

$$\Theta_D^T = B_1 \cdot T_{пл}^{1/2} \cdot m_a^{-1/2} \cdot V_a^{-1/3} + B_2, \quad (1)$$

где B_1 и B_2 – константы Линдемана;

$T_{пл}$ – температура плавления в К;

m_a – средняя атомная масса, выраженная в граммах;

V_a – средний атомный объем, выраженный в см³.

Как известно, значение характеристической температуры Θ_D зависит как от метода определения, так и от температуры плавления, а параметры Линдемана зависят от метода определения температуры Дебая, а также от набора экспериментальных данных, по которым находятся эти параметры. Для исследуемых соединений $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$ и $CuGa_5Se_8$ мы использовали константы $B_1=110$, $B_2=0$ [10]

Также для оценки температуры Дебая использовалось выражение:

$$\Theta_D^\alpha = C_1 \cdot \alpha_m^{-1/2} \cdot m_a^{-1/2} \cdot V_a^{-1/3} + C_2, \quad (2)$$

где C_1 и C_2 – константы, равные соответственно $C_1=14,3$ и $C_2=0$ [11, 12];

α_m – средний для кристалла коэффициент теплового расширения.

Следует отметить, что, используя уравнение (2) и данные зависимости от температуры среднего для кристалла коэффициента α_m можно оценить температурную зависимость характеристической температуры Дебая.

В таблице 2 приведены для исследованных соединений $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$ и $CuGa_5Se_8$ значения температуры Дебая, рассчитанные по формулам: (1) – из температур плавления Θ_D^T и (2) – из средних для кристаллов коэффициентов теплового расширения Θ_D^α .

По словам профессора Займана: «...дебаевская температура – это параметр, в который мы пытаемся вложить всю динамику решетки твердого тела».

Таблица 2. Некоторые физико-химические и структурные параметры соединений $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$ и $CuGa_5Se_8$

| Параметр | $CuIn_3Se_5$ | $CuGa_3Se_5$ | $CuGa_5Se_8$ |
|---|--------------|--------------|--------------|
| V_a , см ³ | 14,39 | 12,44 | 12,29 |
| m_a , г | 89,20 | 74,18 | 74,57 |
| $T_{пл}$, К | 1253 | 1359 | 1339 |
| α_m , 10 ⁻⁶ К ⁻¹ | 8,9 | 7,0 | 8,8 |
| Θ_D^T , К | 211 | 254 | 252 |
| Θ_D^α , К | 212 | 266 | 237 |

Заключение. В статье представлены оптимальные режимы выращивания однородных монокристаллов тройных соединений $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$ и $CuGa_5Se_8$ (метод Бриджмена и Бридж-

мена–Стокбаргера). Из результатов дифференциального термического анализа найдены температуры и характер фазовых превращений для $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$ и $CuGa_5Se_8$. Рентгеновским методом проведены исследования анизотропии теплового расширения. Рассчитаны температуры Дебая, которые в физике твердого тела имеют фундаментальный характер и могут использоваться как справочные данные. Выращенные кристаллы $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$, $CuGa_5Se_8$ используются в ГНУ “Объединенный институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси” как мишени с целью создания тонкопленочных структур в рамках программы INTAS (проект 03–51–6314) “Optical and structural analysis of single crystals and thin films of $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$, $CuIn_4Se_6$, $CuIn_5Se_8$, $CuGa_5Se_8$ for photovoltaic applications”.

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- Crystal growth and optical characterization of ordered vacancy compounds of the I-III₃-VI₅ and I-III₅-VI₈ families / G.Marin [et al] // Jpn. J. Appl. Phys. – 2000. – Vol. 39. Suppl. 39–1. – P. 44-45.
- Получение и исследование гетеропереходов $AgIn_5Se_8/(InSe, GaSe)$ / И.В. Боднар [и др.] // ФТП. – 1999. – Т. 33, № 7. – С. 805-809.
- Поверхностно-барьерные структуры $In/p-CuGa_3Te_5$ и $In/p-CuGa_5Te_8$: создание и свойства / В.Ю. Рудь [и др.] // ФТП. – 2006. – Т.40, № 9. – С. 1054–1061.
- Optical properties of $CuGa_3Se_5$ single crystals / S. Levchenko [et al] // J. of Physics. Dep. Appl. Phys. – 2006. – Vol. 39, № 8. – P. 1515-520.
- Боднар, И.В. Выращивание и свойства монокристаллов $CuGa_5Se_8$ / И.В. Боднар // Неорган. материалы. – 2005. – Т.41, № 6. – С. 650-656.
- Electrical properties of the ordered defect compound $CuIn_3Se_5$ / S.M. Wasim [et al] // Phys. Stat. Sol.(a). – 2002. – Vol. 194, № 1. – P. 244-252.
- Orlova, N.S. Structural and physical-chemical properties of the $CuGa_5Se_8$, $CuGa_3Se_5$ and $CuIn_3Se_5$ compounds / N.S. Orlova, I.V. Bodnar, T.L. Kushner // J. of Phys. Chem. Solids. – 2003. – № 64. – P. 1895-1899.
- Deus, P. Simple estimation of the bulk module of ternary chalcopyrite semiconducting compounds by means of the Debye characteristic temperature / P. Deus, H.A. Schneider // Cryst. Res. Technol. – 1985. – Vol. 20, № 6. – P. 867-869.
- Melting temperature and Debye temperature of ternary chalcopyrite semiconductors / L.K. Samanta [et al] // Cryst. Res. Technol. – 1985. – Vol. 20, № 4. – P. 491-497.
- Orlova, N.S. Structural and physical-chemical properties of the ternary compounds $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$ and $CuGa_5Se_8$ / N.S. Orlova, I.V. Bodnar, T.L. Kushner // Ternary and Multinary Compounds: book of abstracts 13th International Conference, Paris, 14–18 October 2002 / Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Paris. – Paris, 2002. – P. 175.
- Thermal expansion and conductivity of $CuGa_xIn_{1-x}Se_2$ / I.V. Bodnar [et al] // Cryst. Res. Technol. – 1985. – Vol. 20, № 3. – P. K29-K33.
- X-ray study of Debye-Waller factors and Debye characteristic temperatures $AgGa(S_{1-x}Se_x)_2$ solid solutions / N.S. Orlova [et al] // Cryst. Res. Technol. – 1990. – Vol. 29, № 6. – P. 851-858.

Материал поступил в редакцию 17.02.08

KUSCHNER T.L. Calculation of the Debye temperatures for $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$ and $CuGa_5Se_8$ compounds

The aims of the work are synthesis and growth homogeneous $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$, $CuGa_5Se_8$ single crystals, an analysis cell parameters, temperature and character of melting are investigated. By the X-ray diffraction method thermal expansion anisotropy in the range 90-650 K are analyzed. The Debye temperatures, other structural characteristics of $CuIn_3Se_5$, $CuGa_3Se_5$ and $CuGa_5Se_8$ compounds are counted.

УДК 539.23; 539.216.1

Ракович Ю.П., Русаков К.И., Гладыщук А.А.

РАСЩЕПЛЕНИЕ МОД ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ ДАВЛЕНИЕМ СВЕТА В СФЕРИЧЕСКОМ МИКРОРЕЗОНАТОРЕ С УПРУГОЙ ОБОЛОЧКОЙ

Введение. Световое давление, созданное сфокусированным лазерным лучом, может использоваться для оптического захвата,

левитации и манипуляции диэлектрическими нано- и микро-частицами и биологическими клетками [1-2]. При взаимодействии с

Ракович Юрий Петрович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики Брестского государственного технического университета (БрГТУ).

Русаков Константин Иванович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики БрГТУ.

Гладыщук Анатолий Антонович, кандидат физико-математических наук, зав. кафедрой физики БрГТУ.

Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Физика, математика, информатика

электромагнитным полем, создаваемым светом, у микрочастицы возникает дипольный момент, благодаря чему под действием градиента поля частица затягивается в перетяжку лазерного пучка. Для стабильного «захвата» необходимо, чтобы градиент электромагнитного поля доминировал над давлением света, что достигается путем правильно сконфигурированной оптической схемы. Сильный градиент напряженности электромагнитного поля в области перетяжки луча обуславливает действие сил, которые совершают работу против гравитационной силы, что делает возможным метод оптического удержания и манипуляции сверхмалыми частицами и мезоскопическими системами. Кроме того, пучок света может вызвать достаточное радиационное давление, чтобы переместить микрообъект вдоль направления распространения луча. Такое вызванное давлением света опто-механическое взаимодействие является перспективным для множества применений в области микрооптических электро-механических систем (МОЭМС) [3-4], лазерного охлаждения [5], спектрального анализа [6], оптической обработки информации [4,6] и квантовой информатики [5].

В данной работе мы представляем новые результаты по манипуляции модами излучения в микросферах с тонкой оболочкой за счет радиационного давления. Полное внутреннее отражение света от поверхности микрорезонатора вызывает появление резонансных линий, которые называются называемых модами шепчущей галереи (МШГ).

Волна света, связанная с МШГ, может быть представлена как бегущая волна, распространяющаяся вдоль экватора микросферы и многократно отражающаяся от сферической границы диэлектрик-воздух.

В нашем подходе использовались сферические микрорезонаторы диаметром <math>< 5 \mu\text{m}</math>, чьи моды очень чувствительны к изменениям коэффициента преломления микросферы [7-8] или окружающей среды в непосредственной близости от ее поверхности [9-10]. В последнем случае эффект вызван не полной локализацией электромагнитного поля связанного с МШГ: часть электромагнитного поля, затухая экспоненциально, выходит за пределы микрорезонатора в ограниченную область окружающей среды. Наряду с этими свойствами, МШГ показывают высокую чувствительность к деформации, которая позволяет осуществлять настройку спектрального положения МШГ и добротности [11,12]. Используя результаты исследований упругих свойств многослойного полиэлектrolита (ПЭ), [13], в данной работе мы применили метод послойного наращивания для изготовления тонкой упругой оболочки ПЭ на поверхности меламинаформальдегидной (МФ) микросферы. Изменение числа противоположно заряженных двойных слоев полиэлектrolита, осажденных на меламинаформальдегидной поверхности, обеспечивало изменение толщины такой оболочки. Величина модуля Юнга (100–200 МПа) использованной пленки ПЭ меньше чем у высокоэластичного каучука [14]. Эффективная связь излучения квантовой точки (КТ) с МШГ микросферы была достигнута за счет нанесения одного монослоя полупроводниковых нанокристаллов CdTe на верхний слой полиэлектrolита [15]. Фотолюминесценция от этих квантовых точек является размерно-зависимой, что позволяет осуществлять настройку максимума возбуждения в широком спектральном диапазоне.

Из-за сильного различия в упругих свойствах меламинаформальдегидной микросферы и многослойной пленки ПЭ [13], вызванная давлением света деформация пленки является основным фактором, управляющим структурой МШГ в спектрах микрофотолюминесценции. Способность пленки к деформации может быть увеличена за счет ее обработки в солевом растворе, который изменяет механические свойства многослойного ПЭ. Для наших экспериментов использовались МФ микросферы с диаметром 3 мкм. Эти микросферы имеют большой спектральный диапазон между резонансными пиками МШГ, который позволяет точную идентификацию поляризации и номера моды. Ширина спектральной линии и добротность Q являются относительно независимыми от эффекта поглощения излучения в монослое нанокристаллов CdTe [16]. Мы исследовали возможность управления расщеплением резонансов МШГ в системе микросфера/квантовые точки с помощью давления света. Экспериментальный подход, представленный нами, должен положить основу для применения МШГ в сферических микрорезонаторах с упругой нано-оболочкой для различных задач фотоники.

Методика эксперимента. Образцы МФ микросфер с показателем преломления 1.68 и диаметром 3.078 мкм производства Micro Particles GmbH (Берлин, Германия) покрывались несколькими

слоями пленки ПЭ с использованием метода послойного осаждения за счет электростатического взаимодействия [17]. Средняя толщина одного слоя PE составляет приблизительно 1.5 нм [18]. Для наших экспериментов были изготовлены образцы с 10 двойными слоями, а на наружную часть такой оболочки наносился один плотноупакованный монослой нанокристаллов CdTe по методу, описанному в [19].

Чтобы управлять эластичностью оболочки ПЭ, мы использовали дополнительную химическую процедуру для изменения механических свойств слоя ПЭ на поверхности образцов. Прежде, чем сферы были покрыты монослоем нанокристаллов, образцы выдерживались в течение 5 дней в высококонцентрированном растворе NaCl (7 Моль/л) [14]. Эта обработка уменьшает жесткость слоя ПЭ, в результате чего он становится более мягким. Мягкий слой необходим для обеспечения возможности деформации сферической формы оболочки ПЭ световым давлением.

Спектры излучения измерялись спектральным комплексом RENISHAW, оснащенным дифракционной решеткой 1800 штр./мм, объективом ($\times 100$), узкополосным обрезавшим и плазменным фильтрами и CCD камерой. В качестве источника возбуждения использовался Ar^+ лазер ($\lambda = 514 \text{ nm}$) с мощностью до 45 мВт. Система микропозиционирования с пространственным разрешением 0.1 мкм/шаг позволяет точно сфокусировать лазерный луч до диаметра приблизительно 1.5 мкм. Спектроскопическая система, состоящая из спектрометра высокого разрешения соединена с конфокальным микроскопом. За счет использования диафрагмы (70 мкм диаметром) достигается эффективная блокировка света распространяющегося из областей вне фокуса. Таким образом, регистрируемый спектр содержит сигнал почти исключительно от фокальной области возбуждения. Во всех экспериментах образцы помещались на стеклянную подложку. Лазерный луч оказывал световое давление и был источником возбуждения и оптической накачки нанокристаллов.

Результаты и обсуждение. Дискретные длины волн, соответствующие МШГ в пределах микросферы, задаются угловым числом l , которое описывает угловое изменение внутренней интенсивности моды [20]. Радиальное изменение внутреннего поля описывается модовым числом n , которое указывает число радиальных максимумов в распределении интенсивности моды. Для каждого модового числа и порядка существует как поперечная электрическая TE-мода, не имеющая радиальной компоненты электрического поля, так и поперечная магнитная TM-мода без радиальной компоненты магнитного поля. Кроме того, МШГ являются вырожденными по длине волны относительно азимутальных (m) мод из-за сферической симметрии микрорезонатора. Это означает, что у орбит с различной пространственной ориентацией, описываемых различными m - модами, оптические пути одинаковы и, следовательно, одинаковы длины волн соответствующих резонансов. Общее количество m - мод, соответствующих определенному угловому числу l , зависит от распределения электромагнитного поля, ограниченного микросферой, и равно $2l + 1$. Так называемая основная мода $m = l$ расположена в экваториальной плоскости, наименьший азимутальная мода $m = 0$ расположена перпендикулярно к основной моде в полярной плоскости в соответствии с рис. 1.

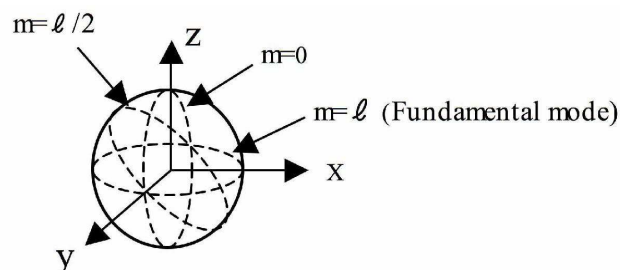


Рис. 1. Пространственная ориентация оптических мод в микросфере относительно азимутального модового числа m

Один из способов, позволяющих экспериментально наблюдать различные m - моды состоит в том, чтобы нарушить сферическую симметрию микросферы, например, используя устройство механиче-

ской деформации [12] или лазерный нагрев в ионной ловушке [21]. Искажение формы нарушает азимутальную симметрию и снимает вырождение мод. В деформированной сфере у фотонных орбит с разным наклоном различные длины оптических путей и поэтому, спектральное положение m -мод больше не совпадает. Другими словами, одиночный пик МШГ в спектре идеальной сферы теперь расщеплен на ряд азимутальных резонансов. Однако снятие вырождения МШГ в деформированной микросфере неполное. Так у m -мод со знаками "+" и "-" (определяемыми вращением по часовой стрелке и против часовой стрелки) остается та же самая длина волны. В результате вырождение между m и $-m$ в деформированной микросфере не снято и новый порядок вырождения МШГ теперь равен $l + 1$, где m меняется от 0 до l . Теория возмущений дает аналитическое выражение для сдвига частоты и расщепления мод для МШГ одиночного сфероида с малой величиной деформации $e = (rp - re)/a \ll 1$, где r_p и r_e - полярный и экваториальный радиусы, соответственно [22].

$$\lambda_m(m, e) = \lambda_{l,n} \left\{ 1 + \frac{e}{6} \left[1 - \frac{3m^2}{l(l+1)} \right] \right\}. \quad (1)$$

В уравнении (1) $\lambda_m(m, e)$ является длиной волны резонанса азимутальной моды, который зависит от деформации и номера m -моды, а $\lambda_{l,n}$ - длина волны резонанса для идеальной сферы радиуса a . Увеличение деформации сферы приводит к более сильному расщеплению и увеличивает спектральный интервал между азимутальными модами. Сеть молекул PE формирует упругую оболочку на поверхности МФ микросфер. Сильное различие в упругих свойствах ядра и многослойной полиэлектролитной пленки дает возможность выявления m -мод за счет деформации упругого поверхностного слоя. Однако управляемая механическая деформация микросфер диаметром 3 мкм при одновременной регистрации спектров излучения является технически трудноосуществимой. Альтернативный метод использует силу давления света, действующую на микросферу на подложке, освещенной сильно сфокусированным лазерным лучом. В этой экспериментальной оптической схеме сила светового давления прижимает сферу к стеклянной подложке, а величина давления света должна быть достаточной для деформации мягкой многослойной ПЭ оболочки на поверхности микросферы. При этом твердое ядро микросферы не меняет своей формы, поскольку давление света слишком мало для его деформации. Только мягкая многослойная PE пленка сжата давлением света между твердой подложкой и МФ ядром. Полное внутреннее отражение в пределах этой системы происходит на границе между окружающей средой (воздух) и мягкой многослойной ПЭ оболочкой. Следовательно, деформация изменяет резонансные частоты мод. Главное условие для создания оптической ловушки и эффективного светового давления - высокий градиент интенсивности лазерного луча (в нашем случае гауссова пучка) созданного объективом с высокой апертурой в соответствии с рис. 2.

Начало прямоугольной декартовой системы координат ($z = 0$) совпадает с центром сферы, а оси Z и Y направлены перпендикулярно и параллельно подложке. Лазерный луч с длиной волны λ сильно сфокусирован объективной линзой с большой апертурой. Сильный градиент напряженности электромагнитного поля в области перетяжки луча дает начало так называемой градиентной силе. Результирующая сила светового давления может быть направлена по лучу или в противоположном направлении, в зависимости от положения фокуса лазерного пучка. Взаимодействие сил рассеяния и градиентных сил дает возможность локализовать частицу в ловушке и управлять ее перемещением в трех измерениях. Эти силы линейно зависят от интенсивности света, и если градиентная сила превышает силу рассеяния, возникает возвращающая сила (несколько пиконьютонов по величине), которая локализует частицу в области наибольшей интенсивности лазерного пучка, и создает устойчивую ловушку. Для размеров микрорезонатора больших, чем длина волны лазерного излучения, сила светового давления, действующая на микросферу со стороны сфокусированного гауссова пучка, может быть рассчитана при помощи обобщенной теории Лоренца-Ми [23]. Эта теория также может использоваться для расчета спектров рассеяния света для различных положений частицы в пучке и для различных типов падающих волн. В этом подходе сила давления, вызываемого лазерным лучом, распространяющимся вдоль оси Z руко-

водству и падающим на сферическую микрочастицу, расположенную вдоль оси луча, определяется следующим выражением

$$F_{rad} = \frac{2P}{c \pi \omega_0^2} C_{pr}, \quad (2)$$

где P - мощность лазерного луча, ω_0 - диаметр сфокусированного луча, C_{pr} - поперечное сечение давления света, определяемое согласно работе [23]:

$$C_{pr} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} |g_n|^2 \operatorname{Re}[a_n + b_n - 2a_n b_n^*] + \frac{n(n+2)}{n+1} \operatorname{Re}[g_n g_{n+1}^* (a_n + b_n + a_{n+1}^* + b_{n+1}^* - 2a_n a_{n+1}^* - 2b_n b_{n+1}^*)] \quad (3)$$

В этом уравнении коэффициент формы луча g_n на оси для гауссова пучка:

$$g_n = \left(1 + i2s \frac{z_0}{\omega_0} \right)^{-1} \exp(ikz_0) \exp \left[\frac{-s^2(n-1)(n+2)}{1 + i2(s z_0 / \omega_0)} \right], \quad (4)$$

где s определяется выражением $s = 1/k\omega_0$, где k - волновое число, а z_0 - координата центра перетяжки луча. Коэффициенты a_n и b_n называются коэффициентами рассеяния, которые вычисляются по выражениям, полученным на основе обобщенной теории Лоренца-Ми [20].

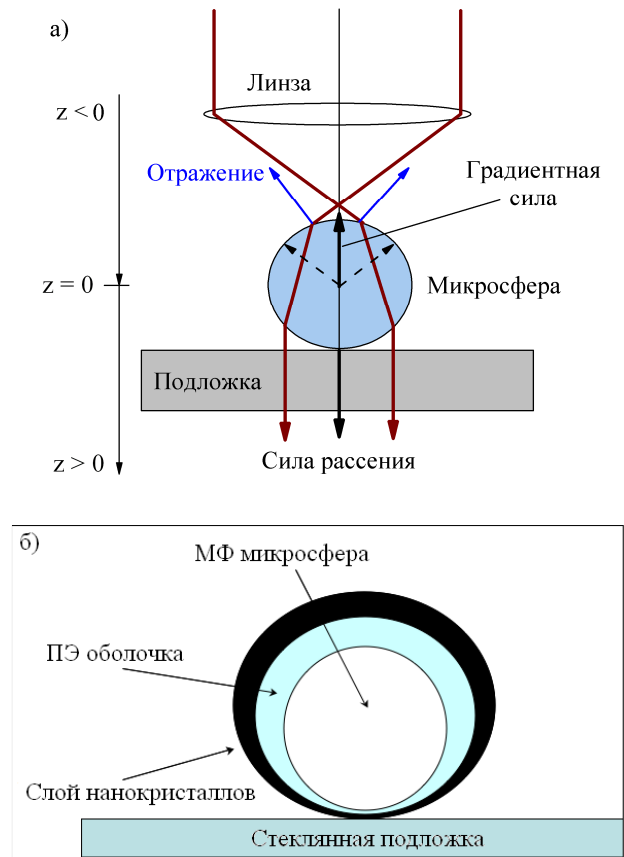


Рис. 2. Схема возникновения сил светового давления в сферической микросфере (а). Деформация сферической формы ПЭ оболочки, вызванная прижатием МФ сферы к стеклянной подложке (б)

На рис. 3 показана сила светового давления F_{pr} , рассчитанная для переменного положения фокуса вдоль оси Z в центре сферы с диаметром 3.078 мкм. При этом отрицательное значение F_{pr} означает обратную силу, которая перемещает сферу в направлении, противоположном к направлению распространения луча. Положительная F_{pr} движет сферу вниз, прижимая ее к твердой подложке. Значение $z = 0$ по оси абсцисс, как и на рис. 2, соответствует центру

сферы. Положительные значения z соответствуют размещению фокуса ниже центра сферы (ближе к подложке), а отрицательные значения z соответствует положению фокуса выше центра сферы. Свободно движущаяся микросфера была бы поймана в ловушку в точке, где результирующая сила рассеяния полностью скомпенсирована градиентной силой, что в наших вычислениях соответствует значению $z = -1$ мкм.

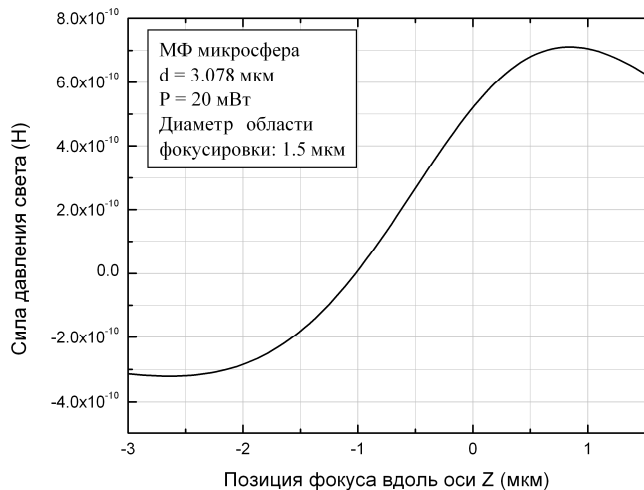


Рис. 3. Расчетная зависимость силы давления света на микросферу в зависимости от положения фокуса пучка вдоль оси Z

Когда фокус перемещается выше, сила светового давления тянет сферу вверх, а когда фокус перемещается далее вниз, сфера давит на подложку, причем максимальное давление достигается при $z = 0.9$ мкм. Вычисления ясно демонстрируют возможность управления величиной давления за счет изменения положения фокуса, используя бесконтактный метод управления модификацией МШГ в сферическом микрорезонаторе с эластичной поверхностной оболочкой.

Спектры ФЛ одиночных микросфер с толщиной ПЭ пленки 12 нм и 30 нм, соответственно и одним монослоем квантовых точек CdTe были измерены при различных положениях фокуса и мощности возбуждения. Чтобы изменить жесткость ПЭ пленки, образец с толщиной пленки 15 нм был выдержан в течение 5 дней в высококонцентрированном растворе NaCl (7 Мол/л). Эта обработка позволила получить более мягкий поверхностный слой пленки.

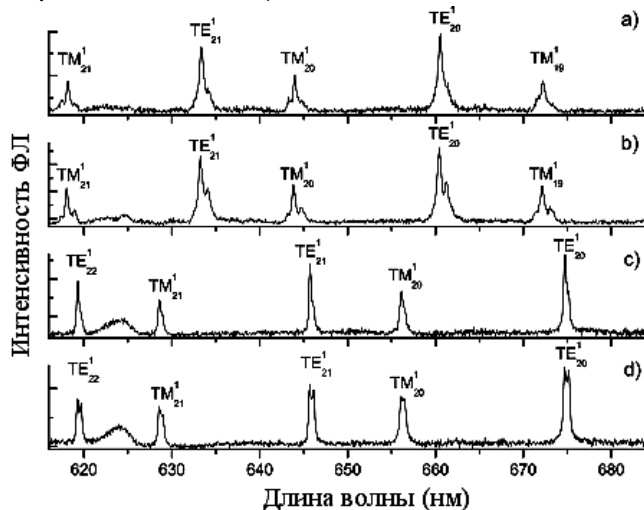


Рис. 4. Спектры ФЛ микросфер, в ловушке лазерного луча постоянной мощности при наличии давления (а). Та же микросфера с 4 ПЭ двойными слоями (б), мощность возбуждения $P = 15$ мВт при другом положении фокуса. (с) и (д) – спектры ФЛ другой микросферы (5 ПЭ двойных слоев), модифицированной в солевом растворе, при мощности возбуждения $P = 5$ мВт и различных положениях фокуса

В соответствии с рис. 4 (а), спектр ФЛ был зарегистрирован для положения фокуса $z = -2.5$ мкм, который находится на 1 мкм выше микросферы. Согласно теоретическим предсказаниям (в соответствии с рис. 3), лазерный луч вызывает приподнимающее действие на сферу. На этом спектре видна структура МШГ, которая типична для сферы с диаметром 3 мкм. Согласно теории Лоренца-Ми, положение и поляризация МШГ могут быть точно определены методом расчета поперечного сечения рассеяния или решением уравнений для коэффициентов рассеяния [20]. Таким образом, более высокие пики в спектрах рис. 4 были идентифицированы как ТЕ-моды, тогда как меньшие пики, наблюдаемые в спектрах микрофотолюминесценции, являются ТМ-модами. ТЕ и ТМ-моды в спектрах идентифицированы модовым угловым числом l (нижний индекс) и радиальным модовым числом n (нижний индекс).

Знание углового модового числа l было необходимо, чтобы определить спектральные положения для каждой индивидуальной азимутальной m -моды (см. уравнение 1). Все пики в спектре имеют некоторые слабые признаки расщепления из-за светового давления и веса сферы ($F_{weight} = 1.6 \times 10^{-12}$ Н). Когда пучок сфокусирован на нижнем краю сферы ($z = -1.5$ мкм) (рисунок 4 (б)), то хорошо заметен второй пик, который имеет небольшой красный сдвиг относительно исходной моды. Расщепление контура МШГ в области больших длин волн хорошо согласуется с теорией, предсказывающей, что деформация вызывает возрастание вырождения и сдвиг азимутальных мод в длинноволновую сторону. Спектры, представленные на рисунках 4 (с) и 4 (д) принадлежат другому образцу, который состоит из 5 двойных слоев ПЭ на микросфере, которые смягчены в 7-мольном растворе NaCl перед нанесением слоя нанокристаллов CdTe. По сравнению с предыдущим образцом, у этой сферы есть один дополнительный полиэлектролитный двойной слой, и вся ПЭ оболочка более мягкая из-за обработки в NaCl. Эффект, вызванный смягчением ПЭ оболочки, легко заметить, измеряя мощность лазерного луча приводящую к расщеплению МШГ. Для одинаковой деформации, в случае сферы со смягченной оболочкой требуется только одна треть мощности возбуждения используемого в первом эксперименте (рис. 4 (б)).

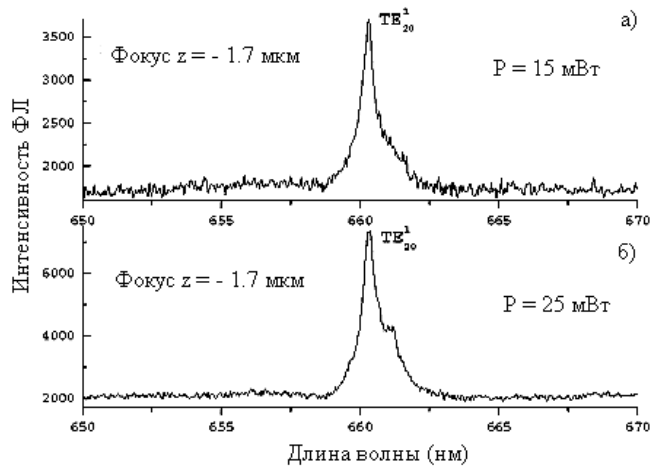


Рис. 5. Спектры фотолюминесценции от одиночной сферы при ее возбуждении в постоянном положении фокуса $z = -1.7$ мкм для мощности луча $P = 15$ мВт (а) и для мощности $P = 2.5$ мВт (б)

С целью более подробного изучения эффекта давления света, мы сравнили спектр одиночной сферы с постоянной позицией фокуса $z = -1.7$ мкм для двух различных интенсивностей лазерного луча (рис. 5). Первый спектр был снят при мощности возбуждения $P = 15$ мВт, второй - при $P = 2.5$ мВт. Согласно нашим вычислениям, для использованной конфигурации, сила давления света ориентирована вверх в направлении, противоположном лазерному лучу. В этих экспериментальных условиях увеличение мощности пучка вызывает уменьшение расщепления спектральных линий. Этот эффект ясно продемонстрирован на рисунке 5. В спектре, соответствующем низкой мощности возбуждения (в соответствии с рис. 5 (б)), имеется двойная структура,

обусловленная азимутальными модами деформированной микросферы. При более высокой интенсивности луча сфера приподнимается над подложкой, и деформация упругой ПЭ оболочки снижается. Это уменьшение давления вызывает соответствующую перестройку в системе азимутальных резонансов, которые сливаются, формируя плато в длинноволновой области спектра (рис. 5(a)). Детальный анализ условий возникновения давления света показывает, что смещение положения фокуса обеспечивает лучшее управление расщеплением мод по сравнению с изменением мощности в специфической точке фокуса. Варьирование мощности только изменяет величину силы светового давления, в то время как изменение положения фокуса изменяет баланс между градиентными силами и силами рассеяния, и вследствие этого, направление светового давления.

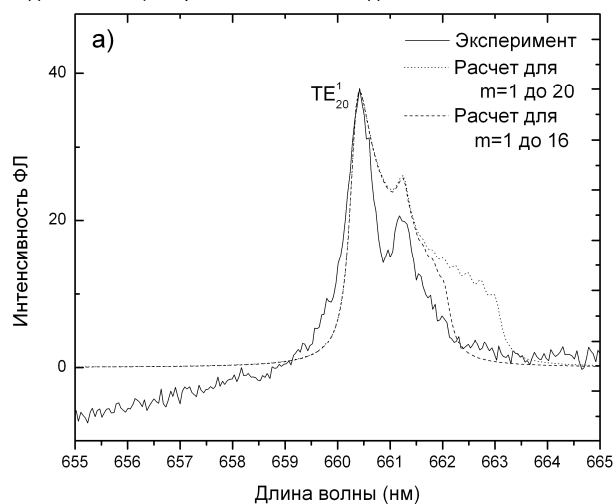


Рис. 6(a). Экспериментальный спектр (сплошная линия) в области одной из ТЕ-мод (представленной на рисунке 4 (b)) и расчетная форма спектра (штриховые линии)

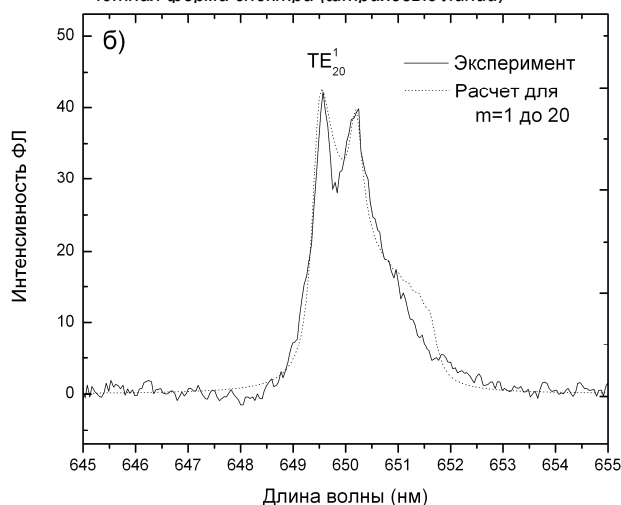


Рис. 6(b). Экспериментальный спектр (см. рис. 4 (d)) ТЕ-моды (сплошная линия) и расчетная форма спектра (штриховые линии)

Математическая модель, основанная на уравнении (5), позволяет подтвердить, что наблюдаемая структура спектральных линий действительно вызвана снятием азимутального вырождения мод. В этой модели структура МШГ может быть аппроксимирована пиками лоренцевской формы. Результат суперпозиции этих m -мод представлен на рисунке 6. Первое слагаемое в уравнении (5) связано с основным резонансом λ_0 недеформированной сферы. Второе слагаемое - сумма всех азимутальных пиков. Деформация идеального сфероида должна сопровождаться расщеплением исходного резонанса с длиной волны λ_0 на отдельные азимутальные резонансы (см. уравнение (1)). Однако в наших образцах происходит неоднородная де-

формация ПЭ оболочки микросферы. Область ПЭ оболочки вокруг точки контакта между сферой и подложкой сильно деформирована вследствие действия давления света, а более твердая МФ сфера при этом совсем не деформируется. В результате деформация затрагивает только азимутальные моды, пространственно расположенные около полярной области, где происходит упругая деформация многослойной ПЭ оболочки. В соответствии с рисунком 1, это - азимутальные моды с низким модовым числом m . С другой стороны, m -моды большего порядка, которые локализованы около экватора сферы, сдвинуты в красную область спектра по сравнению с положением исходной моды недеформированной микросферы. Наши образцы не испытывают деформации формы около экватора и поэтому, моды, расположенные в этой области, не сдвинуты в красную область спектра, а имеют частоту основного резонанса недеформированной сферы. Чтобы учесть этот факт, мы включили лоренциан основной моды в первое слагаемое уравнения 5. Второе слагаемое - сумма лоренцианов всех азимутальных мод в деформированной части сфероида. Мы предполагаем, что широкий контур основной моды является результатом суперпозиции расщепленных азимутальных мод при неоднородной деформации оболочки.

$$F(\lambda) = \frac{I_0 \cdot \Delta\lambda_{FWHM}}{(\lambda - \lambda_0) \left(\frac{1}{2} \Delta\lambda_{FWHM} \right)^2} + \sum_{m=0}^l \frac{I \cdot \Delta\lambda_{FWHM}}{(\lambda - \lambda_m) \left(\frac{1}{2} \Delta\lambda_{FWHM} \right)^2} \cdot (5)$$

В уравнении (5) I и I_0 - интенсивности лоренцевских пиков. Ширина спектральных линий резонансов составляла $\Delta\lambda = 0.3$ нм (добротность $Q \sim 2200$). Форма моделируемого пика подгонялась к измеренной за счет изменения эллиптичности ϵ системы микросфера/ПЭ многослойная оболочка. Результаты, представленные в рис. 6, демонстрируют очень хорошее соответствие между расчетной и экспериментальной формой МШГ, хотя модель не учитывает изменение интенсивности и добротности для различных азимутальных мод. Рассчитанная величина эллиптичности для рисунка 6(a) оказалась равной $\epsilon = 8.5 \cdot 10^{-3}$. В более длинноволновой области спектра измерения дают понижение интенсивности, в то время как модельный спектр имеет плато. В соответствии с рисунком 1, моды с высоким азимутальным числом расположены вокруг недеформированной экваториальной области сферы. В результате, форма резонансной линии при моделировании сильнее искажается в области более длинных волн. Наше моделирование с уменьшенным числом азимутальных мод (от 0 до 16) лучше согласуется с экспериментом (рис. 6 (б)).

В соответствии с рисунками 4 (c) и 4 (d), эффект действия давления света на форму МШГ был еще более явным для микросферы с 5 двойными полиэлектrolитными слоями. Мощность лазера в этом измерении составляла 5 мВт. В соответствии с рисунком 4 (d) хорошо заметно расщепление ТЕ-моды на два пика с почти равными интенсивностями. Для этих экспериментов проводилось умягчение ПЭ слоя в растворе NaCl. В результате расщепление линий МШГ было достигнуто при 1/3 мощности возбуждения по сравнению со случаем 4 сфер двойного слоя (рисунки 4 (a) и 4 (b), которые не обрабатывались раствором NaCl). Умягчение позволяет нам возбуждать образцы более низкой мощностью лазера во избежание теплового повреждения и фотодеградационных точек CdTe. Применяя ту же самую процедуру моделирования для спектра на рисунке 4 (d), мы получили величину эллиптичности сферы порядка $5.0 \cdot 10^{-3}$.

Заключение. Разработана новая методика управления оптическими резонансами в сферическом микрорезонаторе. Азимутальное вырождение мод снимается за счет деформации сферической формы микрорезонатора, покрытого тонкой ПЭ оболочкой с нанокристаллами CdTe. Воздействие светового давления сфокусированного лазерного излучения приводит к локальной деформации формы оболочки и расщеплению резонансных линий. Моделирование спектров МШГ с использованием аналитических выражений для деформированной сферы продемонстрировало их хорошее соответствие экспериментальным данным.

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Ashkin A. History of optical trapping and manipulation of small-neutral particle, atoms, and molecules // IEEE J. Quantum Electron, 2000.- Vol 6.- pp. 841-856.
2. Molloy J. E., Padgett M. J. Lights, action: optical tweezers // Contemp. Phys, 2002.-Vol. 43.- pp. 241-258.
3. Optical selection, manipulation, trapping and activation of a micro-gear structure for applications in micro-optical-electromechanical systems /R. C. Gauthier, R. N. Tait, H. Mende, C. Pawlowicz // Appl. Opt., 2001. -Vol. 40.- pp. 930-937.
4. Optical actuation of a bistable MEMS / M. Sulfridge, Taher Saif, N. Miller, K. O'Hara // J. Microelectromech. Syst. -2002.-Vol.11.- pp. 574-583.
5. Hühberger Metzger C., Karrai K. / Cavity cooling of a microlever // Nature, 2004.- Vol. 432.- pp.1002-1005.
6. Dragoman D., Dragoman M. Optical actuation of micromechanical tunneling structures with applications in spectrum analysis and optical computing // Applied Optics, 1999.- Vol.38.-pp. 6773- 6778.
7. Teraoka I., Arnold S. Enhancing the sensitivity of a whispering-gallery mode microsphere sensor by a high-refractive-index surface layer // J. Opt. Soc. Am. B., 2006.- Vol. 23.- pp 1434-1441.
8. Teraoka I., Arnold S. Theory of resonance shifts in TE and TM whispering gallery modes by nonradial perturbations for sensing applications // J. Opt. Soc. Am. B., 2006.- Vol. 23.-pp 1381-1389.
9. Shift of whispering-gallery modes in microspheres by protein adsorption / S. Arnold, M. Khoshsim, I. Teraoka, S. Holler, F. Vollmer // Opt. Lett, 2003.- Vol. 28.-pp. 272-274.
10. Teraoka I., Arnold S., Vollmer F. Perturbation approach to resonance shifts of whispering-gallery modes in a dielectric microsphere as a probe of a surrounding medium// J. Opt. Soc. Am. B., 2003.- Vol. 20.- pp. 1937-1946.
11. Laser-induced shape distortions of flowing droplets deduced from morphology-dependent resonances in fluorescence spectra /H.-M. Tzeng, M. B. Long, R. K. Chang, P. W. Barber // Opt. Lett.-1985.- Vol. 10.- pp. 209-211.
12. Strain-tunable high-Q optical microsphere resonator / V. S. Ilchenko, P. S. Volikov, V. L. Velichansky, F. Treussart, V. Lefèvre-Seguin, J. -M. Raimond, S. Haroche. // Opt. Commun. -1998.- Vol.145, pp. 86-90.
13. Lulevich V. V., Andrienko D., Vinogradova O. I. / Elasticity of polyelectrolyte multilayer microcapsules // J. Chem. Phys. -2004.- Vol. 120.- pp. 3822-3826.
14. Salt softening of polyelectrolyte multilayer microcapsules / O. V. Lebedeva, B. – S. Kim, K. Vasilev, O. I. Vinogradova // J. Colloid Interface Sci.-2005.- Vol. 284.- pp. 455-462.
15. Whispering Gallery Mode Emission from a Composite System of CdTe Nanocrystals and a Spherical Microcavity / Y.P. Rakovich, L. Yang, E. M. McCabe, J. F. Donegan, T. Perova, A. Moore, N. Gaponik, A. Rogach, // Semicond. Sci. Technol. -2003.-Vol.18.- pp. 914-918.
16. Fine structure of coupled optical modes in photonic molecules / Y. P. Rakovich, J. F. Donegan, M. Gerlach, A. L. Bradley, T. M. Connolly, J. J. Boland, N. Gaponik, A. L.Rogach // Phys. Rev. A-2004.- Vol.70.- pp. 051801-1-051801-4.
17. Formation of luminescent spherical core-shell particles by the consecutive adsorption of polyelectrolyte and CdTe(S) nanocrystals on latex colloids / A. S. Susha, F. Caruso, A. L. Rogach, G. B. Sukhorukov, A. Kornowski, H. Möhwald, M. Giersig, A. Eychemüller, H. Weller // Coll. Surf. A.-2000.- Vol.163.- pp. 39-44.
18. Emission properties of colloidal quantum dots on polyelectrolyte multilayers / V. K. Komarala, Y. P. Rakovich, A. L. Bradley, S. J. Byrne, S. A. Corr, Y. K. Gun'ko // Nanotechnology.-2006.- Vol. 17.- pp. 4117-4122.
19. Thiol-capping of CdTe nanocrystals: an alternative to organometallic synthetic routes / N. Gaponik, D. V. Talapin, A. L. Rogach, K. Hoppe, E. V. Shevchenko, A. Kornowski, A. Eychemüller, H. Weller // J. Phys. Chem. B.-2002.- Vol. 106.- pp. 7177-7185.
20. Chang R. K., Campillo A. J. Optical Processes in Microcavities.- NY.: World Scientific Pub Co Inc, 1996.
21. A. J. Trevitt, P. J. Wearne Observation of nondegenerate cavity modes for a distorted polystyrene microsphere // Opt. Lett.-2006.- Vol. 31.- pp. 2211-2213.
22. Time-independent perturbation for leaking electromagnetic modes in open systems with application to resonances in microdroplets / H. M. Lai, P. T. Leung, K. Young, P. W. Barber, S. C. Hill // Phys. Rev. A.-1990.- Vol. 41. – pp. 5187-5198.
23. Ren K. F., Grehan G., Gouesbet G. Prediction of reverse radiation pressure by generalized Lorenz-Mie theory // Appl. Opt.-1996.- Vol. 35.- pp. 2702-2710.

Материал поступил в редакцию 15.02.08

RAKOVICH J.P., RUSAKOV K.I., GLADYSHCHUK A.A. Splitting of styles of whispering gallery by pressure of light in the spherical microresonator with an elastic environment

We present a novel method to reveal azimuthal whispering gallery modes (WGMs) in a spherical microcavity coated with a nano-meter thick polyelectrolyte shell and one monolayer of CdTe semiconductor quantum dots. The new approach in this experiment is based on the deformation of the spherical shape in a non-contact way using the radiation pressure from a laser beam, which causes the lifting of the degeneracy of the WGMs. The resonance peak linewidth and splitting parameters can be efficiently controlled by the strength of the radiation pressure and the elastic properties of the surface shell.

УДК 535

Тарасюк Н.П., Луценко Е.В., Гладыщук А.А.

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ В БЛИЖНЕЙ И ДАЛЬНОЙ ЗОНАХ

Введение. Для эффективного применения полупроводниковых лазеров необходимо знание распределения излучения в дальней зоне. От излучения лазера в дальней зоне зависит способ ввода излучения в оптическое волокно. Распределение излучения лазера в дальней зоне характеризует распределение поля внутри волновода. Поэтому сравнение расчетной интенсивности излучения лазера в дальней зоне, основанной на вычислении поля в волноводе, с экспериментальной показывает, насколько точно выражение для амплитуды напряженности электрического поля в волноводе и значения показателей преломления слоев структуры описывают действительное распределение поля в волноводе [1].

В настоящей работе приводится расчет распределения интенсивности излучения полупроводникового лазера в ближней и даль-

ней зонах. Представлено и обсуждается соответствие измеренной интенсивности излучения в дальней зоне с рассчитанной при различных коэффициентах наклона, применяемых разными авторами. Для характеристики распределения излучения в дальней зоне лазера на основе симметричного трехслойного плоского волновода с активной областью GaAs вычислены углы, измеренные на уровне половины максимальной интенсивности излучения.

Расчет распределения интенсивности излучения лазеров в ближней и дальней зонах. Рассмотрим случай TE волн, распространяющихся в направлении оси z. Ось x направлена перпендикулярно слоям лазера. В данном случае электрическое поле имеет вид:

$$E_y = \phi(x, \beta) \exp(\pm i\beta z). \quad (1)$$

Тарасюк Николай Петрович, ст. преподаватель кафедры физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Луценко Евгений Викторович, кандидат физико-математических наук, ст. научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.