

## РАДИОФОТОНИКА

<b>Исследование стойкости волоконных световодов в герметичном углеродном покрытии к проникновению водорода</b> <i>М.И. Булатов, И.Д. Саранова, А.Ф. Косолапов, Т.А. Запольскис, К.С. Трутнев, И.С. Азанова, С.Л. Семенов.....</i>	<i>2</i>
<b>Активированные РЗИ кальций-алюминатные лазерные стекла и оптические волокна на их основе</b> <i>В.В. Вельмискин, Б.И. Галаган, Б.И. Денкер, В.В. Колташев, С.Е. Сверчков.....</i>	<i>4</i>
<b>Поверхностные плазмон-поляритоны на границе полупроводника и параэлектрика</b> <i>Д.А. Евсеев, А.С. Абрамов, Д.И. Семенцов.....</i>	<i>7</i>
<b>Высокочастотный радиофотонный АЦП с многоканальным измерением сигнала в спектральных интервалах</b> <i>В.В. Кулагин, В.В. Валуев, С.М. Конторов, Д.А. Прохоров, В.А. Черепенин .....</i>	<i>9</i>
<b>Легированные висмутом волоконные световоды на основе мезопористых стекол</b> <i>Е.А. Пластинин, В.В. Вельмискин, Л.Д. Исхакова, В.М. Машинский.....</i>	<i>12</i>
<b>Применение электронагревательного элемента для получения растянутых оптических световодов для связи с оптическими микрорезонаторами с модами шепчущей галереи</b> <i>Р.В. Терентьев, А.Е. Шитиков, И.А. Биленко .....</i>	<i>15</i>
<b>Влияние скачка потенциала в магнитном переходе при спиновой инжекции током на эффективность излучения электромагнитных волн</b> <i>Е.А. Вилков, С.Г. Чигарев .....</i>	<i>19</i>
<b>Исследование МШГ микрорезонаторов из различных типов кристаллического кремния</b> <i>А.Е. Шитиков, Н.М. Кондратьев, В.Е. Лобанов, А.С. Волошин, И.А. Биленко.....</i>	<i>22</i>
<b>Кремниевые микрорезонаторы МШГ с гигантской добротностью</b> <i>А.Е. Шитиков, Н.М. Кондратьев, В.Е. Лобанов, А.С. Волошин, И.А. Биленко.....</i>	<i>25</i>

## Исследование стойкости волоконных световодов в герметичном углеродном покрытии к проникновению водорода

М.И. Булатов<sup>1</sup>, И.Д. Саранова<sup>1</sup>, А.Ф. Косолапов<sup>2</sup>, Т.А. Запольскис<sup>2,3</sup>,  
К.С. Трутнев<sup>1</sup>, И.С. Азанова<sup>1</sup>, С.Л. Семенов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Пермская научно-производственная приборостроительная компания, Пермь, Россия

<sup>2</sup> Научный центр волоконной оптики РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup> Физико-технологический институт Московского технологического университета, Москва, Россия

[BylatovMI@gmail.com](mailto:BylatovMI@gmail.com) [kaf@fo.gpi.ru](mailto:kaf@fo.gpi.ru)

В настоящее время волоконно–оптические устройства широко используются в различных областях науки и техники. Часто требуется использование волоконных устройств в тяжелых условиях эксплуатации, например при высоких температурах, в агрессивных средах, в атмосфере с содержанием водорода и т.п. Для защиты волоконных световодов используют различные специальные покрытия: термостойкие и химически стойкие полимерные композиции, пироуглеродное покрытие, алюминий, медь и др. [1]. Герметичные покрытия применяются с целью повышения долговременной надежности световода, способствуют сохранению прочности при воздействии влаги на поверхности световода и предотвращают диффузию водорода в сердцевину световода [2,3]. В данной работе исследовались волоконные световоды с углеродным покрытием на предмет стойкость к проникновению воды и водорода.

Углеродное покрытие наносилось в процессе вытяжки волоконных световодов из газовой фазы. Процесс нанесения углеродного покрытия заключается в разложении углеводородов на горячей поверхности волоконного световода. В качестве реагентов, использовалась смесь паров бензола и четыреххлористого углерода с разным процентным соотношением компонентов. Исследовалось влияние температуры волоконного световода на эффективность протекания процесса нанесения покрытия. Измерение температуры волоконного световода осуществлялось методом пирометрии с исчезающей нитью. Управление температурой волоконного световода производилось посредством изменения газовых потоков в печи вытяжки. Также, исследовалось влияние процентного содержания реагентов на качество получаемого покрытия.

Для исследования герметичности оптических волокон с углеродным покрытием были изготовлены несколько экспериментальных образцов, одномодовых световодов с сердцевиной легированной германием с диаметром оболочки  $125 \pm 1$  мкм, которые были покрыты слоем углеродного и полиимидного покрытий. Толщина углеродного покрытия составила от 50 до 120 нм, толщина полиимидного покрытия –  $15 \pm 2$  мкм.

В результате исследования было показано, что без использования четыреххлористого углерода реакция разложения бензола идет при температуре волоконного световода более  $900$  °С. При использовании смеси четыреххлористого углерода с бензолом в соотношении 1/3 реакция разложения идет при температуре световода выше  $700$  °С. Смена соотношения бензола и хлора в парогазовой смеси влияет на толщину покрытия. Так при увеличении концентрации хлора удается получить покрытие с толщиной 120 нм, при увеличении расхода бензола в 3 раза толщина покрытия достигает порядка 50 – 60 нм (см. рис. 1).

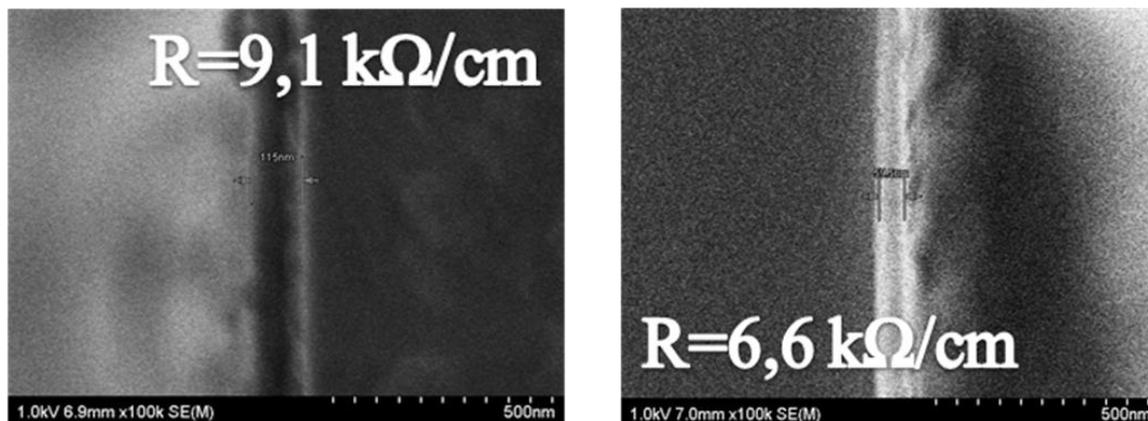


Рис.1. Изображения углеродного покрытия полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа. Слева – покрытие, полученное с соотношением потока четыреххлористого углерода к потоку бензола 5/3, справа – покрытие полученное с соотношением потоков 1/3.

Показано, что волоконные световоды в углеродном покрытии с электрическим сопротивлением покрытия менее 20 кОм/см стойки к проникновению воды и ионов водорода (не разрушаются в плавиковой кислоте в течение 72 часов) независимо от технологического режима нанесения покрытия. Обнаружено, что углеродные покрытия, полученные с использованием большого количества четыреххлористого углерода (более 50 % по отношению к бензолу) не являются стойкими к диффузии водорода в волоконный световод.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках проекта RFMEFI60417X0183.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Mendez, T.F. Morse. // Specialty Optical Fibers Handbook. 2007. P. 453.
2. L. Janet, M.J. Matthewson, C.R. Kurkjian. // J. of Lightwave Technology. 2001. V. 19. No. 7. P. 988.
3. P.J. Lemaire. // Optical Engineering. 1991. V. 30. No. 6. P. 780.

## Активированные РЗИ кальций-алюминатные лазерные стекла и оптические волокна на их основе

В.В. Вельмискин<sup>1,3</sup>, Б.И. Галаган<sup>2,3</sup>, Б.И. Денкер<sup>2</sup>, В.В. Колташев<sup>1</sup>, С.Е. Сверчков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Научный центр волоконной оптики РАН

<sup>2</sup>Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН

<sup>3</sup>Научная организация «Центр лазерной технологии и материаловедения»

[vvv@fo.gpi.ru](mailto:vvv@fo.gpi.ru)

Волоконные лазеры, обладая высокой эффективностью в сочетании с замечательной стабильностью оптических характеристик и компактностью, широко используются в качестве уникальных источников света. В основном они базируются на легированных ионами редкоземельных элементов кварцевых световодах, изготовленных методами осаждения из газовой фазы (MCVD, OVD, VAD).

В настоящий момент существует задача расширения спектрального диапазона, перекрываемого такими лазерами, с желательным увеличением мощности и сохранением качества выходного пучка, и решить ее можно несколькими способами. Первым является применение новых типов активных легирующих примесей для кварцевого стекла, например висмута, который позволяет перекрыть диапазон длин волн 1300 – 1500 нм, который недоступен волоконным лазерам на редких землях. Вторым является поиск и исследование новых перспективных сред для активной сердцевины волоконного лазера, которые позволят существенно повысить концентрацию легирующих примесей и управлять их спектроскопическими свойствами.

В качестве такой оптической среды нами предложены кальций-алюминатные стекла, легированные редкоземельными ионами (РЗИ), в частности тулием и диспрозием. Выбор кальций-алюминатных стекол для исследований связан с тем, что они отличаются широкой областью ИК прозрачности (до 5 - 6 мкм) при исключительно высоких, превосходящих кварцевое стекло, механической прочности, твердости и теплопроводности. В отличие от силикатных стекол, они допускают высокий ( $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) уровень легирования редкоземельными ионами. Эти особенности делают кальций-алюминатные стекла привлекательными в качестве матриц для твердотельных лазеров 2÷2.5 мкм области спектра. [1]

В данной работе были изучены спектрально-люминесцентные свойства образцов стекол и волокон на их основе, легированных различными РЗИ (Tm, Ho, Dy). Примечательной спектроскопической особенностью ионов тулия в кальций-алюминатном стекле оказалась уширенная (Рис.1, а), простирающаяся от 1.6 мкм до 2.3 мкм, полоса люминесценции на переходе 3F4-->3H6. Данная полоса люминесценции перекрывается с полосой перехода 3H4-->3H5 (с максимумом вблизи 2.3 мкм). При этом времена затухания люминесценции на переходах 3F4-->3H6 и 3H4-->3H5 составили 2.5 мс и 240 мкс соответственно, что в десятки раз превышает соответствующие значения для кварцевого стекла. Благодаря этому легко реализуется лазерная генерация даже на пластинах стекла в 7 мм, которая характеризуется значительным длинноволновым смещением по сравнению с обычными тулиевыми лазерами - до 2.1 мкм (Рис.1, б).

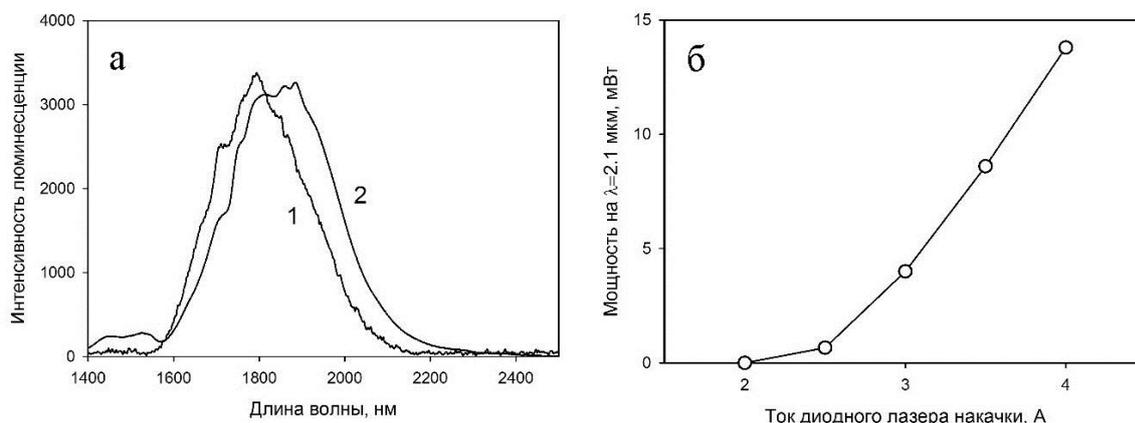


Рис. 1. Спектры люминесценции тулия в кварцевом (1) и в кальций-алюминатном (2) стеклах (а); выходная средняя мощность тулиевого лазера на 2.1 мкм от тока накачки диодного лазера (б)

Перечисленные особенности делают активированные тулием кальций-алюминатные стекла новым перспективным материалом для низкороговых волоконных лазеров, непрерывно перестраиваемых в широком диапазоне от  $\sim 2$  мкм до  $\sim 2.4$  мкм. Также представляют интерес кальций-алюминатные стекла, легированные гольмием. Их особенностью является весьма длительное ( $\sim 10$  мс, что на порядок дольше, чем в кварцевом стекле) люминесцентное время, соответствующие переходу  $5I7 \rightarrow 5I8$ .

Из полученных стекол методом «стержень-в-трубе» был изготовлен ряд гибридных волоконных световодов со световедущими оболочками из кварцевого стекла, и исследованы их оптические и люминесцентные свойства. Разработанная и используемая нами модификация метода описана в [2]. Длины вытянутых оптических волокон в полимерном составляли от нескольких десятков до сотен метров при внешнем диаметре около 125 мкм и диаметре сердцевин от 5 до 20 мкм. Для исследования лазерных свойств вытягивались световоды с некруглой оболочкой в двойном отражающем полимерном покрытии (Рис.2, а). Серьезной проблемой при изготовлении являлся подбор материала оболочки световода и режимов его вытягивания под каждый конкретный тип активной сердцевинки, чтобы избежать диффузии кремния в кальций-алюминатную матрицу и сопутствующего тушения люминесценции.

Исследование оптического поглощения в полученных световодах проводилось по стандартной методике «cut-back» с использованием оптического спектроанализатора Ando AQ6317b и широкополосного источника Ocean optics DH-2000 UV-VIS-NIR. Люминесценция исследовалась с применением ряда полупроводниковых источников с различными длинами волн и спектроанализаторов Ando AQ6317b и Ocean optics SD2000.

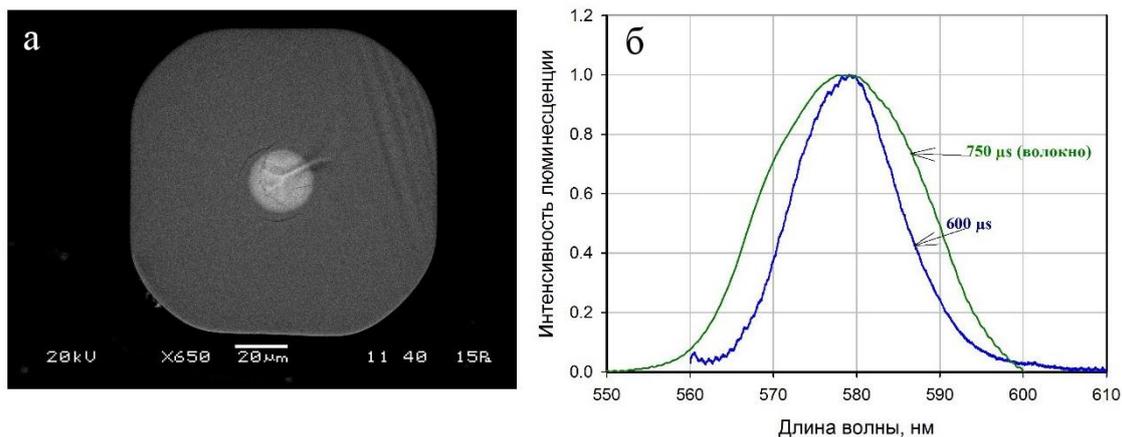


Рис. 2. Электронная фотография торца волоконного световода с сердцевиной из активированного кальций-алюмосиликатного стекла (а); спектры люминесценции ионов диспрозия в исходном стекле и волоконном световоде (б)

Отдельно следует выделить активацию кальций-алюминатных стекол диспрозием и возможности создания волоконных лазеров видимого диапазона. На Рис.2, б приведены спектры люминесценции диспрозия в исходном стекле и в соответствующем волоконном световоде. Стоит отметить, что в случае легирования диспрозием, в отличие от лазеров ИК-диапазона, внедрение оксида кремния в кальций-алюминатную сердцевину композитного оптического волокна не оказывает влияния как тушителя люминесценции.

Более подробно полученные результаты будут представлены в докладе.

Настоящие исследования проводились при финансовой поддержке РФФИ, проект № 17-02-00369.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. B.I. Denker, B.I. Galagan, S.E. Sverchkov // J. Non-Cryst. Solids. 2018. 496. P. 29
2. I.A. Bufetov et al. // Quantum Electronics. 2012. 42(9). P. 770

## Поверхностные плазмон-поляритоны на границе полупроводника и параэлектрика

Д.А. Евсеев, А.С. Абрамов, Д.И. Семенов  
 Ульяновский государственный университет  
[comrade-dmitriy@mail.ru](mailto:comrade-dmitriy@mail.ru)

В работе исследуются особенности распространения поверхностных плазмон-поляритонов (ПП) вдоль плоской границы раздела диэлектрика с высокой диэлектрической проницаемостью (ДП) ( $\varepsilon \approx 10^3$ ) и полупроводника. В качестве первого материала предполагается использовать параэлектрик титанат стронция ( $\text{SrTiO}_3$ ), для которого зависимость его ДП от частоты и электрического поля для температур, отвечающих кубической фазе ( $T > 105 \text{ К}$ ), определяется выражением [1,2]:

$$\varepsilon_p(\omega, E) = \frac{\varepsilon_{p0}\omega_T^2}{(1+b^2)\omega_T^2 - \omega^2 + i\nu_p\omega}, \quad (1)$$

где  $\omega_T$  - частота поперечной мягкой моды,  $b = E/E_0$ ,  $E$  - внешнее статическое поле,  $E_0$  - пороговое поле, определяющее нелинейность материала,  $\varepsilon_{p0}$  - статическая проницаемость (при  $E=0$ ),  $\nu_p$  - параметр затухания. Выражение (1) справедливо в области частот, меньших  $\omega_T$ . Далее мы используем следующие значения расчетных параметров:  $T = 110 \text{ К}$ ,  $\varepsilon_{p0} \simeq 1100$ ,  $\omega_T \simeq 7.8 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $E_0 \simeq 14 \text{ кВ/см}$ ,  $\nu_p \simeq 10^{10} \text{ с}^{-1}$ .

Для полупроводника ДП описывается моделью Друде и имеет вид

$$\varepsilon_s = \varepsilon_l \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_s)} \right), \quad (2)$$

где  $\varepsilon_l$  - решеточная часть ДП,  $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m^*}$  - плазменная частота, а  $\nu_s$  - релаксационный параметр. При выборе конкретного полупроводника необходимо учитывать основное условие существования поверхностного плазмона - отрицательность действительной части ДП ( $\varepsilon'_s < 0$ ) в рассматриваемой области частот. Эта область определяется значением плазменной частоты, т.е.  $\omega < \omega_p$ .

Закон дисперсии для исследуемого поверхностного ПП имеет вид:

$$\beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_p \varepsilon_s (\varepsilon_p + \varepsilon_s)^{-1}}, \quad (3)$$

где  $k_0 = \omega/c$ ,  $c$  - скорость света в вакууме. Важными характеристиками поверхностной волны являются также поперечные компоненты волнового вектора:

$$q_{p,s} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{p,s}}, \quad (4)$$

которые определяют глубину ее залегания в каждой из граничащих сред.

На рис. 1 представлены частотные зависимости ДП арсенида галлия ( $\text{GaAs}$ ) с параметрами  $\varepsilon_l = 10.9$ ,  $m^* = 0.068m_e$ ,  $\nu_s = 0.01\omega_p$  и титаната стронция, полученные для плазменной частоты  $\omega_p = (1, 5, 7.8) \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  (что соответствует концентрации носителей  $n = (2.1, 53.4, 130) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) и  $E/E_0 = 0.1, 0.35, 0.5$  (кривые 1-3). Величина  $\varepsilon'_s$  на

плазменной частоте меняет знак и становится отрицательной на частотах, ниже  $\omega_p$ . Величина  $\varepsilon'_p$  с увеличением внешнего электрического поля нелинейно падает.

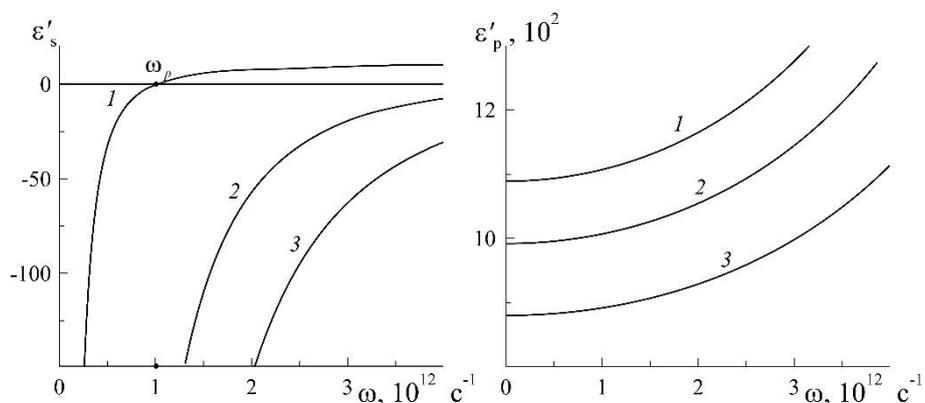


Рис. 1. Частотные зависимости ДП полупроводника (слева) и параэлектрика (справа).

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительных частей константы распространения и поперечных компонент волнового вектора в граничащих средах ( $q'_s$  - сплошные,  $q'_p$  - пунктирные кривые), нормированных на параметр  $k_T = k_B T / \hbar \simeq 481.9 \text{ см}^{-1}$ . Видно, что: с ростом плазменной частоты значительно смещается резонансная частота поверхностного ПП, а изменение поля  $E$  позволяет дополнительно корректировать положение резонанса; глубина залегания ПП  $\delta_{s,p} = 1/q'_{s,p}$

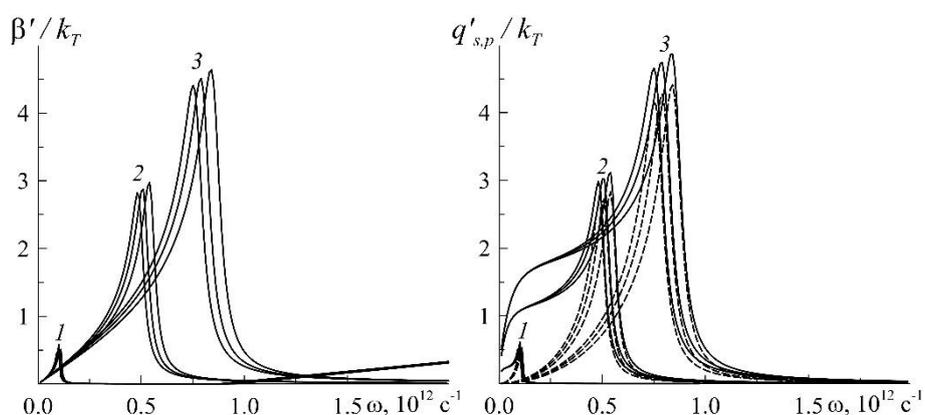


Рис. 2. Дисперсионные зависимости.

в параэлектрике выше, чем в полупроводнике; вблизи плазменной частоты ПП существенно замедляется, более того - на частотах выше плазменной групповая скорость волны становится отрицательной (однако, в данной области частот потери энергии волны резко возрастают).

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 17-72-10135), РФФИ (проект № 18-42-730005), Министерства науки и образования РФ (Госзадание № 3.6825.2017/ БЧ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вендик О.Г. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. М.: Советское радио, 1979.
2. Grimalsky V., Koshevaya S., Escobedo-Alatorre J. et al. Journal of Electromagnetic Analysis and Applications **8**, 226 (2016).

## **Высокочастотный радиотонный АЦП с многоканальным измерением сигнала в спектральных интервалах**

В.В. Кулагин<sup>1,2,3</sup>, В.В. Валуев<sup>3,4</sup>, С.М. Конторов<sup>5</sup>, Д.А. Прохоров<sup>3</sup>, В.А. Черепенин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга МГУ им. М. В. Ломоносова

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

<sup>4</sup>ЗАО НТЦ «Модуль»

<sup>5</sup>Сколковский институт науки и технологий

[victorvkulagin@yandex.ru](mailto:victorvkulagin@yandex.ru)

Радиофотоника интенсивно развивается в последние годы, предлагая все новые и новые методы генерации, приема и обработки СВЧ сигналов [1]. Очевидными преимуществами радиотонных устройств являются чрезвычайно широкая полоса, которая может составлять 100 гигагерц и более, возможность программного управления режимами работы, гибкость формирования новых устройств, выполняющих определенные функции, защищенность от электромагнитных помех, малый вес и размеры и др.. Одним из перспективных типов устройств, разрабатываемых в настоящее время на радиотонной базе, являются высокочастотные радиотонные аналого-цифровые преобразователи (АЦП). В таких АЦП каждый соседний временной отсчет обычно обрабатывается своим каналом [2], причем полный выходной сигнал должен быть получен в результате совместной обработки всех отсчетов, что требует параллельной обработки информации. В то же время для СВЧ сигнала с ограниченной шириной полосы такой метод оцифровки является избыточным, т.к. часть полученных после обработки данных не будет содержать полезной информации и будет отброшена, причем эта часть растет с увеличением отношения несущей частоты к ширине полосы сигнала.

Более эффективным в этом случае может быть подход, основанный на радиотонном многоканальном преобразовании сигнала на промежуточную частоту с его последующим измерением. Мотивация этого подхода такова: перейти от обработки каждого временного отсчета своим каналом к обработке каждого спектрального интервала своим каналом. Здесь входной СВЧ сигнал с помощью радиотонных элементов разбивается на несколько спектральных интервалов (каналов), содержащих полезную информацию. Далее в каждом канале применяется радиотонное преобразование сигнала на промежуточную частоту [3,4] и его предварительная обработка, и затем сигнал оцифровывается относительно «медленным» электронным АЦП. Во многих случаях выходные сигналы этих АЦП уже могут быть достаточны для получения необходимой информации, и совместная обработка выходных сигналов всех каналов не потребуется. Если же необходимо получить на выходе полный спектр широкополосного микроволнового входного сигнала, то в этом случае Фурье-спектры сигналов с выходов всех каналов могут быть объединены в цифровом виде в устройстве обработки. В предельном случае, когда ширина полосы частот огибающей не превышает 1-2 ГГц (такие сигналы могут быть оцифрованы коммерческими АЦП в настоящее время), может использоваться всего один канал преобразования. В некотором смысле предлагаемый подход соответствует традиционным методам обработки широкополосных СВЧ сигналов с помощью электронных устройств, когда для принимаемого сигнала осуществляется многоканальное преобразование частоты вниз. Однако электроника не может обеспечить гибкости и универсальности, доступных устройствам, построенным по радиотонным технологиям.

Радиотонные АЦП с многоканальным измерением входного сигнала в отдельных спектральных интервалах могут быть построены с использованием

различных схемных решений. В одном из вариантов построения схемы АЦП может использоваться высокостабильный непрерывный лазер (рис. 1). Входной сигнал СВЧ используется для амплитудной модуляции несущей лазера с помощью модулятора MZM(1). Далее, промодулированный оптический сигнал проходит через гребенку полосовых оптических фильтров OFS, и на выходе каждого фильтра формируются оптические сигналы, содержащие определенную часть спектра входного сигнала СВЧ. Чтобы извлечь эти сигналы, необходимо выполнить радиофотонное преобразование частоты вниз [4]. Для формирования опорных оптических сигналов с частотами  $\omega_{opt} + \omega_{LO_i}$  для гетеродинирования может быть использован ряд амплитудных электрооптических модуляторов, на вход которых поступают соответствующие опорные СВЧ-сигналы (электрооптические модуляторы MZM(2)...MZM(N+1) на рис. 1). Гребенка полосовых оптических фильтров OFR(1)...OFR(N) обеспечивает выбор опорных частот  $\omega_{opt} + \omega_{LO_i}$ , которые используются затем в качестве локальных осцилляторов (для каждого канала, т. е. для каждой части спектра входного сигнала СВЧ, используется своя мода для гетеродинирования). В результате в каждом канале могут применяться медленные фотоприемник и электронное АЦП (их полоса пропускания определяется полосой оптических фильтров). Эта схема может быть наиболее эффективной для умеренного числа спектральных интервалов, например, для 5-10, которые могут охватывать полосу частот шириной 10-20 ГГц при использовании современных электронных АЦП. Для более широких полос спектра сигнала в качестве источника света можно применить лазер с синхронизацией мод, что позволит использовать общее число мод на уровне нескольких сотен.

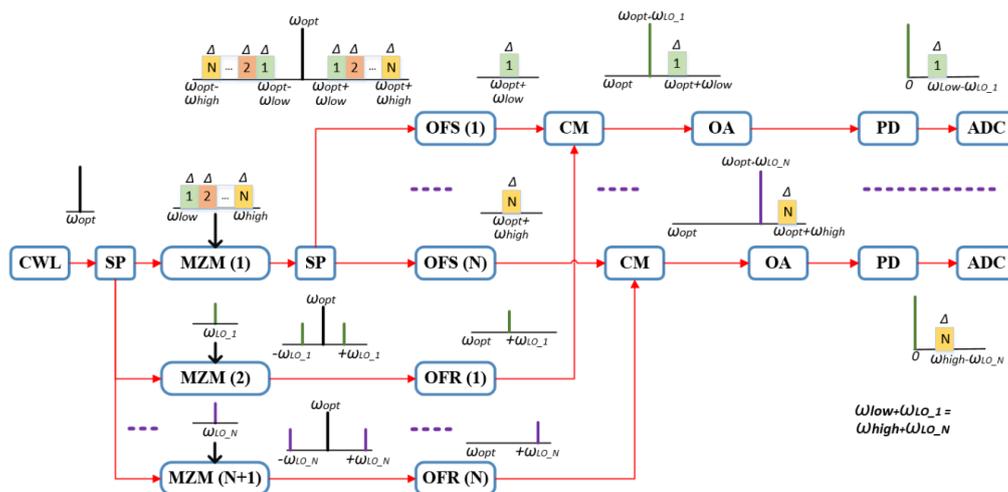


Рис. 1. Блок-схема фотонного АЦП на основе непрерывного лазера и модуляторов, формирующих опорные сигналы: CWL - высокостабильный непрерывный лазер, SP - делители, OFS - оптические сигнальные фильтры, OFR - оптические опорные фильтры, MZM - амплитудные модуляторы Маха - Цандера, CM - сумматоры, OA - оптические усилители, PD - фотоприемники, ADC - электронные АЦП,  $\omega_{low}$  и  $\omega_{high}$  – нижняя и верхняя частоты в спектре широкополосного сигнала,  $\omega_{opt}$  – несущая лазера,  $\omega_{LO_i}$  – СВЧ колебания для формирования опорных оптических частот,  $\Delta$  – часть полосы широкополосного сигнала, соответствующая одному спектральному интервалу.

Для исследования характеристик предлагаемого подхода были проведены численные моделирования преобразования сигнала и измерения на экспериментальном макете АЦП, содержащем два канала. На вход подавался СВЧ-сигнал с линейной модуляцией частоты со спектром от 14 до 18 ГГц (рис. 2(а,б)). Применялась схема с непрерывным лазером, две опорные оптические линии для гетеродинирования с частотами, смещенными на 13 и 15 ГГц относительно оптической несущей, формировались в двух каналах с помощью амплитудных модуляторов и оптических

фильтров. Сигналы на выходах обоих каналов после преобразования имели промежуточную частоту 2 ГГц и ширину полосы также 2 ГГц. Проведенные численные моделирования продемонстрировали восстановление входного сигнала с минимальной ошибкой (рис. 2(в,г)), соответствующей 8-10 эффективным битам в оцифрованном сигнале. Экспериментальные исследования на макете подтвердили возможность деления входного СВЧ сигнала на спектральные интервалы с последующим преобразованием на промежуточную частоту. Ошибка восстановления, связанная с различием характеристик каналов, может быть уменьшена за счет калибровки.

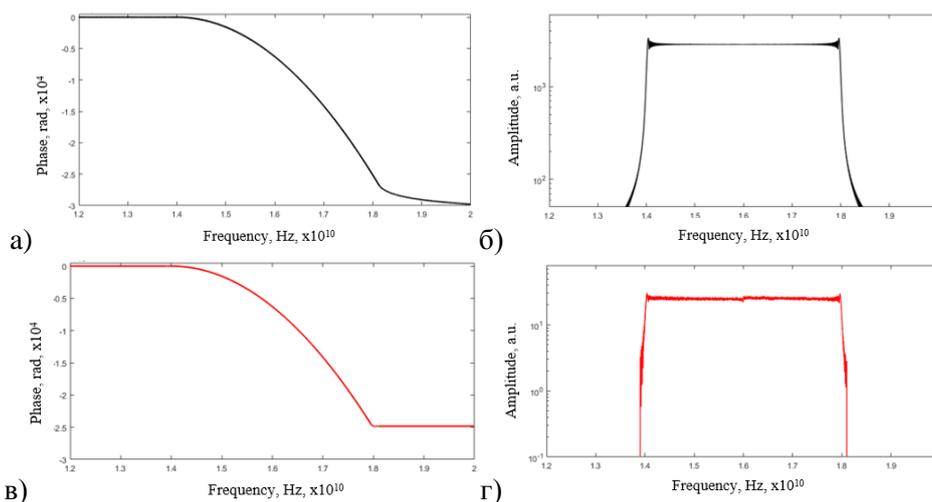


Рис. 2. Спектры (фазы (а), (в) и амплитуды (б), (г)) входящего широкополосного микроволнового сигнала (а), (б) и математически восстановленного сигнала (в), (г) после обработки фотонным АЦП в численном моделировании.

Таким образом, в работе исследована новая архитектура высокочастотных радиофотонных АЦП с многоканальным измерением сигнала в спектральных интервалах. Эти АЦП могут эффективно применяться при оцифровке входных сигналов с ограниченной шириной полосы. С помощью численного моделирования показано, что при использовании современных оптических элементов в оцифрованном сигнале может быть получено 8-10 эффективных бит независимо от средней частоты спектра сигнала. В целом предлагаемые радиофотонные АЦП со спектрально-интервальным оцениванием оказываются для входных сигналов с ограниченной шириной полосы более эффективными, чем фотонные АЦП с обработкой последовательности временных отсчетов разными каналами.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 17-07-01411а. Авторы благодарны Чермошенцеву Д. А. и Чураеву М. В. за проведение численного моделирования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Capmany, D. Novak // Nature Photonics. 2007. V. 1. No. 6. P. 319.
2. G.C. Valley // Optics Express. 2007. V. 15. No. 3. P. 1955.
3. R.W. Ridgway, C.L. Dohrman, J.A. Conway // J. Lightwave Technol. 2014. V. 32. No. 10. P. 3428.
4. В. В. Валуев и др. // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63. № 9. С. 1020.

## Легированные висмутом волоконные световоды на основе мезопористых стекол

Е.А. Пластинин<sup>1,2</sup>, В.В. Вельмискин<sup>2</sup>, Л.Д. Исхакова<sup>2</sup>, В.М. Машинский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

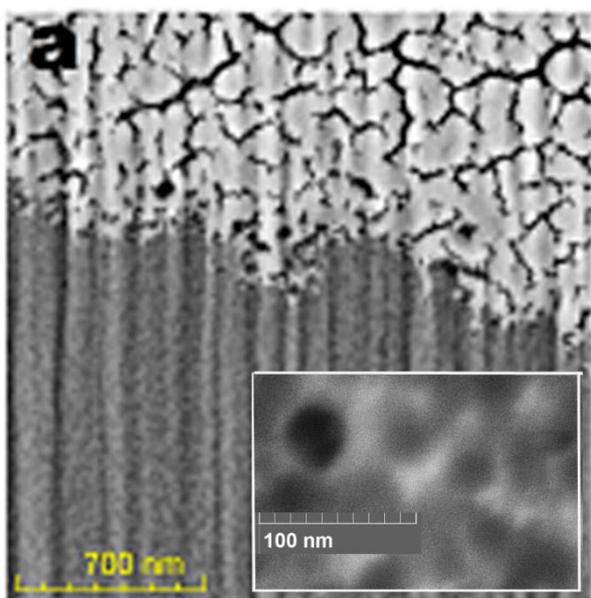
<sup>2</sup>Научный центр волоконной оптики РАН

[plastinin.evgeny@gmail.com](mailto:plastinin.evgeny@gmail.com)

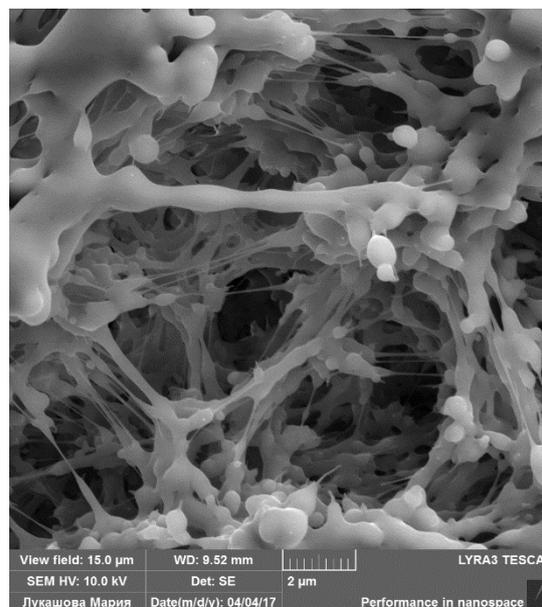
Висмутовые волоконные световоды обладают широкой полосой люминесценции в диапазоне 1.1-1.6 мкм, который может быть интересен для систем связи, медицины и астрофизики. Основной технологией получения таких световодов является осаждение из газовой фазы (MCVD, modified chemical vapor deposition). Несмотря на распространённость данной технологии, у неё существует ряд проблем, требующих решения: рост оптических потерь при увеличении концентрации висмута более 0.01 ат.% и слабая повторяемость результатов. [1]

Эти проблемы можно решить, изменив технологию получения таких световодов. Одной из альтернатив является метод пропитывания мезопористых кварцевых стёкол висмутом с дальнейшим получением висмутовых световодов. Для него используют пористые стёкла (ПС), полученные методом двухфазного разделения щёлочно-боросиликатного стекла с последующим вытравливанием одной из фаз. [2]

Целью нашей работы было изучение возможности использования мезопористых стёкол для пропитки висмутом, подбор параметров легирования и изготовление висмутового световода из такого стекла. Для этого мы использовали образцы пористых стёкол, предоставленные National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan (China). Были проведены исследования состава и структуры ПС. Структура ПС была сравнена со структурой пористых MCVD-слоёв. Распределение пор в ПС более гомогенно, чем в MCVD-слоях, а средний размер пор на 2-3 порядка меньше. [3]



а) Нанопористое стекло



б) Пористый MCVD-слой

Рис.1 Изображения, полученные на сканирующем электронном микроскопе

Образцы пористого стекла были использованы для легирования висмутом. Для этого штабики длиной ~2 см и диаметром ~3 мм пропитывали нитратом висмута. Затем при температуре 500°C в печи происходило разложение нитрата. Далее при температуре 1000°C производили спекание образцов с закрытием пор. Так были получены серии объёмных образцов с различной концентрацией висмута от 0.01 до 1.0 ат.%. В отличие от образцов, полученных по MCVD технологии, даже при высокой концентрации висмута отсутствовало окрашивание стекла.

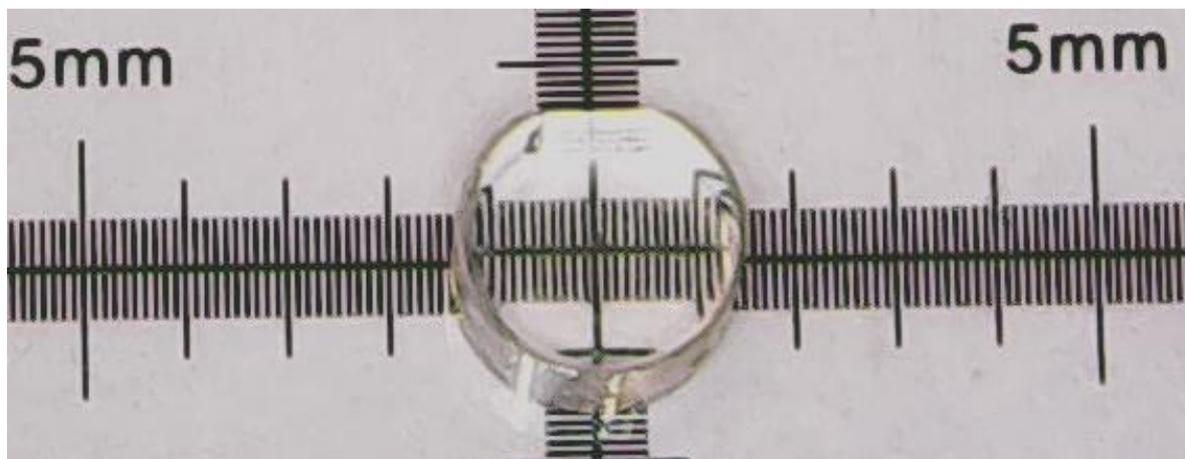


Рис.2 Микрофотография среза объёмного образца стекла, легированного висмутом. Концентрация висмута порядка 0.6 ат.%.

Проведённые спектроскопические измерения показали существование трёх основных источников люминесценции: активные висмутовые центры на кремнии, алюминии, а также ионы  $\text{Bi}^{2+}$ . На основе спектроскопических измерений была определена оптимальная концентрация висмута: 0.1-0.2 ат.%. Была проверена повторяемость процесса введения висмута.

На основе объёмных образцов с висмутом были изготовлены висмутовые волоконные световоды. Спектры оптических потерь соответствуют спектрам потерь световодов, полученных по технологии MCVD. Спектры потерь в ближнем инфракрасном диапазоне были получены для различных условий накачки, при этом концентрация висмута в световоде была близка к оптимальной. (Рис. 2) Были получены низкие потери в области 1150 нм. Анализ состава показал, что можно в будущем можно добиться генерации на таком световоде при избавлении от примесей переходных металлов в стекле и при понижении концентрации ОН-групп.

По результатам исследования можно утверждать, что нанопористые стёкла, полученные методом двухфазного разделения щёлочно-боросиликатного стекла, являются перспективным материалом для создания висмутовых световодов, потому что обладают аналогичными по отношению к MCVD-стёклам спектроскопическими свойствами, при этом доступная для введения концентрация висмута на порядок больше.

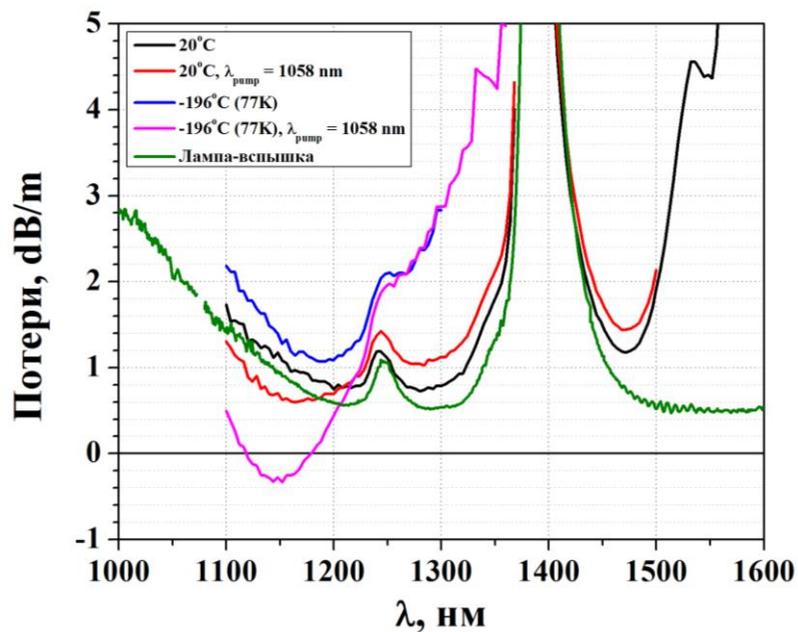


Рис.3 Спектр потерь в висмутовом волоконном световоде с концентрацией висмута 0.14 ат.%. Измерения проведены при различных условиях накачки: при комнатной температуре без и с накачкой иттербиевым лазером; при температуре кипения жидкого азота без и с накачкой иттербиевым лазером; при накачке лампой-вспышкой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Dvoyrin et al. // Optics letters. 2006. V. 31. No. 20. P. 2966-2968.
2. Zhou S. et al. // Journal of Materials Chemistry. 2009. V. 19. No. 26. P. 4603-4608.
3. L.D. Iskhakova et al. // Journal of Non-Crystalline Solids. 15 Jan 2019. V. 503-504. P. 28-35.

## **Применение электронагревательного элемента для получения растянутых оптических световодов для связи с оптическими микрорезонаторами с модами шепчущей галереи**

Р.В. Терентьев<sup>1,2</sup>, А.Е. Шитиков<sup>1,3</sup>, И.А. Биленко<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Российский квантовый центр, Сколково

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Химический факультет

<sup>3</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет

[terentyev\\_ruslan@mail.ru](mailto:terentyev_ruslan@mail.ru)

**В докладе представлена оригинальная методика получения растянутых оптических световодов; полученные растянутые оптические световоды успешно применяются для связи с оптическими микрорезонаторами. Нами были экспериментально получены одномодовые растянутые оптические волокна с пропусканием более 70% и толщиной до 1 мкм с использованием доступного электрического нагревательного элемента. Также, нами был изготовлен герметичный пылезащитный корпус для установки, в которой использовались растянутые оптические световоды; продемонстрирована хорошая долговременная стабильность параметров микрорезонатора и растянутого световода.**

Растянутые оптические световоды являются одними из наиболее удобных в использовании элементов связи с оптическими микрорезонаторами. Преимуществами растянутых световодов по сравнению с другими элементами связи (призмой, скошенным оптическим волокном) являются простота использования, компактность и надежность [1], поэтому создание методики получения таких световодов с высоким пропусканием и малой толщиной перетяжки является актуальной задачей. Не менее важной является задача сохранения параметров микрорезонатора и растянутого оптического волокна. С течением времени добротность микрорезонатора и уровень связи с микрорезонатором по средству растянутого оптического волокна уменьшается из-за оседания частиц пыли на их поверхности.

Ранее для получения температуры размягчения кварцевого стекла (около 1400°C) при растягивании оптического волокна нами использовалось пламя водородно-кислородной горелки [2]. Одним из недостатков использования водородно-кислородного пламени являются примеси, содержащиеся в газах, которые при попадании на расплавленное волокно снижают его пропускание. Электронагревательный элемент обладает рядом преимуществ по сравнению с водородно-кислородной горелкой — он более безопасен, и его температуру легко контролировать.

Общий вид экспериментальной установки для получения растянутых оптических световодов представлен на рисунке 1. В качестве электронагревательного элемента нами была использована свеча накаливания для дизельного двигателя NGK CZ261 с керамическим покрытием и рабочим напряжением 12 В. Для контроля температуры свечи и подбора оптимальных условий растяжения использовался бесконтактный датчик температуры на основе ИК-фотодиода ФД-256. В процессе растяжения производилась регулировка температуры свечи путем изменения подаваемого напряжения питания.

Подготовка образца для растяжения включала в себя припайку коннекторов к растягиваемому участку оптического волокна SMF28e и очистку растягиваемого участка

от пластиковой оболочки. Готовый образец закреплялся в держателях шаговых двигателей, после чего проводилась специальная процедура очистки участка от пыли и остатков пластиковой оболочки: растягиваемый участок несколько раз протирался салфеткой, смоченной сначала ацетоном, а затем метанолом. Соблюдение специальной процедуры предварительной очистки растягиваемого участка является ключевым этапом для получения высокого уровня пропускания растянутого световода [3]; также важна правильная юстировка держателей оптического волокна, которые должны быть максимально соосными [4]. Применение прецизионных шаговых двигателей значительно увеличивает повторяемость эксперимента растяжки, а методика качания нагревательного элемента увеличивает длину расплавляемого участка, что увеличивает длину перетяжки [5,6]. Для получения температуры размягчения оптического волокна свеча подводилась на расстояние 0,5 мм к волокну, а напряжение на свече устанавливалось равным 27-28 В. После прогрева свечи в течение 10-20 с, сначала включалось перемещение свечи вдоль растягиваемого участка, а затем запускались шаговые двигатели растяжения.

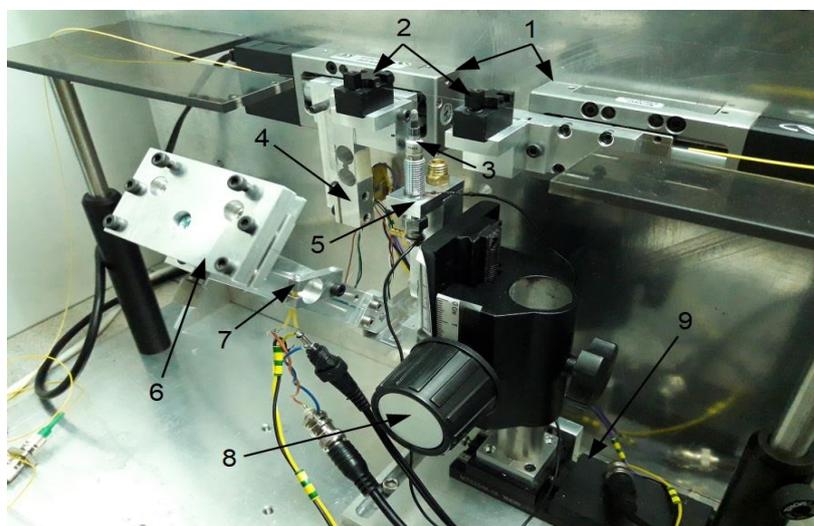


Рис. 1. Установка для получения растянутых оптических световодов. Условные обозначения: 1 – шаговые двигатели, 2 — зажимы для оптического волокна, 3 — свеча накаливания NGK CZ261, 4 — тензометрический датчик, используемый для контроля натяжения оптического волокна, 5 — откидной держатель, 6 — держатель оправок, 7 — фотодиод ФД-256, используемый для бесконтактного измерения температуры, 8 — винт регулировки высоты свечи, 9 — моторизованная подача, используемая для реализации перемещения свечи вдоль волокна.

В ходе экспериментов скорость растяжения составляла 0,2 мм/с, максимальная скорость перемещения свечи вдоль волокна – 2 мм/с, амплитуда перемещения – 1 мм. Двигатели управляются с помощью компьютерной программы. После затухания осцилляций пропускания, одновременно с выключением питания свечи, останавливались шаговые двигатели растяжения и перемещения горелки вдоль волокна. После этого в держатель, закрепленный на одной подаче со свечой, вставлялась оправка для вклеивания волокна, которая подводилась под растягиваемый участок. Растягиваемый участок волокна при необходимости (в случае заметной кривизны растянутого участка) дотягивался со скоростью 0,002 мм/с, и вклеивался в оправку при помощи UV-отверждаемого клея.

Процесс растяжения иллюстрирует осциллограмма, представленная на рисунке 2. На ней отчетливо видны основные этапы растяжения — предварительный разогрев

свечи, включение растяжения, начало плавления материала оптического волокна, характерные затухающие осцилляции пропускания во время непосредственно растяжения, момент отключения свечи. Дальнейшая оптимизация методики была направлена на улучшение конечного пропускания за счет увеличения длины области перехода между перетяжкой и нерастянутой частью волокна. Была увеличена амплитуда циклического перемещения электрического нагревателя в 2 раза — до 2 мм. При этом длина переходной области линейно увеличилась, а пропускание образцов достигло 80%. При увеличении амплитуды волокно медленнее прогревается, поэтому суммарное время растяжения увеличивается.

Также нами был создан герметичный корпус для экспериментальной установки (рис. 3). Корпус является полностью герметичным, что позволяет проводить эксперименты по связи микрорезонатора с растянутым оптическим волокном в вакууме, а также в среде инертных газов. Внутри корпуса размещаются микрорезонатор на прецизионной пьезоэлектрической подаче, и дистанционно управляемая актуаторами подача, на которой закреплена вилка с растянутым волокном. Имеется возможность температурной стабилизации микрорезонатора, для чего на держателе микрорезонатора установлен датчик температуры, а сам держатель установлен на элемент Пельтье. Данный корпус продемонстрировал хорошие пылезащитные свойства; в ходе экспериментов растянутое волокно и микрорезонатор устанавливались внутрь корпуса, после чего корпус герметизировался; на протяжении двух недель добротность микрорезонатора, а также глубина связи между микрорезонатором и растянутым оптическим волокном не изменялись.

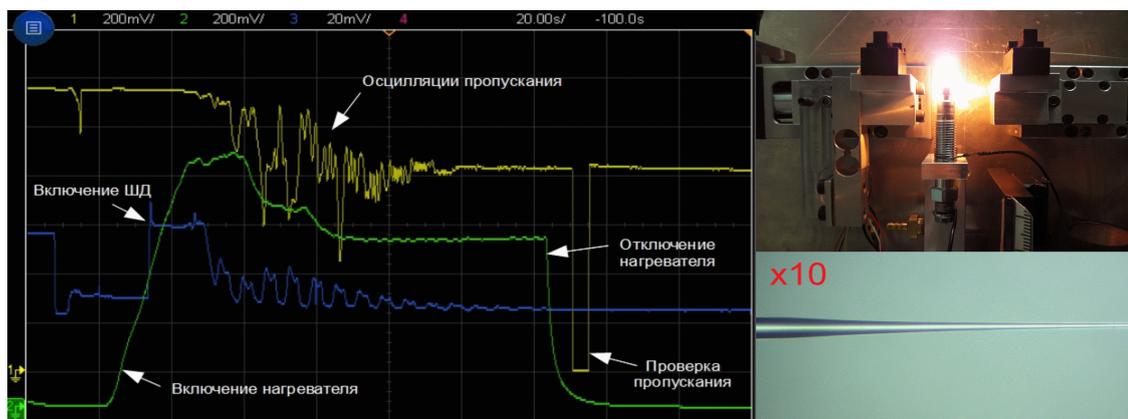


Рис. 2. Осциллограмма процесса растяжения оптического волокна (слева), фотография включенной свечи накаливания (справа сверху), микрофотография участка растянутого оптического волокна (справа внизу). На осциллограмме желтый канал – отражает осцилляции пропускания, измеряемые с помощью фотодетектора, синий канал – сигнал с тензометрического датчика, зеленый канал – сигнал с датчика температуры.

В ходе экспериментов были получены образцы с финальным пропусканием не менее 70%, толщиной перетяжки 5 мкм и длиной перетяжки (с переходными областями) 10-12 мм. Полученные образцы также продемонстрировали хорошие результаты при использовании их в качестве элементов связи с оптическими микрорезонаторами в реальных экспериментальных установках.

В результате нами были получены одномодовые растянутые волокна с толщиной перетяжки 1-5 мкм и длиной перетяжки 5 мм. Пропускание растянутых образцов волокна достигало 80%. С помощью полученных образцов была получена связь с микрорезонатором с МШГ; были достигнуты уровни связи 80-99% (в зависимости от

семейства мод) с микрорезонатором из фторида магния ( $MgF_2$ ) на длине волны 1550 нм. На высокодобротных модах были обнаружены оптические частотные гребенки, в том числе солитонные [7].

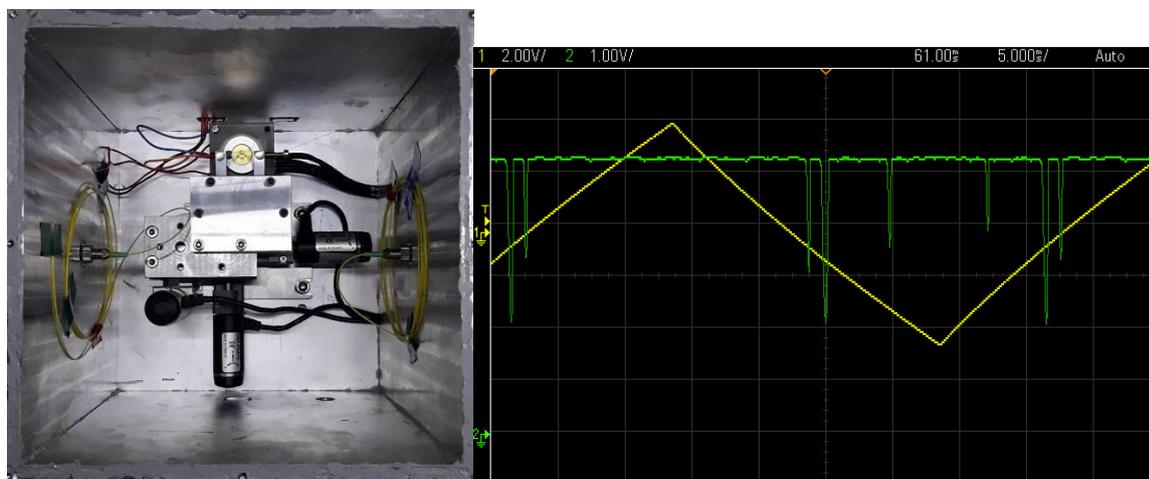


Рис. 3. Фотография экспериментальной установки с микрорезонатором и растянутым оптическим волокном в герметичном корпусе (слева); осциллограмма мод шепчущей галереи (зеленый канал) в микрорезонаторе из фторида магния (справа).

Таким образом, одномодовые растянутые волокна, полученные с помощью доступной свечи накаливания, обладают хорошими характеристиками пропускания и параметров перетяжки, и не уступают одномодовым растянутым волокнам, изготовленным другими описанными в литературе методами. В рамках экспериментальной работы была продемонстрирована применимость их в качестве элементов связи с оптическими микрорезонаторами, в том числе и для генерации оптических частотных гребенок. Разработанный герметичный корпус экспериментальной установки позволяет консервировать как добротность микрорезонатора, так и ключевые оптические характеристики растянутого волокна на более чем недельный срок.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №17-02-00522.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М.Л. Городецкий “Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью” М.: Физматлит, 2011.
2. Р.В. Терентьев и др., “Оптимизация методики изготовления растянутых световодов для связи с оптическими микрорезонаторами”, в трудах XVI Всероссийской школы-семинара "Волновые явления в неоднородных средах" имени профессора А.П. Сухорукова ("Волны-2018").
3. J.E. Hoffman et al., // AIP Advances 2014, V. 4, 067124.
4. F. Warken, “Ultra thin glass fibers as a tool for coupling light and matter”, Ph.D. thesis, Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität, 2007.
5. T. A. Birks, Y. W. Li, // Journal of Lightwave Technology, 1992, V. 10, № 4, 432.
6. F. Bilodeau et al., // Journal of Lightwave Technology, 1988, V. 6, № 10, 1476.
7. Herr T. et al., // Nature Photonics, 2014, V.8, № 2, 145.

## Влияние скачка потенциала в магнитном переходе при спиновой инжекции током на эффективность излучения электромагнитных волн.

Е.А. Вилков, С.Г. Чигарев

Филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 141190, Фрязино,  
Московской обл, Россия  
chig50@mail.ru

Инжекция спинов током в магнитном переходе, как показано в ряде работ, смотри например [1, 2], способна возбуждать электромагнитные колебания в дальнем и среднем ИК диапазонах, включая граничный диапазон между СВЧ и ИК, так называемый терагерцевый диапазон частот (1-30 ТГц). Эта способность вызывает повышенный интерес к подобному механизму, так как до сих пор остается открытым вопрос создания компактных, надежных и простых в работе, технологичных в изготовлении источников и приемников указанных диапазонов. К настоящему времени разработаны общие принципы работы таких устройств [1, 2, 3]. Создан и экспериментально исследован ряд опытных макетов излучателей [4, 5]. Но остается еще ряд принципиальных моментов, как теоретического, так и экспериментального плана, требующих своего развития. Один из интересных вопросов касается формирования квазиуровней Ферми в спин-поляризованном потоке свободных электронов, с образованием инверсной заселенности спин-энергетических подзон, приводящей, в конечном счете, к излучению квантов электромагнитной энергии.

Магнитный переход, обеспечивающий возбуждение электромагнитных колебаний образован, как минимум двумя ферромагнитными слоями с антипараллельной ориентацией намагниченности. Известно, что спин-поляризованный ток, пронизывающий такую структуру можно представить в виде двух потоков электронов, имеющих разную ориентацию спинов. Общую энергию, переносимую потоком, согласно [1] можно представить как

$$W = W_{\uparrow} + W_{\downarrow} = \frac{1}{2e} j(\zeta_{\uparrow} + \zeta_{\downarrow} + 2e\varphi) + \frac{1}{2\mu_B} J_{zx}(\zeta_{\uparrow} - \zeta_{\downarrow}) \cos \chi \quad (1)$$

где  $e$  - заряд электрона,  $j$  - полная плотность тока,  $J_{zx}$  - спиновый поток электронов,  $\zeta_{\uparrow\downarrow}$  - химические потенциалы,  $\varphi$  - электростатический потенциал,  $\mu_B$  - магнетон Бора,  $\chi$  - угол между намагниченностями контактирующих слоев,  $W_{\uparrow\downarrow}$  - парциальные потоки энергии электронов с разной ориентацией спинов ( $\uparrow$ ) - по направлению намагниченности и ( $\downarrow$ ) против. С учетом непрерывности потока энергии на интерфейсе слоев  $-0|+0$  из соотношения (1) согласно [1] получаем два условия

$$(\zeta_{1\uparrow} - \zeta_{1\downarrow})_{x=-0} = (\zeta_{2\uparrow} - \zeta_{2\downarrow})_{x=+0} \cos \chi \quad (2)$$

$$(\zeta_{1\uparrow} + \zeta_{1\downarrow})_{x=-0} - (\zeta_{2\uparrow} + \zeta_{2\downarrow})_{x=+0} = 2e[\varphi(+0) - \varphi(-0)] \quad (3)$$

Соотношение (2) описывает процессы, имеющие магнитную природу, соотношение (3) касается электростатическим процессам. В частности, из (3) следует возникновение разности потенциалов на контакте магнитных слоев. Для его преодоления источник питания обеспечивает падение напряжения на магнитном переходе  $V$ , определяемое для оптимального значение угла  $\chi = \pi$  соотношением

$$V - V_0 = jZ_1Z_2 \frac{(-Q_1 - Q_2)^2}{Z_1 + Z_2} = j \frac{Z_1Z_2}{Z_1 + Z_2} (Q_1 + Q_2)^2 \quad (4)$$

Здесь  $V_0 = \left(\frac{L_2}{\sigma_2} + \frac{L_1}{\sigma_1}\right) + \frac{1}{e}(\bar{\zeta}_1 - \bar{\zeta}_2)$  - напряжение в магнитном переходе при

сохранении спинового равновесия. Первое слагаемое это падение напряжения на активном сопротивлении слоев, второе слагаемое связано с контактной разностью потенциалов,  $\bar{\zeta}_2$  - хим. потенциал в условиях спинового равновесия,

$Z_{12} = \frac{\bar{l}_{12}}{\sigma_{12}}(1 - Q_{12}^2)^{-1}$  - спиновое сопротивление и  $Q_{12} = \frac{\sigma_{12}^{\uparrow} - \sigma_{12}^{\downarrow}}{\sigma_{12}^{\uparrow} + \sigma_{12}^{\downarrow}}$  - поляризация

проводимости конкретного слоя 1 или 2,  $\sigma_{12}^{\uparrow\downarrow} = \mu_{12}^{\uparrow\downarrow} \times n_{12}^{\uparrow\downarrow}$  - парциальная проводимость, определяемая подвижностью электронов  $\mu_{12}^{\uparrow\downarrow}$  с тем или иным спином в конкретном слое,  $n_{12}^{\uparrow\downarrow}$  - парциальная концентрация электронов в слое.

Из-за антипараллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев, при пересечении границы, для каждого из токовых каналов с разной ориентацией спинов появляются различные скачки потенциала. Так для потока со спинами вверх в первом слое потенциал увеличивается, для другого потока уменьшает. Различие скачков потенциала по потокам приводит к разделению электронов по энергиям, что и определяет формирование и расщепление квазиуровней Ферми ( $\epsilon_{F+}$ ,  $\epsilon_{F-}$ ) в спинэнергетических подзонах.

Величина расщепления квазиуровней Ферми определяет энергию кванта, излучаемого при спин-флип переходе электрона из одной подзоны в другую. В свою очередь квант энергии определяет как частоту излучения, так и ее мощность. Учитывая это оценку величины расщепления квазиуровней Ферми можно провести сравнением регистрируемого излучения из различных магнитных переходов, то есть, в конечном счете, по сравнению эффективности работы различных излучателей (его КПД и пусковой ток). В работе представлены результаты исследования влияния интерфейса магнитного перехода на формирование разности потенциалов через определение эффективности излучения электромагнитных волн разных излучателей. С этой целью исследовались два магнитных перехода: переход с непосредственным контактом двух ферромагнитных слоев Ni-Fe и магнитный переход с разделительным слоем из непроводящего материала Ni-NiO-Fe, обеспечивавшего туннельный переход. Учитывая то, что разделительный слой может влиять на эффективность двояко: непосредственно через формирование скачка потенциал, а так же благодаря устранению обменного взаимодействия между ФМ слоями, в качестве разделительного слоя был взят антиферромагнитный полупроводник NiO. Из-за эффекта скашивания подрешеток под действием спинполяризованного тока в антиферромагнетике [6], используемый нами NiO не устраняет полностью обменное взаимодействие между слоями, поэтому основной эффект увеличения эффективности при его использовании следует отнести на влияние скачка потенциалов.

Кроме того, согласно проведенным оценкам, потенциальный барьер для минорных электронов (электронов с антипараллельно ориентированными спинами относительно намагниченности слоя), связанный с обменным *sd*-взаимодействием на границе раздела Ni – Fe порядка 0,1 эВ. Так же известно, что при толщине слоя NiO в несколько нанометров высота потенциального барьера составляет величину около 0,2 эВ. Таким образом, используемый нами спейсер в исследуемом магнитном переходе обеспечивает

необходимую разность потенциалов между ферромагнитными слоями для туннелирования неравновесных спинов в рабочую зону.

Эксперименты проводились на установке позволявшей одновременно регистрировать мощность излучаемого сигнала и вольт-амперные характеристики режима работы излучателя. На рис.1 представлена одна из полученных зависимостей.

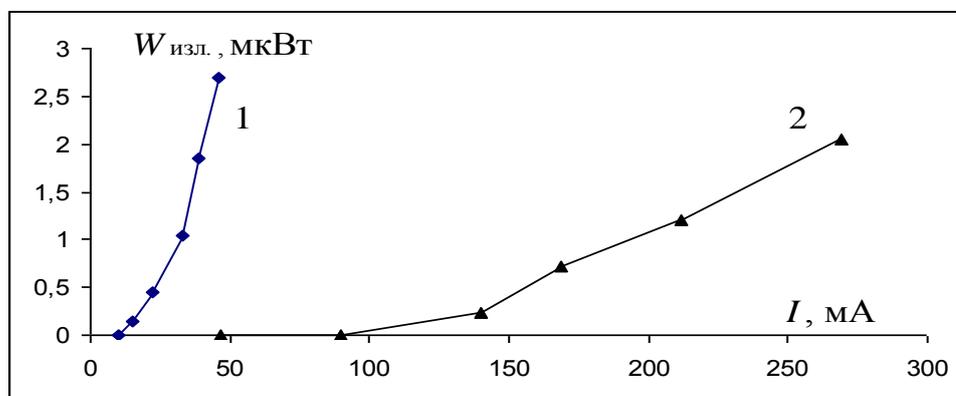


Рис.1. Зависимость мощности излучения  $W_{изл.}$  от тока  $I$ . Кривая 1 – мощность излучения при использовании туннельного магнитного перехода, кривая 2 – мощность излучения структуры стержень-пленка.

Результаты, представленные на рис.1, показывают, что спин-инжекционный излучатель с непроводящим спейсером имеет существенно большую эффективность работы по сравнению с эффективностью работы излучателя без спейсера. Так, пусковой ток в случае использования туннельного перехода более чем в 5 раз меньше, и для достижения тех же уровней мощности требуется существенно меньший ток (при тех же значениях напряжения).

Полученные результаты показывают влияние на эффективность работы спин-инжекционного излучателя разности потенциалов, возникающей в области контакта ферромагнитных слоев. Чем больше расщепление квазиуровней Ферми, тем выше эффективность работы излучателя. В целом полученные результаты могут служить подтверждением спин-инжекционного механизма наблюдаемого излучения.

Авторы благодарят В.И.Маликова и А.В.Черных за оказанную помощь в выполнении данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, С.Г. Чигарев // РЭ, т.60, №5, с.1, (2015)
2. А. М. Kadigrobov, R. I. Shekhter, I. Aronov, S. I. Kulinich, A. Pulkun and M. Jonson, Low Temp. Phys. **37**, 925 (2011).
3. Е. А. Вилков, Г. М. Михайлов, С. А. Никитов, А. Р. Сафин, М. В. Логунов, V.N. Korenivskii, С. Г. Чигарев, Л. А. Фомин. // ЖЭТФ, 2018, том 154, вып. 6 (12), стр. 1108–1120.
4. П. Е. Зильберман, И. В. Маликов, Г. М. Михайлов, С. Г. Чигарев, Э. М. Эпштейн. // Известия РАН Серия физическая, 2014, том 78, № 2, с. 197–199
5. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М. и др. Твердотельный источник электромагнитного излучения. Патент РФ № 2464683.
6. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, С.И. Касаткин, Г.М. Михайлов, С.Г. Чигарев. // РЭ. 2013, том 58, № 7, с. 704

## Исследование МШГ микрорезонаторов из различных типов кристаллического кремния

А.Е. Шитиков<sup>1,2</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>1</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>, А.С. Волошин<sup>1</sup>, И.А. Биленко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр, Сколково, Россия

<sup>2</sup>Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

[shartev@gmail.com](mailto:shartev@gmail.com)

Кремний – материал, широко применяющийся в современной микроэлектронике и фотонике. В настоящее время легко доступны образцы кристаллического кремния, обладающие низким уровнем оптических потерь, что позволяет рассматривать кремний в качестве перспективного материала для изготовления микрорезонаторов с модами шепчущей галереи (МШГ). Резонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ) позволяют получать сверхвысокие добротности, тем самым открывая уникальные возможности для исследования приповерхностных потерь в материалах при малых мощностях накачки. В работе исследуются МШГ резонаторы, изготовленные из различных видов кристаллического кремния, с различным омическим сопротивлением, типом проводимости, способом выращивания кристалла. Получены уникальные данные о приповерхностных потерях на длине волны 1.5 мкм. Эти результаты могут быть использованы для проекта LIGO.

С точки зрения свойств материала, кремний крайне перспективен для изготовления МШГ резонаторов с гигантскими добротностями. Достижимая добротность, определяемая омическим сопротивлением, превышает  $10^{11}$ . В недавней работе [1] была впервые продемонстрирована гигантская добротность ( $>10^9$ ) в МШГ резонаторах из кристаллического кремния.

Важно отметить, что кристаллический кремний рассматривается в качестве наиболее перспективного материала для создания тестовых масс гравитационных детекторов нового поколения. Существенный интерес представляет исследование потерь в кристаллах кремния, выращенных методом Чохральского, так как такая технология выращивания кристаллов позволяет изготовить образцы высокого оптического качества наибольших размеров. МШГ резонаторы крайне чувствительны как к потерям в материале, так и к потерям на поверхности, что позволяет рассматривать их в качестве идеальных тестовых образцов для определения приповерхностных потерь. Такие измерения будут востребованы для создания гравитационных детекторов нового поколения LIGO Voyager Project [2].

Мы изготовили несколько резонаторов из различных видов кристаллического кремния. Резонаторы вытачивались вручную с помощью абразивной ленты. Затем полировались алмазными суспензиями с разной зернистостью, от 10 мкм до 0.1 мкм. Процедура полировки аналогична полировке резонаторов с миллиардной добротностью из фторидов. В результате были изготовлены резонаторы диаметром 2.5 мм, толщиной около 1 мм и радиусом закругления  $1 \pm 0.5$  мм. Благодаря полировке алмазными суспензиями, удалось получить высокое качество поверхности и избавиться от потерь на поверхностных неоднородностях. Однако при экспериментальном измерении добротности изготовленных вышеописанным способом резонаторов добротность едва превышала  $10^7$ , что значительно ниже предела, определяемого качеством поверхности и потерями в материале. Наиболее вероятное объяснение – слой карбида кремния, непрозрачного на длине волны 1.5 мкм, образующийся при полировке кремния алмазом. Образование карбидного слоя наблюдалось ранее в работе [3] вместе с деградацией алмазных резов. Для решения этой проблемы мы модифицировали способ полировки и

добавили финишную полировку с помощью суспензии «Охара» из диоксида кремния зернистостью с 0-0.07 мкм. После этого измерения показали, что добротность резонаторов увеличилась на два порядка. Применяемая на последней стадии диоксидная суспензия удаляет образовавшийся непрозрачный слой и тем самым радикально снижает потери на поверхности до уровня, определяемого остаточной шероховатостью и потерями в материале.

Для связи с микрорезонатором использовался полусферический элемент связи, предложенный в работе [1]. В качестве лазера накачки использовался лазер с длиной волны 1.5 мкм с возможностью сканирования длины волны тепловой перестройкой в диапазоне, соответствующем нескольким областям свободной дисперсии МШГ резонатора, а также быстрой (до 1кГц) перестройкой частоты для отрисовки моды и реализации метода звона [1]. Для настройки на моды и определения уровня связи использовался детектор с большой чувствительной областью. Для измерения добротности методом звона использовался детектор с постоянной времени 5 нс и малой чувствительной областью. С помощью полусферического элемента связи удалось получить связь с МШГ резонатором свыше 30% [см. Рис 1]. Стоит отметить, что из-за большого контраста показателей преломления между кремнием и воздухом, отражение по мощности на границах элемента связи превышает 50%. На рисунке 1 красными кругами выделены выбросы пропускания, вызванные двухфотонным поглощением [4]. Высокодобротные моды I-IV прорисованы для различного уровня связи, от 5% до 35%, и видно, что даже для минимального уровня связи форма моды далека от лоренцевой. При этом мощность, входящая в резонатор, может быть оценена как 100 мкВт для I и 2.5 мВт для IV. Добротность представленной на рисунке моды была впоследствии измерена методом звона, и измерения показали, что она превышает  $10^9$ .

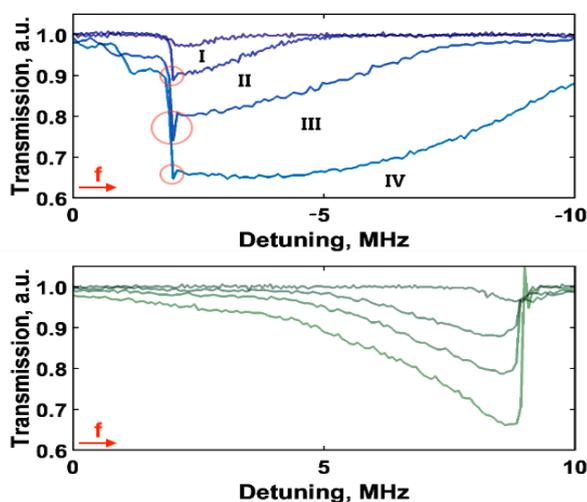


Рис. 1. Мода кремниевого резонатора с разным уровнем нагружения, случаи уменьшения и увеличения частоты. На верхнем рисунке обведены красным треугольные провалы, являющиеся следствием двухфотонного поглощения. На нижнем рисунке можно заметить выброс пропускания связанный со звоном.

В работе исследовались образцы кремния различного омического сопротивления и типа проводимости N и P типа [см. таблицу 1, пункты 1-6]. Также рассматривались образцы кристаллического кремния, выращенного методом Чохральского [таблица 1, пункты 7, 8]. Результаты сравнивались с широко применяемым для изготовления микрорезонаторов материалом  $MgF_2$  [таблица 1, пункт 9]. Эксперимент для каждого из образцов подразумевался двухэтапным: на первом этапе оптимизировался уровень связи и оценивалась добротность для ненагруженной моды по ширине пика на полувысоте

(при условии, что мода не искажена нелинейными эффектами). Затем применялся метод звона, в рамках которого напрямую измерялось время затухания звона собственных колебаний резонатора  $\tau$  и по формуле  $Q = \pi c \tau / \lambda$  вычислялась добротность. Важно пояснить, что измерение добротности первым способом возможно до значений  $3-5 \times 10^8$ , в силу того что при таких добротностях еще можно пренебречь шумами лазера и нелинейными эффектами, в то время как метод звона позволяет достоверно определить добротность от величин  $2-3 \times 10^8$ , при меньших добротностях время звона становится крайне невелико. После того, как была определена добротность микрорезонатора, считая, что она определяется только приповерхностными потерями, коэффициент потерь рассчитывался по формуле  $\alpha = 2\pi n_r / (Q\lambda)$ . Стоит отметить, что для кремния, выращенного методом Чохральского (1), в отличие от остальных материалов, наблюдался разброс достижимых добротностей от образца к образцу до 10 раз, что может свидетельствовать о неоднородностях в исходной буле, связанных с технологией изготовления.

№	Тип	R, кОм см	Q exp	Потери $\alpha$ эксперимент, ppm/cm
1	N	8	$2,2 \times 10^9$	64
2	P	37	$1,6 \times 10^9$	89
3	N	2,2	$0,6 \times 10^9$	236
4	N	0,1	$2 \times 10^7$	7090
5	P	0,1	$4 \times 10^7$	3550
6	P	0,09	$2 \times 10^6$	70900
7	MCZ (1)	4,4	$0.8 - 6 \times 10^7$	2370
8	MCZ (2)	6	$1,3 \times 10^8$	1090
9	MgF2	-	$2 \times 10^9$	71

Таблица 1. Сводная таблица экспериментальных измерений потерь в различных видах кристаллического кремния. Добротности для образцов 1, 2, 3, 9 измерялись методом звона, добротности в образцах 4 – 8 измерялись по ширине моды на полувысоте лоренцового пика для ненагруженной связи.

В результате проведенных исследований была подтверждена возможность достижения низких приповерхностных потерь в кристаллическом кремнии. Представлены результаты измерений для различных типов кремния, отличающихся омическим сопротивлением, типом проводимости, методом выращивания кристаллов. Проведено сравнение с МШГ резонаторами, изготовленными по той же технологии, из широко применяемого для создания МШГ микрорезонаторов фторида магния. Эти результаты могут быть применены при создании тестовых масс будущих гравитационных детекторов (LIGO Voyager Project). Исследования потерь с помощью МШГ микрорезонаторов, включая измерения при низких температурах, будут крайне полезны и востребованы в будущем.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 17-12-01095).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Shitikov et al. // Optica 2018. V. 5. No 12. P. 1525.
2. B. Shapiro et al. // Cryogenics 2017. No 81. P.83.
3. S. Goel et al. // Intern. Journ. Machine Tools and Manufacture 2015. No 88. P. 131.
4. T.J. Johnson, M. Borselli, and O. Painter // Optics Express 2006. No 14. P. 817.

## Кремниевые микрорезонаторы МШГ с гигантской добротностью

А.Е. Шитиков<sup>1,2</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>1</sup>, В.Е. Лобанов<sup>1</sup>, А.С. Волошин<sup>1</sup>, И.А. Биленко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр, Сколково, Россия

<sup>2</sup>Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

[shartev@gmail.com](mailto:shartev@gmail.com)

Микрорезонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ) позволяют получать сверхвысокие добротности, тем самым открывая уникальные возможности для исследования и использования оптических нелинейных эффектов при малых мощностях накачки. Кремний – материал, широко применяющийся в современной микроэлектронике и фотонике – представляется перспективным для создания микрорезонаторов с МШГ. Однако относительно малые достигнутые на сегодняшний день добротности кремниевых резонаторов ограничивали применимость этого материала. В нашей работе мы демонстрируем экспериментальные измерения рекордной добротности  $1.2 \times 10^9$  в МШГ резонаторах из кристаллического кремния на длине волны 1.55 мкм, полученные благодаря революционного метода полировки [1].

В последние годы МШГ резонаторы показали себя эффективной платформой для создания высокотехнологичных устройств для прецизионных задач в спектроскопии, радиофотонике, телекоммуникациях и др. Основными материалами для изготовления МШГ резонаторов являются плавленый кварц, фториды  $MgF_2$ ,  $CaF_2$ ,  $BaF_2$  и другие материалы. Благодаря доступности образцов высокого оптического качества, в резонаторах из вышеназванных материалов удается достигать величины добротности свыше  $10^9$ .

Кремний – кристаллический материал, широко применяемый в радиотехнике и микроэлектронике – также обладает низким уровнем оптических потерь и прозрачен в диапазоне от 1.2 до 10 мкм. МШГ резонаторы из кристаллического кремния изготавливаются, в основном, интегральными методами, и наибольшая добротность, продемонстрированная до недавнего времени, не превышала  $10^7$  [2], что намного ниже предела, определяемого оптическими потерями. В работе [3] для добротности  $10^6$  в интегральном резонаторе была продемонстрирована оптическая частотная гребенка.

С точки зрения свойств материала, кремний крайне перспективен для изготовления МШГ резонаторов с гигантскими добротностями. Достижимая добротность, определяемая омическим сопротивлением, превышает  $10^{11}$ . При этом кристаллический кремний обладает уникально большим коэффициентом кубичной нелинейности  $n_2 = 4.5 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$ , что может позволить существенно уменьшить порог наблюдения нелинейных эффектов. При этом коэффициент кубичной нелинейности в широко применяемом для генерации частотных гребенок в МШГ микрорезонаторах кристалле  $MgF_2$  в 400 раз меньше нежели в кремнии. Ко всему прочему, в работе [4] было показано, что во флюоритах наблюдается деградация добротности из-за мультифононного поглощения в среднем ИК диапазоне на длинах волн свыше 3 мкм, в то время как для кремния этого ограничения нет. Таким образом, МШГ резонаторы из кристаллического кремния могут стать основой для создания уникальных устройств в среднем ИК диапазоне, таких как узкополосный лазер, генератор оптической частотной гребенки, а также генератор радиочастоты с высокой эффективностью конверсии энергии, генератор терагерцового излучения и другие.

Стоит отметить, что когерентные частотные гребенки в МШГ резонаторах в основном генерируются в виде диссипативных керровских солитонов в области аномальной дисперсии групповых скоростей (ДГС) [5]. Для кремния материальная ДГС

является нормальной в спектральном диапазоне до 10 мкм. Однако в работе [6] была продемонстрирована возможность генерации когерентных частотных гребенок в области нормальной ДГС в виде платиконов, диссипативных солитонов с плоской вершиной. Одной из примечательных особенностей платиконов является значительно большая эффективность, по сравнению с солитонами, конверсии энергии накачки в гребенку, которая может превышать 30% [6]. Эта особенность делает генерацию платиконов крайне привлекательной для многих практических применений, таких как создание высокостабильных источников радиочастоты, создание частотного мультиплектора в телекоммуникациях и прочих.

Недавно в работе [1] был предложен оригинальный метод изготовления кремниевых микрорезонаторов, позволяющий существенно увеличить их добротность. С помощью этого метода были изготовлены МШГ резонаторы, имеющие диаметр 2.5 мм, толщину около 1 мм и радиус закругления  $1 \pm 0.5$  мм, и была измерена их добротность на длине волны 1.55 мкм.

Для этого использовался непрерывный волоконный лазер с длиной волны 1.55 мкм и шириной линии менее 10 кГц, который через контроллер поляризации выводился в свободное пространство. Далее на светоделителе 10 % мощности отводились в линию калибровки, представляющую собой интерферометр, период интерференционной картины которого соответствует 240 МГц перестройки лазера. Эта калибровочная линия позволяет определить величину перестройки и достаточно достоверно определять добротности вплоть до  $10^8$ . Затем свет коллимировался в полусферический элемент связи [6] и заводился в резонатор, на выходе из резонатора устанавливается детектор.

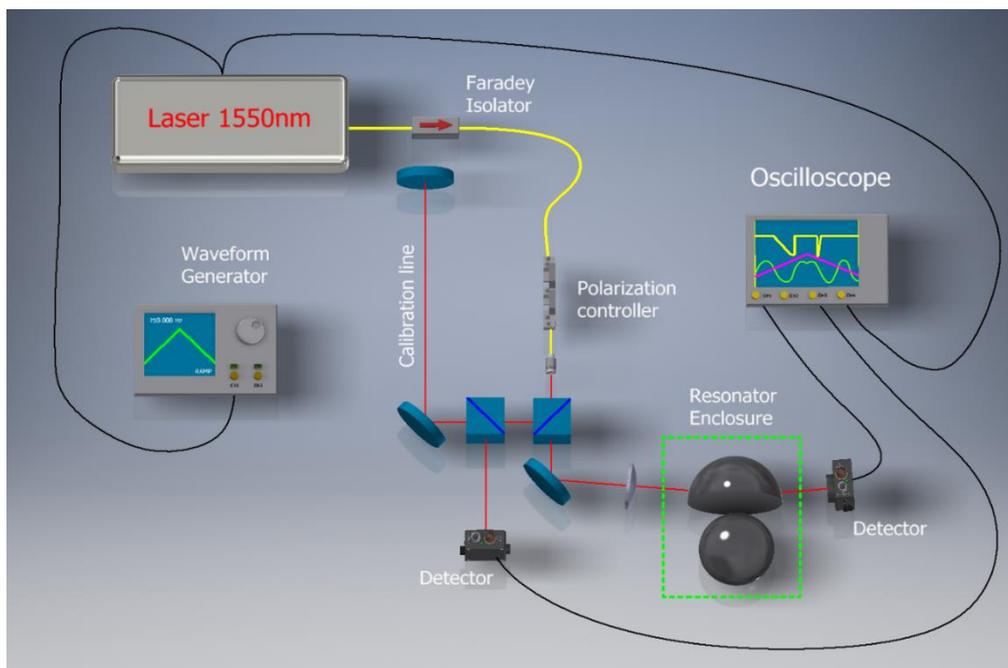


Рис 1. Схема экспериментальной установки для измерения добротности.

В ходе проводимых измерений также была решена задача об эффективной связи с кремниевыми микрорезонаторами. Обычно для этого используют либо растянутые световоды, либо призмы из материала с большим показателем преломления. Растянутые световоды позволяют получить связь с кремниевыми резонаторами диаметром до 100 мкм [7], для резонаторов миллиметровых диаметров такой подход не позволит добиться высокого уровня связи. С точки зрения изготовления призмного элемента связи, выбор оптически прозрачных материалов с большим чем у кремния показателем преломления

(>3.5) крайне ограничен. Поэтому было предложено использовать элемент связи из того же материала, из кремния. В первом приближении оптимальный угол падения определяется выражением для угла полного внутреннего отражения, равного 90° в данной ситуации. Однако в работе [8] была продемонстрирована дальнейшая аппроксимация, в результате, для случая кремниевого элемента связи угол падения должен составлять 86.5°. При таком угле падения классический призмный элемент связи с треугольным сечением неприменим ввиду большого угла падения, поэтому был предложен полусферический элемент связи, в котором падение луча осуществляется по нормали. С помощью такого инновационного полусферического элемента связи удалось достигнуть уровня связи с кремниевым МШГ резонатором свыше 30%.

Кремний – полупроводник с величиной запрещенной зоны 1.1 эВ, таким образом в нем наблюдается двухфотонное поглощение (ДФП) при накачке на длинах волн до 2.3 мкм, а также поглощение на свободных носителях. Коэффициент ДФП  $\beta = 1.5$  см/ГВт на длине волны 1.5 мкм. Можно оценить ограничения на величину добротности, связанные с ДФП (1):

$$Q_{nla} \leq \frac{2\pi n_r}{\lambda} \sqrt{\frac{V_{eff}}{P\beta}}, \quad (1)$$

где  $V_{eff}$  – объем фундаментальной моды, который можно оценить для микрорезонатора в форме сфероида по формуле

$$V_{eff} \approx 15.12a^2 \sqrt{abm}^{-7/6}, \quad (2)$$

где  $a$ ,  $b$  – полуоси сфероида,  $m = 2\pi a n_r / \lambda$  – азимутальный индекс моды,  $n_r$  – показатель преломления материала резонатора. Для исследуемых резонаторов  $a = 1.25$  мм,  $b = 1.1$  мм,  $m \approx 17.5 * 10^3$ . Используя вышеуказанное, при критической связи можно получить  $Q_{nla} \approx 6 * 10^7$  для мощности накачки 10 мВт на входе в резонатор и  $Q_{nla} \approx 1.2 * 10^9$  при мощности накачки 10 мкВт. Такая оценка является оценкой сверху для добротности при мощности накачки, используемой в эксперименте. Однако стоит учитывать, что снижение мощности накачки существенно ухудшает соотношение сигнал/шум.

При измерении сверхвысоких добротностей по ширине лоренцевского пика моды возникают проблемы, связанные с проявлением нелинейных эффектов в исследуемом микрорезонаторе, таких как тепловая нелинейность, кубичная нелинейность, двухфотонное поглощение, в случае кремния. Такие эффекты искажают форму моды и не позволяют достоверно определить добротность, поэтому классический метод определения собственной добротности для кремниевых резонаторов применим с существенными ограничениями. Поэтому предпочтительнее применять метод звона, при котором в моду попадает достаточно малая мощность, не вызывающая нелинейные искажения. Метод звона заключается в измерении времени затухания осцилляций сигнала прохождения при быстром сканировании частоты накачки через моду резонатора. При быстром сканировании частоты накачки возбуждается мода резонатора, при этом частота накачки линейно увеличивается, а частота собственных колебаний в резонаторе не изменяется, в то время как высокая добротность обеспечивает время жизни фотона вплоть до нескольких микросекунд. После прохождения частоты резонатора наблюдается интерференция лазера накачки и выходящего из резонатора света, и по экспоненциальному спаду затухающих колебаний можно с высокой точностью определить собственную добротность резонатора.

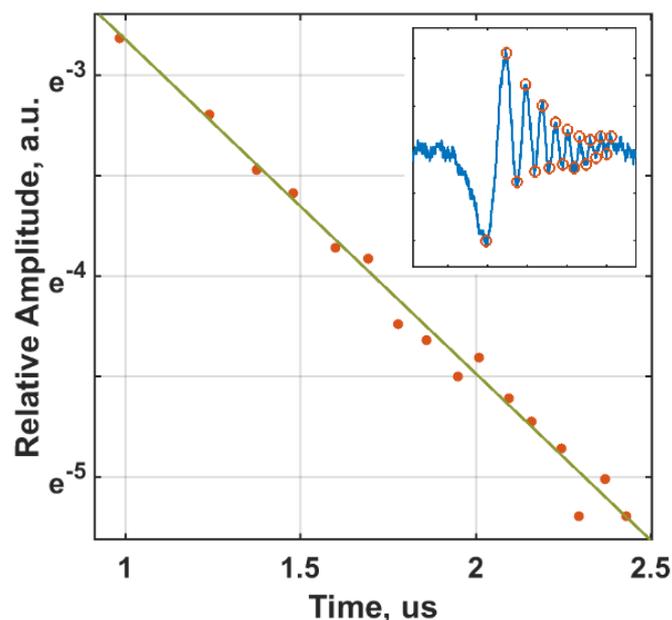


Рис. 2. Звон высокодобротной моды резонатора. Добротность составляет  $1.2 \pm 0.1 \times 10^9$ . Зеленой линией обозначена экспоненциальная аппроксимация. На вставке изображен сигнал звона, измеренный непосредственно.

Для экспериментального определения добротности МШГ резонатора из кремния использовался детектор с постоянной времени 5 нс. Время звона  $\tau$  составило 1.5 мкс, что соответствует добротности  $Q = \pi c \tau / \lambda = (1.2 \pm 0.1) * 10^9$ .

В результате проведенных исследований нами была продемонстрирована рекордная, превышающая  $10^9$ , добротность в МШГ резонаторах из кристаллического кремния, что в свою очередь подтвердило эффективность метода изготовления кремниевых микрорезонаторов, описанного в работе [1]. Для измерений был разработан оригинальный полусферический элемент связи, обеспечивающий уровень связи, превышающий 30%, что до сих пор было недоступно для резонаторов миллиметрового диаметра. Представленные кремниевые резонаторы с гигантской добротностью могут стать основой для новых уникальных устройств фотоники и радиофотоники, в силу выдающейся добротности в среднем ИК и высокого значения коэффициента кубичной нелинейности.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 17-12-01413).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A.E. Shitikov et al. // Optica. 2018 V. 12. № 4. P. 1525.
2. A. Biberman et al. // Opt. Lett. 2012. V. 37. P.
3. M. Yu et al. // Optica 2016. V. 3. № 8. P. 854.
4. C. Lecaplain et al. // Nature Comm. 2016. V. 7. P. 13383.
5. T. Herr et al. // Nature Photon. 2014. V. 8. P. 145.
6. E. Lobanov et al. // EPL. 2015. V. 112. P 54008.
7. T.J. Johnson et al. Opt. Exp. 2006. V. 14. No 2. P. 817.
8. Y.A. Demchenko and M.L. Gorodetsky // JOSA B 2013. V. 30. P. 3056.