

Дальнее инфракрасное стимулированное и спонтанное излучение в одноосно-деформированном бесщелевом $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

© Е.Ф. Венгер, С.Г. Гасан-заде, М.В. Стриха, С.В. Старый, Г.А. Шепельский

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина

(Получена 24 января 2000 г. Принята к печати 27 января 2000 г.)

В одноосно-деформированном бесщелевом $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.10 \div 0.14$) в условиях ударной ионизации электрическим полем обнаружено вынужденное излучение в диапазоне 80–100 мкм. Скачок излучения происходит при пороговых значениях упругой деформации и электрического напряжения и сопровождается скачком тока в образце. Получены также полевые и деформационные зависимости интенсивности спонтанного излучения. Предложен механизм наблюдаемого эффекта с учетом трансформации энергетических зон и примесных акцепторных уровней направленной упругой деформацией.

Введение

Исследование вынужденного излучения в далекой инфракрасной (ИК) области (что соответствует ТГц частотам) проводилось в течение последнего десятилетия в слабо легированном $p\text{-Ge}$. В этом случае инверсная заселенность носителей создавалась в скрещенных электрическом и магнитном полях, а оптические переходы происходили между вырожденными подзонами легких и тяжелых дырок (см. обзор [1]). О наблюдении интенсивного стимулированного излучения в одноосно-деформированном $p\text{-Ge}$ сообщалось в [2]. Одноосное напряжение вызывает трансформацию энергетического спектра свободных и связанных на акцепторах дырочных энергетических состояний, в частности существенное расщепление уровней энергии. В своей недавней работе авторы [2] на основании спектральных исследований и теоретических расчетов идентифицировали пики стимулированного излучения, связав их с оптическими переходами через резонансные состояния акцепторов [3].

В настоящей работе впервые сообщается о наблюдении интенсивного дальнего ИК излучения в одноосно-напряженном бесщелевом полупроводнике $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ p -типа в условиях ударной ионизации сильным электрическим полем.

При наложении одноосного напряжения происходит существенная трансформация энергетического спектра бесщелевого полупроводника (БП) [4,5]. Она заключается в образовании зависящей от величины напряжения энергетической щели между c - и v -зонами при $k = 0$, а также петли экстремумов v -зоны при $k_{\perp} = k_c$ (см. рис. 1). Здесь k_{\parallel} и k_{\perp} — волновые векторы в продольном и поперечном направлении по отношению к оси деформации (для изотропного зонного спектра) и k_c — значение в боковом экстремуме v -зоны. Преобразование энергетического спектра БП отчетливо проявляется через особенности гальваномагнитных и рекомбинационных явлений в одноосно-напряженном кристалле [6,7].

Переходы в далекой ИК области между подзонами БП, расщепленными деформацией, изучались теоретически в [8]. Была обсуждена возможность отрицательного по-

глощения при квазиравновесной инверсной заселенности электронно-дырочных пар, которая описывается ферми-распределением в c - и v -зонах. Этот механизм может быть реализован при инжекции или оптической накачке, однако рассчитанная пороговая концентрация носителей для режима вынужденного излучения оказалась весьма высокой.

Другой механизм инверсной заселенности в случае одноосно-деформированного бесщелевого $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ предлагается в настоящей статье. В режиме ударной ионизации, вызванной приложенным внешним электрическим полем, в c -зоне возникает распределение высокоэнергетических электронов, в то время как дырки локализуются около экстремума v -зоны. Из-за трансформации примесных состояний одноосным напряжением нижний из расщепленных акцепторных уровней пересекает вершину v -зоны, и вклад в рекомбинацию от непрямых

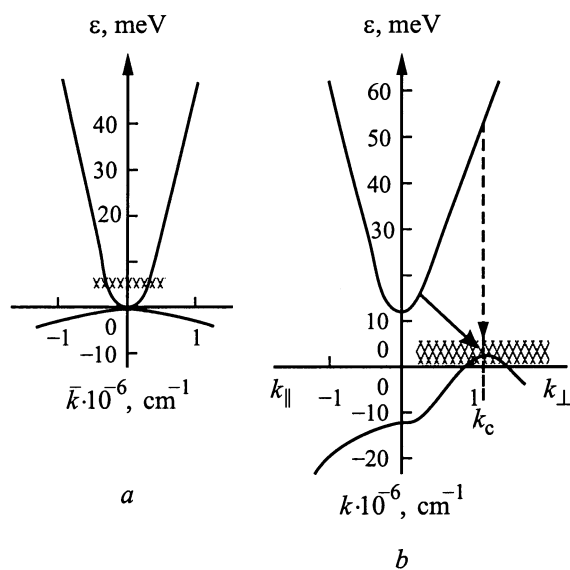


Рис. 1. Трансформация энергетического спектра бесщелевого $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.14$) одноосной деформацией при $T = 4.2$ К. a — $P = 0$; b — $P = 2.5$ кбар, $\mathbf{P} \parallel [001]$. Стрелки представляют прямые и непрямые излучательные переходы.

межзонных излучательных переходов резко возрастает. В результате оказывается возможной реализация режима вынужденного излучения.

Эксперимент

Исследовались образцы p -типа бесщелевого $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.10 \div 0.14$) с концентрацией электрически активных примесей $N_A - N_D = 6 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (при 77 К). Особое внимание было уделено изготовлению образцов со строго параллельными гранями. Отклонение от параллельности не превышало $1 \div 1.5'$. Упругое напряжение P и электрическое поле E прикладывались вдоль двух кристаллографических направлений $[100]$ и $[112]$. Электрическое напряжение до $E < 60 \text{ В/см}$ с длительностью импульса порядка 1 мкс прикладывалось через контакты из индия, размещенные на узких сторонах образца на расстоянии $3 \div 5 \text{ мм}$. Длина образцов вдоль оси сжатия составляла $6 \div 8 \text{ мм}$, их сечение — $0.5 \div 0.8 \text{ мм}^2$.

Величина прикладываемого упругого напряжения находилась в пределах $P = 0 \div 3 \text{ кбар}$. Измерения проводили при температуре жидкого гелия. Излучение регистрировалось фотоприемником $\text{Ge}(\text{Ga})$ с максимумом чувствительности на длине волны излучения 100 мкм.

Зависимость удельного электрического сопротивления ρ и коэффициента Холла R_H образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ от одноосного напряжения P в слабом постоянном электрическом поле представлена на рис. 2. Резкие изменения ρ и R_H имеют простое объяснение. В отсутствие упругого напряжения валентная зона и зона проводимости БП вырождены в точке $k = 0$. Акцепторные состояния

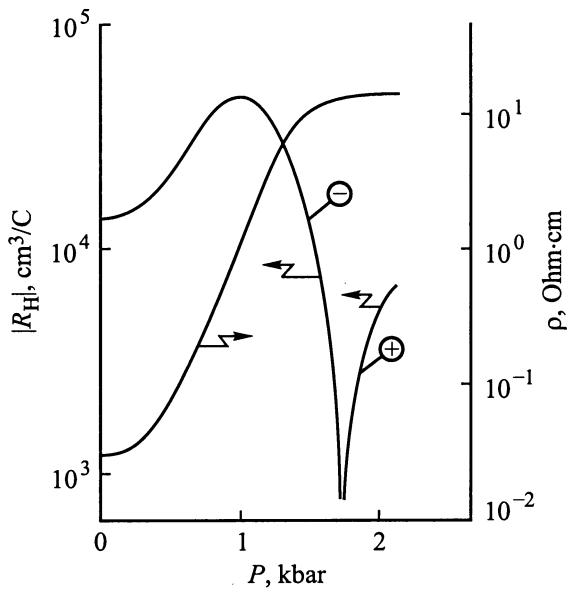


Рис. 2. Деформационные зависимости удельного электрического сопротивления ρ и коэффициента Холла R_H для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x \simeq 0.14$, $T = 4.2 \text{ К}$. Коэффициент Холла измерен при $H = 5 \text{ кЭ}$.

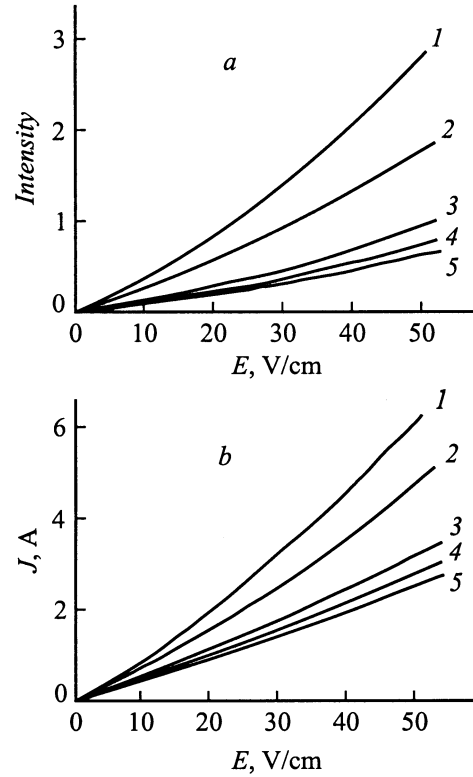


Рис. 3. Зависимость интенсивности спонтанного излучения (а) и электрического тока (б) от напряженности электрического поля E для различных величин деформации P , кбар: 1 — 0 и 0.5, 2 — 1.0, 3 — 1.5, 4 — 2.0, 5 — 2.5; $P \parallel [001]$, $T = 4.2 \text{ К}$. Образец тот же, что и на рис. 2.

формируют примесную зону на энергетическом расстоянии $E_A = 5 \div 6 \text{ мэВ}$ выше вершины валентной зоны и оказываются таким образом в зоне проводимости, т.е. становятся резонансными. В этом случае уровень Ферми фиксируется в акцепторной зоне $E_F = E_A$.

Доноры же, как следует из многочисленных низкотемпературных экспериментов, остаются в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ионизованными вплоть до самых низких температур. Поэтому проводимость образца бесщелевого p - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при низких температурах определяется не дырками, а свободными электронами с концентрацией $n = (eR_H)^{-1}$. В исследованном образце $n = (2 \div 3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Подвижность электронов, определяемая из соотношения $\mu_n = |R_H/\rho|$, равна для приведенного случая $6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Отрицательный знак R_H указывает на электронный тип проводимости кристаллов в таких условиях. С приложением одноосного напряжения акцепторный уровень, следуя за вершиной валентной зоны, попадает в образованную деформацией энергетическую щель (см. рис. 1). При этом электроны вымораживаются на акцепторные состояния. В результате концентрация свободных электронов экспоненциально убывает, что и приводит к наблюдаемым в эксперименте резким изменениям ρ и R_H .

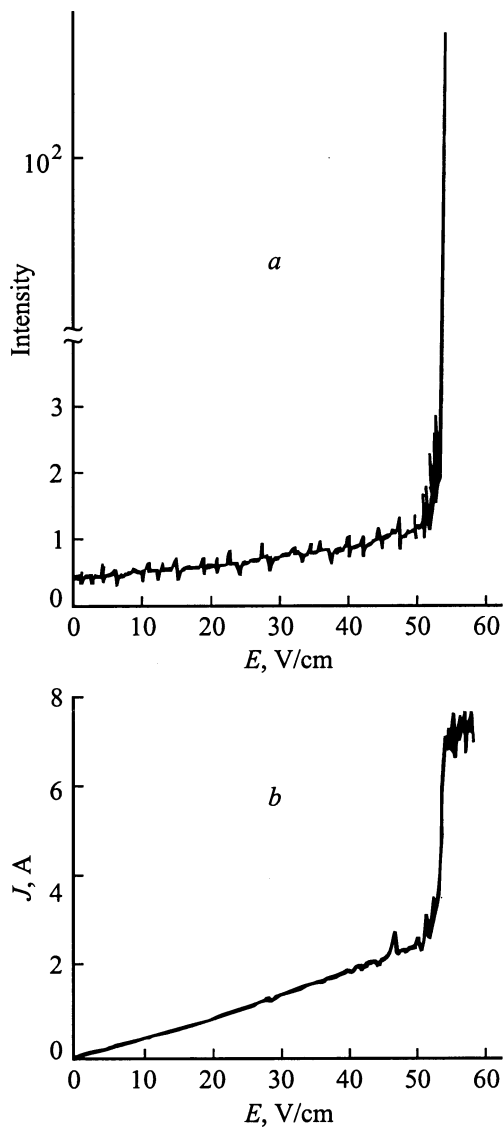


Рис. 4. Скачок интенсивности излучения (а) и электрического тока (b) для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при $P = 2.5$ кбар, $\mathbf{P} \parallel [001]$, $T = 4.2$ К. Образец тот же, что и на рис. 2.

На рис. 3 представлены зависимости интенсивности I спонтанного излучения в дальнем ИК диапазоне (длина волны около 100 мкм) и тока J через образец от напряженности импульсного электрического поля при различных значениях упругого напряжения. Все измерения проводились для напряженностей электрического поля, превышающих порог пробоя мелких примесей. При $E = 3 \div 5$ В/см практически все электроны, ранее вымороженные на акцепторные состояния, из-за примесного пробоя ионизируются и попадают, таким образом, вновь в зону проводимости.

Существенное увеличение тока и интенсивности спонтанного излучения с ростом электрического поля имеет место в диапазоне слабых упругих деформаций ($0 \div 0.5$ кбар), где наблюдается суперлинейность характеристик $I(E)$ и $J(E)$ уже для $E > 10$ В/см.

Особенно заметной суперлинейность становится при $E = 40 \div 50$ В/см. Наблюдаемую зависимость можно объяснить увеличением концентрации свободных электронов. Действительно, в отсутствие энергетической щели собственная концентрация носителей тока n_i в БП увеличивается с электрическим полем как $n_i \propto E^{3/2}$. Некоторый вклад в вид характеристики $J(E)$ может также вносить полевая зависимость подвижности $\mu_n(E)$. В случае рассеивания на ионизированных примесях $\mu_n \propto E_F^{3/2}$, тогда как при существенном разогреве электронов $\mu_n \propto T_e^{3/2}$ (T_e — эффективная температура электронов). В диапазоне же больших упругих напряжений фактор увеличения собственной концентрации становится несущественным из-за образованного деформацией большого энергетического зазора между зонами (при $P = 2.5$ кбар $E_g \approx 25$ мэВ) и положения резонансного акцепторного уровня в этом зазоре (рис. 1). Поэтому незначительная нелинейность $I(E)$ и $J(E)$ здесь определяется лишь слабой зависимостью $\mu_n(E)$.

Интересно отметить, что на кривых зависимости интенсивности излучения $I(E)$ в диапазоне $P > 1.5$ кбар наблюдаются острые пики, которые проявляются лишь в процессе наращивания деформации. Они не выявляют себя в стационарных условиях. При последующих наложениях упругой деформации положения пиков на шкале деформации и их интенсивность изменяются. При этом в зависимостях электрического тока $J(E)$ никаких скачков не обнаруживается. Наблюдаемые пики излучения можно объяснить срывом и электрическим пробоем дислокаций во время наложения одноосного напряжения. Происхождение этих пиков в дальнейшем обсуждаться не будет из-за недостатка экспериментальных данных.

При пороговых величинах упругой деформации и электрического поля ($P = 2.5 \div 2.7$ кбар, $E = 50 \div 55$ В/см) в диапазоне чувствительности фотоприемника наблюдается резкое, практически на 3 порядка, увеличение интенсивности излучения (рис. 4). Скачок излучения сопровождается скачком тока, который, однако, был намного слабее: всего в $4 \div 6$ раз. Наблюдаемые зависимости оказались обратимыми и повторялись при последующих наложениях P или E . Наличие порога в значениях P и E , большая интенсивность сигнала, корреляция этих порогов в сигналах тока и излучения, а также определяющая роль параллельности граней и состояния поверхности кристалла для регистрации излучения свидетельствуют о его стимулированном характере. Резкое увеличение тока, возникающее одновременно с появлением вынужденного излучения, показывает на существенную роль в этом процессе зона-зонной ударной ионизации.

Теория. Обсуждение результатов эксперимента

Принимая во внимание особенности зонной структуры одноосно-деформированного БП, рассмотрим возможные оптические переходы, ответственные за излучение

в далекой ИК области спектра (энергия фотона — порядка 10 мэВ). Прежде всего следует обратить внимание на то, что для упругих напряжений $P \geq 2.5$ кбар прямым переходам между c -зоной и вершиной v -зоны для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.10 \div 0.15$ соответствуют энергии порядка $60 \div 80$ эВ [7] (см. рис. 1). Поэтому при рассмотрении спектров наблюдаемого в наших экспериментах излучения для упругих напряжений, превышающих 1 кбар, следует принимать во внимание только излучательные переходы из зоны проводимости на уровни акцепторного типа (закон сохранения импульса в этом случае "снимается" ввиду размытости акцепторной волновой функции в импульсном пространстве).

Вероятность перехода электрона из состояния $(c\sigma p)$, где σ — спиновый индекс, p — квазиимпульс, в акцепторное состояние (a) при этом определяется известной формулой, являющейся следствием формулы Кубо (см., например, [9]):

$$\tau_R^{-1}(cp) = \frac{(2\pi e)^2}{\varepsilon V} \sum_{q\mu} \omega_q^{-1} \sum_{\sigma'} \left| (c\sigma p | \hat{V} e_{q\mu} | a\sigma') \right|^2 \times \delta(E_{cp} - E_A - \eta\omega_q) [1 - f(E_A)]. \quad (1)$$

Здесь q и μ — волновой вектор и индекс поляризации излучаемого (с частотой ω_q и ортом поляризации $e_{q\mu}$) фотона, V — нормировочный объем, ε — диэлектрическая проницаемость (мы полагаем ее изотропной), \hat{V} — оператор скорости, $f(E)$ — функция распределения электронов, E_{cp} — энергетический спектр электронов. Последнее слагаемое в квадратных скобках в (1) описывает вероятность заполнения акцепторного состояния дыркой.

В дальнейшем мы подставляем в матричный элемент в (1) акцепторную волновую функцию в виде разложения по свободным дырочным функциям ($v\sigma' p'$):

$$\varphi_{a\sigma'} = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{p'} C_{p'\sigma'}^V \varphi_{V\sigma' p'}. \quad (2)$$

Таким образом, задача о нахождении темпа излучательного перехода практически сводится к задаче о нахождении коэффициентов разложения $C_{p'\sigma'}^V$. Эти коэффициенты могут быть вычислены в рамках модели потенциала нулевого радиуса, которая к случаю одноосно-деформированного полупроводника была применена в [10].

Не приводя подробностей достаточно громоздких в этом случае выкладок, отметим только, что коэффициенты разложения $C_{p'}^V$ в выражении (2) пропорциональны:

$$C_p^V \propto \frac{1}{E_{Vp} - E_A} \quad (3)$$

(это выражение является общим следствием модели Костера–Слэттера). Поэтому при пересечении нижним из расщепленных уровней акцептора вершины валентной зоны в матричном элементе в выражении (1) возникает сингулярность.

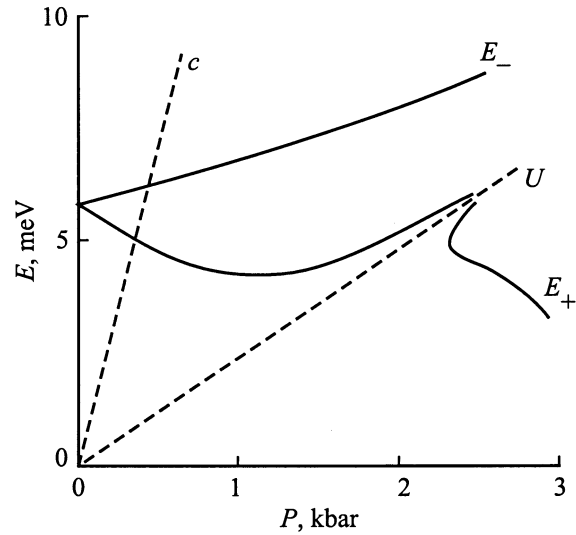


Рис. 5. Трансформация зонного спектра и акцепторного уровня в бесщелевом $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x = 0.14$ (согласно [6]), вызванная упругой деформацией.

Зависимость положения акцепторных энергетических уровней от деформации, представленная на рис. 5, взята из [6]. При значениях механического напряжения $p = 2.5$ кбар более низкое из расщепленных состояний (состояние E^+) пересекает вершину v -зоны и из локализованного становится резонансным. В силу зависимости (3) матричный элемент в выражении (1) в этом случае резко возрастает. В условиях ударной ионизации резонансные состояния в указанной области упругих напряжений оказываются занятыми дырками. Поэтому интенсивность излучательных переходов будет резко увеличиваться.

Рассматриваемый механизм оптических переходов может объяснить появления интенсивного излучения в диапазоне энергии порядка 10 мэВ. Для более детального рассмотрения природы излучательного механизма необходимы дополнительные исследования. Прежде всего следует получить спектральное распределение наблюдаемого излучения, а также вид неравновесной функции распределения носителей тока при ударной ионизации.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность И.В. Алтухову и М.С. Кагану за предоставленную возможность проведения измерений и Ф.Т. Васюко за плодотворное обсуждение экспериментальных результатов.

Список литературы

- [1] А.А. Андронов. ФТП, **21**, 1153 (1987).
- [2] И.В. Алтухов, М.С. Каган, В.П. Синис. Письма ЖЭТФ, **47**, 136 (1988).
- [3] И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, М.А. Однолюбов, В.П. Синис, Е.Г. Чиркова, И.Н. Ясиевич. ЖЭТФ, **115**, 89 (1999).

- [4] A.V. Germanenko, G.M. Minkov. Phys. St. Sol. (b), **184**, 9 (1994).
- [5] Е.В. Баханова, Ф.Т. Васько. ФТТ, **32**, 86 (1990).
- [6] Ф.Т. Васько, С.Г. Гасан-заде, В.А. Ромака, Г.А. Шепельский. Письма ЖЭТФ, **41**, 100 (1985).
- [7] А.В. Германенко, Г.М. Миньков, Е.Л. Румянцев, О.Э. Рут. ЖЭТФ, **94**, 242 (1988).
- [8] E.V. Bahanova, M.V. Strikha, F.T. Vasko. Phys. St. Sol. (b), **164**, 157 (1991).
- [9] Е.В. Баханова, Ф.Т. Васько. Письма ЖТФ, **13**, 1520 (1987).
- [10] Ф.Т. Васько, М.В. Стриха. ФТП, **24**, 1227 (1990).

Редактор В.В. Чалдышев

Far infra-red stimulated and spontaneous emission from uniaxially strained gapless $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

E.F. Venger, S.G. Gasan-zade, M.V. Strikha,
S.V. Staryi, G.A. Shepelskii

Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03028 Kiev, Ukraine

Abstract The stimulated emission of far infra-red radiation in $100\ \mu\text{m}$ region from a uniaxially strained gapless semiconductor $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ has been observed. A dramatic increase in the radiation intensity occurred for the threshold compression P and pulse electrical field E . The intensities of the spontaneous and stimulated emissions as well as the current density were measured as functions of P and E . The mechanism of effect is proposed with the allowance of both the strain-induced transformation of energy spectrum and the impurity acceptor level in the gapless semiconductors.