

Расщепление резонансных оптических мод в микрорезонаторах Фабри–Перо

© 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

(Получена 23 декабря 2002 г. Принята к печати 27 декабря 2002 г.)

Экспериментально исследовано расщепление резонансных оптических мод в микрорезонаторах Фабри–Перо с распределенными брэгговскими отражателями. Расщепление проявляется в поляризованном свете при больших углах падения на внешнюю границу микрорезонатора. Построена теоретическая модель явления, которая позволяет количественно описать все наблюдаемые особенности расщепления.

1. Введение

Микрорезонаторы (МР) Фабри–Перо привлекают в последнее время большое внимание благодаря своим интересным физическим свойствам [1]. В частности, в МР наблюдались расщепление Раби, обусловленное взаимодействием локализованных оптических мод с экситонами в квантовых ямах [2], расщепление частот собственных мод в системе двух МР, связанных общим зеркалом [3], поляризационное расщепление собственных частот оптических ТМ- и ТЕ-мод [4]. Большинство эффектов в МР изучалось при углах падения света, близких к нормальному.

Настоящая работа посвящена детальному изучению собственной оптической моды в планарных МР при больших углах падения. В качестве объектов исследования использовались МР на основе гидрогенизированного аморфного кремния, насыщенного кислородом, ($a\text{-SiO}_x\text{:H}$) и оксида олова (SnO_x). Показано, что возникает расщепление резонансной частоты оптической моды в одной из поляризаций света. Величина расщепления и поляризация света (ТМ или ТЕ), в которой это расщепление возникает, зависят от оптических констант отдельных слоев и геометрических параметров МР.

2. Эксперимент

Исследуемый микрорезонатор представлял собой тонкопленочную структуру из чередующихся слоев гидрогенизированного аморфного кремния, насыщенного кислородом, ($a\text{-SiO}_x\text{:H}$) и оксида олова (SnO_x).¹ Схема МР представлена на рис. 1. Верхний (А) и нижний (В) распределенные брэгговские отражатели (РБО) состоят из двух пар четвертьволновых слоев SnO_x и $a\text{-SiO}_x\text{:H}$ (толщиной $\lambda/4n_1$, $\lambda/4n_2$) с высоким (n_1) и низким (n_2) показателями преломления ($n_1 = 1.87$ для SnO_x , $n_2 = 1.46$ для $a\text{-SiO}_x\text{:H}$). Между РБО расположен полуволновый (толщиной $\lambda/2n_1$) активный слой из SnO_x . Оптические параметры слоев определялись непосредственно в процессе роста микрорезонаторной

структуры из интерференционной картины. Свойства отдельных слоев независимо контролировались методом эллипсометрии. Толщины слоев структуры подбирались таким образом, чтобы резонансная длина волны (λ) в вакууме при нормальном падении света лежала в области 1.3–1.5 мкм, что соответствует диапазону, используемому в современной технике оптоволоконной связи.

Материалы слоев выбирались так, чтобы выращенная микрорезонаторная структура обладала достаточно большим оптическим контрастом $2(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$,

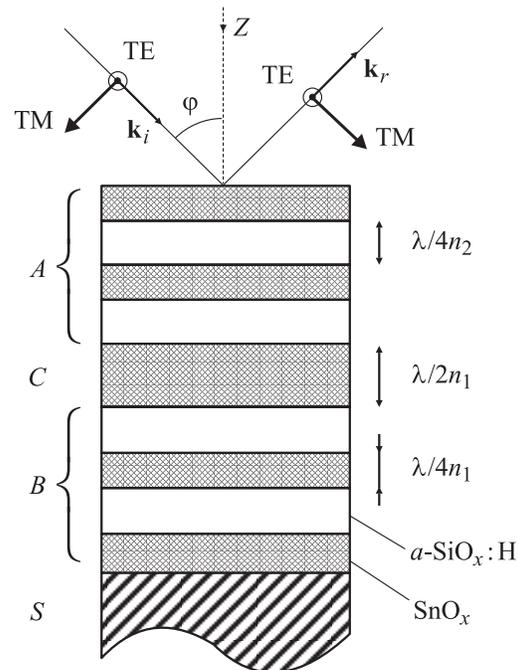


Рис. 1. Схема микрорезонатора на основе $\text{SnO}_x/a\text{-SiO}_x\text{:H}$. Микрорезонатор состоит из двух четвертьволновых распределенных брэгговских отражателей — верхнего (А) и нижнего (В), с полуволновым активным слоем SnO_x (С) между ними. S — кварцевая подложка. \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_r — волновые векторы падающей и отраженной волн, φ — угол падения света, ТМ и ТЕ — поляризация света, n_1 и n_2 — показатели преломления, λ — длина волны, на которую настроен микрорезонатор.

[†] E-mail: dookin@gvg.ioffe.rssi.ru

¹ Детали технологического процесса и конструкции МР изложены в [5–9].

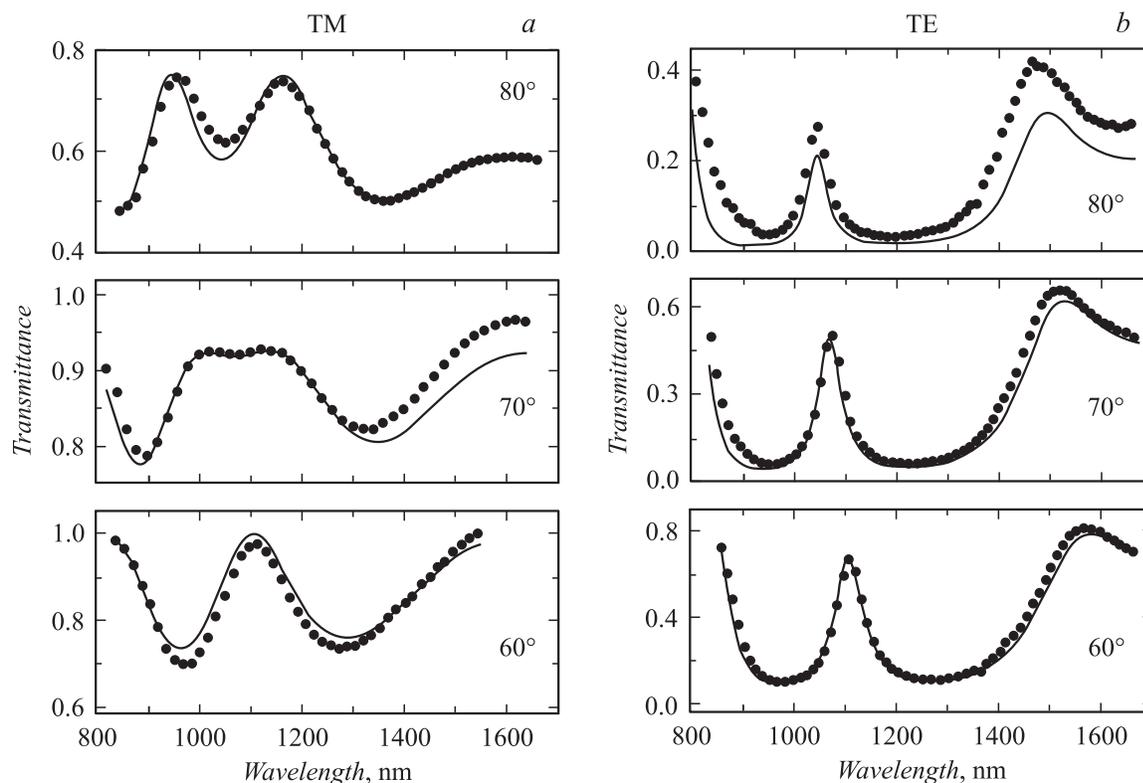


Рис. 2. Спектры пропускания микрорезонатора на основе $\text{SnO}_x/a\text{-SiO}_x:\text{H}$ при разных углах падения света $\varphi = 60, 70, 80^\circ$. Поляризация света: *a* — ТМ, *b* — ТЕ. Точечные линии — эксперимент, сплошные — теоретический расчет.

что позволяло бы наблюдать собственные моды МР с минимальным числом периодов в РБО. Последнее обстоятельство играет существенную роль в упрощении технологического процесса роста многослойной структуры.

Спектроскопические исследования проводились с помощью управляемого компьютером решетчатого монохроматора, оснащенного фотодиодом на основе InGaAs в качестве приемника излучения. Измерения проводились в режиме синхронного детектирования. Площадь поверхности, с которой регистрировался сигнал пропускания, составляла 1 мм^2 . Угловая апертура измерений не превышала 0.7° , что позволило избежать нежелательного уширения резонансных линий в результате коллимирования лучей, прошедших через МР под разными углами.

В работе измерены спектры пропускания МР структуры как в ТМ-, так и в ТЕ-поляризации света при разных углах падения в диапазоне от 0 до 85° . Спектры записывались в интервале, включающем область фотонной запрещенной зоны [1]. При углах падения, не превышающих 70° , наблюдается явно выраженный резонансный пик, связанный с возбуждением собственной моды МР. При больших углах падения в ТМ-поляризации обнаруживается дублетная структура резонансного пика, в то время как в ТЕ-поляризации такого рода структура отсутствует при любых углах падения.

На рис. 2 в виде точечных кривых представлены экспериментальные спектры пропускания микрорезонаторной структуры в области фотонной запрещенной зоны для ТМ- (*a*) и ТЕ- (*b*) поляризаций света для трех углов падения ($\varphi = 60, 70$ и 80°). Видно, что для ТМ-поляризации дублетная структура резонансного пика отсутствует при $\varphi = 60^\circ$, начинает появляться при 70° , а при 80° становится ярко выраженной. При этом спектральное расщепление дублетной структуры растет с увеличением φ . В ТЕ-поляризации при тех же углах падения регистрируется только один резонансный пик. Ширина ТЕ-пика оказывается меньшей по сравнению с шириной ТМ-пика. Фотонная запрещенная зона наиболее четко проявляется в ТЕ-поляризации в виде заметного увеличения коэффициента пропускания света на длинноволновой и коротковолновой границах исследуемого спектрального интервала.

На рис. 3 точками изображены спектральные положения экспериментальных резонансных пиков в зависимости от угла падения света. С увеличением угла падения резонансная длина волны, соответствующая максимуму пика пропускания, уменьшается. В области от 0 до 70° резонансные частоты для ТМ- и ТЕ-поляризации совпадают. При углах, превышающих 70° , явно проявляется расщепление резонансного пика в ТМ-поляризации. Обращает на себя внимание тот факт, что эффект возникновения расщепления носит пороговый характер.

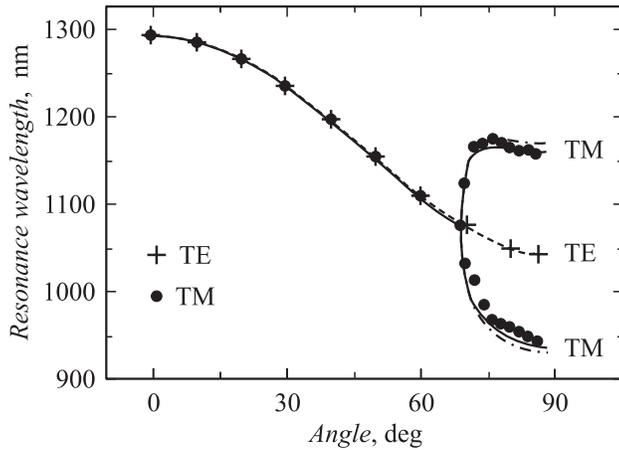


Рис. 3. Угловая зависимость резонансных длин волн микрорезонатора на основе $\text{SnO}_x/\alpha\text{-SiO}_x:\text{H}$ для ТМ- и ТЕ-поляризации света. Точки — эксперимент. Сплошная и штриховая линии — длины волн резонансных пиков пропускания, полученные из спектров, рассчитанных методом матриц переноса для ТМ- и ТЕ-поляризации соответственно. Штрихпунктирная линия — расчет для ТМ-поляризации по аналитической формуле (3).

Для объяснения наблюдаемых экспериментальных фактов в следующем разделе предлагается теоретическая модель, описывающая формирование спектров пропускания в микрорезонаторной структуре при больших углах падения света.

3. Теория

Для исследованной структуры выполнен расчет спектров пропускания методом матриц переноса [10]. Рассчитанные спектры (сплошные кривые на рис. 2) подгонялись под экспериментальные путем варьирования показателя преломления SnO_x и толщин слоев микроструктуры. Видно, что достигнуто хорошее согласие теоретических и экспериментальных спектров. В расчете воспроизводятся все особенности экспериментальных спектров: фотонная запрещенная зона, резонансный пик и его дублетная структура.

На рис. 3 линиями показаны полученные из рассчитанных спектров положения резонансных пиков пропускания в зависимости от угла падения света для ТМ-поляризации (сплошная линия) и ТЕ-поляризации (штриховая) для исследуемой микрорезонаторной структуры ($n_1 > n_2$). Рассчитанные кривые хорошо согласуются с экспериментальными данными. С увеличением угла падения резонансная длина волны уменьшается. В области углов от 0 до 70° резонансные длины волн для обеих поляризаций очень близки (малое поляризационное расщепление [11]). Последнее обусловлено относительно небольшим значением оптического контраста и тем, что оптические толщины слоев РБО и активного слоя с хорошей точностью равны $\lambda/4$ и $\lambda/2$ соответственно.

Для выяснения причин появления дублетной структуры ТМ-пика сделаем ряд упрощающих предположений. Будем считать, что оптическая толщина активного слоя равна $\lambda/2$, а оптические толщины слоев РБО равны $\lambda/4$. При этом соотношение показателей преломления в слоях микрорезонаторной структуры таково, что при любом угле падения света из внешней среды эффект Брюстера на границах между смежными слоями РБО отсутствует ($n_v > 1/\sqrt{n_1^2 + n_2^2}$, где n_v — показатель преломления внешней среды).

Как показывает анализ, в спектральной области фотонной запрещенной зоны при определенных условиях возникает конструктивная интерференция световых волн (сложение волн с одинаковой фазой) на внутренних границах наружного четвертьволнового слоя верхнего РБО (этот слой граничит с внешней средой). Для ТЕ-поляризации такая интерференция реализуется при любых углах падения, если $n_1 < n_2$ (см. расположение слоев на рис. 1). В ТМ-поляризации интерференция становится конструктивной, если $n_1 > n_2$ и угол падения φ больше угла Брюстера $\varphi_{\text{Br}} = \text{arctg}(n_1/n_v)$ или если $n_1 < n_2$ и $\varphi < \varphi_{\text{Br}}$. При углах падения, близких к 90°, коэффициент отражения на верхней границе наружного слоя стремится к единице, в результате чего в этом слое формируется дополнительный МР, который будем обозначать как $\text{MR}_{\lambda/4}$ в отличие от МР в полуволновом активном слое $\text{MR}_{\lambda/2}$. Таким образом, при больших углах падения в микрорезонаторной структуре образуется система из двух МР, связанных общим двусторонним зеркалом, сформированным частью верхнего РБО между активным и верхним (наружным) слоями.

Известно, что в системе двух МР, связанных общим зеркалом, может возникнуть расщепление частот собственных мод [11]. Подобное расщепление следует ожидать и в рассматриваемой системе.

В области фотонной запрещенной зоны энергетический коэффициент отражения от РБО $R_{\text{DBR}} = |r_{\text{DBR}}|^2$ практически не зависит от частоты. Фаза амплитудного коэффициента отражения (r_{DBR}) меняется по закону, близкому к линейному [8,11]:

$$r_{\text{DBR}}^{\sigma} = \pm \sqrt{R_{\text{DBR}}^{\sigma}} \exp\{i\alpha^{\sigma}(\varphi)[\omega - \bar{\omega}^{\sigma}(\varphi)]\},$$

где $\sigma = \text{TM}, \text{TE}$ обозначает поляризацию, φ — угол падения света во внешней среде, $\alpha^{\sigma}(\varphi)$ — коэффициент пропорциональности, связывающий фазу и частоту, $\bar{\omega}^{\sigma}(\varphi)$ — частота „центра“ фотонной запрещенной зоны. Коэффициент $\alpha^{\sigma}(0)$ обратно пропорционален разности показателей преломления:

$$\alpha^{\sigma}(0) \equiv \alpha(0) = \bar{\lambda} n_1 n_2 / [2c(n_1 - n_2)n],$$

где $\bar{\lambda} = 2\pi c/\bar{\omega}(0)$, c — скорость света, n — показатель преломления среды, из которой волна падает на РБО, $\bar{\omega}(0) \equiv \bar{\omega}^{\text{TM}}(0) = \bar{\omega}^{\text{TE}}(0)$ [12]. Фаза амплитудного коэффициента отражения на частоте $\bar{\omega}^{\sigma}(\varphi)$ равна нулю (знак „+“), если $n \geq n_1, n_2$, и равна π (знак „-“), если $n \leq n_1, n_2$.

Амплитудный коэффициент пропускания t_{MC} всей микрорезонаторной структуры описывается выражением (здесь и далее индекс σ , обозначающий поляризацию, опущен)

$$t_{MC} = \frac{t_{top} t_{com} \Phi^{3/2} t_{BB} t_{SV}}{1 - \tilde{r}_{top} r_{com} \Phi - \tilde{r}_{com} r_B \Phi^2 + \tilde{r}_{top} r_B \Phi^3 \tilde{r}_{com} / r_{com}^*}, \quad (1)$$

где t_{BB} и r_B — амплитудные коэффициенты пропускания и отражения света РБО B при падении света со стороны активного слоя, t_{SV} — амплитудный коэффициент пропускания на границе подложки и внешней среды; $\Phi = \exp(i\beta\omega)$ определяет приращение фазы световой волны при прохождении через активный слой толщиной L_c , $\beta = L_c \sqrt{n_1^2 - n_x^2} / c$, $n_x = n_V \sin \varphi$; t_{com} и r_{com} — амплитудные коэффициенты пропускания и отражения общего зеркала, помещенного в среду с показателем преломления n_1 ; t_{top} и \tilde{r}_{top} — амплитудные коэффициенты пропускания и отражения границы наружного слоя РБО A и внешней среды. Символ „~“ показывает, что свет распространяется против оси Z .

Анализ полюсов выражения (1) в приближении $\arg r_B \approx \arg r_{com}$ (которое подтверждается точными численными расчетами) указывает на наличие критического угла падения φ_{Sp} , при превышении которого возникает расщепление частот собственных мод. Приближенное аналитическое выражение для φ_{Sp} приведено в *Приложении*.

Используя (1), спектр пропускания МР в области фотонной запрещенной зоны можно представить как произведение трех резонансных сомножителей:

$$T_{MC} = \frac{A}{|x - x_1|^2 \cdot |x - x_2|^2 \cdot |x - x_3|^2}, \quad (2)$$

где $x = \exp\{i[(\alpha + \beta)\omega - \alpha\bar{\omega}]\}$, A и $x_{1,2,3}$ — константы, зависящие от параметров МР (см. *Приложение*).

Аналитическая формула для величины расщепления $\Delta\omega_r$ резонансного пика пропускания, полученная на основании (2), приведена в *Приложении*. Частоты максимумов резонансных пиков $\omega_{r,1,2}$ определяются следующим образом:

$$\omega_{r,1,2} = \omega_0 \pm \Delta\omega_r / 2, \quad (3)$$

где $\omega_0 = (\alpha\bar{\omega} + \pi) / (\alpha + \beta)$ есть резонансная частота для несвязанных МР $_{\lambda/2}$ и МР $_{\lambda/4}$, т. е. когда $|r_{com}| = 1$.

Расщепление резонансного пика возникает либо в ТМ-, либо в ТЕ-поляризации, в зависимости от того, больший или меньший показатель преломления (из двух материалов, составляющих РБО) имеет наружный слой РБО. Независимо от типа поляризации оно описывается одними и теми же формулами (1)–(3), приведенными в этом разделе, и формулой (П.1) *Приложения*.

Рассматриваемый случай существенно отличается от того, который анализировался в [11] для системы,

состоящей из двух одинаковых МР, соединенных общим внутренним РБО и окруженных двумя одинаковыми наружными РБО. В нашем случае система из двух МР существенно не симметрична, поскольку роль одного наружного РБО играет граница между наружным слоем микрорезонаторной структуры и внешней средой. Фаза амплитудного коэффициента отражения от этой границы не зависит от частоты, а коэффициент отражения отличается от коэффициента отражения нижнего РБО. Кроме того, толщины активных слоев обоих резонаторов различаются в 2 раза. Эта несимметричность определяет новые характерные особенности расщепления, которые обсуждаются в следующем разделе.

4. Обсуждение

На рис. 3, 4 результаты расчета в рамках аналитической модели, предложенной в разд. 3, сопоставляются с экспериментальными данными. Спектральные положения компонент дублетной структуры ТМ-пика определялись по формуле (3), при этом были использованы значения $|r_{com}|$, $|r_B|$, $\bar{\omega}$ и α , рассчитанные методом матриц переноса. Теоретическая кривая на рис. 3 (штрихпунктирная линия) хорошо совпадает с данными эксперимента и расчета методом матриц переноса. При угле падения вблизи 70° как в теории, так и в эксперименте начинает проявляться расщепление резонансного пика. Таким образом, предложенная аналитическая модель позволяет интерпретировать наблюдаемое расщепление резонансного пика как расщепление частот собственных мод микрорезонаторной структуры, возникающее при больших углах падения за счет взаимодействия двух МР: МР в активном слое и МР в наружном слое верхнего РБО.

Зависимость расщепления резонансного ТМ-пика от угла падения представлена на рис. 4 (точки — экспе-

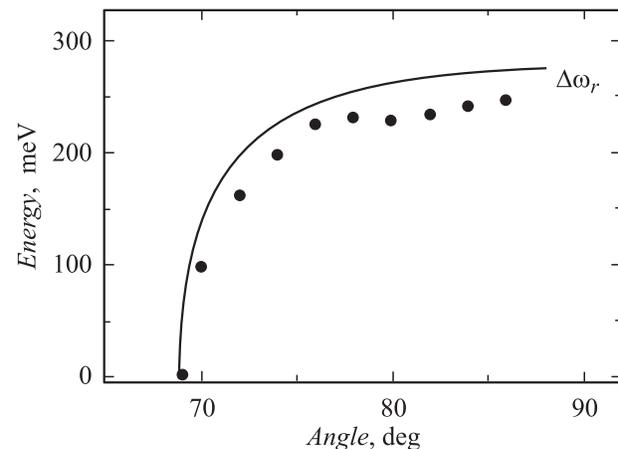


Рис. 4. Угловая зависимость величины расщепления ТМ-пика пропускания для микрорезонатора на основе SnO $_x$ /a-SiO $_x$:H. Точки — эксперимент, сплошная линия — зависимость, рассчитанная по формуле (П.1).

римент, сплошная линия — расчет по формуле (П.1)). Возникновение расщепления носит пороговый характер. В области углов, больших 80° , величина расщепления увеличивается слабо с углом падения.

Величина расщепления пика $\Delta\omega_r$ определяется двумя параметрами: коэффициентом пропускания t_{com} и коэффициентом отражения \tilde{r}_{top} при условии, что $|r_B| \approx 1$ (см. разд. 3). Общее зеркало смешивает две вырожденные моды системы микрорезонаторов $\text{MP}_{\lambda/2}$ и $\text{MP}_{\lambda/4}$, снимая частотное вырождение мод. Коэффициент пропускания t_{com} определяет степень взаимодействия двух мод и величину расщепления [11]. В области углов $\varphi > \varphi_{Sp}$ этот коэффициент слабо меняется с ростом угла падения и увеличение расщепления обусловлено в основном возрастанием коэффициента отражения \tilde{r}_{top} от границы с внешней средой.

Важным параметром является угол падения света, при котором начинается расщепление резонансного ТМ-пика в исследуемых спектрах. Для уменьшения этого порогового угла необходимо увеличивать значение $|\tilde{r}_{\text{top}}|$ и уменьшать $|r_{\text{com}}|$, что достигается уменьшением показателя преломления n_1 вещества наружного слоя РБО.

Как показывает расчет спектров методом матриц переноса, коэффициент отражения $|r_B|^2$ нижнего РБО практически не влияет на пороговый угол φ_{Sp} , при котором возникает расщепление, и на величину расщепления пика $\Delta\omega_r$ (в случае, когда $|r_B|^2$ больше коэффициента отражения верхнего РБО). Увеличение коэффициента отражения общего зеркала приводит к уменьшению $\Delta\omega_r$ и к росту φ_{Sp} . Ширина резонансных пиков при этом изменяется слабо. Поглощение в слоях МР приводит к дополнительному уширению резонансных пиков.

Вышеизложенные соображения были учтены при выборе параметров МР (показатели преломления, число слоев в РБО, толщина активного слоя), чтобы понизить величину угла, при котором возникает расщепление, до величин, надежно доступных для детальных экспериментальных исследований этого явления.

5. Заключение

Методом плазмохимического газофазного осаждения изготовлен микрорезонатор Фабри–Перо на основе слоев $\text{SnO}_x/\text{a-SiO}_x:\text{H}$. В полученной структуре экспериментально исследована зависимость частоты резонансного пика пропускания микрорезонатора от угла падения света в диапазоне от 0 до 85° для ТМ- и ТЕ-поляризации света. Экспериментально обнаружено расщепление резонансного ТМ-пика при больших углах падения.

Показано, что причиной расщепления резонансного пика пропускания является расщепление частот собственных мод в системе двух микрорезонаторов, связанных общим зеркалом. Первый микрорезонатор представляет собой активный слой. Роль второго микрорезонатора играет при больших углах падения наружный слой распределенного брэгговского отражателя, граничащего

с внешней средой. В случае, когда наружный слой состоит из материала, имеющего больший показатель преломления (из двух материалов, составляющих распределенный брэгговский отражатель), наружный микрорезонатор образуется только для ТМ-поляризованного света, если угол падения превышает угол Брюстера на границе между внешней средой и материалом наружного слоя. Это условие выполнялось в эксперименте. Если наружный слой состоит из материала, имеющего меньший показатель преломления, то наружный микрорезонатор возникает для ТЕ-поляризации.

Получены приближенные аналитические выражения, позволяющие рассчитывать величину расщепления резонансного пика и пороговый угол, при котором расщепление начинается. Результаты такого расчета находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке программы Министерства промышленности и науки „Физика твердотельных наноструктур“ и РФФИ (грант 02-02-17601).

Приложение

Величина расщепления резонансных пиков в спектрах пропускания

В области больших углов падения коэффициенты отражения РБО $|r_{\text{com}}|$ и $|r_B|$ изменяются слабо. Их значения можно рассчитать аналитически, используя формулы, приведенные в [11], или методом матриц переноса. Взяв их значения в интервале углов, в котором ожидается расщепление, можно найти приближенное значение угла φ_{Sp} , при котором это расщепление возникает. При ТМ-поляризации (показатель преломления наружного слоя равен n_1):

$$\varphi_{Sp} = \arcsin \sqrt{\frac{dn_V^2 - n_1^2}{n_V^2(d-1)}},$$

где

$$d = \left(\frac{n_1}{n_V}\right)^4 \left(\frac{1 + |\tilde{r}_{\text{top}}|}{1 - |\tilde{r}_{\text{top}}|}\right)^2.$$

При ТЕ-поляризации (показатель преломления наружного слоя равен n_2 , $n_2 < n_1$):

$$\varphi_{Sp} = \arcsin \sqrt{\frac{dn_V^2 - n_2^2}{n_V^2(d-1)}},$$

где

$$d = \left(\frac{1 - |\tilde{r}_{\text{top}}|}{1 + |\tilde{r}_{\text{top}}|}\right)^2.$$

Для обеих поляризаций

$$|\tilde{r}_{\text{top}}| = \frac{1}{2\sqrt{2}}$$

$$\times \sqrt{27 \frac{|r_B|}{|r_{\text{com}}|^3} - 18 \frac{|r_B|}{|r_{\text{com}}|} - |r_{\text{com}}| \cdot |r_B| + |r_B| (|r_{\text{com}}|^2 - 9)^{3/2} \frac{\sqrt{|r_{\text{com}}|^2 - 1}}{|r_{\text{com}}|^3}}.$$

Величина расщепления резонансных пиков в спектрах пропускания есть

$$\Delta\omega_r = \frac{2}{\alpha + \beta} \arccos(g), \quad (\text{П.1})$$

где

$$g = \left(s \{ -3s + a[-2 + s(a + 2s)] \} + v^2 + a(a + 2s)v^2 - \sqrt{f} \right) / \left(6(a + 2s)(s^2 + v^2) \right),$$

$$f = \left(s \{ -3s + a[-2 + s(a + 2s)] \} + v^2 + a(a + 2s)v^2 \right)^2 + 3(a + 2s)(s^2 + v^2) \times \left((1 + s^2)[2a^2s + 6s^3 + a(7s^2 - 1)] + 2[a + (3 + a^2)s + 3as^2 + 2s^3]v^2 - (a + 2s)v^4 \right),$$

$$s = u - a/3, \quad u = \frac{1}{2} \left(\frac{p/3}{\Lambda} - \Lambda \right),$$

$$v = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{p/3}{\Lambda} + \Lambda \right), \quad \Lambda = \left(-\frac{q}{2} + \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3} \right)^{1/3},$$

$$p = -\frac{a^2}{3} + b, \quad q = \frac{2}{27}a^3 - \frac{ab}{3} + c,$$

$$a = -\mu |\tilde{r}_{\text{com}}| / |\tilde{r}_{\text{top}}|, \quad b = -|r_{\text{com}}| / |r_B|, \quad c = \mu / \tilde{r}_{\text{top}} |r_B|,$$

μ — знак r_{com} в центре фотонной запрещенной зоны. При условии $\arg r_{\text{com}} = \arg r_B$ полюса выражения (1) принимают значения $x_1 = u - a/3 - iv$, $x_2 = u - a/3 + iv$, $x_3 = -2u - a/3$.

Список литературы

- [1] *Microcavities and Photonic Bandgaps: Physics and Applications*, ed. by J. Rarity, C. Weisbuch [NATO Advanced Study Institute, ser. E (Dordrecht—Amsterdam, Kluwer Acad. Publ.) v. 324 (1996)].
- [2] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 3314 (1992).
- [3] R.P. Stanley, R. Houdré, U. Oesterle, M. Ilegems, C. Weisbuch. *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 2093 (1994).
- [4] D. Baxter, M.S. Skolnick, A. Armitage, V.N. Astratov, D.M. Whittaker, T.A. Fisher, J.S. Roberts, D.J. Mowbray, M.A. Kaliteevski. *Phys. Rev. B*, **56**, R10032 (1997).
- [5] A.B. Pevtsov, A.V. Zherzdev, N.A. Feoktistov, G. Juska, T. Muschik, R. Schwarz. *Int. J. Electron.*, **78**, 289 (1995).
- [6] 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).
- [7] A.A. Dukin, N.A. Feoktistov, V.G. Golubev, A.V. Medvedev, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3009 (2000).
- [8] В.Г. Голубев, А.А. Дукин, А.В. Медведев, А.Б. Певцов, А.В. Селькин, Н.А. Феоктистов. *ФТП*, **35**, 1266 (2001).

- [9] A.A. Dukin, N.A. Feoktistov, V.G. Golubev, A.V. Medvedev, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin. *J. Non-Cryst. Sol.*, **299-302**, 694 (2002).
- [10] А. Яри́в, П. Юх. *Оптические волны в кристаллах* (М., Мир, 1987) [Пер. с англ.: A. Yariv, P. Yeh. *Optical waves in crystals* (N. Y., Wiley, 1984)].
- [11] 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).
- [12] R. Ram, D. Babic, R. York, J. Bowers. *IEEE J. Quant. Electron.*, **31**, 399 (1995).

Редактор Л.В. Шаронова

Splitting of optical resonant modes in Fabry–Perot microcavities

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

loffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

Abstract A splitting of optical resonant modes in Fabry–Perot microcavities with distributed Bragg reflectors has been investigated experimentally. The splitting appears at large angles of the incidence of polarized light on the external boundary of the microcavity. A theoretical model of the splitting, which permits to describe all observed features of the splitting quantitatively, has been developed.