

Исследование индикатрисы рассеяния излучения в световодах с высокой концентрацией оксида германия

М.Е.Лихачев, М.М.Бубнов, С.Л.Семенов, В.Ф.Хопин,
М.Ю.Салганский, А.Н.Гурьянов, Е.М.Дианов

Разработана оригинальная схема установки, позволяющей измерять индикатрису рассеяния излучения в широком диапазоне углов ($1-179^\circ$). На основе проведенных измерений установлено, что полные оптические потери в одномодовых световодах, легированных оксидом германия до высоких концентраций, определяются суммарным вкладом оптических потерь за счет фундаментальных механизмов и аномальным рассеянием. Проведенный анализ формы индикатрисы аномального рассеяния и спектральной зависимости избыточных оптических потерь показал, что возникновение аномального рассеяния обусловлено рассеянием на флуктуациях границы сердцевины – оболочка по длине световода. Предложен и обоснован механизм возникновения подобных флуктуаций.

Ключевые слова: волоконная оптика, высоколегированные световоды, германосиликатный световод, оптические потери, рассеяние света, рэлеевское рассеяние.

1. Введение

Одномодовые световоды с высоким уровнем легирования оксидом германия (молярная концентрация 15 % – 30 %) являются одним из ключевых элементов целого ряда нелинейных устройств [1–3]. Увеличение молярной концентрации GeO_2 от 3 % – 5 % (стандартной для одномодовых световодов, используемых в линиях связи) до 30 % и соответствующее этому уменьшение диаметра сердцевины приводит к росту нелинейности световода более чем на порядок. В то же время с увеличением концентрации оксида германия резко возрастают полные оптические потери, что существенно снижает эффективность устройств, в которых используются такие световоды. Так, в одномодовых световодах, изготовленных методом MCVD, оптические потери на длине волны 1.55 мкм увеличиваются с 0.2 дБ/км до 2–5 дБ/км при увеличении молярной концентрации оксида германия в сердцевине с 3 % до 30 % [3, 4]. Лишь недавно путем оптимизации профиля показателя преломления и условий вытяжки световодов нам удалось снизить оптические потери до 1.33 дБ/км при молярной концентрации GeO_2 в сердцевине 29 % [5, 6].

В современных слаболегированных одномодовых и многомодовых световодах, предназначенных для использования в системах оптической связи, основной вклад в оптические потери вносит рэлеевское рассеяние [7, 8]. Для объяснения природы оптических потерь в высоколегированных одномодовых световодах были предложены различные гипотезы. В ряде исследований [2, 4, 6, 9–12]

утверждается, что основной вклад в оптические потери и в этих световодах дает рассеяние. Авторы других работ [13–16], напротив, объясняют высокий уровень оптических потерь в высоколегированных одномодовых световодах избыточным поглощением. Исследование индикатрисы рассеяния [6, 10–12] показало присутствие в высоколегированных световодах дополнительного рассеяния света, отличного от рэлеевского. Данный вид рассеяния, впервые обнаруженный в слаболегированных световодах [9], имеет несимметричную индикатрису, амплитуда которой значительна лишь под небольшими углами к оси световода в направлении распространения зондирующего излучения. В соответствии с [11] этот вид рассеяния в дальнейшем мы будем называть аномальным. Поскольку в каждой из перечисленных работ угловой диапазон измерения интенсивности рассеянного света был ограничен ($20-160^\circ$ [10], $10-170^\circ$ [11] и $1-16^\circ$ [6, 12]), авторам не удалось точно определить вклад аномального рассеяния в полные оптические потери исследованных световодов. Необходимо также отметить, что в работе [11] исследовались в основном маломодовые световоды, что не позволяет сделать выводы о вкладе рассеяния в полные оптические потери в одномодовых световодах в ближнем ИК диапазоне.

В настоящей работе представлены результаты исследований с помощью новой экспериментальной установки, позволившей провести измерения интенсивности рассеянного света в широком диапазоне углов и достаточно точно определить вклад аномального рассеяния в оптические потери. На основании полученных данных сделаны выводы о механизме возникновения данного вида рассеяния.

2. Схема установки для измерения угловой зависимости интенсивности рассеянного света

Схема экспериментальной установки для измерения угловой зависимости интенсивности рассеянного света в волоконных световодах представлена на рис.1. Исследуе-

М.Е.Лихачев, М.М.Бубнов, С.Л.Семенов, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: likhachev@fo.gpi.ru

В.Ф.Хопин, М.Ю.Салганский, А.Н.Гурьянов. Институт химии высококичестных веществ РАН, Россия, 603600 Н. Новгород, ул. Тропинина, 49; e-mail: vkhopin@mail.ru

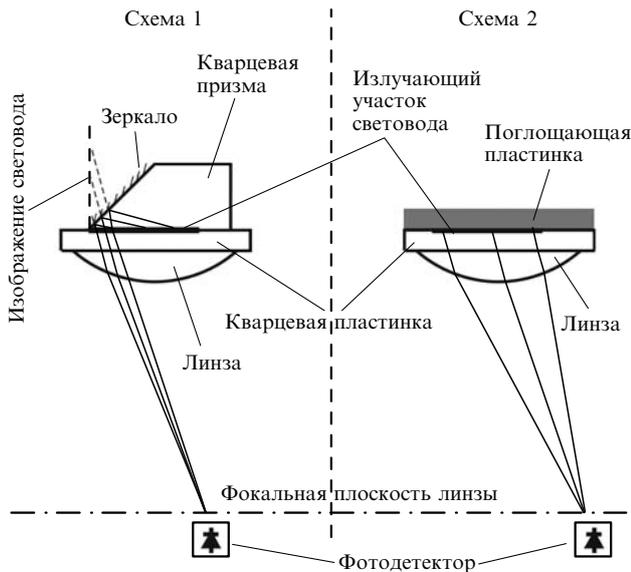


Рис.1. Схемы установок для измерения углового распределения интенсивности рассеянного в световоде излучения.

мый световод, помещался на пластинку из кварцевого стекла и накрывался сверху призмой из того же материала. При помощи диафрагм, нанесенных на пластинку и призму (схема 1), устранялись все виды засветки за исключением излучения, рассеянного в небольшом (длиной около 4 см) излучающем участке световода, очищенном от полимерного покрытия. Схема 1 позволяла проводить измерения интенсивности излучения, рассеянного под углами $1-30^\circ$ и $150-179^\circ$. При этом рассеянное в световоде излучение отражалось от зеркального покрытия, нанесенного на одну из поверхностей призмы, и лучи, вышедшие из световода под одинаковыми углами, собирались линзой в фокальной плоскости в точку. Излучение, идущее от световода напрямую к фокальной плоскости, в схеме 1 устранялось.

Измерения по схеме 2 позволяли определять распределение интенсивности рассеянного света в диапазоне углов $60-120^\circ$. Над излучающим участком световода помещалась поглощающая пластинка, и измерялась интенсивность излучения, идущего напрямую от световода к фокальной плоскости.

Нормировка измеренной интенсивности излучения проводилась при помощи многомодовых световодов, рассеяние в которых, как показали наши исследования, в большом диапазоне углов является рэлеевским. Абсолютная интенсивность рэлеевского рассеяния в данных световодах определялась на основе измеренных зависимостей коэффициентов рэлеевского рассеяния от концентрации оксида германия [8, 17–19].

Выходной торец световода помещался в иммерсионную жидкость с показателем преломления, близким к показателю преломления кварцевого стекла. Данная процедура необходима, т. к. отраженное назад от выходного торца излучение приводит к некоторому искажению индикатрисы интенсивности рассеянного света.

Измерения проводились на длине волны 1.064 мкм Nd:YAG-лазера с линейной поляризацией излучения. Поскольку интенсивность рассеяния может быть чувствительна к направлению поляризации (в частности в случае рэлеевского рассеяния), то измерения проводились в двух плоскостях – перпендикулярной и параллельной по-

ляризации излучения, после чего результаты измерений усреднялись. Для каждого световода измерения проводились на трех различных участках световода; их результаты также усреднялись.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Угловое распределение рассеянного излучения. Вклад рассеяния в полные оптические потери

Для исследования углового распределения рассеянного излучения в высоколегированных световодах были изготовлены две заготовки волоконных световодов – № 304 и № 325. Обе заготовки имели ступенчатый профиль показателя преломления (ППП), сформированный добавлением в сердцевину оксида германия. Разность показателей преломления сердцевины и оболочки Δn в заготовках № 304 и № 325 составляла 0.040 и 0.025 соответственно. Из каждой заготовки вытягивались волоконные световоды диаметром 125 мкм при четырех режимах, различающихся температурой и скоростью вытяжки.

Характерная зависимость интенсивности рассеянного света от угла рассеяния в отражающей оболочке для световода № 325 ($\Delta n = 0.025$), вытянутого при температуре 1880°C со скоростью 60 м/мин , представлена на рис.2. Пунктирной линией показана аппроксимация интенсивности рассеянного света в диапазоне углов, где измерения не проводились. На этом рисунке представлен также расчетный уровень рэлеевского рассеяния. Отклонение углового распределения интенсивности рэлеевского рассеяния под малыми углами к оси световода от соотношения

$$I_R = \frac{1}{2} I_0 (1 + \cos^2 \varphi) \quad (1)$$

обусловлено частичным захватом рассеянного света сердцевиной световода, что было учтено при расчете теоретической кривой (излучение, попадающее в апертуру высоколегированной сердцевины, не выходит через боковую поверхность световода и поэтому не учитывается, в то время как для остального излучения принимается во

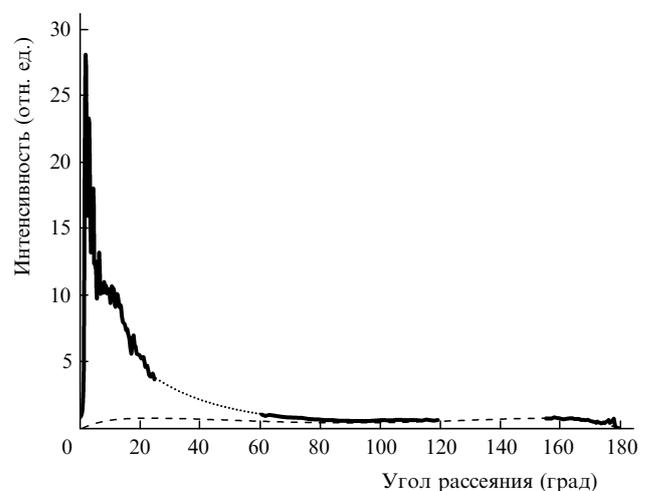


Рис.2. Угловое распределение интенсивности рассеянного света в одномодовом световоде, вытянутом при температуре 1880°C из заготовки № 325. Штриховой линией показан уровень рэлеевского рассеяния (расчет), пунктиром – аппроксимация индикатрисы рассеяния в диапазоне углов, где измерения не проводились.

внимание преломление на границе сердцевина – оболочка).

Во всех исследованных световодах в широком диапазоне углов ($0-70^\circ$) интенсивность регистрируемого рассеяния оказалась заметно выше интенсивности рэлеевского рассеяния. При этом интенсивность рассеяния достигала максимума под малыми углами к оси световода в направлении распространения зондирующего излучения. Характер наблюдаемой индикатрисы рассеяния свидетельствовал о присутствии в исследованных световодах аномального рассеяния, о котором ранее сообщалось в работах [6, 9–12].

На основе проведенных измерений был определен вклад всех видов рассеяния в полные оптические потери в исследованных световодах. Величина УФ поглощения, оцененная с использованием результатов работ [2, 20], составила 0.45 и 0.3 дБ/км на длине волны 1.06 мкм для световодов, вытянутых из заготовок № 304 и № 325 соответственно. Величина ИК поглощения в исследуемых световодах на $\lambda = 1.06$ мкм была на несколько порядков меньше уровня 1 дБ/км [8] и поэтому не учитывалась. Полные оптические потери на длине волны 1.06 мкм определялись методом последовательного уменьшения длины световода (методом «облома»). Зависимость полных оптических потерь, полученных суммированием оцененных оптических потерь на рассеяние и поглощение от натяжения при вытяжке световода, а также зависимость оптических потерь, определенных методом «облома», показана на рис.3. Результаты измерений приведены в табл.1. Погрешность измерения оптических потерь методом «облома» составляла около 5%, разброс оценок, сделанных на основе измерения индикатрисы рассеяния – около 10%.

Представленные результаты показывают, что суммарные оптические потери за счет фундаментальных механизмов и аномального рассеяния совпадают с погрешностью менее 10% с полными оптическими потерями, измеренными стандартным методом. При этом определяющий вклад в оптические потери во всех исследованных световодах вносит именно рассеяние. Интересно отметить, что оптические потери в световодах, вытянутых при одной температуре, но с разными скоростями, существенно различаются. В то же время световоды, вытянутые при разных температурах и скоростях, но с приблизительно одинаковым натяжением, имеют близкие оптические потери. Как видно из рис.3, по мере

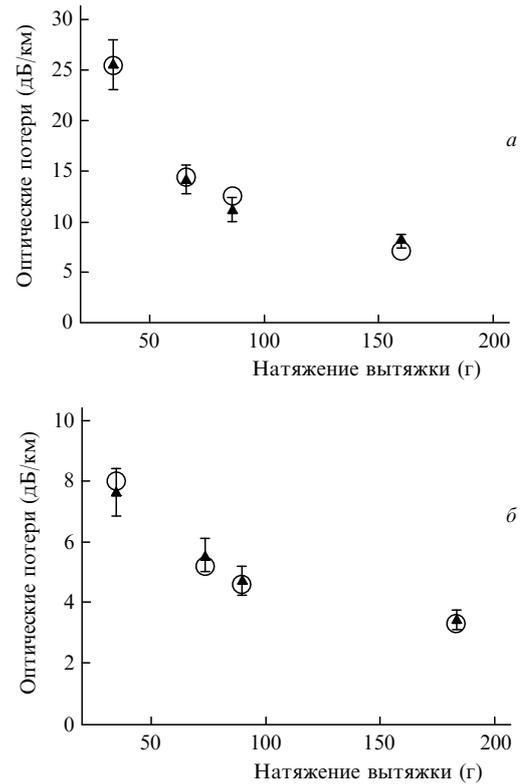


Рис.3. Зависимости оптических потерь от натяжения в световодах при перетяжке из заготовок № 304 (а) и № 325 (б); кружки – полные оптические потери (метод «облома»), треугольники – сумма оптических потерь за счет фундаментальных механизмов и аномального рассеяния.

увеличения натяжения в процессе вытяжки оптические потери монотонно снижаются, что свидетельствует об их непосредственной связи с величиной натяжения.

3.2. Механизм возникновения аномального рассеяния

Выше было показано, что избыточные (отличающиеся от фундаментальных) оптические потери в высоколегированных одномодовых световодах связаны с аномальным рассеянием. В нашей более ранней работе [22] было обнаружено, что источники избыточных оптических потерь в высоколегированных германосиликатных световодах сосредоточены на границе сердцевина – оболочка; это позволяет сделать вывод о том, что источником ано-

Табл.1. Результаты измерений полных оптических потерь и потерь на рассеяние на длине волны 1.064 мкм в световодах, вытянутых из заготовок № 304 и № 325.

Номер заготовки	Параметры вытяжки световода			Оптические потери				
	T (°C)	v (м/с)	τ (г)	α_{scat} (дБ/км)	α_{UV} (дБ/км)	α_{R} (дБ/км)	α_{Σ} (дБ/км) (оценка)	α_{tot} (дБ/км) (измерение)
304	1880	1	160	6.9	0.45	1.63	7.35	7.0
	1880	0.5	86	9.64	0.45	1.92	10.1	12.2
	1940	1	66	12.5	0.45	2.05	13.0	14.0
	1940	0.5	34	22.9	0.45	2.37	23.4	25.0
325	1880	1	184	3	0.3	1.15	3.3	3.18
	1880	0.5	90	4.1	0.3	1.19	4.4	4.49
	1940	1	74	4.9	0.3	1.24	5.2	5.16
	1940	0.5	35	7.1	0.3	1.31	7.4	7.73

Примечание. T – температура печи; v – скорость вытяжки; τ – среднее натяжение в граммах (определялось бесконтактным методом в процессе вытяжки световода до нанесения полимерного покрытия); α_{R} – рэлеевское рассеяние (метод обратного рассеяния [18, 21]); α_{UV} – УФ поглощение (оценки на основе [2, 20]); α_{scat} – суммарные потери за счет всех видов рассеяния (по индикатрисе рассеяния); α_{Σ} – оценочная сумма потерь на рассеяние (α_{scat}) и поглощение (α_{UV}); α_{tot} – потери, измеренные методом «облома».

мального рассеяния света является именно граница сердцевина – оболочка.

В работе [23] была предложена модель рассеяния оптического излучения на пространственных флуктуациях границы сердцевина – оболочка по длине световода и показано, что индикатриса подобного рассеяния имеет малоугловой характер, т. е. основная мощность излучения рассеивается под небольшими ($2 - 20^\circ$) углами к оси световода в направлении распространения зондирующего излучения. При этом характерный размер вариаций границы сердцевина – оболочка в азимутальном и осевом направлениях должен быть сравним с длиной волны рассеиваемого излучения либо превышать ее, а в радиальном направлении он должен быть значительно меньше этой длины волны. Позднее в работе [24] данная модель была расширена для случая стохастического распределения азимутальных и радиальных флуктуаций и была получена формула, позволяющая рассчитать мощность излучения, рассеянного в единичный угол под углом θ к направлению распространения зондирующего излучения:

$$P(\theta) = \frac{k^4 \sigma^2 a^2 \Delta^4}{2\pi^3} \left(\frac{n_0 c E_a^2}{8\pi} \right) (1 + \cos^2 \theta) T(\theta) \times \int_0^L (L - u) R(u) \cos[k(\cos \theta - 1)u] du \times \int_0^{\pi\sqrt{2}} dw \int_0^w S(v) \cos \left(2ka \sin \theta \sin \frac{w}{\sqrt{2}} \sin \frac{v}{2} \right) dv, \quad (2)$$

где k – волновое число; σ – среднеквадратичная амплитуда флуктуаций; a – радиус сердцевинки; $\Delta = \Delta n/n_0$ – относительный показатель преломления сердцевинки световода; n_0 – показатель преломления кварцевого стекла; c – скорость света; E_a – величина электрического поля на границе сердцевина – оболочка; L – длина участка световода, с которого собирается рассеянное излучение; $T(\theta)$ – фактор, учитывающий захват излучения сердцевинкой;

$$R(u) = \exp(-u^2/L_c^2), \quad (3)$$

$$S(v) = \exp(-v^2/V_c^2) \quad (4)$$

– нормализованные автокорреляционные функции отклонения в осевом и азимутальном направлениях.

Используя данную модель, можно провести сравнение рассчитанного и измеренного угловых распределений интенсивности рассеянного излучения. Для этих целей был выбран световод Ge303sm со ступенчатым ППП ($\Delta n = 0.034$). Центральный провал в ППП был практически устранен на стадии изготовления заготовки (см. вставку на рис.4). Длина волны отсечки второй моды в этом световоде была равна 1.0 мкм (диаметр сердцевинки ~ 2.5 мкм), и на длине волны 1.064 мкм, на которой проводились измерения, световод Ge303sm был одномодовым. Индикатриса рассеяния в световоде Ge303sm, а также результаты численного расчета индикатрисы показаны на рис.4. Кривая индикатрисы рассеяния образована двумя слагаемыми – рэлеевским рассеянием (1) и аномальным рассеянием (2). Уровень рэлеевского рассеяния и параметры L_c и V_c в формулах (3) и (4) подбирались таким образом, чтобы получить максимальное соответствие между рассчитанной и измеренной кривыми.

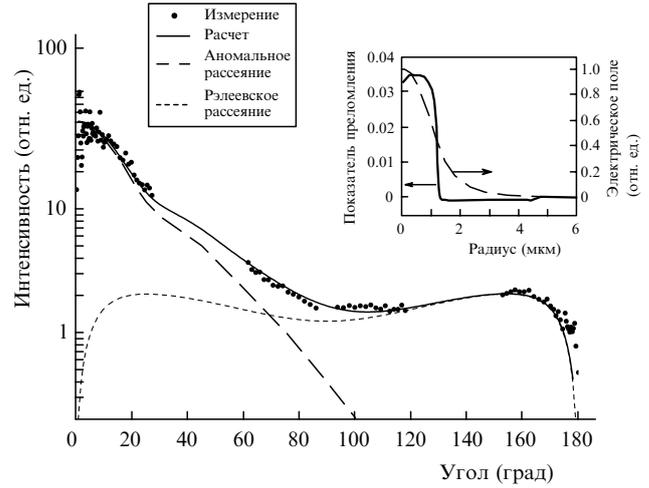


Рис.4. Сравнение измеренной и рассчитанной индикатрисы рассеяния в световоде Ge303sm. На вставке – профиль показателя преломления исследуемого световода и радиальное распределение поля моды.

Расчеты показывают, что для световода Ge303sm при характерных размерах неоднородностей в осевом (L_c) и азимутальном (V_c) направлениях, равных 0.46 мкм и 1.4 рад, наблюдается прекрасное совпадение между теоретической и экспериментальной кривыми. Разброс точек под малыми углами ($0 - 15^\circ$) в измеренной индикатрисе рассеяния обусловлен интерференцией, амплитуда модуляции и период которой уменьшаются при увеличении угла рассеяния излучения. Некоторое различие между измеренной (усредненной) и рассчитанной индикатрисами наблюдается лишь под небольшими углами к оси световода, где происходит частичный захват излучения, рассеянного на границе сердцевина – оболочка, сердцевинной световода. При вычислении теоретической кривой для аномального рассеяния данный эффект не учитывался (было принято $T(\theta) = 1$ для всех θ). В остальных исследованных световодах индикатрисы рассеяния имели схожую форму и так же хорошо описывались суммой рэлеевского и аномального рассеяний.

3.3. Спектральная зависимость оптических потерь на границе сердцевина – оболочка

Модель аномального рассеяния, предложенная в [24] и использованная нами в настоящей работе, позволяет определить спектральную зависимость оптических потерь, обусловленных рассеянием на границе сердцевина – оболочка. Как показал проведенный расчет, она имеет близкий к степенному характер, и для параметров L_c и V_c , описывающих аномальное рассеяние в световоде Ge303sm, ее показатель степени близок к -3 .

Спектральная зависимость оптических потерь на границе сердцевина – оболочка может быть также определена экспериментально. Возможность оценки средних потерь на границе сердцевина – оболочка в маломодовой спектральной области световода при помощи метода дифференциальных модовых потерь была продемонстрирована в работе [22]. Подобные оценки были проведены для световода Ge303sm на длине волны 632.8 нм гелий-неонового лазера. В качестве границы сердцевина – оболочка в этой работе была принята область радиусов 1.05 – 1.3 мкм, в которой разность показателей преломления стекла сердцевинки на расстоянии r от оси световода $n(r)$ и кварцевого стекла n_0 подчиняется соотно-

шению $0.1\Delta n_{\max} < \Delta n(r) < 0.9\Delta n_{\max}$, где $\Delta n(r) = n(r) - n_0$. Выбор именно такой области границы сердцевина–оболочка в значительной степени был условным, и критичным являлось лишь то, что величина электрического поля основной моды в этой области менялась незначительно (менее чем на 50%), что позволило усреднить оптические потери в данной области. Измерения показали, что средние оптические потери на границе составили 288 дБ/км.

Оценить средние оптические потери на границе можно также и в спектральной области, где световод Ge303sm является одномодовым. Для этих целей из спектра полных оптических потерь в световоде были вычтены оптические потери за счет фундаментальных механизмов (вычисленные по результатам работ [2, 17–20]) и тем самым были определены избыточные оптические потери, источником которых, как показано в [22], является граница сердцевина–оболочка. Так же как и в [22], в качестве границы сердцевина–оболочка условно была принята область радиусов 1.05–1.3 мкм. Учет доли мощности излучения, распространяющегося в этой области, позволил рассчитать среднюю величину оптических потерь в ней. Результаты данного расчета для длин волн 1050–1600 нм, а также расчетные оптические потери на границе сердцевина–оболочка, полученные методом дифференциальных модовых потерь на длине волны 632.8 нм, показаны на рис.5. Можно видеть, что экспериментальная спектральная зависимость хорошо согласуется с зависимостью, рассчитанной выше. Необходимо отметить, что полученные оценки охватывают достаточно широкую спектральную область (632–1600 нм), что указывает на высокую точность достигнутых результатов.

4. Обсуждение результатов

Проведенные исследования показали, что высокий уровень оптических потерь в высоколегированных германосиликатных одномодовых световодах обусловлен аномальным рассеянием, индикатриса которого существенно отличается от рэлеевской. Результаты нашей работы [22] позволили установить, что в исследованных световодах аномальное рассеяние возникает в области

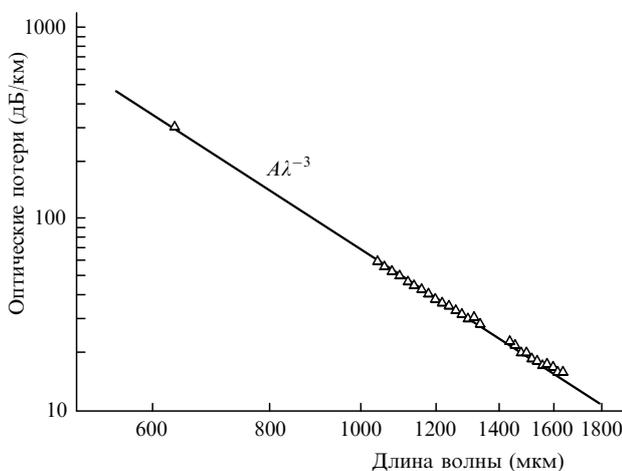


Рис.5. Спектральная зависимость средних оптических потерь на границе сердцевина–оболочка в световоде Ge303sm; точки – расчет на основе измерений полных оптических потерь и дифференциальных модовых потерь; сплошная линия – расчет на основе модели [24].

границы сердцевина–оболочка. Поэтому естественно предположить, что данный механизм оптических потерь обусловлен рассеянием излучения на геометрических флуктуациях этой границы по длине световода, что было теоретически предсказано в [23, 24]. Использование модели, разработанной в [23, 24], действительно позволяет с высокой точностью объяснить как вид индикатрисы рассеяния, так и спектральную зависимость оптических потерь на границе сердцевина–оболочка.

Открытым остается вопрос о физическом механизме, приводящем к появлению геометрических флуктуаций границы сердцевина–оболочка, и о вариации их размера по длине световода. Можно было бы предположить, что данные возмущения возникают в процессе изготовления заготовок волоконных световодов. В работах [25, 26] действительно наблюдалось искажение границы сердцевина–оболочка, названное в [25] «пальцами вязкости». Данный эффект, возникающий на стадии схлопывания заготовки, может быть обусловлен либо недостатком высокой температурой опорной трубы [26], либо большой разностью вязкости стекол, из которых состоят сердцевина и оболочка световода [25]. В то же время предположение о возникновении искажений границы сердцевина–оболочка на этапе изготовления заготовки не позволяет объяснить крайне сильную зависимость оптических потерь от условий вытяжки световода. Как показали наши исследования (см. п.3.1), при увеличении натяжения световода в процессе вытяжки от 30 до 150 г величина полных оптических потерь, так же как и потерь на аномальное рассеяние, может изменяться более чем в три раза. Столь сильная корреляция между условиями вытяжки световода и величиной оптических потерь на аномальное рассеяние делает логичным предположение о том, что флуктуации границы сердцевина–оболочка по длине световода возникают именно в процессе вытяжки. При этом исходные вариации геометрии заготовки могут являться затравочными для дальнейшего их роста в процессе вытяжки. По всей видимости, данный процесс происходит в области «луковицы» – области перетяжки заготовки в световод, где стекло заготовки разогревается до максимальной температуры и становится наименее вязким.

Известно, что поверхность раздела жидкостей с разной вязкостью нестабильна при приложении внешнего давления [27] и при движении этой поверхности по нормали [25]. Именно такая ситуация имеет место в процессе вытяжки световода: при перетяжке заготовки в световод происходит вязкоупругое течение размягченных стекол сердцевин и оболочки как в радиальном (коэффициент перетяжки 100–300), так и в осевом (коэффициент перетяжки $10^4 - 10^5$) направлении. Разные коэффициенты термического расширения и температуры стеклования материалов сердцевин и оболочки (обусловленные разными уровнями легирования в указанных областях) приводят к появлению напряжений на границе сердцевина–оболочка в процессе остывания стекла [13, 14]; при этом вязкости сердцевин и оболочки также существенно различаются [28, 29]. Как следствие, в процессе вытяжки световода могут развиваться флуктуации размера и формы границы сердцевина–оболочка.

Связать рост интенсивности аномального рассеяния (и соответственно размера флуктуаций границы сердцевина–оболочка) с разностью вязкостей стекол сердцевин и оболочки в процессе вытяжки, а также с их абсо-

лютной вязкостью позволяет ряд экспериментальных факторов.

– Повышение концентрации оксида германия в сердцевине световода приводит к уменьшению вязкости сердцевины в процессе вытяжки и, соответственно, к увеличению разности вязкостей материалов сердцевины и оболочки. Как было показано выше, увеличение молярной концентрации GeO_2 в сердцевине с 17 % до 27 % (изменение Δl от 0.025 до 0.040) вызывает значительный рост интенсивности аномального рассеяния, а следовательно, и вариаций поперечных размеров сердцевины.

– Авторами [30] обнаружено, что компенсация разностей вязкости сердцевины и оболочки (подбор состава отражающей оболочки и сердцевины с целью сделать равными их вязкости в процессе вытяжки) позволяет снизить оптические потери даже в случае слабелегированных фосфоросиликатных световодов.

– Исследования, описанные в п.3.1, показывают, что уровень оптических потерь за счет аномального рассеяния в значительной степени зависит от условий вытяжки световода. При этом оптические потери за счет аномального рассеяния определяются не температурой нагревательной печи или скоростью вытяжки, а натяжением световода во время вытяжки. Как показали исследования процесса вытяжки [31], натяжение световода напрямую связано с вязкостью стекла заготовки в процессе вытяжки в области максимального разогрева.

– Как показали наши исследования [6, 12], в одномодовых световодах с градиентным ППП полные оптические потери, а также потери на аномальное рассеяние значительно меньше, чем в световодах со ступенчатым ППП при той же концентрации оксида германия. Одним из различий этих двух типов световодов является отсутствие в световодах с градиентным ППП в процессе вытяжки резкого скачка вязкости на границе сердцевина – оболочка.

Все вышеперечисленные факты позволяют сделать достаточно обоснованный вывод о том, что источником аномального рассеяния являются именно флуктуации размера и формы границы сердцевина – оболочка, возникающие вследствие гидродинамической неустойчивости границы раздела стекол различной вязкости (образующих сердцевину и отражающую оболочку) в процессе вытяжки световода.

5. Выводы

Исследована индикатриса рассеяния оптического излучения в высоколегированных одномодовых световодах в широком диапазоне углов и установлено, что аномальное рассеяние вносит определяющий вклад в уровень оптических потерь этих световодов. Анализ формы индикатрисы рассеяния и спектральной зависимости оптических потерь на границе сердцевина – оболочка показал, что аномальное рассеяние обусловлено рассеянием на флуктуациях границы сердцевина – оболочка по длине световода. Рассмотрен механизм возникновения подобных флуктуаций, заключающийся в развитии гидродинамической неустойчивости границы раздела расплавленных стекол с разной вязкостью (стекло сердцевины и отражающей оболочки) в процессе перетяжки заготовки в световод.

- Okuno T., Onishi M., Kashiwada T., Ishikawa S., Nishimura M. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5**, 2181 (1999).
- Sudo S., Itoh H. *Opt. Quantum Electron.*, **22**, 187 (1990).
- Davey S.T., Williams D.L., Spirit D.M., Ainslie B.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1171**, 181 (1989).
- Abramov A.A., Bubnov M.M., Dianov E.M., Semenov S.L., Schebunjaev A.G., Guryanov A.N., Khopin V.F. *Proc. XVII Intern. Congr. on Glass* (Beijing, 1995, Vol. 7, p. 70).
- Bubnov M.M., Semjonov S.L., Likhachev M.E., Dianov E.M., Khopin V.F., Salganskii M.Yu., Guryanov A.N., Fajardo J.C., Kuksenkov D.V., Koh J., Mazumder P. *Proc. ECOC-IOOC* (Italy, Rimini, 2003, Vol. 2, p. 212).
- Bubnov M.M., Semjonov S.L., Likhachev M.E., Dianov E.M., Khopin V.F., Salganskii M.Yu., Guryanov A.N., Fajardo J.C., Kuksenkov D.V., Koh J., Mazumder P. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, 1870 (2004).
- Ohashi M., Shiraki K., Tajima K. *J. Lightwave Techn.*, **10**, 539 (1992).
- Shibata N., Kawachi M., Edahiro T. *Trans. IECE Jpn*, **E63**, 837 (1980).
- Rawson E.G. *Appl. Opt.*, **11**, 2477 (1972).
- Guenot P., Nouchi P., Poumellec B. *OFC'99 Techn. Dig.* (San-Diego, Cal., 1999, ThG2-1, p. 84).
- Lines M.E., Reed W.A., Di Giovanni D.J., Hamblin J.R. *Electron. Lett.*, **35**, 1009 (1999).
- Лихачев М.Е., Бубнов М.М., Семенов С.Л., Швецов В.В., Хопин В.Ф., Гурьянов А.Н., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **33**, 633 (2003).
- Ainslie B.J., Beales K.J., Cooper D.M., Day C.R., Rush J.D. *J. Non-Cryst. Sol.*, **47**, 243 (1982).
- Kajioka H., Kumagai T., Ishikawa T., Teraoka T. *Proc. OFC'88* (New Orleans, 1988, WI3, p. 75).
- Belov A.V., Guryanov A.N., Devyatykh G.G., Dianov E.M., Khopin V.F., Kurkov A.S., Mashinsky V.M., Miroshnichenko S.I., Neustruev V.B., Vechkanov N.N. *Sov. J. Lightwave Commun.*, **2**, 281 (1992).
- Dianov E.M., Kurkov A.S., Mashinsky V.M., Neustruev V.B., Guryanov A.N., Devyatykh G.G., Khopin V.F., Miroshnichenko S.I., Vechkanov N.N. *OFC/IOOC'93 Techn. Dig.* (San Jose, Cal., 1993, TuL1, p. 51).
- Tsujikawa K., Ohashi M., Shiraki K., Tateda M. *Electron. Lett.*, **30**, 351 (1994).
- Guenot P.L., Nouchi P., Poumellec B., Mercereau O. *Intern. Wire & Cable Proc.* (Eatontown, N.J., 1996, p. 679).
- Лихачев М.Е., Бубнов М.М., Семенов С.Л., Хопин В.Ф., Салганский М.Ю., Зеньковский Г.В., Гурьянов А.Н., Дианов Е.М. *Электронный журнал «Исследования в России»*, **8**, 67 (2005); <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2005/008.pdf>
- Schultz P.C. *Proc. XI Intern. Congress on Glass* (Prague, 1977, Vol. 3, p. 155).
- Fermann M.E., Poole S.B., Payne D.N., Martinez F. *J. Lightwave Techn.*, **6**, 545 (1988).
- Лихачев М.Е., Бубнов М.М., Семенов С.Л., Хопин В.Ф., Салганский М.Ю., Гурьянов А.Н., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **34**, 241 (2004).
- Rawson E.G. *Appl. Opt.*, **13**, 2370 (1974).
- Mazumder P., Logunov S., Raghavan S. *J. Appl. Phys.*, **96**, 4042 (2004).
- Hartog A.H., Gold M.P. *J. Lightwave Techn.*, **2**, 76 (1984).
- Biryukov A.S., Dianov E.M., Kurkov A.S., Devyatykh G.G., Guryanov A.N., Gusovskii D.D., Kobis S.V. *Proc. ECOC'96* (Oslo, Norway, 1996, TuP.02, p. 2.225).
- McNamara P., Lyytikainen K.J., Ryan T., Kaplin I.J., Ringer S.P. *Opt. Commun.*, **230**, 45 (2004).
- Hunt G.W., Muhlhaus H.-B., Whiting A.I.M. *Phil. Trans. R. Soc. Ldn. A*, **355**, 2197 (1997).
- Tajima K., Tateda M., Ohashi M. *J. Lightwave Techn.*, **12**, 411 (1994).
- Tajima K., Tateda M., Ohashi M. *OFC'94 Tech. Dig.* (San Jose, Cal., 1994, TuB2, p. 2).
- Paek U.C., Schoeder C.M., Kurkjian C.R. *Glass Technol.*, **29**, 263 (1988).