

# Инверсная населенность уровней энергии ионов эрбия при передаче возбуждения от полупроводниковой матрицы в структурах на основе кремния/германия

М. В. Степихова, Д. М. Жигунов<sup>1)</sup>+, В. Г. Шенгуров\*, В. Ю. Тимошенко+, Л. В. Красильникова, В. Ю. Чалков\*,  
С. П. Светлов\*, О. А. Шальгина+, П. К. Кашкаров+, З. Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

<sup>+</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва, Россия

\* Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета  
603950, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 28 апреля 2005 г.

В структурах  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$  достигнута инверсная населенность уровней энергии ионов  $\text{Er}^{3+}$  при передаче энергии электронного возбуждения от полупроводниковой матрицы. Анализ кинетик фотолюминесценции на длине волны 1.54 мкм свидетельствует о переводе в возбужденное состояние до 80% ионов, что в совокупности с высокой интенсивностью свечения демонстрирует перспективность структур такого типа для создания лазера, совместимого с планарной кремниевой технологией.

PACS: 42.70.Hj, 78.47.+p, 78.55.-m

Одной из актуальных задач современной физики полупроводников и полупроводниковой технологии является исследование новых материалов, основанных на кремнии и обладающих высокой эффективностью эмиссии света при оптическом или электрическом возбуждении. Как известно, кристаллический кремний (с-Si), являющийся базовым материалом современной полупроводниковой электроники, характеризуется непрямой запрещенной зоной и, как следствие, низкой эффективностью межзонной излучательной рекомбинации. В качестве путей повышения выхода люминесценции в настоящее время разрабатывается ряд подходов, использующих, в частности, люминесцентные особенности кремниевых низкоразмерных структур, а также введение примесей-активаторов люминесценции, таких как ионы редкоземельных элементов [1, 2]. Среди последних наибольший интерес представляет ион эрбия  $\text{Er}^{3+}$ , излучательный переход  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  во внутренней  $4f$  оболочке которого приводит к испусканию света с длиной волны 1.54 мкм, соответствующей минимуму потерь в кварцевых волоконно-оптических линиях связи [1]. Существенным достоинством легированных эрбием кремниевых структур является возможность эффективного нерезонансного возбуждения ионов  $\text{Er}^{3+}$  светом в широком спектральном диапазоне или электрическим током, что связано с

наличием механизмов непрямого возбуждения ионов редкоземельных металлов, реализуемых посредством передачи энергии электронного возбуждения от полупроводниковой матрицы [2–4].

Необходимым условием для оптического усиления в легированных эрбием кремниевых системах является достижение инверсной населенности уровней энергии ионов  $\text{Er}^{3+}$ . Другим важным требованием является эффективная локализация эрбиевой люминесценции в активном слое, для чего необходимо формирование волноводных структур. Одним из перспективных вариантов систем такого типа являются гетероструктуры  $\text{Si}/\text{SiGe}:\text{Er}/\text{Si}$  с активным волноводным слоем  $\text{SiGe}:\text{Er}$  [5, 6]. В настоящей работе приводятся результаты исследований фотолюминесценции (ФЛ) ионов  $\text{Er}^{3+}$  в образцах  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$  при высоких уровнях оптической накачки, и показывается возможность достижения инверсной населенности состояний редкоземельных ионов в условиях передачи энергии электронного возбуждения от полупроводниковой матрицы.

Структуры  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$  выращивались методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в газовой фазе [6]. Образцы выращивались на подложках с-Si марки КЭФ-4.5 ориентации (100), температура роста составляла 500 °С. Процессу роста твердого раствора  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  предшествовало формирование буферного слоя с-Si толщиной  $\sim 0.2$  мкм. Поток атомов Er создавался испарением источника по-

<sup>1)</sup>e-mail: zhigunov@vega.phys.msu.ru

ликристаллического Si, легированного данной примесью. Детально методика роста описана в работе [6]. Для большинства образцов толщина активного слоя  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$  составляла  $\sim 1$  мкм. Элементный состав полученных структур анализировался методом вторичной ионной масс-спектрометрии, который показал практически однородное (без сегрегации) распределение примеси эрбия в слое  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  с концентрацией  $N_{\text{Er}} \sim (2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а содержание Ge соответствовало значению  $x = 0.28$ . Для возбуждения ФЛ использовался квазинепрерывный лазер на парах меди (длительность импульсов 20 нс, частота повторения 12 кГц, длины волн 511 и 578 нм). Размер облучаемой области на образце составлял примерно  $2 \times 2$  мм, при этом средняя интенсивность возбуждения  $I_{\text{ex}}$  не превышала  $5 \text{ Вт/см}^2$ . Для модуляции возбуждающего излучения использовался механический прерыватель с частотой  $\sim 30$  Гц. Измерения проводились при температуре 10 К в гелиевом криостате замкнутого цикла ARS DE-204N. При использованных максимальных уровнях оптического возбуждения рост температуры не превышал 2–3 К, что контролировалось температурным датчиком, расположенным в месте фиксации образца. Сигнал ФЛ регистрировался InGaAs-фотодиодом с временным разрешением  $\sim 0.2$  мс.

Эксперименты показали, что исследуемые образцы характеризуются эрбиевой ФЛ в области 1.54 мкм, интенсивность которой была сравнима по величине с откликом структур c-Si:Er, обладающих внутренней квантовой эффективностью около 10% при низких температурах [5, 7]. Спектры ФЛ образца  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$ , измеренные при различных значениях  $I_{\text{ex}}$ , приведены на рис.1. В спектрах присутствует ряд линий, обусловленных переходами между расщепленными в кристаллических полях уровнями  $^4I_{13/2}$  и  $^4I_{15/2}$  в ионе  $\text{Er}^{3+}$ . Наличие как относительно узких пиков с шириной на половине высоты 7 нм, так и более широких пересекающихся полос указывает на присутствие излучающих центров нескольких видов. Отсутствие заметного изменения формы спектра ФЛ при максимальных используемых значениях  $I_{\text{ex}}$  свидетельствовало о незначительности лазерно-индуцированного нагрева.

На вставке к рис.1 показана зависимость интенсивности эрбиевой ФЛ от  $I_{\text{ex}}$  и ее аппроксимация функцией

$$I_{\text{PL}}(I_{\text{ex}}) = \frac{abI_{\text{ex}}}{1 + bI_{\text{ex}} + c\sqrt{I_{\text{ex}}}}, \quad (1)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  – некоторые коэффициенты. Зависимость типа (1) свидетельствует о непрямом механизме возбуждения ионов эрбия через электронную подсистему

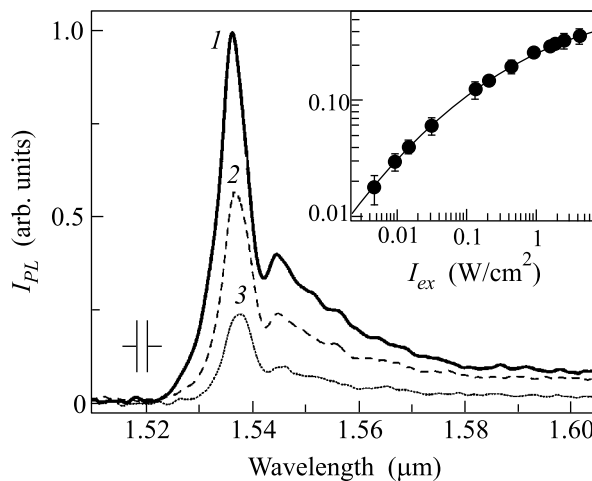


Рис.1. Низкотемпературные спектры ФЛ структуры  $\text{Si}/\text{Si}_{0.72}\text{Ge}_{0.28}:\text{Er}/\text{Si}$ , полученные при уровнях возбуждения  $I_{\text{ex}}$ , равных 1.65 (кривая 1), 0.2 (кривая 2) и 0.003 (кривая 3)  $\text{Вт/см}^2$ . На вставке точками приведена зависимость интенсивности сигнала ФЛ на длине волны 1.54 мкм от  $I_{\text{ex}}$ , сплошной линией – аппроксимирующая функция, описываемая выражением (1)

му полупроводниковой матрицы при наличии конкурирующих процессов, таких как безызлучательная оже-рекомбинация [8, 9]. Тенденция к выходу на стационарное значение, описываемая формулой (1), является результатом ограниченного числа излучательных центров, а именно, ионов  $\text{Er}^{3+}$  в изучаемых структурах.

Для количественного определения доли возбужденных ионов исследовались кинетики ФЛ на длине волны 1.54 мкм. На рис.2 приведены кинетические зависимости, измеренные при двух разных значениях  $I_{\text{ex}}$ . Там же показана временная форма импульса возбуждения. Анализ кинетик спада ФЛ (см. вставку на рис.2) показал, что последние хорошо описываются суммой двух экспонент:

$$I_{\text{PL}}(t) = A_1 \exp(-t/\tau_1) + A_2 \exp(-t/\tau_2) \quad (2)$$

причем при низких уровнях возбуждения коэффициенты  $A_1$  и  $A_2$ , определяющие весовой вклад процессов с постоянными времени  $\tau_1 \approx 0.9$  мс и  $\tau_2 \approx 2.5$  мс, связаны соотношением:  $A_2 \approx 0.2A_1$ . Наличие двух компонент в кинетике ФЛ, по-видимому, свидетельствует о присутствии двух видов оптически активных центров, включающих ионы  $\text{Er}^{3+}$  и вносящих вклад в сигнал ФЛ на длине волны 1.54 мкм, как это наблюдалось, например, в работе [10]. Отмеченное выше соотношение между амплитудами свидетельствует о том, что доминирующими ( $\sim 80\%$  по концентрации) являются центры с более короткими

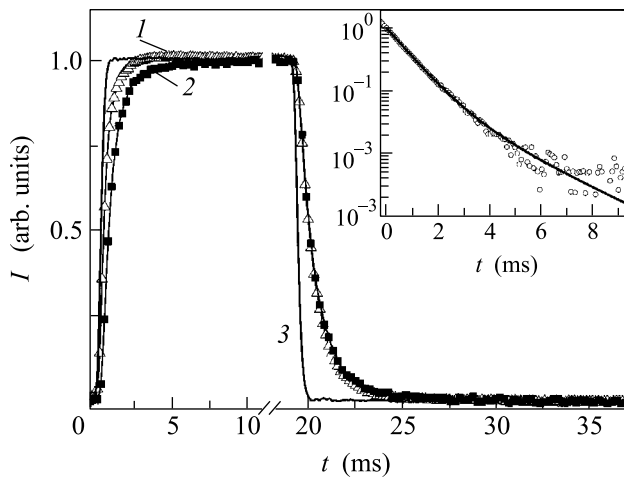


Рис.2. Временные зависимости сигнала ФЛ на длине волны 1.54 мкм, измеренные при  $I_{\text{ex}} = 0.2$  (1) и 0.005 (2) Вт/см<sup>2</sup>, а также временной профиль возбуждающего излучения (3). На вставке показана кинетика спада сигнала ФЛ и ее аппроксимация по формуле (2)

временами жизни и, значит, более сильно связанные с полупроводниковой матрицей. В то же время более медленные центры могут быть отнесены к ионам  $\text{Er}^{3+}$  в диэлектрических включениях, например  $\text{SiO}_2$  преципитатах в кремнии [1].

Установлено, что кинетики нарастания эрбиевой ФЛ хорошо аппроксимируются выражением:  $1 - I_{\text{PL}}(t)$ , где  $I_{\text{PL}}(t)$  – функция (2). При больших  $I_{\text{ex}}$  наблюдалось резкое сокращение времен нарастания ФЛ. Анализ зависимостей времен нарастания и спада сигнала ФЛ ионов  $\text{Er}^{3+}$  от  $I_{\text{ex}}$  дает возможность оценить относительную концентрацию возбужденных ионов [11]. Действительно, кинетическое уравнение для ионов  $\text{Er}^{3+}$  можно записать в виде

$$\frac{dN^*}{dt} = g(N_{\text{Er}} - N^*) - \frac{N^*}{\tau^{\text{decay}}}, \quad (3)$$

где  $N^*$  – концентрация ионов в возбужденном состоянии,  $\tau^{\text{decay}}$  – время жизни возбужденного состояния иона, а  $g$  – темп возбуждения посредством передачи энергии от полупроводниковой матрицы. Последняя величина зависит, вообще говоря, от многих параметров, в частности, от типа эрбиевого центра, температуры и величины  $I_{\text{ex}}$ . Уравнение (3) будет описывать кинетику изменения числа излучающих центров различного вида в случае отсутствия их взаимодействия, что, учитывая используемые концентрации ионов, представляется весьма вероятным. Тогда стационарные значения относительной концентрации возбужденных ионов могут быть определены из соотношения

$$\frac{N^*}{N_{\text{Er}}} = 1 - \frac{\tau^{\text{rise}}}{\tau^{\text{decay}}}, \quad (4)$$

где  $\tau^{\text{rise}} = (g + 1/\tau^{\text{decay}})^{-1}$  – время нарастания сигнала ФЛ, зависящее от  $I_{\text{ex}}$ .

На рис.3 представлены зависимости времен нарастания и спада быстрой компоненты сигнала ФЛ от интенсивности оптического возбуждения. Видно,

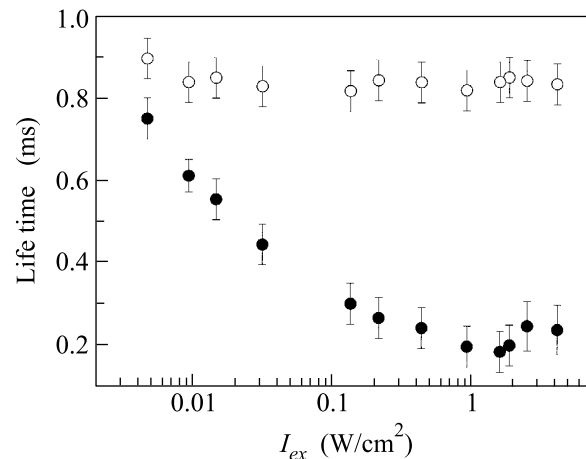


Рис.3. Зависимости времен спада (○) и нарастания (●) быстрой компоненты сигнала эрбиевой ФЛ от уровня возбуждения

что с ростом  $I_{\text{ex}}$  происходит резкое уменьшение времени  $\tau_1^{\text{rise}}$ , тогда как значение  $\tau_1^{\text{decay}} \approx \tau_1$  практически не зависит от уровня возбуждения. Отметим, что качественно похожие зависимости времен нарастания и спада ФЛ от  $I_{\text{ex}}$  наблюдались также и для медленной компоненты сигнала, что находится в хорошем соответствии с рассмотренной выше простой кинетической моделью.

Из анализа кинетик эрбиевой ФЛ, используя соотношение (4), были определены относительные концентрации ионов  $\text{Er}^{3+}$ , находящихся в возбужденном состоянии, для двух оптически активных центров с временами жизни  $\tau_1$  и  $\tau_2$ . На рис.4 приведены зависимости  $N^*/N_{\text{Er}}$  от интенсивности оптического возбуждения, из которых видно, что при относительно малых значениях  $I_{\text{ex}}$  доля возбужденных ионов, входящих в состав быстрых центров, в несколько раз превышает аналогичное значение для медленных центров. Это согласуется с высказанным выше предположением о более эффективном взаимодействии эрбиевых центров с временами жизни  $\tau_1$  с полупроводниковой матрицей. При  $I_{\text{ex}} > 0.05$  Вт/см<sup>2</sup> для данных центров  $N^*/N_{\text{Er}} > 1/2$ , что означает наличие инверсной населенности их энергетических уровней. Для более медленных центров состояние инверсной населенности достигается при в 2–3 раза больших

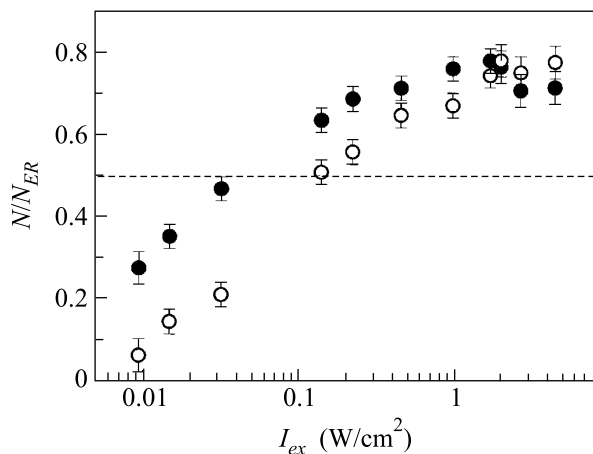


Рис.4. Рассчитанные с использованием формулы (4) зависимости относительной концентрации ионов  $Er^{3+}$  в возбужденном состоянии  ${}^4I_{13/2}$  по отношению к их концентрации в основном состоянии  ${}^4I_{15/2}$  для быстрых (●) и медленных (○) эрбиевых центров. Пунктирная линия соответствует значению 0.5, то есть достижению инверсной населенности

уровнях возбуждения. При  $I_{ex} \approx 1$  Вт/см<sup>2</sup> в возбужденном состоянии находится до 80% центров обоих типов. При дальнейшем росте  $I_{ex}$  наблюдалось некоторое уменьшение значения  $N^*/N_{Er}$  для быстрых центров, что, вероятно, вызвано влиянием нагрева при интенсивном оптическом возбуждении. В то же время более медленные центры были менее чувствительны к тепловым эффектам используемого лазерного возбуждения, что согласуется с предположением об их большей изолированности от полупроводниковой матрицы. Отметим, что на основании проведенных исследований нельзя сделать определенного вывода о наличии или отсутствии эффектов стимулированного излучения и оптического усиления в структурах  $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ . Для этого необходимы специальные эксперименты, например, с использованием стандартных приемов, таких как, измерения ФЛ при переменных размерах области возбуждения на образце, или применяя двухпучковые методы диагностики.

Таким образом, в работе показано, что в образцах  $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$  вследствие эффективной передачи энергии электронного возбуждения от полупроводниковой матрицы возможно достижение инверсной населенности энергетических уровней как быстрых, так и медленных излучающих эрбиевых центров. Полученные результаты позволяют рассчитывать на реализацию режима оптического усиления на длине волны 1.54 мкм при необходимых условиях накачки и степени локализации излучения в волноводном канале, и представляют несомненный интерес для развития кремниевой оптоэлектроники.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 03-02-16647, # 04-02-17120, # 05-02-16735, # 04-02-08240, # 04-02-08083) и INTAS (проект # 03-51-6486) с использованием оборудования ЦКП физического факультета МГУ.

1. A. Polman, J. Appl. Phys. **82**, 1 (1997).
2. S. Coffa, G. Franzo, and F. Priolo, MRS Bulletin **4**, 25 (1998).
3. W. Fuhs, I. Ulber, G. Weiser et al., Phys. Rev. **B56**, 9545 (1997).
4. П. К. Кашкаров, М. Г. Лисаченко, О. А. Шалыгина и др., ЖЭТФ **124**, 1255 (2003).
5. Z. F. Krasilnik, V. Ya. Aleshkin, B. A. Andreev et al., in *Towards the First Silicon Laser*, Eds. L. Pavesi, S. Gaponenko, L. Dal Negro, NATO Science Series, Kluwer Academic Publishers, 2003, p. 445.
6. С. П. Светлов, В. Г. Шенгуров, В. Ю. Чалков и др., Известия РАН, сер. физ. **65**, 203 (2001).
7. Б. А. Андреев, Т. Грегоркиевич, З. Ф. Красильник и др., Известия РАН, сер. физ. **67**, 273 (2003).
8. R. Serna, Jung H. Shin, M. Lohmeier et al., J. Appl. Phys. **79**, 2658 (1996).
9. J. Palm, F. Gan, B. Zheng et al., Phys. Rev. **B54**, 17603 (1996).
10. S. Coffa, G. Franzo, F. Priolo et al., Phys. Rev. **B49**, 16313 (1994).
11. В. Ю. Тимошенко, О. А. Шалыгина, М. Г. Лисаченко и др., ФТТ **47**, 116 (2005).