

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

PACS 42.65.Jx; 78.67.-n; 78.67.Sc; 79.20.Ws

Двухфотонное поглощение и нелинейная рефракция двулучепреломляющих пленок мезопористого кремния

В.Я.Гайворонский, Л.А.Головань, М.А.Копыловский, Ю.В.Громов, С.В.Заботнов,
Н.А.Пискунов, П.К.Кашкаров, В.Ю.Тимошенко

С использованием пикосекундных лазерных импульсов изучено самовоздействие света в двулучепреломляющих пленках мезопористого кремния. Обнаружены два механизма самовоздействия света в мезопористом кремнии, один из которых проявляется при интенсивностях лазерного излучения менее 3 МВт/см² и имеет тенденцию к насыщению, а второй – при интенсивностях лазерного излучения свыше 10 МВт/см². Первый механизм связан с резонансным возбуждением электронных состояний на поверхности нанокристаллов кремния, тогда как второй обусловлен локальными полями в нанокомпозитной среде. Для указанных диапазонов интенсивности лазерного излучения значение кубической нелинейной восприимчивости пленок превосходит значение кубической восприимчивости кристаллического кремния на шесть и четыре порядка соответственно, при этом достигнут критерий качества на порядок выше, чем в кристаллическом кремнии.

Ключевые слова: двухфотонное поглощение, нелинейная рефракция, пленки мезопористого кремния, пикосекундные лазеры.

1. Введение

Использование достижений полупроводниковой нанотехнологии представляется перспективным для создания новых материалов современной фотоники. Известно, что многие полупроводниковые материалы обладают квадратичной и кубической нелинейно-оптической (НЛО) восприимчивостью, значения которых на один-два порядка превышают аналогичные значения для кристаллов, традиционно применяемых в нелинейной оптике [1]. Изготовление наноструктур на основе полупроводников позволяет еще больше увеличить эффективность их нелинейно-оптического отклика, что может быть использовано для разработки новых устройств фотоники.

В настоящей работе проведено исследование эффектов самовоздействия света в пленках мезопористого кремния (мезо-ПК). Этот нанокомпозитный материал образован кремневыми нанокристаллами диаметром от 5 до 100 нм в зависимости от условий формирования, разделенными порами сравнимого размера [2–4].

Ранее наибольшее внимание уделялось микропористому кремнию (микро-ПК), в котором размеры пор не превышали нескольких нанометров. Этот интерес был связан, прежде всего, с фотолюминесценцией микро-ПК в видимой области спектра, обусловленной квантоворазмерным эффектом в нанокристаллах кремния. Нелиней-

но-оптические свойства микро-ПК активно исследовались с помощью генерации гармоник [5–8], методами фотоиндуцированного просветления и поглощения с временным разрешением [9–11], двухфотонного поглощения (ДФП) [12, 13], z-сканирования [14–16]. Результаты этих исследований свидетельствуют об уменьшении эффективности генерации гармоник для микро-ПК по сравнению с кристаллическим кремнием (с-Si) [5, 7, 8]. Что же касается действительной части кубической восприимчивости $\chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega)$, определяющей эффективность нелинейной рефракции, то согласно [14–16] ее значения лежат в диапазоне от 10^{-12} до 10^{-8} ед. СГСЭ. Отметим, что для с-Si $\chi^{(3)}$ составляет от $(3 + 0.3i) \times 10^{-12}$ [17] до $(7 + 1i) \times 10^{-12}$ ед. СГСЭ [18].

Для оптических свойств полупроводниковых наноструктур важное значение имеют вклады поверхностных электронных состояний и эффекты локальных полей [19]. Возникновение пор в объеме кремния приводит к росту площади его поверхности и увеличению концентрации поверхностных состояний в единице объема этой нанокомпозитной среды по сравнению с единицей объема с-Si [3]. Локальные же поля наиболее ярко проявляют себя в мезопористом кремнии, приводя, в частности, к его двулучепреломлению. Причиной этого эффекта является преимущественная ориентация пор в мезо-ПК в направлении кристаллографических осей $\langle 100 \rangle$ [4]. При использовании подложки сильнолегированного с-Si с ориентацией поверхности (110) оптическая ось мезо-ПК совпадает с осью [001] [20].

Простая модель эффективной среды, позволяющая хорошо описать оптическую анизотропию мезо-ПК, состоит в следующем: кремневые нанокристаллы и поры рассматриваются как сплюснутые сфероиды, оси вращения которых совпадают с кристаллографической осью [001] [21]. Тогда эффективная диэлектрическая проницаемость ϵ_{eff} мезо-ПК обладает анизотропией, а локальное поле \mathbf{E} внутри кремневых наночастиц связано с приложенным полем \mathbf{E}_0 фактором \mathcal{L}_i : $\mathbf{E}_i = \mathcal{L}_i \mathbf{E}_{0,i}$. Для электростатической модели эффективной среды

$$\mathcal{L}_i = [1 + L_i(\epsilon_{\text{Si}} - \epsilon_{\text{eff},ii})/\epsilon_{\text{eff},ii}]^{-1}, \quad (1)$$

В.Я.Гайворонский, М.А.Копыловский, Ю.В.Громов. Институт физики НАН Украины, Украина, 03680 Киев, просп. Науки, 46; e-mail: vlad@iop.kiev.ua

Л.А.Головань, Н.А.Пискунов, В.Ю.Тимошенко. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

С.В.Заботнов, П.К.Кашкаров. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; РНЦ «Курчатовский институт», Россия, 123182 Москва, пл. Акад. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 3 августа 2010 г., после доработки – 19 января 2011 г.

где ϵ_{Si} – диэлектрическая проницаемость с-Si; L_i – фактор деполяризации, определяемый формой нанокристалла и направлением электрического поля; i обозначает декартову координату вдоль одной из осей сфероида. Использование подхода эффективной среды для мезо-ПК представляется вполне оправданным, поскольку характерные размеры нанопор и нанокристаллов в этом материале остаются меньше длины световых волн, а образцы мезо-ПК не демонстрируют заметного рассеяния.

Обобщение указанной модели на случай НЛО восприимчивости кубической нанокompозитной среды, выполненное, например, в работе [22], дает

$$\chi_{\text{eff},ijkl}^{(3)} = (1-p) \mathcal{L}_i(\omega) \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega; \omega_1, \omega_2, \omega_3) \times \mathcal{L}_j(\omega_1) \mathcal{L}_k(\omega_2) \mathcal{L}_l(\omega_3), \quad (2)$$

где p – пористость.

В соответствии с (1) и (2) в эффективной кубической восприимчивости мезо-ПК должна проявляться оптическая анизотропия, обусловленная ориентацией пор вдоль выделенных кристаллографических направлений. Действительно, эксперименты по генерации третьей оптической гармоники в мезо-ПК демонстрируют заметную НЛО анизотропию, однако эффективность генерации в мезо-ПК на порядок выше, чем в случае с-Si [8, 23], что противоречит указанной модели. Данные эффекты связываются прежде всего с ростом локальных полей, действующих в мезо-ПК, что заставляет обратить пристальное внимание на их исследование.

Результаты экспериментов по самовоздействию света, весьма чувствительного как к различным электронным состояниям, так и к локальным полям в нанокompозитных средах [24, 25], составят весьма важное дополнение к уже имеющимся данным об оптических свойствах мезо-ПК. Фотоиндуцированные изменения коэффициента оптического поглощения $\Delta\alpha = \beta I$ и показателя преломления $\Delta n = n_2 I$, где I – интенсивность лазерного излучения, характеризуются эффективными значениями коэффициентов ДФП $\beta \sim \text{Im} \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ и нелинейной рефракции $n_2 \sim \text{Re} \chi_{\text{eff}}^{(3)}$. В настоящей работе экспериментально исследовано самовоздействие лазерных импульсов в оптически анизотропном мезо-ПК. Выбор двулучепреломляющих пленок позволяет полнее изучить проявления эффектов локальных полей в данном материале.

2. Результаты измерений и их обсуждение

Пленки мезо-ПК были получены методом электрохимического травления пластин с-Si с удельным сопротивлением 3 мОм·см и ориентацией поверхности (110) в растворе HF(48%):C₂H₅OH = 1:1. Плотности тока травления

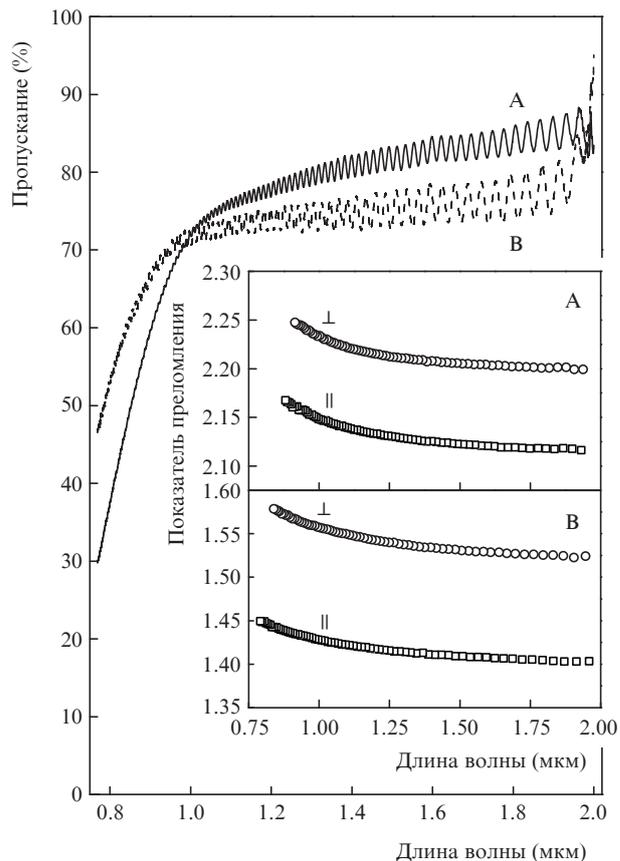


Рис.1. Спектры пропускания для необыкновенной волны образцов А и В мезопористого кремния. На вставке представлены дисперсионные зависимости показателей преломления для обыкновенной (⊥) и необыкновенной (||) волн.

составляли 25 (образец А) и 75 мА/см² (образец В). Использовались свободные пленки, отделенные от подложки под действием короткого импульса тока высокой плотности. Толщина пленок (см. табл.1), измеренная с помощью оптического микроскопа METAM RB-22, была одинаковой по всему образцу. Полученные пленки обладали оптической анизотропией, их оптическая ось лежала в плоскости поверхности образца и совпадала с кристаллографическим направлением [001].

Для определения эффективных показателей преломления пленок мезо-ПК с помощью спектрометра Bruker IFS 66/v измерялись спектры их пропускания в ИК диапазоне (0.78–2.0 мкм) для обыкновенной и необыкновенной (рис.1) волн. Спектры пропускания для обыкновенной волны аналогичны показанным на рисунке, однако величина пропускания на 1%–2% ниже, чем у необыкновенной волны, из-за большего показателя преломления и более высокого коэффициента отражения. Анализ поло-

Табл.1. Структурные и оптические параметры образцов и критерии качества (FOM) на длине волны 1.064 мкм.

Образец	j (мА/см ²)	p (%)	d (мкм)	Поляризация	n	L	$I_0 < 3$ МВт/см ²			$I_0 > 10$ МВт/см ²		
							$\text{Re} \chi^{(3)}$ (10 ⁻⁶)	$\text{Im} \chi^{(3)}$ (10 ⁻⁹)	FOM	$\text{Re} \chi^{(3)}$ (10 ⁻⁸)	$\text{Im} \chi^{(3)}$ (10 ⁻¹³)	FOM
А	25	49	26	⊥	2.22	0.32	4.7	5.9	45	10.8	11.2	56
					2.14	0.36	3.0	5.8	29	9.7	6.9	83
В	75	73	24	⊥	1.55	0.30	3.4	1.4	60	2.6	3.4	21
					1.42	0.40	2.2	1.5	34	2.7	0.5	143

Примечание: j – плотность тока травления; p – пористость; d – толщина образца; n – показатель преломления; L – фактор деполяризации; $\chi^{(3)}$ – кубическая нелинейно-оптическая восприимчивость (в ед. СГСЭ).

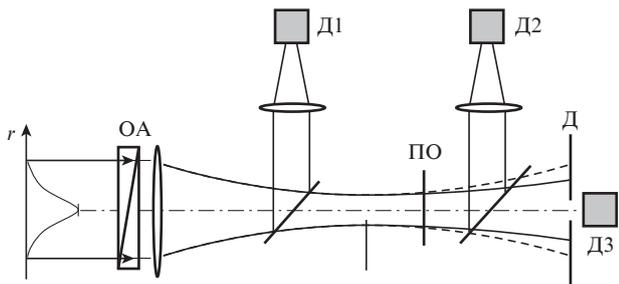


Рис.2. Схема установки:

ОА – оптический attenuator (градиентный фильтр); Д – диафрагма на оси пучка; ПО – образец; Д1, Д2 и Д3 – диоды, измеряющие энергию падающего лазерного импульса, полную энергию прошедшего лазерного импульса и энергию прошедшего импульса на оси пучка соответственно.

жения интерференционных максимумов и минимумов [21] позволил найти дисперсию показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн в образцах А и В в указанной области спектра (вставка на рис.1). Параметры образцов А и В представлены в табл.1.

Нелинейно-оптические свойства пленок анизотропно мезо-ПК исследовались по изменению профиля пучка в дальнем поле (рис.2) [24–29] при самовоздействии импульсного излучения лазера на кристалле Nd:YAG (длина волны 1.064 мкм, длительность импульса 42 пс, частота повторения 10 Гц). Излучение лазера имело гауссово пространственное распределение, диаметр лазерного пучка составлял 2 мм. Энергия лазерного импульса не превышала 1 мДж, интенсивность падающего на образец излучения регулировалась с помощью градиентного нейтрального фильтра. Образец был расположен за плоскостью перетяжки лазерного пучка и ориентирован таким образом, чтобы поляризация излучения совпадала либо с кристаллографической осью [110] (обыкновенная волна), либо с осью [001] (необыкновенная волна). В ходе выполнения эксперимента интенсивность излучения сначала повышалась, а затем понижалась. Все полученные результаты оказались обратимыми.

Измерения проводились с использованием трех фотодиодов: диод Д1 регистрировал энергию падающего на образец лазерного импульса, диод Д2 – полную энергию прошедшего через образец пучка (полное пропускание образца), а диод Д3 измерял энергию прошедшего через образец лазерного импульса вблизи оси пучка (приосевого пропускание образца). Для выделения вклада нелинейной рефракции на фоне фотоиндуцированного поглощения полученная зависимость приосевого пропускания от интенсивности излучения нормировалась на соответствующую зависимость для полного пропускания.

Для плоской волны зависимость коэффициента полного пропускания T от интенсивности I имеет вид [28]:

$$T(I) = T_0/[1 + q(I)], \tag{3}$$

где T_0 – коэффициент линейного пропускания; $q(I) = \beta I [1 - \exp(-\alpha d)] / \alpha$; α – коэффициент линейного поглощения; d – толщина образца. Для гауссова распределения интенсивности по радиусу и гауссовой временной формы импульса зависимость T от пиковой интенсивности на оси пучка I_0 хорошо аппроксимируется выражением [29]:

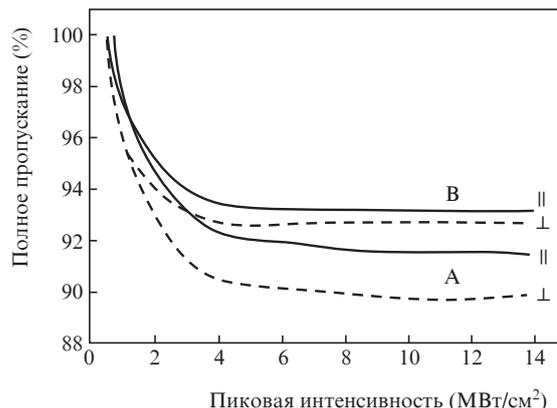


Рис.3. Полное пропускание пленок мезопористого кремния, нормированное на их линейное пропускание, в зависимости от пиковой интенсивности лазерного импульса на длине волны 1.064 мкм в случае обыкновенной (⊥, штриховые кривые) и необыкновенной (||, сплошные кривые) волн для образцов А и В.

$$T(I_0) = T_0 \frac{\ln[1 + q(I_0)]}{q(I_0)} \frac{[1 + 0.228q(I_0)]}{[1 + 0.136q(I_0)]}. \tag{4}$$

Излучение, прошедшее через образец, испытывает поглощение и изменение фазы; коэффициент пропускания на оси светового пучка T_a можно представить в виде ряда по нелинейному набегу фазы $\varphi_0 = 2\pi n_2 I_0 [1 - \exp(-\alpha d)] / (\alpha \lambda)$, где λ – длина волны, с коэффициентами c_i ($i = 1, 2, \dots$), определяемыми геометрией эксперимента:

$$T_a(I_0) \approx 1 + c_1 \varphi_0 + c_2 \varphi_0^2 + \dots \tag{5}$$

Осуществляя для определенного участка экспериментальных зависимостей $T(I_0)$ и $T_a(I_0)$ подгонку по формулам (4) и (5), находим коэффициенты ДФП и нелинейной рефракции [24, 28, 29].

Информацию о фотоиндуцированном поглощении света в мезо-ПК содержат экспериментальные зависимости коэффициента полного пропускания T от I_0 (рис.3), на которых можно выделить два характерных участка: $I_0 < 3$ МВт/см² и $I_0 > 10$ МВт/см². Первый характеризуется заметным (6%–10%) уменьшением полного пропускания, причем эффективность ДФП практически не зависит от поляризации падающего излучения. При больших значениях I_0 падение T замедляется с ростом энергии лазерного импульса и существенно различается для случаев обыкновенной и необыкновенной волн [27].

Зависимости коэффициентов приосевого пропускания T_a от I_0 (рис.4), напротив, заметно различаются для различных поляризаций при $I_0 < 3$ МВт/см²: в случае обыкновенной волны происходит больший рост T_a , который в указанном диапазоне интенсивностей обусловлен самофокусировкой лазерного излучения. Значение $\text{Re}\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ при этом на три порядка превышает значение $\text{Im}\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ (табл.1). При дальнейшем увеличении I_0 рост приосевого пропускания сначала сменяется падением, однако его величина остается выше, чем в линейном случае, а затем (при $I_0 > 10$ МВт/см²) наблюдается медленный рост T_a .

Используемая нами интенсивность излучения на три порядка ниже интенсивности, при которой в кремнии начинает преобладать поглощение свободными носителями (40 ГВт/см²) [30], поэтому вклад генерации свободных но-

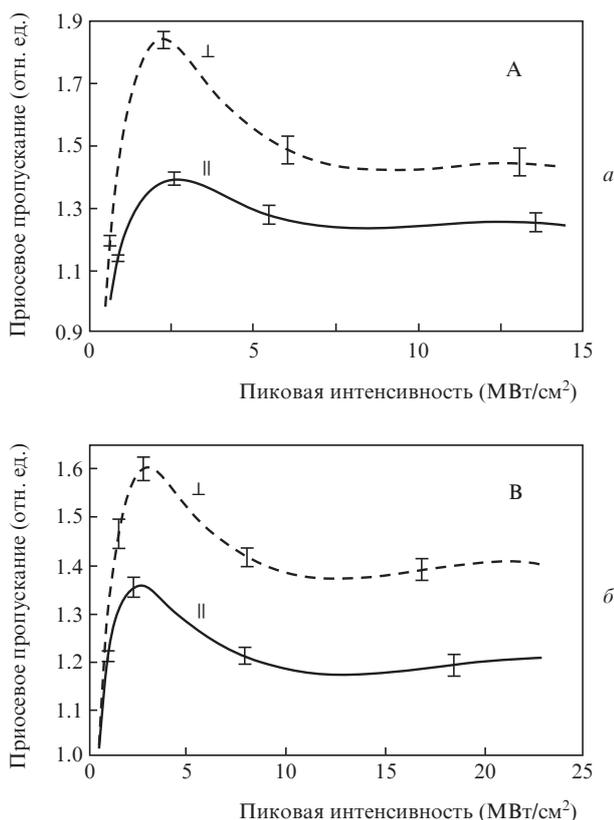


Рис.4. Зависимости приосевого пропускания в дальнем поле, нормированного на полное пропускание, от пиковой интенсивности лазерного излучения в случае обыкновенной (\perp , штриховые кривые) и необыкновенной (\parallel , сплошные кривые) волн для образцов А (а) и В (б).

сителей в указанные эффекты незначителен. Различное поведение приосевого пропускания в случаях малых и больших интенсивностей лазерных импульсов, а также его немонотонная зависимость от интенсивности излучения накали связаны с двумя механизмами самовоздействия света. Первый из них проявляется при $I_0 < 3$ МВт/см², при этом значения как $\text{Re}\chi^{(3)}$, так и $\text{Im}\chi^{(3)}$ в мезо-ПК весьма высоки. Такой рост кубической нелинейной восприимчивости возможен в случае приближения частоты излучения к частоте перехода между энергетическими состояниями в веществе, которыми могут быть дефекты в тонком слое оксида кремния на границах нанокристаллов и пор. Методами фототока [31] и фототермической спектроскопии [32] на границе Si/SiO₂ были обнаружены дефекты, энергия активации которых составляла 1.20 и 1.18 эВ соответственно, что близко к энергии фотонов лазерного излучения (1.17 эВ). Быстрый спад зависимости $T(I_0)$ при $I_0 < 3$ МВт/см² и слабая зависимость $T(I_0)$ при $I_0 > 3$ МВт/см², а также немонотонный характер $T_a(I_0)$ свидетельствуют о насыщении фотоиндуцированных эффектов, обусловленных этими состояниями, при пиковой интенсивности $I_s \approx 2-3$ МВт/см². Уменьшение ДФП из-за насыщения известно для ряда полупроводниковых и органических материалов [26, 33, 34], спад в зависимости $T_a(I_0)$ при $I_0 > 3$ МВт/см², указывающий на уменьшение n_2 , также типичен для насыщения [35].

Энергия, теряемая в образце за счет фотоиндуцированного поглощения, составляет ~ 10 мкДж. Учитывая толщину образцов и энергию фотонов лазерного излучения, можно оценить концентрацию дефектов в единице объе-

ма слоя мезо-ПК, которая оказывается не менее 10^{16} см⁻³. Отметим, что авторы [31] оценивают поверхностную плотность указанных дефектов как 4.7×10^{12} см⁻², что с учетом удельной площади поверхности материала (~ 100 м²/см³) дает их объемную концентрацию в слое мезо-ПК $\sim 10^{19}$ см⁻³. Различие в оценках концентраций может быть связано с большой шириной спектральной полосы, соответствующей указанным состояниям (1.15–1.30 эВ) [32], и с участием лишь малой части дефектов в резонансном процессе.

Для образца В значения как $\text{Re}\chi^{(3)}$, так и $\text{Im}\chi^{(3)}$ уменьшаются, что объясняется уменьшением удельной площади поверхности нанокристаллов и слоя покрывающего их оксида кремния с ростом пористости [3]. ДФП оказывается практически нечувствительным к поляризации падающего лазерного излучения, что, возможно, связано с приближением к его насыщению, тогда как для $\text{Re}\chi^{(3)}$ наблюдается заметная анизотропия, обусловленная различием в напряженности локальных полей, направленных вдоль оптической оси и перпендикулярно ей. Отметим, что соотношение $\text{Re}\chi_{\perp\perp\perp\perp}^{(3)}/\text{Re}\chi_{\parallel\parallel\parallel\parallel}^{(3)} = \mathcal{L}_{\perp}^4/\mathcal{L}_{\parallel}^4$ (см. (2)) хорошо выполняется для образца А ($\text{Re}\chi_{\perp\perp\perp\perp}^{(3)}/\text{Re}\chi_{\parallel\parallel\parallel\parallel}^{(3)} \approx 1.57$, $\mathcal{L}_{\perp}^4/\mathcal{L}_{\parallel}^4 \approx 1.5$). Для образца В отношение $\text{Re}\chi_{\perp\perp\perp\perp}^{(3)}/\text{Re}\chi_{\parallel\parallel\parallel\parallel}^{(3)}$ остается как практически тем же, что и для образца А, тогда как $\mathcal{L}_{\perp}^4/\mathcal{L}_{\parallel}^4 \approx 3.4$.

На участке $I_0 > 10$ МВт/см² значения $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ оказываются на два порядка меньше, чем при $I_0 < 3$ МВт/см². Тем не менее, при этом значения $\text{Re}\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ на три-четыре порядка, а $\text{Im}\chi^{(3)}$ на один-два порядка превосходят соответствующие значения для с-Si. Это связано с тем, что НЛО отклик мезо-ПК определяется вкладом всех атомов нанокристаллов кремния, и анизотропия $\text{Im}\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ хорошо заметна. Отношения $\text{Im}\chi_{\perp\perp\perp\perp}^{(3)}/\text{Im}\chi_{\parallel\parallel\parallel\parallel}^{(3)}$ равны 1.6 и 6.8 для образцов А и В соответственно. Отношение для образца А согласуется с получаемым по электростатической модели эффективной среды (см. (2)), тогда как для образца В его не удается описать в рамках данного приближения. Вместе с тем, анизотропия $\text{Re}\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ заметно меньше анизотропии $\text{Im}\chi_{\text{eff}}^{(3)}$, а для образца с 73%-ной пористостью практически пропадает. Вместе с подобными отклонениями от рассмотренной выше модели, обнаруженными в экспериментах по генерации третьей гармоники в мезо-ПК [8, 23], это указывает на неправомерность использования электростатического приближения, что, возможно, связано с неоднородностью напряженности поля в объеме мезо-ПК [8].

Свойства нелинейно-оптических сред часто характеризуют так называемым критерием качества (figure of merit) $\text{FOM} = \Delta n/(\Delta\alpha\lambda) = n_2/(\beta\lambda)$. Полученные нами данные свидетельствуют, что для мезопористого кремния при $I > 10$ МВт/см² в зависимости от поляризации излучения значение FOM находится в пределах от 21 (обыкновенная волна) до 143 (необыкновенная волна), тогда как для с-Si FOM по разным оценкам составляет от 0.17 [17] до 2.9 [18].

3. Заключение

Впервые обнаружены два механизма самовоздействия света в оптически анизотропном мезо-ПК, которые мы связываем с дефектными состояниями (для интенсивностей излучения менее 3 МВт/см²) и вкладом локальных полей в наночастицах кремния (для интенсивностей излучения свыше 10 МВт/см²); первый механизм проявляет эффект насыщения. Нелинейная рефракция при малых интенсивностях излучения и ДФП при больших интенсивностях обладают выраженной анизотропией. Показано,

что критерий качества слоев мезо-ПК по крайней мере на порядок выше, чем для c-Si, что указывает на перспективность использования данного материала при создании новых устройств фотоники.

Авторы благодарны А.М.Желтикову, Е.А.Константиновой, Ч.Ф.Ли и Г.Ю.Фану за плодотворные обсуждения. Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования МГУ им. М.В.Ломоносова, поддержана грантом НАН Украины № 1.4.1 В/141.

1. Adair R., Chase L.L., Payne S.A. *Phys. Rev. B*, **39**, 3337 (1989).
2. Cullis A.G., Canham L.T., Calcott P.D.J. *J. Appl. Phys.*, **82**, 909 (1997).
3. Bisi O., Ossicini S., Pavesi L. *Surf. Sci. Rep.*, **38**, 1 (2000).
4. Lehmann V., Stengl R., Luigart A. *Mat. Sci. Eng. B*, **69–70**, 11 (2000).
5. Головань Л.А., Зотеев А.В., Кашкаров П.К. и др. *Письма ЖТФ*, **20**, 66 (1994).
6. Kanemitsu Y., Okamoto S., Mito A. *Phys. Rev. B*, **52**, 10752 (1995).
7. Falasconi M., Andreani L.C., Malvezzi A.M., et al. *Surf. Sci.*, **481**, 105 (2001).
8. Golovan L.A., Kuznetsova L.P., Fedotov A.B., et al. *Appl. Phys. B*, **76**, 429 (2003).
9. Днепровский В.С., Караванский В.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **57**, 394 (1993).
10. Klimov V.I., McBranch D., Karavanskii V.A. *Phys. Rev. B*, **52**, R16989 (1995).
11. Добряков А.Л., Караванский В.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 430 (2000).
12. Malý P., Trojánek F., Valenta J., et al. *J. Lumin.*, **60–61**, 441 (1994).
13. Diener J., Shen Y.R., Kovalev D.I., et al. *Phys. Rev. B*, **58**, 12629 (1998).
14. Henari F.Z., Morgenstern K., Blau W.J., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 323 (1995).
15. Lettieri S., Fiore O., Maddalena P., et al. *Opt. Commun.*, **168**, 383 (1999).
16. Liu H., Fonseca L.F., Weisz S.Z., et al. *J. Lumin.*, **83–84**, 37 (1999).
17. Lin Q., Zhang J., Piredda G., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 021111 (2007).
18. Bristow A.D., Rotenberg N., van Driel H.M. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 191104 (2007).
19. Timoshenko V.Yu., Osminkina L.A., et al. *Phys. Rev. B*, **67**, 113405 (2003).
20. Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К. *УФН*, **177**, 619 (2007).
21. Головань Л.А., Константинова А.Ф. и др. *Кристаллография*, **49**, 174 (2004).
22. Sipe J.E., Boyd R.W., in *Topics Appl. Phys.* Ed. by V.M.Shalaev (Berlin–Heidelberg: Springer, 2002, vol. 82, p. 1).
23. Zaboltnov S.V., Konorov S.O., et al. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **202**, 1673 (2005).
24. Gayvoronsky V., Galas A., Shepelyavyu E., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 97 (2005).
25. Gayvoronsky V., Yakunin S., Enikeeva V., et al. *Laser Phys. Lett.*, **3**, 357 (2006).
26. Brodyn M.S., Borshch A.A., Volkov V.I. *Refractive Nonlinearity of Wide-Gap Semiconductors and Applications* (London: Harwood Acad. Publ., 1990).
27. Gayvoronsky V.Ya., Kopylovsky M.A., et al. *Laser Phys. Lett.*, **5**, 894 (2008).
28. Sheik-Bahae M., Said A.A., Wei T.-H., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 760 (1990).
29. Borshch A.A., Brodyn M.S., Gayvoronsky V.Ya. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5024**, 128 (2003).
30. Tien E.-K., Qian F., Yuksek N.S., Boyraz O. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 201115 (2007).
31. Reimann K., Onnasch D. *Z. Physik*, **23**, 239 (1976).
32. Memon A.A., Fukuyama A., Ikari T. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42**, 358 (2003).
33. Rangel-Rojo R., Stranges L., Kar A.K., et al. *Opt. Commun.*, **203**, 385 (2002).
34. Yuksek M., Kürüm U., Gul Yaglioglu H., et al. *J. Appl. Phys.*, **107**, 033115 (2010).
35. McCormick C.F., Solli D.R., Chiao R.Y., et al. *Phys. Rev. A*, **69**, 023804 (2004).