующим соотношением [10]:

$$c = \frac{d}{\tau} = \frac{2f_n d}{2n+1}.$$

В экспериментальной установке [10] в качестве источника излучения применялась импульсная лампа (измерения проводились в 1957 году, в долазерную эпоху) с частотой следования импульсов 1 кГц. Разность хода лучей в воздухе в неравноплечном интерферометре Маха—Цандера составляла 64,2 м. Проводился спектральный анализ напряжения на нагрузке фотоумножителя. Частоты f_n , на которых спектральная плотность равна нулю, в соответствии с выражением (1), составили 2,34; 7,03; 11,7; 16,3; 20,8; 25,7 и 30,4 МГц. Измерения частот f_n проводились с помощью импровизированного спектроанализатора радиодиапазона — радиоприёмника с полосой пропускания 4 кГц. Тем не менее, авторам [10] удалось измерить скорость света с точностью не хуже 1 %. Данный метод измерения скорости света получил наименование метода Алфорда и Голда.

Вскоре после публикации [10] появилось большое число работ (см., например, [11, 12]), в которых обсуждались результаты [10] и высказывалось удивление по их поводу. Действительно, разность хода лучей 64,2 м на много порядков превышает длину когерентности излучения источника света, использовавшегося в [10]. Тем не менее, хотя никаких интерференционных полос на выходе интерферометра Маха—Цандера при такой разности хода наблюдать невозможно, в [10] наблюдалась своего рода спектральная когерентность, получившая в литературе наименование эффекта Алфорда и Голда: было зарегистрировано семь нулей и семь максимумов спектральной плотности. Удивление было связано с тем, что в то время оптики были мало знакомы с теорией гармонического спектрального анализа, развитой Н. Винером ещё в 1930 году [13] (см. также работу С. М. Рытова [14]). Подчеркнём, что эффект Алфорда и Голда следует непосредственно из результатов [13, 14].

Л. Мандел, ознакомившись с результатами работы И. Л. Берштейна и Г. С. Горелика [15] пришёл к выводу, что эффект Алфорда и Голда будет иметь место при использовании источников не только импульсного, но и немодулированного излучения [16]. Дело в том, что, как показано в монографии С. М. Рытова [17], одна и та же ширина и форма оптического спектра может иметь место как для непрерывного, так и для импульсного случайного процесса¹. Эффект Алфорда и Голда от немодулированного излучения вскоре был экспериментально обнаружен в работе [19], но не для оптического, а для сверхвысокочастотного диапазона электромагнитных волн (2 800 МГц).

Различие эффекта Алфорда и Голда для импульсного и непрерывного излучения заключается в том, что в первом случае изрезанным будет спектр фототока на нагрузке фотоприёмника (на радиочастоте), а во втором — изрезанным будет сам оптический спектр (на оптической частоте) [16].

При распространении излучения в отрезке одномодового волоконного световода с произвольным типом двулучепреломления в общем случае, когда возбуждены обе (медленная и быстрая) поляризационные моды, между ними возникает временная задержка. Эта задержка пропорциональна величине двулучепреломления и длине одномодового волоконного световода. Очевидно, что имеются два способа измерения величины двулучепреломления одномодового волоконного световода с помощью эффекта Алфорда и Голда: с промодулированной по некоторому закону интенсивностью излучения или с постоянной интенсивностью излучения. В первом случае измерения следует проводить в радиодиапазоне с помощью спектроанализатора, на вход которого подаётся напряжение с нагрузки фотоприёмника, во втором случае — непосредственно в оптическом диапазоне с помощью спектрофотометра. Кроме того, во втором случае необходимо обеспечить условия для интерференции ортогональных поляризационных мод в одномодовых волоконных световодах. Этого можно добиться с помощью установки линейного поляризатора, ориентированного под углом 45° к осям одномодовых волоконных световодов.

¹ Ширина и форма оптического спектра определяет только вид функции корреляции [17]. На этом, в частности, основана идея оптической когерентной томографии [18].

Для того, чтобы сравнить преимущества и недостатки обоих способов измерения величины двулучепреломления одномодовых волоконных световодов, в двух последующих разделах мы подробно рассмотрим особенности этих способов.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА АЛФОРДА И ГОЛДА С ИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Измерение двулучепреломления одномодовых волоконных световодов с помощью эффекта Алфорда и Голда с импульсным оптическим излучением можно проводить практически с любым источником, который имеет хорошую поперечную когерентность, что необходимо для того, чтобы значительная часть его мощности могла быть введена в одномодовый волоконный световод. Это может быть газовый или полупроводниковый лазер, суперлюминесцентный диод или суперфлуоресцентный оптоволоконный источник излучения (лазер) или суперфлуоресцентный оптоволоконный источник, работающий ниже порога генерации. Как было отмечено в предыдущем разделе, средняя длина волны, форма, ширина спектра и временные параметры импульса не влияют на положение нулей спектральной плотности на радиочастоте.

Современные фотодиоды с малой площадью поверхности и соответственно малой ёмкостью p - n -перехода, меньше 1 пф, при небольшом сопротивлении нагрузки порядка 1 кОм, могут регистрировать переменное напряжение практически до частот порядка 1000 МГц. До этих частот и можно проводить спектральный анализ напряжения на нагрузке фотоприёмника. Однако при небольшом сопротивлении нагрузки фотоприёмника величина полезного сигнала уменьшается и в случае, если интенсивность источника излучения не очень велика, может оказаться ниже входных шумов приёмной аппаратуры. Поэтому весьма желательно увеличить сопротивление нагрузки фотоприёмника хотя бы до 10 кОм, а регистрацию первого нуля спектральной плотности напряжения проводить на частоте порядка 100 МГц. Кроме того, чтобы с хорошей точностью измерить положение нулей спектральной плотности на радиочастоте, необходимо использовать спектроанализатор с малой полосой пропускания. Известно, что чем ниже частота исследуемого сигнала, тем более узкой может быть полоса пропускания спектроанализатора.

Таким образом, частоту первого нуля спектральной плотности напряжения на нагрузке фотоприёмника весьма желательно сделать как можно более низкой. Следовательно, в соответствии с выражением (1), желательно получить как можно большую разность оптических путей d для медленной и быстрой мод в одномодовых волоконных световодах. При заданной величине Δn добиться этого можно только увеличением длины L отрезка исследуемого одномодового волоконного световода. Однако для того, чтобы наличие случайных неоднородностей в одномодовых волоконных световодах не привело к существенному искажению положения нулей спектральной плотности, необходимо выполнить условие

$$hL \ll 1, \quad (2)$$

где h — параметр сохранения поляризации в одномодовых волоконных световодах [5, 9].

Для одномодовых волоконных световодов с $\Delta n = 10^{-3}$ параметр сохранения поляризации $h \sim 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ [5, 9] и при длине $L = 1 \text{ км}$ условие (2) выполняется: $hL \sim 10^{-3} \ll 1$. При этом в соответствии с выражением (1) $f_0 \approx 140 \text{ МГц}$. Для того, чтобы для одномодовых волоконных световодов с $\Delta n = 10^{-4}$ величина f_0 также составляла 140 МГц, длина одномодовых волоконных световодов должна равняться уже $L = 10 \text{ км}$. Но для одномодовых волоконных световодов с $\Delta n = 10^{-4}$ величина $h \sim 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ [5, 9]. Следовательно, в этом случае $hL \sim 1$, и условие (2) не выполняется.

Таким образом, измерение двулучепреломления одномодовых волоконных световодов с помощью эффекта Алфорда и Голда с импульсным оптическим излучением можно проводить только для одномодовых волоконных световодов с очень сильным двулучепреломлением $\Delta n \geq 10^{-3}$. При этом даже для одномодовых волоконных световодов с сильным двулучепреломлением $\Delta n = 10^{-4}$ этот метод реализовать невозможно из-за влияния случайных неоднородностей в волокне на положение нулей спектральной плотности напряжения на нагрузке фотоприёмника.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА АЛФОРДА И ГОЛДА С НЕПРЕРЫВНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Измерение двулучепреломления одномодовых волоконных световодов с помощью эффекта Алфорда и Голда с непрерывным оптическим излучением можно проводить только с достаточно широкополосным источником, который имеет хорошую поперечную когерентность. Это может быть суперлюминесцентный диод или суперфлуоресцентный оптоволоконный источник, работающий ниже порога генерации. Ширина линии таких источников излучения составляет от нескольких единиц до сотен нанометров. Спектральная форма линии излучения у суперлюминесцентного диода весьма близка к гауссовой, а у суперфлуоресцентного оптоволоконного источника излучения она более сложная и имеет асимметричный «двугорбый» вид, причём один «горб» заметно выше другого [20]. Тип двулучепреломления в одномодовых волоконных световодах может быть различным: линейным, круговым и, в самом общем случае, эллиптическим. Поскольку в подавляющем большинстве одномодовых волоконных световодов имеет место линейное двулучепреломление [21], то ниже мы будем рассматривать только такие одномодовые волоконные световоды.

Рассмотрим эффект Алфорда и Голда, когда источником непрерывного излучения является суперлюминесцентный диод со средней длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм, гауссовой спектральной формой линии, которая имеет ширину $2\Delta\lambda = 10$ нм. Для определённости предположим, что на вход исследуемого отрезка одномодового волоконного световода поступает линейно-поляризованное излучение. Спектр электрического поля $\mathbf{E}$ на выходе идеального, т. е. без случайных неоднородностей, отрезка одномодового волоконного световода с длиной L и двулучепреломлением β будет иметь вид

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} \exp(i\beta L/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\beta L/2) \end{pmatrix} \mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} \exp(i\beta L/2)E_{0x} \\ \exp(-i\beta L/2)E_{0y} \end{pmatrix},$$

где $\mathbf{E}_0$ — спектр линейно поляризованного электрического поля на входе рассматриваемого отрезка одномодового волоконного световода.

Полагая

$$E_{0x} = E_{0y} = \frac{1}{\Delta\lambda \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2(\Delta\lambda)^2}\right],$$

получим спектр интенсивности на выходе линейного поляризатора, установленного после одномодового волоконного световода и имеющего ось пропускания, ориентированную под углом 45° к осям x и y :

$$S(\lambda) = |E_x + E_y|^2 = \frac{1}{\Delta\lambda \sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda}\right)^2\right] \left(1 + \cos \frac{2\pi\Delta n L}{\lambda}\right).$$

Нули функции $S(\lambda)$ находятся из уравнения $\cos(2\pi \Delta n L/\lambda) = -1$, которое удовлетворяется при

$$\lambda_N = \frac{2\Delta n L}{2N + 1}, \quad (3)$$

Таблица 1

Δn	L , м	N_0	λ_{N_0} , нм	λ_{N_0+1} , нм	$\lambda_{N_0} - \lambda_{N_0+1}$, нм
10^{-3}	1	1 249	800,32	799,68	0,64
10^{-4}	1	124	803,21	796,81	6,40
10^{-5}	10				
10^{-6}	100				

где N — целое число. Нас интересуют наиболее близкие к центру спектра нули с номерами $N_0 = [\Delta n L / \lambda_0 - 1/2]$ и $N_0 + 1$, где квадратные скобки означают целую часть числа. Значения этих нулей, а также расстояние между ними для различных одномодовых волоконных световодов приведены в табл. 1².

Спектральное разрешение $\lambda_0 / \Delta \lambda$ лучших современных спектрографов превышает $6 \cdot 10^5$, что позволяет с высокой точностью измерить спектральные положения нулей интенсивности излучения на выходе отрезка одномодового волоконного световода и, соответственно, вычислить величины Δn и β .

Для постановки соответствующего эксперимента не обязательно использовать дорогостоящий спектрограф, цена на который может достигать нескольких десятков тысяч долларов США. Достаточно использовать дифракционную решётку или призму, разлагающую излучение на выходе отрезка одномодового волоконного световода по спектральным составляющим. На достаточном удалении от дифракционной решётки или призмы следует разместить фотоприёмник с маской, представляющей собой узкую щель и служащую для увеличения спектрального разрешения. Фотоприёмник должен быть размещён на оптическом столике с микрометрической подачей для измерения расстояния между минимумами. Для калибровки следует предварительно подать на дифракционную решётку или призму двухчастотное оптическое излучение. Это позволит связать расстояние между двумя положениями фотоприёмника на оптическом столике с разностью длин волн. Что касается конкретных параметров расстояния фотоприёмника от дифракционной решётки или призмы и размеров щели на его маске, то они определяются величиной двулучепреломления и длиной исследуемого отрезка одномодового волоконного световода, а также параметрами дифракционной решётки или призмы, т. е. угловым распределением прошедшего через них излучения по длинам волн оптического спектра.

Как было отмечено в предыдущем разделе, в одномодовых волоконных световодах имеются случайные неоднородности [5, 9], которые могут исказить зависимость интенсивности излучения на выходе отрезка световода от его длины волны. Для определения влияния случайных неоднородностей на точность измерения спектрального положения нулей интенсивности мы провели численный эксперимент для анизотропных одномодовых волоконных световодов. Вычисления были основаны на математической модели случайных неоднородностей в одномодовых волоконных световодах [5, 9]. Для каждого одномодового волоконного световода с указанными в табл. 1 параметрами зависимость интенсивности от длины волны была вычислена для трёх независимых реализаций случайных неоднородностей. Результаты расчётов приводятся на рис. 1–4, где сплошная линия соответствует одномодовому волоконному световоду без неоднородностей, а пунктирные

² Для измерения двулучепреломления одномодового волоконного световода с $\Delta n = 10^{-3}$ было бы вполне достаточно отрезка такого световода с длиной $L = 0,1$ м. Однако для различных значений диаметра светонесущей жилы и различных значений разности показателя преломления последней и отражающей оболочки одномодового волоконного световода длина волокна, на которой «вытекут» все поперечные моды и останется только простейшая мода, будет различной. После прохождения излучением длины $L = 1$ м заведомо останется только простейшая мода.

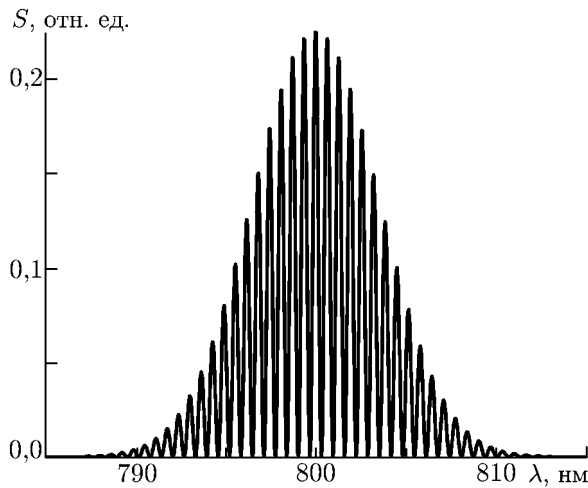


Рис. 1. Зависимость спектральной плотности интенсивности излучения S на выходе отрезка одномодового волоконного световода линейного поляризатора с $\Delta n = 10^{-3}$ и $L = 1$ м от длины волны света λ

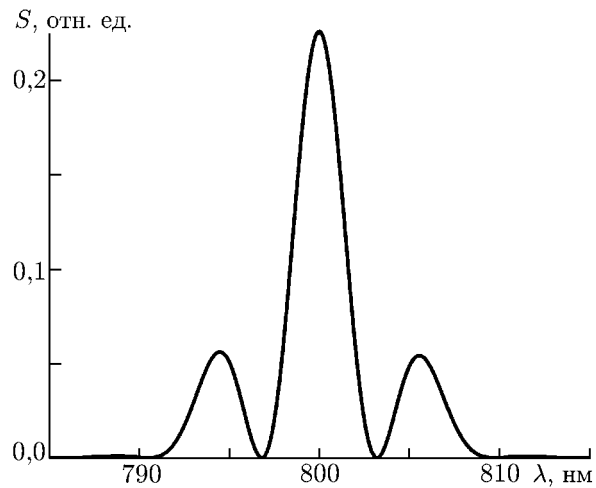


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности интенсивности излучения S на выходе отрезка одномодового волоконного световода линейного поляризатора с $\Delta n = 10^{-4}$ и $L = 1$ м от длины волны света λ

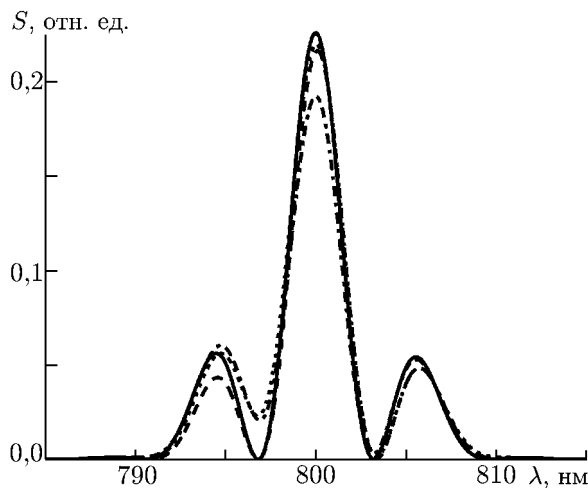


Рис. 3. Зависимость спектральной плотности интенсивности излучения S на выходе отрезка одномодового волоконного световода линейного поляризатора с $\Delta n = 10^{-5}$ и $L = 10$ м от длины волны света λ

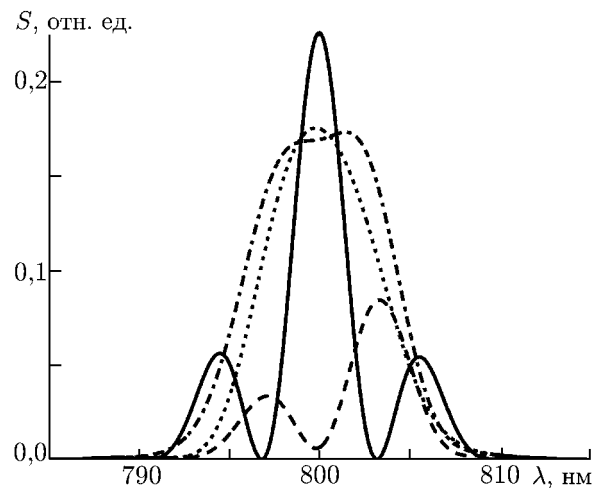


Рис. 4. Зависимость спектральной плотности интенсивности излучения S на выходе отрезка одномодового волоконного световода линейного поляризатора с $\Delta n = 10^{-6}$ и $L = 100$ м от длины волны света λ

линии — анизотропным одномодовым волоконным световодам для каждой из трёх независимых реализаций случайных неоднородностей.

Видно, что для одномодовых волоконных световодов с сильным двулучепреломлением ($\Delta n = 10^{-3}$ и $\Delta n = 10^{-4}$, см. рис. 1 и 2 соответственно) наличие неоднородностей не влияет на зависимости интенсивности от длины волны и, следовательно, на точность измерения спектрального положения нулей. Для одномодовых волоконных световодов с промежуточным линейным двулучепреломлением ($\Delta n = 10^{-5}$, рис. 3) наличие случайных неоднородностей уже несколько искажает спектр интенсивности и, следовательно, снижает точность измерений. А для одномодовых волоконных световодов со слабым линейным двулучепреломлением ($\Delta n = 10^{-6}$, рис. 4) случай-

ные неоднородности настолько меняют зависимость интенсивности излучения на выходе отрезка световода от длины волны света, что измерение спектрального положения нулей интенсивности становится практически невозможным. Причина того, что случайные неоднородности искажают зависимость интенсивности от длины волны, следующая. При отсутствии случайных неоднородностей на любой длине одномодового волоконного световода сохраняются те весовые соотношения между поляризационными модами, которые были заданы на его входе. При наличии же случайных неоднородностей эти весовые соотношения нарушаются в степени, пропорциональной длине световода, причём по-разному для различных длин волн света [22].

Чтобы объяснить такое существенное различие во влиянии случайных неоднородностей на точность измерения спектрального положения нулей интенсивности для одномодовых волоконных световодов с различным линейным двулучепреломлением, приведём полученное нами ранее выражение для зависимости значения h -параметра от величины двулучепреломления β световода [5, 9]:

$$h = \frac{2}{3} \frac{[(1-g)\Theta_{\max}]^2 \langle l \rangle}{1 + \beta^2 \langle l \rangle^2}, \quad (4)$$

где $\Theta_{\max}$ — максимальная величина случайных кручений оптических осей одномодового волоконного световода, $\langle l \rangle$ — длина корреляции этих кручений, а $g \approx 0,065 \div 0,08$ — коэффициент фотоупругости кварцевого одномодового волоконного световода. Из выражения (4) следует, что чем меньше величина линейного двулучепреломления $\beta = 2\pi \Delta n / \lambda$, тем больше значение h -параметра. С другой стороны, чем меньше величина линейного двулучепреломления, тем большую длину отрезка одномодового волоконного световода приходится брать для того, чтобы в зависимости интенсивности излучения на его выходе от длины волны света имелось хотя бы несколько нулей. Таким образом, чем меньше величина линейного двулучепреломления, тем труднее выполнить условие (2).

Из соотношения (3) можно получить выражение для разности показателей преломления медленной и быстрой мод в одномодовом волоконном световоде:

$$\Delta n = \frac{2N_0 + 1}{2L} \lambda_{N_0} = \frac{(2N_0 + 1)(2N_0 + 3)}{4L} (\lambda_{N_0} - \lambda_{N_0+1}). \quad (5)$$

Таким образом, измеряя длины волн света, на которых интенсивность излучения на выходе одномодового волоконного световода равна нулю, или расстояние между ними в оптическом или ближнем инфракрасном диапазоне (в зависимости от средней длины волны излучения) и используя выражение (5), можно вычислить величину Δn .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты работы.

1) Показано, что эффект Алфорда и Голда позволяет проводить измерение линейного двулучепреломления одномодовых волоконных световодов.

2) Предложены два метода измерения линейного двулучепреломления одномодовых волоконных световодов с помощью эффекта Алфорда и Голда: с источниками импульсного и непрерывного излучения. В первом случае измеряются частоты нулевой спектральной плотности на радиочастоте на нагрузке фотоприёмника. Во втором случае измеряются длины волн света в оптическом или ближнем инфракрасном диапазоне (в зависимости от средней длины волны излучения), на которых интенсивность излучения на выходе одномодового волоконного световода равна нулю.

3) Показано, что измерение линейного двулучепреломления одномодовых волоконных световодов с помощью источника непрерывного излучения имеет существенные преимущества по

сравнению с соответствующим измерением с источником импульсного излучения, поскольку требует на четыре порядка более короткие отрезки одномодовых волоконных световодов и позволяет проводить измерения не только для одномодовых волоконных световодов с сильным, но и с промежуточным линейным двулучепреломлением.

4) Для случая источника непрерывного излучения с помощью численного моделирования проведено рассмотрение влияния случайных неоднородностей в одномодовых волоконных световодах на точность измерения линейного двулучепреломления.

В заключение авторы выражают благодарность В. М. Геликонову и Г. В. Геликонову за полезные обсуждения. Работа частично поддержана Советом по грантам Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (грант НШ-5430.2012.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рябко М. В., Исаев В. А., Чаморовский Ю. К., Никитов С. А. // Оптика и спектроскопия. 2007. Т. 102, № 1. С. 122.
2. Окости Т., Окамото К., Оцу М. и др. Волоконно-оптические датчики. Л.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
3. Fiber-optic rotation sensors / Ed. by S. Ezekiel, H. J. Arditty. Berlin: Springer-Verlag, 1982. 449 p.
4. Lefevre H. The fiber-optic gyroscope. Boston, London: Artech House, 1993. 313 p.
5. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И. Поляризационные эффекты в кольцевых интерферометрах. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2008. 208 с.
6. Дианов Е. М. // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 1. С. 1.
7. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 4. С. 302.
8. Александров А. Ю., Григорьянц В. В., Залогин А. Н. и др. // Радиотехника. 1988. № 8. С. 90.
9. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И., Шерешевский И. А. // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 83, № 5. С. 843.
10. Alford P. W., Gold A. // Am. J. Phys. 1958. V. 26, No. 7. P. 481.
11. Givens P. // J. Opt. Soc. Amer. 1961. V. 51, No. 9. P. 1030.
12. Mandel L., Wolf E. // Rev. Modern. Phys. 1965. V. 37, No. 2. P. 231.
13. Wiener N. // Acta Mathematica. 1930. V. 55. P. 117.
14. Рытов С. М. // УФН. 1946. Т. 29, № 1–2. С. 147.
15. Berstein I., Gorelik G. // Proc. IRE. 1957. V. 45, No. 1. P. 94.
16. Mandel L. // J. Opt. Soc. Amer. 1962. V. 52, No. 12. P. 1335.
17. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. Случайные процессы. М.: Наука, 1976. 496 с.
18. Геликонов В. М., Геликонов Г. В., Гладкова Н. Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61, № 2. С. 149.
19. Poirier J. L. // J. Opt. Soc. Amer. 1967. V. 57, No. 1. P. 99.
20. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И. Влияние спектральных характеристик внутрирезонаторного усилителя на чувствительность рециркуляционного волоконного кольцевого интерферометра: Препринт № 614 ИПФ РАН. Нижний Новгород, 2002. 24 с.
21. Малыкин Г. Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 8. С. 1020.
22. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 69, № 7. С. 140.

Поступила в редакцию 6 апреля 2012 г.; принята в печать 23 августа 2012 г.

**USING THE ALFORD AND GOLD EFFECT TO MEASURE
THE BIREFRINGENCE OF SINGLE-MODE FIBERS***G. B. Malykin and V. I. Pozdnyakova*

We propose using the Alford and Gold effect to measure the birefringence of single-mode fibers. Two methods of measuring the birefringence of single-mode fibers, namely, with pulsed and continuous optical radiation sources, which are based on this effect, are considered. It is shown that measurement with a continuous radiation source has a number of significant advantages compared to measurement with a pulsed radiation source. The influence of random inhomogeneities in single-mode fibers on the accuracy of measurement of linear birefringence is quantitatively considered for the case of a continuous radiation source using numerical simulation.