

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ГЕРМАНИИ. ЭФФЕКТЫ АНИЗОТРОПИИ

Н.Н.Овсюк

Впервые по затуханию осцилляций в многоосцилляционных спектрах электроотражения с учетом теории Аронова и Иоселевича ¹ определены энергетическая зависимость времени релаксации электронов и дырок для трех направлений в зоне Бриллюэна в германии и константы взаимодействия легких и тяжелых дырок с оптическими фононами для этих направлений.

Осцилляции в спектрах электроотражения (ЭО), обусловленные интерференцией волновых функций электрона и дырки, появляющихся при межзонных оптических переходах обладают высокой чувствительностью к процессам рассеяния электронов и дырок в кристалле. В ¹ найдено, что в результате рассеяния огибающая $\Phi(\omega, \mathcal{E})$ осциллирующей части спектра ЭО экспоненциально убывает с возрастанием энергии фотона $E = \hbar\omega$

$$\Phi_{l,h}(\omega, \mathcal{E}) = A_{l,h} \hbar\theta_{l,h} \Delta^{-1} \exp \left[-(\hbar\theta_{l,h})^{-3/2} \int_0^{\Delta} \Gamma_{l,h}(E) E^{-1/2} dE \right], \quad (1)$$

$$\Gamma_{l,h}(E) = \Gamma^{(c)} \left(\frac{\mu_{l,h}}{m_c} E \right) + \Gamma_{l,h}^{(v)} \left[\left(1 - \frac{\mu_{l,h}}{m_c} \right) E \right] \quad (2)$$

$\Gamma^{(c)}$ – затухание электрона, $\Gamma_{l,h}^{(v)}$ – затухание, соответственно, легкой и тяжелой дырки, $\hbar\theta_{l,h} = (e^2 \mathcal{E}^2 / 2\mu_{l,h})^{1/3}$, $\mu_{l,h}$ – приведенная эффективная масса электрона и дырки вдоль направления электрического поля \mathcal{E} , $A_{l,h}$ – амплитудный множитель, $\Delta = (E - E_g)$, E_g – ширина запрещенной зоны, $\Gamma_{l,h}(E) = \sum_j \hbar\gamma_{jl,h}(E)$, j – тип рассеяния.

Для квазиупругих механизмов рассеяния затухание является степенной функцией энергии E :

$$\Gamma_{j,l,h}(E) = C_{jl,h} E^r \quad (3)$$

для ионов примесей $r = -3/2$, для нейтральных примесей $r = 0$, для фононного рассеяния $r = 1/2$. Подстановка (3) в (1) для указанных трех типов рассеяния дает

$$\ln \{ A_{l,h}^{-1} \Delta (\hbar\theta_{l,h})^{-1} \Phi_{l,h}(\omega, \mathcal{E}) \} = (\hbar\theta_{l,h})^{-3/2} [C_{\text{ион}l,h} \Delta^{-1} + 2C_{\text{нейтр.}l,h} \Delta^{1/2} + (C_{\text{ак.}l,h} + C_{\text{опт.}l,h}) \Delta] \quad (4)$$

Видно, что по зависимости логарифма огибающей от энергии фотона Δ можно определить доминирующий механизм рассеяния носителей заряда и входящие в (3) коэффициенты $C_{jl,h}$; при этом гиперболической зависимости соответствует рассеяние на ионах примесей, корневой – рассеяние на нейтральных примесях с $\Gamma = \text{const}$, линейной – рассеяние на акустических и на оптических фононах.

В данной работе исследовались спектры ЭО при комнатной температуре для переходов $\Gamma_8^+ - \Gamma_7^-$ в центре зоны Бриллюэна германия для трех направлений электрического поля $\mathcal{E} \parallel [100]$, $[110]$ и $[111]$. Методика эксперимента описана в ².

На рис. 1, а приведен экспериментальный спектр ЭО для $\mathcal{E} \parallel [111]$, а на рис. 1, б, в – осциллирующие части спектров отдельно для переходов из зоны тяжелых и легких дырок, полученные из суммарного спектра с учетом отношения вкладов зон легких и тяжелых дырок ³. На рис. 2 приведена зависимость логарифмов амплитуд осцилляций этих спектров от $(E - E_g)$. Видно, что как для тяжелых, так и для легких дырок зависимость (4) линейна и, следовательно, затухание осцилляций обусловлено рассеянием на акустических и (или)

оптических фононах. Видно, также, что углы наклона этих графиков с осью абсцисс и, следовательно, коэффициенты $C_{\text{фон.}l,h}$, определяемые по тангенсу этих углов, отличаются, а значит отличаются и времена релаксации легких и тяжелых дырок. Эти коэффициенты, а также коэффициенты, найденные аналогичным способом для $\vec{\mathcal{E}} \parallel [100]$ и $[110]$, представлены в таблице.

Ориентация поля	$C_{\text{фон.}l,h}, \text{эВ}^{1/2}$		$D_{l,h}^{(v)} \cdot 10^{-11}, \text{эВ/м}$	
	$C_{\text{фон.}l}$	$C_{\text{фон.}h}$	$D_l^{(v)}$	$D_h^{(v)}$
$\vec{\mathcal{E}} \parallel [100]$	0,039	0,034	2,30	2,84
$\vec{\mathcal{E}} \parallel [110]$	0,040	0,027	2,30	2,90
$\vec{\mathcal{E}} \parallel [111]$	0,041	0,031	2,30	3,36

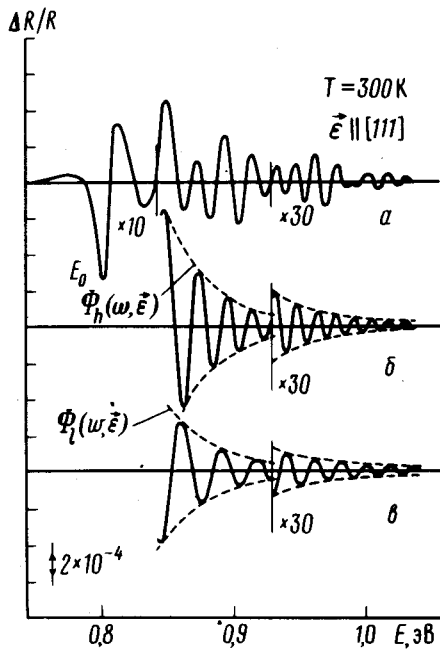


Рис.1.

Рис. 1. а – Экспериментальный спектр ЭО германия *n*-типа, 30 Ом·см, $\vec{\mathcal{E}} \parallel [111]$, $\mathcal{E} = 2 \cdot 10^4$ В/см; б, в – осциллирующие части спектра ЭО для переходов, соответственно, из зоны тяжелых и легких дырок; $\Phi_h(w, \vec{\mathcal{E}})$ и $\Phi_l(w, \vec{\mathcal{E}})$ их огибающие

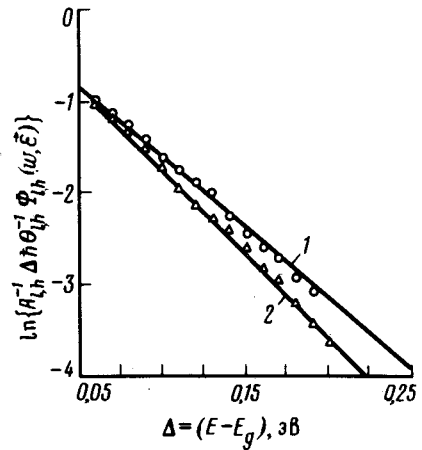


Рис. 2. Зависимость логарифмов огибающих осцилляций спектров ЭО изображенных на рис. 1, б, в от энергии фотона $(E - E_g)$; 1 – для переходов из зоны легких дырок, 2 – из зоны тяжелых дырок

Таким образом, из анализа огибающей осцилляций спектра ЭО с учетом теории¹, может быть определен механизм рассеяния и энергетическая зависимость времени релаксации электронов и дырок для разных кристаллографических направлений.

Из этих же данных, при определенных допущениях, могут быть получены константы взаимодействия легких и тяжелых дырок с оптическими фононами для трех направлений в зоне Бриллюэна.

Принимая в (2), $\Gamma^{(c)} = \Gamma_{\text{ак.}}^{(c)}$ и $\Gamma_{l,h}^{(v)} = \Gamma_{l,h \text{ ак.}}^{(v)} + \Gamma_{l,h \text{ опт.}}^{(v)}$, получим

$$C_{\text{фон.}l,h} = C_{\text{ак.}}^{(c)} \left(\frac{\mu_{l,h}}{m_c} \right)^{1/2} + (C_{\text{ак.}l,h}^{(v)} + C_{\text{опт.}l,h}^{(v)}) \left(1 - \frac{\mu_{l,h}}{m_c} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где $C_{ак.}$ и $C_{опт.}$ — известные функции ⁴ акустического и оптического деформационных потенциалов зоны проводимости и валентной зоны, а также эффективных масс плотности состояний зоны проводимости (m_{dc}) и валентной зоны (m_{dv}), причем $m_{dv}^{3/2} = m_{dl}^{3/2} + m_{dh}^{3/2}$.

Первый член в (5) обусловлен рассеянием электронов на акустических фононах в зоне проводимости из минимума при $k = 0$ в долины [111] на границе зоны Бриллюэна и в долины [100] с одинаковыми константами взаимодействия равными $2 \cdot 10^{10}$ эВ/м и эквивалентными температурами фононов 320 К⁵. Этот член на два порядка меньше остальных членов в (5) и им можно пренебречь. Пренебрегая, далее, анизотропией рассеяния дырок на акустических фононах ⁶, используем для них усредненную константу деформационного потенциала равную 5,7 эВ⁵. Подставляя в (5) найденные экспериментально коэффициенты $C_{фон,l,h}$ для трех направлений в зоне Бриллюэна, по соотношениям ⁴ определяем константы оптических деформационных потенциалов $D_{l,h}^{(v)}$ для легких и тяжелых дырок для этих направлений, (таблица). Следует отметить, что найденные константы примерно в два раза выше значения $1,25 \cdot 10^{11}$ эВ/м, полученного в ⁷ при 78К по проводимости разогретых светом носителей заряда.

В результате показано, что изучение многоосцилляционных спектров ЭО является новым эффективным методом исследования механизмов рассеяния носителей заряда. Высокая чувствительность данного метода впервые позволила определить величину анизотропии оптических деформационных потенциалов дырок.

Автор благодарит В.Н.Овсюка и М.Д.Блоха за обсуждение результатов и за полезные замечания.

Литература

1. Аронов А.Г., Иселевич А.С. ЖЭТФ, 1981, 81, 336.
2. Овсяк Н.Н., Синюков М.П. ЖЭТФ, 1978, 75, 1075.
3. Макаров О.А., Овсяк Н.Н., Синюков М.П. ЖЭТФ, 1983, 84, 2261.
4. Коцуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М.: Мир, 1970.
5. Денис В., Пожела Ю. Горячие электроны. Изд. "Мингис", Вильнюс, 1971.
6. Tiersten M. J. Phys. Chem. Sol., 1964, 25, 1151.
7. Валов П.М., Рыбкин Б.С. ФТП, 1973, 7, 2057.

Новосибирский
институт инженеров геодезии,
аэрофотосъемки и картографии

Поступила в редакцию
22 июня 1983 г.