

**В.В. Стрельчук, А.С. Николенко,
Э.Б. Каганович, И.М. Крищенко,
Э.Г. Манойлов**

СПЕКТРЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ПОРИСТЫХ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК ОКСИДА АЛЮМИНИЯ С Si КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Рассмотрены пористые наноконкомпозитные пленки оксида алюминия с нанокристаллами кремния (Si НК/por-Al₂O₃), полученные импульсным лазерным осаждением из обратного потока частиц эрозионного факела на подложку, расположенную в плоскости мишени. Для спектров комбинационного рассеяния света этих пленок изучали эффекты пространственного ограничения фононов и локального нагрева, вызванного поглощением лазерного излучения. Эффект нагрева анализировали с учетом ангармонизма, участием трех и четырех фононов в процессе диссипации энергии.

Ключевые слова: комбинационное рассеяние света (КРС), конфаймент фононов, нанокристаллы кремния, наноконкомпозитные пленки оксидов, импульсное лазерное осаждение.

ВВЕДЕНИЕ

Квантовые точки (КТ) кремния обычно представляют собой Si наночастицы (НЧ) в диэлектрической (SiO₂, Al₂O₃ и др.) матрице. Из-за пространственного ограничения (конфайнмента) электронов в Si НЧ и, как следствие, квантово-размерного эффекта они обладают фотолуминесценцией (ФЛ) в видимой области спектра при комнатной температуре. Это открывает перспективы создания излучателей на непрямозонном кремнии и их интеграции с элементами микроэлектроники. С уменьшением размеров Si-нанокристаллов (НК) изменяется спектр колебательных мод — спектр фононов, который чувствителен к размерам НК, их распределению, форме, поверхностным состояниям, механическим напряжениям и т. п. Эти изменения эффективно контролируются методами спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) — рамановскими методами [1—9].

Круг исследуемых методом КРС-спектроскопии наноструктур кремния и способов их формирования очень широк. Это — и тонкие поликристаллические пленки, и пленки наноконкомпозитного состава, содержащие Si НК в матрицах a-Si, a-SiO_x, a-Al₂O₃, отдельные НК, их массивы, агрегаты Si НЧ на поверхности гладких Si-пленок и др. Основными способами получения Si-наноструктур являются следующие: радиочастотное магнетронное распыление, распыление на постоянном токе, ионная имплантация, методы испарения, в том числе и электронным лучом, плазмохимические, методы отжига SiO_x обогащенных кремнием, а также метод импульсного лазерного осаждения (ИЛО) [8—23].

И хотя в литературных источниках имеются ссылки на использование преимуществ метода ИЛО для формирования Si НЧ в Al₂O₃-матрице [24], нам неизвестны исследования методом КРС пористых пленок оксида алюминия (por-Al₂O₃) с Si КТ, полученных ИЛО-методом, отличным от традиционного — осаждением из обратного потока частиц эрозионного фа-

© В.В. Стрельчук, А.С. Николенко, Э.Б. Каганович,
И.М. Крищенко, Э.Г. Манойлов, 2013

кела. В работах [25—29] был разработан такой способ и было показано, что интерес к нему обусловлен возможностью формирования пористых нанокompозитных пленок состава Si (Ge) НК/por-Al₂O₃, обладающих ФЛ в видимой области спектра при комнатной температуре. Цель данной работы — исследовать полученные пористые пленки Si НК/por-Al₂O₃ методом КРС-спектроскопии.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Фотолуминесцентные пленки пористого аморфного Al₂O₃, содержащие Si КТ, получали одностадийно методом ИЛО из обратного низкоэнергетического потока кластеров эрозионного факела в вакуумной камере в атмосфере аргона при давлении 13,5 Па. Мишень представляла собой монокристалл кремния (с-Si), на часть поверхности которой наносили пленку алюминия: 50 % площади. Подложку (кремний, стекло) длиной 15 мм располагали в плоскости мишени на расстоянии 1—2 мм от оси факела. Мишень сканировали импульсами ИАГ : Nd³⁺-лазера с длиной волны 1,06 мкм, длительностью импульса 10 нс, плотностью энергии 20 Дж/см², частотой 25 Гц. Время облучения составляло 30 мин, что соответствовало 45 000 импульсам. Под воздействием лазерной абляции мишени возникает факел, в котором формируются кластеры кремния, оксида алюминия и небольшого количества оксида кремния из-за взаимодействия соответственно атомов кремния друг с другом, атомов алюминия и кремния с атомами газа. Имеет место рассеяние кинетической энергии наночастиц на атомах аргона.

Как было показано [25—29], при этом на части подложки, расположенной вблизи оси факела, формируются более крупные наночастицы неправильной формы, вдали от нее — более мелкие сферические по форме. Соответственно, профиль толщины имеет форму, близкую к форме клина. Более толстые пленки характеризуются большей пористостью по сравнению с более тонкими. По данным атомно-силовой микроскопии размеры зерен составляют от 2 до 20 нм. На гладкой поверхности пленок присутствует небольшое количество крупных (1—2 мкм) неправильной формы мелкозернистых агрегатов как следствие разбрызганных капель лазерной абляции мишени. Аналогичные агрегаты наблюдали в [16] в пленках Si НК/SiO_x, полученных из паров кремния и гелия, расширяющихся в сверхзвуковой геометрии с последующим окислением Si НК.

Было показано, что с уменьшением дозы облучения от 20 до 5 Дж/см² уменьшаются размеры Si НК. Размеры НК увеличиваются с увеличением числа импульсов облучения мишени и давления аргона. Но при повышении давления аргона выше определенного значения усиливается окисление атомов кремния кислородом, возрастает доля SiO_x-фазы. Установлено, что введение Al в мишень, а соответственно, и присутствие Al₂O₃-фазы предотвращает возможно полное исчезновение Si НК за счет окисления. При малых долях Al в мишени (<15 %) из-за более эффективного окисления атомов Al уменьшается концентрация Si—O₄-тетраэдров, и возрастает доля комплексов Si—O_y—Si_{4-y} (1 ≤ y ≤ 3). Для контроля барьерной фазы Si КТ значение доли Al составляет 15 % < K < 75 %. Сказанное послужило обоснованием выбора оптимальных режимов формирования фотолуминесцентных пленок Si НК/por-Al₂O₃.

Спектры микроКРС измеряли на агрегате, расположенном на гладкой поверхности исследуемой пленки Si НК/por-Al₂O₃, в геометрии на отражение при комнатной температуре с помощью тройного рамановского спектрометра T-64000 Horiba Jobin-Yvon, оснащенного охлаждаемым CCD-детектором. Для возбуждения использовалась линия Ar-Kr

ионного лазера с длиной волны 488,0 нм, сфокусированная на образце в пятно размером 1 мкм. При этом удельная мощность излучения варьировалась в области 0,01–20 мВт/мкм².

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлен спектр КРС, измеренный при удельной мощности возбуждающего излучения 0,1 мВт/мкм². В спектре в области 520 см⁻¹ наблюдается характерная интенсивная фононная полоса, обусловленная *LO-TO*-колебаниями связей Si–Si. Как видим, данная фононная полоса имеет двухкомпонентный характер с частотным положением компонент 520,6 и 525,8 см⁻¹. При этом положение высокочастотной компоненты сильно смещено относительно пика для *c*-Si (520,5 см⁻¹). Смещение высокочастотной компоненты на 5,3 см⁻¹ может обуславливаться наличием сильных деформаций сжатия, что является типичной ситуацией для гетеросистемы кремний/Al₂O₃ и может быть связано с существованием напряженного переходного слоя на интерфейсе Si НК/рор-Al₂O₃.

Проанализируем более подробно форму интенсивной низкочастотной компоненты (520,6 см⁻¹) спектра микроКРС, связанной с Si НК. По сравнению с *c*-Si фононная полоса микроКРС первого порядка в Si НК, как правило, смещенная в сторону меньших энергий, имеет существенно большую полуширину и обладает выраженной низкоэнергетической асимметрией. Наблюдаемые в спектрах микроКРС пленки Si НК/рор-Al₂O₃ низкочастотное смещение фононной полосы *c*-Si и ее асимметричное уширение обусловлены проявлением пространственного ограничения фононов в Si НК.

Фононный спектр Si НК обычно описывается с использованием модели сильной пространственной локализации (конфаймента), предложенной в [1]. Для нанокристаллов сферической формы диаметром *L* с затуханием фонона по закону $\exp(-q^2 L^2 / 16\pi^2)$ в пренебрежении дисперсией размеров Si НК спектр КРС, обусловленный вкладом от Si НК исследуемых образцов, описывается выражением

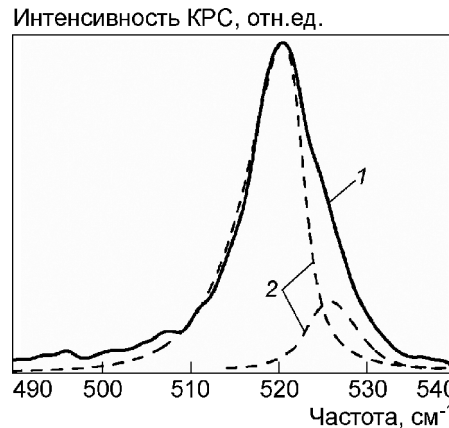
$$I(\omega) = \int_0^{2\pi/a} \frac{\exp(-q^2 L^2 / 16\pi^2)}{[\omega - \omega(q)]^2 + (\Gamma_0 / 2)^2} d^3 q. \quad (1)$$

Здесь *q* — волновой вектор фонона, выраженный в единицах $2\pi/a_0$ ($a_0 = 0,357$ нм — постоянная решетки кремния); $\omega(q)$ — закон дисперсии оптических фононов, который для кремния аппроксимируется зависимостью (см. [31]) $\omega^2(q) = C + D \cos\left(\frac{aq}{4}\right)$,

где $C = 1,714 \cdot 10^5$ см⁻², $D = 10^5$ см⁻²; $\Gamma_0 = 3,0$ см⁻² — естественная полуширина фононной полосы *c*-Si при $T = 300$ К.

Результат моделирования низкочастотной компоненты спектра КРС

Рис.1. Спектр КРС пленки Si НК/рор-Al₂O₃, измеренный при удельной мощности возбуждающего излучения 0,1 мВт/мкм² (1) для низкочастотной ($\omega = 520,6$ см⁻¹, $\Gamma = 7,7$ см⁻¹) и высокочастотной ($\omega = 525,8$ см⁻¹, $\Gamma = 6,6$ см⁻¹) компонент разложения (2)



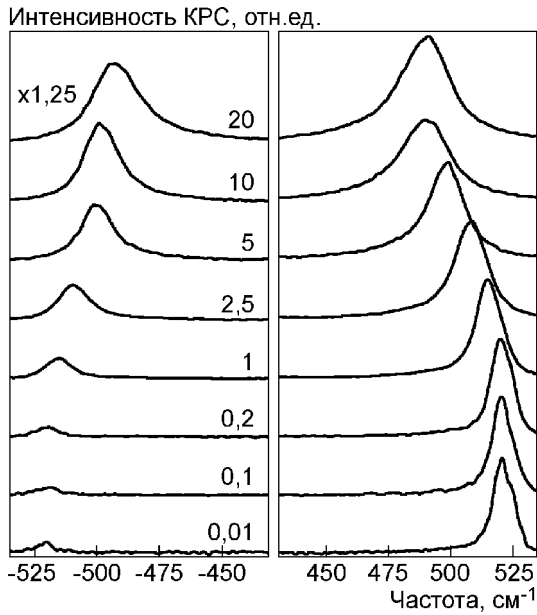


Рис. 2. Спектры КРС пленки Si НК/пог-Al₂O₃, измеренные при варьировании удельной мощности возбуждающего излучения в пределах 0,01—10 мВт/мкм². $\lambda_{\text{возб}} = 488$ нм, $T = 300$ К. Спектры нормированы по интенсивности стоксовой компоненты спектра

выражением (1) представлен на рис. 1. Наилучшее согласие в описании формы экспериментальной фоновой полосы получено для значения полуширины FWHM = 7,7 см⁻¹ и частотного сдвига $\Delta\omega = 2,5$ см⁻¹, тогда оценка размеров Si НК — $L = 6,5$ нм. При этом частотное положение максимума экспериментальной фоновой полосы

оказалось смещенным в высокочастотную сторону на 1,9 см⁻¹ по отношению к контуру, рассчитанному согласно (1). Наблюдаемое высокочастотное смещение фоновой полосы Si НК может быть связано с наличием упругих деформаций сжатия. В случае гидростатических деформаций смещение частоты фоновой полосы Si(*LO-TO*) от напряжения имеет вид [32, 33]

$$\Delta\omega(\sigma) = \frac{\sigma}{2\omega_0} [(S_{11} + 2S_{12})(p + 2q)], \quad (2)$$

где ω_0 — частота фоновой (*LO-TO*) полосы недеформированного кремния; $S_{11} = 7,68 \cdot 10^{-12}$ Па⁻¹; $S_{12} = -2,14 \cdot 10^{-12}$ Па⁻¹; $p = 1,43 \cdot \omega_0^2$; $q = 1,89 \cdot \omega_0^2$ [33]. Вследствие оценки деформации для низкочастотной ($\Delta\omega = 1,9$ см⁻¹) и высокочастотной компонент ($\Delta\omega = 5,3$ см⁻¹) по формуле (2) имеем значения деформаций сжатия соответственно 0,412 ГПа и 1,04 ГПа.

На рис. 2 представлены спектры КРС, измеренные на агрегате при варьировании удельной мощности возбуждающего излучения в пределах 0,01—10 мВт/мкм². Положение пика ω и его полуширина (Γ) в зависимости от значения удельной мощности возбуждающего излучения P приведены в таблице в соответствии с рис. 2. Как видим, с увеличением

Значения удельной мощности возбуждающего излучения P , частоты ω и полуширины Γ *LO-TO* фоновой полосы Si НК, отношения интегральных интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент спектра I_c/I_{ac} и оцененная по нему температура $T_{c/ac}$, а также температуры по частотному положению *LO-TO* фоновой полосы T_{LO-TO}

P , мВт/мкм ²	ω , см ⁻¹	Γ , см ⁻¹	I_c/I_{ac}	$T_{c/ac}$, К	T_{LO-TO} , К
0,01	520,9	9,4	15,9	292	293
0,1	520,6	9,6	16,0	293	309
0,2	520,4	10,5	13,9	308	320
1	514,9	12,4	6,3	452	572
2,5	508,1	15,5	3,8	644	828
5	498,8	18,1	2,4	1055	1125
10	490,1	23,2	1,8	1778	1369
20	489,2	24,4	1,7	2073	1393

удельной мощности возбуждения спектра КРС от 0,2 до 20 мВт/мкм², т. е. на два порядка по величине, смещение положение пика достигает $\Delta\omega = 31,2 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\Gamma = 13,9 \text{ см}^{-1}$. Такое поведение спектра КРС может свидетельствовать о нагреве Si НК под действием возбуждающего излучения [12, 15, 16, 22].

Температуру Si НК оценивают по соотношению интегральных интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент спектра КРС согласно выражению [34]

$$\frac{I_S}{I_{AS}} = \left(\frac{\omega_\ell + \omega_C}{\omega_\ell - \omega_{AC}} \right)^4 e^{\frac{\hbar\omega_C}{kT}}, \quad (3)$$

где ω_ℓ , ω_C , ω_{AC} — частоты соответственно возбуждающего лазерного излучения, излученного поглощенного фононов. В таблице приведены отношения интегральных интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент фононной полосы Si НК (T_O) и оцененные по соотношению (3) значения температуры $T_{C/AC}$.

Температурная зависимость затухания и частоты оптического фонона является следствием ангармонизма колебаний, и в широком температурном интервале может быть описана с учетом распада оптического фонона на низкоэнергетические акустические фононы в рамках трех- и четырехфононных процессов (учет ангармонизма третьего и четвертого порядка соответственно) [34]. В случае Si НК температурная зависимость полуширины и частоты T_O фононной линии может быть представлена в виде [19]

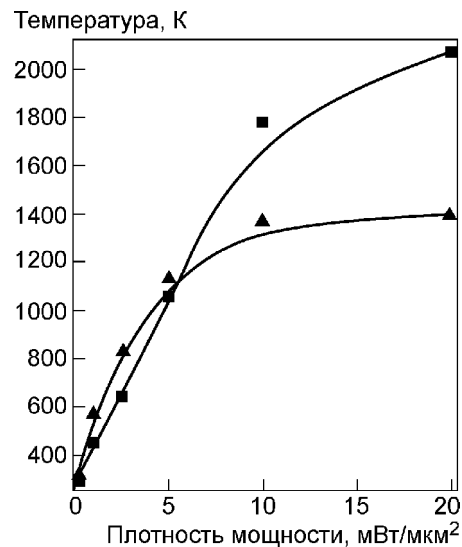
$$\Gamma(T) = A \left(1 + \frac{2}{e^x - 1} \right) + B \left(1 + \frac{3}{e^y - 1} + \frac{3}{(e^y - 1)^2} \right) + \Gamma_1, \quad (4)$$

$$\omega(T) = \omega_0 + C \left(1 + \frac{2}{e^x - 1} \right) + D \left(1 + \frac{3}{e^y - 1} + \frac{3}{(e^y - 1)^2} \right) - \Delta\omega_1, \quad (5)$$

где $x = \hbar\omega_0 / 2kT$; $y = \hbar\omega_0 / 3kT$; A , B , C и D — ангармонические постоянные; Γ_1 — дополнительное уширение полосы вследствие фононного конфайнмента; $\Delta\omega_1$ — дополнительный частотный сдвиг, обусловленный фононным конфайнментом и деформациями.

Принимая во внимание оцененное выше смещение фононной полосы вследствие фононного конфайнмента и используя известные для объемного кремния ангармонические постоянные ($C = -2,96 \text{ см}^{-1}$, $D = -0,174 \text{ см}^{-1}$ [34]), из соотношения (5) по экспериментальным значениям частоты T_O фононной полосы можно также оценить температуру (T_{TO}) исследуемых Si НК (см. таблицу). На рис. 3 приведена зависимость температур, определенных по соотношению стокс/антистокс ($T_{C/AC}$)

Рис. 3. Зависимости температуры пленки Si НК/pog-Al₂O₃ от удельной мощности возбуждающего излучения, определенные по отношению интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент спектра КРС (■) и по частотному положению T_O фононной полосы (▲)



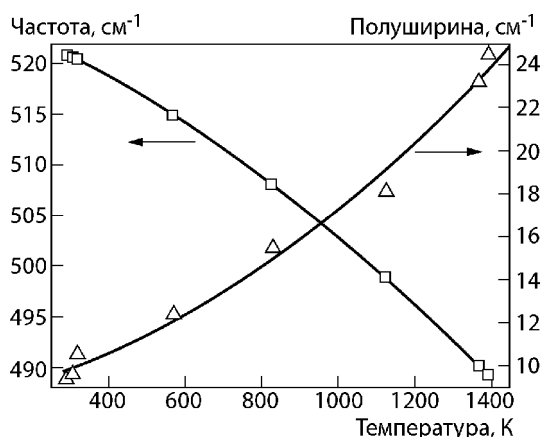


Рис. 4. Температурные зависимости частоты и полуширины TO фоновой линии Si НК

и частотному положению линии $LO-TO$ -фонона (T_{LO-TO}) от удельной мощности возбуждающего лазерного излучения. Наблюдаемые несоответствия обозначенных температур в высокотемпературной области $T > 1000$ К могут быть связаны как с особенностями рассеяния фононов в Si НК, так и эффектами их взаимодействия с электронной системой [14, 35]. В данном температурном диапазоне также может изменяться характер диссипации энергии. Особенности релаксации возбуждения в исследуемых образцах могут быть связаны и с их морфологией, и с измерениями на агрегатах Si НК. По литературным данным диссипация энергии может носить радиационный характер, проявляясь как излучение абсолютно черного тела [12]. Каналы релаксации возбуждения могут быть связаны с ангармонизмом коротковолновых акустических фононов [19], с участием поверхностных фононов [16], с учетом в выражениях для расчета температурных зависимостей КРС-спектра температурных зависимостей дисперсионной кривой оптических фононов и плотности их состояний и др.

На рис. 4 приведена температурная зависимость частоты и полуширины TO фоновой линии Si НК. Температурная зависимость полуширины TO фоновой линии хорошо аппроксимируется выражением (4) с коэффициентами $A = 0,699$ и $B = 0,116$ (для c-Si $A = 1,295$ см⁻¹, $B = 0,105$ см⁻¹ [34]). Дополнительным подтверждением эффективности распада оптических фононов на низкоэнергетические акустические фононы может служить существенное изменение формы спектра при увеличении удельной мощности возбуждения (рис. 5). Так, в антистоксовой области спектра при увеличении мощности излучения регистрируется и возрастает по интенсивности

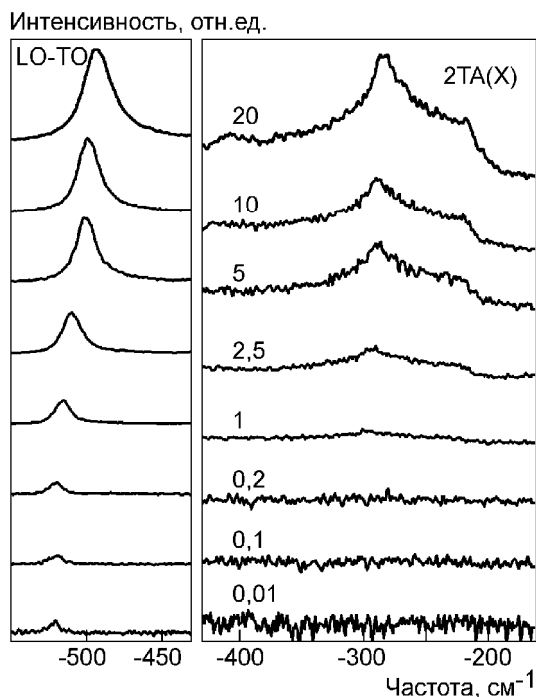


Рис. 5. Спектры КРС пленки Si НК/pog-Al₂O₃ в области TO и $2TA(X)$ фоновых полос, измеренные при варьировании удельной мощности возбуждающего излучения в пределах 0,01—20 мВт/мкм². $\lambda_{\text{возб}} = 488$ нм, $T = 300$ К. Спектры нормированы по интенсивности TO фоновой полосы, в области фоновонного пика $2TA(X)$ их интенсивность увеличена в 5 раз

(по отношению к TO -полосе) двухфононная $2TA(X)$ -полоса, максимум которой соответствует повышенной плотности состояний акустической TA фононной ветви.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены спектры КРС пористых нанокompозитных пленок оксида алюминия, содержащих Si КТ. Пленки сформированы методом ИЛО из обратного потока кластеров эрозионного факела. При малых значениях интенсивностей возбуждения $P < 0,2$ мВт/мкм² микроКРС спектр состоял из двух составляющих: одна — с большей интенсивностью рассеяния и с максимумом при $520,4$ см⁻¹, другая — с меньшей интенсивностью с максимумом при $525,8$ см⁻¹. Показано, что первая из них объясняется простой моделью пространственного ограничения TO -фононов в Si НК, а вторая — связана с деформацией сжатия на интерфейсе Si НК/Al₂O₃. Подгонкой расчетной кривой к экспериментальной интенсивной составляющей КРС-спектра средний размер Si НК можно оценить в $6,5$ нм.

Проанализированы стоксовы и антистоксовы компоненты спектра КРС Si НК при увеличении интенсивности возбуждения от $0,01$ до 20 мВт/мкм². Наблюдается смещение фононного пика Si НК в сторону меньших частот, уширение полосы, уменьшение соотношений интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент. Установлено, что с увеличением значения P происходит нагрев Si НК лазерным возбуждением до температур более 1000 К. Показано, что релаксация возбуждения происходит на акустических фононах с распадом оптических фононов в рамках трех- и четырехфононных процессов. Различие температур, определенных по соотношению стокс/антистокс и частотному положению линии LO - TO -фонона при высоких температурах ($T > 1000$ К), может быть связано с изменением характера диссипации энергии.

**V.V. Strelchuk, A.S. Nikolenko,
E.B. Kaganovich, I.M. Krischenko, E.G. Manoilov**

THE RAMAN SPECTRA OF POROUS ALUMINA NANOCOMPOSITE FILMS WITH Si QUANTUM DOTS

Porous nanocomposite films of alumina with silicon nanocrystals have been obtained by pulsed laser deposition from reverse flux of the torch particles onto the substrate lying in the plane of target. We explore the effects of phonon confinement and local heating caused by laser beam absorption on the Raman spectra of these films. The heating effect was analyzed by taking into account the anharmonicity which is incorporated through the three and four phonon decay process.

Keywords: raman spectra, phonon confinement, silicon nanocrystals, nanocomposite oxide films, pulsed laser deposition.

1. Richter H., Wang Z.P., Ley L. The one phonon Raman spectrum in microcrystalline silicon // Solid State Commun. — 1981. — **39**. — P. 625—629.
2. Campbell I.H., Fauchet P.M. The effects of microcrystal size and shape on the one phonon Raman spectra of crystalline semiconductors // Ibid. — 1986. — **58**, N 10. — P. 739—741.
3. Raman shifts in Si nanocrystals / J. Zi, H. Buscher, C. Falter, W. Ludwig, K. Zhang, X. Xie // Appl. Phys. Lett. — 1996. — **69**, N 2. — P. 200—202.
4. Improved one-phonon confinement model for an accurate size determination of silicon nanocrystals / V. Paillard, P. Puech, M.A Laguna, R. Carles, B. Kohn, F. Huisken // J. Appl. Phys. — 1999. — **86**, N 4. — P. 1921—1924.
5. Islam Md.N., Pradhan A., Kumar S. Effects of crystallite size distribution on the Raman-scattering profiles of silicon nanostructures // Ibid. — 2005. — **98**. — P. 024309 (6).
6. Modified Raman confinement model for Si nanocrystals / G. Faraci, S. Gibilisco, P. Russo, A.R. Pennisi, S.La Rosa // Phys. Rev. B — 2006. — **73**. — P. 033307 (4).

7. *Gupta S.K., Jha P.K.* Modified phonon confinement model for size dependent Raman shift and linewidth of silicon nanocrystals // *Solid State Commun.* — 2009. — **149**. — P. 1989—1992.
8. *Влияние легирования фторидом эрбия на фотолюминесценцию пленок SiO_x* / Н.А. Власенко, Н.В. Сопинский, Е.Г. Гуле, В.В. Стрельчук, П.Ф. Олексенко, Л.И. Велигура, А.С. Николенко, М.А. Мухльо // *ФТП.* — 2012. — **46**, вып. 3. — С. 338—343.
9. *Raman study of Si nanoparticles formation in the annealed SiO_x and SiO_x:Er,F films on sapphire substrate* / A.S. Nikolenko, M.V. Sopinsky, V.V. Strelchuk, L.I. Veligura, V.V. Gomonych // *J. Optoelectronics and Advanced Materials.* — 2012. — **14**, N 1—2. — P. 120—124.
10. *Ossadnik Ch., Veprek S., Gregora I.* Applicability of Raman scattering for the characterization of nanocrystalline silicon // *Thin Solid Films.* — 1999. — **337**. — P. 148—151.
11. *Mishra P., Jain K.P.* Raman, photoluminescence and optical absorption studies on nanocrystalline silicon // *Mater. Sci. and Eng. B* — 2002. — **95**. — P. 202—213.
12. *Poborchii V., Tada T., Kanayama T.* Giant heating of Si nanoparticles by weak laser light: Optical microspectroscopic study and application to particle modification // *J. Appl. Phys.* — 2005. — **97**. — P. 104323 (5).
13. *Residual stress in Si nanocrystals embedded in a SiO₂ matrix* / T. Arguirov, T. Mchedlidze, M. Kittler, R. Rolver, B. Berghoff, M. Forst, B. Spangenberg // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — **89**. — P. 053111(3).
14. *Володин В.А., Ефремов М.Д., Черков А.Г.* Исследование электрон-фононного взаимодействия в нанокристаллах кремния *n*-типа с применением спектроскопии комбинационного рассеяния света // *ФТТ.* — 2008. — **50**, № 5. — С. 921—923.
15. *Kumar R., Shukla A.K.* Temperature dependent phonon confinement in silicon nanostructures // *Phys. Lett. A.* — 2008. — **373**. — P. 133—135.
16. *Faraci G., Gibilisco S., Pennisi A.R.* Superheating of silicon nanocrystals observed by Raman spectroscopy // *Ibid.* — 2009. — **373**. — P. 3779—3782.
17. *Residual stress study of silicon quantum dot in silicon carbide matrix by Raman measurement* / Zh. Wan, Sh. Huang, M. Green, G. Conibeer // *Phys. status solidi. C.* — 2011. — **8**, N 1. — P. 185—188.
18. *Анализ рамановских спектров аморфно-нанокристаллических пленок кремния* / С.В. Гайслер, О.И. Семенова, Р.Г. Шарафутдинов, Б.А. Колесов // *ФТТ.* — 2004. — **46**, № 8. — P. 1484—1488.
19. *Viera G., Huet S., Boufendi L.* Crystal size and temperature measurements in nanostructured silicon using Raman spectroscopy // *J. Appl. Phys.* — 2001. — **90**, N 8. — P. 4175—4183.
20. *Quantum confinement effects in silicon nanocrystals produced by laser-induced etching and cw laser annealing* / H.S. Mavi, A.K. Shukla, R. Kumar et al. // *Semicond. Sci. Technol.* — 2006. — **21**. — P. 1627—1632.
21. *Ordering and self-organized growth of Si in the Si/SiO₂ superlattice system* / D.J. Lockwood, G.F. Grom, P.M. Fauchet, L. Tsybeskov // *J. Crystal Growth.* — 2002. — **237**. — P. 1898—1903.
22. *Continuous wave laser-induced temperature rise in the thin films of silicon nanocrystals using Raman scattering* / H.S. Mavi, S. Prusty, A.K. Shukla, S.C. Abbi // *Thin Solid Films.* — 2003. — **425**. — P. 90—96.
23. *Photoluminescence and Raman study of porous silicon synthesized by visible and infrared laser etching* / H.S. Mavi, B.G. Rasheed, R.K. Soni et al. // *Ibid.* — 2001. — **397**. — P. 125—132.
24. *Ong P.P., Zhu Y.* Strong photoluminescence with structure from sandwich-structured films of silicon nanoparticles embedded in Al₂O₃ matrices // *Phys. E.* — 2002. — **15**. — P. 118—123.
25. *Структура фотолюмінесцентних плівок нанокристалічного кремнію, одержаних методом імпульсного лазерного осадження* / П.М. Литвин, О.С. Литвин, І.В. Прокопенко та ін. // *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології.* — 2003. — **1**, № 2. — С. 601—610.
26. Пат. 19622, Україна. Спосіб одержання фотолюмінесцентної плівки з Ge КТ / Е.Б. Каганович, Е.Г. Манойлов, Є.В. Бегун, С.В. Свечніков. — Опубл. 15.12.2006.
27. *Инфракрасные спектры пропускания фотолюминесцентных пленок оксидов с Si, Ge квантовыми точками, сформированных импульсным лазерным осаждением* / И.П. Лисовский, С.А. Злобин, Э.Б. Каганович и др. // *ФТП.* — 2008. — **42**, вып. 5. — С. 560—565.
28. *Структурний склад кремній-кисневого прошарку фотолюмінесцентних плівок Al₂O₃ з Si нанокристаллами* / І.П. Лісовський, С.О. Злобін, Е.Г. Манойлов та ін. // *УФЖ.* — 2009. — **54**, № 7. — С. 697—702.

29. *Оптические* параметры нанокompозитных пленок пористого оксида алюминия с квантовыми точками кремния или германия / Ю.В. Ушенин, Р.В. Христосенко, А.В. Самойлов и др. // Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии. — 2012. — **10**, № 4. — P. 210—215.
30. Кардона М. Рассеяние света в твердых телах / Под ред. М. Кардоны, Г. Гюнтеродта. — М.: Мир, 1984. — 328 с.
31. Salis M., Ricci P.C., Aneida A. An analytical form for the Raman shift dependence on size of nanocrystals // J. Raman Spectroscopy. — 2009. — **40**. — P. 64—66.
32. Wolf I.De. Micro-Raman spectroscopy to study local mechanical stress in silicon integrated circuits // Semicond. Sci. Technol. — 1996 — **11**. — P. 139—154.
33. Effect of static uniaxial stress on the Raman spectrum of silicon / E. Anastassakis, A. Pinczuk, E. Burstein, F.H. Pollak and M. Cardona // Solid State Communs. — 1970. — **8**. — P. 133—138.
34. Hart T.R., Aggarwal R.L., Lax B. Temperature dependence of Raman scattering in silicon // Phys. Rev. B. — 1970. — **1**, N 2. — P. 638—642.
35. Balkanski M., Wallis R.F., Haro E. Anharmonic effects in light scattering due to optical phonons in silicon // Ibid. — 1983. — **28**, N 4. — P. 1928—1934.
36. Laser-Induced Fano Resonance Scattering in Silicon Nanowires / R. Gupta, Q. Xiong, C.K. Adu et al. // Nano Lett. — 2003. — **3**, N 5. — P. 627—631.

Институт физики полупроводников
им. В.Е. Лашкарева
НАН Украины
Проспект Науки, 41
03028 Киев

Получено 22.04.2013