

# Упруго-напряженное состояние в узкощелевых полупроводниках: принципиальная возможность повышения квантового выхода инфракрасного излучения

С. Г. Гасан-заде<sup>1)</sup>, С. В. Старый, М. В. Стриха, Г. А. Шепельский, В. А. Бойко

Институт физики полупроводников НАН Украины, 01650 Киев, Украина

Поступила в редакцию 15 декабря 2000 г.

После переработки 29 марта 2001 г.

В узкощелевых полупроводниках с прямой запрещенной зоной создание упруго-напряженного состояния позволяет существенно ослабить междузонную ударную рекомбинацию за счет трансформации валентной зоны. В результате резко повышается квантовый выход инфракрасного излучения в области междузонных переходов. Экспериментальные результаты получены на кристаллах InSb.

PACS: 73.61.Ey, 78.66.-w

Хорошо известно, что главным препятствием для получения эффективных излучателей на основе узкощелевых полупроводников с прямой запрещенной зоной оказывается междузонная ударная рекомбинация (рекомбинация Оже). Этот важный вид безызлучательной рекомбинации принципиально не устраним, поскольку ее характеристики определяются не наличием в запрещенной зоне полупроводника энергетических уровней примесей и дефектов, а параметрами собственного зонного спектра. Так, даже при низких уровнях возбуждения в InSb оже-рекомбинация становится существенной при  $T \geq 250$  К [1], то есть в области собственной проводимости, а в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с составом  $x = 0.20$  она начинает доминировать уже в диапазоне примесной проводимости ( $T \geq 77$  К) [2].

В условиях же сильного возбуждения, когда концентрация неравновесных носителей тока значительно превышает равновесную:  $\delta n = \delta p \gg n_0, p_0$ , роль оже-рекомбинации резко возрастает. Это связано с более сильной (кубической) концентрационной зависимостью темпа оже-рекомбинации по сравнению с квадратичной зависимостью для темпа излучательной рекомбинации. Последнее обстоятельство накладывает принципиальные ограничения на предельные теоретические значения параметров излучателей инфракрасного диапазона.

В настоящей работе показано, что создание упруго-напряженного состояния в узкощелевых полупроводниках позволяет существенно увеличить квантовый выход инфракрасного излучения в области междузонных переходов. Последнее достигается подавлением темпа оже-рекомбинации благодаря

радикальному преобразованию валентной зоны одноосным упругим напряжением.

При одноосном напряжении (в дальнейшем мы будем рассматривать сжатие вдоль кристаллографической оси [001], результаты для других осей аналогичны) вырождение валентной зоны в точке  $k = 0$  снимается, а состояния легких и тяжелых дырок перемешиваются [3–5]. Теперь их удобно описывать подзонами  $V_+$  и  $V_-$ . Между вершинами подзон возникает энергетическая щель  $\varepsilon_0$ , которая, согласно модели Бира и Пикуса [6], пропорциональна приложенному сжатию  $P$  и может быть записана в виде  $\varepsilon_0 = 2|b|(S_{11} - S_{12})P$ , где  $b$  – константа деформационного потенциала, а  $S_{11}$  и  $S_{12}$  – компоненты тензора упругой податливости. Отметим, что ширина запрещенной зоны (и, таким образом, длинноволновая граница междузонного излучения) при этом изменяется незначительно (при  $P = 4$  кбар изменение  $\varepsilon_g$  в InSb не превышает 3 мэВ). Это связано с конкуренцией двух механизмов: увеличением энергетического зазора за счет гидростатической компоненты одноосной деформации и его уменьшением на величину  $1/2\varepsilon_0(P)$  из-за движения подзоны  $V_+$  вверх. В итоге  $\tilde{\varepsilon}_g = \varepsilon_g + \zeta/3P - 1/2\varepsilon_0(P)$ , где  $\zeta$  – постоянная деформационного потенциала для гидростатического сжатия. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными из поляризационно-спектральных измерений фототока в одноосно напряженном InSb [7].

Как видно из приведенной на рис.1 схемы,  $\varepsilon_0$  достигает заметной величины уже при небольших значениях  $P$ . Столь сильное воздействие деформации на зонную структуру узкощелевых полупроводников объясняется большим по сравнению с обычными по-

<sup>1)</sup>e-mail: gassan@class.semicond.kiev.ua

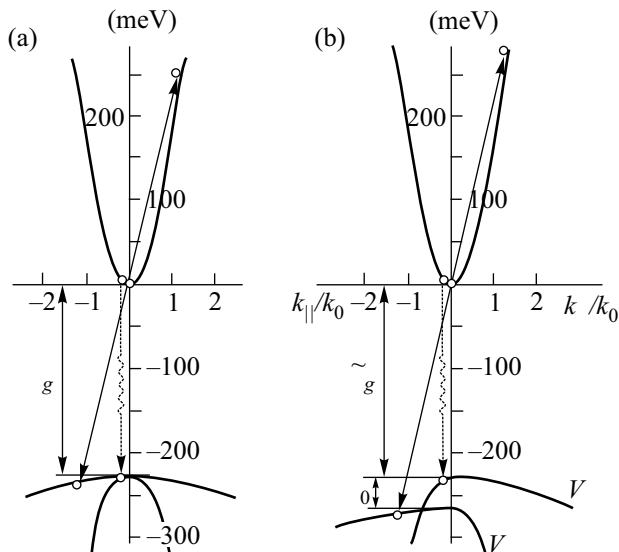


Рис.1. Трансформация энергетического спектра InSb под воздействием одноосного упругого напряжения: (а) –  $P = 0$ , (б) –  $P = 4$  кбар. Стрелками показаны междузонные рекомбинационные переходы: сплошные линии – Оже, штриховые – излучательные;  $k_0 \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$

лупроводниками отношением эффективных масс тяжелых и легких дырок в исходном кристалле (в InSb  $m_h/m_l = 20$ , а в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x = 0.20$   $m_h/m_l = 50$ ). При этом в упруго-напряженном состоянии эффективные массы дырок становятся анизотропными и описываются выражениями  $m_0/(\gamma_1 \pm 2\gamma)$  для продольного и  $m_0/(\gamma_1\gamma)$  для поперечного направлений по отношению к оси сжатия. Здесь  $\gamma_1, \gamma$  – параметры Латтинджера.

Основной результат трансформации валентной зоны одноосным напряжением, который приводит к изменению темпов междузонной рекомбинации, состоит в существенном уменьшении усредненной эффективной массы дырок по сравнению с  $m_h$  исходного кристалла. В итоге большая часть дырок термализуется в области малых импульсов, и прямые излучательные переходы электронов из  $s$ -зоны становятся более эффективными. Последнее должно приводить к росту темпа излучательной рекомбинации с увеличением  $P$ . В то же время, в отсутствие деформации высокий темп междузонной ударной рекомбинации обеспечивался низкими энергетическими порогоми оже-переходов из-за малости соотношения  $m_c/m_h \ll 1$  [8] ( $m_c$  – эффективная масса электрона). Уменьшение эффективных масс дырок под действием упругого напряжения приводит к резкому увеличению этих порогов. Поэтому темп оже-

рекомбинации (в отличие от излучательной) существенно понижается.

Исследования деформационных зависимостей квантового выхода излучения проводились на кристаллах  $n$ -InSb. Параметры кристаллов при  $T = 77 \text{ К}$ :  $n = (2 - 4) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;  $\mu_n = (3 - 5) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Исследуемый образец вместе с устройством для одноосного сжатия помещался непосредственно в криостат с жидким азотом. Возбуждение образца осуществлялось с помощью неодимового лазера в импульсном режиме. Излучение регистрировалось охлаждаемым приемником Ge(Au).

На рис.2 представлены зависимости интенсивности излучения  $I$  образца  $n$ -InSb от уровня возбуж-

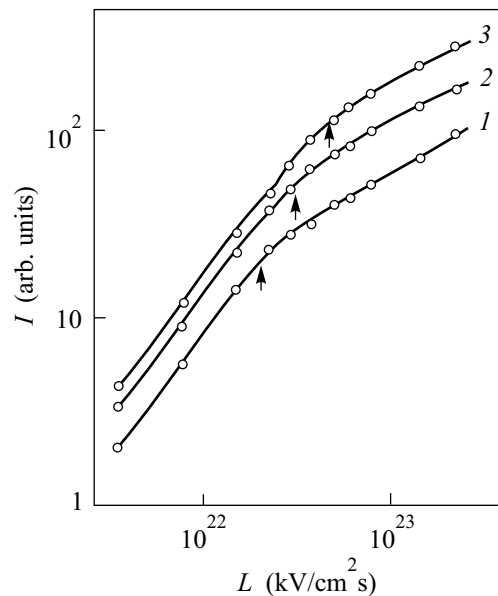


Рис.2. Зависимости интенсивности рекомбинационного излучения в  $n$ -InSb от уровня возбуждения  $L$ . Приведены результаты для  $P = 0; 2.6; 4.5$  кбар (кривые 1, 2, 3, соответственно)

дения  $L$  при разных значениях упругого напряжения  $P$ . На кривых наблюдаются характерные изломы, указывающие на смену доминирующего механизма рекомбинации. В диапазоне  $L = 5 \cdot 10^{22} - 3 \cdot 10^{23} \text{ кв/см}^2 \cdot \text{с}$  наклон кривой в логарифмической шкале близок к 0.5, а при меньших значениях  $L$  для разных образцов он находился в пределах 1.5–1.6. Можно предположить, что при высоких уровнях возбуждения должна доминировать рекомбинация Оже.

Действительно, решая уравнение непрерывности для неоднородного возбуждения носителей сильно поглощаемым светом с соответствующим граничным условием на поверхности образца (малая скорость поверхностной рекомбинации), можно получить выра-

жение для интенсивности междузонного рекомбинационного излучения как функции внешнего возбуждения [9, 10]. Для относительно небольших уровней возбуждения (для InSb  $\delta n < 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) расчет дает зависимость  $I \sim L^{1.7}$ , тогда как при более высоких уровнях возбуждения  $I \sim L^{0.5}$ . Приведенные соотношения с хорошей степенью точности соответствуют данным эксперимента. Отметим, что полученные из расчета степенные зависимости обусловлены, главным образом, входящими в уравнение непрерывности рекомбинационными членами, которые отвечают разным механизмам рекомбинации. Учет вырождения носителей несколько модифицирует вид зависимостей  $I(L)$  по сравнению с полученными в [10].

Таким образом, ту часть кривых на рис.2, которые имеют наклон 0.5, можно уверенно соотносить с преобладанием междузонной оже-рекомбинации. Тот факт, что точка излома линий с увеличением  $P$  смещается в сторону больших  $L$ , указывает на уменьшение темпа оже-рекомбинации в упруго-напряженном состоянии.

Наибольший интерес, по-видимому, представляют данные рис.3. Здесь приведены деформационные

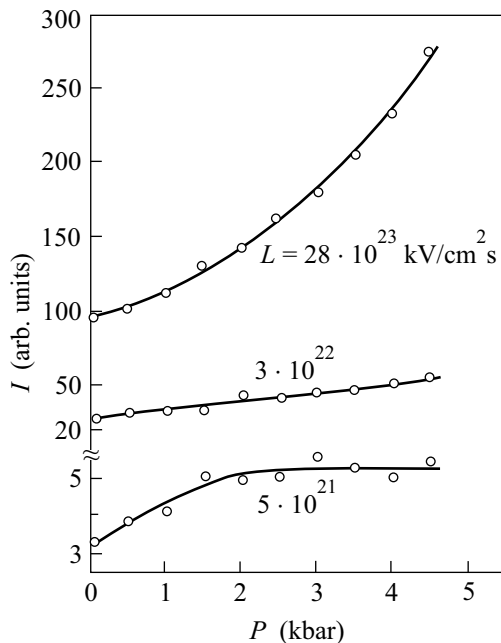


Рис.3. Деформационные зависимости интенсивности междузонного излучения образца  $n$ -InSb при разных уровнях возбуждения  $L$

зависимости интенсивности междузонного излучения кристаллов InSb при разных уровнях возбуждения. Обращают на себя внимание качественные отличия между кривыми 1–3. Если при малых

значениях  $L$  (кривая 1) зависимость  $I(P)$  уже при  $P \geq 2$  кбар стремится к насыщению, то при максимальных уровнях возбуждения (кривая 3) наблюдается суперлинейная зависимость. При этом  $I$  увеличивается в несколько раз по сравнению с исходным значением. Отметим, что ход кривых  $I(P)$  при больших значениях  $L$  (кривая 3) оказался совершенно идентичным для всех исследованных образцов InSb. Это свидетельствует о том, что решающим здесь оказываются не исходные параметры кристалла, а высокая плотность неравновесных носителей тока, которая обеспечивает доминирование оже-рекомбинации. В то же время, вид кривой 1 (качественно кривые 1 оказались также схожими для разных образцов) указывает на незначительный вклад оже-переходов в результирующую рекомбинацию в исходном кристалле ( $P = 0$ ) при небольших уровнях возбуждения. В этом случае рост  $I$  с увеличением  $P$  обеспечивается практически лишь увеличением темпа непосредственно междузонных излучательных переходов. Кривую 2 следует отнести к промежуточному случаю. Теоретические оценки (подробные расчеты будут опубликованы) хорошо согласуются с приведенными результатами эксперимента.

Из вида кривой 3 также можно сделать вывод о том, что достигнутая в эксперименте величина  $P = 4.5$  кбар не исчерпывает возможностей упруго-напряженного состояния по увеличению квантовой эффективности междузонного излучения в InSb. Ранее сообщалось о достижении упругих напряжений в InSb по крайней мере 5–5.5 кбар [5, 11], а в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  – 3.5–4.2 кбар [5, 12].

Таким образом, приведенные экспериментальные зависимости  $I(P)$  свидетельствуют о подавлении междузонной безызлучательной оже-рекомбинации упругим напряжением и о существенном росте квантового выхода инфракрасного излучения за счет именно этого механизма.

В заключение отметим, что создание необходимого упруго-напряженного состояния в полупроводниковой структуре технологически легко осуществимо. Оно может быть получено, например, за счет разности постоянных решетки материала подложки и активного слоя основного материала. Другая возможность – учет разности коэффициентов линейного расширения материалов.

Авторы признательны Ф.Т.Васько за полезные обсуждения.

1. R. N. Zitter, A. S. Strauss, and A. E. Attard, Phys. Rev.

- 115, 266 (1959).
2. Н. С. Барышев, В. Л. Гельмонт, М. И. Ибрагимов, ФТП **24**, 209 (1990).
3. Ф. Т. Васько, С. Г. Гасан-заде, М. В. Стриха, Г. А. Шепельский, Письма в ЖЭТФ **50**, 287 (1989).
4. С. Г. Гасан-заде, Г. А. Шепельский, ФТП **27**, 733 (1993).
5. A. V. Germanenko and G. M. Minkov, Phys. Stat. Sol. (b) **184**, 9 (1994).
6. Г. Л. Бир и Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, М.: Наука, 1972.
7. Ф. Т. Васько, С. Г. Гасан-заде, М. В. Стриха, Г. А. Шепельский, ФТП **29**, 708 (1995).
8. Б. Л. Гельмонт, Э. И. Соколова, И. Н. Ясиевич, ФТП **16**, 592 (1982).
9. В. К. Малютенко, С. С. Болгов, В. И. Пипа, В. И. Чайкин, ФТП **14**, 781 (1980).
10. С. С. Болгов, Л. Л. Федоренко, ФТП **21**, 1188 (1987).
11. R. Bishof, I. Maran, and W. Seidenbusch, Infrared Phys. **34**, 345 (1993).
12. Ф. Т. Васько, С. Г. Гасан-заде, В. А. Ромака, Г. А. Шепельский, Письма в ЖЭТФ **41**, 100 (1985).