

Усиление комбинационного рассеяния света в щелевых кремниевых структурах

© А.В. Зотеев, Л.А. Головань, Е.Ю. Круткова, А.В. Лактюнькин, Д.А. Мамичев,
П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко[¶], Е.В. Астрова*, Т.С. Перова[†]

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет),
119992 Москва, Россия

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[†] Department of Electronic & Electrical Engineering, Trinity College,
Dublin 2, Ireland

(Получена 15 ноября 2006 г. Принята к печати 4 декабря 2006 г.)

Обнаружен многократный рост интенсивности стоксовой компоненты рамановского рассеяния света в щелевых кремниевых структурах, состоящих из последовательности полостей (щелей) и кремниевых слоев в случае, если толщина последних (1–2 мкм) близка к длине волны возбуждающего света. Полученные результаты, интерпретируемые как проявление эффектов локализации света, свидетельствуют о перспективности подобных щелевых структур как матриц для повышения эффективности рамановского рассеяния.

PACS: 78.67.-n, 78.30.-j

Интерес к исследованию анизотропных структур на основе кристаллического кремния (*c*-Si) обусловлен возможностью их интеграции в устройства микро- и оптоэлектроники. Ранее было показано, что метод анизотропного химического травления пластин *c*-Si с кристаллографической ориентацией поверхности (110) может быть использован для получения так называемых щелевых кремниевых структур (ЩКС), представляющих собой последовательность кремниевых слоев, разделенных полостями-щелями [1]. Установлено, что для света с длиной волны, близкой к периоду ЩКС, такая структура проявляет свойства одномерного фотонного кристалла [2]. Для света с длиной волны много больше периода ЩКС данный материал является анизотропной оптической средой — одноосным отрицательным двулучепреломляющим кристаллом с оптической осью, направленной по нормали к плоскости щелей [3,4]. Поскольку кремний является в линейном приближении изотропным оптическим материалом, двулучепреломление ЩКС вызвано анизотропией формы составляющих ее элементов (кремниевых слоев и щелей) [5]. Следует подчеркнуть, что как фотонно-кристаллические свойства, так и двулучепреломление ЩКС обусловлены эффектами локальных электрических полей, которые проявляются при распространении света в такой диэлектрически неоднородной структуре. При этом еще более заметного влияния локальных электрических полей можно ожидать для ЩКС, например, при комбинационном рассеянии света, генерации оптических гармоник и подобных процессах. Особый интерес в исследовании комбинационного рассеяния в кремниевых структурах представляется в свете появившихся в последнее время работ по созданию рамановского лазера на кремнии [6,7].

В нашей работе исследуется комбинационное (рамановское) рассеяние света в ЩКС и показывается возможность значительного усиления стоксовой компоненты рассеяния для длин волн, сравнимых с характерными толщинами кремниевых слоев в структуре.

Образцы ЩКС формировались методом анизотропного травления в растворе КОН пластин *c*-Si *n*-типа проводимости (удельное сопротивление ~ 100 Ом·см) с ориентацией поверхности (110) и толщиной около 200 мкм. При этом кремниевые стенки ЩКС были ограничены кристаллографическими плоскостями (111) (см. детали приготовления в [2–4]). Были получены образцы ЩКС с периодом d , равным 4 и 7 мкм, при толщине кремниевых стенок 1 и 1.6 мкм соответственно. Глубина щелей составляла около 30 мкм. Фрагмент участка поверхности образца с $d = 7$ мкм показан на вставке к рис. 1.

Рамановское рассеяние света измерялось на фурье-спектрометре Bruker IFS-66 с приставкой комбинационного рассеяния света FRA-106 FT при возбуждении излучением Nd:YAG-лазера с длиной волны 1.06 мкм, а также на спектрометре ReniShaw 1000 Micro-Raman System при возбуждении светом He–Ne- и Ag⁺-лазеров с длинами волн 0.633 и 0.514 мкм соответственно. Спектральное разрешение при этом составляло 2 см⁻¹. Использовалась геометрия обратного рассеяния света при нормальном падении на слой ЩКС (см. вставку на рис. 1). Диаметр пятна на поверхности образца составлял около 0.1 и 0.02 мм при измерениях на спектрометрах Bruker IFS-66 и ReniShaw соответственно, при этом мощность излучения накачки была в пределах 10–100 мВт. Отсутствие существенного нагрева образцов контролировалось по неизменности отношения стоксовой и антистоксовой компонент при изменении интенсивности возбуждения. Поляризация падающего света была либо циркулярной, либо линейной. Поля-

[¶] E-mail: timoshen@phys.msu.ru

ризационные зависимости снимались при неподвижном образце, при этом вращалась плоскость поляризации линейно поляризованного падающего излучения [001] в плоскости подложки и измерялась полная интенсивность рамановского рассеяния. Все исследования проводились при комнатной температуре.

Эксперименты показали, что при возбуждении циркулярно поляризованным излучением с длинами волн 0.633 и 0.514 мкм сигналы как стоксовой, так и антистоксовой компонент рамановского рассеяния света были близки к таковым для подложки *c*-Si. Некоторое отличие удалось обнаружить для поляризационных зависимостей интенсивности сигнала стоксовой компоненты, которые хотя и повторяли зависимости для кристаллической подложки, но характеризовались ростом на 10–15% изотропной составляющей сигнала. Последний факт можно связать с влиянием микронеоднородностей в исследуемых ШҚС. При использовании возбуждающего излучения с длиной волны 1.06 мкм был обнаружен резкий рост интенсивности стоксовой компоненты рассеяния по сравнению с сигналом от подложки. При этом спектр имел максимум на частоте $\omega_S = 520.5 \text{ см}^{-1}$ и по форме практически не отличался от известного для *c*-Si, как показано на рис. 1.

Было установлено, что отношение интенсивностей стоксовой (I_S) и антистоксовой (I_A) компонент рамановского рассеяния значительно возрастает при увеличении длины волны возбуждающего света с 0.633 до 1.06 мкм, как показано на рис. 2. Отметим, что как для ШҚС, так и для подложки *c*-Si при возбуждении светом с длинами волн 0.633 и 0.514 мкм величина $I_S/I_A \approx 12$, что хорошо согласуется с известной формулой [8]:

$$I_S/I_A = \exp\left(\frac{\hbar\omega_S}{kT}\right), \quad (1)$$

где $\hbar\omega_S = 64 \text{ мэВ}$ — энергия фонона, участвующего в рамановском рассеянии, kT — тепловая энергия.

Из рис. 2 видно, что с ростом длины волны возбуждающего света от 0.633 до 1.06 мкм отношение I_S/I_A возрастает примерно в 6 раз для ШҚС (кривая 1), в то время как для подложки *c*-Si данный рост составил около 3 (кривая 2). Последнее значение может быть легко получено, если учесть различие коэффициентов поглощения стоксовой и антистоксовой компонент рассеянного излучения для света с длиной волны 1.06 мкм. Действительно, частота стоксовой компоненты рассеяния лежит ниже края межзонного поглощения *c*-Si и поэтому данная компонента практически не поглощается в подложке (коэффициент поглощения $\alpha_S < 0.1 \text{ см}^{-1}$ [9]). В то же время антистоксова компонента рассеяния попадает в область поглощения *c*-Si, что приводит к уменьшению толщины слоя подложки, дающего вклад в сигнал антистоксовой компоненты.

Значительный рост отношения I_S/I_A , наблюдаемый в случае ШҚС при возбуждении светом с длиной вол-

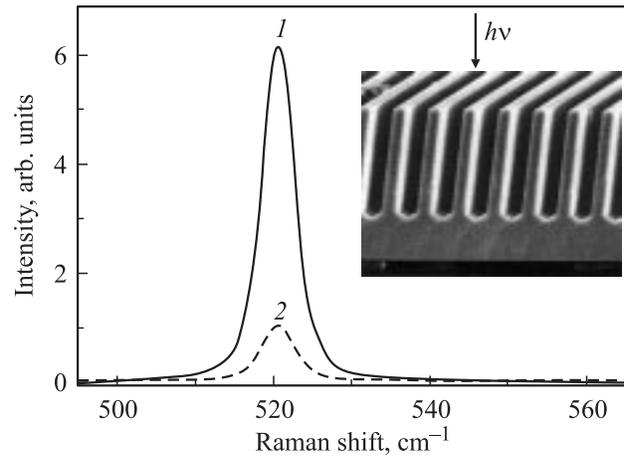


Рис. 1. Спектры стоксовой компоненты рамановского рассеяния света в образце ШҚС (1) и для кристаллического кремния (2) при возбуждении циркулярно поляризованным светом с длиной волны 1.06 мкм. На вставке показано поперечное сечение ШҚС с периодом 7 мкм в сканирующем электронном микроскопе. Стрелкой с символом $h\nu$ отмечено направление возбуждающего светового потока в проводимом эксперименте.

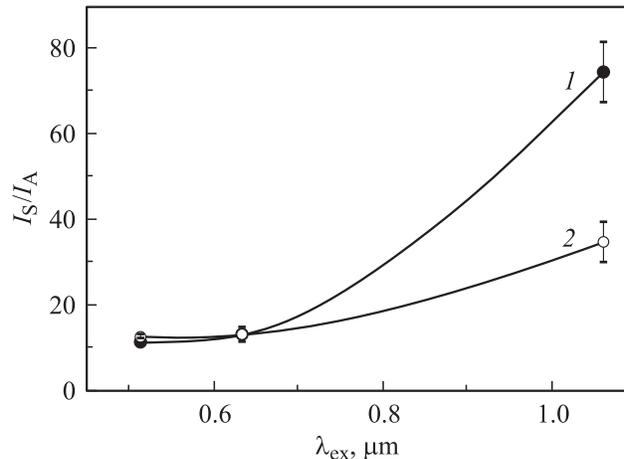


Рис. 2. Зависимости отношения интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент рамановского рассеяния от длины волны возбуждающего света для ШҚС (1) и подложки *c*-Si (2).

ны 1.06 мкм, сложно объяснить различием в эффективностях поглощения различных компонент рамановского рассеяния. Действительно, поскольку поглощение света происходит в кремниевых стенках, $l = 30 \text{ мкм}$, то с учетом глубины щелевого слоя и коэффициента поглощения для антистоксовой компоненты ($\alpha_A \approx 2 \text{ см}^{-1}$ [9]) возможное уменьшение интенсивности последней не превышает 0.5%, что никак не может объяснить многократный рост отношения I_S/I_A .

Фиксируемое абсолютное и относительное усиление интенсивности стоксовой компоненты рассеяния в ШҚС при возбуждении светом с длиной волны 1.06 мкм может быть вызвано эффектами локализации света в кремниевых стенках. Действительно, последние играют

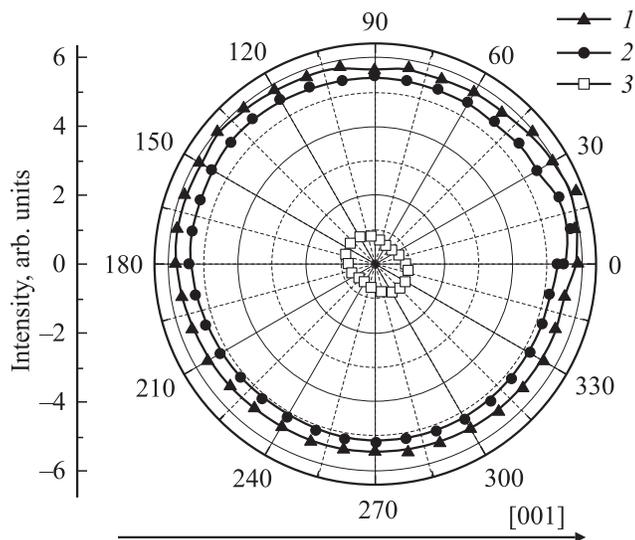


Рис. 3. Поляризационные зависимости интенсивности стоксовой компоненты рамановского рассеяния для образцов ЩКС с периодом 7 (1) и 4 (2) мкм, а также для подложки *c*-Si (3) при возбуждении светом с длиной волны 1.06 мкм. Стрелкой показано кристаллографическое направление [001] в подложке *c*-Si.

роль плоских волноводов для падающего излучения, что приводит к увеличению эффективного объема его взаимодействия с веществом. Поскольку поглощение стоксовой компоненты рассеяния незначительно, она может генерироваться во всем эффективном объеме при распространении света в волноводном режиме.

В случае распространения света в ЩКС в волноводном режиме вдоль кремниевых стенок и возбуждающее излучение, и стоксова компонента рассеяния испытывают многократное отражение. Это, очевидно, может привести к потере поляризационных характеристик рамановского рассеяния. Данный вывод подтверждается результатами эксперимента по измерению поляризационных характеристик рамановского рассеяния в исследуемых структурах. Как видно из рис. 3, в отличие от подложки *c*-Si, для которой имеет место определенная поляризационная зависимость интенсивности рассеяния (кривая 3), для ЩКС происходит практически полная изотропизация такой зависимости (кривые 1 и 2). Усиление рамановского рассеяния было наибольшим для образцов с $d = 7$ мкм. Это можно объяснить несколько большей толщиной кремниевых стенок и, стало быть, лучшей локализацией волноводной моды в такой структуре.

Таким образом, полученные результаты указывают на возможность значительного роста интенсивности стоксовой компоненты комбинационного рассеяния света в щелевых кремниевых структурах при условии реализации в последних условий для частичной локализации света. Обнаруженный эффект может быть использован для анализа локальных колебаний молекул, адсорбированных на поверхности ЩКС, для создания газовых

сенсоров, а также для понижения порога вынужденного рамановского рассеяния, что может найти свое применение при улучшении параметров рамановского лазера на кремнии.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, РФФИ (гранты №№ 05-02-16735, 06-02-16960, 06-02-90879, 06-02-16987), программы РАН „Оптика и лазерная физика“ и INTAS (проект 05-104-7656) с использованием оборудования ЦКП физического факультета МГУ.

Список литературы

- [1] M. Elwenspoek, H.V. Jansen. *Silicon Micromachining* (Cambridge University Press, 1998).
- [2] V.A. Tolmachev, E.V. Astrova, Yu.A. Pilyugina, T.S. Perova, R.A. Moore, J.K. Vij. *Opt. Mater.*, **27**, 831 (2005).
- [3] Е.А. Астрова, Т.С. Перова, В.А. Толмачев, А.Д. Ременюк, J.K. Vij, A. Moore. *ФТП*, **37**, 417 (2003).
- [4] Е.Ю. Круткова, Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров, Е.В. Астрова, Т.С. Перова, Б.П. Горшунов, А.А. Волков. *ФТП*, **40**, 855 (2006).
- [5] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики* (М., Наука, 1970).
- [6] O. Bozraz, B. Jalali. *Opt. Express*, **12** (21), 5269 (2004).
- [7] D. Dimitropoulos, S. Fathpour, B. Jalali. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 261108 (2005).
- [8] П. Ю. М. Кардона. *Введение в физику полупроводников* (М., Физматлит, 2002).
- [9] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).

Редактор Л.В. Беляков

Enhancement of Raman scattering in grooved silicon matrix

A.V. Zoteev, L.A. Golovan, E.Yu. Krutkova, A.B. Laktyunkin, D.A. Mamichev, P.K. Kashkarov, V.Yu. Timoshenko, E.V. Astrova*, T.S. Perova[†]

Physics Department,
M.V. Lomonosov Moscow State University,
119992 Moscow, Russia

* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

[†] Department of Electronic and Electrical Engineering,
University of Dublin, Trinity College,
Dublin 2, Ireland

Abstract Multiple enhancement of Stokes Raman scattering in grooved silicon matrices, composed of periodical structures of air space and Si layers with thickness of 1–3 μm consistent with the excitation wavelength, has been discovered. The results obtained were interpreted as a manifestation of the effect of the light localization within the grooves. Based on this effect, we can conclude that grooved Si can be used as a matrix for increasing the efficiency of Raman scattering of different substances impregnated into the grooves.