

©1995 г.

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЗАВИСИМАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ОДНООСНО-ДЕФОРМИРОВАННЫХ УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ф.Т.Васько, С.Г.Гасан-заде, М.В.Стрижа, Г.А.Шепельский

Институт физики полупроводников Академии наук Украины,
252650, Киев, Украина
(Получена 2 августа 1994 г. Принята 5 октября 1994 г.)

Обнаружены и интерпретированы индуцированные одноосной упругой деформацией поляризационно-зависящие изменения спектральных характеристик фотопроводимости в узкощелевых полупроводниках InSb и $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Указанные изменения обусловлены различием в правилах отбора для оптических переходов из состояний валентной зоны, расщепленной деформацией, в зону проводимости.

Измерения энергетического спектра, межзонных оптических переходов и коэффициентов поглощения в полупроводниках при одноосной упругой деформации проводились в большом числе работ [1,2]. Однако, они по-прежнему остаются актуальными [3]. Это связано с применением в оптоэлектронике тонких упруго-напряженных полупроводниковых слоев и, кроме того, с включением в практику новых полупроводниковых материалов. Например, в узкощелевых полупроводниках (УП), таких как InSb и $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, межзонные оптические переходы относятся к среднему и дальнему диапазону инфракрасного (ИК) излучения, который в настоящее время активно осваивается. Важно при этом, что воздействие одноосной упругой деформации на энергетический спектр и оптические переходы оказывается наиболее сильным именно в УП из-за малой ширины запрещенной зоны E_g и большого отношения эффективных масс тяжелых и легких дырок в исходном кристалле. Кроме того, такие исследования имеют и прикладное значение, поскольку фотоприемники на основе УП обычно функционируют в охлажденном режиме и, как правило, оказываются упруго-напряженными.

Изменение коэффициента поглощения в одноосно-деформированных полупроводниках рассматривалось нами в [4,5]. Показано, что для ИК накачки с продольной (\parallel) и поперечной (\perp) относительно оси сжатия

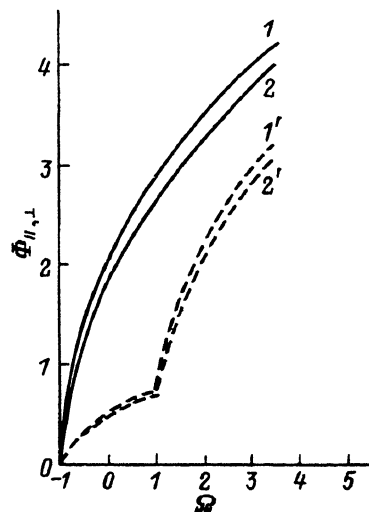


Рис. 1. Расчет спектрального распределения безразмерного коэффициента поглощения Φ для двух направлений поляризации в соответствии с формулой (1): 1, 1' — для InSb, 2, 2' — для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$; поляризация: 1, 2 — $E \parallel P$, 1', 2' — $E \perp P$.

поляризацией излучения коэффициент поглощения α имеет вид

$$\alpha_{\parallel,\perp}(\omega) = \alpha_0 \Phi_{\parallel,\perp}(\Omega), \quad \Omega = 2(\hbar\omega - \bar{\varepsilon}_g)/\varepsilon_0. \quad (1)$$

$$\alpha_0 = \frac{3}{\pi} \frac{e^2}{\hbar c \sqrt{\kappa}} \frac{\varepsilon_g}{\hbar \omega} \left(\frac{2\varepsilon_0 m_c}{\hbar^2} \right)^{1/2},$$

где ε_g — запрещенная зона в недеформированном кристалле, m_c — эффективная масса электрона, слабо изменяющаяся при одноосной деформации, $\bar{\varepsilon}_g$ — перенормированная за счет гидростатической компоненты деформации ширина запрещенной зоны, $\varepsilon_0 = \chi P$ — расщепление валентной зоны в точке $k = 0$, χ — коэффициент деформационного расщепления, κ — диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки. Безразмерные функции $\Phi_{\parallel,\perp}(\Omega)$, рассчитанные для InSb и $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ согласно [4,5], представленным на рис. 1. Отметим, что ввиду расщепления одноосной компонентной деформации валентной зоны в точке Γ_8 на подзоны V_+ и V_- края фундаментального поглощения этих подзон находятся при энергиях

$$\varepsilon_{\pm} = \bar{\varepsilon}_g \mp \varepsilon_0/2, \quad (2)$$

определяемых величиной одноосного сжатия P . При этом переход из верхнего V_+ -состояния в зону проводимости разрешен для обоих направлений поляризации, тогда как переход из состояния V_- в зону проводимости для продольной поляризации оказывается запрещенным [3-5].

Непосредственное измерение коэффициента поглощения α вблизи фундаментального края в упруго-деформированном полупроводнике сопряжено со значительными трудностями. Это связано, с одной стороны, с необходимостью создания упругого напряжения в тонких слоях полупроводника, а с другой — со слабой интенсивностью имеющих источников непрерывного излучения в диапазоне (5-12) мкм. В то

же время имеются фотоэлектрические методы [6], которые позволяют исследовать спектральное распределение коэффициента поглощения в достаточно толстых образцах ($\alpha d \gg 1$), d — толщина образца. К таким образцам может быть легко приложено одноосное напряжение любой величины, не превышающей предела упругости кристалла. Возможности, которые содержит метод изучения спектральных характеристик фотопроводимости (ФП), основаны на конкуренции объемных и поверхностных рекомбинационных процессов, когда характерные длины этих процессов оказываются сравнимыми с глубиной поглощения ИК излучения (величиной порядка α^{-1}). Различие в спектральном распределении α для двух направлений поляризации (рис. 1) должно приводить в этом случае и к качественным изменениям спектрального распределения ФП. В результате, хотя в исследуемом спектральном диапазоне все падающее излучение поглощается в образце, тем не менее спектральная характеристика ФП будет отражать особенности коэффициента поглощения. Измерения спектральных характеристик ФП использовались, например, для определения в одноосно-деформированном InSb энергетического положения уровней Ландау, которые располагаются значительно выше дна зоны проводимости, т.е. в области достаточно больших α [7].

Как известно [6], спектральное распределение ФП образца толщиной d с проводимостью n -типа определяется выражением

$$\Delta\sigma_{\parallel,\perp}(\omega) = \frac{e\mu_n}{d} I_0 \tau \frac{\alpha_{\parallel,\perp} L}{1 - (\alpha_{\parallel,\perp} L)^2} \left[\frac{1 - \exp(-\alpha_{\parallel,\perp} d)}{\alpha_{\parallel,\perp} L} - \frac{L(1 + \alpha_{\parallel,\perp} L_s)}{L + L_s} (1 - \exp(-d/L)) \right], \quad (3)$$

где I_0 — интенсивность падающего на образец излучения, μ_n — подвижность электронов, τ — время рекомбинации носителей в объеме, L — диффузионная длина, $L^2 = D\tau$, D — эффективный биполярный коэффициент диффузии, который для образца n -типа с $n \gg p$ близок к коэффициенту диффузии дырок, $L_s = D/s$ — характерная длина поверхностной рекомбинации, s — скорость этой рекомбинации.

Спектральная зависимость ФП для случая большой скорости поверхностной рекомбинации ($L_s \ll L$) имеет вид кривой с характерным максимумом вблизи края фундаментального поглощения. С ростом коэффициента поглощения уменьшается толщина слоя полупроводника, в котором происходит фотогенерация носителей тока. В результате, поверхностная рекомбинация становится более эффективной, что приводит к уменьшению ФП (см. спектральные распределения ФП на рис. 2). Здесь большему значению α для одних и тех же энергий $\hbar\omega$ соответствует меньшая величина ФП (кривая 2). Если α на какой-либо частоте излучения испытывает резкое изменение (как это происходит при одноосной упругой деформации для энергий, больших E_+ , для поперечной поляризации), то в спектральной зависимости ФП должен возникать характерный излом (рис. 2, кривая 3).

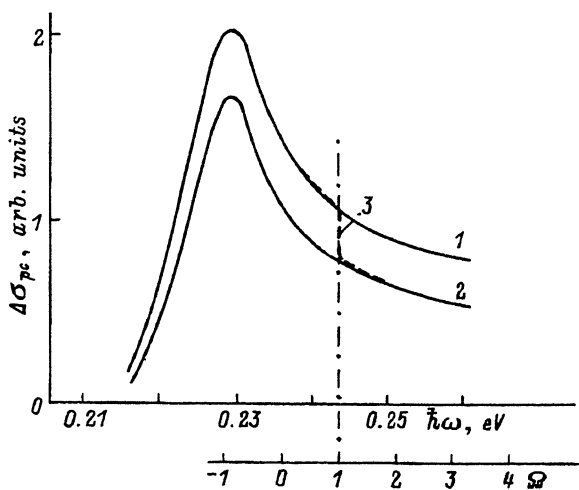


Рис. 2. Схематическое изображение спектрального распределения фотопроводимости $\Delta\sigma_{pc}$ для двух значений коэффициента поглощения: 1 — α_1 , 2 — α_2 , $\alpha_1 < \alpha_2$. Штриховая линия 3 показывает излом ФП при скачкообразном изменении α .

Нами исследовалось спектральное распределение ФП в образцах InSb и $Cd_xHg_{1-x}Te$ в диапазоне упругих деформаций $P = (0-3)$ кбар. Одноосное сжатие прикладывалось вдоль оси [001]. Были выбраны кристаллы с проводимостью n -типа, поскольку p -тип характеризуется значительно большими значениями $\alpha(\omega)$ вблизи края фундаментального поглощения. Малая концентрация свободных носителей ($n = (2 \cdot 10^{13} - 10^{14}) \text{ см}^{-3}$ для InSb, $n = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для $Cd_xHg_{1-x}Te$) позволяет пренебречь эффектами, связанными с поглощением свободными носителями. Последнее может влиять на сигнал ФП при низких температурах.

Исследуемый образец вместе с устройством для одноосного сжатия помещался в гелиевый оптический криостат с регулировкой и стабилизацией температуры в диапазоне (4.2–300) К. Сигнал ФП записывался с помощью ИК спектрометра ИКС-21 с источником излучения — глобаром.

Спектральное распределение ФП образца InSb для поляризованного излучения представлено на рис. 3. Из формулы (3) следует, что отношение L/L_s можно легко оценить из отношения сигнала ФП в максимуме $\Delta\sigma_{pc}(\Omega_0)$ и $\Delta\sigma_{pc}(\Omega_\infty)$ при больших энергиях квантов излучения

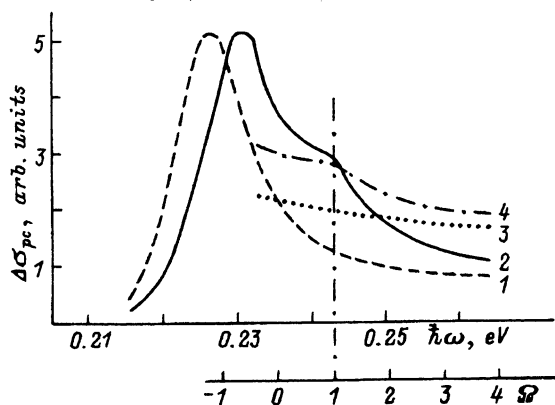


Рис. 3. Спектральные характеристики фотопроводимости $\Delta\sigma_{pc}$ в одноосно-напряженном InSb ($n = 3.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 5.1 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) для двух направлений поляризации; 1, 2 — экспериментальные зависимости, 3, 4 — расчет; поляризация: 1, 3 — $E \parallel P$; 2, 4 — $E \perp P$, $T = 40 \text{ К}$, $P = 2.5 \text{ кбар}$.

$$L/L_s = \Delta\sigma_{pc}(\Omega_0)/\Delta\sigma_{pc}(\Omega_\infty). \quad (4)$$

В исследуемом образце InSb в отсутствие деформации $L/L_s = 8 \div 9$ и это соотношение слабо изменяется в диапазоне температур $T = (20-78)$ К. При таком большом отношении L/L_s должна реализовываться высокая чувствительность зависимости $\Delta\sigma_{pc}(\Omega)$ к структуре спектра $\alpha(\Omega)$.

Обращают на себя внимание две особенности в спектральных характеристиках ФП деформированного InSb. С увеличением деформации происходит смещение максимума $\Delta\sigma_{pc}$ для поляризации $E \perp P$ в коротковолновую сторону. Кроме того, с высокоэнергетической стороны от максимума для поляризации $E \perp P$ отчетливо проявляется особенность сигнала ФП в виде ступеньки, которая при увеличении давления P смещается в сторону более высоких энергий. Для поляризации $E \parallel P$ такая структура отсутствует. Поэтому можно уверенно связать наблюдаемую особенность с краем фундаментального поглощения для переходов из состояний V_- в зону проводимости. Из рис. 3 легко определить значения $\chi = (8.4 \pm 1)$ мэВ/кбар. Это значение хорошо соответствует имеющимся в литературе данным $\chi = 9$ мэВ/кбар [6].

Из-за наличия хвоста фундаментального поглощения для InSb формулу (1), полученную в представлении идеальной модели Кейна, необходимо модифицировать, используя при подстановке в выражение (2) $\tilde{\alpha}_{\parallel,\perp} = \alpha_{\parallel,\perp} + \alpha^*$. Здесь $\tilde{\alpha}_{\parallel,\perp}$ — реальное значение коэффициента поглощения, α^* — независимый от поляризации дополнительный вклад, который в узкой области вблизи $\Omega = +1$ считаем константой. Вид теоретической кривой $\Delta\sigma_{pc}(\Omega)$ в InSb, рассчитанной по формуле (2) с учетом $L = 2 \cdot 10^{-2}$ см для значения $\alpha^* = 5$ см $^{-1}$, изображен на рис. 2. При этом подгонка обеих теоретических кривых проводилась по соответствию теоретического и экспериментального значений $\Delta\sigma_{pc}(\Omega)$ при

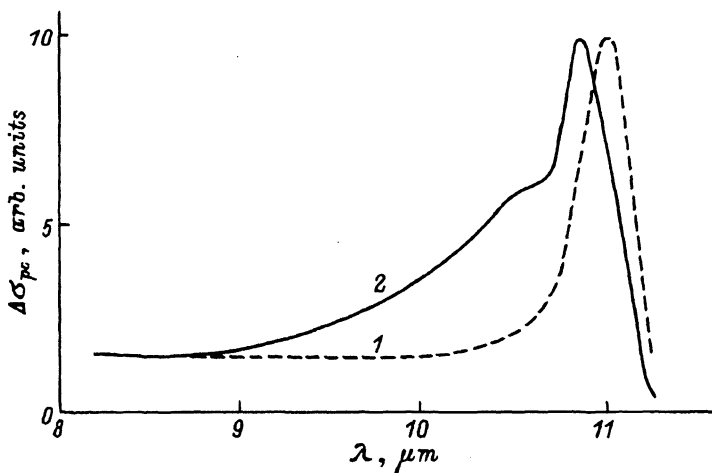


Рис. 4. Спектральные характеристики фотопроводимости $\Delta\sigma_{pc}$ для одноосно-напряженного образца $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.215$, $n = 4.5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $\mu_n = 2.7 \cdot 10^5$ см 2 /В·с). $T = 4.2$ К, $P = 2.7$ кбар; поляризация: 1 — $E \parallel P$, 2 — $E \perp P$.

$E \perp P$ в точке $\Omega = +1$. Как видно из рисунка, использованные соотношения удовлетворительно объясняют качественные особенности эксперимента. Более пологий ход теоретических кривых объясняется упрощенностью приближений, в рамках которых получена зависимость (3).

В $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ по крайней мере в диапазоне температур (4.2–80) К также проявляется поляризационная зависимость спектрального распределения ФП при одноосной деформации. При этом характерная ступенька для поляризации $E \perp P$ (рис. 4, кривая 2) оказывается более размытой. Последней может объясняться меньшей однородностью по толщине кристалла $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ по сравнению с InSb . Тем не менее численное значение коэффициента χ , определяемое из спектрального распределения ФП, оказывается равным 10.2 ± 12 мэВ/кбар, что неплохо согласуется с известным из литературы значением $\chi = 12$ мэВ/кбар [8].

Таким образом, обнаружены и интерпретированы индуцированные одноосной деформацией поляризационно-чувствительные изменения спектрального распределения фотопроводимости, обусловленные различием правил отбора для переходов $V_{\pm} \rightarrow$ [зона проводимости]. Измерения проляризационно-чувствительной ФП могут представлять значительный интерес для идентификации механических напряжений в тонких слоях и пленках, применяемых оптоэлектронике, и для определения величины таких напряжений.

Авторы благодарны Государственному фонду фундаментальных исследований ГКНТ Украины и Американскому физическому обществу за частичную поддержку этой работы.

Список литературы

- [1] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [2] C.V. Higginbotham, M.Cardona, F.H. Pollak. *Phys. Rev.*, **184**, 821 (1969).
- [3] F.H. Pollak. *Semicond. Semimet.*, **32**, 17 (1990).
- [4] Ф.Т. Васько, М.В. Стриха. *ФТП*, **24**, 1227 (1990).
- [5] Ф.Т. Васько, В.И. Песецкий, М.В. Стриха. *УФХ*, **35**, 1201 (1993).
- [6] T.S. Moss. *Rep. Progr. Phys.*, **28**, 15 (1985).
- [7] А.С. Александров, А.Н. Кулямзин, А.П. Менушенков, Е.А. Протасов, Н.А. Толочков, П.А. Черемных. *ФТП*, **11**, 1167 (1977).
- [8] Ф.В. Германенко, Г.М. Миньков, О.Э. Рут. *ФТП*, **21**, 2008 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

Polarization-dependent photoconductivity in uniaxially deformed narrow-gap semiconductors

F.V.Vas'ko, S.G.Gasan-zade, M.V.Strikha, G.A.Shepelshy

Institute of Semiconductor Physics, Ukrainian Academy of Sciences, 252650, Kiev, the Ukraine