

# Инфракрасная и субмиллиметровая спектроскопия щелевых кремниевых структур

© Е.Ю. Круткова<sup>¶</sup>, В.Ю. Тимошенко, Л.А. Головань, П.К. Кашкаров, Е.В. Астрова<sup>†</sup>,  
Т.С. Перова\*, Б.П. Горшунов\*, А.А. Волков\*

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

<sup>†</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Department of Electronic & Electrical Engineering, Trinity College,  
Dublin 2, Ireland

• Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

(Получена 19 декабря 2005 г. Принята к печати 30 декабря 2005 г.)

Пропускание щелевых кремниевых структур с периодами 4 и 7 мкм исследовано в широком спектральном диапазоне методами поляризационно-чувствительной инфракрасной и субмиллиметровой спектроскопии. Экспериментальные результаты, полученные в диапазоне длин волн 1–10 мкм, объясняются в терминах геометрической оптики при учете рассеяния излучения. В дальнем инфракрасном диапазоне (20–2000 мкм) образцы проявляют сильное двулучепреломление, которое описывается моделью эффективной среды в электростатическом приближении. Зарегистрировано влияние фотовозбуждения на оптическое пропускание и его анизотропию, что объясняется в рамках модели эффективной среды при учете взаимодействия излучения со свободными носителями заряда.

PACS: 81.40.Ty, 78.30.Am, 78.70.Gq, 78.66.Sq

## 1. Введение

Эффективным методом получения новых материалов, обладающих требуемыми оптическими и электронными свойствами, является нано- и микроструктурирование полупроводниковых кристаллов. Одним из примеров такого подхода является формирование щелевых кремниевых структур (ЩКС), представляющих собой чередующиеся слои монокристаллического кремния и пустот (щелей) с характерными толщинами порядка нескольких микрометров [1,2]. Такие структуры могут быть сформированы методами фотолитографии с последующим анизотропным химическим травлением [1]. Вследствие периодичности показателя преломления при падении излучения по нормали к плоскости слоев ЩКС проявляет свойства одномерного фотонного кристалла, фотонная запрещенная зона которого располагается в инфракрасной (ИК) области спектра [2].

При распространении световой волны вдоль слоев ЩКС может проявлять свойства анизотропной оптической среды, а именно, отрицательного одноосного кристалла с оптической осью, перпендикулярной к слоям, что является результатом проявления так называемой анизотропии формы [3]. В работе [4] было обнаружено аномально большое значение двулучепреломления в ЩКС в средней ИК области (10–20 мкм), которое значительно превышает двулучепреломление других известных кремниевых структур, таких как пористый кремний (ПК) [5] и сверхрешетки Si/SiO<sub>2</sub> [6]. Это

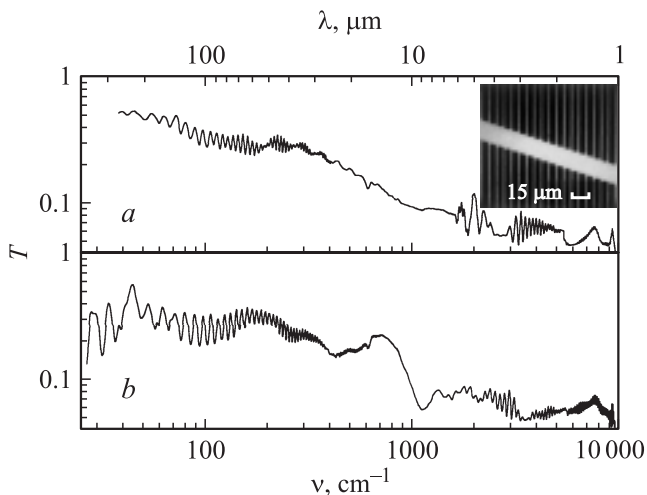
указывает на перспективность ЩКС для использования в различных оптических устройствах. Однако двулучепреломление в ЩКС, рассчитанное в рамках приближения эффективной среды (ПЭС), оказалось значительно меньшим, чем экспериментально найденные значения [4], что не позволяет однозначно судить о возможности применения ПЭС для описания оптических свойств ЩКС. Очевидно, это можно сделать, используя излучение дальнего ИК диапазона, когда длина волны много больше периода структуры. В этом случае ЩКС можно рассматривать как однородную оптическую среду с эффективной диэлектрической проницаемостью, различной для двух направлений поляризации света: вдоль направления кремниевых слоев и перпендикулярно им. Тогда расчет оптических свойств ЩКС возможен в рамках так называемого электростатического приближения, когда электрическое поле полагается постоянным на масштабах периода структуры [3]. Кроме того, поскольку ЩКС является полупроводниковой структурой, для описания свойств ЩКС в дальнем ИК диапазоне необходимо учитывать вклад подвижных носителей заряда — электронов и дырок. Это может привести к существенному изменению как величины диэлектрической проницаемости, так и ее анизотропии [7]. В настоящей работе мы исследовали пропускание ЩКС в широком спектральном диапазоне (1–2000 мкм) с использованием методов поляризационно-чувствительной ИК и субмиллиметровой спектроскопии, что позволило определить границы применимости ПЭС, а также проанализировать вклад свободных носителей заряда в эффективную диэлектрическую проницаемость таких структур.

<sup>¶</sup> E-mail: krutkova@vega.phys.msu.ru  
Fax: +7 495 9391566

## 2. Методика эксперимента

Щелевые кремниевые структуры были сформированы на основе пластины кристаллического кремния (*c*-Si) *n*-типа проводимости с ориентацией поверхности (110), удельным сопротивлением 20–100 Ом·см и толщиной 200 мкм. Для формирования периодической структуры применялась технология фотолитографии с последующим анизотропным травлением. Анизотропное химическое травление осуществлялось в 44%-м водном растворе КОН при температуре 70°C в течение 1–4 ч [8]. В исследованных ЩКС щели располагались вдоль направления  $\langle 111 \rangle$  так, что они образовывали решетку с периодом  $d$ , равным 4 и 7 мкм для разных образцов. Кремниевые стенки толщиной  $d_{Si} = 1.0$  и 1.6 мкм для образцов с периодом структуры  $d = 4$  и 7 мкм соответственно чередовались с воздушными зазорами (щелями) глубиной  $h = 30$  мкм. Для большей жесткости, ввиду сильного механического напряжения структуры, были оставлены широкие полосы непротравленного кремния, которые имели период 200 мкм. Изображение поверхности ЩКС в оптическом микроскопе представлено на вставке к рис. 1, где темные и светлые области — щели и кремниевые стенки соответственно. Параметры исследованных образцов представлены в таблице.

Для измерений оптического пропускания в ИК диапазоне 1–500 мкм ( $10\,000$ – $20\text{ см}^{-1}$ ) использовался ИК фурье-спектрометр Bruker IFS 66v/S. В диапазонах дальнего ИК излучения и субмиллиметровых длин волн, т.е. от 500 до 2000 мкм ( $20$ – $5\text{ см}^{-1}$ ), использовался спектрометр на основе монохроматических источников — ламп обратной волны [9]. Поляризованное ИК и субмиллиметровое излучение падало по нормали к поверхности образца. Использовались два направления поляризации



**Рис. 1.** Типичный спектр пропускания ЩКС в диапазоне  $20$ – $10\,000\text{ см}^{-1}$  для двух направлений поляризации: *a* — параллельно щелям, *b* — перпендикулярно щелям. На вставке — изображение поверхности ЩКС (образец 2) в оптическом микроскопе: светлые области — непротравленные участки кремния, темные области — щели, заполненные воздухом.

Параметры исследуемых ЩКС и их показатели преломления, рассчитанные по модели ПЭС в рамках электростатического приближения

Образец	$d$ , мкм	$d_{Si}$ , мкм	$n_{\parallel} = \sqrt{\epsilon_{\parallel}}$	$n_{\perp} = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$	$\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$
1	4	1.0	1.91	1.14	0.77
2	7	1.6	1.85	1.12	0.73

*Примечание.*  $n_{\parallel}$  и  $n_{\perp}$  — показатели преломления для излучения, поляризованного параллельно и перпендикулярно щелям.

вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$  световой волны: параллельно и перпендикулярно щелям. Все эксперименты проводились при комнатной температуре. Измерения в дальнем ИК диапазоне проводились в вакууме, при остаточном давлении  $\sim 1$  мбар.

Влияние фотовозбужденных носителей заряда на оптические свойства ЩКС изучалось в диапазоне  $5$ – $20\text{ см}^{-1}$  при воздействии на образец неполяризованным излучением непрерывного лазера с длиной волны 532 нм и плотностью мощности излучения  $100\text{ мВт/см}^2$  при комнатной температуре.

## 3. Приближение эффективной среды

Прежде чем приступить к изложению экспериментальных данных, рассмотрим основные положения ПЭС и следующие из нее выводы относительно оптических свойств ЩКС. Учитывая, что для дальнего ИК и субмиллиметрового диапазонов длина волны излучения  $\lambda \gg d, d_{Si}$ , ЩКС может быть представлена как однородная эффективная среда. Это позволяет рассчитать эффективную диэлектрическую проницаемость по формулам [3]

$$\epsilon_{\parallel}^{\text{eff}} = f_1 \epsilon_1 + f_2 \epsilon_2,$$

$$\epsilon_{\perp}^{\text{eff}} = \epsilon_1 \epsilon_2 / (f_1 \epsilon_2 + f_2 \epsilon_1), \quad (1)$$

где  $\epsilon_{\parallel}^{\text{eff}}$  и  $\epsilon_{\perp}^{\text{eff}}$  — эффективные диэлектрические проницаемости для случаев, когда вектор  $\mathbf{E}$  поляризован параллельно и перпендикулярно щелям;  $\epsilon_1 = \epsilon_{\infty} = 11.7$  — высокочастотная (оптическая) диэлектрическая проницаемость кремния и  $\epsilon_2 = 1$  — диэлектрическая проницаемость пустот, заполненных воздухом;  $f_1 = d_{Si}/d$  и  $f_2 = 1 - f_1$  — соответствующие факторы заполнения. Показатели преломления ЩКС, так же как и их разности — двулучепреломление, рассчитанные в соответствии с этими формулами, представлены в таблице.

Вклад свободных носителей заряда в диэлектрическую проницаемость полупроводника можно оценить, используя модель проводимости Друде. В этом случае диэлектрическая проницаемость кремниевых стенок в ЩКС может быть представлена в виде [7,10]

$$\epsilon_1 = \epsilon_{\infty} - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\tau^{-1}\omega), \quad (2)$$

где  $\epsilon_{\infty} = 11.7$  — высокочастотная (оптическая) диэлектрическая проницаемость кремния,  $\omega$  — частота излуче-

ния,  $\omega_p$  — частота плазменных колебаний,  $\tau$  — время релаксации квазиимпульса свободных носителей заряда,  $\omega_p = \sqrt{Ne^2/m^*\epsilon_0}$ , где  $N$  и  $m^*$  — концентрация и эффективная масса свободных носителей заряда,  $m^* \approx 0.4m_0$  ( $m_0 = 9.1 \cdot 10^{-31}$  кг,  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м,  $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  Кл).

Оптическое поглощение ЩКС для разных направлений поляризации может быть выражено следующей формулой:

$$\alpha_{\parallel,\perp} = 4\pi \sqrt{\text{Im}(\epsilon_{\parallel,\perp}^{\text{eff}})} \cdot \nu, \quad (3)$$

где коэффициенты поглощения  $\alpha_{\parallel,\perp}$  связаны с коэффициентами пропускания  $T_{\parallel,\perp} = C_{\parallel,\perp} \exp[-\alpha_{\parallel,\perp} h]$ ,  $\nu$  — частота, выражаемая в  $\text{см}^{-1}$ . Коэффициенты  $C_{\parallel,\perp}$  являются функциями эффективных показателей преломления  $n_{\parallel,\perp} \equiv \sqrt{\epsilon_{\parallel,\perp}^{\text{eff}}}$  и в общем случае должны учитывать многолучевую интерференцию света в рассмотрении двухслойной системы (щелевой слой толщиной  $h$  на подложке  $c$ -Si толщиной  $L$ ) [3].

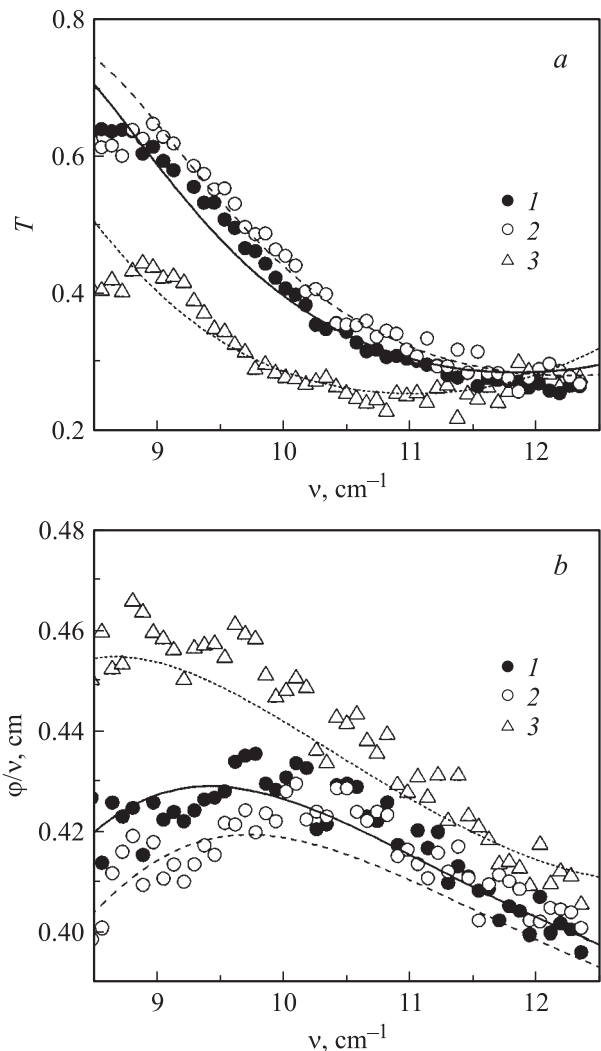
#### 4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 показан типичный спектр пропускания ЩКС, измеренный в широком ИК диапазоне ( $20$ – $10\,000 \text{ см}^{-1}$ ) для двух направлений поляризации: вектор  $\mathbf{E}$  параллелен (кривая  $a$ ) и перпендикулярен щелям (кривая  $b$ ). В дальнем ИК диапазоне ( $20$ – $600 \text{ см}^{-1}$ ) имеет место различие между этими спектрами, что свидетельствует об анизотропии эффективной диэлектрической проницаемости ЩКС. В спектрах присутствует модуляция пропускания, которая обусловлена интерференцией света как в щелевом слое, так и непосредственно в самой кремниевой подложке. Можно отметить, что малый период модуляции пропускания не зависит от направления поляризации и, значит, связан с интерференцией лучей в кремниевой подложке:  $\Delta\nu_0 \approx (2Ln_{\text{Si}})^{-1}$ , где  $L = 170 \text{ мкм}$  — толщина подложки ЩКС,  $n_{\text{Si}} = 3.4$  — коэффициент преломления  $c$ -Si. Бóльший период осцилляций соответствует интерференции света в тонком анизотропном щелевом слое и описывается следующей формулой:

$$\Delta\nu_{\parallel,\perp} \approx (2hn_{\parallel,\perp})^{-1}. \quad (4)$$

В ближнем ИК диапазоне ( $2000$ – $10\,000 \text{ см}^{-1}$ ), когда длина волны излучения меньше характерных размеров ЩКС, очевидно, условие ПЭС не выполняется, но можно воспользоваться приближением геометрической оптики. Тогда период интерференционных колебаний не зависит от поляризации падающего излучения и является результатом интерференции между лучами, прошедшими через щели и через кремниевые стенки, и определяется формулой

$$\Delta\nu \approx [h(n_{\text{Si}} - 1)]^{-1}. \quad (5)$$



**Рис. 2.** Спектральные зависимости коэффициента пропускания ( $a$ ) и отношения фазового сдвига  $\varphi$  волны к частоте  $\nu$  субмиллиметрового излучения, прошедшего через образец 2 ЩКС, ( $b$ ) для разных направлений поляризации: 1 — параллельно щелям, 2 — перпендикулярно щелям. 3 — спектры для пластины  $c$ -Si с ориентацией поверхности (110) и удельным сопротивлением  $20$ – $100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Линии — аппроксимация экспериментальных данных с использованием формул (1)–(3).

Общее уменьшение пропускания с уменьшением длины волны, очевидно, связано с рассеянием ИК излучения. Кроме того, резкое уменьшение пропускания в области  $10\,000 \text{ см}^{-1}$  может быть обусловлено межзонным поглощением в  $c$ -Si.

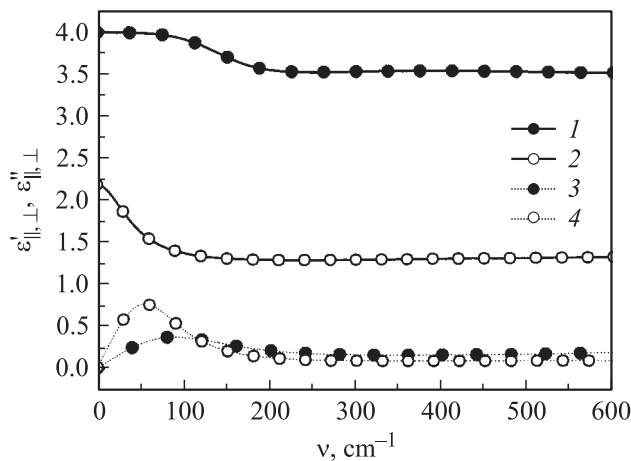
На рис. 2,  $a$  показаны спектральные зависимости коэффициента пропускания  $T$  ЩКС в субмиллиметровом диапазоне для разных направлений поляризации: параллельно (кривая 1) и перпендикулярно щелям (кривая 2). Для сравнения приведен также спектр пропускания подложки  $c$ -Si (кривая 3), который не зависел от направления поляризации. Видно, что абсолютное значение пропускания ЩКС выше по сравнению с пропусканием

подложки. Анизотропия пропускания ЩКС значительно меньше, чем в дальнем и среднем ИК диапазонах (ср. рис. 1 и рис. 2, а).

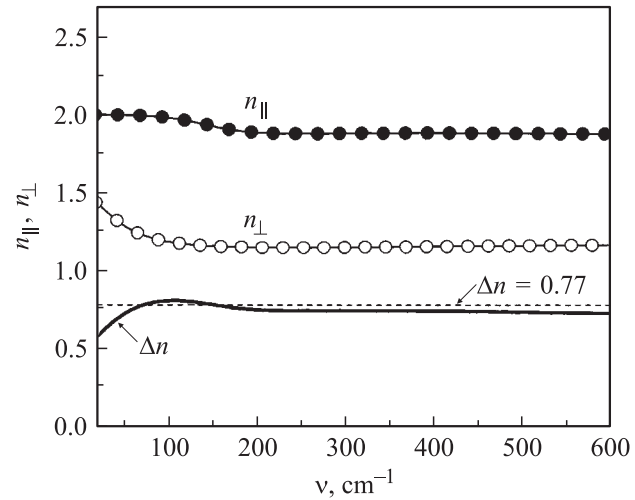
Дополнительную информацию об оптической анизотропии в ЩКС можно получить из спектральных зависимостей фазового сдвига волны, прошедшей через структуру. На рис. 2, б представлены спектральные зависимости отношения фазового сдвига  $\varphi$  волны к частоте  $\nu$  субмиллиметрового излучения, прошедшего ЩКС, для разных направлений поляризации: параллельно (кривая 1) и перпендикулярно щелям (кривая 2). Также приведена аналогичная спектральная зависимость для подложки *c*-Si (кривая 3). Видно, что разность между фазовыми сдвигами волн, имеющих разные направления поляризации в ЩКС, невелика. Это можно объяснить малым набегом разности фаз в волне, прошедшей сквозь очень тонкий (по сравнению с длиной волны) анизотропный щелевой слой.

Анализ спектров пропускания и расчет спектроскопических характеристик ЩКС в дальнем ИК диапазоне осуществлялся в соответствии с приведенными формулами (1)–(3). Отметим, что экспериментальные спектры пропускания были аппроксимированы расчетными спектрами пропускания с использованием в качестве подгочных параметров компонентов как реальной,  $\varepsilon'_{\parallel,\perp}$ , так и мнимой,  $\varepsilon''_{\parallel,\perp}$ , частей эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{\parallel,\perp}^{\text{eff}} = \varepsilon'_{\parallel,\perp} + i\varepsilon''_{\parallel,\perp}$ .

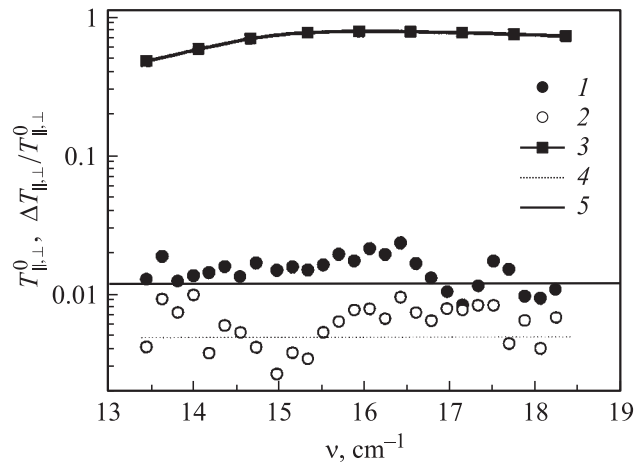
На рис. 3 представлены спектральные зависимости  $\varepsilon'_{\parallel,\perp}$  и  $\varepsilon''_{\parallel,\perp}$  образца 1. Значения реальной части  $\varepsilon_{\parallel,\perp}^{\text{eff}}$  значительно больше, чем мнимой, что вполне понятно, если учесть низкий уровень легирования подложки, на которой была сформирована структура. Поэтому пропускание ЩКС определяется в основном реальной частью эффективной диэлектрической проницаемости. Немно-



**Рис. 3.** Спектральные зависимости реальной,  $\varepsilon'_{\parallel,\perp}$ , и мнимой,  $\varepsilon''_{\parallel,\perp}$ , частей диэлектрической проницаемости ЩКС (образец 1) в диапазоне 20–600  $\text{см}^{-1}$  для разных направлений поляризации: 1 —  $\varepsilon'_{\parallel}$ , вектор  $\mathbf{E}$  параллелен щелям, 2 —  $\varepsilon'_{\perp}$ , вектор  $\mathbf{E}$  перпендикулярен щелям, 3 —  $\varepsilon''_{\parallel}$ , вектор  $\mathbf{E}$  параллелен щелям, 4 —  $\varepsilon''_{\perp}$ , вектор  $\mathbf{E}$  перпендикулярен щелям.



**Рис. 4.** Спектры показателей преломления ЩКС (образец 1) в диапазоне 20–600  $\text{см}^{-1}$  в направлениях, параллельном ( $n_{\parallel}$ ) и перпендикулярном щелям ( $n_{\perp}$ ), а также двулучепреломления ( $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$ ). Штриховая линия — расчетное по модели ПЭС значение двулучепреломления.



**Рис. 5.** Относительное пропускание,  $\Delta T_{\parallel,\perp}/T_{\parallel,\perp}^0$ , ЩКС (образец 1) при освещении лазером (длина волны 532 нм, плотность мощности 100 мВт/см<sup>2</sup>) для двух направлений поляризации: 1 — параллельно щелям, 2 — перпендикулярно щелям. 3 — пропускание ЩКС без освещения лазером,  $T_{\parallel,\perp}^0$ . 4 — уровень шума системы регистрации. 5 — расчет изменения пропускания по формулам (1)–(3).

тонный характер спектральных зависимостей  $\varepsilon''_{\parallel,\perp}$  на низких частотах связан, по-видимому, с рассеянием ИК излучения на опорных балках ЩКС, имеющих период 200 мкм.

Посредством аппроксимации экспериментальных спектров пропускания  $T_{\parallel,\perp}$  были также получены спектры  $n_{\parallel,\perp}$  ЩКС. На рис. 4 представлены спектры  $n_{\parallel}$ ,  $n_{\perp}$  и двулучепреломление  $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$  для образца 1. Значение двулучепреломления ЩКС, рассчитанное по модели ПЭС в рамках электростатического приближения (штриховая линия), хорошо

согласуется с величиной, определенной с помощью аппроксимации экспериментальных данных. Также имеет место близость рассчитанных и экспериментально определенных значений  $n_{\parallel,\perp}$ . Как уже отмечалось, немонотонный характер спектральной зависимости  $n_{\parallel,\perp}$  на низких частотах можно связать с рассеянием ИК излучения на опорных балках в исследованных структурах. Согласие экспериментально определенных значений двулучепреломления с расчетами в рамках электростатического приближения свидетельствует о возможности описания в этом спектральном диапазоне оптической анизотропии ЩКС с использованием ПЭС.

Изучение влияния свободных носителей заряда на оптические свойства ЩКС осуществлялось в субмиллиметровом диапазоне на частотах  $5\text{--}20\text{ см}^{-1}$ . На рис. 5 показано относительное пропускание ЩКС, а именно  $\Delta T_{\parallel,\perp}/T_{\parallel,\perp}^0$ , где  $T_{\parallel,\perp}^0$  и  $\Delta T_{\parallel,\perp}$  — пропускание ЩКС в темноте и его изменение при освещении лазером соответственно. Видно, что при освещении излучением, поляризованным параллельно щелям, величина относительного пропускания уменьшается на 1–2%, в то время как для перпендикулярного направления поляризации величина эффекта крайне мала и составляет 0.1%, что близко к уровню шума используемой системы регистрации. Следовательно, влияние освещения на пропускание ЩКС имеет анизотропный характер.

Анализируя влияние фотовозбужденных носителей заряда на спектры пропускания ЩКС, следует учесть, что при использованном уровне легирования подложек исходная концентрация свободных носителей заряда в кремниевых стенках составляет  $N^0 \approx 10^{14}\text{ см}^{-3}$ . Данное значение хорошо согласуется с абсолютными значениями  $\varepsilon''_{\parallel,\perp}$  (см. рис. 3), полученными из аппроксимации экспериментальных спектров  $T_{\parallel,\perp}^0$  в дальнем ИК диапазоне (см. рис. 1). Как показал наш анализ пропускания ЩКС по формулам (1)–(3), при фотовозбуждении ЩКС концентрация свободных носителей возрастает до значений  $N \approx 10^{17}\text{ см}^{-3}$ . Рассчитанные величины пропускания и абсолютная величина его анизотропии хорошо согласуются с экспериментальными значениями (см. рис. 5).

Следует учесть, что в субмиллиметровом диапазоне уменьшение величины пропускания может быть вызвано как поглощением света свободными носителями заряда (электронами и дырками), так и отражением в случае, когда частота падающего света меньше плазменной частоты. При концентрации носителей заряда  $N^0 \approx 10^{14}\text{ см}^{-3}$  плазменная частота, выраженная в обратных сантиметрах, составляет  $\sim 1.4\text{ см}^{-1}$ , тогда как для  $N = 10^{17}\text{ см}^{-3}$  она составляет  $\sim 43\text{ см}^{-1}$ . Моделирование по формулам (1)–(3) для  $N = 10^{14}\text{--}10^{17}\text{ см}^{-3}$  дает значения коэффициентов отражения ЩКС для двух поляризаций  $R_{\parallel} = 18\%$  и  $R_{\perp} = 0.8\%$ , которые практически не зависят от  $N$  и частоты в диапазоне  $5\text{--}20\text{ см}^{-1}$ . В то же время при увеличении  $N$  от  $10^{14}$  до  $10^{17}\text{ см}^{-3}$  коэффициент поглощения увеличивается в  $10^3$  раз и имеет значения компонентов  $\alpha_{\parallel} = 5\text{ см}^{-1}$

и  $\alpha_{\perp} = 0.1\text{ см}^{-1}$ . Таким образом, можно предположить, что уменьшение пропускания ЩКС в большей степени обусловлено ростом поглощения излучения свободными носителями заряда.

## 5. Заключение

Пропускание ЩКС экспериментально исследовано в широком спектральном диапазоне методами поляризационно-чувствительной ИК и субмиллиметровой спектроскопии. Показано, что экспериментальные результаты в ближнем и среднем ИК диапазонах могут быть объяснены в терминах геометрической оптики при учете сильного рассеяния ИК излучения. В дальней ИК области (20–2000 мкм) ЩКС обладают сильным двулучепреломлением, достигающим величины 0.77, что хорошо описывается в рамках ПЭС. В субмиллиметровом диапазоне  $5\text{--}20\text{ см}^{-1}$  зафиксировано анизотропное влияние фотовозбужденных носителей заряда на оптическое пропускание ЩКС. Простые расчеты, сделанные в рамках ПЭС с использованием модели Друде, показывают, что подобное изменение пропускания является результатом значительного увеличения поглощения свободными носителями заряда в кремниевых стенках структуры. Наблюдаемое сильное двулучепреломление ЩКС и управление его оптическими свойствами посредством контролируемого изменения концентрации свободных носителей заряда открывает новые возможности использования кремниевых структур в оптоэлектронике в качестве элементов управления излучением терагерцевой частоты.

Данная работа была поддержана грантами INTAS (№ 03-51-6486), SFI (№ 04/BR/P0698), РФФИ (№ 02-02-17259, 03-02-16647, 04-02-08083, 05-02-16735) и Министерством образования и науки РФ.

## Список литературы

- [1] D.L. Kendall. *Ann. Rev. Mater. Sci.*, **9**, 373 (19979).
- [2] В.А. Толмачев, Л.С. Границына, Е.Н. Власова, Б.З. Волчек, А.В. Нашекин, А.Д. Ременюк, Е.В. Астрова. *ФТП*, **36**, 996 (2002).
- [3] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики* (М., Наука, 1970).
- [4] Е.В. Астрова, Т.С. Перова, В.А. Толмачев, А.Д. Ременюк, J. Vij, A. Moore. *ФТП*, **37**, 417 (2003).
- [5] D. Kovalev, G. Polisski, J. Diener, H. Heckler, N. Künzner, V.Yu. Timoshenko, F. Koch. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 916 (2001).
- [6] F. Riboli, D. Navarro-Urrios, A. Chiasera, N. Daldosso, L. Pavesi, C.J. Oton, J. Heitmann, L.X. Yi, R. Scholz, M. Zacharias. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 1268 (2004).
- [7] V.Yu. Timoshenko, L.A. Osminkina, A.I. Efimova, L.A. Golovan, P.K. Kashkarov, D. Kovalev, N. Künzner, E. Gross, J. Diener, F. Koch. *Phys. Rev. B*, **67**, 113 405 (2003).
- [8] Е.Г. Гук, А.Г. Ткаченко, Н.А. Токранова, Л.С. Границына, Е.В. Астрова, Б.Г. Подласкин, А.В. Нашекин, И.Л. Шульпина, С.В. Рутковский. *Письма ЖТФ*, **27** (9), 64 (2001).

- [9] G. Kozlov, A.A. Volkov. *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids*, ed. by G. Grüner (Springer, Berlin, 1998).
- [10] W. Thiess. *Surf. Sci. Rep.*, **29**, 91 (1997).

Редактор Л.В. Шаронова

## Infrared and submillimeter spectroscopy of grooved silicon structures

*E.Yu. Krutkova, V.Yu. Timoshenko, L.A. Golovan, P.K. Kashkarov, E.V. Astrova<sup>†</sup>, T.S. Perova\*, B.P. Gorshunov<sup>•</sup>, A.A. Volkov<sup>•</sup>*

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

<sup>†</sup> Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Department of Electronic & Electrical Engineering,  
Trinity College, Dublin 2, Ireland

<sup>•</sup> A.M. Prohorov Institute of General Physics,  
Russian Academy of Sciences,  
119991 Moscow, Russia

**Abstract** Transmission of grooved silicon structures with periods of 4 and 7  $\mu\text{m}$  was investigated in a wide spectral range by methods of polarization-sensitive infrared and submillimeter spectroscopy. Experimental results obtained in the range of 1–10  $\mu\text{m}$  are explained in terms of geometric optics taking into account the scattering of infrared radiation. In far-infrared range (20–2000  $\mu\text{m}$ ) the structures possess strong birefringence, which can be described in terms of an effective medium model in the framework of the electrostatic approximation. An influence of optical excitation on the optical transmission and its anisotropy is demonstrated for the grooved silicon structures, which can be explained in terms of the effective medium model considering the interaction of the radiation with free charge carriers.