

Электрон-фононное взаимодействие в легированных бором нанокристаллах кремния: влияние интерференции Фано на спектр комбинационного рассеяния света

В. А. Володин¹⁾, М. Д. Ефремов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 14 июня 2005 г.

С применением методики спектроскопии комбинационного рассеяния света исследованы массивы нанокристаллов кремния в пленках аморфного кремния, легированных бором. Нанокристаллы были сформированы в исходных аморфных пленках импульсным воздействием эксимерного лазера. Экспериментально обнаружены эффекты электрон-фононного взаимодействия в гетероструктуре нанокристалл кремния/аморфная матрица. Данные эффекты могут быть описаны в рамках известной модели интерференции Фано.

PACS: 61.46.+w, 63.20.Kr, 63.22.+m, 78.30.-j

Со времени открытия эффективной фотолюминесценции (ФЛ) в пористом кремнии [1] и нанокристаллах кремния в диэлектрических пленках [2] бурно развиваются поисковые исследования в области создания кремниевых наноструктур с новыми электронными и оптическими свойствами. Известно, что легирование мелкой примесью влияет на оптические и электрофизические свойства нанокристаллов, встроенных в матрицу диоксида кремния [3]. Возможность контролируемого легирования существенно расширит поле для экспериментов с нанокристаллами. Известно, что при концентрации дырок в монокристаллическом кремнии от $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и более становится существенным эффект взаимодействия оптических фононов с континуумом электронных переходов зона легких дырок – зона тяжелых дырок (в более широком смысле известный как эффект интерференции Фано [4]). Данный эффект приводит к уменьшению частоты, уширению и асимметрии пика комбинационного рассеяния света (КРС) на оптических фононах [5, 6]. Однако к настоящему времени известны только 2 работы, в которых авторы исследовали влияние легирования мелкой примесью на спектры КРС нанокристаллов кремния [7, 8]. В этих работах авторы исследовали легированные бором нанокристаллы кремния в SiO_2 , эффект сдвига пика КРС в зависимости от легирования составлял всего $1\text{--}2 \text{ см}^{-1}$, хотя влияние легирования в спектрах поглощения в ИК области было заметным (как авторы предполагали, вследствие поглощения фотонов на свободных носителях заряда). В связи с вышесказанным, пред-

ставляется актуальным провести исследование влияния электрон-фононного взаимодействия на спектры КРС нанокристаллов кремния в зависимости от степени легирования и размеров нанокристаллов.

Исследуемые нами образцы были изготовлены следующим способом. Пленки аморфного кремния толщиной 100 нм были выращены с использованием метода плазмо-химического осаждения на стеклянных подложках при температуре 250°C . Толщина пленок контролировалась по данным эллипсометрии. Исходно нелегированные пленки были подвергнуты имплантации ионами бора с дозами $3 \cdot 10^{14}$ и $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Энергия ионов составляла 10 кэВ, средний пробег ионов составлял 50 нм, максимум распределения концентрации ионов приходился на середину пленки. При имплантации часть каждой из пленок была закрыта экраном и осталась нелегированной (для сравнения). И имплантированные, и не имплантированные области структур были подвергнуты импульсным лазерным обработкам со следующими параметрами. Длина волны (XeCl-лазер) составляла 308 нм, длительность импульса была менее 25 нс. Использовались 2 режима обработок с различной плотностью энергии в импульсе: 1 режим – плотность энергии ниже порога плавления пленки, 10 импульсов с частотой 1 Гц; 2 режим – плотность энергии вблизи порога плавления всей пленки, 1 импульс. Так как основным воздействием лазера на пленку является термическое воздействие, такую обработку можно назвать лазерным отжигом (laser annealing), далее в тексте эти обработки будем называть как Ann1 и Ann2, соответственно. По литературным данным пороговая плотность энергии для плавления аморф-

¹⁾e-mail: volodin@isp.nsc.ru

ного кремния составляет 120–150 мДж/см² [9]. Следует отметить, что используемый подход позволяет варьировать средний размер нанокристаллов [10], а также проводить кристаллизацию тонких пленок аморфного кремния на не тугоплавких (даже пластиковых) подложках [11, 12]. Спектры КРС регистрировались при комнатной температуре в геометрии квази-обратного рассеяния, для возбуждения использовалась линия Ag⁺ лазера с длиной волны 514.5 нм.

На рис.1 приведены спектры КРС образцов, прошедших обработку в режиме Ann1. На всех спектрах

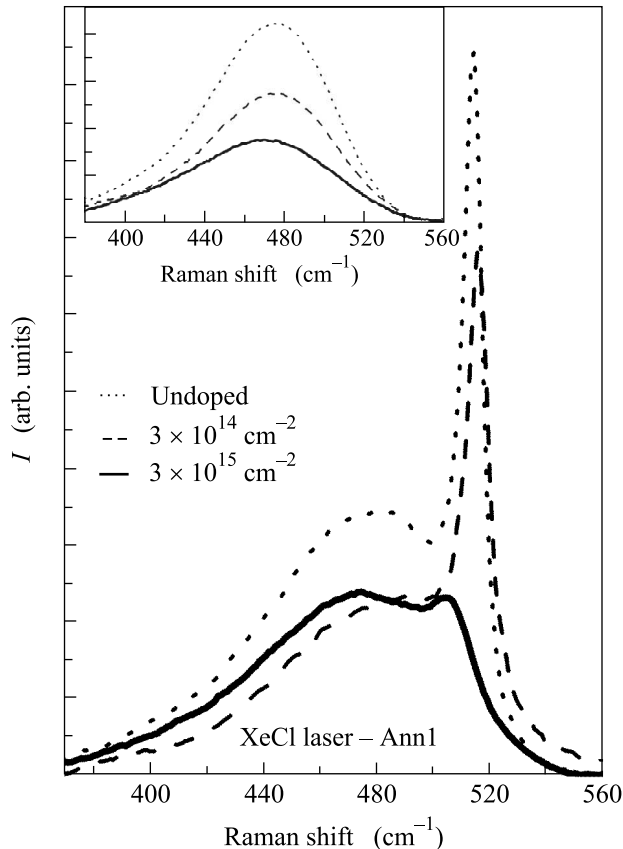


Рис.1. Спектры комбинационного рассеяния света пленок a-Si с нанокристаллами кремния, сформированными лазерной обработкой в режиме Ann1. На вставке – спектры КРС исходных пленок

видно 2 пика: широкий пик с максимумом в районе 480 см⁻¹ и более узкий пик, сдвинутый в сторону больших частот. Из-за отсутствия трансляционной симметрии оптические переходы в аморфном кремнии не ограничены законом сохранения квазиимпульса, поэтому его спектр КРС характеризуется эффективной плотностью колебательных состояний и представляет собой широкий пик с максимумом в районе 480 см⁻¹ [6]. Собственные колебательные

моды нанокристаллов кремния являются пространственно локализованными, поэтому спектр КРС нанокристаллов характеризуется пиком, положение которого зависит от их размеров, и при увеличении размеров более 50 нм почти не отличается по положению от пика КРС монокристаллического кремния – 520 см⁻¹ [13]. В случае нелегированных пленок ширина пика определяется дисперсией нанокристаллов по размерам, а также соотношением неопределенности по энергии и волновому числу, вследствие конечного времени жизни фононов и их пространственной локализации. Интенсивность “нанокристаллического” пика пропорциональна доле нанокристаллической фазы. Из вставки к рис.1 видно, что исходные пленки не содержали нанокристаллов. Имплантация ионов бора привела к некоторому снижению интенсивности КРС. Далее рассмотрим влияние легирования нанокристаллов (и, как следствие, электрон-фононного взаимодействия) на спектры КРС. Видно сильное смещение пика КРС от нанокристаллов кремния в случае сильно легированных пленок – положение пика 505 см⁻¹ в сравнении с 515 см⁻¹ для нелегированных и слаболегированных пленок. На рис.2 (образцы, прошедшие обработку в режиме Ann2) наблюдается похожая картина. Видно, что максимум “нанокристаллического” пика для нелегированной пленки составляет 517 см⁻¹, что означает, что средний размер нанокристаллов в случае обработки Ann2 несколько больше, чем в случае обработки Ann1. На вставке к этому рисунку приведен также спектр КРС легированного образца в области частот колебаний Si-B-связей (610–615 см⁻¹ для изотопа B¹¹ [14]). Видно, что лазерная обработка привела к встраиванию бора в решетку кремния и, соответственно, к электрической активации бора.

Для более детального анализа из спектров КРС, легированных максимальной дозой пленок, был вычтен спектр аморфного кремния. Результаты приведены на рис.3. Экспериментальные спектры были аппроксимированы кривыми контура Фано, который определяется следующей формулой [4, 5]:

$$I(\omega) = \left(q + \frac{\omega - \Omega - \delta\Omega}{\Gamma} \right)^2 / \left[1 + \left(\frac{\omega - \Omega - \delta\Omega}{\Gamma} \right)^2 \right];$$

здесь Γ – параметр, определяющий ширину линии, пропорционален квадрату матричного элемента электрон-фононного взаимодействия; q – параметр, определяющий асимметрию линии, q^2 равен отношению интенсивностей КРС на фононах и электронах, деленному на Γ , $\delta\Omega$ – сдвиг пика (вследствие большего затухания оптических фононов при их взаимодействии с электронной подсистемой), Ω – частота оп-

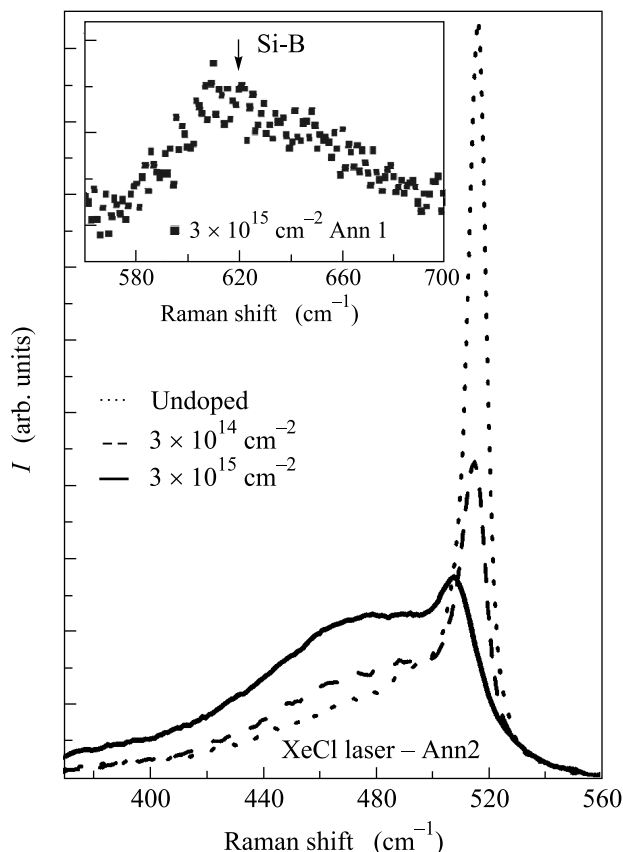


Рис.2. Спектры КРС пленок a-Si с нанокристаллами кремния, сформированными лазерной обработкой в режиме Ann2. На вставке – спектр КРС в области локальных колебаний Si-B связей

тического фона без учета электрон-фононного взаимодействия [5]. Из аппроксимации экспериментальных спектров теоретическими (показаны на рис.3 точечной линией) были определены параметры q , Γ и $\delta\Omega$. Зная эти параметры, можно найти концентрацию дырок [5]. Если оценить концентрацию дырок в нанокристаллах кремния из модели, справедливой для объемного кремния, то получатся значения в пределах от $5 \cdot 10^{19}$ до $2.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Очевидно, что для более точного определения необходимо построение микроскопической модели, учитывающей наномасштабы объектов. Качественно обсудим эту модель. Нанокристалл кремния в аморфной матрице является ямой для дырок [15]. Оптический фон с некоторой частотой модулирует параметры этой ямы, вызывая изменения в энергии локализованных состояний (аналог поляронного эффекта). Эффект интерференции КРС на оптических фонах, локализованных в нанокристаллах, и электронного КРС на переходах локализованная дырка – континуум дырочных состояний в аморфной матрице подобен эффекту

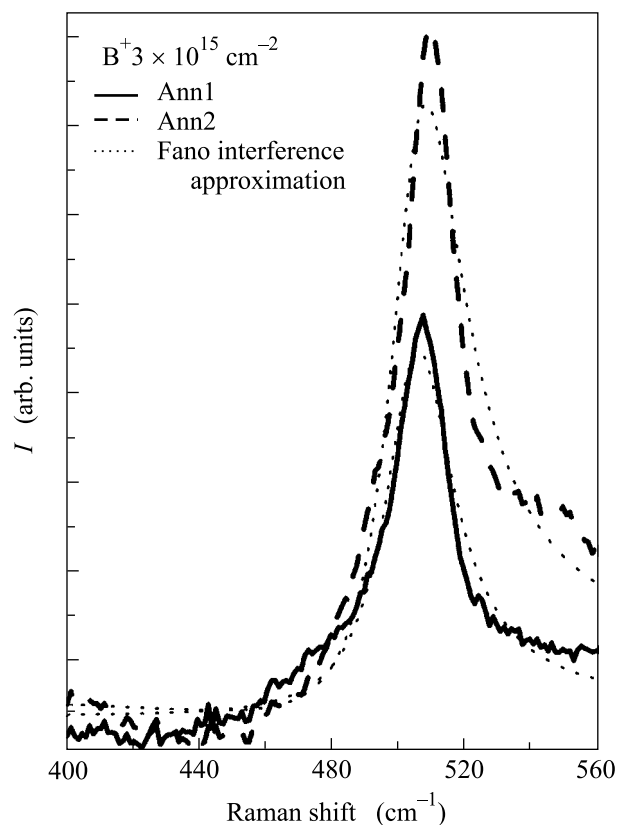


Рис.3. Сравнение экспериментальных спектров КРС (вклад аморфной матрицы вычтен) с рассчитанными спектрами с учетом интерференции Фано

интерференции в монокристаллическом кремнии, но для количественного анализа этой аналогии недостаточно.

Таким образом, в представленной работе с применением методики спектроскопии КРС обнаружены эффекты электрон-фононного взаимодействия в гетерроструктуре нанокристалл кремния/аморфная матрица. Анализ электрон-фононного взаимодействия в рамках интерференции Фано может использоваться для оценки концентрации носителей заряда в полупроводниковых наноструктурах. Основное преимущество предложенного подхода заключается в том, что он является бесконтактным способом. Для более точных измерений концентрации носителей заряда требуется построение количественной модели электрон-фононного взаимодействия в нанокристаллах.

Работа выполнена при поддержке интеграционного проекта № 18 СО РАН. Авторы признательны О.И. Семеновой за изготовление аморфных пленок, В.Г. Серяпину за проведение ионной имплантации и С.А. Кочубею за помощь в проведении лазерных работ.

-
1. L. T. Canham, Appl. Phys. Lett. **57**, 1046 (1990).
 2. T. Shimizu-Iwayama, S. Nakao, and K. Saitoh, Appl. Phys. Lett. **65**, 1814 (1994).
 3. Г. А. Качурин, С. Г. Яновская, Д. И. Тетельбаум и др., Физика и техника полупроводников **37**, 738 (2003).
 4. U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).
 5. F. Cerdeira, T. A. Fjeldly, and M. Cardona, Phys. Rev. B **8**, 4734 (1973).
 6. *Light Scattering in Solids*, Ed. M. Cardona, Berlin, Springer-Verlag, 1975, p. 204.
 7. Y. Kanzawa, M. Fujii, and S. Hayashi, Solid State Communications **100**, 227 (1996).
 8. Y. Kanzawa, M. Fujii, and S. Hayashi, Materials Science and Engineering A **217/218**, 155 (1996).
 9. T. Sameshima and S. Usui, J. Appl. Phys. **70**, 1281 (1991).
 10. M. D. Efremov, V. V. Bolotov, V. A. Volodin et al., J. Phys.: Condens. Matter **8**, 273 (1996).
 11. М. Д. Ефремов, В. А. Володин, Л. И. Федина и др., Письма в ЖТФ **29**, 89 (2003).
 12. М. Д. Ефремов, В. А. Володин, С. А. Аржанникова и др., Письма в ЖТФ **31**, 86 (2005).
 13. V. Pailard, P. Puech, M. A. Laguna et al., J. App. Phys. **86**, 1921 (1999).
 14. F. Cerdeira, T. A. Fjeldly, and M. Cardona, Phys. Rev. B **9**, 4344 (1974).
 15. M. D. Efremov, S. A. Arzhannikova, V. A. Volodin et al., *12th Intern. Symposium "Nanostructures: Physics and Technology"*, St.Petersburg, Russia, 2004.