

Микрорезонаторы Фабри–Перо на основе $a\text{-Si:H}/a\text{-SiO}_x\text{:H}$ с активным слоем из легированного эрбием гидрогенизированного аморфного кремния

© В.Г. Голубев*, А.А. Дукин*[¶], А.В. Медведев*, А.Б. Певцов*, А.В. Селькин*[†], Н.А. Феоктистов*

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

[†]Centro de Investigaciones en Dispositivos Semiconductores, Instituto de Ciencias, BUAP, Puebla 72570, Pue. Mexico

(Получена 19 марта 2001 г. Принята к печати 2 апреля 2001 г.)

Методом плазмохимического газофазного осаждения изготовлены микрорезонаторы Фабри–Перо на длину волны 1.5 мкм на основе $a\text{-Si:H}$ и $a\text{-SiO}_x\text{:H}$. Распределенные брэгговские отражатели и активный слой выращены в едином технологическом цикле. Активный полуволновый слой легирован эрбием в процессе роста с помощью металлоорганического соединения. За счет высокого оптического контраста достигнута большая добротность микрорезонатора ($Q = 355$) при 3 периодах в распределенных брэгговских отражателях. При этом интенсивность фотolumинесценции эрбия из микрорезонатора оказывается на 2 порядка выше по сравнению с интенсивностью излучения эрбия из идентичного слоя $a\text{-Si:H}$ без распределенных брэгговских отражателей. Проанализированы спектры пропускания, отражения и фотolumинесценции. Установлено, что спектральная форма линии фотolumинесценции эрбия (переход ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) из микрорезонатора практически совпадает с формой резонансного пика его спектра пропускания. Выполнены теоретические расчеты, позволившие полностью описать наблюдаемые экспериментальные спектры.

1. Введение

Гидрогенизированный аморфный кремний ($a\text{-Si:H}$) широко используется в полупроводниковой электронике [1]. Существует дешевая отработанная технология нанесения многослойных тонкопленочных структур из собственного и легированного $a\text{-Si:H}$. Показана возможность создания светоизлучающих диодов на видимую область спектра на основе $a\text{-Si:H}$ и родственных ему материалов ($a\text{-Si:C:H}$, $a\text{-Si:N:H}$, $a\text{-Si:O:H}$, $a\text{-C:H}$) [2,3]. Однако величина яркости, достигнутая в этих приборах, еще недостаточна для их широкого практического использования. В этой связи представляет интерес возможность применения $a\text{-Si:H}$ в светоизлучающих устройствах на основе микрорезонатора Фабри–Перо, что позволило бы существенно повысить интенсивность излучения [4]. Кроме того, свойства $a\text{-Si:H}$ делают данный материал перспективным для создания высокоэффективных микрорезонаторов (МР) в инфракрасном диапазоне. Оптический контраст (отношение показателей преломления) $a\text{-Si:H}$ и гидрогенизированного аморфного кремния, насыщенного кислородом, ($a\text{-SiO}_x\text{:H}$), намного больше, чем у полупроводников группы $A^{III}B^V$, широко используемых для создания микрорезонаторных структур [4]. За счет этого возможно изготовление зеркал (распределенных брэгговских отражателей) с высоким коэффициентом отражения при существенно меньшем числе слоев в периодической структуре каждого зеркала. Распределенный брэгговский отражатель (РБО) на основе $a\text{-Si:H}$ и $a\text{-SiO}_x\text{:H}$ состоит

из нескольких пар слоев ($a\text{-Si:H}/a\text{-SiO}_x\text{:H}$), каждый из которых имеет оптическую толщину, равную четверти резонансной длины волны. Эти зеркала обладают спектральной полосой почти полного отражения (фотонной запрещенной зоной), намного более широкой, чем соответствующие зеркала на основе $A^{III}B^V$. Высокий коэффициент отражения делает легко достижимым создание высокодобротных МР, обладающих значительным коэффициентом усиления спонтанной эмиссии и узкой полосой пропускания на резонансной частоте. Вследствие большого различия показателей преломления открывается возможность перестраивать резонансную частоту МР $a\text{-Si:H}/a\text{-SiO}_x\text{:H}$ в широком диапазоне (в пределах всей фотонной запрещенной зоны), изменяя только толщину активного слоя и не изменяя толщин слоев в РБО.

Оптические свойства МР на основе тонких пленок Si/SiO_2 с активным слоем из SiO_2 , легированного Er методом ионной имплантации, исследовались в [5–7]. В качестве излучающего центра был выбран трехвалентный ион эрбия Er^{3+} , поскольку излучательный оптический переход во внутренней $4f$ -оболочке ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ создает узкую полосу люминесценции на длине волны $\lambda \approx 1.53$ мкм, которая соответствует минимумам затухания и дисперсии в кварцевых световодах. Сильное взаимодействие ионов Er^{3+} с резонансной модой в микрорезонаторе Si/SiO_2 с активным слоем Er_2O_3 было рассмотрено в [8,9]. В нашей работе материалом активного слоя является $a\text{-Si:H}$. Оптические свойства МР $a\text{-Si:H}/a\text{-SiO}_x\text{:H}$ дают возможность достичь высокого коэффициента усиления спонтанной эмиссии. В $a\text{-Si:H}$, легированном Er, интенсивность фотolumинесценции (ФЛ) при комнатной температуре на длине волны

[¶] E-mail: dookin@gvg.ioffe.rssi.ru

$\lambda = 1.53 \mu\text{м}$ выше, температурное гашение ФЛ слабее, а излучательное время жизни возбужденных ионов Er^{3+} меньше, чем в кристаллическом кремнии [10,11]. Электролюминесценция при комнатной температуре в барьерных структурах (Шоттки) на основе $a\text{-Si:H}$, легированного Er, также наблюдалась [12]. Технология осаждения слоев $a\text{-Si:H}$ позволяет выращивать активные $p\text{-}n$ -, $p\text{-}i\text{-}n$ -структуры, необходимые для создания светоизлучающих диодов. Совместимость технологии нанесения тонких пленок $a\text{-Si:H}$ со стандартной интегральной кремниевой технологией является еще одной причиной, побуждающей исследовать возможность применения $a\text{-Si:H}$ в светоизлучающих микрорезонаторных структурах. Предварительные результаты работы были изложены в [13].

2. Эксперимент

Было изготовлено несколько МР, различающихся числом слоев в РБО и толщиной активного слоя. РБО и активный слой были выращены в автоматизированной установке плазмохимического газофазного осаждения (ПХГФО) в едином технологическом цикле без экспозиции на воздухе в промежутках между последовательными стадиями роста отдельных слоев структуры [3,14]. Слои $a\text{-Si:H}$ осаждались из 10%-й смеси силана с аргоном. Для нанесения $a\text{-SiO}_x\text{:H}$ в смесь газов добавлялся кислород (до 10%). Другие параметры процесса ПХГФО были следующими: рабочее давление 0.1–0.2 Торр, высокочастотная мощность 0.03–0.1 Вт/см², температура подложки 200°C, поток газовой смеси 5–10 сссм. Средняя скорость роста слоев МР не превосходила 0.2 нм/с. Для непосредственного контроля толщины, оптических свойств и скорости роста пленки применялась техника интерферометрии *in situ*. Активный слой $a\text{-Si:H}$ был легирован Er в процессе роста с помощью специально синтезированного фторсодержащего металлоорганического комплекса $\text{Er}(\text{HFA})_3 \cdot \text{DME}$ ($\text{HFA} = \text{CF}_3\text{C}(\text{O})\text{CHC}(\text{O})\text{CF}_3$, $\text{DME} = \text{CH}_3\text{OCH}_2\text{CH}_2\text{OCH}_3$) [15,16]. Это летучее достаточно термически устойчивое соединение имеет низкую температуру сублимации и обладает заметной упругостью паров при температуре 90–100°C в форвакууме. Давление насыщенного пара составляет 124 Па при 127°C. Это позволяет применять его для легирования эрбием в процессе стандартного низкотемпературного (< 300°C) ПХГФО. Порошок металлоорганического соединения помещался в контейнер из нержавеющей стали вблизи тлеющего разряда. Скорость сублимации можно было изменять путем нагрева порошка в температурном диапазоне 20–100°C. Такой метод легирования позволяет управлять профилем концентрации Er по толщине активного слоя. В данной работе распределение Er по толщине активного слоя $a\text{-Si:H}$ было однородным. Концентрация Er была определена методом вторичной ионной масс-спектропии и составляла 10^{19}см^{-3} .

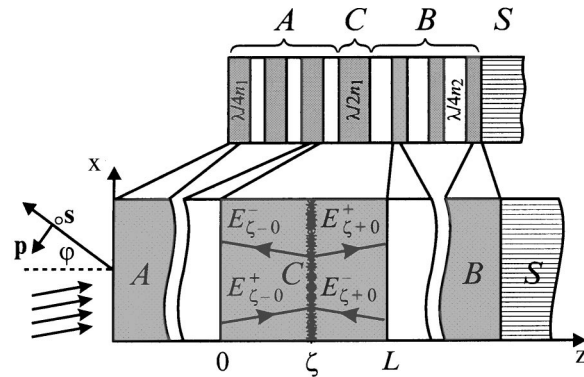


Рис. 1. Схематическое изображение одного из микрорезонаторов $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$. Микрорезонатор состоит из двух четвертьволновых РБО (по 3 периода в каждом) — левого (A) и правого (B), с полуволновым активным слоем (C) между ними; S — подложка. Показан бесконечно тонкий слой сингулярных токов, расположенный при $z = \zeta$ ($0 < z < L$), излучающий две плоские волны с амплитудами $E_{\zeta-0}^-$ и $E_{\zeta+0}^+$, которые после отражения от РБО имеют амплитуды $E_{\zeta-0}^+$ и $E_{\zeta+0}^-$. p, s — обозначение поляризации света; φ — угол выхода излучения.

Микрорезонаторы изготавливались таким образом, чтобы резонансная длина волны совпадала с длиной волны излучения $\lambda = 1.53 \mu\text{м}$, соответствующей переходу ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+} в $a\text{-Si:H}$. Все МР были симметричными, т.е. число слоев в левом и правом РБО было одинаковым. Строение одного из МР схематически показано на рис. 1. Левый (A) и правый (B) отражатели состоят из 3 пар (периодов) четвертьволновых слоев $a\text{-Si:H}$ и $a\text{-SiO}_x\text{:H}$ ($a\text{-Si:H}$: $\lambda/4n_1 \approx 110 \text{нм}$; $a\text{-SiO}_x\text{:H}$: $\lambda/4n_2 \approx 260 \text{нм}$; соответствующие показатели преломления на длине волны $\lambda = 1.53 \mu\text{м}$: $n_1 = 3.46$ и $n_2 = 1.46$). Полуволновый активный слой из $a\text{-Si:H}$, легированного Er, $a\text{-Si}(\text{Er})\text{:H}$, имеет толщину $\lambda/2n_1 \approx 220 \text{нм}$. Показатель преломления $a\text{-SiO}_x\text{:H}$ был определен из данных интерферометрии, полученных во время роста пленки, и независимо проверен методом эллипсометрии. Микрорезонаторы изготавливались с различной толщиной активного слоя, чтобы обеспечить перестройку длины волны излучения в пределах ширины естественного спектра излучения эрбия в $a\text{-Si:H}$.

Для измерений спектров пропускания, отражения и фотолюминесценции был использован управляемый компьютером дифракционный решеточный монохроматор, оснащенный InGaAs-фотодиодом производства фирмы Hamamatsu в качестве приемника излучения. ФЛ ионов Er^{3+} возбуждалась линией излучения Kr^+ -лазера с длиной волны $\lambda_{\text{ex}} = 647.1 \text{нм}$. Мощность лазерного излучения не превосходила 40 мВт. Использование Kr^+ -лазера позволило минимизировать потери энергии за счет межзонного поглощения в слоях $a\text{-Si:H}$ РБО на длине волны возбуждения.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Спектры пропускания и отражения микрорезонаторов

На рис. 2 показаны спектры отражения и пропускания МР с 3 периодами в РБО, измеренные при нормальном падении света. Полоса почти полного отражения (очень малого пропускания) при длинах волн $\lambda > 1270$ нм соответствует фотонной запрещенной зоне. Длинноволновый край спектра ограничен чувствительностью InGaAs-фотодиода. Острые пики пропускания и отражения при $\lambda \approx 1.53$ мкм соответствуют резонансной моде МР. Следует отметить, что сумма коэффициентов отражения и пропускания в области фотонной запрещенной зоны близка к единице. Это свидетельствует о том, что диффузное рассеяние света в выращенной структуре пренебрежимо мало. Как видно из рисунка (вставка), максимум и минимум резонансных пиков пропускания и отражения соответственно лежат на одной длине волны $\lambda = 1534$ нм. В области резонансных пиков сумма отражения и пропускания также приблизительно равна единице, что показывает отсутствие заметного поглощения в веществе активного слоя и РБО на этой длине волны.

Для анализа экспериментальных данных спектры отражения и пропускания МР были рассчитаны теоретически, на основе формул Эйри [17]. Этот подход равносильно обычно применяемому методу матриц переноса, но позволяет избежать накопления ошибок округления. Описывая каждый РБО одной матрицей коэффициентов отражения и пропускания, можно вывести следующие формулы для амплитудных коэффициентов пропускания и отражения всего МР:

$$t = t_{AA} \Phi t_{BB} t_{SV} / D, \quad (1)$$

$$r = r_A + t_{AA} \tilde{t}_{AA} \Phi^2 r_B / D, \quad (2)$$

где $D = 1 - \tilde{r}_A r_B \Phi^2$ есть интерференционный знаменатель; \tilde{r}_A и r_B — амплитудные коэффициенты отражения света, падающего со стороны активного слоя, для А- и В-РБО соответственно (рис. 1); t_{AA} и t_{BB} — амплитудные коэффициенты пропускания А- и В-РБО для света, падающего на поверхность микрорезонатора; t_{SV} — амплитудный коэффициент пропускания границы между подложкой и внешней средой с диэлектрической проницаемостью ε_V ; \tilde{t}_{AA} — амплитудный коэффициент пропускания РБО А для света, выходящего из активного слоя. $\Phi = \exp(ik_0 n_z L)$ определяет увеличение фазы и уменьшение амплитуды световой волны при прохождении через активный слой толщиной L ; $k_0 = \omega/c$, $n_z = \sqrt{\varepsilon - n_x^2}$, $n_x = \sqrt{\varepsilon_V} \sin \varphi$; φ — угол выхода излучения, ε — диэлектрическая проницаемость активного слоя. Символ "тильда" показывает, что свет распространяется против оси z .

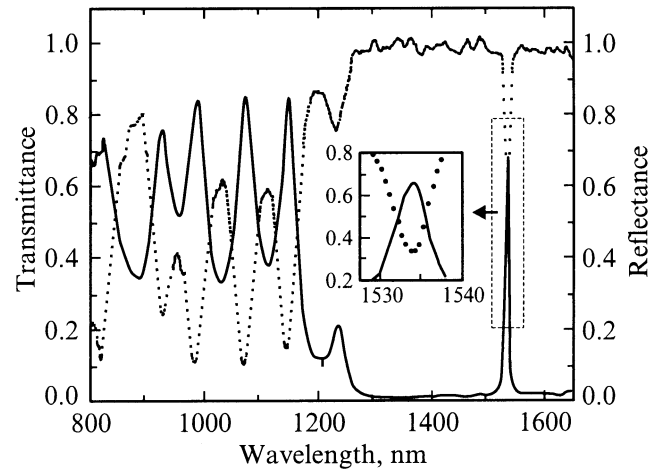


Рис. 2. Спектры пропускания (сплошная линия) и отражения (точечная) для микрорезонатора $a\text{-Si:H}/a\text{-SiO}_x\text{:H}$ с 3 периодами в РБО. На вставке — резонансные пики.

Формулы (1) и (2) имеют ясный физический смысл. Когда световая волна проходит через МР, она вначале проходит через РБО А (t_{AA}), затем проходит через активный слой (фазовый множитель Φ) и отражается от РБО В. Вследствие многократного прохождения активного слоя и отражения от РБО возникает знаменатель D , описывающий интерференцию в этом слое. Из активного слоя свет выходит через РБО В (t_{BB}), проходя затем через границу подложки и внешней среды (t_{SV}). Аналогично рассматривается формула (2). Отраженный свет складывается из света, отраженного сразу от РБО А (первое слагаемое r_A), и света, прошедшего внутрь МР и отраженного от РБО В (второе слагаемое). Во втором случае свет вначале проходит через РБО А (t_{AA}), затем проходит через активный слой (фазовый множитель Φ), отражается от РБО В (r_B) и снова проходит через активный слой (Φ). Вследствие интерференции в активном слое возникает знаменатель D . Из активного слоя свет выходит обратно через РБО А (\tilde{t}_{AA}).

В области фотонной запрещенной зоны энергетический коэффициент отражения от РБО практически постоянен, но фаза изменяется, причем почти линейно в зависимости от частоты: $\tilde{r}_A = \pm \sqrt{R_A} \exp[i\alpha_A(\omega - \bar{\omega}_A)]$, $r_B = \pm \sqrt{R_B} \exp[i\alpha_B(\omega - \bar{\omega}_B)]$ [18]. Здесь R_A и R_B — энергетические коэффициенты отражения, α_A и α_B — коэффициенты в линейной зависимости фазы от частоты при отражении от РБО, $\bar{\omega}_A$ и $\bar{\omega}_B$ — средние частоты фотонной запрещенной зоны для РБО А и В соответственно. Изменение фазы при отражении от РБО связано с проникновением световой волны в РБО на некоторую глубину, за счет чего толщина активного слоя со стороны этого РБО эффективно увеличивается на $l = \alpha c / 2\sqrt{\varepsilon}$ ($\alpha = \alpha_A, \alpha_B$; c — скорость света в вакууме). Глубина проникновения обратно пропорциональна разности показателей преломления: $l = \bar{\lambda} n_1 n_2 / 4(n_1 - n_2)\varepsilon$ ($n_1 > n_2$, $\varphi = 0$, $\bar{\lambda} = 2\pi c / \bar{\omega}$) [19]. Фаза отражения на средней

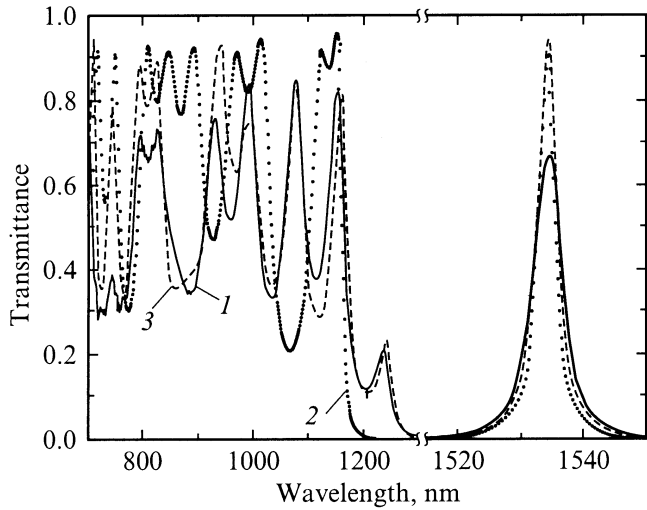


Рис. 3. Спектры пропускания для микрорезонатора в области резонансного пика и за коротковолновым краем фотонной запрещенной зоны ($\lambda < 1270$ нм). В микрорезонаторе каждый РБО имеет 3 периода. 1 — экспериментальный спектр; 2 — спектр, рассчитанный теоретически; 3 — теоретический спектр для микрорезонатора, в котором толщины слоев РБО подобраны таким образом, чтобы интерференционная картина за коротковолновым краем фотонной запрещенной зоны максимально приблизилась к интерференционной картине экспериментального спектра.

частоте фотонной запрещенной зоны равна нулю, если активный слой имеет больший показатель преломления, $\sqrt{\varepsilon} = n_1$ (как в нашем случае), и равна π , если имеет меньший показатель преломления, $\sqrt{\varepsilon} = n_2$ [18]. Форма и положение резонансных пиков в основном определяются знаменателем D . Поэтому линии пропускания и отражения имеют лоренцову форму, с экстремумами на резонансной частоте

$$\omega_r = (2\pi N + \alpha_A \bar{\omega}_A + \alpha_B \bar{\omega}_B) / \left[2 \frac{L}{c} \operatorname{Re}(n_z) + \alpha_A + \alpha_B \right] \quad (3)$$

и шириной на полувысоте

$$\Gamma = \frac{(1 - \sqrt{R_A R_B} F^2)}{\sqrt{R_A R_B} F} \frac{2}{\gamma}, \quad (4)$$

где $\gamma = \alpha_A + \alpha_B + 2L \operatorname{Re}(n_z)/c$, $F = |\Phi(\omega_r)|$ — множитель, характеризующий уменьшение амплитуды волны при однократном прохождении активного слоя. Этот множитель учитывает фоновое поглощение на резонансной частоте в среде активного слоя при условии $\Gamma L \operatorname{Im}(n_z)/c \ll 1$, которое практически всегда выполняется. Условием применимости формул (3), (4) является малое изменение величины $(1 - R)$ для РБО на ширине резонансного пика и малость произведения $\Gamma \gamma$ ($\Gamma \gamma \ll 1$ — условие лоренцовой формы линии). Найденные в эксперименте резонансные спектры пропускания близки к теоретически рассчитанным (рис. 3).

Следует отметить, что изучаемые в настоящей работе явления распространения и излучения света в периодической структуре МР Фабри–Перо с РБО по существу относятся к свойствам одномерного фотонного кристалла, содержащего внутри себя планарный дефект. В таком случае собственные моды МР представляют собой локализованные дефектом фотонные моды. На примере такого одномерного фотонного кристалла возможно понимание наиболее общих фундаментальных свойств фотонных кристаллов, справедливых и для трехмерных периодических структур с периодом порядка длины волны света. В отличие от двух- и трехмерного фотонных кристаллов рассматриваемая нами система является значительно более простой и контролируемой как с точки зрения адекватного теоретического описания, так и в плане практического применения.

Перейдем к рассмотрению спектральной области вне пределов фотонной запрещенной зоны. За её коротковолновым краем ($\lambda < 1270$ нм) в спектрах отражения и пропускания МР возникает сложная интерференционная картина (рис. 2, 3). Спектры пропускания и отражения РБО вне фотонной запрещенной зоны также представляют сложную многопиковую структуру. Интерференционная картина в спектре отражения является зеркальным отображением картины в спектре пропускания (рис. 2), поскольку поглощение в α -Si:H в этой части спектра мало (только очень сильное поглощение в слоях РБО может нарушить это подобие). Рассчитанный теоретический спектр пропускания для идеального МР (рис. 3, кривая 2) имеет заметно иную структуру пиков в этой области, чем экспериментальный (кривая 1). Кроме того, в экспериментальном спектре наблюдается дополнительный малый пик при $\lambda = 1240$ нм на крае фотонной запрещенной зоны.

В процессе выращивания слоев возникают отклонения их толщин от заданной величины. Путем изменения при расчете в небольшом интервале толщин слоев РБО и активного слоя удалось достичь удовлетворительного согласия теоретических и экспериментальных спектров (рис. 3, кривые 1 и 3), включая общий вид интерференционной картины, положения фотонной запрещенной зоны и резонансного пика. Подгонкой расчетных кривых к экспериментальным можно получить информацию о степени разброса толщин слоев в РБО. Этот разброс слабо влияет на резонансный пик, так как приводит только к небольшому уменьшению коэффициента отражения РБО и слабому изменению фазы отраженного сигнала: смещению средней частоты фотонной запрещенной зоны. В результате резонансный пик, сохраняя свою форму, сдвигается целиком и незначительно уширяется. Поэтому, несмотря на значительное изменение формы интерференционных полос по сравнению со случаем идеального МР, ширина пика пропускания увеличивается менее чем на 16%. Слабый пик при $\lambda = 1240$ нм (рис. 3) вблизи края фотонной запрещенной зоны не является вторым резонансным пиком, а возникает вследствие того, что края зон для двух РБО

сдвинулись друг относительно друга. Он соответствует первому максимуму пропускания за краем фотонной запрещенной зоны для одного РБО, попадающему в фотонную запрещенную зону другого РБО. Таким образом, отклонение толщин слоев в РБО очень сильно влияет на форму спектра за краем фотонной запрещенной зоны и относительно слабо влияет на резонансный пик. Напротив, изменение толщины активного слоя очень сильно смещает положение резонансного пика и слабо изменяет интерференционную картину за краем фотонной запрещенной зоны. Это происходит вследствие того, что вне фотонной запрещенной зоны фаза отраженной от РБО волны изменяется с частотой гораздо быстрее, чем изменяется набег фазы $\arg(\Phi)$ на толщине активного слоя.

Итак, проведенное теоретическое рассмотрение позволяет дать полное описание наблюдаемым спектрам пропускания и отражения МР.

Из анализа резонансных пиков может быть определена добротность МР:

$$Q = \frac{\omega_r}{\Gamma} = \frac{\sqrt[3]{R_A R_B F}}{1 - \sqrt{R_A R_B F^2}} \frac{\gamma \omega_r}{2}. \quad (5)$$

Формула (5) через параметр γ учитывает также спектральное изменение фазы коэффициента отражения от РБО и показывает, что поправка на фазовый сдвиг может существенно увеличить рассчитываемое значение добротности. В нашем случае это позволяет объяснить найденные в эксперименте величины добротности МР. Для МР, в котором каждый РБО имеет 2 периода, максимальная добротность, найденная в эксперименте, составляет $Q = 97$. Добротность, рассчитанная с учетом сдвигов фазы (5), составляет $Q = 113$, и она в 1.7 раза больше, чем определенная без их учета ($Q = 68$).

Для того чтобы показать возможность достижения высокой добротности МР $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$, было изготовлено несколько образцов с различным числом периодов РБО. На рис. 4 сопоставлены результаты теоретического расчета добротности (точки 1) и экспериментальные значения для различных образцов (точки 2). Экспериментально добротность определялась из полной ширины на полувысоте резонансного пика ($\Delta\lambda$) в спектре пропускания как $Q = \lambda_r / \Delta\lambda$ (λ_r — резонансная длина волны). Теоретическая добротность МР $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ экспоненциально растет с увеличением числа периодов. Увеличение добротности приводит к уменьшению пороговой величины усиления активной среды, необходимой для начала лазерной генерации. За счет высокого оптического контраста даже при малом числе периодов можно получить достаточно большую добротность ($Q \sim 1000$), необходимую для резонаторов лазеров с вертикальной эмиссией излучения. Таким образом, за счет подбора материалов и оптимизации технологии выращивания слоев нам удалось значительно увеличить добротность МР.

На вставке к рис. 4 приведены экспериментальный (сплошная линия) и теоретический (пунктирная) спектры пропускания МР $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ с 3 периодами в

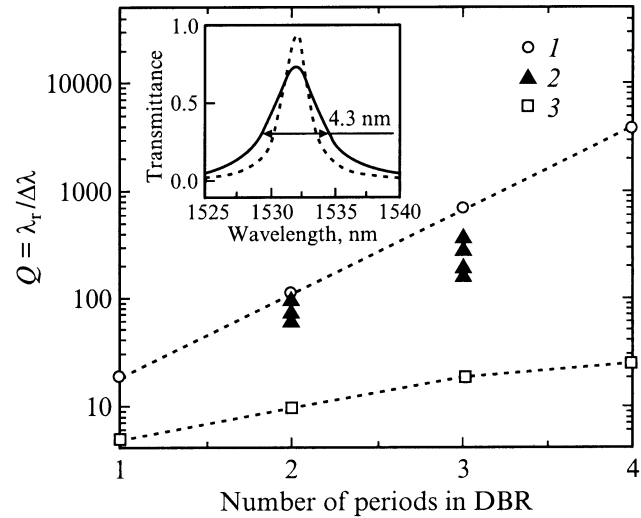


Рис. 4. Добротность симметричного микрорезонатора в зависимости от числа периодов в РБО (DBR). 1 — теоретический расчет для МР $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$; 2 — экспериментальные значения для различных МР $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$; 3 — теоретический расчет для МР GaAs/AlAs . Теоретические точки соединены линиями для наглядности. На вставке — экспериментальный (сплошная линия) и теоретически рассчитанный (пунктирная) резонансные пики в спектрах пропускания микрорезонатора $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ с 3 периодами в РБО.

РБО. Ширина пика пропускания в экспериментальном спектре составляет 4.3 нм, что дает оценку добротности выращенной структуры $Q = 355$.

Для сравнения на этом же рисунке приведена теоретически рассчитанная добротность для МР на основе GaAs/AlAs (точки 3). Показатели преломления на длине волны $\lambda = 886$ нм: для GaAs $n_1 = 3.55$, для AlAs $n_2 = 3.01$. За счет более высокого оптического контраста при одном и том же числе периодов в РБО добротность МР $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ на 1–2 порядка больше, чем для МР GaAs/AlAs , и это различие продолжает увеличиваться с ростом числа периодов. Один и тот же коэффициент отражения достигается при числе периодов РБО $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$, в 5 раз меньшем, чем в РБО GaAs/AlAs . Поэтому, используя $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$, легче получить РБО с высоким коэффициентом отражения, $\sim 99.8\%$, который необходим для создания лазеров с вертикальной эмиссией излучения; при этом меньшая толщина РБО $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ приводит к меньшим дифракционным потерям. Другим важным достоинством МР $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ является большая ширина фотонной запрещенной зоны, которая определяется только оптическим контрастом и не зависит от числа слоев в РБО [20]. Относительная ширина фотонной запрещенной зоны, равная отношению ширины зоны ($\Delta\omega$) к ее средней частоте ($\bar{\omega}$), равна 0.5 для РБО $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ и 0.1 для РБО GaAs/AlAs . Большая ширина фотонной запрещенной зоны приводит к большому угловому диапазону, в котором коэффициент отражения на средней частоте

близок к единице, и к уменьшению области с малым коэффициентом отражения, через которую происходит бесполезная утечка излучения из МР. Поэтому для создания светоизлучающих диодов на основе МР выгодно применять $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$.

Еще одним преимуществом МР $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ является то, что резонансная длина волны гораздо сильнее зависит от толщины активного слоя (это следует из формулы (3)). В результате резонансная частота легко перестраивается по всей большой фотонной запрещенной зоне путем изменения толщины активного слоя.

3.2. Спектры фотолюминесценции

Для того чтобы показать возможность перестройки излучения ионов Er^{3+} в МР было изготовлено несколько МР с различной толщиной активного слоя. На рис. 5 показаны спектры ФЛ эрбия из этих МР (пики пронумерованы). В каждом микрорезонаторе РБО имеют 3 периода. Все спектры записаны при комнатной температуре в геометрии, когда излучение распространяется вдоль нормали к поверхности образца. Для сравнения приведен спектр ФЛ пленки $a\text{-Si:H}$, легированной Er , (штриховая линия) с толщиной, приблизительно равной толщине активного слоя МР. Изменение толщины активного слоя приводит к смещению положения резонансного пика ФЛ. По спектральному положению пика излучения можно рассчитать толщину активного слоя для каждого МР, которая меняется в пределах от 204 до 228 нм. При смещении амплитуда пика изменяется таким образом, что в целом повторяет форму спектра излучения Er^{3+} в $a\text{-Si:H}$. Благодаря резонансному эффекту интенсивность ФЛ усиливается на 2 порядка, при этом ширина линии на полувысоте уменьшается в 3–4 раза. Линия ФЛ становится простой и симметричной по сравнению со сложной (штарковской) неоднородно уширенной полосой излучения Er в $a\text{-Si:H}$, имеющей два максимума. Внешний квантовый выход ФЛ из МР, найденный из сравнения с излучением коммерческой InGaAs -структуры известной эффективности при одинаковых условиях возбуждения, был не меньше 0.1%.

Изменение спонтанной эмиссии ионов Er^{3+} в МР полностью осуществляется за счет взаимодействия ионов с излучением в резонансной оптической моде МР. Нами были рассчитаны спектры ФЛ из МР на основе метода, развитого ранее [21]. При этом была использована классическая теория электромагнитного поля, которая для спонтанного излучения дает результаты, полностью совпадающие с квантовой теорией [22]. На рис. 1 показана схема распространения волн в активном слое МР. Бесконечно тонкий слой, расположенный при $z = \zeta$ внутри активного слоя ($0 < z < L$), излучает две плоские выходящие волны с амплитудами $\mathbf{E}_{\zeta-0}^-$ и $\mathbf{E}_{\zeta+0}^+$, которые через граничные условия связаны с амплитудами $\mathbf{E}_{\zeta-0}^+$ и $\mathbf{E}_{\zeta+0}^-$ двух входящих волн, отраженных от РБО [21]. Непосредственное интегрирование уравнений Максвелла дает возможность выразить амплитуду поля

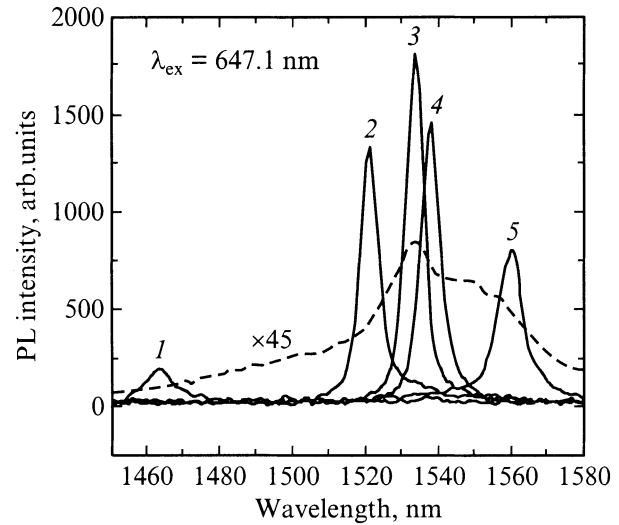


Рис. 5. Спектры фотолюминесценции (PL) эрбия при комнатной температуре. Пики (1–5) — спектры для микрорезонаторов $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ (с 3 периодами в каждом РБО) с различной толщиной активного слоя $a\text{-Si(Er):H}$. Штриховая линия — спектр фотолюминесценции пленки $a\text{-Si(Er):H}$ на кварцевой подложке, увеличенный в 45 раз.

на внешней границе левого РБО А через индуцированные сингулярные поляризационные токи. После интегрирования билинейной комбинации амплитуд по толщине активного слоя и статистического усреднения результата интегрирования по ансамблю реализаций случайного тока получается следующее выражение для интенсивности излучения I во внешней среде (приведена формула для p -поляризации):

$$I(\omega) \propto I_0(\omega) \left| \frac{\tilde{t}_{AA} \Phi}{D \varepsilon \cos \varphi} \right|^2 \times \left\{ (|n_z|^2 + n_x^2)(I_1 + |r_B|^2 I_2) + 2(|n_z|^2 - n_x^2)|r_B| I_3 \right\}, \quad (6)$$

где $I_0(\omega)$ есть внутренняя спектральная плотность излучения в бесконечной среде с диэлектрической проницаемостью ε активного слоя, $I_1 = [\exp(\kappa L) - 1]/\kappa$, $I_2 = [1 - \exp(-\kappa L)]/\kappa$, $I_3 = \sin(qL) \cos(\Delta_B + qL)/q$, $\Delta_B = \arg r_B$, $\kappa = 2k_0 \text{Im}(n_z)$, $q = k_0 \text{Re}(n_z)$. I_1 определяется вкладом волн $\mathbf{E}_{\zeta-0}^-$, излучаемых случайными токами непосредственно в сторону РБО А. I_2 учитывает волны $\mathbf{E}_{\zeta+0}^+$, которые первоначально были испущены в сторону РБО В и изменили направление своего распространения после однократного отражения от него. I_3 характеризует взаимную интерференцию волн \mathbf{E}^+ и \mathbf{E}^- . Остальные величины определены раньше. Форма и положение резонансного пика ФЛ определяются в основном резонансным знаменателем D , если на ширине резонансного пика внутренняя спектральная плотность излучения $I_0(\omega)$ изменяется слабо. В нашем эксперименте (как видно из рис. 5) это условие было выполнено. При этом резонансная линия ФЛ также имеет чисто

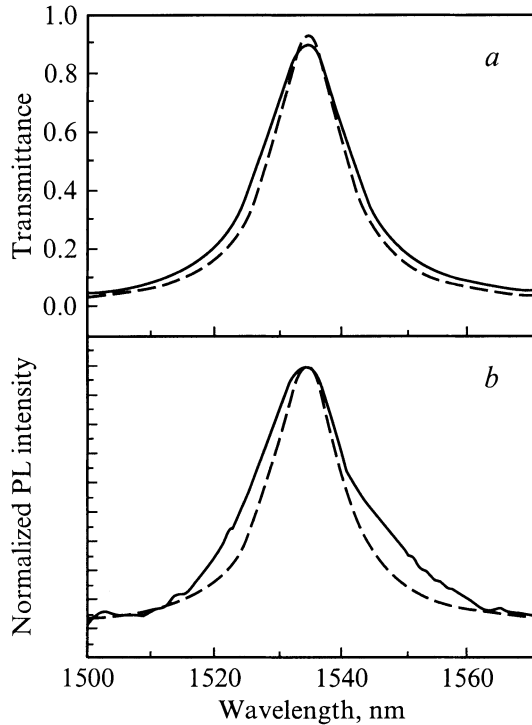


Рис. 6. Резонансные пики в спектрах пропускания (*a*) и фотолуминесценции (PL) (*b*). Сплошная линия — эксперимент, штриховая — теоретический расчет. Спектры пропускания приведены в абсолютных величинах, спектры фотолуминесценции нормированы на максимальное значение. В микрорезонаторе каждый РБО имеет 2 периода.

лоренцову форму с резонансной частотой (3), шириной (4), и ее форма практически совпадает с формой пика пропускания. Амплитуда пика эмиссии в отличие от пиков пропускания и отражения экспоненциально возрастает при увеличении коэффициентов отражения зеркал. Математически это вытекает из того, что в числителе формулы (6) для интенсивности излучения находится одна малая величина (\tilde{t}_{AA}), а в формуле для пропускания (1) — две (t_{AA} и t_{BB}). На рис. 6, *a, b* приводится сравнение форм резонансных пиков пропускания и ФЛ, измеренных экспериментально (сплошная линия) и рассчитанных теоретически (штриховая). Спектры ФЛ нормированы на одно и то же максимальное значение, спектры пропускания приведены в абсолютных величинах. Для сопоставления был взят МР с 2 периодами в РБО с низкой добротностью ($Q = 97$) и относительно широкой резонансной линией ($\Delta\lambda = 15.7$ нм). Это было сделано для того, чтобы уменьшить относительное увеличение ширины линии вследствие конечной апертуры измерения спектров и разброса толщин слоев. Резонансные пики пропускания и ФЛ, найденные в эксперименте, несколько шире, чем рассчитанные теоретически, что можно объяснить вариациями толщины активного слоя в освещенной области образца. Однако в целом положение и формы линий ФЛ и пропускания в экспериментальных

спектрах близки друг к другу, как это и следует из теоретического анализа. Таким образом, спонтанная эмиссия в МР полностью управляется резонансной оптической модой.

3.3. Коэффициент усиления спонтанной эмиссии

Следует отметить, что формула (6) фактически определяет спектральный коэффициент усиления спонтанной эмиссии из активного слоя МР по сравнению с внутренней спектральной плотностью излучения $I_0(\omega)$. Максимальное усиление спонтанной эмиссии происходит на резонансной частоте. Для излучения, выходящего по нормали к поверхности, введем коэффициент усиления интенсивности эмиссии на резонансной частоте ω_r (G_{MC}), определяемый как отношение интенсивности излучения из МР к интенсивности излучения из активного слоя, окруженного вместо РБО двумя полубесконечными средами с показателем преломления активного слоя:

$$G_{MC} = |\tilde{t}_{AA}|^2 \frac{1 + R_B F^2 + 2\sqrt{R_B} Y_{MC}}{(1 - \sqrt{R_A R_B} F^2)^2}, \quad (7)$$

где

$$Y_{MC} = \frac{2L\chi(\omega_r) \sin(\nu/2) \cos(\mu/2)}{(1 - F^{-2})(2\pi N - \nu)}, \quad (8)$$

N — целое число, приближенно равное числу полуволн на резонансной частоте $\omega_r = 2\pi c/\lambda_r$, укладывающихся на толщине активного слоя, $N \approx 2L \operatorname{Re}(n_z)/\lambda_r$; $\nu = \omega_r(\alpha_A + \alpha_B) - (\alpha_A \bar{\omega}_A + \alpha_B \bar{\omega}_B)$, $\mu = \omega_r(\alpha_A - \alpha_B) - (\alpha_A \bar{\omega}_A - \alpha_B \bar{\omega}_B)$. Если $\alpha_A \approx \alpha_B \approx \alpha$ и $\bar{\omega}_A \approx \bar{\omega}_B \approx \omega_r$, то $\nu \approx \mu \approx 0$. При пренебрежимо малом поглощении в РБО и активном слое $|\tilde{t}_{AA}|^2 = (1 - R_A) \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon} / \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon_V}$.

На практике удобно сравнивать ФЛ из МР и из пленки с толщиной, равной толщине активного слоя, нанесенной непосредственно на ту же подложку, что и структура МР. Пленка с высоким показателем преломления действует как низкодобротный МР. По аналогии с определением (7) коэффициент усиления интенсивности излучения из пленки, имеющей толщину, равную толщине активного слоя, записывается в виде

$$G_{\text{film}} = |\tilde{t}_1|^2 \frac{1 + R_2 F^2 + 2\sqrt{R_2} Y_{\text{film}}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} F^2)^2 + 2\sqrt{R_1 R_2} F^2 (1 - \cos \nu)}, \quad (9)$$

где \tilde{t}_1 — амплитудный коэффициент пропускания волны наружной границей пленки в направлении распространения во внешнюю среду, R_1 и R_2 — энергетические коэффициенты отражения от наружной и внутренней границ пленки соответственно, которые легко рассчитываются аналитически по формулам Френеля,

$$Y_{\text{film}} = \frac{L\chi(\omega_r) \sin \nu}{(2\pi N - \nu)(1 - F^{-2})}. \quad (10)$$

При пренебрежимо малом поглощении в пленке $|\tilde{t}_1|^2 = (1 - R_1) \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon} / \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon_V}$.

Иной вид формулы (9) по отношению к (7) связан с другими фазовыми сдвигами при отражении от границ пленки по сравнению с РБО. Измеряемое в эксперименте усиление интенсивности ФЛ из МР по сравнению с пленкой равно отношению коэффициентов усиления для МР и пленки: G_{MC}/G_{film} .

Для наших образцов теоретически рассчитанное усиление ФЛ из МР (в котором каждый РБО имеет 3 периода) по сравнению с пленкой, $G_{MC}/G_{\text{film}} = 150$ (ширина пика $\Delta\lambda = 2.3$ нм), имеет тот же порядок величины, что и найденное в эксперименте $G_{MC}/G_{\text{film}} = 100$ ($\Delta\lambda = 5.7$ нм). Различие может быть объяснено уширением пика ФЛ и уменьшением его амплитуды за счет неоднородности активного слоя и конечной апертурой измерения спектра ФЛ. Кроме того, могут несколько отличаться эффективности возбуждения центров излучения за счет разных условий прохождения возбуждающего света через внешнюю поверхность пленки и через внешний РБО.

В отличие от формул, приводимых в [6,23] и справедливых для точечных излучателей или плоскостей ориентированных диполей, формулы (6) и (7) описывают излучение из всего активного слоя с однородным распределением источников излучения по толщине и изотропным в среднем излучением ансамбля источников в объемном материале без РБО. Из формулы (7) следует, что для идеального МР, в котором резонансная частота и средние частоты фотонных запрещенных зон РБО совпадают, $\omega_r = \bar{\omega}_A = \bar{\omega}_B$, а поглощение в активном слое и РБО отсутствует, строго выполняется условие $N = 2L\sqrt{\varepsilon}/\lambda_r$ и

$$G_{MC} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_V}} \frac{(1 - R_A)(1 + R_B)}{(1 - \sqrt{R_A R_B})^2}. \quad (11)$$

В этом случае максимальный коэффициент усиления на резонансной частоте G_{MC} не зависит от толщины активного слоя и изменения фазы при отражении от РБО. Для такого МР при условии, что коэффициенты отражения РБО одинаковы ($R_A = R_B$), $Q = \gamma\omega_r\sqrt{G_{MC}^2(\varepsilon_V/\varepsilon)} - 1/4$. Если $G_{MC}^2 \gg 1$, то коэффициент усиления прямо пропорционален добротности. Таким образом, высокая добротность, легко достижимая в МР $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ при малом количестве слоев в РБО за счет высокого оптического контраста, прямо приводит к высокому коэффициенту усиления, необходимому для создания высокоэффективных излучающих устройств.

Следует отметить, что за счет высокого оптического контраста глубина проникновения электромагнитной волны в РБО $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ во много раз меньше, чем для РБО GaAs/AlAs. Это приводит к эффективному уменьшению длины пути фотона в МР $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ между последовательными отражениями в РБО. Эффективное уменьшение длины МР приводит к уменьшению времени жизни фотона в МР и уширению резонансной

линии. Потому при равных коэффициентах отражения РБО ширина резонансного пика в МР $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ в несколько раз больше, чем в МР GaAs/AlAs, и, следовательно, больше частотная полоса модуляции сигнала и скорость передачи данных. Коэффициент усиления спонтанной эмиссии в идеальном МР зависит только от коэффициентов отражения РБО. Потому при одном и том же коэффициенте усиления спектральная полоса усиления МР $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$ будет также в несколько раз больше.

4. Заключение

Методом ПХГФО в едином технологическом цикле выращены планарные микрорезонаторы Фабри–Перо $a\text{-Si:H/a-SiO}_x\text{:H}$. Полуволновый активный слой $a\text{-Si:H}$ легирован эрбием в процессе роста с помощью металлоорганического соединения. РБО состояли из чередующихся четвертьволновых слоев $a\text{-Si:H}$ и $a\text{-SiO}_x\text{:H}$. Симметричные микрорезонаторы с 2 и 3 периодами в РБО были настроены на резонансную длину волны 1.53 мкм, соответствующую внутрицентровому (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) излучению ионов Er^{3+} в $a\text{-Si:H}$. За счет высокого оптического контраста между $a\text{-Si:H}$ и $a\text{-SiO}_x\text{:H}$ (отношение показателей преломления равно 2.4) достигнута высокая добротность микрорезонатора ($Q = 355$) уже при 3 периодах в РБО и получено усиление ФЛ эрбия на резонансной длине волны на 2 порядка по сравнению с пленкой легированного эрбием $a\text{-Si:H}$ на кварцевой подложке.

Спектры пропускания и отражения микрорезонаторов были изучены экспериментально и проанализированы теоретически. Теоретический расчет позволил полностью описать экспериментальные спектры пропускания и отражения, включая резонансный пик, фотонную запрещенную зону и интерференционные пики за ее краем. Найдено, что интерференционная картина за краями фотонной запрещенной зоны определяется в основном толщинами слоев в РБО, а толщина активного слоя влияет на нее очень слабо. Из анализа интерференционной картины за коротковолновым краем фотонной запрещенной зоны сделана оценка разброса значений толщин слоев в РБО.

Методом амплитуд поля, создаваемого стохастическими поляризационными токами, был рассчитан спектр ФЛ ионов Er^{3+} в активном слое микрорезонатора. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что форма резонансного пика ФЛ полностью определяется формой резонансного пика в спектре пропускания.

Работа частично поддержана Министерством науки РФ (программа "Физика твердотельных наноструктур", проект № 99-1107) и ТИМОС (проект № ERB IC15 CT98 0819).

Список литературы

- [1] *Amorphous and heterogeneous silicon thin films — 2000*, ed. by R.W. Collins, H.M. Branz, S. Cui, H. Okamoto, M. Stutzmann (Warrendale, Materials Research Society, 2000) [Mater. Res. Soc. Symp. Proc., **609** (2000)].
- [2] S.M. Paasche, T. Toyama, H. Okamoto, Y. Hamakawa. IEEE Trans. El. Dev., **36**, 2895 (1989).
- [3] A.B. Pevtsov, A.V. Zherzdev, N.A. Feoktistov, G. Juska, T. Muschik, R. Schwarz. Intern. J. Electron., **78**, 289 (1995).
- [4] *Semiconductor quantum optoelectronics: from quantum physics to smart devices*, ed. by A. Miller, M. Ebrahimzadeh, D.M. Finlayson (Bristol–Philadelphia, Institute of Physics Publishing, 1999) [Proc. 50th Scottish Universities Summer School in Physics (St. Andrews, 1998)].
- [5] E.F. Schubert, A.M. Vredenberg, N.E.J. Hunt, Y.H. Wong, P.C. Becker, J.M. Poate, D.C. Jacobson, L.C. Feldman, G.J. Zyzdik. Appl. Phys. Lett., **61**, 1381 (1992).
- [6] A.M. Vredenberg, N.E.J. Hunt, E.F. Schubert, D.C. Jacobson, J.M. Poate, G.J. Zyzdik. Phys. Rev. Lett., **71**, 517 (1993).
- [7] E.F. Schubert, N.E.J. Hunt, A.M. Vredenberg, T.D. Harris, J.M. Poate, D.C. Jacobson, Y.H. Wong, G.J. Zyzdik. Appl. Phys. Lett., **63**, 2603 (1993).
- [8] M. Lipson, T.D. Chen, D.R. Lim, A. Luan, A. Agarwal, J. Michel, K. Wada, L.C. Kimerling. J. Luminesc., **87–89**, 323 (2000).
- [9] M. Lipson, L.C. Kimerling. Appl. Phys. Lett., **77**, 1150 (2000).
- [10] M.S. Bresler, O.B. Gusev, V.Kh. Kudoyarova, A.N. Kuznetsov, P.E. Pak, E.I. Terukov, I.N. Yassievich, B.P. Zakharchenya, W. Fuhs, A. Sturm. Appl. Phys. Lett., **67**, 3599 (1995).
- [11] J.H. Shin, R. Serna, G.N. Hoven, A. Polman, W.G.J.H.M. Sark, A.M. Vredenberg. Appl. Phys. Lett., **68**, 997 (1996).
- [12] М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, П.Е. Пак, Е.И. Теруков, К.Д. Цэндин, И.Н. Ясиевич. ФТП, **33**, 671 (1999).
- [13] А.А. Дукин, Н.А. Феоктистов, В.Г. Голубев, А.В. Медведев, А.В. Певцов, А.В. Сел'кин. Appl. Phys. Lett., **77**, 3009 (2000).
- [14] N.A. Feoktistov, N.L. Ivanova, L.E. Morozova, Yu.A. Nikulin, A.P. Onokhov, A.B. Pevtsov, R. Schwarz. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., **420**, 189 (1996).
- [15] В.Б. Воронков, В.Г. Голубев, Н.И. Горшков, А.В. Медведев, А.Б. Певцов, Д.Н. Суглобов, Н.А. Феоктистов. ФТТ, **40**, 1433 (1998).
- [16] N.A. Feoktistov, V.G. Golubev, A.V. Medvedev, A.B. Pevtsov. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., **507**, 255 (1998).
- [17] А. Ярив, П. Юх. *Оптические волны в кристаллах* (М., Мир, 1987) [Пер. с англ.: A. Yariv, P. Yeh. *Optical waves in crystals* (N.Y., Wiley, 1984)].
- [18] G. Panzarini, L.C. Andreani, A. Armitage, D. Baxter, M.S. Skolnick, V.N. Astratov, J.S. Roberts, A.V. Kavokin, M.R. Vladimirova, M.A. Kaliteevski. ФТТ, **41**, 1337 (1999).
- [19] R. Ram, D. Babic, R. York, J. Bowers. IEEE J. Quant. Electron., **31**, 399 (1995).
- [20] P. Yeh. *Optical waves in layered media* (N.Y., Wiley, 1988).
- [21] В.Г. Голубев, А.В. Медведев, А.Б. Певцов, А.В. Селькин, Н.А. Феоктистов. ФТТ, **41**, 153 (1999).
- [22] Y. Xu, R.K. Lee, A. Yariv. Phys. Rev. A, **61**, 33 807 (2000).
- [23] *Confined Electrons and Photons: New Physics and Applications*, ed. by E. Burstein, C. Weisbuch [NATO Advanced Study Institute, ser. B, (N.Y.–London, Plenum Press) **340** (1995)].

Редактор Л.В. Шаронова

Fabry–Perot $a\text{-Si:H}/a\text{-SiO}_x\text{:H}$ microcavities with erbium-doped hydrogenated amorphous silicon active layer

V.G. Golubev*, A.A. Dukin*, A.V. Medvedev*, A.B. Pevtsov*, A.V. Sel'kin*†, N.A. Feoktistov*

*Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
†Centro de Investigaciones
en Dispositivos Semiconductores,
Instituto de Ciencias, BUAP, Puebla
72570, Pue. Mexico

Abstract Fabry–Perot microcavities based on hydrogenated amorphous silicon and hydrogenated amorphous silicon-oxygen alloy are fabricated by a plasma-enhanced chemical-vapor deposition technique. The microcavities are tuned to the $1.53\ \mu\text{m}$ wavelength. Distributed Bragg reflectors and an active layer are grown in a single technological cycle. The half-wavelength active layer is doped with erbium during the deposition by making use of metalorganic compound. Due to the high optical contrast, the cavity quality factor as high as 355 is achieved in microcavity with only three periods in distributed Bragg reflectors. In this case the erbium photoluminescence intensity in the microcavity is two order of magnitude higher than that from an identical $a\text{-Si:H}$ layer without Bragg reflectors. Transmittance, reflectance and photoluminescence spectra are analysed. It is found the spectral shape of the erbium photoluminescence ($^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ transition) in the microcavity almost completely coincides with the spectral shape of the transmittance resonant peak. Theoretical calculations are compared with experimental data: good agreement is obtained.