

РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ АКЦЕПТОРОВ И СТИМУЛИРОВАННОЕ ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОГО ГЕРМАНИЯ

И. В. Алтухов, М. С. Каган, К. А. Королев, М. А. Одноблюдов^а,*

В. П. Синис, Е. Г. Чиркова, И. Н. Ясевич^а

*Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
103907, Москва, Россия*

*^а Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 9 февраля 1998 г.

Представлен спектр стимулированного излучения одноосно деформированного p -Ge. Проведен расчет энергетического спектра состояний мелкого акцептора в Ge при одноосном сжатии. Найдено пороговое значение давления, при котором отщепленное от основного состояние акцептора становится резонансным. Рассчитана зависимость ширины этого резонансного уровня от давления. Идентифицированы линии стимулированного излучения. В частности, показано, что основной пик излучения соответствует переходу дырок из резонансного состояния $1s$ ($1s_r$) в локальное состояние $p_{\pm 1}$. Рассчитаны вероятности оптических переходов. Предложен механизм инверсии заселенности, обусловленный сильным резонансным рассеянием горячих дырок с энергией, соответствующей положению $1s_r$ -уровня.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время интенсивно ведется разработка твердотельных источников электромагнитного излучения терагерцового диапазона, соответствующего длинам волн 10–1000 мкм. Первые импульсные полупроводниковые лазеры с длиной волны 100–300 мкм были разработаны в середине 80-х годов на основе излучения p -Ge при одновременном действии сильных электрических и магнитных полей при гелиевых температурах (см., например, [1] и ссылки там). Было показано, что стимулированное излучение обусловлено инверсной заселенностью дырок в импульсном пространстве. Недавно был создан каскадный квантовый генератор на основе внутризонных переходов в узких квантовых ямах, который может, в принципе, работать в диапазоне от среднего ИК до 100 мкм [2, 3].

Стимулированное излучение p -Ge, подвергнутого одноосному сжатию, под действием сильного электрического поля наблюдалось в работе [4]. Была выдвинута идея, что стимулированное излучение обусловлено появлением резонансных состояний, возникающих при расщеплении четырехкратно вырожденного акцепторного уровня под действием деформации [5]. Эта система представляет несомненный интерес для разработки нового типа лазеров терагерцового диапазона. Одноосная деформация возникает,

*E-mail: kagan@landau.ac.ru, kagan@mail.splire.ru

например, в гетероструктурах на основе полупроводников с разницей в постоянных решетках, в частности в структурах Ge—Si.

В настоящей работе спектры стимулированного излучения одноосно деформированного *p*-Ge сопоставлены с рассчитанным энергетическим спектром уровней мелкого акцептора, расщепленных деформацией. На основе анализа спектра излучения показано, что стимулированное излучение связано с появлением резонансных акцепторных состояний. Продемонстрирована возможность перестройки энергии излучения в диапазоне от 10 до 42 мэВ при изменении давления. Предложен механизм инверсной заселенности вследствие накопления дырок вблизи нижнего резонансного состояния, обусловленного сильным резонансным рассеянием свободных дырок при этой энергии. Вычислены вероятности оптических внутрипримесных переходов и переходов из непрерывного спектра в локальные состояния. Показано, что основной пик в спектре стимулированного излучения соответствует излучательному переходу из нижнего резонансного состояния $1s$ ($1s_r$) в первое возбужденное локальное состояние $2p_{\pm 1}$. Проведен расчет вероятности этого перехода; в частности, при давлении $P = 6.85$ кбар вдоль оси [111], при котором энергия перехода должна составлять 24 мэВ, время излучательного перехода $\tau = 2.2 \cdot 10^{-6}$ с.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследовались кристаллы *p*-Ge, легированные галлием с концентрацией Ga от $3 \cdot 10^{13}$ до 10^{14} см⁻³, при температуре жидкого гелия. Образцы, имевшие форму спички длиной 6–10 мм с площадью поперечного сечения 0.5–1 мм², были вырезаны в кристаллографическом направлении [111] или [100]. Давление P прикладывалось вдоль образца в одном из этих направлений. Импульсы напряжения длительностью 0.2–1 мкс, создававшие параллельное давлению электрическое поле E , подводились к контактам, нанесенным на боковую (длинную) грань образца. Расстояние между контактами составляло 4–9 мм.

Терагерцовое излучение образца регистрировалось охлаждаемым фотоприемником из Ge, легированного Ga, с полосой чувствительности $h\nu > 10$ мэВ. На рис. 1а показаны зависимости сигнала фотодетектора, пропорционального интегральной интенсивности люминесценции в полосе чувствительности приемника, от давления для $E \parallel P \parallel [100]$ при разных напряжениях. Для образцов с параллельностью длинных граней не хуже 4° излучение скачком возрастало при некотором пороговом давлении P_c . Скачок излучения всегда сопровождался скачком тока (до 10 раз).

Возникающее излучение большой интенсивности является стимулированным, на что указывают следующие факты: 1) существование пороговой величины давления; 2) для возникновения скачка излучения необходим резонатор, образованный в нашем случае параллельными гранями образца благодаря полному внутреннему отражению (см., например, [6]). Простой опыт показал, что это действительно так. Грубая шлифовка одной из боковых граней образца приводила к срыву как скачка излучения, так и скачка тока. Повторная полировка и травление этой грани позволяли восстановить резонатор, и стимулированное излучение возникало вновь [4].

Скачок тока, возникавший одновременно со скачком излучения, а также зависимость P_c от напряжения объясняются следующим. В одноосно деформированном Ge из-за перераспределения горячих дырок между различными ветвями валентной зоны

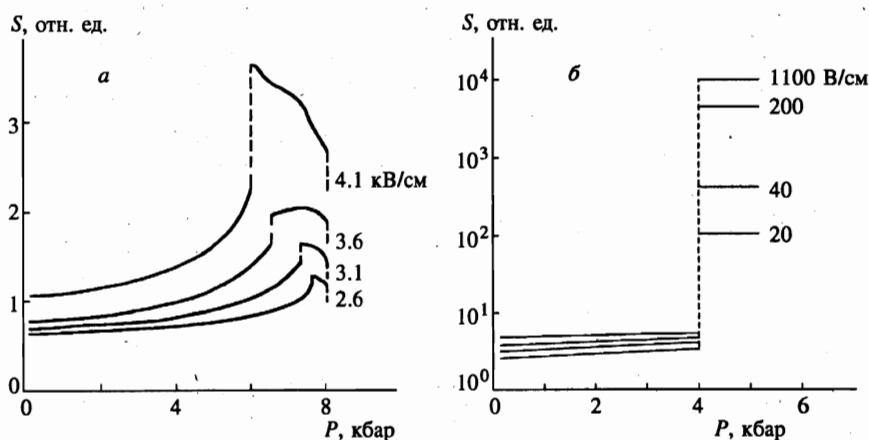


Рис. 1. Интенсивность S дальней ИК-люминесценции в зависимости от давления P для разных значений среднего поля U/L . U — приложенное напряжение, L — длина образца. $E \parallel P \parallel [100]$. Параллельность боковых (длинных) граней образца около $4'$ (а) и лучше $20''$ (б)

Ge с различными эффективными массами возникает отрицательная дифференциальная проводимость, что приводит к образованию электрических доменов [7–9]. В этом случае распределение электрического поля вдоль образца резко неоднородно и состоит из областей сильного и слабого поля. С ростом приложенного напряжения длина домена сильного поля увеличивается, а значения электрического поля в домене и вне домена практически не зависят от приложенного напряжения [10]; поэтому на вольт-амперной характеристике образца появляется участок насыщения тока. Стимулированное излучение возникает при некоторой критической длине домена. Как было показано в [10], длина домена увеличивается как с ростом напряжения, так и с ростом давления при фиксированном напряжении. Поэтому, чем меньше приложенное напряжение, тем большее давление нужно приложить, чтобы длина домена достигла этой критической величины (см. рис. 1). При достаточно большой интенсивности стимулированного излучения домен исчезает, распределение поля в образце становится однородным, а ток скачком возрастает до значения, соответствующего этому однородному полю [10].

Улучшая резонатор, мы могли получить стимулированное излучение при меньшем давлении. Лучший результат показан на рис. 1б для образца с параллельностью граней около $20''$. Скачок излучения наблюдался при $P \approx 4$ кбар и при существенно меньшем напряжении (до порога образования домена), начиная с напряжения примесного пробоя. Отметим, что в этом случае домен не мог образоваться ни при каком приложенном напряжении из-за подавления отрицательной дифференциальной проводимости стимулированным излучением большой интенсивности. При малом напряжении (из-за малой величины рассеиваемой в образце мощности ~ 100 мВт [10]) стимулированное излучение можно было возбуждать в непрерывном режиме.

Спектр стимулированного излучения, измеренный с помощью решеточного монохроматора, приведен на рис. 2 для $P = 6.85$ кбар. При этих измерениях криостат с образцом располагался на входе, а криостат с фотоприемником — на выходе монохроматора. Спектр состоит из нескольких пиков. Энергетическое положение основного

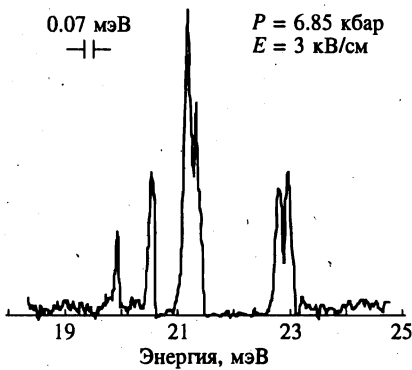


Рис. 2

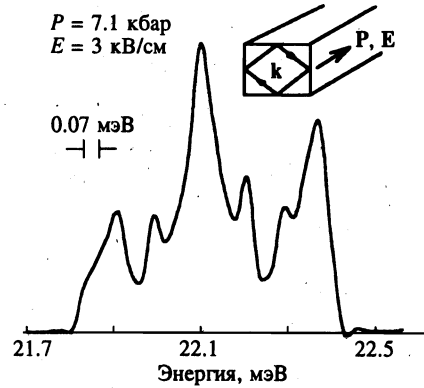


Рис. 3

Рис. 2. Спектр стимулированного излучения. $E \parallel P \parallel [111]$. Пик при 21.2 мэВ соответствует оптическому переходу между резонансным состоянием $1s$ и акцепторным состоянием $2p_{\pm 1}$

Рис. 3. Модовая структура основного пика в спектре стимулированного излучения. Сечение образца $1 \times 1 \text{ мм}^2$. На вставке показан оптический путь в образце

максимума меняется от 21.2 мэВ при $P = 6.85$ кбар до 40.2 мэВ при $P = 11.5$ кбар (см. точки на рис. 8). Ширина максимумов довольно велика и составляет 0.2–0.5 мэВ для разных пиков.

Максимумы в спектре, измеренные более детально, обнаруживают линейчатую структуру, обусловленную модами резонатора. На рис. 3 приведен основной максимум стимулированного излучения при $P = 7.1$ кбар для образца сечением $1 \times 1 \text{ мм}^2$. На вставке показан оптический путь в образце при резонансе за счет полного внутреннего отражения. Можно убедиться, что расстояние между линиями в спектре (≈ 0.11 мэВ) совпадает с найденным из условия $K\lambda = nL$, где λ — длина волны излучения, n — показатель преломления ($n = 4$ для Ge), L — длина оптического пути, K — целое число. Таким образом, в нашем случае, аналогично [6], оптический резонатор образован за счет полного внутреннего отражения от параллельных продольных граней кристалла.

3. АНАЛИЗ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ

Для анализа спектра излучения мы провели расчет положения уровней мелкого акцептора в одноосно сжатом Ge. Как известно, одноосная деформация снимает вырождение валентной зоны Ge при $k = 0$ и расщепляет ее на две подзоны с проекциями момента $M = \pm 3/2$ и $M = \pm 1/2$ на ось z , параллельную P , которые разделены энергетическим зазором, пропорциональным приложенному давлению. Аналогично, вырожденное основное состояние акцептора расщепляется на два состояния, разность энергий которых также увеличивается с ростом давления. На рис. 4 схематически показаны структура валентной зоны Ge и положение основного и отщепленного от него одноосным сжатием состояний мелкого акцептора для разных давлений. Начиная с некоторого

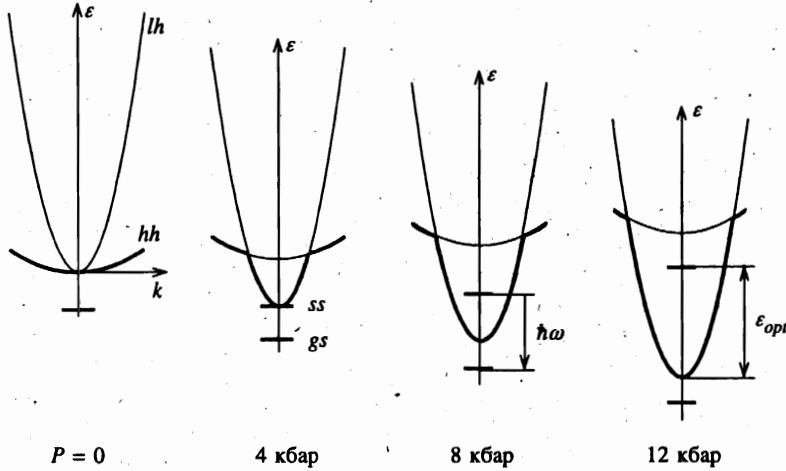


Рис. 4. Структура валентной зоны и положение акцепторных уровней при разных P . Зоны тяжелых и легких дырок обозначены hh и lh , основное и отщепленное состояния акцептора — gs и ss , энергия оптического фона ϵ_{opt} . Для удобства дырочные зоны показаны, как для электронов

давления ($P \approx 4$ кбар для $P \parallel [111]$ и $P \approx 3$ кбар для $P \parallel [100]$), отщепленное состояние акцептора попадает в непрерывный спектр, образуя резонансный уровень (см. зонные схемы для $P \geq 4$ кбар на рис. 4), в то время как основное состояние остается в запрещенной зоне. В запрещенной зоне и в континууме должны существовать две серии возбужденных состояний, относящихся к расщепленным валентным подзонам.

Для вычислений мы использовали гамильтониан Латтинжера в сферическом приближении [11, 12]. Диагонализация этого гамильтониана при одноосной деформации дает спектр валентной зоны, который состоит из двух подзон, которые можно условно назвать подзонами тяжелых (ϵ_h) и легких (ϵ_l) дырок. Их экстремумы разделены энергетическим зазором

$$\epsilon_{def} = \frac{\hbar^2 \zeta}{m_0} = bP, \tag{1}$$

где b — деформационный потенциал, ζ — параметр деформации, m_0 — масса свободного электрона. Для германия $b \approx 4$ и 6 мэВ/кбар при сжатии соответственно вдоль осей $[111]$ и $[100]$. Спектр валентных подзон в деформированном кристалле имеет вид

$$\epsilon_{l,h}(k) = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \left[-\gamma_1(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \pm \sqrt{\zeta^2 - 2\gamma_2 \zeta (2k_z^2 - k_x^2 - k_y^2) + 4\gamma_3^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^2} \right], \tag{2}$$

где $\gamma = (3\gamma_3 + 2\gamma_2)/5$; $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — параметры Латтинжера, $\gamma_1 = 13.38, \gamma_2 = 4.24, \gamma_3 = 5.69$ [13].

Расчет положения уровней мелкого акцептора в одноосно сжатом Ge проводился как в модели потенциала нулевого радиуса, так и вариационным методом для кулоновских центров в пределе больших деформаций, когда при рассмотрении каждой серии уровней можно учитывать только одну подзону. Подробности расчета расщепления акцепторного состояния G_8 в деформированном полупроводнике в рамках модели потенциала нулевого радиуса и времени жизни возникающих в такой системе резонансных

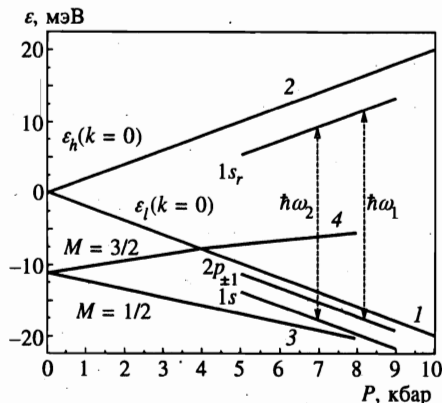


Рис. 5

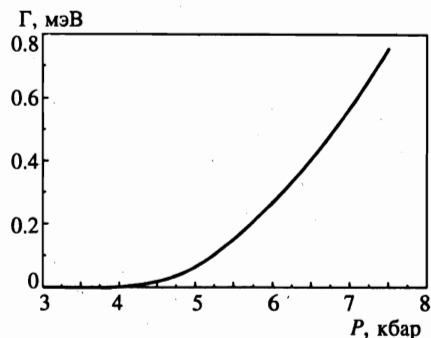


Рис. 6

Рис. 5. Положение вершин подзон легких и тяжелых дырок (1, 2) и энергии связи примесных уровней $1s$ и $1s_r$, рассчитанные по методу потенциала нулевого радиуса (3, 4), а также $1s$, $2p_{\pm 1}$ и $1s_r$, полученные из вариационного расчета, в зависимости от давления. $P \parallel [111]$

Рис. 6. Зависимость ширины резонансного уровня Γ от давления. $P \parallel [111]$

состояний даны в работе [14]. Здесь мы приведем только результаты и краткие пояснения. Основное состояние акцептора в недеформированном полупроводнике четырехкратно вырождено по проекции полного момента на ось z . Согласно методу потенциала нулевого радиуса, волновая функция примесного состояния строится как функция Грина гамильтониана Латтинжера. Энергии примесных уровней входят в выражения для волновых функций как параметры при заданном значении энергии связи в недеформированном полупроводнике. Начиная с некоторого давления, энергия примесного уровня с $M = \pm 3/2$ оказывается комплексной ($\varepsilon^{\pm 3/2} - i\Gamma/2$), что соответствует переходу этого уровня в сплошной спектр подзоны легких дырок и появлению резонансных состояний с временем жизни $\tau = \hbar/\Gamma$. Для примеси Ga в Ge (энергия связи 11.3 мэВ) расчет в модели потенциала нулевого радиуса дает пороговое значение $\varepsilon_{def} = 15.7$ мэВ, при котором отщепленное $1s$ -состояние становится резонансным. При сжатии вдоль направления $[111]$ это происходит при давлении $P = 3.9$ кбар.

На рис. 5 приведены зависимости положения вершин подзон легких (1) и тяжелых (2) дырок (прямые 1 и 2) и энергий деформационно расщепленных уровней $M = \pm 1/2$ и $M = \pm 3/2$ (кривые 3 и 4) примесного центра от приложенного к образцу давления, рассчитанные методом потенциала нулевого радиуса, а также результаты вариационного расчета энергий резонансного $1s$ -состояния ($1s_r$) и локальных состояний $2p_{\pm 1}$ и $1s$. (Отметим, что вариационный расчет положения состояний $1s$ и $1s_r$ мелкого акцептора проводился ранее [11].) Видно, что модель потенциала нулевого радиуса плохо описывает положение резонансного уровня при больших давлениях. Однако она дает возможность оценить величину затухания резонансного состояния. На рис. 6 приведена зависимость ширины резонансного состояния Γ от приложенного давления.

Вариационный расчет расщепления уровней, включая положение возбужденных состояний кулоновского примесного центра в одноосно сжатом кристалле, проводился

только для достаточно высоких давлений. В этом пределе, удерживая в подкоренном выражении формулы (2) только квадратичные по k члены и раскладывая его в ряд по малому параметру k^2/ζ , получаем спектр валентной зоны, состоящий из двух невзаимодействующих эллипсоидальных подзон:

$$\begin{aligned} \varepsilon_l(k) &= \frac{\hbar^2}{2m_0} [(\gamma_1 + 2\gamma)k_z^2 + (\gamma_1 - \gamma)(k_x^2 + k_y^2) - \zeta], \\ \varepsilon_h(k) &= \frac{\hbar^2}{2m_0} [(\gamma_1 - 2\gamma)k_z^2 + (\gamma_1 + \gamma)(k_x^2 + k_y^2) + \zeta]. \end{aligned} \tag{3}$$

Предел больших деформаций соответствует переходу от четырехкомпонентного базиса к двум двухкомпонентным наборам базисных блоховских функций $u_{\pm 3/2}$, $u_{\pm 1/2}$, т. е. исключению из гамильтониана Латтинжера недиагональных членов, соответствующих взаимодействию состояний с разными значениями проекции спина дырки на ось z , параллельную P . В этом приближении кулоновский потенциал мелкой акцепторной примеси создает две серии акцепторных уровней под дном каждой подзоны. Энергии четырех наинизших локальных состояний, $1s$, $2p_{\pm 1}$, $2p_0$, $2s$, под дном эллипсоидальной l -зоны мы вычислили, следуя работе [15], в которой рассчитывался энергетический спектр мелкого донора в Si и Ge. Аналогичное приближение для расчета расщепления основного состояния применялось и в книге [11]. При расчете мы использовали вариационные функции, приведенные в табл. 1.

Таблица 1

Состояния	Вариационные функции
$1s$	$C \exp\left(-\sqrt{\rho^2/a^2 + z^2/b^2}\right)$
$2p_0$	$Cz \exp\left(-\sqrt{\rho^2/a^2 + z^2/b^2}\right)$
$2s$	$(C_1 + C_2\rho^2 + C_3z^2) \exp\left(-\sqrt{\rho^2/a^2 + z^2/b^2}\right)$
$2p_{\pm 1}$	$C(x \pm iy) \exp\left(-\sqrt{\rho^2/a^2 + z^2/b^2}\right)$

Таблица 2

Состояния	Подзона l $M = \pm 1/2$			Подзона h $M = \pm 3/2$			$\varepsilon_{def} - \varepsilon_{1s} + \varepsilon_i$, мэВ ($P = 6.85$ кбар)
	ε_i , мэВ	$a \cdot 10^6$, см	$b \cdot 10^6$, см	ε_i , мэВ	$a \cdot 10^6$, см	$b \cdot 10^6$, см	
$1s$	3.8	1.137	1.137	4.76	1.145	0.51	26.5
$2p_{\pm 1}$	1.3	1.57	2.3	0.9	2.71	1.338	24
$2s$	1.2	1.227	1.8	1.53	1.51	0.72	23.8
$2p_0$	0.8	2.195	3.185	2	1.56	0.744	23.4

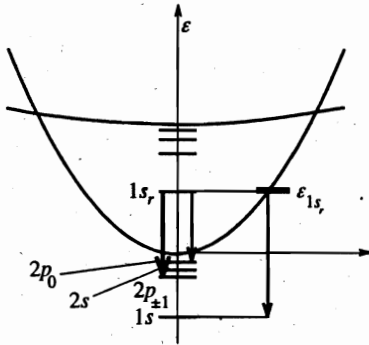


Рис. 7

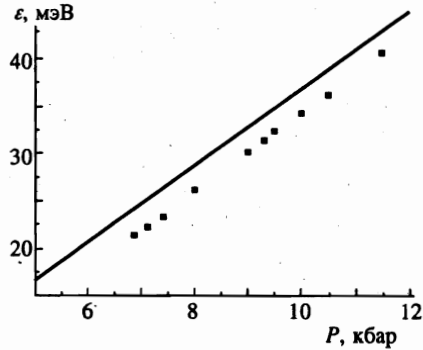


Рис. 8

Рис. 7. Схема примесных уровней и внутрицентровые оптические переходы в односно деформированном Ge

Рис. 8. Энергия основного пика стимулированного излучения (точки) и рассчитанные энергии оптических переходов из резонансного $1s_r$ -состояния акцептора в локальное состояние $2p_{\pm 1}$ (прямая)

Полученные энергии уровней мелкого акцептора в Ge представлены в табл. 2. Энергии состояний отсчитываются от краев соответствующих подзон (см. рис. 5). Напомним, что $1s$ -состояние под дном h -подзоны является резонансным. В последнем столбце приведены энергии, соответствующие возможным оптическим переходам из резонансного состояния ($1s_r$) в локальные состояния (i), указанные в первом столбце, при расщеплении валентных подзон на энергию 27.4 мэВ, что соответствует $P = 6.85$ кбар. Схема акцепторных уровней приведена на рис. 7. На этом же рисунке указаны разрешенные в дипольном приближении оптические переходы из резонансного состояния $1s_r$ в локальные состояния. Сопоставляя эти данные со спектром на рис. 2, можно идентифицировать основной пик в спектре стимулированного излучения как оптический переход из резонансного состояния $1s_r$ в локальное возбужденное состояние $2p_{\pm 1}$, а пик при 20.5 мэВ — как переход между резонансным состоянием $1s_r$ и локальным состоянием $2p_0$. Пик при энергии 19.9 мэВ мы связываем с переходом из состояния $1s_r$ в мелкие состояния, которые находятся вблизи края l -зоны и не разрешаются в данном эксперименте. Пик при энергии 23 мэВ близок к ожидаемому значению для оптического перехода между резонансным $1s_r$ - и локальным $1s$ -состояниями. Однако переходы между $1s_r$ - и локальными s -состояниями запрещены в дипольном приближении. Поэтому мы считаем, что этот пик обусловлен оптическими переходами носителей из непрерывного спектра на уровень $1s$. Это возможно, только если распределение свободных носителей по энергиям имеет локальный максимум вблизи энергии резонансного состояния.

На рис. 8 показаны, в зависимости от давления, рассчитанные энергии оптического перехода $1s_r \rightarrow 2p_{\pm 1}$ для дырок (линия) и энергия основного пика стимулированного излучения (точки). Нужно отметить, что расстояния между пиками в спектре стимулированного излучения хорошо совпадают с расчетными значениями, однако весь спектр сдвинут по отношению к расчетному примерно на 3 мэВ. Это может быть связано с тем,

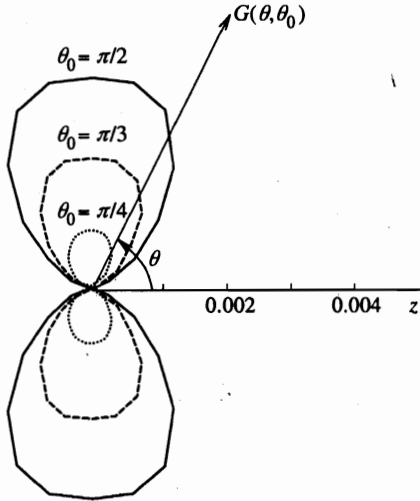


Рис. 9. Угловая зависимость вероятности резонансного рассеяния дырок с энергией $\varepsilon \approx \varepsilon_0$ от угла рассеяния θ для трех значений угла падения θ_0 : сплошная линия — $\theta_0 = \pi/2$; штриховая линия — $\theta_0 = \pi/3$; пунктирная линия — $\theta_0 = \pi/4$. $P \parallel [111]$

что в проведенном расчете не учитывалось взаимодействие зон легких и тяжелых дырок, которое приводит к появлению затухания Γ и сдвигу уровней к меньшим энергиям.

То, что в переходе участвует резонансное состояние $1s_r$, подтверждается еще некоторыми фактами. Минимальное давление, при котором удавалось возбуждать стимулированное излучение (рис. 1б), соответствует как раз давлению, при котором отщепленное от основного $1s_r$ -состояние акцептора попадает в сплошной спектр (см. схему на рис. 4). Энергетическое расщепление основного акцепторного состояния при этом давлении составляет примерно 10 мэВ (рис. 4). С другой стороны, как видно из рис. 1а, интенсивность стимулированного излучения резко уменьшается при давлении около 8 кбар для $P \parallel [100]$. При этом давлении начинается опустошение состояния $1s_r$ за счет ухода дырок в край валентной зоны с испусканием оптического фонона. Соответствующий переход дырок показан на рис. 4 для $P \parallel [111]$ (для этого кристаллографического направления энергия отщепленного состояния, отсчитанная от края валентной зоны, становится равной энергии оптического фонона при $P = 12$ кбар). Величина энергии расщепления основного акцепторного состояния составляет при этом ≈ 42 мэВ. Таким образом, энергия стимулированного излучения может меняться с давлением в диапазоне от 10 до 42 мэВ.

4. МЕХАНИЗМ ИНВЕРСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ

Стимулированное излучение может возникать только при инверсном распределении носителей по энергиям. В нашем случае должна существовать инверсия заполнения резонансного $1s_r$ -состояния по отношению к локальным состояниям, находящимся в запрещенной зоне, которые опустошены ударной ионизацией. Мы связываем возникновение инверсии с сильным резонансным рассеянием на акцепторах свободных дырок с энергией ε вблизи энергии ε_0 , соответствующей положению резонансного уровня $1s_r$ (см. рис. 7). Для вероятности резонансного рассеяния мы получили следующее выра-

жение в рамках модели потенциала нулевого радиуса:

$$w_{\varepsilon, \theta_0, \theta} = N \frac{\hbar^2 \gamma_1^2}{m_0^2} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^{3/2}} \frac{(\varepsilon/\varepsilon_0)^2}{(1 - \varepsilon/\varepsilon_0)^2 + (\Gamma/\varepsilon_0)^2} G\left(\frac{\varepsilon_{def}}{\varepsilon}, \theta_0, \theta\right). \quad (4)$$

Здесь N — концентрация примесей, Γ — уширение резонансного состояния ($\Gamma \ll \varepsilon_0$), G — функция, определяющая угловую зависимость рассеяния, θ_0 и θ — углы падения и рассеяния, отсчитанные от направления $z \parallel P \parallel E$. На рис. 9 показана угловая зависимость функции G для трех значений θ_0 при $\varepsilon_{def} = 27.4$ мэВ и $\varepsilon = \varepsilon_0 = 22.6$ мэВ (что соответствует энергии ε_{1s_r}). Видно, что импульс дырок после рассеяния направлен, в основном, перпендикулярно тянущему полю, что также способствует накоплению дырок с энергией, близкой к ε_0 .

5. ВЕРОЯТНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ

Рассмотрим теперь, как соотносятся между собой вероятности внутрицентровых переходов $1s_r \rightarrow 2p_{\pm 1}$ и переходов свободных дырок с энергией $\varepsilon \approx \varepsilon_0$ в локальное состояние $1s$. При резонансной энергии ε_0 в сплошном спектре существуют два типа состояний: квазилокальные (резонансные) состояния и состояния континуума, определяемые решениями гамильтониана Латтинжера, и из них возможны переходы на локальные состояния в запрещенной зоне. Согласно правилам отбора переход $1s_r \rightarrow 1s$ запрещен в дипольном приближении, поэтому в основное состояние в запрещенной зоне возможен переход только из состояний континуума вблизи резонансной энергии. Переход из $1s_r$ в локальное состояние $2p_{\pm 1}$ в дипольном приближении разрешен. Будем считать, что при переходе из состояний сплошного спектра в состояние $1s$ начальная энергия носителей находится в интервале Γ вблизи ε_0 . Предполагаем, что интенсивный обмен между резонансным уровнем и зоной устанавливает квазиравновесие между этими типами состояний, что позволяет ввести единую функцию распределения f_ε . Тогда концентрация p дырок в интервале Γ вблизи ε_0 определяется выражением

$$p = [\eta(\varepsilon_0)\Gamma + N] f_\varepsilon, \quad (5)$$

где N — концентрация центров, $\eta(\varepsilon_0) = (2\pi)^{-3} \int \delta(\varepsilon(k) - \varepsilon_0) d^3k$ — плотность состояний в сплошном спектре.

Так как в эксперименте излучение выходит из образца перпендикулярно оси z , то мы приведем выражения для вероятности W_1 спонтанного дипольного оптического перехода $1s_r \rightarrow 2p_{\pm 1}$, а также для вероятности W_2 перехода между состояниями континуума с энергией ε в интервале $(\varepsilon_0 - \Gamma/2, \varepsilon_0 + \Gamma/2)$ и локальным состоянием $1s$ (эти переходы показаны на рис. 7):

$$W_1 = N f_\varepsilon \frac{e^2 \gamma_1^2}{c^3 m_0^2} \hbar \omega_1 n \frac{1}{a_1^2} \frac{b_{2p}}{b_1} I_1 d\Omega, \quad (6)$$

$$W_2 = N f_\varepsilon \frac{e^2 \gamma_1^2}{c^3 m_0^2} \kappa^2 \hbar \omega_2 n \frac{\Gamma}{\varepsilon_0} (a_{1s} \kappa)^2 (b_{1s} \kappa) I_2 d\Omega, \quad (7)$$

где $\hbar \omega_1, \hbar \omega_2$ — энергии кванта излучения для этих переходов, a_1, b_1 и a_{1s}, b_{1s} — характерные размеры соответственно резонансного состояния $1s_r$ и состояния $1s$, b_{2p} —

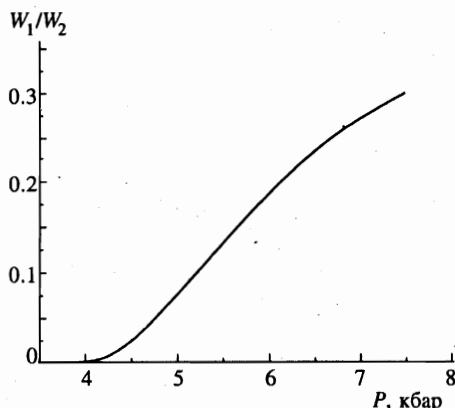


Рис. 10. Зависимость от давления отношения вероятностей переходов: континуум ($\varepsilon = \varepsilon_{1s_r}$) \rightarrow уровень $1s$ (W_1) и квазилокальный уровень $1s_r \rightarrow$ уровень $2p_{\pm 1}$ (W_2)

характерный размер локального состояния $2p_{\pm 1}$ (см. таблицы); n — показатель преломления; I_1, I_2 — безразмерные величины. Для $P = 6.85$ кбар численный расчет дает $I_1 = 0.056, I_2 = 0.0215$. Параметр κ связан с ε_0 соотношением $\varepsilon_0 = \hbar^2 \kappa^2 \gamma_1 / 2m_0$.

На рис. 10 приведена зависимость отношения вероятностей переходов W_2/W_1 от давления. При вычислениях использовалась ширина уровня Γ , найденная из расчета по методу потенциала нулевого радиуса. Для $P = 6.85$ кбар отношение $W_2/W_1 \approx 0.3$, что близко к отношению интенсивностей пиков при энергиях 23 и 20.5 мэВ в спектре стимулированного излучения (рис. 2).

В заключение приведем выражение для излучательного времени жизни спонтанного внутрицентрового перехода $1s_r \rightarrow 2p_{\pm 1}$:

$$\tau[\alpha] = 5 \cdot 10^{-5} (4P [\text{кбар}] - 3.5)^{-1}. \quad (8)$$

При $P = 6.85$ кбар получим $\tau = 2.2 \cdot 10^{-6}$ с.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные экспериментальные данные и их сопоставление с результатами расчетов показывают, что стимулированное терагерцовое излучение односно деформированного p -Ge вызвано инверсной заселенностью расщепленных давлением акцепторных уровней, которая, в свою очередь, обусловлена резонансным рассеянием дырок, разогретых электрическим полем. Необходимым условием такой инверсии является существование у акцепторов резонансных состояний, т.е. состояний, находящихся в непрерывном энергетическом спектре валентной зоны. Проведена идентификация линий спектра. Показано, в частности, что основная линия в спектре стимулированного излучения обусловлена оптическими переходами дырок из резонансного $1s$ -состояния в возбужденное локальное состояние акцептора $2p_{\pm 1}$. Продемонстрирована сильная перестройка частоты внешним давлением.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 97-02-16820 и № 96-02-17352) и программы «Физика твердотельных наноструктур» (грант № 97-1055).

Литература

1. A. A. Andronov, in *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons*, ed. by C. V. Shank and B. P. Zakharchenya, Elsevier Publ. Co., Amsterdam–New York (1992), p. 1.
2. J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco et al., *Science* **264**, 553 (1994).
3. O. Gauthier-Lafaye, S. Sauvage, P. Boucaud et al., *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3197 (1997).
4. И. В. Алтухов, М. С. Каган, К. А. Королев, В. П. Синис, Ф. А. Смирнов, *ЖЭТФ* **74**, 404 (1992).
5. И. В. Алтухов, М. С. Каган, К. А. Королев, В. П. Синис, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 455 (1994).
6. А. А. Андронов, Ш. В. Зверев, В. А. Козлов, Ю. Н. Ноздрин, С. А. Павлов, В. Н. Шастин, *Письма в ЖЭТФ* **40**, 804 (1984).
7. А. А. Кастальский, С. М. Рывкин, *ФТП* **1**, 622 (1967).
8. J. E. Smith, Jr., J. C. McGroddy, and M. I. Nathan, *Phys. Rev.* **186**, 727 (1969).
9. N. O. Gram and N. I. Meyer, *Phys. Stat. Sol.* **1**, 237 (1970).
10. И. В. Алтухов, М. С. Каган, К. А. Королев, В. П. Синис, *ЖЭТФ* **103**, 1829 (1993).
11. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, Москва, Наука (1972).
12. J. M. Luttinger, *Phys. Rev.* **102**, 1030 (1956).
13. Landolt-Börnstein, New Series, Group III, Vol. 22b, *Semiconductors, Impurities and Defects in Group IV Elements and III–V Compounds*, ed. by O. Madelung, Springer Verlag, Berlin–Heidelberg (1984).
14. М. А. Одноблюдов, А. А. Пахомов, В. М. Чистяков, И. Н. Ясевич, *ФТП* **31**, 1180 (1997).
15. J. M. Luttinger and W. Kohn, *Phys. Rev.* **97**, 869 (1955).