

# Комбинационное рассеяние света в сферических нанокристаллах InSb, ионно-синтезированных в пленках оксида кремния

© И.Е. Тыщенко, В.А. Володин, В.П. Попов

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: tys@isp.nsc.ru

(Поступила в Редакцию 25 октября 2018 г.  
В окончательной редакции 5 ноября 2018 г.  
Принята к публикации 5 ноября 2018 г.)

Изучены спектры комбинационного рассеяния света в пленках SiO<sub>2</sub>, содержащих сферические нанокристаллы InSb, полученные методом ионно-лучевого синтеза. ТО- и LO-подобные моды в спектрах нанокристаллов InSb были обнаружены на частотах 187 и 195 см<sup>-1</sup> соответственно. Высокочастотное смещение этих мод по сравнению с их значениями в объемных кристаллах InSb проанализировано с точки зрения влияния квантово-размерного эффекта, механических напряжений в нанокристаллах, частоты поверхностного фонона, а также рассеяния на частоте, соответствующей растянутым анион-катионным модам на поверхности полярных сферических нанокристаллов. Положение моды 195 см<sup>-1</sup> соответствует LO-фонону в нанокристаллах InSb, гидростатически сжатых в матрице SiO<sub>2</sub> при давлениях ~ 10 кбар. Мода 187 см<sup>-1</sup> соответствует резонансу на частоте Фрелиха.

DOI: 10.21883/FTP.2019.04.47449.9013

## 1. Введение

Один из аспектов повышенного интереса к изучению свойств оптических фононов, локализованных в полярных кристаллах с пониженной размерностью, связан с открывающимися возможностями использования таких кристаллов в современной кремниевой технологии с целью создания оптической связи на кремнии. Это позволит увеличить быстродействие микропроцессоров и уменьшить тепловыделение за счет снижения потребляемой мощности. При создании гибридных интегральных схем и уменьшении размеров их активных областей до нескольких нанометров возрастает роль оптических фононов. Локализация оптических фононов в кристаллах с пониженной размерностью может оказывать влияние как на оптические, так и на электрические свойства этих кристаллов. Локализация фононов влияет и на комбинационное рассеяние света (КРС), эффект, который лежит в основе метода, широко применяющегося на практике для характеристики полупроводниковых структур. В полярных нанокристаллах наряду с эффектом размерного квантования, различного для продольной и поперечной оптической моды, возрастает вклад рассеяния на поверхностных фононах, возникающих на границе раздела нанокристалла с окружающей матрицей, а также на частоте Фрелиха [1]. Так, например, для больших нанокристаллов часто наблюдается одиночная поверхностная мода, которая занимает промежуточное положение по частоте между LO- и ТО-модами. Суммарный вклад этих эффектов часто приводит к сложностям в интерпретации полученных результатов и соответствующим трудностям при характеристике нанокристаллических объектов.

В полярных наноразмерных кристаллах InSb, обладающих целым рядом преимуществ по сравнению с

другими прямозонными полупроводниками, спектр оптических фононов в сильной мере зависит как от свойств окружающей нанокристаллы матрицы, так и от метода их создания. В спектрах КРС квантовых точек InSb, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках InP, наблюдали два пика на частотах 181 и 192 см<sup>-1</sup>, которые соответствовали поперечной и продольной модам оптического фонона в матрице InSb, однако были смещены в область высоких частот, что объяснялось наличием одноосных и гидростатических напряжений [2]. В случае, когда квантовые точки были закрыты слоем InP, наблюдалась только высокочастотная оптическая мода с максимумом на частоте около 195 см<sup>-1</sup>. Отсутствие ТО-моды авторы объясняют высокочастотным сдвигом частоты оптического фонона из-за остаточных деформаций в слое InP и изменяющихся при этом условий рассеяния. В случае нанокристаллов InSb, синтезированных в матрице оксида кремния, в процессе радиочастотного распыления и последующего быстрого термического отжига при температуре 900°C в течение 1 мин, наоборот, в спектре КРС доминирует широкий пик на частоте 180 см<sup>-1</sup>, который, по мнению авторов, является суперпозицией ТО- и LO-фононов в матрице InSb [3]. В спектрах нанокристаллов InSb, синтезированных в матрице SiO<sub>2</sub> методом магнетронного распыления, в спектрах КРС также доминировал низкочастотный пик 178 см<sup>-1</sup>, соответствующий моде продольного оптического фонона в кристаллической матрице антимонида индия [4]. Пик, соответствующий моде продольного оптического фонона, также наблюдался на частоте 188 см<sup>-1</sup>, но его интенсивность была существенно меньше. В работе [4] было показано, что длина связи In-Sb и координационное число в нанокристаллах на границе раздела InSb/SiO<sub>2</sub> отличается от их значений

в объеме. В частности, длина связи в квантовой точке InSb на  $0.02 \text{ \AA}$  меньше, чем в объемном InSb, что может привести к ослаблению квантово-размерного эффекта.

В условиях ионно-лучевого синтеза, когда формирование и рост зародыша InSb происходит в жидкой фазе с последующей кристаллизацией при остывании, также происходит деформация связей In-Sb [5]. Эти деформации, как правило, являются гидростатическими и могут приводить к сдвигам частот оптических фононов. Деформация связей может сопровождаться и перераспределением статического ионного заряда, и соответствующим изменением поперечного электрического поля, что также может сказаться на рассеянии света. Вклад в спектр оптических фононов могут давать и колебания на границе раздела между нанокристаллом InSb и окружающей матрицей. Поэтому цель данной работы является анализ спектра оптических фононов нанокристаллов InSb, созданных методом ионно-лучевого синтеза в матрице оксида кремния с учетом вклада различных механизмов рассеяния.

## 2. Методика экспериментов

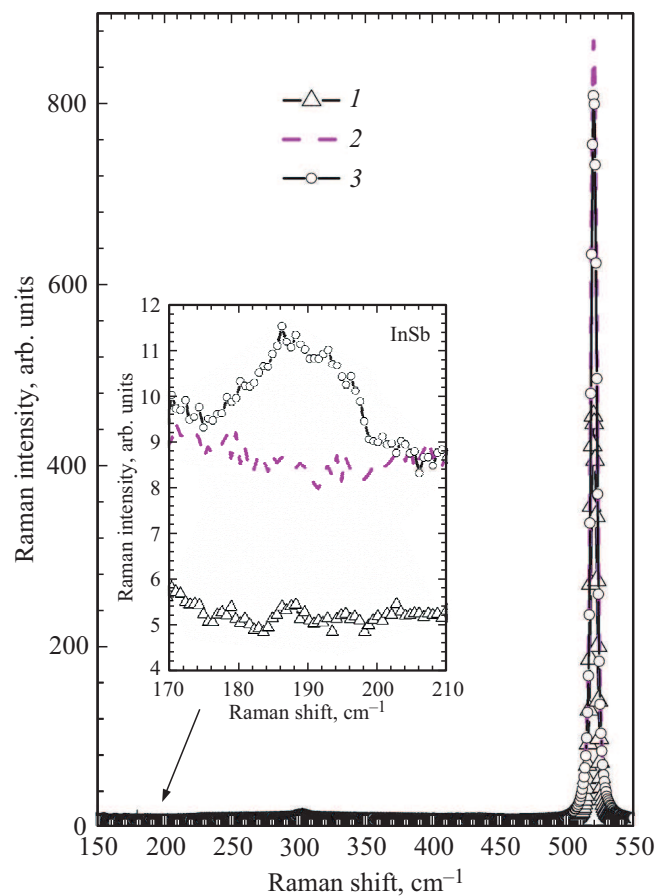
Подробно метод создания нанокристаллов InSb в пленках SiO<sub>2</sub> описан в работе [5]. С этой целью в термически выращенные на кремниевой подложке пленки SiO<sub>2</sub> толщиной 300 нм были имплантированы ионы In<sup>+</sup> и Sb<sup>+</sup> с энергией 200 кэВ, дозой  $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Параметры облучения позволяют создать профили внедренных атомов в виде распределения Гаусса с максимумом на глубине 110 нм от поверхности пленки SiO<sub>2</sub>, концентрация атомов в котором составляла  $\sim 1.2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . С целью предотвращения выхода индия из пленки SiO<sub>2</sub> при отжиге, пленки SiO<sub>2</sub> были закрыты слоем монокристаллического Si, созданным методом водородно-индуцированного переноса. Для этого вторая пластина кремния сначала облучалась ионами H<sub>2</sub><sup>+</sup> с энергией 140 кэВ, дозой  $2.0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Затем первая и вторая пластины соединялись имплантированными сторонами и по слою, имплантированному ионами водорода, происходило отщепление и перенос слоя кремния со второй пластины на первую. Последующий высокотемпературный отжиг облученных образцов проводился при температурах 500–1100 °С в атмосфере азота в течение 30 мин.

Спектры КРС возбуждались излучением аргонового лазера с длиной волны  $\sim 514.5 \text{ нм}$  при комнатной температуре. Размер пятна зондирующего луча составлял 10 мкм. Мощность лазерного луча на поверхности образца составляла 2 мВт. Использовался спектрометр с тройным монохроматором T64000 производства компании Horiba Jobin-Yvon со спектральным разрешением не хуже  $2 \text{ см}^{-1}$ . Детектором служила кремниевая матрица фотоприемников, охлаждаемая жидким азотом. Измерения проводились в геометрии обратного рассеяния с вектором поляризации падающего излучения, на-

правленным вдоль кристаллографического направления  $\langle 011 \rangle$  кремния. Рассеянный свет регистрировался в поляризации  $\langle 01\bar{1} \rangle$ . Использованная запрещенная геометрия позволяла максимально подавить рассеяние света от кремниевой подложки. С целью увеличения сигнала КРС от нанокристаллов InSb верхний слой кремния перед измерениями был удален в 25% растворе аммиака при температуре 40 °С и постоянном размешивании.

## 3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены спектры КРС, измеренные в диапазоне частот  $150\text{--}550 \text{ см}^{-1}$  от монокристаллической кремниевой пластины, а также от пластины, покрытой слоем SiO<sub>2</sub> сразу после имплантации и после постимплантационного отжига при температуре 800 °С. Основной пик рассеяния от всех образцов находится на частоте  $520.5 \text{ см}^{-1}$  и соответствует моде поперечных оптических фононов в монокристаллической кремниевой матрице. Однако в спектрах, измеренных от образцов, покрытых имплантированной ионами In<sup>+</sup> и



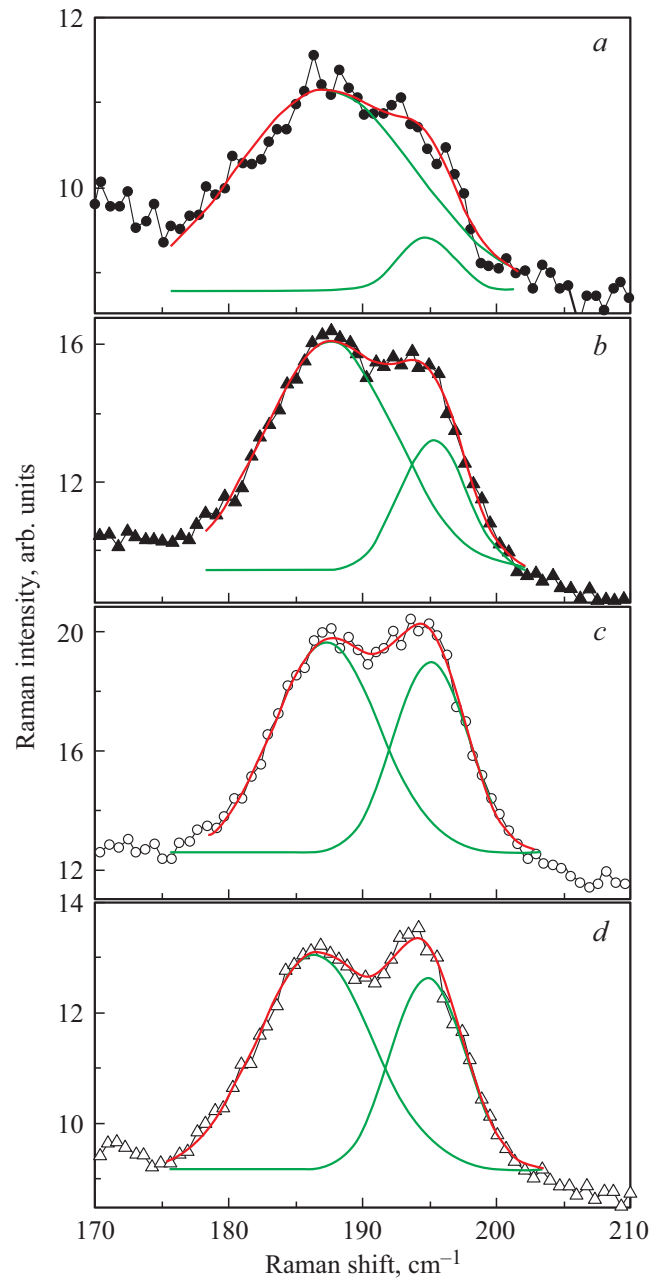
**Рис. 1.** Спектры КРС, измеренные в диапазоне частот  $150\text{--}550 \text{ см}^{-1}$  от монокристаллического кремния (1), от кремния, покрытого слоем SiO<sub>2</sub> (2) сразу после имплантации ионов In<sup>+</sup> и Sb<sup>+</sup> и (3) после имплантации и отжига при температуре 800 °С. На вставке — участки соответствующих спектров в диапазоне частот  $170\text{--}210 \text{ см}^{-1}$ .

$\text{Sb}^+$  пленкой  $\text{SiO}_2$ , интенсивность этого пика в 1.8 раза больше, чем в спектре монокристаллической пластины кремния. Отжиг при температуре  $800^\circ\text{C}$  практически не повлиял на величину интенсивности этого пика. Ширина пика КРС на полувысоте во всех трех случаях составляла  $4.5\text{ см}^{-1}$ . Полученные результаты указывают на то, что имплантированная ионами  $\text{In}^+$  и  $\text{Sb}^+$  пленка  $\text{SiO}_2$  одинаково прозрачна как до, так и после отжига. При этом увеличение интенсивности пика рассеяния на частоте  $520.5\text{ см}^{-1}$  может быть обусловлено тем, что слой  $\text{SiO}_2$  соответствующей толщины действует как просветляющее покрытие.

В спектре КРС на рис. 1 наблюдается слабоинтенсивный пик на частоте  $300\text{ см}^{-1}$ , природа которого ассоциируется с удвоенной частотой акустического фона в монокристаллической кремниевой подложке. Подробный анализ спектров КРС показал, что отжиг образцов после имплантации ионов  $\text{In}^+$  и  $\text{Sb}^+$  при температуре  $800^\circ\text{C}$  сопровождается появлением полосы рассеяния в области частот от  $\sim 180$  до  $\sim 200\text{ см}^{-1}$  (см. вставку на рис. 1). Природа этой полосы может быть обусловлена рассеянием на оптических фононах связей  $\text{In-Sb}$  в кристаллической матрице  $\text{InSb}$ .

На рис. 2 представлены спектры КРС, измеренные в частотном диапазоне  $160\text{--}230\text{ см}^{-1}$  от имплантированных пленок  $\text{SiO}_2$  после отжига при температурах  $800$ ,  $900$ ,  $1000$  и  $1100^\circ\text{C}$ . Из рисунка видно, что увеличение температуры отжига от  $800$  до  $900^\circ\text{C}$  приводит к увеличению интенсивности полосы КРС. Кроме этого, в спектре четко проявляются 2 пика на частотах около  $187$  и  $195\text{ см}^{-1}$ , которые близки по частоте к поперечной (TO) и продольной (LO) модам оптического фона в матрице  $\text{InSb}$ , но смещены в высокочастотную область на  $7.3$  и  $4.3\text{ см}^{-1}$  соответственно [6]. Увеличение температуры отжига до  $1000^\circ\text{C}$  приводит к дальнейшему увеличению интенсивности пиков КРС. С ростом температуры отжига до  $1100^\circ\text{C}$  интенсивность КРС в области указанных частот заметно падает. Однако пики при этом становятся более четкими. С целью более подробного анализа параметров наблюдаемых пиков КРС, экспериментальные кривые раскладывались на 2 пика в форме распределения Гаусса с максимумами  $187$  и  $195\text{ см}^{-1}$ . Анализ показал, что в спектрах образцов, отожженных при температуре ниже  $1000^\circ\text{C}$ , доминирует низкочастотная TO-подобная мода. При этом с ростом температуры отжига от  $800$  до  $1000^\circ\text{C}$  ее ширина на полувысоте уменьшается от  $13$  до  $\sim 7\text{ см}^{-1}$ . При температурах отжига  $1000\text{--}1100^\circ\text{C}$  интенсивности TO- и LO-подобных мод становятся сопоставимыми. Надо заметить, что ширина LO-подобной моды мало изменяется с температурой отжига и составляет  $\sim 4.5\text{--}5\text{ см}^{-1}$ .

Изменение интенсивности пиков КРС с ростом температуры отжига коррелирует с изменением плотности нанокристаллов, формирующихся в матрице  $\text{SiO}_2$  в процессе отжига [5]. Поэтому наблюдаемые пики КРС на частотах  $187$  и  $195\text{ см}^{-1}$  естественно связать



**Рис. 2.** Спектры КРС, измеренные в частотном диапазоне  $160\text{--}230\text{ см}^{-1}$  от имплантированных пленок  $\text{SiO}_2$  после отжига при температурах,  $^\circ\text{C}$ :  $800$  (a),  $900$  (b),  $1000$  (c) и  $1100$  (d).

с поперечной и продольной модами оптического фона в нанокристаллах  $\text{InSb}$ . Наряду с высокочастотным смещением TO- и LO-моды в спектрах нанокристаллов  $\text{InSb}$  по сравнению с их значениями в монокристаллическом объемном материале наблюдается и уменьшение величины расщепления оптического фона. В наших экспериментах это расщепление составляло  $8\text{ см}^{-1}$ , в то время как в объемном монокристалле  $\text{InSb}$  его величина равна  $11\text{ см}^{-1}$ . Следует подчеркнуть, что эта разница в  $3\text{ см}^{-1}$  не зависит от температуры отжига, т.е. не зависит и от размеров нанокристаллов. Экспе-

риментально наблюдаемые высокочастотные смещения частот ТО- и LO-мод являются эффективными величинами, зависящими от целого ряда факторов: квантово-размерного эффекта, механических напряжений, а также от состояния границы раздела между нанокристаллом и окружающей матрицей SiO<sub>2</sub>. Вклад каждого из этих эффектов в смещение линий ТО- и LO-фононов будет оценен далее.

С целью учета вклада квантово-размерного эффекта в смещение частоты оптического фонона в нанокристаллах InSb, спектры КРС в зависимости от размера нанокристалла были рассчитаны в рамках модели пространственной локализации фонона [7–9]. Из-за увеличения неопределенности по квазиимпульсу спектр фонона, локализованного в нанокристалле, может быть представлен в виде суперпозиции плоских мод с волновым вектором  $q$  в окрестности значения волнового вектора  $q_0$  в бесконечном кристалле [9]. При этом волновая функция пространственно ограниченного фонона  $\Psi(q_0, r)$  является произведением функции Блоха  $\Phi(q_0, r)$ , которая описывает волновую функцию фонона в бесконечном кристалле, и некоторой огибающей функции  $W(r, L)$  с характерным размером, равным размеру кристалла  $L$ :

$$\Psi(q_0, r) = W(r, L)\Phi(q_0, r) = \Psi'(q_0, r)u(r), \quad (1)$$

где  $\Phi(q_0, r) = u(r) \exp(iq_0 r)$  — волновая функция фонона в бесконечном кристалле,  $u(r)$  — функция с периодичностью решетки InSb,  $r$  — координата решетки. В уравнении (1)

$$\Psi'(q_0, r) = W(r, L) \exp(iq_0 r). \quad (2)$$

Функция  $\Psi'(q_0, r)$  может быть записана в виде преобразования Фурье:

$$\Psi'(q_0, r) = \int C(q_0, q) \exp(iq_0 r) d^3r, \quad (3)$$

где  $C(q_0, q)$  — коэффициент Фурье, который является фурье-образом функции  $\Psi'(q_0, r)$ . Вероятность обнаружить фонон с квазиимпульсом  $\hbar q$  в этой волновой суперпозиции равна  $|C(q, q_0)|^2$ . В приближении сферической зоны Бриллюэна для сплошной механической среды интенсивность сигнала КРС может быть выражена следующим образом:

$$I(\omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{|C(q, q_0)|^2 d^3r}{[\omega - \omega(q)]^2 + \left(\frac{\Gamma_0}{2}\right)^2}, \quad (4)$$

где  $\omega(q)$  — соотношение для дисперсии фонона,  $\Gamma_0 = 8 \text{ см}^{-1}$  — ширина на полувысоте одиночной моды фонона в монокристаллическом объемном InSb [4];  $|C(0, q)|^2$  — убывающая функция, описывающая степень локализации фонона в нанокристалле.  $|C(0, q)|^2$  может быть представлена в виде [9]

$$|C(q, q_0)|^2 = \exp\left(\frac{-q^2 L^2}{8}\right). \quad (5)$$

Принимая во внимание выражение (5), интенсивность КРС как функция частоты имеет вид

$$I(\omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{\exp\left(-\frac{q^2 L^2}{8}\right) d^3r}{[\omega - \omega(q)]^2 + \left(\frac{\Gamma_0}{2}\right)^2}, \quad (6)$$

интегрируя от 0 до  $q_1$ , где  $q_1 = \pi/a$  — волновой вектор на границе зоны Бриллюэна,  $a = 0.648 \text{ нм}$  — постоянная решетки InSb. Соотношение для дисперсии фонона  $\omega(q)$  соответствует выражению дисперсии для линейной цепочки, состоящей из двух сортов атомов с массами  $m_1$  и  $m_2$ . Выражение для дисперсии фононов  $\omega(q)$  было рассчитано из уравнения Лагранжа для случая бесконечной линейной цепочки:

$$\omega_{1,2} = \frac{\beta}{m_1 m_2} \left[ (m_1 + m_2) + \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \cos(qa)} \right], \quad (7)$$

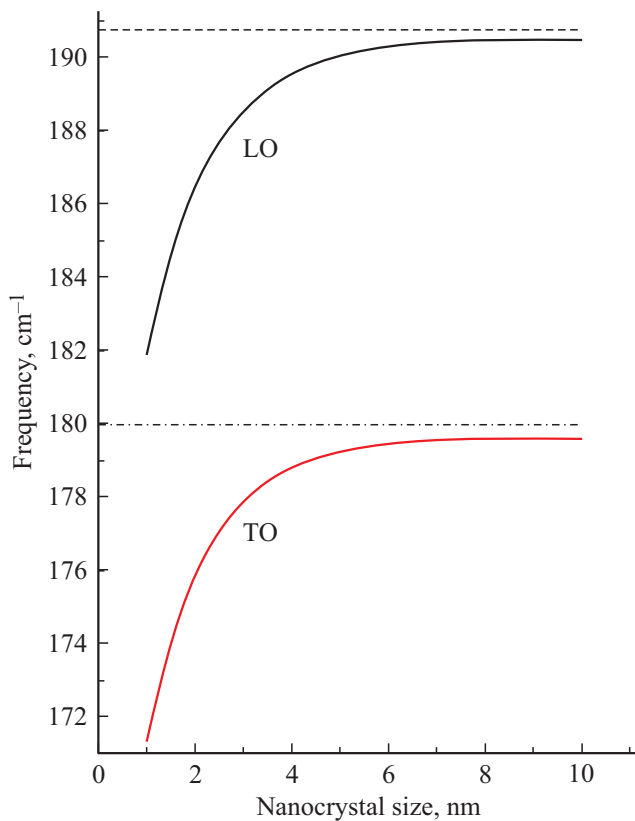
где  $m_1 = 114.8 \text{ а.е.м.}$  — масса атома In,  $m_2 = 121.7 \text{ а.е.м.}$  — масса атома Sb,  $\beta$  — коэффициент упругости, зависящий от частоты колебательной моды следующим образом:

$$\beta_{\text{LO,TO}} = \left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \frac{1}{2\omega_{\text{LO,TO}}^2}, \quad (8)$$

где  $\omega_{\text{LO}} = 190.7 \text{ см}^{-1}$  — частота продольной оптической моды в монокристалле InSb,  $\omega_{\text{TO}} = 179.7 \text{ см}^{-1}$  — частота поперечной оптической моды в монокристалле InSb [7].

Расчеты частоты ТО- и LO-моды были сделаны в зависимости от радиуса сферического нанокристалла InSb. Эти значения представлены на рис. 3. Согласно полученным результатам, для нанокристаллов с радиусом  $< 10 \text{ нм}$  наблюдается как асимметричное уширение линии оптических фононов, так и низкочастотное смещение их максимума. Для нанокристаллов с радиусом  $> 10 \text{ нм}$  частоты ТО- и LO-мод практически совпадают с их значениями в матрице объемного монокристаллического InSb. Следует подчеркнуть, что никакого влияния размера нанокристалла на величину расщепления моды оптического фонона замечено не было. Независимо от размера нанокристалла величина расщепления всегда составляла  $11 \text{ см}^{-1}$  и соответствовала его значению в объемном монокристалле InSb. Итак, расчеты показывают, что никакого размерного эффекта в спектре оптических фононов нанокристаллов InSb с размерами  $> 10 \text{ нм}$  не наблюдается.

Учет влияния деформаций на частоту оптических фононов может быть сделан на основе зависимостей, полученных в работе [7]. В работе [7] экспериментально было показано, что частоты оптических фононов увеличиваются почти линейно с ростом давления  $P$ . При этом постоянная решетки также изменяется практически пропорционально приложенному давлению. Полученные экспериментальные зависимости были аппроксимирова-



**Рис. 3.** Частоты ТО- (а) и LO-моды (б), рассчитанные в рамках модели пространственной локализации фонона, как функция радиуса сферического нанокристалла InSb.

ны следующими выражениями:

$$\begin{aligned}\omega_{\text{TO}} &= 179.7 + 5.01P - 0.10P^2 \\ &= 179.7 - 761(\Delta a/a),\end{aligned}\quad (9)$$

$$\begin{aligned}\omega_{\text{LO}} &= 190.7 + 5.11P - 0.31P^2 \\ &= 190.7 - 668(\Delta a/a),\end{aligned}\quad (10)$$

где  $\omega$  выражена в  $\text{см}^{-1}$ , давление  $P$  выражено в ГПа. Величина деформации  $\Delta a/a$  может быть оценена по сдвигу самой высокочастотной линии в спектре оптических фононов, т.е. частоты продольного оптического фонона  $\omega_{\text{LO}}$ . Дело в том, что частота продольного оптического фонона меньше всего подвержена искажению за счет вклада других колебаний. В то время как наблюдение высокочастотного смещения поперечной оптической моды может быть искажено, например, за счет вклада рассеяния на поверхностных фононах. Из выражения (10) величина деформаций, соответствующая частоте продольного оптического фонона  $195 \text{ см}^{-1}$  (рис. 2), получается равной  $-0.0064$ . Это в свою очередь должно достигаться при давлениях около 10 кбар [7]. Такое значение давления, согласно выражению (9), соответствует частоте поперечного оптического фоно-

на  $\sim 184.5 \text{ см}^{-1}$ , что на  $\sim 2.5 \text{ см}^{-1}$  меньше значения, наблюдаемого экспериментально.

Как уже отмечалось выше, появление поверхностных фононов на границе раздела между нанокристаллом InSb и окружающей матрицей оксида кремния также может стать одной из причин наблюдаемого расщепления моды оптического фонона. В наших экспериментах диаметр нанокристаллов сопоставим с корреляционной длиной фонона. Поэтому мы вправе предположить наличие плоской границы раздела InSb/SiO<sub>2</sub>. Отсутствие сдвигов в положении низкочастотного пика в спектре КРС также может быть аргументом в пользу отсутствия размерно-зависимого эффекта частоты поверхностного фонона. Условие существования поверхностной моды может быть записано следующим образом:

$$\varepsilon_{\text{SiO}_2} + \varepsilon_{\text{InSb}} = 0, \quad (11)$$

где  $\varepsilon_{\text{SiO}_2} = 3.9$  — статическая диэлектрическая постоянная SiO<sub>2</sub>,  $\varepsilon_{\text{InSb}}$  — диэлектрическая постоянная полярного кристалла InSb, которая является функцией частоты [10]:

$$\varepsilon_{\text{InSb}}(\omega) = \varepsilon_{\infty} \frac{\omega_{\text{LO}}^2 - \omega^2}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2}. \quad (12)$$

После подстановки выражения (12) выражение (11) преобразуется к виду

$$\varepsilon_{\text{SiO}_2} + \varepsilon_{\infty} \frac{\omega_{\text{LO}}^2 - \omega^2}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2} = 0, \quad (13)$$

где  $\omega_{\text{LO}} = 195 \text{ см}^{-1}$  получено из эксперимента (рис. 2),  $\varepsilon_{\infty} = 15.9$ . Частота ТО-подобного фонона с учетом деформаций составляет  $184 \text{ см}^{-1}$ . После подстановки этих значений в выражение (13) находим частоту поверхностного фонона  $\omega = 192 \text{ см}^{-1}$ . Это на  $5 \text{ см}^{-1}$  больше частоты экспериментально наблюдаемого ТО-подобного пика. Можно предположить, что экспериментально наблюдаемый низкочастотный пик в спектре КРС является суперпозицией моды поперечного оптического фонона и моды поверхностного фонона.

В наших экспериментах пленка SiO<sub>2</sub> содержит сферические нанокристаллы InSb, размеры которых много меньше длины волны падающего света. При этом диэлектрические постоянные InSb и SiO<sub>2</sub> сильно различаются. В таких средах можно наблюдать рассеяние на частоте Фрелиха [11]. Резонанс Фрелиха наблюдается на частотах, соответствующих растянутым анион-катионным модам на поверхности сферических нанокристаллов и не зависит от размера частицы, на которой происходит рассеяние [12]:

$$\omega_{\text{F}} = \left( \frac{\varepsilon_{\infty} \omega_{\text{LO}}^2 + 2\varepsilon_{\text{SiO}_2} \omega_{\text{TO}}^2}{\varepsilon_{\infty} + 2\varepsilon_{\text{SiO}_2}} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

После подстановки значений диэлектрических постоянных для оксида кремния и для InSb, а также значений частот LO- и ТО-моды в объемном кристалле InSb в

выражение (14) получим частоту резонанса Фрелиха  $\omega_F = 187 \text{ см}^{-1}$ . Это в точности совпадает с экспериментально наблюдаемым положением низкочастотной компоненты в спектре КРС (рис. 2). Качественно температурная зависимость интенсивности и ширины низкочастотного пика в спектре КРС также соответствует поведению моды Фрелиха. А именно, с увеличением температуры отжига, а следовательно, с ростом средних размеров нанокристаллов интенсивность рассеяния на последних увеличивается, а ширина линии при этом уменьшается. С другой стороны, поскольку частота резонанса Фрелиха зависит от значений частот ТО- и LO-моды, то в ионно-синтезированных напряженных нанокристаллах она также может быть сдвинута в высокочастотную область. Согласно оценкам, сделанным с учетом напряжений,  $\omega_F$  может составлять  $\sim 191 \text{ см}^{-1}$ . Установить, действительно ли природа наблюдаемого пика обусловлена резонансом на частоте Фрелиха, необходимо проведение дополнительных исследований методом спектроскопии поглощения в дальнем инфракрасном диапазоне.

#### 4. Заключение

Изучены спектры КРС пленок  $\text{SiO}_2$ , содержащих сферические нанокристаллы InSb, полученные методом ионно-лучевого синтеза в результате имплантации ионов  $\text{In}^+$  и  $\text{Sb}^+$  с энергией 200 кэВ, дозой  $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  и последующего отжига при температурах 800–1100°C. ТО- и LO-подобные моды в спектрах КРС нанокристаллов InSb были обнаружены на частотах 187 и  $195 \text{ см}^{-1}$  соответственно. Высокочастотное смещение этих мод по сравнению с их значениями в объемных кристаллах InSb составило 7.3 и  $4.3 \text{ см}^{-1}$  соответственно и не зависело от размеров нанокристаллов. Обнаружено, что LO-ТО расщепление моды оптического фонона составляет  $8 \text{ см}^{-1}$ . Это на  $3 \text{ см}^{-1}$  меньше, чем его значение в объемном монокристалле. Рост температуры отжига от 800 до 1000°C, что соответствовало росту средних размеров нанокристаллов InSb от  $\sim 10$  до  $\sim 20 \text{ нм}$  [5], приводит к уменьшению ширины ТО-подобной моды и росту ее интенсивности. LO-подобная мода также растет в интенсивности, но ширина ее практически не изменяется. Полученные результаты проанализированы с точки зрения влияния квантово-размерного эффекта, механических напряжений в нанокристаллах, частоты оптического фонона, а также рассеяния на частоте, соответствующей растянутым анион-катионным модам на поверхности полярных сферических нанокристаллов. На основе анализа сделан вывод о том, что положение моды  $195 \text{ см}^{-1}$  соответствует LO-фонону в нанокристаллах InSb, гидростатически сжатых в матрице  $\text{SiO}_2$  при давлениях около 10 кбар. Положение моды  $187 \text{ см}^{-1}$  соответствует резонансу на частоте Фрелиха.

Работа выполнена в рамках проекта Министерства образования и науки РФ (ГЗ 0306-2016-0004).

#### Список литературы

- [1] M.I. Vasilevskiy. Phys. Rev. B, **66**, 195326 (2002).
- [2] G. Armelles, T. Utzmeier, P.A. Postigo, F. Briones, J.C. Ferrer, P. Peirò, A. Comet. J. Appl. Phys., **81**, 6339 (1997).
- [3] B. Capoen, V.Q. Lam, S. Turrel, L.P. Vilcot, F. Beclin, Y. Jestin, M. Bouazaoui. J. Non-Cryst. Sol., **351**, 1819 (2005).
- [4] D. Chen, C. Li, Z. Zhu, J. Fan, S. Wei. Phys. Rev. B, **72**, 075341 (2005).
- [5] I.E. Tyschenko, M. Voelskow, A. G. Cherkov, V. P. Popov. Semiconductors, **48**, 1228 (2014).
- [6] I.H. Campbell, P.M. Fauchet. Sol. St. Commun., **58**, 739 (1986).
- [7] K. Aoki, E. Anastassakis, M. Cardona. Phys. Rev. B, **30**, 681 (1984).
- [8] H. Richter, Z.P. Wang, L. Ley. Sol. St. Commun., **39**, 625 (1981).
- [9] V.A. Volodin, V.A. Sachkov. J. Exp. Theor. Phys., **116**, 87 (2013).
- [10] P.Y. Yu, M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductors. Physics and Materials Properties*, eds by H.E. Stanley, W.T. Rhodes (Springer, Heidelberg–Dordrecht–London–N.Y., 2010).
- [11] R. Ruppini, R. Englman. Rep. Progr. Phys., **33**, 149 (1970).
- [12] M.I. Vasilevskiy, A.G. Rolo, M.V. Artemyev, S.A. Filonovich, M.J.M. Gomes, Yu.P. Rakovich. Phys. Status Solidi B, **224**, 599 (2001).

Редактор А.Н. Смирнов

#### Raman scattering in spherical InSb nanocrystals ion-beam-synthesized in silicon dioxide films

I.E. Tyschenko, V.A. Volodin, V.P. Popov

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** Raman scattering spectra measured from the spherical InSb nanocrystal contained  $\text{SiO}_2$  films produced by ion-beam synthesis were investigated. The TO- and LO-like modes were observed in the Raman spectra of InSb nanocrystals at the frequencies of 187 and  $195 \text{ см}^{-1}$  respectively. The high frequency shifts in the phonon mode positions, as compared to those in monocrystalline InSb, were analyzed as a result of the quantum confinement effect as well as the effect of mechanical stresses in the nanocrystals and scattering on the stretched cation-anion bond frequency on the spherical nanocrystal surface. The  $195 \text{ см}^{-1}$  mode frequency corresponds to the LO-phonon mode in the InSb nanocrystals hydrostatically stressed under pressure about 10 kbar. The  $187 \text{ см}^{-1}$  mode frequency is equal to the Fröhlich resonance frequency.