

12.09.03

## Исследование фотофизических свойств нанокompозита $\text{HgI}_2@m\text{SiO}_2$

© А.Н. Старухин, Д.К. Нельсон, Д.А. Курдюков, Д.А. Еуров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: a.starukhin@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 5 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 5 апреля 2021 г.

Принята к публикации 11 апреля 2021 г.

Исследованы люминесцентные свойства композита, состоящего из мезопористого кремнезема и сформированных в нанопорах кремнезема наночастиц дийодида ртути. Формирование наночастиц осуществлялось путем испарения раствора  $\text{HgI}_2$ , введенного в нанопоры  $\text{SiO}_2$ . Установлено, что фотолюминесценция композита  $\text{HgI}_2@m\text{SiO}_2$  обусловлена свечением дийодида ртути, при этом спектр свечения существенно смещен в сторону более коротких длин волн по отношению к спектру свечения объемных кристаллов  $\text{HgI}_2$ . Сдвиг спектра излучения  $\text{HgI}_2$  в коротковолновую сторону объяснен квантово-размерными эффектами в электронном спектре наночастиц  $\text{HgI}_2$  в составе композита, а значительная ширина спектра — его неоднородным уширением, обусловленным зависимостью ширины запрещенной зоны наноточек от их размера  $d$ . Оценена форма функции распределения наноточек  $\text{HgI}_2$  по размерам и показано, что она характеризуется достаточно узким максимумом при  $d_M = 2.2 \text{ nm}$ , что составляет  $\sim 2/3$  диаметра нанопор в матрице  $\text{SiO}_2$  ( $\sim 3 \text{ nm}$ ).

**Ключевые слова:** люминесценция, дийодид ртути, наноточки, мезопористый кремнезем.

DOI: 10.21883/FTT.2021.08.51170.074

### 1. Введение

Изучение физических процессов в слоистых кристаллах, наиболее известным представителем которых является графит, представляет интерес, в частности, в связи с уникальной кристаллической структурой этих материалов [1]. Отличительным свойством слоистых кристаллов является легкость их механического расщепления по плоскостям, параллельным слоям. Это указывает, что химические связи атомов внутри каждого слоя много сильнее, чем связи между слоями, и, таким образом, некоторые физические свойства слоистых кристаллов (не обязательно все) имеют двумерный характер [2]. Открытие уникальных свойств монослойного графита — графена [3] дало импульс исследованию свойств тонких кристаллических пленок и монослоев слоистых полупроводников [4–8].

Свойства наноточек слоистых полупроводников изучены в значительно меньшей степени. Была установлена зависимость спектров оптического поглощения коллоидных растворов наноточек слоистых полупроводников ( $\text{HgI}_2$ ,  $\text{PbI}_2$ ,  $\text{MoS}_2$ ,  $\text{WSe}_2$ ,  $\text{WS}_2$ ) от размера наночастиц [9], которую связали с квантово-размерными эффектами в электронном спектре наноточек. Аналогичные эффекты обнаружены также в низкотемпературных спектрах поглощения нанокристаллов  $\text{PbI}_2$  и  $\text{HgI}_2$ , сформированных в матрицах натриево-боросиликатных пористых стекол [10]. Особый интерес представляют люминесцентные свойства полупроводниковых наноточек. Проведенные в связи с этим исследования люминесцентных свойств наноточек слоистых полупроводни-

ков [11–13] показывают, что они существенно зависят от условий синтеза наночастиц.

Настоящая работа содержит описание темплатного метода синтеза наноточек  $\text{HgI}_2$  в нанопорах мезопористого кремнезема и их люминесцентных свойств. Дийодид ртути издавна является модельным объектом для исследований оптических свойств полупроводников. Прикладной интерес к материалу связан с его применением в устройствах обнаружения и визуализации рентгеновского и гамма-излучения, работающих при комнатной температуре [14,15].

### 2. Методика

Монодисперсные мезопористые частицы кремнезема диаметром  $510 \pm 35 \text{ nm}$  были синтезированы путем контролируемой коагуляции нанометровых кластеров  $\text{SiO}_2$ , полученных гидролизом тетраэтоксисилана в водном растворе аммиака с добавкой этанола и бромидом цетилтриметиламмония. Важными достоинствами синтезированных частиц являются наличие внутренней системы цилиндрических наноканалов („нанопор“) одинакового диаметра. Для удаления органических веществ частицы кремнезема отжигались на воздухе при температуре  $550^\circ\text{C}$ . Диаметр пор в частицах равен  $3.10 \pm 0.15 \text{ nm}$ , удельная поверхность и объем пор составили  $850 \text{ m}^2/\text{g}$  и  $0.6 \text{ cm}^3/\text{g}$  соответственно [16]. Для формирования нанокристаллов  $\text{HgI}_2$  частицы мезопористого кремнезема ( $m\text{SiO}_2$ ) погружались в насыщенный раствор дийодида ртути в метаноле, смесь упаривалась и высушивалась при  $40\text{--}50^\circ\text{C}$ . Полученные образцы  $\text{HgI}_2@m\text{SiO}_2$  пред-

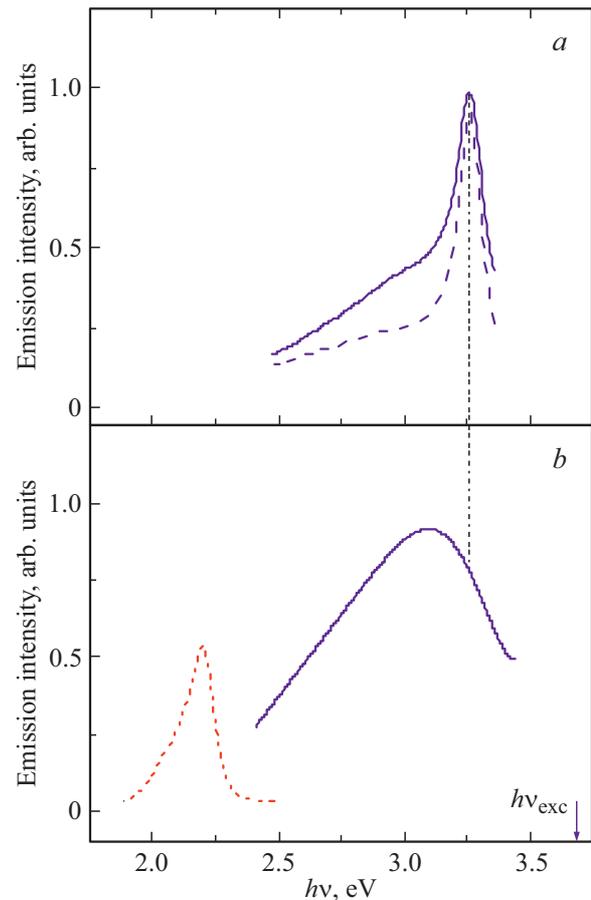
ставляли порошок белого цвета. С целью стимуляции процесса кристаллизации  $\text{HgI}_2$  и удаления из системы адсорбированных на поверхности нанокристаллов и матрицы примесных молекул порошок отжигался на воздухе при температуре  $150^\circ\text{C}$  в течение 20 min. В результате отжига порошок приобретал розовый цвет.

Для исследований спектров люминесценции синтезированные образцы помещались в тонкостенные кварцевые кюветы. Люминесценция возбуждалась импульсным излучением азотного лазера со средней выходной мощностью  $\sim 0.01\text{ W}$  (при частоте повторения импульсов  $1\text{ kHz}$ ). Длительность импульса составляла  $10\text{ ns}$ , длина волны излучения  $\lambda_{\text{exc}} = 337.1\text{ nm}$  ( $h\nu_{\text{exc}} = 3.677\text{ eV}$ ). Регистрация спектров проводилась с использованием дифракционного спектрометра.

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Спектр фотолюминесценции неотожженных образцов  $\text{HgI}_2@m\text{SiO}_2$  при комнатной температуре приведен на рис. 1, *a*. Спектр состоит из узкой полосы (шириной  $\sim 0.1\text{ eV}$ ) с максимумом при  $h\nu_{\text{ND}} = 3.26\text{ eV}$  и примыкающего к ней широкого длинноволнового крыла, интенсивность которого быстро падает с увеличением длины волны излучения. Особенностью спектра является то, что он практически весь расположен в области энергий фотонов, существенно превышающих ширину запрещенной зоны объемных кристаллов дийодида ртути  $E_{g0}$ . Спектр излучения объемного кристалла  $\text{HgI}_2$ , полученный в тех же условиях возбуждения, представлен на рис. 1, *b* (пунктирная кривая). В спектре наблюдается широкая полоса краевой люминесценции с максимумом при  $h\nu = 2.20\text{ eV}$ , которую естественно связать с аннигиляцией экситонов. Однако, учитывая малую энергию связи свободного экситона в дийодиде ртути ( $E_{\text{Ry}} \approx 0.03\text{ eV}$  [17,18]), при комнатной температуре должна иметь место интенсивная термическая диссоциация экситонов с образованием свободных электронов и дырок, так что наблюдаемая люминесценция в значительной степени может быть обусловлена межзонной электронно-дырочной рекомбинацией. Величина  $2.20\text{ eV}$  практически совпадает со значением ширины запрещенной зоны объемных кристаллов, которая согласно различным измерениям лежит в диапазоне  $2.14\text{--}2.29\text{ eV}$  [18,19]. Отметим, что хотя спектр излучения кристалла получен в условиях импульсного возбуждения, длительность лазерного импульса значительно превышает время затухания краевой люминесценции в кристаллах дийодида ртути [20]. В связи с этим можно считать, что возбуждение люминесценции носит, фактически, квазистационарный характер.

Отжиг образцов  $\text{HgI}_2@m\text{SiO}_2$  в воздухе при  $T = 150^\circ\text{C}$  приводит к размытию и уширению их спектра излучения, а также к сдвигу максимума полосы



**Рис. 1.** Сплошные линии: спектры излучения дийодида ртути в матрице мезопористого кремнезема до отжига (*a*) и после отжига (*b*). Пунктир: спектры излучения неотожженного образца после воздействия сфокусированного лазерного излучения (*a*) и объемного кристалла дийодида ртути (*b*).  $h\nu_{\text{exc}} = 3.677\text{ eV}$ .  $T = 298\text{ K}$ .

излучения на  $\sim 160\text{ meV}$  в длинноволновую сторону (рис. 1, *b*, сплошная кривая).

Наблюдаемое смещение полосы фотолюминесценции  $\text{HgI}_2@m\text{SiO}_2$  в коротковолновую сторону относительно спектра излучения объемного кристалла естественно связать с формированием в порах мезопористого  $\text{SiO}_2$  нанокристаллов  $\text{HgI}_2$ , электронный энергетический спектр которых существенно модифицирован по сравнению со спектром объемных кристаллов в силу квантово-размерного эффекта. (Чистый мезопористый кремнезем в видимой и ближней УФ-областях спектра практически не люминесцирует.) Можно предположить, что излучение нанокристаллов  $\text{HgI}_2$  при комнатной температуре, как и излучение объемных кристаллов, обусловлено оптическими переходами между электронными состояниями, ответственными за формирование края поглощения наноточек:  $h\nu \approx E_{g\text{ND}}$ . Уменьшение радиуса наноточки  $R$  до величины, сравнимой или меньшей боровского радиуса  $a_{\text{B}}$  экситона в объемном кристалле (в случае  $\text{HgI}_2$   $a_{\text{B}} \approx 2.5\text{ nm}$  [17]), сопровождается увели-

чением ширины запрещенной зоны нанокристалла  $E_{gND}$  и соответствующим коротковолновым сдвигом спектра краевого излучения. В условиях сильного квантового ограничения ширина запрещенной зоны сферической полупроводниковой наноточки определяется соотношением [21]:

$$E_{gND}(R) = E_{g0} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu R^2} - 1.786 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon R} - 0.248E_{Ry}, \quad (1)$$

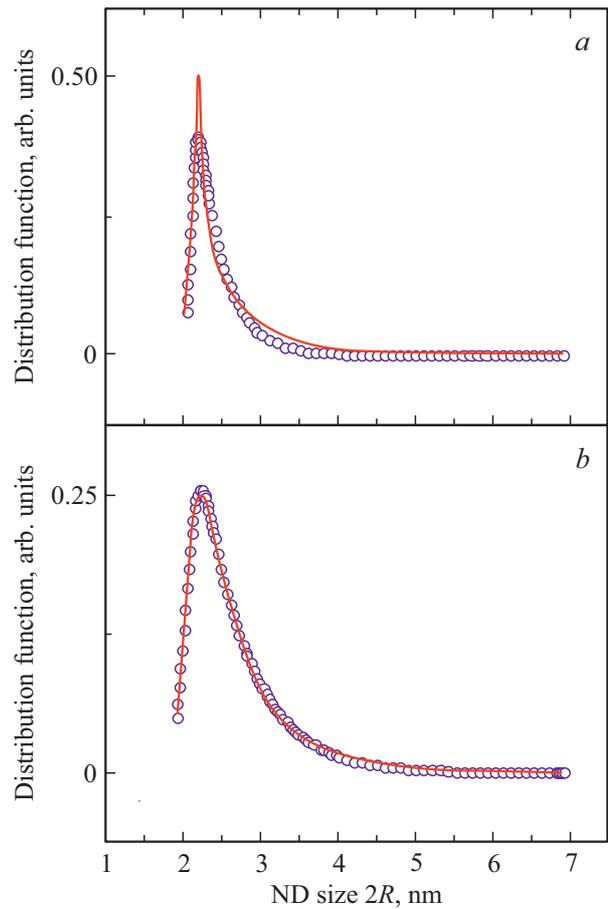
где  $\mu$  — приведенная масса экситона,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная материала наноточки,  $E_{Ry}$  — экситонный ридберг. Оценка размеров (диаметров) наноточек  $d$ , определяющих излучение в максимумах полос люминесценции на рис. 1, *a* и *b*, дает величины  $d = 2R = 2.45 \text{ nm}$  и  $d = 2.64 \text{ nm}$  соответственно. При оценке использовались следующие параметры  $HgI_2$ :  $\mu = 0.24 m_0$  [22,23] ( $m_0$  — масса свободного электрона),  $\epsilon = 10$  [23,24].

Значительную ширину полосы люминесценции естественно связать с неоднородным уширением спектра, обусловленным зависимостью ширины запрещенной зоны наноточек от их размера. Представляет несомненный интерес дисперсия размеров полученных наноточек. „Традиционный“ подход к определению дисперсии размеров наночастиц, синтезированных в порах мезопористого  $SiO_2$ , предполагает в качестве первого шага получение ансамбля наночастиц в „чистом“ виде, что может быть осуществлено, например, растворением кремнезема в кислой или щелочной среде. Такой подход был успешно использован при изучении дисперсии размеров углеродных наноточек, сформированных в мезопористом  $SiO_2$  [16,25]. Однако в случае системы  $HgI_2@mSiO_2$  такой метод неприменим, поскольку реагенты, растворяющие диоксид кремния, взаимодействуют с  $HgI_2$ .

С другой стороны, значительная ширина полосы излучения  $HgI_2@mSiO_2$  указывает на заметную дисперсию размеров наноточек. Неодинаковость размеров наноточек приводит к вариациям ширины их запрещенной зоны и, соответственно, к отличию энергий межзонных переходов в различных наноточках. В простейшем случае в предположении, что наноточка излучает монохроматический свет с  $h\nu \approx E_{gND} \equiv E$ , спектр излучения ансамбля наноточек в условиях стационарного возбуждения наноточек может быть описан как

$$I(E) \propto W_{exc}(E)\tau(E)W_r(E)N(E), \quad (2)$$

где  $W_{exc}(E)$  — вероятность рождения электронно-дырочной пары в наноточке с шириной запрещенной зоны  $E_{gND} \equiv E$  при возбуждении светом с энергией фотонов  $h\nu_{exc}$ ,  $\tau(E)$  — время жизни пары,  $W_r(E)$  — вероятность межзонной излучательной электронно-дырочной рекомбинации в наноточке,  $N(E)$  — плотность распределения наноточек по энергии  $E$ . Ряд имеющихся экспериментальных данных [26,27,28] свидетельствует, что с умень-



**Рис. 2.** Распределения наноточек  $HgI_2$  в матрице мезопористого кремнезема по размерам до отжига (*a*) и после отжига (*b*). Сплошные линии — функции распределения  $N_{ua}(2R)$  и  $N_a(2R)$ , вычисленные на основе (3), точки — аппроксимации полученных функций функциями плотности вероятности экспоненциально модифицированного нормального распределения.

шением  $E$  (с увеличением  $R$ )  $W_{exc}(E)$  и  $\tau(E)$  увеличиваются,  $W_r(E)$  падает. В этом случае, полагая в грубом приближении, что произведение  $W_{exc}(E)\tau(E)W_r(E)$  мало меняется в рассматриваемом интервале энергий, имеем  $I(E) \propto N(E)$ . В свою очередь функция распределения наноточек по размерам  $N(R)$  связана с  $N(E)$  соотношением  $N(E)|dE| = N(R)|dR|$ , откуда

$$N(R) = N(E(R)) \left| \frac{dE(R)}{dR} \right| \propto I(E(R)) \left| \frac{dE(R)}{dR} \right|, \quad (3)$$

где  $E(R)$  описывается соотношением (1).

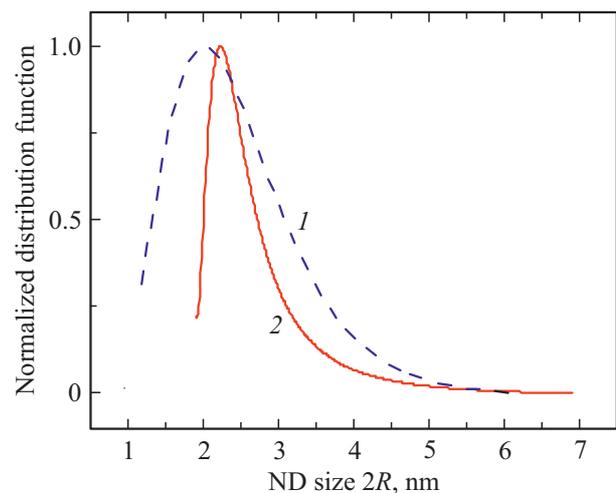
Вычисленные на основе (3) функциональные зависимости  $N_{ua}(2R)$  и  $N_a(2R)$ , характеризующие распределение наноточек дийодида ртути по размерам в неотожженных и отожженных образцах  $HgI_2@mSiO_2$  соответственно, приведены на рис. 2 сплошными линиями.

Распределения характеризуются асимметричной формой и хорошо аппроксимируются функцией, описывающей экспоненциально модифицированное нормальное

распределение (рис. 2). Как видно из рис. 2 дисперсия размеров наноточек заметно больше в отожженных образцах: ширина распределения на рис. 2, *b* почти втрое больше, чем на рис. 2, *a*, (0.70 и 0.25 nm, соответственно), при этом функции распределения достигают максимума при практически одинаковом диаметре наноточек  $d_M = 2R_M \approx 2.2$  nm. Заметим, что интенсивности излучения соответствующих образцов  $I(E)$  достигают максимумов при различных значениях аргумента (рис. 1). Тетрагональная элементарная ячейка дийодида ртути ( $a = 0.4369$  nm,  $c = 1.239$  nm) содержит 6 атомов (2 молекулы) из двух соседних кристаллических монослоев [29]. С этой точки зрения, наноточка с  $d_M = 2.2$  nm является фрагментом кристалла  $HgI_2$  с объемом, равным объему 24 элементарных ячеек, включающих атомы 3–4 кристаллических монослоев.

Асимметрия функций распределения наноточек по размерам на рис. 2 обусловлена наличием хвостов распределений при  $R \gtrsim 2.5$  nm. В спектрах излучения на рис. 1 этим хвостам соответствуют длинноволновые крылья полос излучения. Учитывая размеры пор ( $\sim 3$  nm) хвосты распределений формируются наноточками, сформированными, по-видимому, на поверхности микрочастиц мезопористого кремнезема. Обработка порошка  $HgI_2@mSiO_2$  в течение 15 min сфокусированным излучением азотного лазера приводит к заметному ослаблению длинноволнового крыла (пунктирная кривая на рис. 1, *a*). Эффект можно объяснить фотоиндуцированным нагревом образцов, в первую очередь, их поверхности, приводящим к возгонке  $HgI_2$ , который характеризуется высокой летучестью в широком температурном интервале, сопровождаемой потерей и йода, и ртути [30,31]. В этих же условиях неизменность интенсивности узкого пика на рис. 1, *a* указывает на устойчивость к фотолизу наноточек, заключенных в нанопорах  $mSiO_2$ . Отмеченное выше увеличение дисперсии размеров наноточек после отжига образцов  $HgI_2@mSiO_2$ , по-видимому, связано с термоиндуцированной диффузией находящихся в порах и на поверхности мезопористого кремнезема отдельных молекул и малых молекулярных кластеров дийодида ртути. С одной стороны, такая диффузия приводит к формированию в порах и на поверхности матрицы новых малых нанокристаллов, а с другой стороны стимулирует процесс укрупнения уже имеющихся наноточек. Увеличение доли „больших“ нанокристаллов, по-видимому, объясняет окрашивание отожженных образцов в светлорозовый цвет.

Как отмечено выше, прямое измерение дисперсии наноточек  $HgI_2$  в мезопористом кремнеземе затруднено. В связи с этим, представляет интерес сравнить полученные функции распределения наноточек  $HgI_2$  в мезопористом кремнеземе с результатами прямых измерений дисперсии размеров наноточек иной природы, синтезируемых в нанопорах  $mSiO_2$ , которые благодаря



**Рис. 3.** Нормированные на максимум функции распределения по размерам углеродных наноточек,  $N_c^n(2R)$ , (1) и наноточек  $HgI_2$ ,  $N_a^n(2R)$ , (2), сформированных в матрице мезопористого кремнезема. Функция  $N_c^n(2R)$  построена на основе экспериментальных данных [32].

своим физико-химическим свойствам могут быть отделены (без нарушения их целостности) от матрицы и изучены, например, микроскопическими методами. На рис. 3 приведена функция распределения по размерам для углеродных наноточек, рассчитанная на основе статистической обработки изображений 100 наноточек, полученных с использованием атомно-силового микроскопа [32]. Углеродные наноточки были синтезированы в нанопорах  $mSiO_2$  пиролизом кремнеорганического соединения с последующим селективным жидкостным травлением кремнезема. Химическая инертность углеродных наноточек позволяет легко выделить их из матрицы путем растворения последней в плавиковой кислоте или растворах ряда щелочей (KOH, NaOH). Дисперсия размеров углеродных наноточек  $N_c(2R)$  [32] (как и зависимости  $N(2R)$ , полученные в настоящей работе) хорошо аппроксимируется экспоненциально модифицированным нормальным распределением, представленным на рис. 3 пунктиром. Для сравнения на том же рисунке показано распределение по размерам наноточек дийодида ртути в отожженных образцах  $HgI_2@mSiO_2$ .

При подобии функций распределения на рис. 3 между ними имеются отличия, которые вполне ожидаемы с учетом различного механизма формирования наноточек в рассматриваемых случаях: терморазложение сложного кремнеорганического соединения в случае углеродных наноточек и кристаллизация из раствора в случае наноточек дийодида ртути. Однако ряд различий может вытекать из используемой модели. Небольшое отличие (на  $\sim 0.2$  nm) положений максимумов кривых на рис. 3 может быть обусловлено тем, что соотношение (1) получено в предположении постоянства приведенной массы носителей заряда  $\mu$  (параболичности энергетических зон). Между тем, как показывает анализ, в усло-

виях сильного квантования величина  $\mu$  увеличивается по мере уменьшения радиуса наноточки [33,34]. Этот эффект приведет к смещению положения максимума кривой ( $I$ ) на рис. 3 в сторону меньших  $R$ , а также к более плавной зависимости  $E_{gND}(R)$  в области малых  $R$ . С другой стороны, вклад наноточек малого размера (с радиусами, заметно меньшими, чем  $R_M$ ) в функции распределения, представленные на рис. 2, 3, оказывается недооцененным в силу условий возбуждения люминесценции наноточек дийодида ртути: энергия возбуждающих фотонов оказывается недостаточной для фотовозбуждения таких наноточек. В частности, можно отметить, что, например, наиболее длинноволновые линии электронного поглощения кластеров дийодида ртути, содержащие  $n \leq 4$  молекул  $HgI_2$ , расположены в области энергий фотонов  $h\nu \gtrsim 4.0$  eV [35]. Столь малые кластеры светом с  $h\nu_{exc} = 3.677$  eV не возбуждаются, не вносят вклад в фотолюминесценцию образцов и соответственно не отражаются в функции распределения  $N(R)$ .

#### 4. Заключение

Процесс кристаллизации  $HgI_2$  в матрице мезопористого кремнезема позволяет получить наноточки дийодида ртути, фотолюминесценция которых охватывает широкий диапазон спектра, расположенный в области фундаментального поглощения объемных кристаллов  $HgI_2$ . Значительная ширина полосы люминесценции связана с неоднородным уширением спектра, обусловленным зависимостью ширины запрещенной зоны наноточек от их размера. Учитывая связь формы спектра люминесценции с функцией распределения полученных наноточек  $HgI_2$  по размерам, оценена форма функции распределения и показано, что она характеризуется достаточно узким максимумом при  $d_M = 2.2$  nm, обусловленным формированием наноточек преимущественно в ограниченном объеме пор. Отмечено, что форма функции распределения зависит от технологии формирования наноточек в матрице. Показано, что результаты оценки формы функции распределения наноточек  $HgI_2$  по размерам находятся в удовлетворительном согласии с результатами прямых измерений функции распределения по размерам углеродных наноточек, синтезированных в аналогичной матрице.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 20-03-00656).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] Y. Lu, J.H. Warner. ACS Appl. Electron. Mater. **2**, 1777 (2020).
- [2] Electrons and phonons in layered crystal structures (Physics and chemistry of materials with layered structures.) / Eds T.J. Wieting, M. Schlüter. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland (1979). V. 3. 474 p.
- [3] M. Sharon, M. Sharon. Graphene: An Introduction to the Fundamentals and Industrial Applications. Scrivener Publishing, Wiley (2015). 320 p.
- [4] R. Ganatra, Q. Zhang. ACS Nano **8**, 4074 (2014).
- [5] K.-C. Chiu, X.-Q. Zhang, X. Liu, V.M. Menon, Y.-F. Chen, J.-M. Wu, Y.-H. Lee. IEEE J. Quantum Electron. **51**, 1 (2015).
- [6] G. Eda, H. Yamaguchi, D. Voiry, T. Fujita, M. Chen, M. Chhowalla. Nano Lett. **11**, 5111 (2011).
- [7] G.W. Mudd, S.A. Svatek, T. Ren, A. Patané, O. Makarovskiy, L. Eaves, P.H. Beton, Z.D. Kovalyuk, G.V. Lashkarev, Z.R. Kudrynskiy, A.I. Dmitriev. Adv. Mater. **25**, 40, 5714 (2013).
- [8] T. Mueller, E. Malic. npj 2D Mater. Appl. **2**, 29 (2018).
- [9] Photoelectrochemistry and photovoltaics of layered semiconductors / Ed. A. Aruchamy. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, the Netherlands (1992). 360 p.
- [10] И.Х. Акопян, О.Н. Волкова, Б.В. Новиков, Б.И. Вензель. ФТТ **39**, 468 (1997).
- [11] J.F. Condeles, R.S. Silva, A.C. Silva, N.O. Dantas. J. Appl. Phys. **116**, 064303 (2014).
- [12] D. Gopalakrishnan, D. Damien, B. Li, H. Gullappalli, V.K. Pillai, P.M. Ajayan, M.M. Shaijumon. Chem. Commun. **51**, 6293 (2015).
- [13] X. Wang, Q. Wu, K. Jiang, C. Wang, C. Zhang. Sensors and Actuators B **252**, 183 (2017).
- [14] Semiconductors for Room Temperature Nuclear Detector Applications Semiconductors and Semimetals/ Eds T.E. Schlesinger, R.B. James (1995). V. 43.
- [15] G. Xu, J.Y. Li, R.H. Nan, W.L. Zhou, Z. Gu, L. Zhang, X.M. Ma, X.P. Cao. J. Opt. Adv. Mater. **18**, 842 (2016).
- [16] Д.А. Курдюков, Д.А. Еуров, Е.Ю. Ствояга, Д.А. Кирилenco, С.В. Коныхин, А.В. Швидченко, В.Г. Голубев. ФТТ **58**, 2454 (2016).
- [17] Б.В. Новиков, М.М. Пимоненко. ФТП **4**, 2077, (1970).
- [18] A. Burger, D. Nason. J. Appl. Phys. **71**, 2717 (1992).
- [19] C.C. Chester, J. Coleman. Phys. Chem. Solids **32**, 223 (1971).
- [20] J. Takeda, T. Goto, M. Matsuoka. J. Phys. Soc. Jpn **57**, 3248 (1988).
- [21] Y. Kayanuma. Phys. Rev. B **38**, 9797 (1988).
- [22] P.D. Bloch, J.W. Hodby, C. Schwab, D.W. Stacey. J. Phys. C **11**, 2579 (1978).
- [23] Y.-C. Chang, R.B. James. Phys. Rev. B **46**, 15040 (1992).
- [24] M.R. Rao, D. Roayn, J.K.D. Verma. J. Phys. D **18**, 517 (1985).
- [25] R. Liu, D. Wu, S. Liu, K. Koynov, W. Knoll, Q. Li. Angew. Chem. Int. Ed. **48**, 4598 (2009).
- [26] C.M. Donega, R. Koole. J. Phys. Chem. C **113**, 6511, (2009).
- [27] A.F. van Driel, G. Allan, C. Delerue, P. Lodahl, W.L. Vos, D. Vanmaekelbergh. Phys. Rev. Lett. **95**, 236804 (2005).
- [28] G.P. Murphy, X. Zhang, A.L. Bradley. J. Phys. Chem. C **120**, 26490 (2016).
- [29] M. Sieskind. J. de Phys. **39**, 899 (1978).

- [30] Х. Акопян, Б.В. Бондаренко, Б.А. Казеннов, Б.В. Новиков. ФТП **29**, 419, (1987).
- [31] В.М. Залетин, И.Н. Ножкина, В.И. Фомин, Н.В. Шустов, Н.И. Протасов. Атомная энергия **48**, 169 (1980).
- [32] D.A. Kurdyukov, D.A. Eurov, M.K. Rabchinskii, A.V. Shvidchenko, M.V. Baidakova, D.A. Kirilenko, S.V. Koniakhin, V.V. Shnitov, V.V. Sokolov, P.N. Brunkov, A.T. Dideikin, Y.M. Sgibnev, L.Y. Mironov, D.A. Smirnov, A.Y. Vul', V.G. Golubev. Nanoscale **10**, 13223 (2018).
- [33] С.И. Покутний. ФТП **41**, 1341 (2007).
- [34] N. Nishiguchi, K. Yoh. Jpn J. Appl. Phys. **36**, 3928 (1997).
- [35] Z.K. Tang, Y. Nozue, T. Goto. J. Phys. Soc. Jpn **61**, 2943 (1992).

*Редактор К.В. Емцев*