

Повышение квантового выхода инфракрасного излучения в узкощелевых полупроводниках в упругонапряженном состоянии

© С.Г. Гасан-заде[¶], М.В. Стриха, С.В. Старый, Г.А. Шепельский, В.А. Бойко

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
01650 Киев, Украина

(Получена 8 мая 2001 г. Принята к печати 9 октября 2001 г.)

В узкощелевых полупроводниках с прямой запрещенной зоной в упругонапряженном состоянии темп межзонной излучательной рекомбинации за счет трансформации валентной зоны увеличивается. С другой стороны, интенсивность межзонных безызлучательных переходов (оже-рекомбинация) при этом резко ослабляется. В результате квантовый выход инфракрасного излучения в области межзонных переходов может быть существенно повышен и, как показывает расчет, в пределе стремится к значениям, близким к единице. Экспериментальные результаты получены на кристаллах антимонида индия в условиях сильного возбуждения.

Узкощелевые полупроводники с прямой запрещенной зоной, такие как InSb и $Cd_xHg_{1-x}Te$, относятся к основным материалам для фотоприемников инфракрасного (ИК) излучения в среднем диапазоне длин волн (5–12 мкм). Однако создание эффективных излучателей на основе таких полупроводников наталкивается на принципиальные трудности. Хорошо известно, что главным препятствием для получения эффективных излучателей на основе узкощелевых полупроводников оказывается наличие интенсивного канала безызлучательных переходов в виде межзонной ударной рекомбинации (оже-рекомбинации). Этот важный вид безызлучательной рекомбинации принципиально неустраним, поскольку характеристики рекомбинации определяются не наличием в запрещенной зоне полупроводника энергетических уровней примесей и дефектов, а параметрами собственного зонного спектра (прежде всего малой шириной энергетического зазора \mathcal{E}_g и большим отношением эффективных масс тяжелых дырок и электронов зоны проводимости $m_h/m_c \gg 1$). В узкощелевых полупроводниках оже-рекомбинация оказывается эффективной в актуальном диапазоне температур. Так, даже при низких уровнях возбуждения оже-рекомбинация становится существенной в InSb при температурах $T \gtrsim 250$ К [1], т. е. в области собственной проводимости, а в $Cd_xHg_{1-x}Te$ с $x = 0.20$ она начинает доминировать уже в диапазоне примесной проводимости ($T \gtrsim 77$ К) [2].

В условиях 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 ИК излучателей.

В настоящей работе показано, что в упругонапряженном состоянии наряду с возрастанием темпа межзонных

излучательных переходов в узкощелевом полупроводнике происходит резкое ослабление темпа оже-рекомбинации. В результате квантовый выход ИК излучения в области межзонных переходов многократно повышается и, согласно расчету, стремится к значениям, близким к единице. Предложенный метод подавления межзонной оже-рекомбинации основан на высокой чувствительности энергетического спектра узкощелевого полупроводника к одноосному упругому напряжению.

Как известно, одноосное давление (в дальнейшем мы рассматриваем сжатие вдоль кристаллографической оси [001], результаты для других осей аналогичны) приводит к существенному изменению зонного спектра $\mathcal{E}(k)$ узкощелевого полупроводника [3–6] (см. рис. 1). Состояния тяжелых и легких дырок перемешиваются (в этом случае удобно говорить о зонах V_+ и V_-), а вырождение валентной зоны в точке Γ_8 снимается. Между вершинами подзон V_+ и V_- появляется энергетическая щель, величина которой \mathcal{E}_0 , согласно модели Бира и Пикуса [7], пропорциональна приложенному сжатию P и для направления $\mathbf{P} \parallel [100]$ может быть записана в виде: $\mathcal{E}_0 = \chi P = 2|b|(S_{11} - S_{12})P$, где b — константа деформационного потенциала, S_{11} и S_{12} — компоненты тензора упругой податливости.

Отметим, что ширина запрещенной зоны (следовательно, длинноволновая граница межзонного излучения) при этом изменяется незначительно: при $P = 4$ кбар изменение \mathcal{E}_g в InSb не превышает 3 мэВ. Это связано с взаимной компенсацией двух величин: увеличения энергетического зазора за счет гидростатической компоненты одноосной деформации и его уменьшения на величину $(1/2)\mathcal{E}_0(P)$ из-за движения подзоны V_+ вверх. При этом перенормированное одноосным сжатием значение ширины запрещенной зоны $\tilde{\mathcal{E}}_g$ в простейшем случае сжатия вдоль оси [001] запишется как $\tilde{\mathcal{E}}_g = \mathcal{E}_g + (\xi/3 - \chi/2)P$. Значения констант ξ и χ , связанных с гидростатической и сдвиговой компонентами одноосного сжатия, для антимонида индия составляют $\xi = 15.3$ мэВ/кбар, $\chi = 0.9$ мэВ/кбар [3]. Результаты расчета энергетических сдвигов и расщеплений хорошо согласуются с экспериментальными данными, получен-

[¶] E-mail: <gassan@class.semicond.kiev.ua>
Fax: (38044) 265 83 42

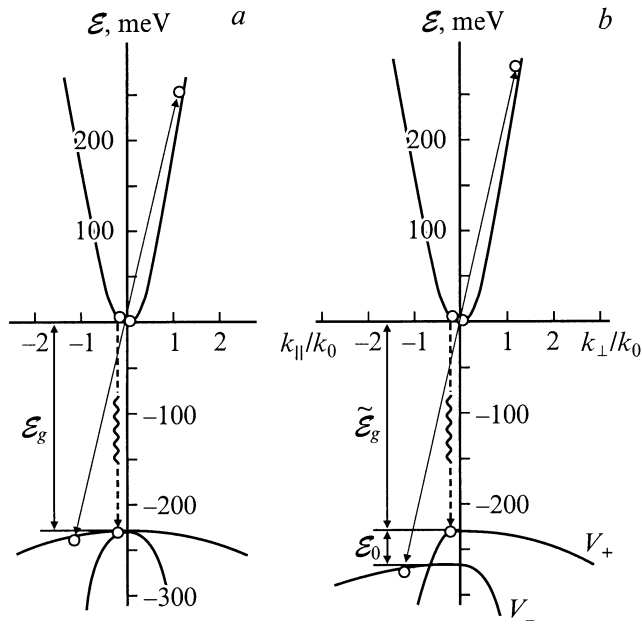


Рис. 1. Трансформация энергетического спектра InSb под воздействием одноосного упругого напряжения: *a* — $P = 0$, *b* — $P = 4$ кбар. Стрелками показаны межзональные рекомбинационные переходы: сплошные линии — оже-переходы, штриховые — излучательные. $k_0 \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$.

ными из поляризационно-спектральных измерений фототока в одноосно напряженных InSb и $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [8].

Необходимо отметить, что скорости рекомбинационных процессов могут существенно изменяться даже при относительно малых значениях P , поскольку в узкощелевом полупроводнике величина индуцированной давлением щели \mathcal{E}_0 при температуре жидкого азота (77 К) достигает средней тепловой энергии дырок $(3/2)k_B T$ (k_B — постоянная Больцмана) уже при давлениях ~ 0.5 кбар. При этом в условиях одноосного сжатия эффективные массы в зонах V_{\pm} становятся анизотропными: они равны $m_0/(\gamma_1 \pm 2\gamma)$ для продольного и $m_0/(\gamma_1 \mp \gamma)$ для поперечного направлений по отношению к оси сжатия. Здесь m_0 — масса свободного электрона, а γ_1, γ — параметры изотропной модели Латтинджера.

Таким образом, усредненная эффективная масса дырок существенно уменьшается по сравнению с массой тяжелых дырок исходного кристалла. Вследствие этого с увеличением \mathcal{E}_0 большая часть дырок термализуется в области малых импульсов, и прямые излучательные переходы электронов из зоны проводимости становятся более эффективными. Это приводит к повышению темпа межзональной излучательной рекомбинации с ростом напряжения, что уже само по себе может приводить к увеличению интенсивности рекомбинационного излучения.

В отсутствие деформации безызлучательный процесс с переходом электрона в зону тяжелых дырок характеризуется весьма низким энергетическим порогом ввиду малости отношения эффективных масс: $m_c/m_h \ll 1$ [9].

В одноосно деформированном состоянии кулоновский матричный элемент перехода между зонами изменяется незначительно. Однако существенное уменьшение эффективных масс дырок в подзонах приводит к резкому увеличению энергетических порогов для оже-переходов. Последнее относится ко всем случаям кроме случая отскока электрона в зону V_- в направлении импульса, параллельного оси сжатия. Это состояние, единственное в расщепленной валентной зоне, характеризуется эффективной массой, близкой к массе тяжелых дырок недеформированного кристалла m_h . Однако концентрация дырок в зоне V_- будет экспоненциально убывать с увеличением энергетического зазора между подзонами \mathcal{E}_0 , т.е. с ростом напряжения P . Поэтому темп оже-рекомбинации (в отличие от темпа излучательной рекомбинации) будет уменьшаться. В рамках трехзонной модели Кейна и теоретической модели, развитой в [10,11], деформационную зависимость времен жизни неравновесных дырок относительно излучательной рекомбинации (τ_R) и оже-рекомбинации (τ_A) в материале n -типа проводимости можно представить в виде

$$\frac{\tau_R(\mathcal{E}_0)}{\tau_R(0)} = \frac{4(\gamma_1/2\gamma - 1)^{3/2}}{\sqrt{\pi} (e^{-\mathcal{E}_0/2k_B T} + e^{\mathcal{E}_0/2k_B T})} J(\gamma_1/2\gamma, \mathcal{E}_0/k_B T), \quad (1)$$

$$\frac{\tau_A(\mathcal{E}_0)}{\tau_A(0)} = \frac{2(\gamma_1/2\gamma - 1)^{3/2}}{\sqrt{\pi} e^{-\mathcal{E}_0/2k_B T}} J(\gamma_1/2\gamma, \mathcal{E}_0/k_B T). \quad (2)$$

Безразмерный интеграл в (1), (2) введен как

$$J(\gamma_1/2\gamma, \mathcal{E}_0/k_B T) = \sum_{\pm} \int_0^{\infty} x^2 dx \int_{-1}^1 du \exp \left\{ -\gamma_1 x^2 / 2\gamma \pm \left[x^4 + \frac{\mathcal{E}_0}{2k_B T} x^2 \frac{3u^2 - 1}{2} + \left(\frac{\mathcal{E}_0}{2k_B T} \right)^2 \right] \right\}. \quad (3)$$

Отметим, что выражения (1)–(3) получены нами для случая невырожденных дырок, при этом степень вырождения электронов может быть произвольной.

Результаты численного расчета уравнений (1) и (2) для узкощелевых полупроводников с параметрами InSb ($\gamma_1/2\gamma = 1.044$) и $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ ($\gamma_1/2\gamma = 1.10$) представлены на рис. 2. Видно, что одноосное сжатие может приводить к значительному (на порядок величин) изменению соотношения времен излучательной и оже-рекомбинации. Это в свою очередь может привести к существенным изменениям квантового выхода излучения узкощелевого полупроводника.

Экспериментальные зависимости времен жизни носителей тока от упругого напряжения $\tau(P)$ были получены нами из измерений стационарной фотопроводимости в области температур $T = 77\text{--}250$ К и сжатий $P = 0\text{--}2$ кбар для образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n -типа проводимости с $x \approx 0.30$ ($\mathcal{E}_g = 0.25$ мэВ) и $x \leq 0.2$ ($\mathcal{E}_g \leq 0.1$ мэВ) при низких уровнях возбуждения [4]. Выбор состава обусловлен тем обстоятельством, что время

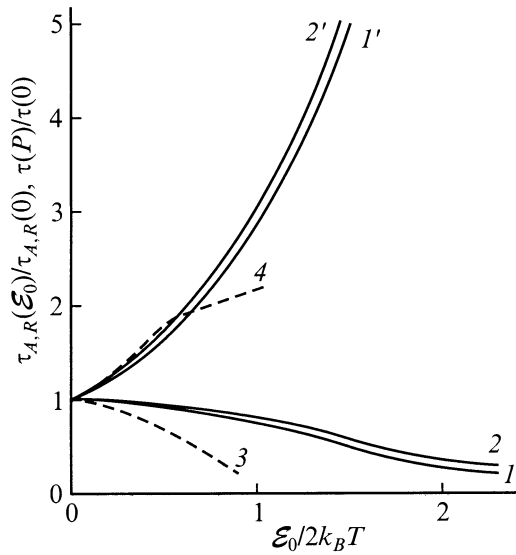


Рис. 2. Деформационные зависимости времен жизни. Сплошные линии — расчет $\tau_R(P)/\tau_R(0)$ (1, 2) и $\tau_A(P)/\tau_A(0)$ (1', 2') для InSb (1, 1') и Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te (2, 2'). Штриховые линии — экспериментальные зависимости $\tau(P)/\tau(0)$ в Cd_xHg_{1-x}Te: 3 — $x = 0.29$, $T = 170$ К; 4 — $x = 0.20$, $T = 120$ К.

жизни носителей для температурной области собственной проводимости определяется излучательным каналом в образцах с $x \approx 0.3$, и оже-рекомбинацией в образцах с $x \leq 0.2$, что подтверждалось ходом температурных зависимостей τ при $P = 0$. Это позволило пренебречь рекомбинацией через примеси в области температур $T > 160$ К для первого случая и $T > 100$ К для второго.

В эксперименте уменьшение τ с увеличением напряжения наблюдалось для образцов с $x \approx 0.3$ по крайней мере в области температур 150–240 К и, напротив, τ существенно увеличивалось с ростом P для образцов с $x \approx 0.2$ при $T \gtrsim 100$ К (рис. 2, штриховые линии). Полученные экспериментальные кривые неплохо согласуются с теорией. Некоторые количественные расхождения, очевидно, связаны с возможным вкладом в τ примесной рекомбинации, не учтенной в расчете. При этом изменения τ в 2–2.5 раза соответствуют отношению $\mathcal{E}_0/k_B T \approx 2.5$, реализованному на опыте. Важно, что сам характер изменения τ с напряжением (уменьшение или увеличение) однозначно указывает на доминирующий рекомбинационный механизм. С другой стороны, очевидно, что может быть реализован случай, когда при достижении определенных значений P будет происходить смена доминирующего механизма рекомбинации. Рассмотрим такую возможность для InSb и Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te. При этом в первую очередь нас будут интересовать изменения с деформацией квантового выхода излучения в области межзонных переходов. Как известно, зависимость квантового выхода излучения от температуры $\eta(T)$ в InSb имеет существенно немонотонный вид. Зависимость $\eta(T)$ в достаточно чистых нелегированных кристаллах имеет максимум (~ 0.2) в области $200 < T < 250$ К, а затем η

быстро убывает до значений ~ 0.05 при понижении температуры. При дальнейшем понижении температуры η вновь увеличивается, и при $T = 77$ К может достигать значений, близких к 0.50 в легированных кристаллах с концентрацией доноров $N_D \gtrsim 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³. В работе [12] сделано предположение, что указанная величина — вообще наибольшее значение η , которого можно достигнуть в InSb при $T = 77$ К и при оптимальном уровне легирования.

Результаты расчета деформационных зависимостей τ_R , τ_A и η приведены в табл. 1. При этом учитывалось, что $\mathcal{E}_0 = \chi P$, где $\chi = 9$ мэВ/кбар для InSb и $\chi = 12$ мэВ/кбар для Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te [6]; τ_R в указанных материалах без деформации равно соответственно $5.6 \cdot 10^{-7}$ и $5.0 \cdot 10^{-5}$ с, а $\eta = 0.4$ и 0.04 [2,12]. Отметим, что при этом во всем исследуемом диапазоне упругих напряжений не принимался во внимание возможный вклад примесной рекомбинации Шокли–Рида. Последнее может оказаться не вполне обоснованным при слабых уровнях возбуждения.

Как можно видеть из табл. 1, механизм оже-рекомбинации доминирует при $P < 0.5$ кбар в InSb и при $P < 2.2$ кбар в Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te. Однако при более высоких значениях упругого напряжения начинает преобладать излучательная рекомбинация. Результирующее время жизни $\tau = 1/(1/\tau_A + 1/\tau_R)$ в исследуемом диапазоне P изменяется сравнительно слабо и имеет вид плавной кривой с максимумом в области значений P , которые отвечают смене основного рекомбинационного механизма. Однако квантовый выход с ростом P постоянно увеличивается и стремится к значениям, близким к единице.

Таблица 1. Деформационные зависимости параметров рекомбинации при низких уровнях возбуждения

InSb				
P , кбар	$\tau_R, 10^{-7}$ с	$\tau_A, 10^{-6}$ с	$\tau, 10^{-7}$ с	$\eta, \%$
0	5.6	0.37	2.2	40
0.37	5.5	0.48	2.6	47
0.74	5.0	0.62	2.8	55
1.13	4.5	0.81	2.9	64
1.50	3.9	1.1	2.9	74
2.24	2.7	1.9	2.4	88
2.98	1.9	3.5	1.8	95
4.47	1.0	13	0.99	99
Cd _{0.2} Hg _{0.8} Te				
P , кбар	$\tau_R, 10^{-5}$ с	$\tau_A, 10^{-5}$ с	$\tau, 10^{-6}$ с	$\eta, \%$
0	5.0	0.20	1.9	4
0.28	4.8	0.25	2.4	5
0.56	4.5	0.35	3.3	7
0.84	4.0	0.45	4.0	10
1.12	3.5	0.60	5.1	15
1.68	2.7	1.1	7.3	29
2.26	2.0	2.2	11	52
3.35	1.2	9.8	11	89
4.46	0.85	49	8.4	99.7

Таблица 2. Деформационные зависимости параметров рекомбинации при высоких уровнях возбуждения

InSb				
P , кбар	$\tau_R, 10^{-8}$ с	$\tau_A, 10^{-9}$ с	$\tau, 10^{-9}$ с	η , %
0	5.0	1.5	1.5	3
0.37	4.9	1.9	1.8	4
0.74	4.5	2.5	2.4	5
1.13	4.0	3.3	3.1	8
1.50	3.5	4.4	3.9	11
2.24	2.5	7.8	6.0	24
2.98	1.7	14	7.7	46
4.47	0.9	54	7.7	86

Приведенные в таблице расчетные значения τ_R , τ_A и η соответствуют слабым уровням возбуждения ($\delta n, \delta p < n_0, p_0$). Значительно более интересным с практической точки зрения представляется случай высоких уровней возбуждения, который реализуется в полупроводниковых светодиодах и лазерах. В настоящей работе такой уровень возбуждения электронно-дырочных пар в образце обеспечивался внешним лазерным излучением.

При высоком уровне возбуждения ($\delta n = \delta p \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в антимониде индия $\tau = (1-1.5) \cdot 10^{-9}$ с и $\eta = 0.025-0.030$ [13]. Отметим, что при таких концентрациях электронно-дырочных пар и температуре 77 К электроны оказываются сильно вырожденными, однако для дырок критерий сильного вырождения еще не достигается. Поэтому можно пользоваться приближенными выражениями (1) и (2). Данные расчета приведены в табл. 2. Результирующее время жизни τ в исследуемом диапазоне P достаточно сильно возрастает из-за подавления доминирующего канала оже-рекомбинации. Максимум кривой $\tau(P)$ в этом случае относится к той области напряжений, вблизи которой уже может наступить разрушение образца. Однако квантовый выход с ростом P постоянно увеличивается и возрастает более чем на порядок.

Интересно, что при переходе к случаю сильно вырожденных дырок может быть реализована ситуация, когда все дырки сосредотачиваются в верхней из расщепленных валентных зон (предел $\mathcal{E}_F < \mathcal{E}_0$, \mathcal{E}_F — энергия Ферми). Тогда оже-переходы будут запрещены в силу невозможности одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса, поскольку отсутствуют дырки с энергиями, превышающими пороговую для процесса с переходом в верхнюю из расщепленных зон. При этом квантовый выход резко возрастает. Как показывает численная оценка, эта ситуация может быть реализована в InSb при гелиевых температурах.

Исследования деформационных зависимостей квантового выхода межзонного ИК излучения проводились на кристаллах n -InSb. Параметры кристаллов при $T = 77$ К: концентрация электронов $n = (2-4) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\mu_n = (3-5) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. 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. 3 представлены зависимости интенсивности излучения (I) образца n -InSb от уровня возбуждения (L) при разных значениях упругого напряжения (P). На кривых наблюдаются характерные изломы (отмечены стрелками), указывающие на смену доминирующего механизма рекомбинации. В диапазоне $L = 5 \cdot 10^{22} - 3 \cdot 10^{23} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$ 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. Отметим также, что уровень возбуждения L , отвечающий точке излома, увеличивается по мере роста P . Исходя из того, что наличие излома на зависимости $I(L)$ свидетельствует о смене основного канала рекомбинации, можно предполагать, что при высоких уровнях возбуждения ($\delta n = \delta p \gg n_0, p_0$) доминирует оже-рекомбинация. Рассмотрим распределение носителей при неоднородном возбуждении кристалла сильно поглощаемым светом, которое определяется уравнением непрерывности вида [12,13]

$$D_a \frac{d^2 \delta n}{dx^2} - B(\delta n)^{\beta(x)} = 0 \quad (4)$$

с граничным условием

$$-D_a \frac{d\delta n}{dx^2} = L - s\delta n. \quad (5)$$

Здесь $D_a = A(\delta n)^{\alpha(x)}$ — коэффициент амбиполярной диффузии, причем $\alpha = 0$ для простого случая невырожденных носителей, $B(\delta n)^{\beta(x)}$ — рекомбинационное слагаемое. В случае невырожденных носителей $\beta = 1$,

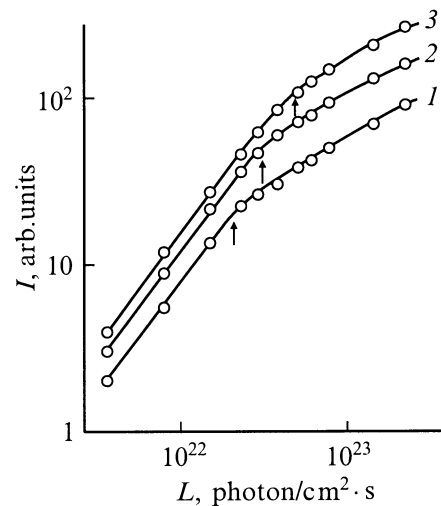


Рис. 3. Зависимости интенсивности рекомбинационного излучения в n -InSb от уровня возбуждения L . Упругие напряжения P , кбар: 1 — 0, 2 — 2.6, 3 — 4.5.

если время жизни неравновесных дырок определяется рекомбинацией Шокли–Рида, $\beta = 2$, если преобладает межзонная излучательная рекомбинация, и $\beta = 3$ для оже-рекомбинации. В граничном условии s — скорость поверхностной рекомбинации. Отметим, что в случае сильно вырожденных носителей коэффициенты α и β могут заметно отличаться от приведенных выше простых значений. Однако теория и экспериментальные данные для сильно вырожденного InSb в известной мере противоречат друг другу [13].

В дальнейшем мы будем полагать, что толщина образца d много больше диффузионной длины $l_d = \sqrt{D_a \tau_p}$ (τ_p — время жизни дырок). Мы также считаем интенсивность внешнего возбуждения L достаточно высокой, так что в уравнении (4) $\delta n = \delta p \gg n_0 \gg p_0$. В пределе малой скорости поверхностной рекомбинации (на опыте это достигалось путем тщательного травления поверхности образцов InSb) нетрудно получить решение уравнения (4) с граничным условием (5). С использованием этого решения запишем интенсивность зона-зонной излучательной рекомбинации I как функцию уровня возбуждения L :

$$I = B_R \int_0^{\infty} [\delta p(x)]^2 dx \propto A^{(\beta-2)/(\alpha+\beta+1)} B^{(-\alpha-3)/(\alpha+\beta+1)} L^{(\alpha-\beta+5)/(\alpha+\beta+1)}. \quad (6)$$

Здесь B_R — коэффициент излучательной зона-зонной рекомбинации, $B_R = 1/\delta n \tau_R$.

Сравнение (6) с экспериментальными данными рис. 3 показывает, что в области сравнительно невысоких уровней возбуждения, $L < L_0$, где L_0 соответствует концентрации избыточных носителей $\delta n \approx (5-7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, преобладает рекомбинация Шокли–Рида, а $\beta = 1$. Различие между зависимостью $I \propto L^2$, протекающей из простой теории, и экспериментальной кривой может быть объяснено с учетом зависимости $D_a = D_p(1 + \mathcal{E}_F/T)$, где \mathcal{E}_F — энергия Ферми для электронов, D_p — коэффициент диффузии дырок. Когда концентрация электронов сравнительно невысока и зону проводимости можно считать параболической, $D_a \propto \delta n^{3/2}$. Из этого следует соотношение $I \propto L^{1.7}$, что близко к зависимости, наблюдаемой в эксперименте. Однако при более высоких уровнях возбуждения экспериментальная кривая с хорошей степенью точности соответствует $I \propto L^{0.5}$ и значениям $\alpha \approx 0$, $\beta \approx 3$. Очевидно, это объясняется тем, что при высоких концентрациях электронов кейновский спектр зоны проводимости заметно отклоняется от квадратичной зависимости, приближаясь к линейной. В результате зависимость $\mathcal{E}_F(\delta n)$ оказывается существенно более слабой по сравнению со случаем параболической зоны. Таким образом, ту часть кривой $I(L)$, которая характеризуется зависимостью $L^{0.5}$, можно уверенно отнести к преобладанию оже-рекомбинации. Как указывалось выше, скорость оже-рекомбинации уменьшается

с ростом упругого напряжения. Очевидно, именно по этой причине точка излома на кривых рис. 3 по мере роста P смещается в область более высоких уровней возбуждения.

Уравнение (6) позволяет нам оценить зависимость $I(P)$ для заданного значения L . Для диапазона L , в котором преобладает оже-рекомбинация, из уравнения (6) получим

$$I(P) \propto B_R/B_A^{3/4} \propto (\tau_A^{3/4}/\tau_R) \delta n^{1/2}. \quad (7)$$

Здесь B_A — оже-коэффициент, $B_A = 1/\delta n^2 \tau_A$. Выше указывалось, что B_R увеличивается с ростом P (см. уравнение (1)). Более подробно остановимся на деформационной зависимости B_A . Для высоких уровней возбуждения $B_A = B_{An} + B_{Ap}$. Здесь два слагаемых описывают процессы с передачей энергии порядка \mathcal{E}_g электрону и дырке соответственно. Для случая без деформации $B_{An}/B_{Ap} \sim \mathcal{E}_g/k_B T$, ввиду того что B_{Ap} определяется процессом с переходом дырки между подзонами тяжелых и легких дырок. Малая вероятность такого перехода определяется малостью интеграла перекрытия между состояниями подзон тяжелых и легких дырок. В то же время аналогичный интеграл перекрытия между двумя электронными состояниями для процесса, описываемого B_{An} , — величина порядка единицы. Поэтому оже-процессы с передачей энергии дырке при $T = 77 \text{ К}$ оказываются несущественными. Как указывалось, B_{An} уменьшается с ростом P . Таким образом, из приведенных выше соотношений следует, что интенсивность межзонного ИК излучения должна увеличиваться с ростом P .

В области высоких L , где наблюдается значительное преобладание оже-рекомбинации, выражение (7) можно записать в наглядном виде:

$$I(P) \propto (\eta/\tau_A^{1/4}) \delta n^{1/2}. \quad (8)$$

Следовательно, рост интенсивности рекомбинационного излучения с увеличением упругого напряжения напрямую связан с возрастанием квантового выхода η . Однако после того, как напряжение приводит к смене доминирующего механизма рекомбинации, а квантовый выход стремится к значениям, близким к единице, рост $I(P)$ замедляется и выходит на полку. Как видно из данных, приведенных в табл. 1 и 2, для сравнительно небольших интенсивностей возбуждения такое изменение происходит в области меньших давлений. В то же время для высоких интенсивностей возбуждения указанные напряжения оказываются близкими к пределу прочности кристалла. Таким образом, согласно (8), зависимость $I(P)$ для сравнительно малых уровней возбуждения должна иметь вид кривой с "насыщением", тогда как при больших значениях L практически во всем экспериментально достижимом диапазоне упругих напряжений интенсивность рекомбинационного излучения возрастает с увеличением P .

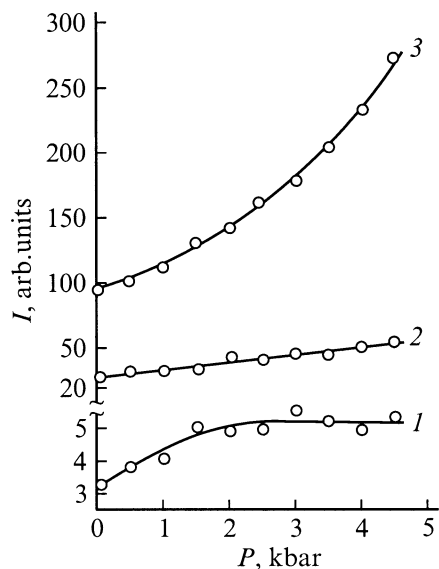


Рис. 4. Деформационные зависимости интенсивности межзонного излучения образца n -InSb при разных уровнях возбуждения L , фотон/см² · с: 1 — $5.0 \cdot 10^{21}$, 2 — $3.0 \cdot 10^{22}$, 3 — $2.8 \cdot 10^{23}$.

Экспериментальные деформационные зависимости $I(P)$, представленные на рис. 4, согласуются с приведенными выше соотношениями. Обращают на себя внимание качественные различия между кривыми 1–3. Если при малых значениях L (кривая 1) зависимость $I(P)$ уже при $P \gtrsim 2$ 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 уровнях возбуждения L (кривая 3) оказался совершенно идентичным для всех исследованных образцов InSb. Это означает, что решающим здесь оказываются не исходные параметры кристалла, а высокая плотность неравновесных носителей тока, которая обеспечивает преобладающую роль оже-переходов в рекомбинационных процессах. С другой стороны, 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 межзонных излучательных переходов. Кривую 2 следует отнести к промежуточному случаю. Из вида кривой 3 также можно сделать вывод, что величина $P = 4.5$ кбар, достигнутая в наших экспериментах, оказывается недостаточной и не исчерпывает возможностей упругонапряженного состояния по увеличению квантового выхода рекомбинационного ИК излучения в узкощелевых полупроводниках. Насколько нам известно, в литературе сообщалось о достижении упругих, неразрушающих механических напряжений для InSb —

по крайней мере 5–5.5 кбар [6,14], а для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ — 3.5–4.2 кбар [6,15].

Отметим, что создание необходимого упругонапряженного состояния в полупроводниковой структуре технологически легко осуществимо. Оно может быть получено, например, за счет разности постоянных решетки материала подложки и нанесенного эпитаксиального активного слоя основного материала. Другая возможность заключается в учете разности коэффициентов линейного расширения материалов.

Таким образом, приведенные данные теоретических расчетов и экспериментальные зависимости свидетельствуют о подавлении межзонной безызлучательной оже-рекомбинации в упругонапряженном состоянии и о существенном росте квантового выхода ИК излучения за счет именно этого механизма. Рассматриваемый эффект позволяет заметным образом изменять параметры узкощелевых полупроводников, расширяя одновременно пределы применимости указанных материалов в качестве ИК излучателей.

Авторы признательны Ф.Т. Васько за ценные обсуждения.

Список литературы

- [1] R.N. Zitter, A.S. Strauss, A.E. Attard. Phys. Rev., **115**, 266 (1959).
- [2] Н.С. Барышев, В.Л. Гельмонт, М.И. Ибрагимова. ФТП, **24**, 209 (1990).
- [3] А.В. Германенко, Г.М. Миньков, О.Э. Рут. ФТП, **21**, 2006 (1987).
- [4] Ф.Т. Васько, С.Г. Гасан-заде, М.В. Стриха, Г.А. Шепельский. Письма ЖЭТФ, **50**, 287 (1989).
- [5] С.Г. Гасан-заде, Г.А. Шепельский. ФТП, **27**, 733 (1993).
- [6] A.V. Germanenko, G.M. Minkov. Phys. St. Sol. (b), **184**, 9 (1994).
- [7] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках (М., Наука, 1972).
- [8] Ф.Т. Васько, С.Г. Гасан-заде, М.В. Стриха, Г.А. Шепельский. ФТП, **29**, 708 (1995).
- [9] Б.Л. Гельмонт, З.И. Соколова, И.Н. Ясиевич. ФТП, **16**, 592 (1982).
- [10] Ф.Т. Васько, М.В. Стриха. ФТП, **24**, 1227 (1990).
- [11] E.V. Bahanova, M.V. Strikha, F.T. Vas'ko. Phys. St. Sol. (b), **164**, 157 (1991).
- [12] В.К. Малютенко, С.С. Болгов, В.И. Пипа, В.И. Чайкин. ФТП, **14**, 781 (1980).
- [13] С.С. Болгов, Л.Л. Федоренко. ФТП, **21**, 1188 (1987).
- [14] R. Bishof, I. Maran, W. Seidenbusch. Infr. Phys., **34**, 345 (1993).
- [15] Ф.Т. Васько, С.Г. Гасан-заде, В.А. Ромака, Г.А. Шепельский. Письма ЖЭТФ, **41**, 100 (1985).

Редактор Л.В. Шаронова

Increase in infrared radiation quantum efficiency in narrow-gap semiconductors under elastic strain conditions

S.G. Gasan-zade, M.V. Strikha, S.V. Staryj,
G.A. Shepelskii, V.A. Boiko

Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
01650 Kiev, Ukraine

Abstract The interband radiative recombination rate in the narrow gap semiconductors with a direct gap is increased by uniaxial strain due to transformation of the valence band. On the other hand, the rate of the interband nonradiative transitions (Auger recombination) decreases dramatically. As a result, the quantum efficiency of the infrared radiation can be increased essentially and, as our estimations show, it can reach the limit values, close to unit. The experimental results are obtained on InSb for strong excitation conditions.