

Механизмы оптических потерь в световодах с высокой концентрацией оксида германия

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

Исследованы механизмы оптических потерь, обуславливающие рассеяние света в одномодовых волоконных световодах с высокой концентрацией оксида германия в сердцевине. Впервые измерены коэффициенты рэлеевского рассеяния в волоконных световодах с высоким (молярная концентрация GeO_2 до 30 %) уровнем легирования. Исследования углового распределения интенсивности света, рассеянного из световода, выявили присутствие помимо рэлеевского рассеяния также дополнительного, аномального рассеяния света. Обсуждается природа возникновения этого явления.

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

1. Введение

Одномодовые световоды, используемые в системах связи, обычно имеют относительно низкий (молярная концентрация 3 % – 10 %) уровень легирования оксидом германия. Оптические потери в этих световодах составляют 0.18–0.22 дБ/км (на длине волны 1.55 мкм) и близки к теоретическому пределу, который определяется тремя фундаментальными механизмами: рэлеевским рассеянием, фоновым и электронным поглощением.

Увеличение молярной концентрации оксида германия в сердцевине световода до 20 % – 30 % приводит к усилению нелинейных свойств световодов как за счет роста коэффициента нелинейности высоколегированного кварцевого стекла, так и за счет значительного увеличения интенсивности света в сердцевине вследствие уменьшения диаметра поля моды. Такие световоды представляют несомненный интерес для создания целого ряда нелинейных волоконных устройств, например ВКР-лазеров и усилителей, параметрических усилителей, нелинейных переключателей [1–4]. Оптические потери в световодах существенно влияют на эффективность таких устройств. Однако при уровне легирования, необходимом для создания эффективных нелинейных устройств (молярная концентрация GeO_2 24 % – 30 %), уровень оптических потерь в лучших одномодовых световодах, изготовленных методом MCVF, в настоящее время составляет соответственно 0.8–3.0 дБ/км ($\lambda = 1.55$ мкм) [1, 5, 6], что значительно превышает уровень потерь, определяемых фундаментальными механизмами.

Выяснению происхождения «избыточных» потерь в высоколегированных одномодовых световодах было посвящено много работ. Рост оптических потерь объяснял-

ся, например, появлением дополнительного поглощения, обусловленного напряженными или разорванными связями на границе сердцевины – оболочка световода, которые возникали из-за разницы в коэффициентах термического расширения материала сердцевины и оболочки [7–9]. Некоторые авторы связывали высокие оптические потери с большим рэлеевским рассеянием. Это предположение основывалось на схожести спектральных зависимостей «избыточных» оптических потерь в световоде и потерь за счет рэлеевского рассеяния [10, 11]. Изучалась возможность наведения оптических потерь в процессе вытяжки УФ излучением из зоны нагрева печи [12, 13]. В недавно опубликованных работах [14, 15] наблюдалось аномальное рассеяние, интенсивность которого в отличие от рэлеевского значительна под малыми углами к оси световода.

Тем не менее, в настоящее время убедительные экспериментальные доказательства в пользу того или иного механизма потерь отсутствуют. Более того, в работе [16] отмечено, что в видимой и ближней ИК областях потери на рассеяние доминируют. Это позволяет если не отвергнуть, то, по крайней мере, отнести к второстепенным механизмы, связывающие избыточные потери с ростом поглощения. Кроме того, проведенные различными группами исследования показали, что оптические потери в высоколегированных световодах зависят от ряда технологических факторов, таких как температура вытяжки, натяжение световода при вытяжке, форма профиля показателя преломления сердцевины, состав сердцевины и оболочки световода. В частности, дополнительное легирование сердцевины световода фтором и уменьшение температуры вытяжки приводили к снижению уровня оптических потерь [7, 17, 18].

Цель настоящей работы – изучение механизмов, связанных с рэлеевским и аномальным рассеянием, для чего были определены коэффициенты рэлеевского рассеяния в широком диапазоне концентраций GeO_2 и изучены зависимости аномального рассеяния от формы профиля показателя преломления и температуры вытяжки волоконного световода для установления механизмов этого рассеяния.

М.Е.Лихачев, М.М.Бубнов, С.Л.Семенов, В.В.Швецов, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

В.Ф.Хопин, А.Н.Гурьянов. Институт химии высокочистых веществ РАН, Россия, 603950 Н. Новгород, ул. Тропина, 49

Поступила в редакцию 11 декабря 2002 г.

2. Изготовление световодов с высокой концентрацией оксида германия

Заготовки для исследуемых световодов изготавливались методом MCVD. В качестве опорных использовались трубы из плавленого кварца. Отражающая оболочка имела состав $F - P_2O_5 - SiO_2$ с показателем преломления на $(0.1-2) \times 10^{-3}$ ниже, чем у кварцевого стекла. Сердцевина имела состав $F - GeO_2 - SiO_2$, и максимальная молярная концентрация оксида германия варьировалась в диапазоне 14%–30% (относительный скачок показателя преломления на границе сердцевины и оболочки $\Delta = \Delta n/n_{SiO_2} = 1.24\% - 2.9\%$). Для понижения оптических потерь при осаждении слоев в газовую смесь вводился фреон-113 ($C_2F_3Cl_3$) [18]. Пик поглощения за счет ОН-групп не превышал 1 дБ/км на длине волны 1.39 мкм. Световоды вытягивались при различных температурах нагрева печи для выяснения влияния условий вытяжки на оптические потери.

3. Исследование рэлеевского рассеяния

Для определения коэффициентов рэлеевского рассеяния в световоде большинством авторов [1, 10, 11, 18, 19] используется так называемый λ^{-4} -анализ: спектр оптических потерь $\alpha(\lambda)$ в световоде строится в координатах λ^{-4} , и участок спектра, на котором световод работает в одномодовом режиме, аппроксимируется прямой. По ее наклону находят феноменологический коэффициент рэлеевского рассеяния A :

$$\alpha(\lambda) = \frac{A}{\lambda^4} + B. \quad (1)$$

Здесь коэффициент B определяет уровень так называемых серых потерь, не зависящих от длины волны. Однако λ^{-4} -метод имеет свои ограничения, поскольку при определении коэффициента рэлеевского рассеяния учитываются все оптические потери, зависящие от длины волны, и если помимо рэлеевского рассеяния присутствует иной спектрально-селективный механизм оптических потерь, то коэффициент A , полученный с помощью λ^{-4} -анализа, может существенно отличаться от реального коэффициента рэлеевского рассеяния.

В настоящей работе коэффициенты рэлеевского рассеяния в световодах с различной концентрацией GeO_2 измерялись методом обратного рассеяния [20]. В этом методе в световод вводится короткий лазерный импульс, который, распространяясь по длине световода, частично рассеивается, а частично поглощается. Часть рассеянного излучения распространяется по световоду в направлении, обратном направлению распространения зондирующего импульса и регистрируется фотодетектором. За регистрируемая фотодетектором мощность света

$$P = P_0 \eta(z_0) \exp\left(-2 \int_0^{z_0} \gamma(z) dz\right), \quad (2)$$

где P_0 – мощность введенного в световод излучения; $\gamma(z)$ – коэффициент затухания света в световоде; η – коэффициент обратного рассеяния; z_0 – координата точки, в которой произошло рассеяние света.

Предположив, что рассеяние света «назад» происходит за счет рэлеевского рассеяния (как будет видно в

разд.4, это оправданно), и считая распределение поля моды по радиусу гауссовым, можно вывести связь между коэффициентом обратного рассеяния η и локальным коэффициентом рэлеевского рассеяния α_{Rel} [21]:

$$\eta(z) \propto \frac{\tau v}{\lambda^2 n^2} \frac{\alpha_{Rel}(z)}{w^2(z)}, \quad (3)$$

где τ – длительность импульса; v – групповая скорость; n – показатель преломления сердцевины световода; w – диаметр поля моды; λ – длина волны.

Отношение коэффициентов рэлеевского рассеяния двух любых световодов может быть получено следующим образом (рис.1). Два исследуемых световода состыковываются при помощи механического соединения или свариваются, и проводится измерение сигналов обратного рассеяния с двух свободных концов соединенных световодов. В месте соединения световодов сигнал обратного рассеяния скачкообразно изменяется из-за различия коэффициентов обратного рассеяния η в исследуемых световодах и уменьшения мощности распространяющегося по световоду излучения за счет вносимого в месте соединения затухания γ_{12} :

$$R_{12} = \frac{P_{12}}{P_{11}} = \frac{\eta_2}{\eta_1} \exp(-2\gamma_{12}), \quad (4)$$

$$R_{21} = \frac{P_{22}}{P_{21}} = \frac{\eta_1}{\eta_2} \exp(-2\gamma_{12}). \quad (5)$$

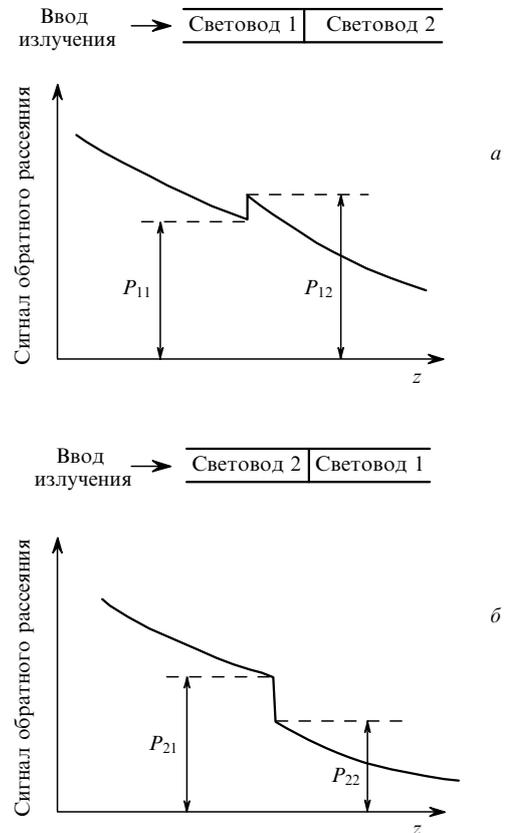


Рис.1. Схемы измерения отношения коэффициентов рэлеевского рассеяния в световодах 1 и 2 (а), а также 2 и 1 (б) при помощи метода обратного рассеяния и зависимости идеализированного сигнала обратного рассеяния от координаты точки рассеяния z .

Используя формулы (2)–(4), получаем

$$\frac{\alpha_{Rel1}}{\alpha_{Rel2}} = \left(\frac{R_{21}}{R_{12}}\right)^{1/2} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^3 \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2. \quad (6)$$

Выражение (6) позволяет определить отношение коэффициентов рэлеевского рассеяния в двух световодах с помощью измерения скачков сигнала обратного рассеяния, диаметров поля моды и показателей преломления сердцевины обоих световодов. Абсолютное значение коэффициента рэлеевского рассеяния можно найти, проводя измерения с использованием «эталонного» волокна, т. е. световода, в котором коэффициент рэлеевского рассеяния известен заранее. В качестве такого эталона в настоящей работе использовался одномодовый световод с кварцевой сердцевиной, коэффициент рэлеевского рассеяния в нем полагался равным коэффициенту рэлеевского рассеяния в кварцевом стекле [22]. Измерения проводились на длине волны 1.31 мкм вблизи длины волны отсечки (~ 1.0 мкм) исследуемых световодов.

Результаты измерений коэффициентов рэлеевского рассеяния в световодах, имеющих молярную концентрацию GeO₂ 14 % – 30 %, показаны на рис.2. Погрешность измерений составляла 10 % и определялась погрешностью измерения диаметра поля моды и величины скачкообразного изменения мощности в точке соединения. Можно видеть хорошее совпадение наших результатов с результатами, полученными другими авторами в объемных образцах и многомодовых световодах [19, 23], и с результатами работы [24], в которой также использовался метод обратного рассеяния для измерения коэффициентов рэлеевского рассеяния в световодах с Δ = 0 – 1.1 % и одного световода с Δ = 2.3 %. В то же время из рис.2 следует, что значения коэффициентов рэлеевского рассеяния, найденные методом λ⁻⁴-анализа из спектров оптических потерь исследуемых нами световодов, оказались существенно выше, поскольку λ⁻⁴-анализ учитывает не только потери за счет рэлеевского рассеяния, но и прочие оптические потери, зависящие от длины волны. Отсюда возникает существенная разница между результатами использования методов обратного рассеяния и λ⁻⁴-анализа, что делает последний неприменимым для

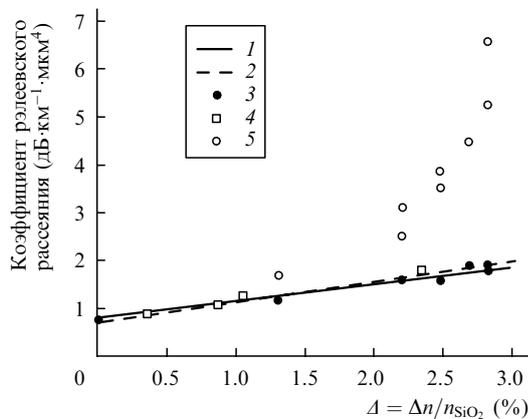


Рис.2. Зависимость коэффициентов рэлеевского рассеяния от уровня легирования оксидом германия: 1 – объемные образцы, аппроксимация измерений для Δ = 0 % – 1 % [23]; 2 – многомодовые световоды, λ⁻⁴-анализ [19]; 3 – одномодовые световоды, метод обратного рассеяния (настоящая работа); 4 – одномодовые световоды, метод обратного рассеяния [24]; 5 – одномодовые световоды, λ⁻⁴-анализ (настоящая работа).

определения коэффициентов рэлеевского рассеяния в одномодовых световодах с высоким содержанием GeO₂ (молярная концентрация более 10 %).

Линейная аппроксимация полученных нами результатов (рис.2) позволяет найти аналитическую зависимость коэффициентов рэлеевского рассеяния α_{Rel} от относительной разности показателей преломления сердцевины и оболочки световода Δ:

$$\alpha_{Rel} = 0.75(1 + 0.49\Delta) [\text{дБ}\cdot\text{км}^{-1}\cdot\text{мкм}^{-4}]. \quad (7)$$

На основании соотношения (7) можно оценить вклад рэлеевского рассеяния в оптические потери одномодового световода на длине волны 1.55 мкм. Для световода с Δ = 3 % этот вклад равен 0.33 дБ/км. Таким образом, возрастание оптических потерь до 3 дБ/км для одномодовых световодов с молярной концентрацией оксида германия в сердцевине ~ 30 % не может быть объяснено только ростом потерь на рэлеевское рассеяние.

4. Аномальное рассеяние света

В ряде работ [14, 15, 25] сообщалось о наблюдении в одномодовых волоконных световодах аномального рассеяния света. Интенсивность этого вида рассеяния была значительной лишь под малыми углами к оси световода, но при этом максимальная интенсивность аномального рассеяния значительно превышала интенсивность рэлеевского рассеяния. Только в одной из этих работ [25], где исследовались световоды с низкой концентрацией оксида германия, измерялось распределение интенсивности рассеянного света под малыми (меньше 10°) углами. В остальных двух работах был зафиксирован лишь «хвост» аномального рассеяния.

Для исследования данного типа рассеяния была создана экспериментальная установка, позволяющая проводить измерения интенсивности рассеянного света в диапазоне углов 1 – 16° относительно оси световода (рис.3) как в направлении распространения зондирующего излучения (схема 1), так и в обратном направлении (схема 2). Отрезок исследуемого световода без полимерного покрытия помещался в ванну с иммерсионной жидкостью. Показатель преломления иммерсионной жидкости был немного больше показателя преломления кварцевого стекла, что позволяло вывести из световода практически все рассеянное в нем излучение. Критический угол составлял 2°. В один из концов световода вводилось излучение лазера на Nd:YAG с длиной волны 1.06 мкм. Рассеянное

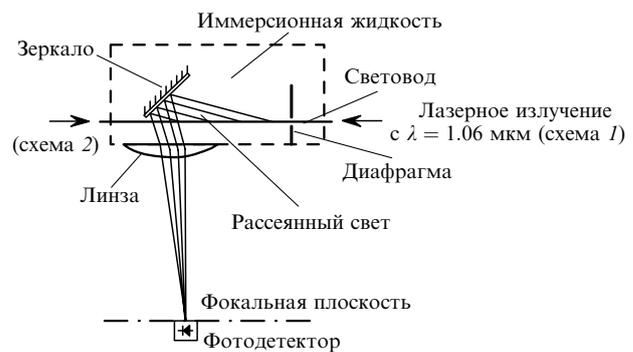


Рис.3. Схема установки для измерения интенсивности света, рассеянного под малыми углами.

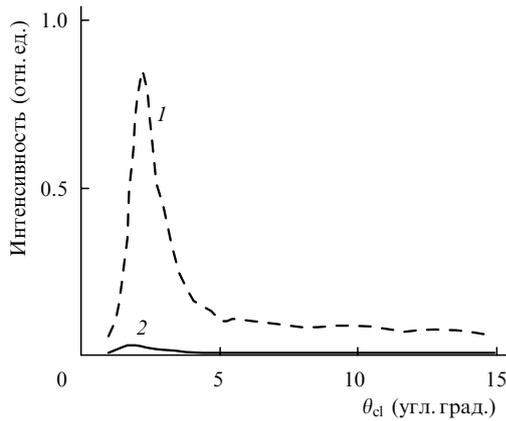


Рис.4. Угловые распределения интенсивности рассеянного света в направлении распространения излучения (1) и в направлении, обратном направлению распространения (2).

под некоторым углом к световоду оптическое излучение отражалось от зеркала и собиралось в фокальной плоскости линзы в точку. Распределение интенсивности света в зависимости от угла рассеяния в оболочке световода рассчитывалось по измеренному распределению интенсивности света в фокальной плоскости линзы. Результаты измерений усреднялись по трем-четырем различным участкам исследуемого световода.

На рис. 4 представлены результаты измерения интенсивности света, рассеянного световодом с молярной концентрацией GeO_2 27% ($\Delta = 2.6\%$). Кривая 1 представляет угловую зависимость интенсивности света, рассеянного в направлении распространения зондирующего излучения (излучение вводилось по схеме 1). Кривая 2 соответствует интенсивности света, рассеянного в направлении, обратном направлению распространения зондирующего излучения (излучение вводилось по схеме 2). Представленные результаты показывают, что рассеяние света отличается от рэлеевского и вместо зависимости $I_0(1 + \cos\theta)$ наблюдается совершенно иное распределение. Индикатриса рассеяния несимметрична: в направлении распространения света рассеивается значительно большая мощность, чем в обратном. Кроме того, наблюдаются четко выраженные максимумы мощности под малыми углами к оси световода. Таким образом, оптические потери в световоде обусловлены помимо рэлеевского еще одним видом рассеяния, которое мы далее будем называть малоугловым [25]. Надо отметить, что интенсивность малоуглового рассеяния резко уменьшается при углах распространения в оболочке, стремящихся к нулю. Это обстоятельство оправдывает предположение, сделанное в разд.3, о том, что рассеяние назад, захваченное сердцевинной световода, в основном рэлеевское.

Для изучения основных факторов, влияющих на распределение интенсивности малоуглового рассеяния, были изготовлены две заготовки с градиентным и ступенчатым профилями показателя преломления (ППП) и приблизительно одинаковым уровнем легирования (молярная концентрация $\text{GeO}_2 \sim 27\%$). Из этих заготовок при двух различных температурах печи были вытянуты световоды. Хорошо известно, что снижение температуры вытяжки приводит к уменьшению оптических потерь световодов [7, 17]. Результаты, представленные на рис.5, показывают, что снижение температуры вытяжки вызывает также и существенное уменьшение малоуглового рассея-

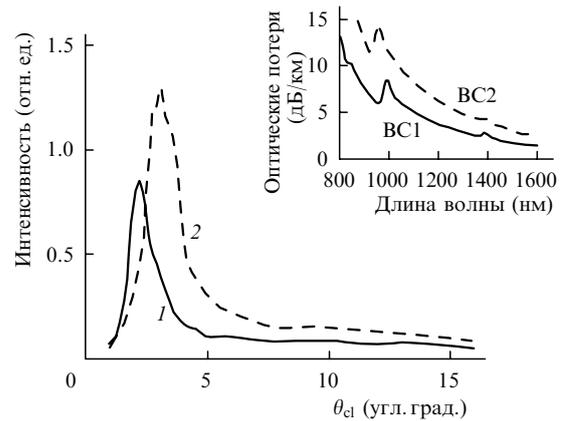


Рис.5. Угловые распределения интенсивности рассеянного света в оболочке световода (углы отсчитываются от направления распространения излучения) при низкой (1) и высокой (2) температурах вытяжки световода с градиентным профилем показателя преломления; $\Delta = 2.6\%$. На вставке показаны спектры оптических потерь в световодах 1 и 2.

ния, одновременно наблюдается и сдвиг его максимума. Сопоставление оптических характеристик двух световодов, имеющих разные ППП и вытянутых при одной и той же температуре (рис.6), показывает, что градиентная форма ППП сердцевинной приводит к заметному уменьшению как полных оптических потерь в световоде, так и интенсивности малоуглового рассеяния. Особенно заметно различие интенсивности малоуглового рассеяния на «хвостах» распределений, которые собственно и вносят основной вклад в полную рассеянную мощность.

Результаты измерений, представленные на рис.4, позволяют предварительно оценить вклад малоуглового рассеяния в полные потери световода. Наши оценки основывались на предположении, что рассеяние в обратном направлении по отношению к зондирующему излучению (кривая 2, рис.4) при углах, больших 10° , является рэлеевским. Коэффициент рэлеевского рассеяния определялся по результатам измерений, описанным в разд.3 данной статьи. Это позволило нам нормировать интенсивность малоуглового рассеяния вперед и, вычислив мощность света

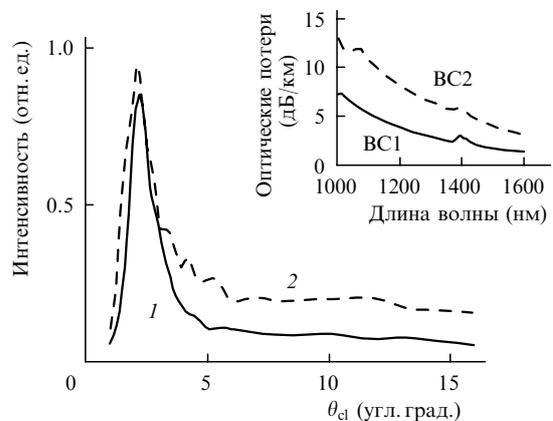


Рис.6. Угловые распределения интенсивности рассеянного света в оболочке световода (углы отсчитываются от направления распространения излучения) для градиентного (1) и ступенчатого (2) световодов; $\Delta = 2.6\%$. На вставке показаны спектры оптических потерь в световодах 1 и 2.

$$P_{sc} = \int_0^{16^\circ} 2\pi I \sin \theta d\theta, \quad (8)$$

рассеянного с известной длины световода, определить абсолютную величину потерь на малоугловое рассеяние. Для световода с $\Delta = 2.6\%$ (см. рис.4) было получено, что малоугловое рассеяние на длине волны 1.06 мкм составляет не менее 1.6 дБ/км при полных потерях 6 дБ/км и потерях на рэлеевское рассеяние 1.2 дБ/км. При этом данная оценка является оценкой снизу, т. к. измерения малоуглового рассеяния были ограничены диапазоном углов 16° , и вклад неучтенной части малоуглового рассеяния (при углах свыше 16°) может быть значительным.

К сожалению, нам не удалось провести измерения малоуглового рассеяния в области длин волн, бóльших 1.2 мкм, что связано со значительным поглощением иммерсионной жидкости в этой области. Однако известно, что полные потери с хорошей точностью аппроксимируются прямой в координатах λ^{-4} [1, 10, 18], а рэлеевское рассеяние зависит от длины волны как λ^{-4} , поэтому можно предположить, что и малоугловое рассеяние имеет зависимость от длины волны, близкую к λ^{-4} . Теоретический анализ возможных механизмов, обуславливающих малоугловое рассеяние [26, 27] тоже дает зависимость, близкую к $\lambda^{-3} - \lambda^{-4}$.

5. Обсуждение

Проведенные исследования показали, что в световодах с высокой концентрацией оксида германия ($\Delta = 2\% - 3\%$) оптические потери, обусловленные рэлеевским рассеянием, не превышают 0.33 дБ/км. Вклад электронного и фононного поглощения в оптические потери световода с молярной концентрацией GeO_2 27% на длине волны 1.55 мкм составляет 0.07 и 0.02 дБ/км соответственно [19]. Таким образом, наличие больших оптических потерь (свыше 1–3 дБ/км) в световодах, легированных GeO_2 с молярной концентрацией 25%–30%, объясняется только существованием других механизмов потерь. Как показали наши исследования, значительные потери могут возникнуть из-за малоуглового рассеяния, свойства которого отличаются от свойств рэлеевского рассеяния и природа которого до конца не ясна.

К настоящему моменту предложено два механизма для объяснения малоуглового рассеяния. Первый из них, рассмотренный Маркузе [26] и Раусоном [27], предполагает рассеяние света на вариациях размера и формы границы сердцевина–оболочка по длине световода. Проведенный ими теоретический анализ показал, что в этом случае рассеяние света будет носить малоугловой характер, т. е. интенсивность рассеянного света будет иметь максимум под малыми углами к оси световода и резко спадать при больших углах рассеяния. Второй механизм, предложенный Раусоном [25], описывает рассеяние света на иглоподобных неоднородностях, параллельных оси световода, которые могут возникать в процессе его вытяжки, например, в результате перетяжки микрообластей с повышенной концентрацией GeO_2 , возникающих, по мнению авторов [6], в объеме высоколегированной заготовки при ее изготовлении. Теоретический анализ показал, что и в этом случае максимум интенсивности рассеянного света будет наблюдаться под малыми углами к оси световода [25].

Имеющиеся в настоящий момент экспериментальные

данные позволяют отвергнуть второй механизм возникновения малоуглового рассеяния. Во-первых, наши исследования показали, что его интенсивность зависит от формы профиля показателя преломления (она уменьшается при использовании градиентного ППП вместо ступенчатого). Световоды с разным ППП изготавливались по одной технологии, имели близкое содержание оксида германия и, по всей видимости, одинаковое количество микронеоднородностей в объеме заготовки. Поэтому, если бы был справедлив второй механизм малоуглового рассеяния, а именно рассеяние на иглоподобных неоднородностях, то мы бы не наблюдали существенного изменения интенсивности малоуглового рассеяния. Во-вторых, против рассеяния на иглоподобных неоднородностях говорит зависимость интенсивности малоуглового рассеяния от температуры вытяжки световода. Как показывают расчеты Раусона [25], интенсивность малоуглового рассеяния пропорциональна длине волны рассеиваемого света, размеру «игл», средней величине неоднородности, создаваемой этими «иглами» (имеется в виду Δn) и плотности распределения «игл» в объеме световода. При уменьшении температуры вытяжки световода ни один из этих параметров практически не меняется, однако интенсивность малоуглового рассеяния значительно уменьшается (см. разд.4 и рис.5).

По нашему мнению, наиболее вероятной причиной возникновения малоуглового рассеяния являются вариации границы сердцевина–оболочка световода по длине волокна. При перетяжке заготовки со ступенчатым ППП в зоне формирования световода возникает скачок вязкости на границе сердцевина–оболочка, который может приводить к вариациям границы раздела разных стекол. Снижение температуры вытяжки увеличивает вязкость стекол в зоне формирования, в результате чего амплитуда вариаций, а значит и связанное с ней малоугловое рассеяние, должны уменьшаться, что и наблюдается в наших экспериментах. При перетяжке заготовок с градиентным ППП резкий скачок вязкости в зоне формирования не возникает, поэтому и вариации границы сердцевина–оболочка становятся меньше. Следует отметить, что увеличение уровня легирования сердцевинки приводит к росту различия коэффициентов термического расширения стекла сердцевинки и оболочки световода. В результате при остывании световода от температуры вытяжки до комнатной температуры на границе сердцевина–оболочка возникают напряжения, которые могут деформировать сердцевину световода, что также приведет к вариациям границы сердцевина–оболочка по длине световода.

6. Заключение

Проведены исследования оптических потерь, обусловленных рассеянием света в высоколегированных (молярная концентрация GeO_2 24%–30%) световодах, которые были изготовлены методом MCVD. Исследования показали, что коэффициент рэлеевского рассеяния при увеличении концентрации оксида германия растет в пределах погрешности линейно. Это согласуется с данными для многомодовых световодов и объемных образцов. Вклад рэлеевского рассеяния в оптические потери не превышает 0.35 дБ/км для $\Delta < 3\%$. Установлено, что значительный рост оптических потерь, имеющий место при высоких концентрациях GeO_2 в одномодовых свето-

водах, связан с дополнительным механизмом потерь – малоугловым рассеянием, возникающим, по нашему мнению, вследствие вариаций границы сердцевина – оболочка по длине световода.

Авторы выражают глубокую благодарность группе И.А.Буфетова и особенно А.В.Шубину за проведение измерений размера поля моды, а также К.М.Голанту за предоставленный световод с нелегированной сердцевинной. Авторы благодарны О.Н.Егоровой за значительный вклад в создание установки для измерения малоуглового рассеяния.

1. Davey S.T., Williams D.L., Spirit D.M., Ainslie B.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1171**, 181 (1989).
2. Dianov E.M., Abramov A.A., Bubnov M.M., Prokhorov A.M., Shipulin A.V., Devyatykh G.G., Guryanov A.N., Khopin V.F. *Electron. Lett.*, **31** (13), 1057 (1995).
3. Dianov E.M., Bufetov I.A., Bubnov M.M., Grekov M.V., Vasiliev S.A., Medvedkov O.I., Shubin A.V., Guryanov A.N., Khopin V.F., Yashkov M.V., DeLiso E.M., Butler D.L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4083**, 101 (2000).
4. Pastel D.A., Evans A.F., Hawk R.M., Nolan D.A., Weidman D.L., Dasika P., Jiang M., Islam M.N., Moodie D.G. *OFC'97 Tech. Dig.* (Dallas, Texas, 1997, WL6b, p. 168).
5. Abramov A.A., Bubnov M.M., Dianov E.M., Golant K.M., Khrapko R.R., Semjonov S.L., Shebunjaev A.G., Gurjanov A.N., Khopin V.F. *OFC'95 Tech. Dig.* (San Diego, California, 1995, WP4, p. 173).
6. Dianov E.M., Mashinsky V.M., Neustruev V.B., Sazhin O.D., Guryanov A.N., Khopin V.F., Vechkanov N.N. *Opt. Fiber Techn.*, **3**, 77 (1997).
7. Ainslie B.J., Beales K.J., Day C.R., Rush J.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 854 (1981).
8. Ainslie B.J., Beales K.J., Cooper D.M., Day C.R., Rush J.D. *J. of Non-Cryst. Solids*, **47**, 243 (1982).
9. Kajioka H., Kumagai T., Ishikawa T., Teraoka T. *OFC'88* (New

- Orleans, Louisiana, 1988, WI3, p. 75).
10. Sudo S., Itoh H. *Opt. Quantum Electron.*, **22**, 187 (1990).
 11. Tsujikawa K., Tajima K., Ohashi M. *J. of Lightwave Technol.*, **18**, 1528 (2000).
 12. 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. Lightwave Commun.*, **2**, 281 (1992).
 13. 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 Tech. Dig.* (San Jose, California, 1993, TuL1, p. 51).
 14. Guenot P., Nouchi P., Poumellec B. *OFC'99 Tech. Dig.* (San Diego, California, 1999, ThG2-1, p. 84).
 15. Lines M.E., Reed W.A., Di Giovanni D.J., Hamblin J.R. *Electron. Lett.*, **35**, 1009 (1999).
 16. Mashinsky V.M., Dianov E.M., Neustruev V.B., Lavrishchev S.V., Guryanov A.N., Khopin V.F., Vechkanov N.N., Sazhin O.D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2290**, 105 (1994).
 17. Ainslie B.J., Beales K.J., Cooper D.M., Day C.R. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **425**, 15 (1983).
 18. Abramov A.A., Bubnov M.M., Dianov E.M., Kol'chenko L.A., Semjonov S.L., Shchibunjaev A.G., Gurjanov A.N., Khopin V.F. *Electron. Lett.*, **29**, 1977 (1993).
 19. Shibata N., Kawachi M., Edahiro T. *The Transactions of the IECE of Japan*, **E63**, 837 (1980).
 20. Fermann M.E., Poole S.B., Payne D.N., Martinez F. *J. of Lightwave Technol.*, **6**, 545 (1988).
 21. Hartog A.H., Gold M.P. *J. of Lightwave Technol.*, **LT-2**, 76 (1984).
 22. Pinnow D.A., Rich T.C., Ostermayer F.W. Jr., DiDomenico M. Jr. *Appl. Phys. Lett.*, **22**, 527 (1973).
 23. Ohashi M., Shiraki K., Tajima K. *J. of Lightwave Technol.*, **10**, 539 (1992).
 24. Guenot P.L., Nouchi P., Poumellec B., Mercereau O. *Proc. Intern. Wire & Cable Symposium* (Eatontown, New Jersey, 1996, p. 679).
 25. Rawson E.G. *Appl. Opt.*, **11**, 2477 (1972).
 26. Marcuse D. *Appl. Opt.*, **14**, 3021 (1975).
 27. Rawson E.G. *Appl. Opt.*, **13**, 2370 (1974).



Нобелевские лауреаты на прогулке по Гётеборгу (Швеция) во время Международной конференции по атомной физике в 1982 г. Слева направо: А.Шавлов (США), К.Зигбэн (Швеция) А.М.Прохоров (СССР), И.Раби (США), Н. Бломберген (США).