

ФИЗИКА НАНОСТРУКТУР И НАНОЭЛЕКТРОНИКА**ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАССЕЯНИИ СВЕТА
НА ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЯХ ДОНОРОВ В КРЕМНИИ****Н.А. Кохась¹⁾, В.Н. Шасти²⁾**¹⁾*Нижегородский госуниверситет,*²⁾*Институт физики микроструктур РАН*

В последнее время активно изучаются источники излучения терагерцового диапазона частот. Особенный интерес в связи с этим вызывают полупроводниковые лазеры, работающие в дальнем инфракрасном диапазоне. Необходимость доступных источников стимулировала исследование кремния.

В данной работе рассматривается вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) на электронных состояниях мелких доноров в кремнии (сурьма, фосфор, мышьяк). Такие примесные центры в полупроводниках описываются приближением эффективной массы. Но условие применимости этого приближения (плавность возмущения, вносимого примесью в кристалл) нарушается в области нахождения атома примеси. Чужеродный атом вносит изменение в структуру кристаллической решетки, так как имеет другие размеры. Из-за деформации решетки возникает дополнительная потенциальная энергия в центре ячейки. Это приводит к тому, что энергия основного состояния донора отличается от того значения, которое дает приближение эффективной массы, и это отличие разное для разных примесей одного типа в одном и том же полупроводнике. Этот эффект называется химическим сдвигом. Потенциал кристаллической ячейки снимает вырождение волновой функции по долинам и вызывает расщепление основного уровня (1S) на подуровни с разной симметрией. В приближении эффективной массы волновые функции донора можно представить в виде: $\Psi(\mathbf{r}) = \sum_j \alpha_j F_j(\mathbf{r}) \Psi_{kj}(\mathbf{r})$, где суммирование ведется по долинам, j – номер долины, $\Psi_{kj}(\mathbf{r})$ – блоховская волновая функция, которая на больших расстояниях по сравнению с периодом решетки модулируется медленно меняющейся огибающей $F_j(\mathbf{r})$ – водородоподобной функцией; α_j – численный коэффициент.

В нашей задаче мы полагаем, что все донорные атомы находятся в основном низшем состоянии 1S, имеющем симметрию типа А. Такая симметрия означает, что волновая функция этого состояния равномерно распределена по всем долинам. Это состояние отщеплено по энергии от состояний 1S(T) и 1S(E) из-за химического сдвига. Падающее излучение источника вызывает переходы из основного состояния в состояния $2P_0$ и $2P_{\pm}$ (это состояние двукратно вырождено по энергии), а затем за счет излучательных процессов система возвращается в состояние 1S(E). Не так давно был поставлен такой эксперимент на донорах сурьмы в кремнии. В качестве источника использовался лазер на свободных электронах (FEL). Были измерены коэффициенты усиления падающего излучения на переходах в $2P_0$ и $2P_{\pm}$ [1]. Пред-

ставляется интересным рассчитать теоретически такие коэффициенты усиления и сравнить их с экспериментальными результатами.

Для расчетов использовались анизотропные волновые функции: $\Psi_{nlm}(r)=(1/a^2b)^{1/2}F_{nlm}(x/a, y/a, z/b)$, a и b – вариационные параметры [2]. Учитывалось, что эффективная масса электрона изменяется с энергией. Значения поперечной и продольной массы для каждого донора, имеющего разную энергию нижнего состояния, были получены из табличных значений для эффективной массы плотности состояний [3]. В качестве приближения были рассчитаны коэффициенты усиления без учета распределения волновых функций по долинам. Были получены следующие результаты (в качестве примера рассмотрим сурьму): для $2P_0$ -состояния коэффициент усиления $G_R=7,8 \text{ см}^{-1}$ для одного микроимпульса FEL длительностью 5 пс, средний коэффициент усиления за макроимпульс $\langle G_R \rangle = 0,04 \text{ см}^{-1}$; для $2P_{\pm}$ состояния $G_R=108,4 \text{ см}^{-1}$ и $\langle G_R \rangle = 0,54 \text{ см}^{-1}$. Если учесть симметрию распределения волновой функции по долинам, то получим следующие результаты (рассмотрим на примере сурьмы): для $2P_0$ -состояния $G_R=0,05 \text{ см}^{-1}$, $\langle G_R \rangle = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$; для $2P_{\pm}$ -состояния $G_R=826,27 \text{ см}^{-1}$ и $\langle G_R \rangle = 4,13 \text{ см}^{-1}$. Полученные данные не очень хорошо согласуются с экспериментальными данными: эксперимент не дает таких больших различий между коэффициентами усиления для рассматриваемых состояний. Особенно завышен коэффициент усиления для $2P_{\pm}$ -состояния. Удовлетворительного объяснения этого расхождения пока нет. Можно предположить, что в кремнии существует значительное решеточное поглощение. Также велика вероятность выхода электрона в континуум, особенно для состояния $2P_{\pm}$. Возможно неточное определение массы и вариационных параметров.

В дальнейшем планируется объяснение расхождений теории и эксперимента. Представляется интересным поиск других возможных доноров кремния, на которых можно получить подобные эффекты, используя доступный в лаборатории ИФМ РАН CO_2 -лазер.

[1] Pavlov S.G. // J. Luminescence. 2006. V.121. P.304.

[2] Bell R.J. // Surface Sci. 1967. V.7. P.293.

[3] Madelung O. Semiconductors – Basic Data. Berlin: Springer, 1996. P.14.

[4] Khurgin J.B. // J. Appl. Phys. 1995. V.78. P.7398.

СПЕКТР КВАЗИЧАСТИЧНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ М-КВАНТОВОГО ВИХРЯ В МЕЗОСКОПИЧЕСКОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ

Ф.А. Ляхов

Нижегородский госуниверситет

Многоквантовые вихри могут существовать в мезоскопических сверхпроводниках с характерными размерами порядка нескольких длин когерентности ξ . В работе получено аналитическое выражение для спектра в случае произвольного вида функции щели $\Delta(r)=|\Delta(r)|\exp(iM\theta)$. Для решения задачи используются квазикласси-

ческие уравнения теории Боголюбова – де Жена. Для определения спектра ε , зависящего от двух квантовых чисел – импульса k_z (ось z направлена вдоль оси вихря) и прицельного параметра b , получено уравнение для разности фаз χ волновых функций электрона и дырки:

$$\left(\hbar^2 \sqrt{k_F^2 - k_z^2} / 2m\right) \chi'_x = |A| \sin(\chi - \mu\varphi) - \varepsilon + \hbar^2 \sqrt{k_F^2 - k_z^2} nb / 2m(x^2 + b^2), \quad (1)$$

$$\chi(0) = 0, \quad \sin(\chi(+\infty)) = \varepsilon. \quad (2)$$

Здесь x – координата вдоль луча, φ – фаза, m – масса электрона, $\mu = M - 2n$, n – любое из $\{0, \pm 1/2, \pm 1, \pm 3/2, \dots\}$, так, чтобы μ было нечетным. Проводя линеаризацию уравнения (1) около $\chi = 0$ и решая его, находим приближенное выражение для спектра:

$$\varepsilon(k_z, b) = \int_0^\infty \left(\hbar^2 \sqrt{k_F^2 - k_z^2} nb / m(x^2 + b^2) - |A| \sin(\mu\varphi) \right) L(x) dx / \int_0^\infty L(x) dx, \quad (3)$$

$$\text{где } L(x) = \exp\left(-\left(2m/\hbar^2 \sqrt{k_F^2 - k_z^2}\right) \int_0^\infty |A(r(y))| \cos(\mu\varphi) dy\right).$$

Спектр M -квантового вихря состоит из M веток [1], пересекающих энергию Ферми E_F . Формула (3) дает лишь часть веток. Получение формулы, аналогичной (3), для остальных веток является предметом дальнейшего исследования.

Для проверки (3) был проведен численный анализ системы (1), (2), при этом были получены все ветки спектра. Вид спектра для случая $M = 2$ приведен на рисунке. Использовался модельный вид функции шели:

$$|A(r)| = \frac{r^M}{\left(r^2 + (M\xi)^2\right)^{\frac{M}{2}}}.$$

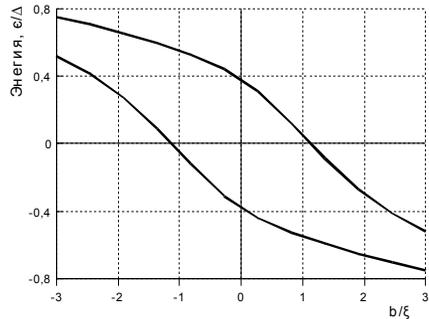


Рис.

- [1] Воловик Г.Е. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т.57. С.233.

СПЕКТР КВАЗИЧАСТИЦ В СВЕРХПРОВОДНИКЕ С ВИХРЕМ, ЗАХВАЧЕННЫМ НА ДЕФЕКТЕ

М.Н. Зубарев, А.С. Мельников, А.В. Самохвалов

Нижегородский госуниверситет

Как известно, из-за пиннинга вихревых нитей на различных неоднородностях существенно повышается критический ток сверхпроводника II рода. В качестве таких неоднородностей могут выступать протяженные дефекты, которые образуются при бомбардировке образца высокоэнергичными ионами [1].

В данной работе исследован энергетический спектр квазичастиц в сверхпроводнике с одноквантовым вихрем, захваченным на непроводящей цилиндрической полости радиуса $a \sim \xi$ (ξ – длина когерентности).

Наличие в задаче большого параметра $k_F \xi \gg 1$ позволило развить квазиклассическое приближение для уравнений Боголюбова – де Жена. Пользуясь сходством полученных уравнений вдоль геометрооптического луча с уравнениями для джозефсоновского SNS-контакта [2], удалось вычислить спектр низколежащих квазичастичных возбуждений с использованием теории возмущений.

На рис. изображена зависимость энергии квазичастиц от прицельного параметра $b = \mu/k_r$. Используются обозначения: μ – орбитальный момент, принимающий полуцелые значения; $k_r^2 = k_F^2 - k_z^2$, k_z – продольный волновой вектор, Δ_0 – величина энергетической щели в глубине сверхпроводника. Штриховой линией изображена аномальная ветка в спектре квазичастичных возбуждений в изолированном вихре Абрикосова в сверхпроводнике без дефектов [3].

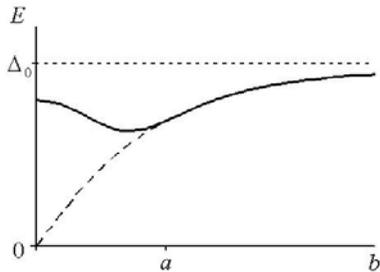


Рис.

Как видно из графика, в рамках данной модели наличие непроводящей полости никак не сказывается на спектре для прицельных параметров $b > a$. Значение энергии при $b \rightarrow 0$ зависит от конкретного отношения a/ξ . Такой вид спектра показывает, что пиннинг вихревой линии на цилиндрической полости может служить причиной локального увеличения величины энергетической щели.

- [1] Thuneberg E.V., Kurkijarvi J., Rainer D. // Phys. Rev. Lett. 1982. V.48, №26. P.1853.
- [2] Beenakker C.W.J., van Houten H. // Phys. Rev. Lett. 1991. V.66, №23. P.3056.
- [3] Bardeen J., Kummel R., Jacobs A.E., Tewordt L. // Phys. Rev. 1969. V.187, №2. P.556.

МЕТОД ФУНКЦИИ ГРИНА В ЗАДАЧЕ ОБ ИМПУЛЬСНОЙ ГЕНЕРАЦИИ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В ГЕТЕРОЛАЗЕРАХ С СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД

А.В. Андрианов, Вл.В. Кочаровский, В.А. Кукушкин

Институт прикладной физики РАН

Среди методов получения дальнего инфракрасного и терагерцового излучения одним из наиболее перспективных является внутрирезонаторная генерация разностной частоты при смешении двух оптических полей, генерируемых в одном полупроводниковом гетеролазере, с использованием как объемной нелинейности полупроводника, так и резонансной электронной нелинейности квантовых ям [1]. Последние выполняют одновременно роль активного и нелинейного элементов. Метод сочетает простоту токовой накачки полупроводникового лазера с высокой эффективностью генерации разностной частоты за счет большой интенсивности внутрирезонаторных полей. Генерация одного или обоих оптических полей в импульсном режиме (синхронизация мод) ведет к увеличению их интенсивностей и повышению эффективности нелинейной генерации разностной частоты [2].

В данной работе процесс генерации инфракрасного (или терагерцового) излучения исследован в модели двухцветного лазера на двух квантовых ямах, схема энергетических уровней которых показана на рис. 1. Коротковолновое излучение оптического (или ближнего ИК) диапазонов генерируется в правой квантовой яме на переходе 5–4 в импульсном режиме благодаря синхронизации мод. В левой квантовой яме на переходе 2–1 генерируется длинноволновое оптическое излучение (в непрерывном или импульсном режиме), а также

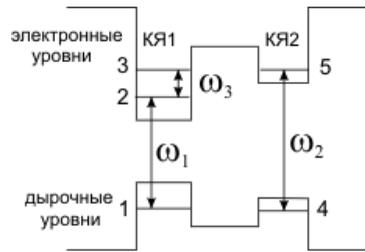


Рис. 1

происходит нелинейное взаимодействие с коротковолновым полем на резонансном ему переходе 3–1, в результате чего на переходе 3–2 возникает поляризация на разностной частоте $\omega_3 \approx \omega_2 - \omega_1$. Нелинейная поляризация (ток), возникающая также и в объеме полупроводника за счет решеточной нелинейности на той же частоте $\omega_2 - \omega_1$, возбуждает инфракрасную моду лазерного волновода.

На основе полуклассических уравнений для матрицы плотности исследована динамика нелинейной поляризации, возникающая в левой квантовой яме под действием сильных импульсных оптических полей, которые считаются заданными. Электрон-дырочные возбуждения в квантовой яме могут быть описаны как трехуровневая система с неоднородным уширением, обусловленным распределением носителей по импульсам в плоскости ямы. Типичные значения длительности оптических импульсов (~ 1 пс), реализуемые в гетеролазерах, существенно больше времен релаксации поляризации и населенности (~ 0.1 пс), что позволяет использовать стационарное решение уравнений для матрицы плотности при описании импульсной динамики. В рамках такого подхода получена связь нелинейной поляризации

на разностной частоте с мгновенными значениями амплитуд оптических полей, содержащая одну универсальную функцию отношения амплитуд смешиваемых полей. Последняя находится в результате численного интегрирования и годится для широкого класса параметров структуры, тогда как исходная задача является многопараметрической и не позволяет получить аналитический ответ. Выявлен эффект насыщения поляризации, проявляющийся при сильном отличии интенсивностей смешиваемых оптических полей. Рисунок 2 иллюстрирует, как при увеличении амплитуды одного из оптических полей при постоянной амплитуде другого поля происходит насыщение нелинейной поляризации. В результате, для достижения максимальной эффективности нелинейного смешения интенсивности оптических полей должны быть сравнимыми, что реализуется при их генерации в режиме синхронизации мод.

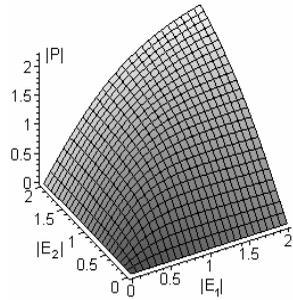


Рис. 2

Амплитуда и форма инфракрасного импульса исследовались в предположении эффективного возбуждения только одной поперечной низкочастотной моды. Аналитически построена одномерная функция Грина, позволяющая найти инфракрасное поле по известному импульсу нелинейной поляризации, что в совокупности с выражением для поляризации через оптические поля дает возможность рассчитать форму импульса разностной частоты на выходе резонатора, основываясь на измерениях оптических полей. Показано, что для получения максимальной интенсивности инфракрасного сигнала оптимальная длительность оптических импульсов должна быть не меньше масштаба функции Грина, что для типичных AlGaAs-структур составляет ~ 1 пс.

В предположении длительного оптического импульса (> 1 пс) получены аналитические формулы для оценки мощности выходного инфракрасного излучения с учетом поглощения и неточного синхронизма участвующих в смешении волн. На рис. 3 приведена форма выходного сигнала, возникающего при смешении двух гауссовых оптических импульсов (штриховая линия): численный счет на основе Фурье-преобразования (сплошная линия) и аналитическое приближение (точечная линия).

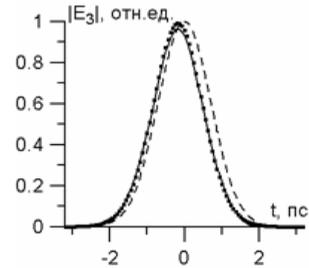


Рис. 3

Аналогичным образом исследовано смешение мод в модифицированной схеме лазера, состоящего из двух состыкованных диодов [3], в каждом из которых генерируется только одно оптическое поле, что существенно упрощает реализацию режима синхронизации мод.

- [1] Belyanin A.A., et al. // Phys. Rev. A. 2001. V.63. P.053803.
- [2] Kukushkin V.A., Aleshkin V.Ya., et al. // Phys. Rev. A. 2007 (submitted).
- [3] Biryukov A.A., Aleshkin V.Ya., et al. // J. Modern Optics. 2005. V.52. P.2323.

ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ СВЕТА ОТ ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЫ В УСЛОВИЯХ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

А.А. Шевлягин¹⁾, М.А. Новиков²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт физики микроструктур РАН

Проблема отражения света от движущихся сред неоднократно рассматривалась теоретически различными авторами [1-5]. В линейном приближении по скорости такие оптические эффекты имеют невзаимный характер и в обычных условиях очень малы. По этой причине экспериментальных исследований этих невзаимных эффектов было очень мало. Сейчас в связи с большим прогрессом в экспериментальной технике появилась возможность проводить непосредственные измерения таких малых эффектов. В настоящей работе показано, что при отражении света от движущейся пленки возможно значительное усиление эффектов вблизи угла ПВО, рассмотрены различные случаи движения пленки – параллельно плоскости падения и перпендикулярно ей.

Рассмотрим падение света на движущуюся полубесконечную среду, имеющую переходный слой на границе толщиной d , в котором скорость нарастает от нуля до некоторой постоянной скорости u_s , а также пленки, где скорость сначала нарастает до u_s , а потом спадает до нуля.

Амплитуды отраженной и преломленной волн можно найти с помощью уравнений Максвелла, материальных уравнений Минковского, граничных условий для компонент электрического и магнитного полей; в нашем случае они такие же, как в покоящейся среде [6].

Сначала найдем поле в движущейся среде. Для этого ищем решение уравнений Максвелла в виде $\mathbf{E} = \mathbf{E}^0 + \mathbf{e}$, где \mathbf{e} есть добавка, возникающая вследствие движения среды, а \mathbf{E}^0 – поле в покоящейся среде, и в первом порядке по β получим для электрического и магнитного полей:

$$\varepsilon_2 \operatorname{div}(\mathbf{e}) + \mathbf{E}^0 \operatorname{grad}(\Delta \varepsilon_2) + \chi_2 (\mathbf{H}^0 \operatorname{rot}(\beta) - i \varepsilon_2 \omega (\beta \mathbf{E})) = 0,$$

$$- \mu_2 \operatorname{div}(\mathbf{h}) + \chi_2 (\mathbf{E}^0 \operatorname{rot}(\beta) + i \mu_2 \omega (\beta \mathbf{H})) = 0,$$

где $\Delta \varepsilon_2$ – это поправка к $\varepsilon_2(\omega)$, возникающая из-за эффекта Доплера. Далее ищем решение в виде $-e_p = f_1 E_p + f_2 E_s$ и $e_s = g_1 E_p + g_2 E_s$, где E_s и E_p – нулевой порядок.

Пренебрегая членами вида $\cos(\theta_2)\beta$ (θ_2 вблизи угла ПВО близок к $\pi/2$), получаем дифференциальные уравнения для функций связи. Начальное условие берется на глубине, при которой скорость $u(z)$ однородна. Здесь решения можно найти просто, т.к. в этом случае все функции связи $\sim \exp(ik_z z)$ и, зная вид величин \mathbf{k} , введенной в [3], можно найти поправку к углу преломления $\Delta \varepsilon_2 = i(\chi_2 \beta_s \cos(\psi)/n_2)^{1/2}$, если $\operatorname{ctg}(\theta_2) \ll (4\chi_2 \beta_s \cos(\psi)/n_2)^{1/2}$.

Таким образом поправку к углу можно подставить во френелевские коэффициенты, не учитывая остальные поправки, которые $\sim \beta$.

Добавки к коэффициентам матрицы Джонса в первом порядке можно записать очень просто из граничных условий:

$$r_{pp} = \frac{\cos(\theta_2)f_1(z)T_p}{\cos(\theta_1)}, \quad r_{ps} = \frac{\cos(\theta_2)f_2(z)T_s}{\cos(\theta_1)},$$

$$r_{sp} = -\frac{n_2\mu_1}{n_1\mu_2}g_1(z)T_p, \quad r_{ss} = -\frac{n_2\mu_1}{n_1\mu_2}g_2(z)T_s.$$

Получить матрицу Джонса для движущейся тонкой пленки можно по методу Эйри, но в случае сильного поглощения учитываются только два отражения.

Наибольший интерес представляют случаи, когда вектор скорости движения среды лежит в плоскости падения, а также когда он перпендикулярен ей. В первом случае матрица Джонса имеет диагональный вид, во втором – появляется эллиптичность. На рис.1 приведена зависимость фазовой невзаимности для р-волны от угла преломления для полубесконечной среды и для пленки для первого случая, на рис. 2 – невзаимность эллиптичности для р-волны для второго случая.

Параметры: $n_1 = n_3 = 1.3$, $n_2 = 2 + 0.05i$, толщина пленки 500 нм, толщина переходного слоя 83 нм, $\lambda = 500$ нм, все $\mu = 1$, $\beta_s = 10^{-6}$. Современные кольцевые интерферометры обладают чувствительностью около 10^{-6} рад [8], что с запасом хватает, чтобы измерить $\Delta\varphi_{pp(ss)}$.

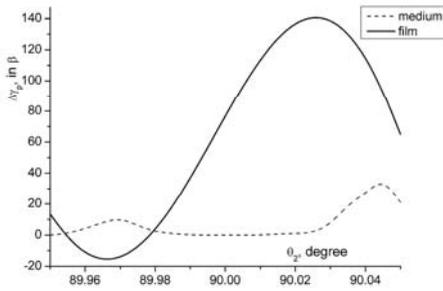


Рис. 1

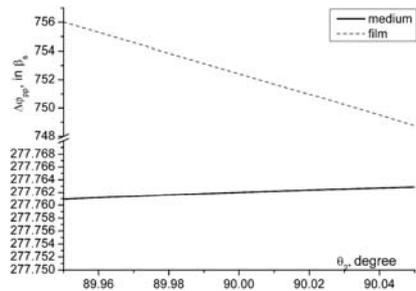


Рис. 2

- [1] Иванов В.В., Новиков М.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1995. Т.38, №11. С.1146.
- [2] Болотовский Б.М., Столяров С.Н. // УФН. 1989. Т.159, №1. С.155.
- [3] Столяров С.Н. // ЖТФ. 1963. Т.33, №5. С.564.
- [4] Розанов Н.Н., Сочилин Г.Б. // УФН. 2006. Т.176, №4. С.421.
- [5] Yeh C., Casey K.F. // Phys. Rev. 1965. V.144, №2. P.665.
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. с.364.
- [7] Кухарчик П.Д., Сердюк В.М., Титовицкий И.А. // ЖТФ. 1999. Т.69, №4. С.74.
- [8] Андропова И.А., Малыкин Г.Б. // УФН. 2002. Т.172, №8. С.849.

СТРУКТУРНЫЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННЫХ ЭРБИЕМ ГЕТЕРОСТРУКТУР Si/SiGe:Er/Si

А.Г. Спиваков¹⁾, М.В. Степихова¹⁾, В.Г. Шенгуров²⁾

¹⁾Институт физики микроструктур РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

В работе исследовались структурные и люминесцентные свойства эпитаксиальных диодных гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si с активным гетерослоем, легированным редкоземельной примесью эрбия. Структуры этого типа представляют значительный интерес с точки зрения создания лазера на кремнии, работающего на длине волны 1,5 мкм. В работе рассмотрено влияние структурных дефектов, возникающих в процессе релаксации гетерослоя SiGe:Er, на эффективность эрбиевой люминесценции в режимах фото- и электролюминесценции (ФЛ и ЭЛ).

В работе исследовались образцы, полученные методом сублимационной МЛЭ в газовой фазе. В процессе роста при температуре 500°C на подложку последовательно осаждались буферный (источник КДБ-0,005), активный (источник поликристаллический Si:Er, рост в атмосфере германа) и покровный (источник КЭФ-0,005) слои. Рассмотрены диодные структуры типа p⁺-Si/n-SiGe:Er/n⁺-Si, выращенные на подложках кремния марки КДБ-0,005 (001), и образцы, выращенные без покровного слоя Si на подложках КЭФ-4,5 (001). Диодные мезо-структуры формировались фотолитографическим методом с последующим напылением контактов. Параметры активных гетерослоев (толщина d_{SiGe} , доля германия x , величина остаточных упругих напряжений RES) определялись методом рентгеновской дифракции. Люминесцентные измерения проводились при температуре 77 К в непрерывном режиме. Возбуждение осуществлялось Nd:YAG лазером с удвоением частоты ($\lambda = 532$ нм) мощностью 200 мВт либо (только диодных структур) постоянным током 200 мА в режиме прямого смещения. Для анализа структурных особенностей слоев SiGe:Er и их изменения по толщине в работе использовалось селективное травление в травителе HF:H₂O₂:CH₃COOH (1:2:3), толщина стравленного слоя определялась на профилометре Talysurf CCI 2000. Исследования поверхности проводились на микроскопе Zeiss Supra 50VP.

В работе исследовалась серия образцов с параметрами $d_{\text{SiGe}}=170-2000$ нм, $x=20-34\%$, $RES=4-60\%$. Спектры ФЛ и ЭЛ структур приведены на рис. 1.

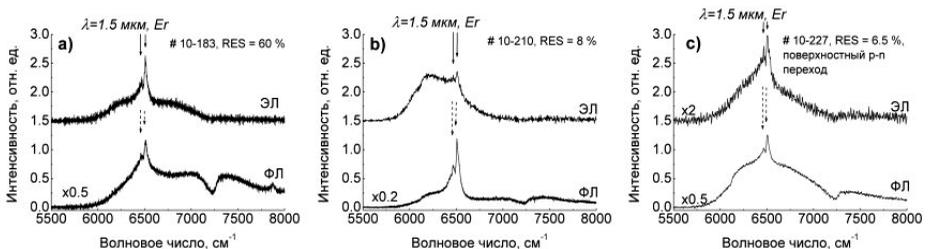


Рис. 1

Как видно из рис. 1, в спектрах ФЛ всех образцов, кроме линий на длине волны 1,5 мкм, принадлежащих центрам редкоземельной примеси, наблюдалась широкая полоса, связанная с дефектами структуры (дефектная люминесценция). Несмотря на схожесть механизмов возбуждения эрбия при оптической и токовой накачке [2], сигнал ЭЛ исследованных структур сильно отличался от сигнала ФЛ как по интенсивности (сигнал ЭЛ был примерно на порядок слабее, чем ФЛ), так и по форме спектра. Примечательно, что в образцах с напряженным активным гетерослоем (см. рис. 1а) соотношение эрбиевой и дефектной компонент при переходе от оптического возбуждения к токовому практически не менялось, в то время как для отрелаксировавших структур (см. рис. 1б) было характерно увеличение вклада дефектной компоненты. В отрелаксировавшей структуре с р–п-переходом, расположенным вблизи поверхности (структура типа $n^+ - \text{Si}/n - \text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/p^+ - \text{Si}$) наблюдалось уменьшение доли дефектной компоненты при переходе от ФЛ к ЭЛ (см. рис. 1с)).

Наблюдаемое различие спектров ФЛ и ЭЛ, очевидно, объясняется неоднородной релаксацией активного гетерослоя и разной локализацией излучающей области в зависимости от способа возбуждения. При оптическом возбуждении излучающая область расположена вблизи поверхности гетерослоя, в то время как при токовом она локализована вблизи р–п-перехода. Проведенные дополнительные исследования структурных особенностей гетерослоев SiGe:Er показали наличие в отрелаксировавших структурах неоднородного распределения прорастающих дислокаций, плотность которых возрастает по мере приближения к гетерогранице активный/буферный слой. Фотографии структуры с параметрами $d_{\text{SiGe}}=2000$ нм, $x=21\%$, $RES=4\%$ на разных этапах травления приведены на рис.2, где рис. а), б) и с) соответствует глубина травления 200, 600 и 830. Отсюда можно сделать вывод о значительном влиянии прорастающих дислокаций на эффективность эрбиевой люминесценции. Являясь эффективным каналом рекомбинации электронно-дырочных пар, прорастающие дислокации могут приводить как к уменьшению эффективности возбуждения редкоземельной примеси, так и к появлению дефектной компоненты в спектрах ФЛ и ЭЛ.

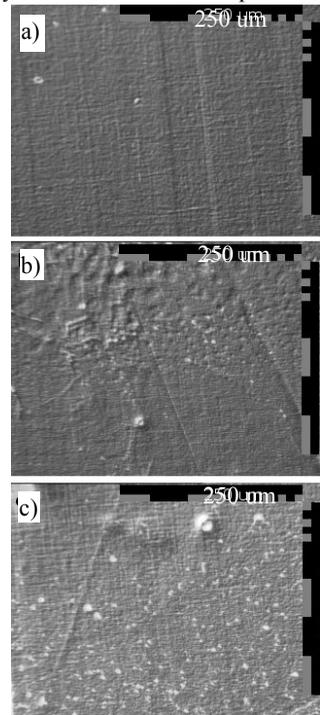


Рис. 2

- [1] Красильникова Л.В., Жигунов Д.М., Шалыгина О.А. и др. // Материалы X симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника». Н.Новгород: ИФМ РАН, 2006. Т.2. С.332.
 [2] Franzo G., Coffa S., Priola F., Spinella C. // J. Appl. Phys. 1997. V.81. P.2784.