

Увеличение эффективности нелинейно-оптических взаимодействий в наноструктурированных полупроводниках

© П.К. Кашкаров, Л.А. Головань, С.В. Заботнов, В.А. Мельников, Е.Ю. Круткова,
С.О. Коноров, А.Б. Федотов, К.П. Бестемьянов, В.М. Гордиенко,
В.Ю. Тимошенко, А.М. Желтиков, Г.И. Петров*, В.В. Яковлев*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

* Университет штата Висконсин-Милуоки,
WI 53211 Милуоки, Висконсин, США

E-mail: leo@vega.phys.msu.ru

Обсуждаются способы увеличения эффективности генерации второй и третьей оптических гармоник в наноструктурах кремния и фосфида галлия, сформированных с помощью электрохимического травления кристаллических полупроводников. Среди путей увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий выделяются фазовое согласование в анизотропно наноструктурированных полупроводниках, обладающих двулучепреломлением формы, увеличение локального поля, в том числе при рассеянии в макропористых полупроводниках. Сообщается о росте более чем на порядок эффективностей генерации третьей гармоники в пористом кремнии и генерации второй гармоники в пористом фосфиде галлия.

Работа поддержана грантами Президента РФ (МД-42.2003.02), Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 02-02-17259, 03-02-16929 и 02-02-17098), CRDF (проекты N RE2-2369 и RP2-2558), NSF (проект N 9984225), NIH (проект N R21RR16282) и программами Министерства промышленности, науки и технологий РФ и выполнена в Центре коллективного пользования МГУ им. М.В. Ломоносова.

Электрохимическое травление твердых тел, приводящее к росту пор нанометрового размера и формированию нанокристаллов, стало одним из способов создания полупроводниковых сред с новыми оптическими, в том числе нелинейно-оптическими, свойствами. К преимуществам данной методики получения наноструктур следует отнести быстроту и контролируемость процесса, а также его невысокую стоимость. В том случае, когда характерные размеры пор и нанокристаллов много меньше длины волны, наноструктурированный полупроводник можно рассматривать как однородную оптическую среду, обладающую некоторым эффективным показателем преломления, отличным от показателей преломления веществ, образующих наноструктуру.

Наноструктурирование материалов позволяет разработать новые принципы формирования сред для эффективного преобразования оптических частот. Увеличение эффективности генерации гармоник достигается за счет использования двух подходов: во-первых, за счет искусственной оптической анизотропии пористых полупроводников, обусловленной анизотропией электрохимического травления; во-вторых, за счет локализации света в ансамблях наночастиц. В настоящей работе эти подходы реализуются для таких наноструктурированных полупроводников, как пористый кремний (por-Si) [1] и пористый фосфид галлия (por-GaP) [2,3]. Отметим, что оба этих подхода сочетаются в фотонно-кристаллических структурах на основе пористых полупроводников [1,3], для которых важную роль играют как присутствие им законы дисперсии, так и локальное увеличение напряженности полей.

В основе обоих указанных подходов в конечном счете лежит влияние локальных полей в наноструктурах на

их макроскопические оптические свойства. Как известно, именно локальные поля управляют величиной и свойствами симметрии эффективных нелинейных восприимчивостей [4,5]. Рост эффективности нелинейно-оптических взаимодействий (как параметрических, так и непараметрических) за счет увеличения локального поля был предсказан и наблюдался для композитных оптических сред, содержащих металлические включения [6] или в более общем случае включения, имеющие резонанс на частотах, близких к частотам взаимодействующих волн [7,8], а также в тех случаях, когда включение с оптической нелинейностью окружено средой с большим показателем преломления [9,10]. Однако обнаруженное в последние годы усиление эффективности нелинейно-оптических процессов в por-Si [11–14] и por-GaP [15–17], состоящих из полупроводниковых нанокристаллов, разделенных порами нанометрового размера, представляет собой новое явление, которое заслуживает детального изучения. Полученные нами результаты обсуждаются в данной работе.

1. Образцы и методика эксперимента

Пленки por-Si изготавливались методом электрохимического травления монокристаллических пластинок кремния с удельным сопротивлением 1.5 и $3 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$ и ориентацией поверхности (110) в растворе HF (48 vol.%): $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ (1:1). Величины плотностей тока травления составляли 50 и 100 mA/cm^2 . Время травления изменялось от 2.5 до 20 min, при этом толщины слоев составляли от 10 до $80 \mu\text{m}$. Отделение пленки от подложки осуществлялось путем резкого увеличения

плотности тока до 700 mA/cm^2 в течение нескольких секунд. Использованный режим обработки приводил к формированию мезопористого кремния, для которого размеры пор и кремниевых нанокристаллов составляли порядка 10 nm .

Слой por-GaP были сформированы с помощью электрохимического травления $n\text{-GaP}$, легированного Te с концентрацией $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, с исходными ориентациями поверхностей (110) и (111) в 0.5 M водном растворе H_2SO_4 и растворе HF (48 vol.%): $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ (1:1) соответственно. Исследовались как свободные пленки por-GaP , так и слои por-GaP на подложке. Толщины пористых слоев составляли от 4 до $40 \mu\text{m}$. Как свидетельствуют изображения поверхностей por-GaP , полученные с помощью атомно-силовой микроскопии [16,17], размер неоднородностей (пор и нанокристаллов) составляет порядка $0.5 \mu\text{m}$.

Измерение спектров пропускания пленок por-Si , а также спектров рассеяния слоев por-GaP в видимом и ближнем ИК-диапазонах (от 0.47 до $1.6 \mu\text{m}$) осуществлялось с помощью лампы накаливания, монохроматора МДР-12, кремниевого (для длин волн $0.47\text{--}1.0 \mu\text{m}$) и германиевого (для $1.0\text{--}1.6 \mu\text{m}$) фотодиодов и автоматизированной системы регистрации. Для измерения ИК-спектров в области от 1.6 до $8 \mu\text{m}$ использовался спектрометр Perkin Elmer Spectrum RX IFT-IR.

Генерация второй и третьей гармоник производилась с использованием лазерных систем на кристалле Nd:YAG ($1.064 \mu\text{m}$, 35 ps , энергия одного импульса до 3 mJ), на кристалле Cr:форстерит ($1.250 \mu\text{m}$, 50 fs , частота повторения импульсов 25 MHz и энергия 6 nJ в импульсе), а также параметрического генератора света (ПГС), холостая волна которого плавно перестраивалась в спектральном диапазоне от 1.0 до $2.0 \mu\text{m}$, а длительность импульсов и их энергия составляли 3 ns и 10 mJ соответственно. Использование ПГС позволило добиться выполнения условий фазового согласования для процесса генерации третьей гармоники (ТГ) в por-Si , а также варьировать соотношение длины волны и размера нанокристаллов, что обеспечило получение информации о влиянии рассеяния света на генерацию второй гармоники (ВГ) в por-GaP .

2. Анизотропия формы и ее применение для достижения фазового согласования

2.1. Двухлучепреломление формы в por-Si . Как было показано в работах [18–21], слои мезопористого кремния (размеры пор и нанокристаллов порядка $10\text{--}30 \text{ nm}$), созданные на подложке монокристаллического кремния с низкой симметрией поверхности, обладают свойствами отрицательного одноосного кристалла, у которого величина двухлучепреломления $\Delta n = n_o - n_e$ (где n_o и n_e — показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно) дости-

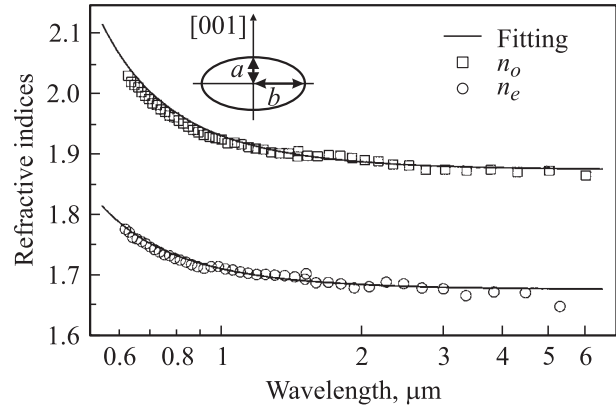


Рис. 1. Дисперсия показателей преломления двухлучепреломляющего por-Si для обыкновенной (n_o) и необыкновенной (n_e) волн. Сплошные линии — результат подгонки по обобщенной модели Бруггемана (1). На вставке — эллипсоид вращения с полуосями a и b , ось вращения которого совпадает с кристаллографическим направлением $[001]$.

гает 0.24 . При этом оптическая ось двухлучепреломляющего por-Si на подложке с ориентацией поверхности (110) лежит в плоскости поверхности и совпадает с кристаллографическим направлением $[001]$.

Для проверки применимости модели эффективной среды для описания полученных величин показателей преломления весьма полезным представляется изучение дисперсии последних. На рис. 1 представлены зависимости величина n_o и n_e от длины волны, определенные из спектров пропускания пленки por-Si при нормальном падении линейно поляризованного света на поверхность образца [22]. Для описания дисперсионных свойств показателей преломления por-Si использовалась обобщенная модель эффективной среды Бруггемана, которая учитывает форму кремниевых нанокристаллов и пор [23]. Данная модель связывает эффективную диэлектрическую проницаемость такой системы ϵ_{eff} с диэлектрической проницаемостью кремния ϵ_{Si} и диэлектрической проницаемостью диэлектрика, заполняющего поры ϵ_d . В случае пор, заполненных воздухом: $\epsilon_d = 1$;

$$p = \frac{\epsilon_d - \epsilon_{\text{eff}}}{\epsilon_{\text{eff}} + L(\epsilon_d - \epsilon_{\text{eff}})} + (1 - p) \frac{\epsilon_{\text{Si}} - \epsilon_{\text{eff}}}{\epsilon_{\text{eff}} + L(\epsilon_{\text{Si}} - \epsilon_{\text{eff}})} = 0. \quad (1)$$

Здесь p — пористость материала, L — фактор деполяризации, определяемый формой нанокристаллов и пор и зависящий от направления поляризации электрического поля световой волны. Для эллипсоидов вращения величина L определяется соотношением полуосей эллипсоида. Как видно из сравнения экспериментальных данных и результатов расчетов, обобщенная модель Бруггемана, в которой кремниевые нанокристаллы и поры предполагаются имеющими форму эллипсоидов вращения, оказывается хорошим приближением. Вместе с тем для длинноволновой и коротковолновой областей становятся заметными различия расчетных и определен-

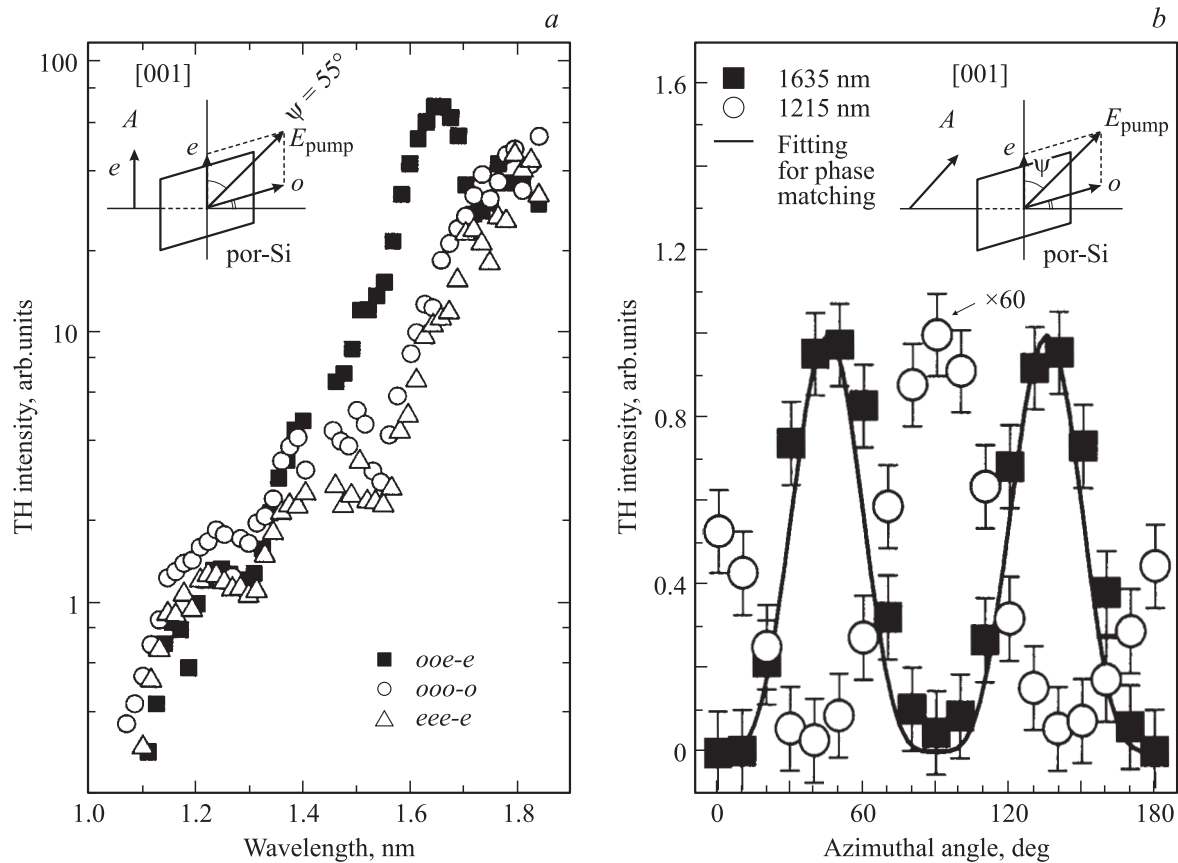


Рис. 2. Генерация ТГ в двулучепреломляющей пленке por-Si. *a* — зависимость интенсивности ТГ от длины волны накачки для различных геометрий. На вставке — схема расположения образца в эксперименте по генерации ТГ в геометрии $ooo-e$, буквой *A* обозначена призма Глана, использовавшаяся в качестве анализатора; *b* — ориентационные зависимости для длин волн накачки 1635 и 1215 nm. Ноль по оси координат соответствует ориентации оси $[001]$ по направлению поляризации накачки. Сплошной линией показана ориентационная зависимость для случая фазового синхронизма. На вставке — схема расположения образца в эксперименте по измерению ориентационных зависимостей, буквой *A* обозначена призма Глана, пропускавшая излучение ТГ по направлению поляризации накачки.

ных в эксперименте показателей преломления. В первом случае эти различия связаны с тем, что в вычислениях не учитывалось поглощение на свободных носителях, во втором — с приближением длины волны к размеру нанокристалла и, следовательно, с выходом из области применимости теории эффективной среды.

2.2. Фазовое согласование для процессов генерации гармоник. Большая величина двулучепреломления в por-Si, сравнимая с дисперсией этого материала, позволяет реализовать условия фазового синхронизма для процессов генерации ВГ и ТГ. Фазовое согласование волн гармоники и нелинейной поляризации можно добиться, изменяя эффективный показатель преломления для необыкновенной волны. Это осуществляется при варьировании угла падения излучения на пленку, заполнении пор диэлектрическими жидкостями или изменении длины волны излучения накачки.

При генерации ВГ, накачиваемой пикосекундными импульсами лазера на Nd:YAG, в указанных образцах при определенном значении угла падения волны накачки наблюдалось возрастание интенсивности ВГ на

два порядка. Расчет показывает, что для этого угла реализуются условия фазового синхронизма [4,5].

Величина двулучепреломления оказывается достаточной и для того, чтобы добиться синхронной генерации ТГ. На рис. 2, *a* представлена зависимость интенсивности ТГ в геометрии $ooo-e$ (см. вставку на рис. 2, *a*) от длины волны накачки. Хорошо виден максимум на длине волны $1.635 \mu\text{m}$, который объясняется достижением фазового согласования. Также были получены спектральные зависимости интенсивности ТГ и в других геометриях; заметные сигналы ТГ были обнаружены также в тех случаях, когда и ТГ, и волна накачки были поляризованы вдоль направлений поляризаций обыкновенной или необыкновенной волн (геометрии $ooo-o$ и $eee-e$); в то же время для иных геометрий ($ooo-e$, $ooo-o$) сигнал ТГ не превосходил уровня шумов эксперимента. Как видно из рис. 2, *a*, зависимости для геометрии $ooo-o$ и $eee-e$ не обладают выраженными экстремумами. Данный результат вполне очевиден, поскольку материальная дисперсия показателей преломления препятствует фазовому согласованию процесса генерации ТГ для указан-

ных геометрий. Увеличение сигнала ТГ с ростом длины волны для всех геометрий, представленных на рис. 2, *a*, объясняется уменьшением поглощения на частоте ТГ.

Ориентационные зависимости сигнала ТГ при синхронизме и вдали от него представлены на рис. 2, *b*. Вид ориентационных зависимостей существенно различается: для случая синхронизма зависимость интенсивности ТГ I_3 от угла вращения образца ψ (см. вставку на рис. 2, *b*) определяется прежде всего синхронным процессом генерации ТГ

$$I_3 \propto (\sin^2 \psi \cos^2 \psi)^2 \propto \sin^4 2\psi, \quad (2)$$

тогда как вдали от синхронизма в зависимости $I_3(\psi)$ основную роль играют взаимодействия $ooo-o$ и $eee-e$, для которых в среде с нормальной дисперсией невозможно фазовое согласование, а максимумы ориентационной зависимости совпадают с экстремумами функций $\sin^4(2\psi)$ и $\cos^4(2\psi)$.

2.3. Модификация тензора кубической нелинейной восприимчивости. Подобно тому, как анизотропия локального поля меняет линейные свойства наноструктурированного кремния, можно ожидать и изменения свойств симметрии тензора кубической нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega)$. Следуя [24] и учитывая роль локального поля, в приближении эффективной среды получаем [25]

$$\chi_{\text{eff},ijkl}^{(3)} = (1-p)\mathcal{L}_i(3\omega)\mathcal{L}_j(\omega)\mathcal{L}_k(\omega)\mathcal{L}_l(\omega)\chi_{c\text{-Si},ijkl}^{(3)}, \quad (3)$$

где фактор локального поля \mathcal{L}_i связывает с учетом анизотропии эффективной среды поля вне и внутри эллипсоида \mathbf{E}_{out} и \mathbf{E}_{in} следующим образом:

$$\mathbf{E}_{\text{in},i} = \mathcal{L}_i \mathbf{E}_{\text{out},i} = \frac{1}{1 + \{(\epsilon_{\text{Si}} - \epsilon_{\text{eff},i})/\epsilon_{\text{eff},i}\}L_i} \mathbf{E}_{\text{out},i}. \quad (4)$$

Как известно [26], кристаллический кремний принадлежит к группе симметрии $m\bar{3}m$ и обладает двумя независимыми элементами тензора кубической нелинейной восприимчивости: $\chi_{1111}^{(3)} = \chi_{2222}^{(3)} = \chi_{3333}^{(3)}$ и $\chi_{1212}^{(3)} = \chi_{1122}^{(3)} = \chi_{1221}^{(3)}$. Исходя из этого, для эффективной среды, образованной кремниевыми и вакуумными эллипсоидами, независимыми окажутся пять элементов тензора $\chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega)$: $\chi_{1111}^{(3)}$, $\chi_{1122}^{(3)}$, $\chi_{1133}^{(3)}$, $\chi_{3311}^{(3)}$ и $\chi_{3333}^{(3)}$. При этом

$$\chi_{3333}^{(3)} < \chi_{1111}^{(3)} \quad (5)$$

(индекс 3 соответствует оптической оси двулучепреломляющего por-Si).

Ориентационные зависимости сигнала ТГ (рис. 2, *b*), полученные вдали от фазового синхронизма, позволяют найти соотношение между элементами тензора $\chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega)$

$$r = \frac{\chi_{1111}^{(3)} + 3\chi_{1122}^{(3)}}{\chi_{3333}^{(3)}} = 2\sqrt{\frac{I_3(\psi = \pi/2)}{I_3(\psi = 0)}} \left| \frac{3k_1^o - k_3^o}{3k_1^e - k_3^e} \right|, \quad (6)$$

где $k_{1,3}^{o,e}$ — волновые векторы для обыкновенной и необыкновенной волн на основной частоте и частоте

ТГ. Для исследуемого нами двулучепреломляющего por-Si величина r оказывается равной 3.3 ± 0.2 , тогда как для кристаллического кремния аналогичная величина $(\chi_{1111}^{(3)} + \chi_{1122}^{(3)})/\chi_{1111}^{(3)}$ составляет 2.35 ± 0.15 . Полученное различие отношений элементов тензора $\chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega)$ обусловлено неравенством (5), что качественно совпадает с нашим анализом его модификации, вызванной наноструктурированием.

2.4. Увеличение эффективности генерации ТГ в мезопористом кремнии. Модель эффективной среды предсказывает в данном случае уменьшение нелинейно-оптического отклика рассматриваемого материала. Вместе с тем наши эксперименты продемонстрировали рост более чем на порядок интенсивности ТГ в мезопористом кремнии по сравнению с кристаллическим материалом [14]. Отметим, что для микропористого кремния той же пористости, у которого размеры нанокристаллов составляют 1–2 нм, эффективность генерации ТГ оказалась, напротив, ниже, чем в кристаллическом кремнии. Последний факт хорошо согласуется с предсказаниями модели эффективной среды. Таким образом, можно утверждать, что размер нанокристаллов в por-Si оказывается решающим фактором, ограничивающим применимость указанной модели. И хотя для мезопористого кремния размеры нанокристаллов (десятки нанометров) все еще меньше, чем длина волны ТГ в материале (~ 200 нм), статическое приближение становится неправомерным и необходим учет эффектов взаимодействия и локализации световых волн.

3. Увеличение эффективности генерации гармоник за счет эффектов локализации света

С явлением локализации света в рассеивающих средах может быть связан другой подход к увеличению эффективности нелинейно-оптических процессов. Он был реализован для случая por-GaP . Этот материал обладает более широкой запрещенной зоной, что делает возможным его использование в видимом диапазоне (длина волны больше $0.55 \mu\text{m}$), а также является нецентросимметричной средой с высокой дипольной квадратичной восприимчивостью, которая на два порядка превышает эту величину для большинства кристаллов, применяемых для удвоения частоты. Размеры неоднородностей (пор и нанокристаллов) por-GaP составляли около $0.5 \mu\text{m}$, т. е. приближались к длине волны ВГ. Образцы обладали заметным рассеянием. Измерения спектра рассеяния указывают на его нерэлеевский характер, обнаруженная зависимость интенсивности рассеянного света от длины волны характерна для рассеяния Ми [17].

Результаты измерений ориентационных зависимостей ВГ представлены на рис. 3. Для кристаллического GaP (*c-GaP*) указанные зависимости имеют ярко выраженный характер. Однако для por-GaP ориентационная зависимость является изотропной: интенсивность ВГ не зависит от взаимной ориентации поляризатора и образца.

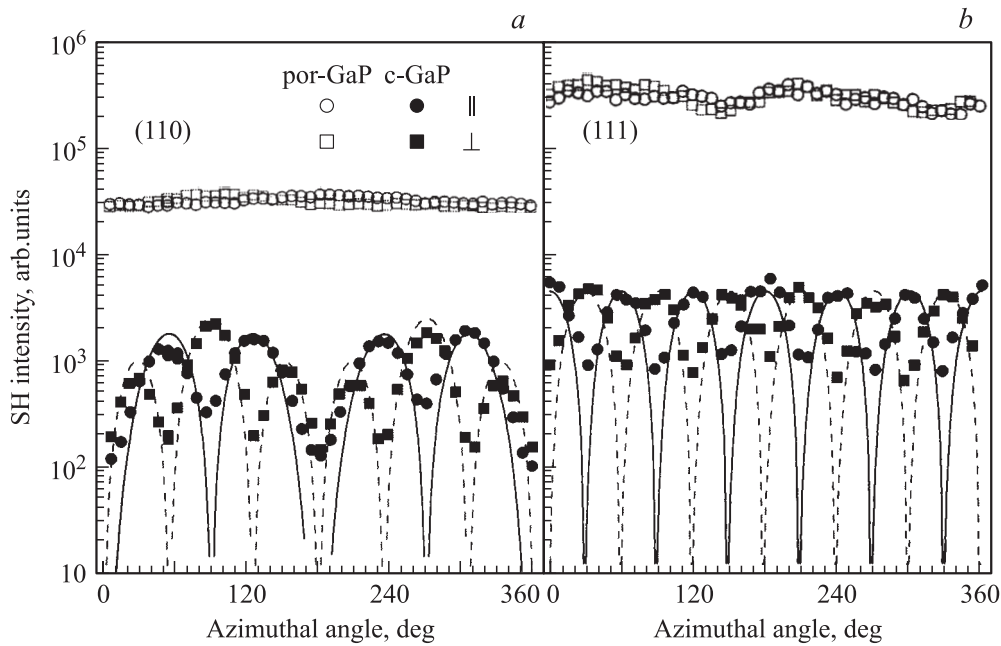


Рис. 3. Ориентационные зависимости сигнала ВГ для por-GaP и *c*-GaP с ориентациями поверхности (110) (а) и (111) (б). ВГ поляризована параллельно и перпендикулярно поляризации накачки.

ВГ увеличивается на порядок по сравнению с *c*-GaP для por-GaP, созданного на поверхности (110) (рис. 3, а), и почти на два порядка для por-GaP, полученного на поверхности (111) (рис. 3, б).

Полученные результаты указывают на принципиальную роль рассеяния в процессе генерации ВГ в por-GaP. Именно рассеянием может быть объяснена деполяризация сигнала ВГ. Увеличение же эффективности генерации ВГ становится возможным благодаря эффектам локализации света [27], сопровождающим рассеяние. На возможность возникновения эффектов локализации света указывает нерэлеевский характер рассеяния. Соотношение

$$kl = 2\pi nl/\lambda \sim 1 \quad (7)$$

(где k — величина волнового вектора в среде, n — эффективный показатель преломления среды, l — длина свободного пробега фотонов) является критерием андерсоновской локализации света в разупорядоченных средах, которая характеризуется существенным замедлением распространения света. Величины длин свободного пробега фотона, приведенные в работе [27], позволяют оценить $kl = 5 \dots 20$. Однако прямым указанием на эффекты локализации света является непосредственное измерение времени жизни фотонов в рассеивающей среде. Для понимания роли этих эффектов в генерации ВГ представляется полезным получить зависимость эффективности генерации ВГ в por-GaP от длины волны.

Измерение времени жизни фотонов было выполнено с использованием схемы оптического гетеродинамирования [28] на базе интерферометра Майкельсона и фемтосекундной лазерной системы на основе кристалла Cr:форстерит. В данной схеме происходит измерение

кросскорреляционной функции для волны, рассеянной на por-GaP [29],

$$C(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t - \tau)S(t) dt, \quad (8)$$

где τ — время задержки, $A(t)$ — поле падающей световой волны, $S(t)$ — поле световой волны, рассеянной на por-GaP. Полученная в эксперименте функция $C(\tau)$ представлена на рис. 4. Как видно из рис. 4, функция $C(\tau)$ не равна нулю на протяжении достаточно продолжительного интервала времени, намного превышающего длительность лазерного импульса (50 fs). Анализ показал, что время жизни рассеянных фотонов основной частоты в данном случае составляет 0.7 ps. Простые

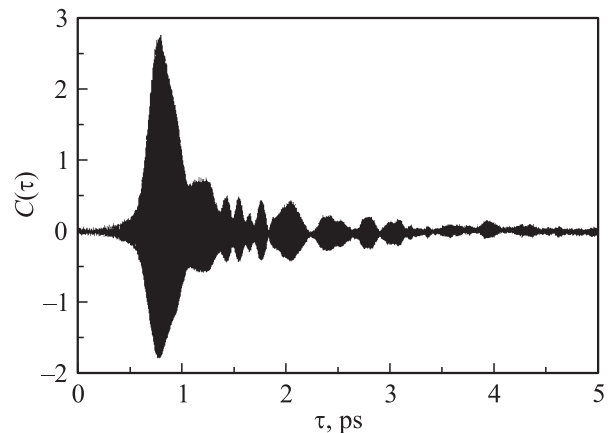


Рис. 4. Корреляционная функция для поля волны на основной частоте, рассеянной на por-GaP.

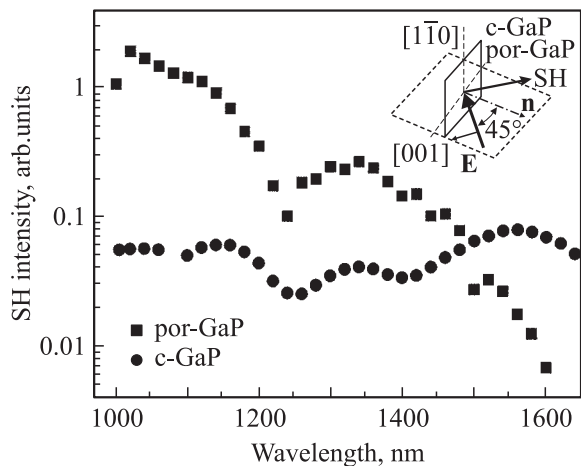


Рис. 5. Зависимость интенсивностей сигнала ВГ, перпендикулярного при рассеянии на por-GaP и c-GaP от длины волны излучения накачки. На вставке приведена схема эксперимента.

оценки свидетельствуют о том, что за это время фотон проходит порядка $100\ \mu\text{m}$, испытывая около ста актов рассеяния.

На рис. 5 представлены интенсивности ВГ, генерируемой в por-GaP и c-GaP, в зависимости от длины волны накачки. Как видно, для длин волн накачки, превышающих $1.5\ \mu\text{m}$, сигнал ВГ от кристаллического образца выше, чем сигнал ВГ от por-GaP. Данный результат качественно согласуется с предсказаниями модели эффективной среды. Однако при длинах волн накачки меньше $1.5\ \mu\text{m}$ интенсивность ВГ от por-GaP превосходит интенсивность ВГ от c-GaP. С уменьшением длины волны накачки интенсивность ВГ для c-GaP практически не меняется, тогда как для por-GaP интенсивность ВГ возрастает, превосходя значение для c-GaP в 35 раз на длине волны $1.02\ \mu\text{m}$. Данный результат обусловлен падением длины свободного пробега с уменьшением длин волн накачки и ВГ и указывает на роль эффектов локализации света при генерации ВГ в por-GaP.

Подобно фотонно-кристаллическим структурам, в por-GaP рост эффективности генерации ВГ обусловлен двумя взаимосвязанными факторами: локальным увеличением поля в результате конструктивной интерференции рассеянных волн и увеличением длины взаимодействия волн накачки и нелинейной поляризации ввиду частичной компенсации фазовой расстройки при распространении света в разнородной структуре. Идею первого из этих факторов можно сформулировать следующим образом: поле в некоторой точке с координатой \mathbf{r} может быть записано в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = [1 + \delta(\mathbf{r})]\mathbf{E}_a, \quad (9)$$

где \mathbf{E}_a — среднее поле в среде, а $\delta(\mathbf{r})$ — вариации поля, зависящие от \mathbf{r} . Усредняя, очевидно, получим $\langle \delta(\mathbf{r}) \rangle = 0$. Усредненная нелинейная поляризация на частоте ВГ в этом случае будет пропорциональной среднему квадрату

поля на основной частоте

$$\langle \mathbf{E}^2 \rangle = \langle [1 + \delta(\mathbf{r})]^2 \rangle \mathbf{E}_a^2 = [1 + \langle \delta^2(\mathbf{r}) \rangle] \mathbf{E}_a^2. \quad (10)$$

Таким образом, чем выше неоднородность поля, тем больше будет средняя нелинейная поляризация. Вторым же фактором является аналог квазисинхронизма в полярных периодических структурах [24] и синхронизма в фотонных кристаллах [30], при которых происходит эффективное увеличение длины когерентности нелинейно-оптического процесса.

В заключение можно отметить, что в настоящей работе исследованы некоторые пути увеличения эффективности генерации второй и третьей оптических гармоник в наноструктурированных полупроводниках. Одним из способов повышения эффективности данных процессов является создание с помощью наноструктурирования структур с искусственной анизотропией, в которых становится возможным осуществление синхронного процесса генерации гармоник. Вторым способом состоит в использовании эффектов локализации света, приводящих к увеличению времени жизни фотона в наноструктуре и локальному увеличению полей.

Список литературы

- [1] O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi. Surf. Sci. Rep. **38**, 1–3, 1 (2000).
- [2] F.J.P. Schuurmans, D. Vanmaekelbergh, J. van de Lagemaat, A. Lagendijk. Science **284**, 141 (1999).
- [3] R.W. Tjerkstra, J. Gómez Rivas, D. Vanmaekelbergh, J.J. Kelly. Electrochem. Solid-State Lett. **5**, 5, G32 (2002).
- [4] P.M. Hui, D. Stroud. J. Appl. Phys. **82**, 10, 4740 (1997).
- [5] P.M. Hui, P. Cheung, D. Stroud. J. Appl. Phys. **84**, 7, 3451 (1998).
- [6] D. Ricard, Ph. Roussignol, C. Flytzanis. Opt. Lett. **10**, 511 (1985).
- [7] J.J. Maki, M.S. Malcuit, J.E. Sipe, R.W. Boyd. Phys. Rev. Lett. **61**, 8, 972 (1991).
- [8] D. Stroud. Phys. Rev. B **54**, 51, 3295 (1996).
- [9] G.L. Fisher, R.W. Boyd, R.J. Gehr, S.A. Jenekhe, J.A. Osaheni, J.E. Sipe, L.A. Weller-Brophy. Phys. Rev. Lett. **74**, 10, 1871 (1995).
- [10] Properties of Nanostructured Random Media / Ed. V.M. Shalaev. Springer, N.Y. (2002).
- [11] Л.А. Головань, А.М. Желтиков, П.К. Кашкаров, Н.И. Коротеев, М.Г. Лисаченко, А.Н. Наумов, Д.А. Сидоров-Бирюков, В.Ю. Тимошенко, А.Б. Федотов. Письма в ЖЭТФ **69**, 4, 274 (1999).
- [12] L.A. Golovan, V.Yu. Timoshenko, A.B. Fedotov, L.P. Kuznetsova, D.A. Sidorov-Biryukov, P.K. Kashkarov, A.M. Zheltikov, D. Kovalev, N. Künzner, E. Gross, J. Diener, G. Polisski, F. Koch. Appl. Phys. B **73**, 1, 31 (2001).
- [13] P.K. Kashkarov, L.A. Golovan, A.B. Fedotov, A.I. Efimova, L.P. Kuznetsova, V.Yu. Timoshenko, D.A. Sidorov-Biryukov, A.M. Zheltikov, J.W. Haus. J. Opt. Soc. Am. B **19**, 9, 2273 (2002).
- [14] L.A. Golovan, L.P. Kuznetsova, A.B. Fedotov, S.O. Konorov, D.A. Sidorov-Biryukov, V.Yu. Timoshenko, A.M. Zheltikov, P.K. Kashkarov. Appl. Phys. B **76**, 4, 429 (2003).

- [15] I.M. Tiginyanu, I.V. Kravetsky, J. Monecke, W. Cordts, G. Marowsky, H.L. Hartnagel. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 15, 2415 (2000).
- [16] Л.А. Головань, В.А. Мельников, С.О. Коноров, А.Б. Федотов, С.А. Гаврилов, А.М. Желтиков, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, Г.И. Петров, Л. Ли, В.В. Яковлев. *Письма в ЖЭТФ* **78**, 3–4, 229 (2003).
- [17] V.A. Mel'nikov, L.A. Golovan, S.O. Konorov, D.A. Muzychenko, A.B. Fedotov, A.M. Zheltikov, V.Yu. Timoshenko, P.K. Kashkarov. *Appl. Phys. B* **79**, 2, 225 (2004).
- [18] О.Г. Сарбей, Е.К. Фролова, Р.Д. Федорович, Д.Б. Данько. *ФТТ* **42**, 7, 1205 (2000).
- [19] D. Kovalev, G. Polisski, J. Diener, H. Heckler, N. Künzner, V.Yu. Timoshenko, F. Koch. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 7, 916 (2001).
- [20] N. Künzner, D. Kovalev, J. Diener, E. Gross, V.Yu. Timoshenko, G. Polisski, F. Koch, M. Fujii. *Opt. Lett.* **26**, 16, 1265 (2001).
- [21] Л.П. Кузнецова, А.И. Ефимова, Л.А. Осминкина, Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров. *ФТТ* **44**, 5, 780 (2002).
- [22] Л.А. Головань, А.Ф. Константинова, К.Б. Имангазиева, Е.Ю. Круткова, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров. *Кристаллография* **49**, 1, 151 (2004).
- [23] J.E. Spanier, I.P. Neman. *Phys. Rev. B* **61**, 15, 10 437 (2000).
- [24] Н. Бломберген. *Нелинейная оптика*. Мир, М. (1966). 424 с.
- [25] J.W. Haus, R. Inguva, C.M. Bowden. *Phys. Rev. A* **40**, 10, 5729 (1989).
- [26] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. *Основы кристаллофизики*. Наука, М. (1979). 639 с.
- [27] A. Lagendijk, J. Gómez Rivas, A. Imhof, F.J.P. Schuurmans, R. Sprik. In: *Photonic Crystals and Light Localization in the 21st century* Ed. C.M. Soukoulis. Kluwer, Dordrecht (2001). P. 447.
- [28] В.М. Гордиенко, А.Н. Коновалов, С.А. Магницкий, Ж.С. Турсынов. *Квантовая электроника* **31**, 1, 83 (2001).
- [29] P.M. Johnson, A. Imhof, B.P.J. Bret, J. Gómez Rivas, A. Lagendijk. *Phys. Rev. E* **68**, 1, 016 604 (2003).
- [30] M. Scalora, M. Bloemer, A. Manka, J. Dowling, C. Bowden, R. Vismanatan, J.W. Haus. *Phys. Rev. A* **56**, 3166 (1997).