

# ЭФФЕКТЫ МЕЛКИХ АКЦЕПТОРОВ В ЛАЗЕРЕ НА ГОРЯЧИХ ДЫРКАХ ГЕРМАНИЯ

А.В.Муравьев, С.Г.Павлов, Е.Е.Орлова, В.Н.Шастин

Институт прикладной физики РАН  
603600 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 1 декабря 1993 г.

Показано, что рекомбинация на спонтанно излучаемых оптических фононах приводит к значительной населенности состояний мелких акцепторов в лазере на горячих дырках  $p$ -Ge и в условиях фотоионизации основного состояния обеспечивает их инверсную населенность. Проведенные расчеты позволяют объяснить ряд экспериментальных особенностей, включая эффекты стимулированного излучения в линиях примесного поглощения.

Баллистический разогрев и рассеяние дырок на спонтанно излучаемых оптических фононах в скрещенных электрическом  $E$  и магнитном  $H$  полях может приводить к инверсной заселенности состояний валентной зоны и к эффектам стимулированного излучения на межподзонных  $l \rightarrow h$  оптических переходах в  $p$ -Ge [1]. Ряд экспериментальных результатов не поддается объяснению в рамках межподзонных переходов свободных дырок. Это: дискретные линии в спектре излучения Ge:Ga лазера на частотах  $C$  и  $E$  линий поглощения Ga акцептора [2,3] (рис.1); увеличение проводимости образца  $p$ -Ge в течение импульса стимулированного излучения [4]; эффект смены знака временной задержки импульса излучения  $p$ -Ge лазера при его фотовозбуждении длинноволновым инфракрасным излучением [5].

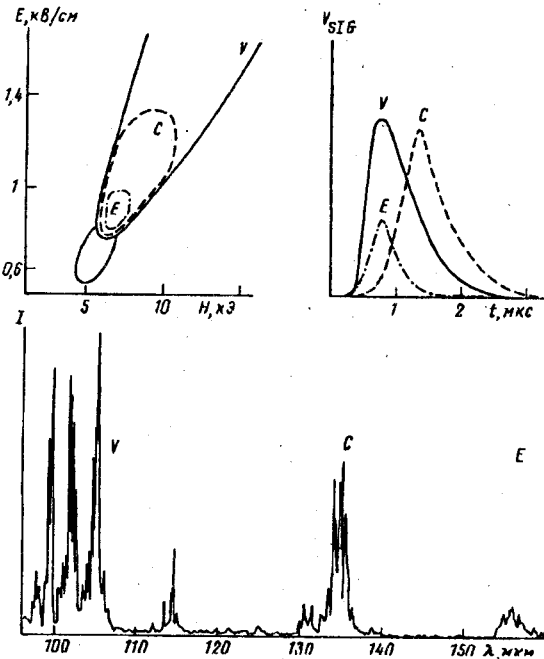


Рис.1. Зоны генерации, осциллограммы импульсов в линиях  $E$ ,  $C$  и  $V$  - области и спектр излучения  $p$ -Ge лазера при  $E=0,8$  кВ/см,  $H=7$  кЭ

Теоретические расчеты показывают, что перечисленные результаты объясняются переходами в спектре связанных состояний мелких акцепторов (рис.2). Ранее они не учитывались по причине предполагавшейся их малой заселенности, что справедливо при термодинамическом равновесии последних с подсистемой горячих дырок, но нарушается при рекомбинации с излучением фононов для низких температур решетки. Оказывается, что в условиях разогрева дырок в скрещенных полях до значений эффективных энергий  $T_{eff}$  порядка энергии оптического фонона ( $\hbar\omega_0 = 37$  мэВ) при температурах решетки, не превышающих 10-20 К (рабочие температуры p-Ge лазера), становится эффективной рекомбинация с излучением оптического фонона, которая выхолаживает носители заряда на примесные уровни. В результате наиболее глубокие акцепторные уровни, которые не успевают оголяться в результате ударных процессов, оказываются сильно заселенными.

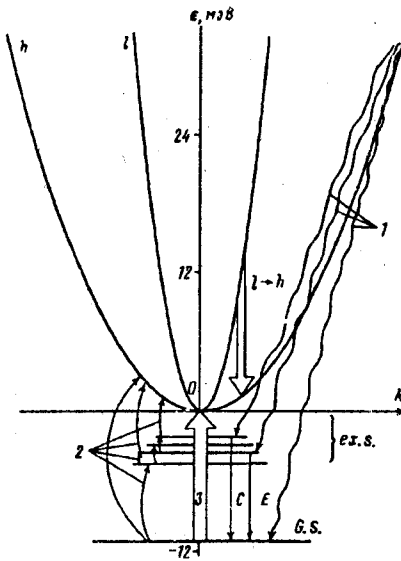


Рис.2

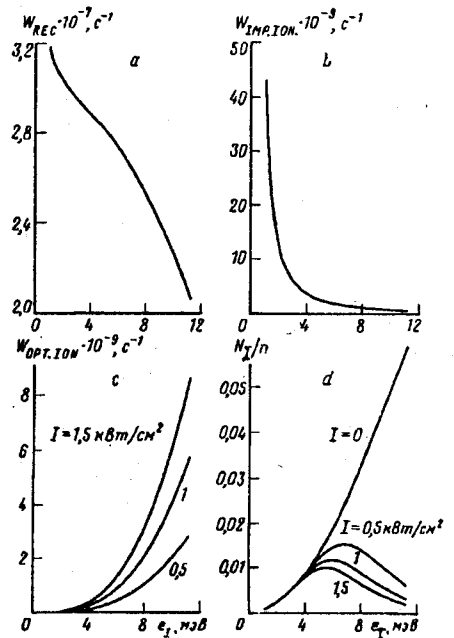


Рис.3

Рис.2. Схема переходов в Ge:Ga лазере на горячих дырках: 1 – рекомбинация с излучением оптических фононов, 2 – ударная ионизация акцепторных уровней, 3 – фотоионизация основного состояния стимулированным излучением на  $l \rightarrow h$  переходах  $V$  – области ( $\nu = 100 \text{ см}^{-1}$ ).

Рис.3. Расчетные зависимости: а – скорости рекомбинации при излучении оптического фонона, б – скорости ударной ионизации, в – скорости фотоионизации лазерным  $l \rightarrow h$  излучением, д – отношение населенностей примесных уровней  $N_i$  к числу свободных дырок  $n$  для разных интенсивностей лазерного излучения от энергии ионизации уровня

Для расчета населенностей акцепторных уровней применялся метод модифицированных вероятностей прилипания, впервые использованных Лэксом [6], который позволяет учесть влияние переходов по всей совокупности связанных состояний на формирование населенности отдельных уровней. Скорости переходов между состояниями в поле кулоновского центра рассчитывалась в

модели простой параболической зоны с массой тяжелых дырок  $m_h = 0,38m_0$  ( $m_0$  – масса свободного электрона), состояния акцептора считались водородо-подобными.

В сильных скрещенных ЕН полях большая часть акцепторов оголена ударной ионизацией, и распределение свободных носителей формируется быстрыми процессами ускорения в полях и рассеяния на оптических фононах. Так как характерные времена этих процессов значительно меньше времен рекомбинации, населенность примесных уровней рассчитывалась в приближении заданного распределения свободных носителей.

При концентрации дырок  $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , типичной для р-Ge лазера, и их средней энергии, превышающей энергию ионизации основного состояния ( $E_{g.s.} = 11,4$  мэВ), скорости переходов между акцепторными уровнями при соударениях с дырками (оже-переходы) не менее чем на порядок превышают скорости соответствующих переходов при взаимодействии с акустическими фононами при низких температурах решетки. В то же время при  $T_{eff} > E_{g.s.}$  оже-переходы в спектре кулоновского центра, плотность состояний в котором быстро растет с уменьшением энергии ионизации, значительно более вероятны в направлении вышележащих уровней.

Таким образом, в условиях р-Ge лазера каскадный захват с излучением акустических фононов не является эффективным механизмом рекомбинации, поскольку носители быстро выбиваются с высоковозбужденных примесных уровней, играющих основную роль в каскадном захвате [7]. Носители поступают на примесные уровни путем прямой рекомбинации, а времена жизни на примесных состояниях определяются каскадной ионизацией.

С другой стороны, при  $T_{eff} \simeq \hbar\omega_0$  становится существенным число свободных носителей, имеющих энергию, достаточную для того, чтобы при излучении оптического фонона оказаться на примесном уровне, и этот процесс становится основным каналом рекомбинации. Скорость рекомбинации рассчитывалась в предположении постоянной энергии оптического фонона. В качестве волновых функций свободных состояний брались рассеянные кулоновским полем асимптотически плоские волны [8], а для связанных состояний – волновые функции, подобные основному состоянию с радиусом локализации, соответствующим энергии ионизации, как в атоме водорода. Зависимость скорости рекомбинации от энергии связи уровня в расчете на одну свободную дырку при максвелловском распределении с  $T_{eff} = \hbar\omega_0/2$  представлена на рис.3а. Увеличение скорости рекомбинации на возбужденные состояния с уменьшением энергии связи связано с рассеянием дырок на потенциале примеси.

Полная скорость ударной ионизации получена с учетом переходов через возбужденные состояния на основе расчетов сечений возбуждения и ионизации для атома водорода [9]. Она составляет  $W_{imp.ion.} = 4 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  для основного состояния (*g.s.*) и увеличивается приблизительно обратно пропорционально квадрату энергии ионизации для возбужденных состояний (*ex.s.*) (см. рис.3б).

Таким образом, в отсутствие лазерного излучения высоковозбужденные уровни, которые быстро обмениваются частицами с тяжелой подзоной в процессе соударений, находятся с ней в состоянии термодинамического равновесия. Более глубокие уровни оказываются перенаселенными в результате рекомбинации с излучением оптических фононов и содержат около 10% носителей (рис.3д).

Лазерное излучение на межподзонных переходах в  $V$ -области может существенно изменить населенности акцепторных уровней Ga. Скорости фотоионизации на частоте порядка  $100 \text{ см}^{-1}$  для интенсивностей излучения, близких к насыщению  $l \rightarrow h$ -переходов, представлены на рис.3с. Скорость фотоионизации максимальна для основного состояния - поскольку частоты  $V$ -области ( $90 - 120 \text{ см}^{-1}$ ) близки к порогу фотоионизации - и при интенсивности  $I \geq 1 \text{ кВт/см}^2$  значительно превышает скорость ударной ионизации. При этом основное состояние практически опустошается. Для возбужденных состояний определяющим механизмом ионизации остается столкновительный, и их населенности уменьшаются в меньшей степени. В результате формируется инверсия населенностей между возбужденными и основным уровнями акцептора (рис.2), что может приводить к стимулированному излучению на  $ex.s. \rightarrow g.s.$  оптических переходах.

Предложенная модель объясняет отмеченные экспериментальные результаты. Линии  $C$  и  $E$  в спектре излучения  $p$ -Ge лазера объясняются стимулированным излучением на соответствующих  $ex.s. \rightarrow g.s.$  оптических переходах при фотоионизации основного состояния излучением  $V$ -области. При этом зоны генерации линий  $C$  и  $E$  вписаны в  $V$ -область для  $l \rightarrow h$ -переходов и соответствующие импульсы излучения всегда появляются с задержкой (рис.1). Увеличение проводимости образца  $p$ -Ge также объясняется фотоионизацией акцепторов  $l \rightarrow h$ -излучением. Измерения показывают, что эффект "скачка тока" более выражен для частот генерации  $\nu > 80 \text{ см}^{-1}$ , чем для  $\nu < 50 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует частотной зависимости эффективности фотоионизации акцепторов. Эффект сдвига импульса излучения лазера при его фотонакачке длинноволновым инфракрасным излучением определяется двумя факторами воздействия излучения на активную среду  $p$ -Ge лазера: выравниванием населенностей подзон легких и тяжелых дырок, и, как результат, подавлением межподзонной  $l \rightarrow h$ -инверсной населенности; уменьшением населенности акцепторных состояний благодаря их фотоионизации. Первое уменьшает коэффициент усиления на  $l \rightarrow h$ -переходах. Второе, уменьшая поглощение на оптических переходах с акцепторных состояний, приводит, напротив, к увеличению суммарного коэффициента усиления. Соотношение этих факторов зависит от частот фотовозбуждения: частота  $\nu = 48 \text{ см}^{-1}$  [5] оказывается переходной от эффекта задержки к эффекту стимулирования развития лазерного излучения.

Таким образом, эффекты, связанные с состояниями мелких акцепторов, оказываются важными для качественного понимания процессов в лазере на горячих дырках германия и показывают новые возможности получения полупроводниковых активных сред длинноволнового инфракрасного излучения при оптическом возбуждении. Заметим, что для строгих количественных расчетов существенно влияние сильных  $E \perp H$  полей на состояния акцепторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-14661).

1. Special Issue on Far-infrared Semiconductor Lasers, J.Opt.Quantum Electronics 23, No.2 (1991).
2. А.В.Муравьев, С.Г.Павлов, В.Н.Шастин, Письма в ЖЭТФ 52, 959 (1990). Yu.A.Mityagin et al, Semicond.Sci.Techn. 7, 641 (1992).
3. R.L.Jones and P.Fisher, J.Phys.Chem.Solids 26, 1125 (1965).
4. S.Komiyama and S.Kuroda, Solid State Commun. 59, 167 (1986); A.A.Andronov, Yu.N.Nozdryn, and V.N.Shastin, Infrared Phys. 27, 31 (1987).

5. F.Keilmann, V.N.Shastin, and R.Till, Appl.Phys.Lett. 58, 2205 (1991); F.Keilmann, and H.Zuckermann, "Transient gain of the germanium hot hole laser", to be published in Opt.Commun. (1993).
6. M.Lax, Phys.Rev. 119, 1502 (1960).
7. В.Н.Абакумов, В.И.Перель, И.Н.Ясиевич, ЖЭТФ 72, 674 (1977).
8. Г.Бете и Э.Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Физматгиз (1960); (H.A.Bethe and E.E.Salpeter. Quantum mechanics of one and two electron atoms. New York: Acad.Press (1957)).
9. K.Omidvar, Phys.Rev. 140, A26 (1965); K.Omidvar, Phys.Rev. 140, A38 (1965).