

Оптические свойства тонких пленок из плотноупакованных SiO₂-сфер

© А.В. Баженов, А.В. Горбунов, К.А. Алдушин, В.М. Масалов, Г.А. Емельченко

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

E-mail: gorbunov@issp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 4 сентября 2001 г.)

Получены упорядоченные плотноупакованные не содержащие дефектов структуры одно-, двух- и трехслойные пленки из SiO₂-сфер диаметром D от 0.6 до 1.4 μm . Измерены спектры их оптического пропускания и отражения в спектральном диапазоне от 0.3 до 2.5 eV. В однослойных структурах обнаружен минимум пропускания, спектральное положение которого описывается законом Брэгга с межплоскостным расстоянием, равным радиусу сфер $D/2$. С увеличением числа слоев в спектрах появляется особенность, соответствующая формированию фотонной запрещенной зоны в направлении $\langle 111 \rangle$ ГЦК-решетки кристалла и определяемая расстоянием между плоскостями $\{111\}$, равным $0.816D$. В спектрах двух- и трехслойных структур, измеренных с помощью расходящегося светового пучка, наблюдаются дополнительные линии, обусловленные формированием фотонных запрещенных зон плоскостями $\{211\}$ и $\{221\}$.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 01-02-97024).

Материалы с фотонной запрещенной зоной, называемые фотонными кристаллами, привлекают все большее внимание исследователей в связи с перспективами их использования в оптоэлектронике [1]. Многочисленные исследования природных и синтетических опалов, трехмерных структур с плотнейшей упаковкой аморфных SiO₂-сфер диаметром 0.2–0.5 μm , показали, что они обладают характерными для фотонных кристаллов свойствами в видимой области спектра [2–6]. В последние годы ведется интенсивный поиск фотонных структур с фотонной запрещенной зоной в спектральной области вблизи 1.5 μm [7,8].

Для создания таких фотонных кристаллов на основе опала требуются SiO₂-сферы диаметром около 1 μm . Процессы седиментации и упорядочения крупных частиц SiO₂ мало изучены. Более того, в некоторых работах заявлено, что частицы размером 0.4 μm и выше не упорядочиваются при седиментации [9,10]. Исследования структуры объемных образцов опалов показали, что они представляют собой поликристаллические материалы с характерным размером монокристаллических доменов в десятки микрон [3]. Максимальный размер упорядоченных областей в лучших объемных образцах на превышает 200 μm [3]. Механизм формирования дефектов структуры в объемных образцах опала не выяснен.

Приготовление тонких пленок из SiO₂-сфер с их плотнейшей упаковкой на большой площади является, по нашему мнению, более управляемым технологическим процессом по сравнению с седиментацией объемных образцов, что открывает перспективы их практического использования в ближайшем будущем. В последние годы в этом направлении наметился значительный прогресс [11]. Кроме того, исследование тонких пленок из SiO₂-сфер позволит проследить за процессом форми-

рования дефектов структуры при переходе к объемным образцам опала и понять механизм их образования.

В недавней работе [12] нами получены однородные монослои из упорядоченных SiO₂-сфер на подложках из стекла площадью в несколько квадратных сантиметров. Максимальные размеры упорядоченных участков (доменов) в пленке достигают 600 μm . На краях подложки при этом образуются многослойные структуры (два и более слоев частиц).

В настоящей работе в спектральном диапазоне от 0.3 до 2.5 eV исследованы оптические спектры пропускания и отражения света бездефектными однослойными пленками в зависимости от размера SiO₂-сфер, варьирувавшегося в промежутке от 0.5 до 1.4 μm . Изучено также, как меняются оптические спектры при переходе от однослойной к двух- и трехслойной бездефектной структуре из SiO₂-сфер диаметром 1.05 μm .

1. Методика эксперимента

Синтез однородных по размеру нано- и микросфер оксида кремния является одним из основных условий получения упорядоченных опаловых структур. В данной работе был использован метод получения однородных сфер кремнезема путем гидролиза тетраэтилового эфира кремниевой кислоты (tetraethyl ortosilicate (ТЕОС)) в растворе этилового спирта в присутствии гидроксида аммония, известный как метод Штобера [13].

С помощью данного метода нами были получены сферы в широком диапазоне диаметром (от 0.1 до 1.6 μm) с отклонением от среднего размера не более 5%. Для получения сфер диаметром более 0.5 μm мы использовали двухстадийную методику синтеза. Для этого на первом этапе синтезировались сферы диаметром от 0.1

до 0.5 μm , которые в дальнейшем использовались в качестве „затравок“ для получения частиц с размерами до 1.6 μm .

Для получения однородных пленок из SiO₂-сфер была применена комбинация естественной седиментации и капиллярной контракции. Эксперименты проводились при температуре $20 \pm 2^\circ\text{C}$. В качестве подложек использовались стеклянные пластины размером $70 \times 25 \times 2 \text{ mm}$.

Структура приготовленных пленок изучалась с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), а при диаметре SiO₂-сфер около 1 μm и более также с помощью обычного оптического микроскопа.

Спектральные измерения проводились при комнатной температуре двумя методами. В первом регистрировались спектры оптического пропускания монослоев из SiO₂-сфер в параллельном световом пучке в спектральном диапазоне от 0.6 μm (2.07 eV) до 2.3 μm (0.54 eV). При этом анализировалась область пленки размером около 1 mm.

Основная часть представленных в данной работе измерений выполнена вторым методом — микроспектральным. В нем применялся оптический микроскоп, а размер области образца, с которой снимался спектр, составлял 80 μm . В спектральном диапазоне от 4 μm (0.3 eV) до 1.1 μm (1.1 eV) спектры измерялись с помощью инфракрасного микроскопа Фурье-спектрометра, в области от 1.1 до 0.5 μm (1.1–2.5 eV) — на другой спектральной установке, оборудованной оптическим микроскопом. В отличие от первого метода в этом случае детектировались спектры оптического пропускания и отражения в сходящемся пучке света. Световой конус имел угловой размер $\pm 16^\circ$.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлено СЭМ-изображение однослойной пленки из SiO₂-сфер диаметром 1.05 μm . Многочисленные наблюдения структуры однослойных пленок показали, что для них характерна только плотнейшая упаковка частицы (треугольное расположение сфер). В гранецентрированной кубической (ГЦК) решетке эти слои соответствуют грани {111}. Типичные размеры доменов в пленке варьируются в диапазоне 10–50 μm . Размер максимальных доменов составляет несколько сотен микрон.

Микроструктура двухслойной пленки представляет собой плотнейшую гексагональную упаковку сфер с их коррелированной упаковкой в первом и втором слоях. Однако на границе между участками с однослойной и двухслойной пленками наблюдаются разреженные квадратные структуры вдоль всей границы перехода (рис. 2). Подобные структуры существуют также и при переходе от двух- к трехслойной пленке и т.д. Из этих рисунков видно, что в случае тонких пленок формируется плотноупакованная совершенная кристаллическая структура.

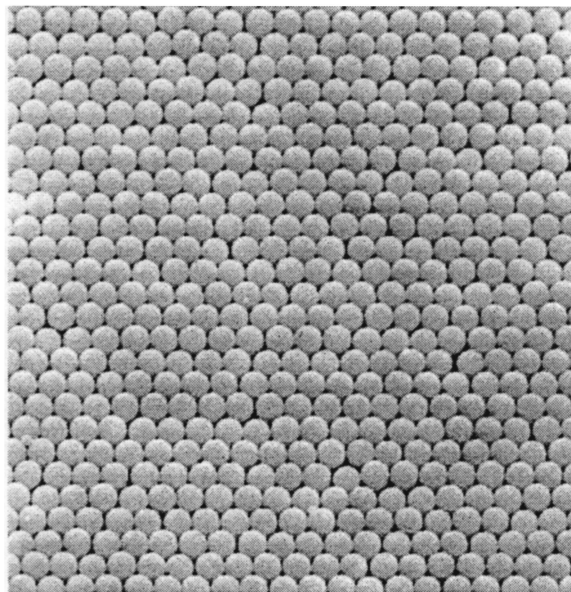


Рис. 1. Участок однослойной пленки с плотнейшей упаковкой SiO₂-сфер размером 1.05 μm . Изображение получено с помощью сканирующего электронного микроскопа.

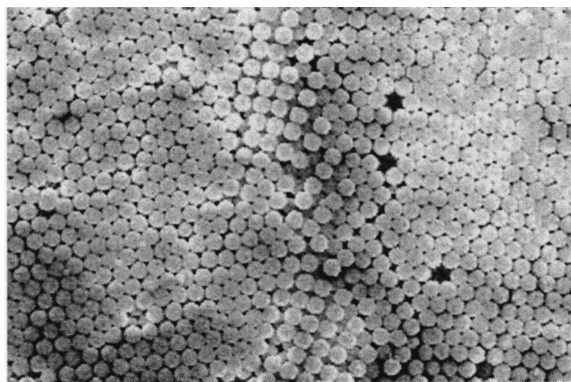


Рис. 2. Участок границы между однослойной и двухслойной пленками из SiO₂-сфер размером 1.05 μm с квадратными структурами, образующимися вдоль всей границы. Изображение в сканирующем электронном микроскопе.

В нашем случае были получены совершенные монослои размером порядка $0.5 \times 0.5 \text{ mm}$. Размер монокристаллических областей в трехслойных структурах был порядка 0.1 mm.

На рис. 3 представлены спектры оптического пропускания монослоев SiO₂-сфер диаметром D от 0.6 до 1.4 μm , измеренные с помощью микроспектрального метода. Уменьшение прозрачности образцов с увеличением энергии фотона связано с релеевским (упругим) рассеянием света на сферах. В пределе больших длин волн λ сечение рассеяния света на частице размером D мало и пропорционально $(D/\lambda)^4$. Потери на рассеяние становятся существенными в том случае, когда размер частицы оказывается сравним с длиной волны. Поэтому с уменьшением диаметра сфер „край

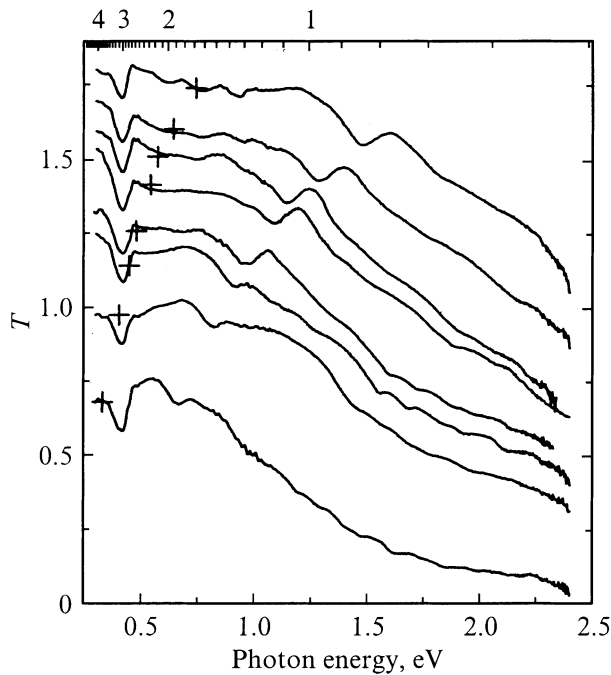


Рис. 3. Спектры оптического пропускания T монослоя из SiO_2 -сфер на стеклянной подложке. Спектры сдвинуты по вертикали для удобства их анализа и отвечают диаметрам сфер 1.40, 1.12, 1.05, 0.96, 0.86, 0.80, 0.70 и $0.60 \mu\text{m}$ снизу вверх соответственно.

пропускания“, обусловленный рассеянием, естественно, смещается в фиолетовую сторону.

Во всех спектрах на рис. 3 видна линия поглощения 0.42 eV ($\cong 3400 \text{ cm}^{-1}$), которая не меняет своего спектрального положения при варьировании диаметра сфер. Эта линия имеет примесную природу и будет обсуждаться далее.

Кроме нее на фоне монотонно меняющегося пропускания наблюдается более широкая линия, спектральное положение которой зависит от диаметра SiO_2 -сфер. При измерении в параллельном световом пучке ее полуширина составляет 50 nm . Если же спектры регистрируются с помощью микроскопа, то полуширина возрастает до 90 nm , что объясняется наличием угловой зависимости спектрального положения у данного минимума пропускания.

На рис. 4 приведена зависимость длины волны λ_c , соответствующей этому минимуму, от диаметра сфер D . С высокой точностью экспериментальные значения укладываются на прямую, которую можно описать законом дифракции Брэгга: $N\lambda_c = 2n_{\text{eff}}d \sin \theta^B$, где N — порядок дифракции, n_{eff} — эффективный показатель преломления композита SiO_2 -сферы/воздух, d — межплоскостное расстояние, θ^B — угол брэгговской дифракции (при нормальном падении $\theta^B = 90^\circ$). Таким образом, линия, изменяющая свое спектральное положение при варьировании диаметра SiO_2 -сфер, является результатом интерференции световой волны, падающей на образец,

и волны, испытавшей брэгговское рассеяние на монослое из SiO_2 -сфер. Если предположить, что $N = 1$, как это обычно наблюдается в фотонных кристаллах типа опала, то обнаруживается, что $n_{\text{eff}} = 1.316$, $d = D/2 = r$, где r — радиус сфер.

Полученное значение n_{eff} заметно меньше эффективного показателя преломления 1.348 для объемного ГЦК-кристалла, построенного из SiO_2 -сфер, показатель преломления материала которых $n_{sp} \cong 1.45$. Такое расхождение легко объяснить меньшей величиной объемного фактора заполнения f для монослоя по сравнению с объемным кристаллом, в котором сферы каждого последующего слоя укладываются в углубление между сферами предыдущего слоя. Расчет для плотноупакованного монослоя дает величину $f = \pi/(3 \cdot 3^{1/2})$ в отличие от $f = \pi/(3 \cdot 2^{1/2})$ для плотноупакованной трехмерной структуры. Значение n_{eff} для монослоя можно приближенно рассчитать путем усреднения диэлектрической функции $\epsilon = n_{\text{eff}}^2 = n_{sp}^2 f + n_a^2(1 - f)$. Здесь n_a — показатель преломления среды, заполняющей пространство между сферами (для воздуха $n_a = 1$). Тогда для n_{eff} получается значение 1.29, что не так уж далеко от экспериментально найденной величины 1.316.

На первый взгляд представляется необычным тот факт, что приведенная на рис. 4 зависимость определяется межплоскостным расстоянием d , равным не диаметру D , а радиусу сфер r . Казалось бы, разность хода для двух интерферирующих волн определяется именно толщиной D пленки из слоя SiO_2 -сфер и ее эффективным показателем преломления n_{eff} . Если предположить, что на самом деле все-таки $d = D$, то наблюдаемые минимумы пропускания должны являть-

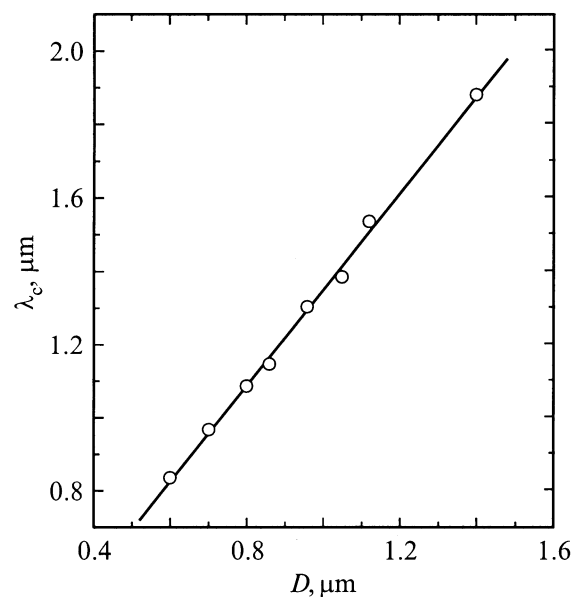


Рис. 4. Зависимость длины волны λ_c минимумов в спектрах оптического пропускания монослоя из SiO_2 -сфер от их диаметра D . Прямая линия — линейная аппроксимация экспериментальной зависимости.

ся результатом дифракции второго порядка ($N = 2$). В этом случае следует ожидать наличия обусловленных дифракцией первого порядка более глубоких минимумов пропускания при длинах волн, равных удвоенным значениям экспериментальных данных для λ_c на рис. 4. Поэтому спектры оптического пропускания исследованных образцов были измерены также и в инфракрасном диапазоне вплоть до $4\ \mu\text{m}$ (край поглощения стекла подложки). На рис. 3 крестиками отмечено предполагаемое положение минимумов пропускания, соответствующих первому порядку дифракции при межплоскостном расстоянии $d = D$. Из экспериментальных спектров видно, что если такие минимумы и присутствуют, то их глубина существенно меньше, а ширина намного больше, чем у минимумов, связанных с дифракцией второго порядка. Кроме того, зависимость спектрального положения слабых минимумов пропускания от диаметра сфер не подчиняется закону Брэгга. Таким образом, представленные на рис. 3 и 4 дифракционные особенности являются результатом дифракции первого порядка при межплоскостном расстоянии d в законе Брэгга, равном радиусу сфер r .

Этот результат можно объяснить в рамках теории дифракции плоской электромагнитной волны на однородной сфере. Основы этой теории опубликованы Дж. Ми в 1908 г. Описание особенностей дифракции на однородной сфере представлено, например, в [14]. Установлено, что рассеянный сферой свет представляет собой набор сферических волн, исходящих из ее центра. Таким образом, в нашем случае в качестве плоскостей, фигурирующих в законе Брэгга, выступают плоскость, проходящая через центры SiO₂-сфер, и поверхность стеклянной подложки, на которой лежат эти сферы.

Для анализа интенсивности линий, наблюдающихся в спектрах пропускания, и их изменений с увеличением количества слоев SiO₂-сфер были измерены спектры пропускания и отражения для совершенных структур из одного, двух и трех слоев SiO₂-сфер диаметром 1050 nm. Использование пленок с большим диаметром сфер обусловлено тем, что в этом случае в отличие от сфер малого диаметра легко контролировать количество слоев и степень их совершенства с помощью оптического микроскопа. Результаты этих исследований представлены на рис. 5 в виде спектров оптической плотности $-\ln(T)$, где T — коэффициент пропускания, а также спектров отражения R .

В спектре оптической плотности монослоя (рис. 5, *a*) помимо примесной линии *A* (энергия фотона $h\nu = 0.42\ \text{eV}$) и изменяющей свое спектральное положение при варьировании диаметра сфер особенности *C* ($h\nu = 0.91\ \text{eV}$) наблюдается широкая линия *B* ($h\nu = 0.49\ \text{eV}$). Выше указывалось, что интерпретировать ее как результат дифракции первого порядка с межплоскостным расстоянием, равным диаметру сфер, не удается, так как не обнаружено закономерного изменения ее спектрального положения с диаметром сфер. Кроме того, оценка эффективного показателя

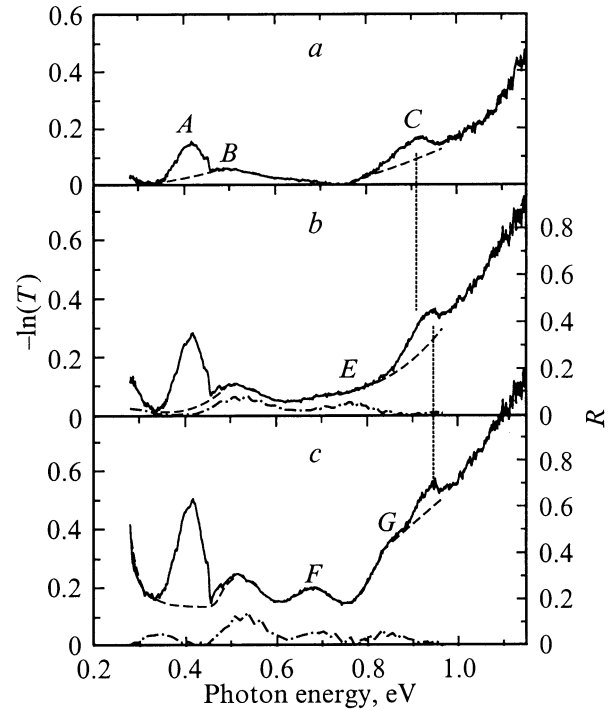


Рис. 5. Спектры оптической плотности $-\ln(T)$ (сплошные кривые) и отражения R (штрихпунктирные кривые) для монослоя (*a*), двух (*b*) и трех (*c*) совершенных плотноупакованных слоев SiO₂-сфер диаметром $1.05\ \mu\text{m}$. Штриховыми линиями показано разложение спектров на составляющие в области примесной линии *A* и линии *C*.

преломления дает для этой линии очень низкое значение $n_{\text{eff}} \cong 1.20$. Следует отметить, что в случае монослоя из SiO₂-сфер в спектрах отражения света не удалось обнаружить максимумов не только в области линии *B*, но и линии *C*, имеющей несомненно дифракционную природу. Это связано, по-видимому, с чрезвычайно слабым отражением света от такой структуры.

В спектре оптической плотности плотноупакованной совершенной структуры из двух слоев SiO₂-сфер (рис. 5 *b*) в области линии *B* появляется линия с $h\nu = 0.52\text{--}0.53\ \text{eV}$, которой соответствует максимум в спектре отражения. Совпадение максимумов в спектре оптической плотности и спектре отражения свидетельствует о дифракционной природе данной линии. Спектральное положение ее с хорошей точностью соответствует закону Брэгга с $n_{\text{eff}} = 1.34$, близким к эффективному показателю преломления объемного ГЦК-кристалла, построенного из SiO₂-сфер ($n_{\text{eff}} = 1.348$). В этом случае межплоскостное расстояние равно $d = (2/3)^{1/2}D \cong 0.8165D$ и соответствует расстоянию между соседними плоскостями $\{111\}$ плотноупакованной ГЦК-структуры из SiO₂-сфер диаметром D .

С нанесением второго слоя линия *C* смещается в сторону высоких энергий примерно на $0.03\ \text{eV}$ ($h\nu \cong 0.94\ \text{eV}$). Таким образом, нанесение второго слоя сфер приводит к уменьшению эффективного показателя

преломления (приблизительно на 3%) для дифракционной особенности, определяющей поверхность подложки и плоскостью, проходящей через центры сфер первого слоя. Этот эффект можно трактовать как результат расталкивания сфер первого слоя сферами второго слоя.

В спектре оптической плотности двухслойной структуры появляется широкая особенность E и соответствующая ей широкая линия в спектре отражения.

С нанесением третьего слоя SiO_2 -сфер (рис. 5, c) интенсивность линии с $h\nu = 0.52 \text{ eV}$ возрастает как в спектре оптической плотности, так и в спектре отражения. Известно, что именно такого поведения и следует ожидать при формировании фотонной запрещенной зоны с увеличением числа слоев SiO_2 -сфер. Линия C несколько сужается по сравнению со спектрами одно- и двухслойной структуры, а спектральное положение ее максимума ($h\nu = 0.94 \text{ eV}$) остается тем же, что и в двухслойной структуре. Существенно, что интенсивность этой линии в спектрах оптической плотности и отражения не возрастает с ростом числа слоев в структуре в отличие от линии с $h\nu = 0.52 \text{ eV}$, определяемой дифракцией от плоскостей $\{111\}$. Данный факт служит дополнительным аргументом в пользу того, что линия C не является результатом дифракции второго порядка в структуре с межплоскостным расстоянием, соответствующим плоскостям $\{111\}$. Эта особенность формируется только в пределах первого слоя SiO_2 -сфер и определяется межплоскостным расстоянием, равным радиусу сфер r .

В результате нанесения третьего слоя SiO_2 -сфер особенность E , появившаяся в двухслойной структуре, расщепляется на две линии — F ($h\nu = 0.69 \text{ eV}$) и G ($h\nu = 0.84 \text{ eV}$) — как в спектре оптической плотности, так и в спектре отражения. Наиболее вероятной природой этих линий является дифракция, связанная с формированием дополнительных плоскостей, наклоненных по отношению к плоскостям $\{111\}$.

Для проверки этого предположения было изучено изменение спектров пропускания трехслойной структуры при варьировании углового размера γ конуса светового пучка, проходящего через образец. Угол γ меняли с помощью ирисовой диаграммы, встроенной в измерительную систему. Из рис. 6 видно, что при уменьшении γ от $\pm 16^\circ$ до предельной в нашем случае величины $\gamma = \pm 7^\circ$, определяемой конструкцией зеркального объектива микроскопа, линии 0.52 и 0.94 eV практически не меняются. В то же время линия G при этом исчезает, а линия F смещается в область коротких длин волн, и ее интенсивность также снижается с уменьшением γ . Такое поведение линий F и G заставляет предположить, что они связаны с дифракцией света на других плоскостях структуры, наклоненных относительно $\{111\}$.

Приближенный расчет показывает, что такими плоскостями могут быть $\{211\}$ и $\{221\}$ для линий F и G соответственно. Поскольку плоскость $\{211\}$ наклонена по отношению к $\{111\}$ на 19.5° , а плоскость $\{221\}$ — на

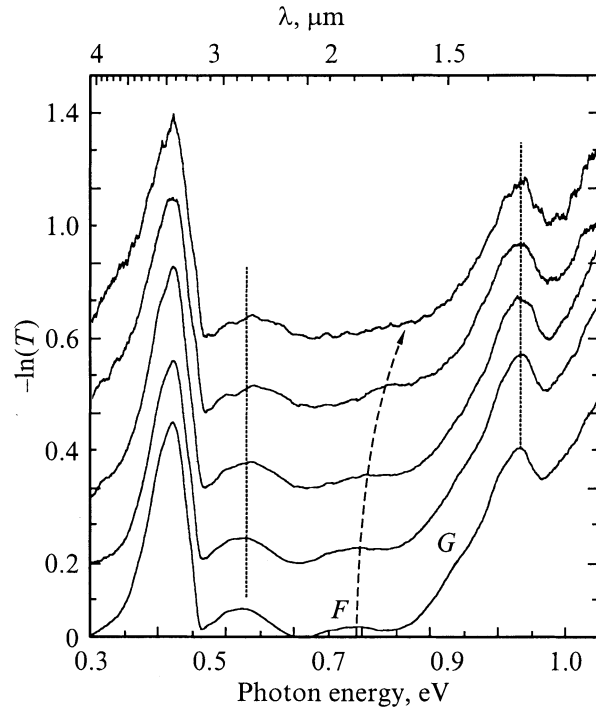


Рис. 6. Спектры оптической плотности $-\ln(T)$ трехслойной совершенной пленки из SiO_2 -сфер диаметром $1.05 \mu\text{m}$, измеренные при уменьшении углового размера светового конуса γ от $\pm 16^\circ$ (нижний спектр) до $\pm 7^\circ$ (верхний спектр). Спектры сдвинуты по вертикали на 0.2 для удобства их анализа.

15.8° , при больших γ существенный вклад в спектр пропускания будут вносить световые пучки с углом падения, близким к нормальному ($\theta^B \cong 90^\circ$). С уменьшением γ до $\pm 7^\circ$ угол дифракции световых пучков уменьшается примерно до $\theta^B \cong 70^\circ$. В соответствии с формулой Брэгга это приведет к уменьшению λ_c , что отчетливо видно в случае линии F . Кроме того, известно, что с уменьшением θ^B уменьшается и интенсивность дифракционного минимума в спектре пропускания опала [2,6]. Поэтому интенсивности линий F и G уменьшаются с уменьшением γ . В первом порядке дифракции ($N = 1$) максимумы в спектре оптической плотности (рис. 6), определяемые плоскостями $\{211\}$ и $\{221\}$, должны наблюдаться при $h\nu = 0.75$ и 0.93 eV соответственно. Эти значения примерно согласуются с экспериментальными $h\nu = 0.69 \text{ eV}$ (линия F) и $h\nu = 0.84 \text{ eV}$ (линия G). Некоторое расхождение может быть связано с тем, что для оценок использовалось линейное брэгговское приближение. Это различие уменьшится при использовании динамического приближения.

В заключение рассмотрим линию A , $h\nu = 0.42 \text{ eV}$ ($\cong 3400 \text{ cm}^{-1}$), спектральное положение которой не меняется при варьировании диаметра SiO_2 -сфер (рис. 3). Несомненно эта линия обусловлена наличием примеси, содержащей О-Н-группы. Особенность $h\nu = 0.45 \text{ eV}$ на ее высокоэнергетическом крыле, по-видимому, связана с проявлением N-H-связей. Присутствие этих приме-

сей в SiO₂-сферах является результатом использования спирта и NH₃ при изготовлении структур. Оказалось, что полуширина этой линии не меняется при варьировании размера SiO₂-сфер, но ее интенсивность в спектре оптической плотности пропорциональна их диаметру. С другой стороны, при заданном диаметре сфер интенсивность данной линии в спектрах оптической плотности пропорциональна количеству слоев SiO₂-сфер, причем форма линии с числом слоев не меняется (рис. 5). Таким образом, эта линия может быть использована для оценки количества слоев SiO₂-сфер в структурах как с большим, так и с малым диаметром сфер.

Итак, в настоящей работе получены упорядоченные плотноупакованные одно-, двух- и трехслойные структуры из SiO₂-сфер диаметром от 0.6 до 1.4 μm на стеклянных подложках и измерены их спектры оптического пропускания и отражения в спектральном диапазоне от 0.3 до 2.5 eV. В однослойных структурах обнаружен минимум пропускания, спектральное положение которого описывается законом Брэгга с межплоскостным расстоянием, равным радиусу сфер. Установлено, что эта дифракционная особенность формируется в результате взаимодействия дифрагированной на SiO₂-сферах и отраженной от поверхности подложки световых волн. С увеличением числа слоев в структуре в ее оптических спектрах появляется особенность, соответствующая формированию фотонной запрещенной зоны в направлении $\langle 111 \rangle$ ГЦК-решетки кристалла и определяемая расстоянием между плоскостями $\{111\}$. В спектрах двух- и трехслойных структур, измеренных с помощью расходящегося светового пучка, наблюдаются дополнительные линии, обусловленные формированием фотонных запрещенных зон плоскостями $\{211\}$ и $\{221\}$. Дополнительные линии исчезают при использовании светового пучка, близкого к параллельному.

В спектрах исследованных структур обнаружена линия поглощения, обусловленная присутствием примесей, содержащих O–H- и N–H-связи. Показано, что эта линия может быть использована для оценки количества слоев в упорядоченных структурах из SiO₂-сфер.

Список литературы

- [1] T.E. Krauss, R.M. De La Rue. Prog. Quant. Electron. **23**, 51 (1999).
- [2] В.Н. Богомолов, Д.А. Курдюков, А.В. Прокофьев, С.М. Самойлович. Письма в ЖЭТФ **63**, 496 (1996).
- [3] Ju.A. Vlasov, V.N. Astratov, A.V. Baryshev, A.A. Kaplyanskii, O.Z. Karimov, M.F. Limonov. Phys. Rev. **E61**, 5784 (2000).
- [4] H. Migue, C. Lopez, F. Meseguer, A. Blanco, L. Vazquez, R. Mayoral, M. Ocana, V. Fornes, A. Mifsud. Appl. Phys. Lett. **71**, 1148 (1997).
- [5] H. Migue, F. Meseguer, C. Lopez, A. Mifsud, J.S. Moya, L. Vazquez. Langmuir **13**, 6009 (1997).

- [6] V.N. Astratov, Ju.A. Vlasov, O.Z. Karimov, A.A. Kaplyanskii, Yu.G. Musikhin, N.A. Bert, V.N. Bogomolov, A.V. Prokofiev. Phys. Lett. **A222**, 349 (1996).
- [7] J.K. Hwang, H.Y. Ryu, D.S. Song, I.Y. Han, H.W. Song, H.K. Park, Y.H. Lee, D.H. Jang. Appl. Phys. Lett. **76**, 2982 (2000).
- [8] A. Blanco, E. Chromski, S. Grabtchak, M. Ibisate, S. John, S.W. Leonard, C. Lopez, F. Meseguer, H. Miguez, J.P. Mondia, G.A. Ozin, O. Toader, H.M. van Driel. Nature **405**, 437 (2000).
- [9] S. Emmett, S.C. Lubetkin, B. Vincent. Colloids. Surf. **42**, 139 (1989).
- [10] K. Davis, W.B. Russel, W.J. Glantschnig. J. Chem. Soc. Faraday Trans. **87**, 411 (1991).
- [11] P. Jiang, J.F. Bertone, K.S. Hwang, V.L. Colvin. Chem. Mater. **11**, 2132 (1999).
- [12] V.M. Masalov, K.A. Aldushin, P.V. Dolganov, G.A. Emelchenko. Phys. Low-Dim. Struct. **5–6**, 93 (2001).
- [13] W. Stober, A. Fink, E. Bohn. J. Colloidal Interface Sci. **26**, 62 (1968).
- [14] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука, М. (1970). С. 693.