

## УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В ДЫРОЧНОМ АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ

Авраменко В. А., Стриха М. В.

1. Ранее нами в работе [1] на основе использования трехзонной модели Кейна была рассчитана зависимость вероятности ударной ионизации в  $n$ -InSb от надпороговой энергии ионизирующих электронов. При этом было получено хорошее согласие теории с экспериментальной кривой, восстановленной из зависимости величины квантового выхода от энергии квантов, генерирующих электрон-дырочные пары [2].

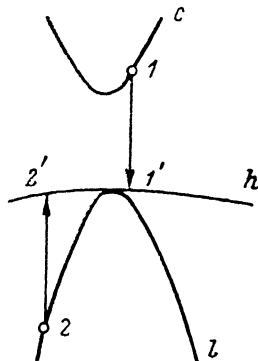


Рис. 1. Схема переходов при ударной ионизации легкими дырками в InSb.

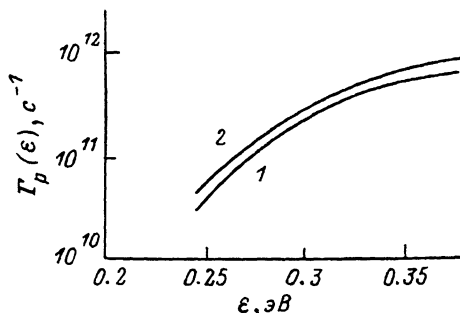


Рис. 2. Вероятность зона-зонной ионизации легкими дырками в  $p$ -InSb.

$p \cdot 10^{-14}$ , см $^{-2}$ : 1 — 13.6, 2 — 0.15.

Зона-зонная ионизация дырками в  $p$ -InSb ранее практически не наблюдалась на опыте при фотогенерации пар свободных носителей из-за соотношения величин эффективных масс тяжелых дырок и электронов  $m_h \gg m_c$ . Действительно, квант света с энергией  $\hbar\omega > 2E_g$  рождает горячий электрон и тяжелую дырку, энергия которой в отношении  $\sim m_c/m_h$  меньше. Число рожденных горячих легких дырок при этом мало по сравнению с числом электронов в отношении  $\sim (m_c/m_h)^{3/2}$ , что делает процесс ионизации легкими дырками практически ненаблюдаемым.

Однако в эксперименте с разогревом дырок в поле сильной световой волны с  $\hbar\omega \approx E_g/16$  процесс зона-зонной ионизации легкими дырками наблюдался в работе [3]. Поэтому представляет интерес рассмотрение энергетической зависимости вероятности такого процесса, тем более что авторам не известны работы, где такая величина рассчитывалась бы ранее.

2. Рассматриваемый процесс изображен на рис. 1. В начальном состоянии мы имеем электронную вакансию (дырку) в зоне проводимости и горячую легкую дырку, а в конечном — две тяжелые дырки (в силу соотношения  $m_h \gg m_c$ ). Как легко видеть, в отличие от переходов, рассмотренных нами в [1], такой процесс характеризуется весьма малой передачей импульса, т. е. кулоновское взаимодействие осуществляется на больших расстояниях, где следует учитывать экранировку кулоновского потенциала свободными носителями.

В борновском приближении вероятность процесса ионизации равна

$$\Gamma_p(\varepsilon_2) = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot \sum_{1, 1', 2'} |M_{if}|^2 (1 - f_1')(1 - f_2') f_1 \delta(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_{1'} - \varepsilon_{2'}). \quad (1)$$

Здесь  $M_{if}$  — матричный элемент перехода относительно возмущающего экранированного кулоновского потенциала  $V(r) = (e^2/\chi r) e^{-\lambda r}$  ( $\lambda$  — обратный радиус экранирования Дебая);  $\varepsilon_i$  и  $f_i$  — энергии и функции заполнения соответствующим

щих дырочных состояний. Сумма в (1) берется по всем возможным в силу законов сохранения энергии и импульса состояниям  $I, I'$  и  $2'$ .

В дальнейшем, полагая концентрации носителей достаточно малыми, считая  $f_1=1, f_1'=f_2'=0$  и введя обозначения

$$\mathbf{k}_1' = \mathbf{k}_1 - \mathbf{q}, \quad \mathbf{k}_2' = \mathbf{k}_2 + \mathbf{q} \quad (2)$$

( $\mathbf{k}$  — квазиволновой вектор), следуя методике, изложенной в [1, 4], получим следующее выражение для вероятности ударной ионизации  $\Gamma_p(\epsilon)$ :

$$\Gamma_p(\epsilon) = \frac{2\pi}{h} \left( \frac{4\pi e^2}{z} \right)^2 \frac{(\epsilon^2 - E_g^2)}{(2\pi)^3 (2\epsilon + E_g) E_g} \int \int d^3\mathbf{q} d^3\mathbf{k}_1 \frac{S(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_1')}{(q^2 + i^2)^2} \times \\ \times \sin^2(\widehat{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_1 - \mathbf{q}}) \sin^2(\widehat{\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_2 + \mathbf{q}}) \delta(\epsilon - E_g + \epsilon_c k_1). \quad (3)$$

Здесь  $\epsilon$  — кинетическая энергия горячей легкой дырки,  $S(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_1')$  — множитель Зоммерфельда, учитывающий взаимное кулоновское возмущение конечных электронного и дырочного состояний  $I$  и  $I'$  [5]. При дальнейшем расчете мы будем пренебрегать членами первого и следующих порядков малости по соотношению  $m_c/m_h$ . В таком приближении порог рассматриваемого процесса равен  $E_g$ , и, таким образом,  $\epsilon \geq E_g$ .

Введем следующие замены и обозначения:

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}_2 \alpha, \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 \alpha, \quad \lambda = k_2 L. \quad (4)$$

С учетом явного вида кейновских спектров [6] для невырожденных дырок имеем ( $T$  — температура в энергетических единицах)

$$L^2 = \frac{4\pi e^2 p}{z T k_h^3}, \quad k_{1,2}^2 = \frac{\epsilon^2 \mp \epsilon E_g}{\gamma^2}, \quad \alpha^2 = \frac{\epsilon - E_g}{\epsilon + E_g}, \quad \gamma^2 = \frac{\hbar^2 E_g}{2m_c}. \quad (5)$$

Подставив (5) в (3) и проинтегрировав это выражение по  $d^3\mathbf{k}_1$  и по углам вектора  $\mathbf{q}$ , имеем

$$\Gamma_p(\epsilon) = \left( \frac{e^2}{z} \right)^2 \frac{m_c}{\hbar^3} (\epsilon_B)^{1/2} \frac{(\epsilon + E_g)^{3/2}}{E_g^2} \left( \frac{2\epsilon - E_g}{2\epsilon + E_g} \right) \left[ 1 - \exp \left( -2\pi \left( \frac{\epsilon_B}{\epsilon - E_g} \right)^{1/2} \right) \right]^{-1} I(\alpha, L). \quad (6)$$

Здесь  $I(\alpha, L)$  — безразмерный интеграл, зависящий от параметров  $\alpha$  и  $L$ :

$$I(\alpha, L) = \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{(x^2 + L^2)^2} \left[ x^2 + 1 - \frac{(x^2 - 1)^2}{2x} \ln \left( \frac{x+1}{x-1} \right) \right] \times \\ \times \left[ x^2 + \alpha^2 - \frac{(x^2 - \alpha^2)^2}{2x\alpha} \ln \left( \frac{x+\alpha}{x-\alpha} \right) \right], \quad (7)$$

$\epsilon_B$  — боровская энергия мелких доноров.

Исследуем поведение интеграла (7) в зависимости от  $\epsilon$ . Очевидно, что при больших  $\epsilon \gg E_g$   $\alpha \rightarrow 1, I(\alpha) = \text{const}$  и зависимость  $\Gamma_p(\epsilon)$  определяется предыдущим выражением в (6). В обратном пределе малых надпороговых энергий  $\alpha \rightarrow 0$ , и, раскладывая подынтегральное выражение по малому параметру  $\alpha/x$ , легко получить  $I(\alpha) \sim \alpha^2$ . Нетрудно также убедиться в том, что интеграл не содержит расходимости по  $x$  в точке  $x=0$  даже при  $L=0$ .

3. Численный расчет  $\Gamma_p(\epsilon)$  по [6, 7] представлен на рис. 2. Кривые 1 и 2 отвечают двум значениям дырочных концентраций  $p=1.36 \cdot 10^{15}$  и  $1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , для которых проводились измерения в [3]. Как видно из сравнения кривых 1 и 2, в указанном диапазоне  $p$  величина  $\Gamma_p(\epsilon)$  мало чувствительна к дебаевской экранировке свободными дырками, так как увеличение  $p$  почти на 2 порядка сопровождается уменьшением  $\Gamma_p(\epsilon)$  менее чем на 10%. Отметим также, что значения  $\Gamma_p(\epsilon)$ , вычисленные при  $p=0, L=0$ , практически совпадают со значениями кривой 2, превосходя их всего на доли процента. Поэтому рассмотренный здесь эффект существен при более высоких концентрациях, для которых важен также учет вырождения свободных носителей.

Важной отличительной чертой рассматриваемого процесса является то, что начиная с некоторых достаточно высоких надпороговых энергий  $\Delta\varepsilon \sim 0.1$  эВ его вероятность по порядку величин сопоставима с вероятностью рассеяния дырок на полярных оптических фононах, и, таким образом, в этой области для нахождения асимптотики функции распределения необходимо учитывать оба эти канала энергетической релаксации горячих легких дырок.

4. В работе [3] было показано, что критические значения электрических полей  $E_{кр}$ , выше которых ударная ионизация зона—зона преобладает над ионизацией глубокого уровня дефектов, в *n*- и *p*-InSb — величины одного порядка. Однако в электронном полупроводнике как в случае примесной, так и в случае зона-зонной ионизации фотопроводимость осуществляется за счет электронов, так как родившиеся в процессе зона-зонной ионизации тяжелые дырки в отношении  $\mu_p/\mu_n \approx 10^{-2}$  менее подвижны ( $\mu_n$  и  $\mu_p$  — электронные и дырочные подвижности) и, таким образом,

$$\Delta\tau/\sigma_0 = \Delta n/n_0. \quad (8)$$

В дырочном полупроводнике подобное соотношение имеет место при ионизации зона—примесь:

$$\Delta\sigma/\sigma_0 = \Delta p/p_0. \quad (9)$$

Однако при переходе к зона-зонной ионизации фотопроводимость начинает определяться более подвижными электронами:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p}{p_0\mu_p} = \frac{\Delta n\mu_n}{p_0\mu_p}. \quad (10)$$

Отсюда из одинакового порядка  $E_{кр}$  следует, что относительная вероятность ударной ионизации примесь—зона в дырочном InSb значительно выше, чем в электронном. Последнее обстоятельство также находится в хорошем качественном соответствии с результатами этой работы и работы [1] и, очевидно, может быть еще одним экспериментальным свидетельством в пользу того, что глубокий уровень структурных дефектов в InSb является *h*-центром, и стать независимым подтверждением вывода, сделанного в [7] на основе анализа фотоионизационных спектров.

Авторы благодарны И. Н. Ясиевич, С. Д. Ганичеву, С. А. Емельянову за ценное обсуждение.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Авраменко В. А., Стриха М. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 10, с. 1835—1841.
- [2] Кумекон С. Е., Ясиевич И. Н. — ФТП, 1973, т. 7, в. 6, с. 1081—1085.
- [3] Ганичев С. Д., Дмитриев А. П., Емельянов С. А., Терентьев Я. В., Ярошецкий И. Д., Ясиевич И. Н. — ЖЭТФ, 1986, т. 90, в. 2, с. 445—457.
- [4] Шейнкман М. К., Воробьев Ю. В., Стриха М. В. — Вісник АН УРСР, 1986, № 10, с. 12—21.
- [5] Khalifin V. B., Strikha M. V., Yassievich I. N. — Phys. St. Sol. (b), 1985, v. 132, N 1, p. 203—217.
- [6] Kane E. O. — J. Phys. Chem. Sol., 1957, v. 1, N 2, p. 249—261.
- [7] Колчанова Н. М., Сиповская Н. А., Сметанникова Ю. С. — ФТП, 1982, т. 16, в. 12, с. 2194—2196.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получено 19.05.1987  
Принято к печати 18.12.1987