

УДК 621.315.592

©1995

## ОБ ЭЛЕКТРОННОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ МЕТАЛЛ-ИЗОЛЯТОР В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ (СЛКП)

*М.И. Даунов, И.К. Камылов, В.А. Елизаров*

Институт физики Дагестанского научного центра  
Российской академии наук,  
367003, Махачкала, Россия  
(Поступила в Редакцию 7 декабря 1994 г.)

Получен уточненный критерий перехода металл-изолятор в сильно легированных компенсированных полупроводниках (СЛКП) и показано, что корреляция в расположении заряженных примесей понижает критическую концентрацию носителей заряда. Выяснено, на примере СЛКП  $n$ -InSb, что коэффициент  $K_c = 1 - n_c/N_d$  (где  $n_c$  — критическая концентрация электронов,  $N_d$  — концентрация доноров) в области промежуточного легирования проходит через минимум.

Для определения критической концентрации носителей заряда перехода от металлической проводимости к активационной (МА-переход), происходящего под действием компенсации в результате локализации носителей заряда в крупномасштабные флуктуации случайного потенциала, например, в полупроводнике  $n$ -типа, предлагается [1,2] и применяется [3] соотношение

$$n_c = 0.42N^{2/3}a^{-1}, \quad (1)$$

где  $N = N_d + N_a$ ,  $N_d$  и  $N_a$  — концентрации доноров и акцепторов,  $a$  — боровский радиус. Соотношение (1) выведено из условия равенства энергии Ферми  $\varepsilon_F$  и среднеквадратичного потенциала флуктуации концентрации примесей  $\bar{\gamma}$ , полученного в приближении линейного экранирования, с использованием плотности состояний в однородном полупроводнике с квадратичным изотропным законом дисперсии  $g_0(\varepsilon) \sim \varepsilon^{1/2}$ . Как будет показано далее, в таком приближении коэффициент  $\beta = n_c N^{-2/3} a$  и соответственно  $n_c$  завышены более чем на порядок.

Более точно  $n_c$  можно оценить, воспользовавшись плотностью состояний, полученной в рамках теории линейного экранирования [2]. Применяя линейную аппроксимацию для плотности состояний, получим

$$n_c = (2/\pi)^{10/9} - \left[ \delta_c(0.044 + 0.15\delta_c) \right]^{8/9} N^{2/3} a^{-1}, \quad (2)$$

где  $\delta_c = \varepsilon_p/\bar{\gamma} = \varepsilon_F/\bar{\gamma}$ ,  $\varepsilon_p$  — уровень протекания [1,2]. Здесь и далее энергия отсчитывается от условного нуля на расстоянии типичного значения флуктуации потенциальной энергии электрона.

Воспользуемся полученной в [4] в приближении нелинейного экранирования плотностью состояний

$$g(\varepsilon) = g_0(\gamma)(\varepsilon/\gamma)^{7/2} \quad (3)$$

в окрестности невозмущенного дна зоны проводимости в интервале энергии порядка типичного значения амплитуды случайного потенциала

$$\gamma = (e^2/\chi)(N^{2/3}/n^{1/3}) \quad (4)$$

( $\chi$  — диэлектрическая проницаемость) масштаба  $r = N^{1/3}/n^{2/3}$ . Отсюда

$$n_c = 2(3\pi)^{-4/3}\delta_c^3 N^{2/3} a^{-1}, \quad (5)$$

где  $\delta_c = \varepsilon_F/\gamma_c = \varepsilon_p/\gamma_c$ . Соотношение (5) следует из  $n_c = \int_0^{\varepsilon_p} g(\varepsilon)d\varepsilon$  и (3),

(4). В [1] в формуле (5) стоит  $\delta_c^{4/3}$ , так как вместо  $g(\varepsilon)$  использовано  $g_0(\varepsilon)$ , а вместо  $\gamma_c$  — параметр  $\bar{\gamma}$ .

Зависимость  $g \sim \varepsilon^{7/2}$  в (3) выведена при больших  $\varepsilon$ . Однако в [4] показано, что значения энергии Ферми в капле при температуре абсолютного нуля  $\varepsilon_F^{(d)}$ , вычисленной с использованием (3) и в [1], совпадают. На основании этого в [4] сделан вывод о применимости (3) во всем интервале энергий от нуля до  $\gamma$ . Кроме того, из отношения  $\varepsilon_F^{(d)}/\gamma_c = \delta_m$  следует  $\delta_c \simeq 2.15\delta_m$  и  $\varepsilon_p > \varepsilon_F^{(d)}$ , т.е.  $\varepsilon_p$  попадает в интервал энергий  $\varepsilon_F^{(d)} < \varepsilon < \gamma_c$ , для которого выведено (3).

Для коэффициента  $\beta$  формулы (1), (2) и (5) дают соответственно при  $\delta_c = 1$  значения 0.42, 0.14 и 0.1, а при  $\delta_c = 0.5$ , согласно (2), (5),  $\beta$  равняется 0.05 и  $1.26 \cdot 10^{-2}$ .

Итак, критерий (1) существенно завышает  $n_c$  в связи с использованием плотности состояний  $g_0(\varepsilon)$  и из-за предположения, что  $\varepsilon_p$  равняется среднему значению флуктуирующего потенциала, т.е. уровень протекания располагается у края бывшего дна зоны проводимости [1]. Очевидно, наиболее приемлем критерий (5), выведенный в приближении  $\delta \ll 1$ , поскольку, как будет показано далее,  $\delta_c < 1$ . Уместно отметить, что квазиклассическое описание применимо при произвольном  $\delta$  [1,2].

Коэффициент  $\delta_c$  можно оценить в предположении

$$\varepsilon_F = \varepsilon_p = \gamma_c - \Delta\varepsilon, \quad (6)$$

где  $\Delta\varepsilon$  — расстояние между невозмущенным и опущенным в результате перестройки энергетического спектра вследствие сильного легирования краем зоны проводимости. Подавляя в (6) значения  $\gamma_c$  и используя (5), имеем

$$\delta_c^{-1} = 1 + \left\{ [(3\pi)^{4/3}/2] S (1 + K_c)^{4/3} N_d^{1/3} a \right\}^{-1/3}, \quad (7)$$

где  $S = (e^2/\chi\Delta\varepsilon)^3 N_d$ ,  $K_c = 1 - n_c/N_d$ ,  $e$  — заряд электрона. Параметр  $\Delta\varepsilon$  можно определить из экспериментальных данных [5-7] или теоретических расчетов [5,8].

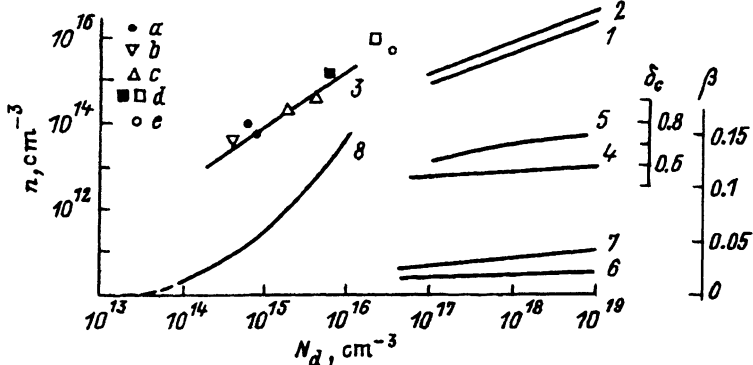


Рис. 1. Зависимость критической концентрации электронов  $n_c$  (1-3), коэффициентов  $\delta_c$  (4, 5) и  $\beta$  (6-8) от концентрации доноров в  $n$ -InSb.

Кривые 1, 4, 6 рассчитаны по (5), (8), 2, 5, 7 — по данным [5] и (5), (7). Кривые 3, 8 и значки — эксперимент:  $a$  — [9],  $b$  — [12],  $c$  — [13],  $d$  — [10],  $e$  — [14]. Светлые значки —  $n > n_c$ . Кривая 8 — эффективное значение коэффициента  $\beta$ .

Учитывая слабую зависимость  $\epsilon_p$  от компенсации [9,10], напряженности магнитного поля [3] и всестороннего давления [11], а также, как будет показано далее, от корреляции в расположении заряженных примесей и полагая  $1 + K_c = 2$ ,  $\Delta\epsilon = \bar{\gamma}$ , где  $\bar{\gamma}$  определяется концентрацией основных примесей, получим

$$\delta_c^{-1} = 1 + 0.856(N_d^{1/3}a)^{-1/12}, \quad (8)$$

$$\Delta\epsilon = (e^2/\chi)(2\pi)^{1/2}(N_d^{1/3}a)^{1/4}N_d^{1/3}. \quad (9)$$

На рис. 1 приведены вычисленные по (5), (7), (8) значения  $n_c$ ,  $\delta_c$  и  $\beta$  в зависимости от  $N_d$  в  $n$ -InSb.

Соотношение (9) удовлетворительно согласуется с данными о величине сдвига края оптического поглощения в СЛКП по отношению к нелегированному образцу [5-7].

Поскольку  $\delta_c = 1 - \bar{\gamma}/\gamma$ , где  $\gamma$  — типичная амплитуда случайного потенциала, формируемого, вообще говоря, как в случае пуассоновского распределения, так и при коррелированном расположении заряженных примесей, а также структурными дефектами, то корреляция, понижая  $\gamma$  до  $\gamma_i$  с масштабом  $r_i < r$ , неизбежно должна привести к занижению  $\beta$  и  $n_c$ . Этот вывод подтверждается характеристиками МА-перехода в СЛКП  $\text{CdSnAs}_2(\text{Cu})$ , происходящего под воздействием всестороннего давления [11]. В этом соединении рост давления сопровождается усилением компенсации. Это в свою очередь обуславливает рост  $\gamma$  до  $\gamma > \gamma_i$ , и МА-переход происходит в условиях коррелированного расположения заряженных примесей. В образце  $\text{CdSnAs}_2(\text{Cu})$  [11] с  $N = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $K_c = K_a = N_a/N_d \simeq 1$  МА-переход наступает, когда  $n_c = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  и  $\Delta\epsilon = 0.03 \text{ eV}$ . Действительно, экспериментально полученная величина  $\Delta\epsilon$  согласуется со значением, найденным согласно (9), а параметры  $r_i = 10^{-5} \text{ cm}$ ,  $\gamma_i = 36 \text{ meV}$ ,  $\delta_{ic} = 0.18$ , определенные по  $n_c$ ,  $\Delta\epsilon$  и (3), оказались меньше вычисленных без учета корреляции (для  $N = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , согласно (5), (8), (4), получены  $n_c = 5.7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,

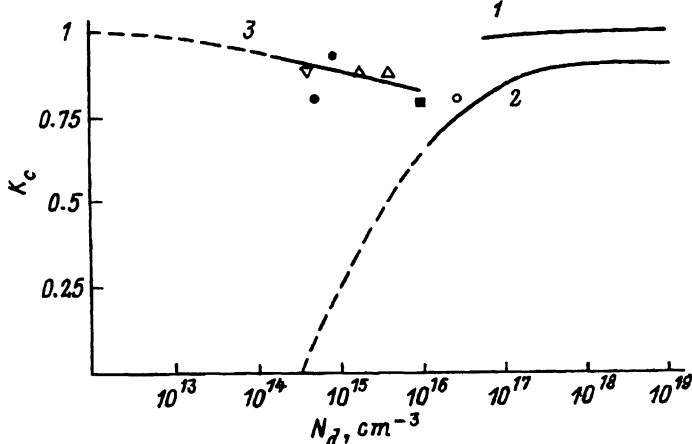


Рис. 2. Фазовая диаграмма МА-перехода в СЛКП  $n$ -InSb; зависимость  $K_c = 1 - (n_c/N_d)$  от  $N_d$ .

Сплошные кривые 1, 2 рассчитаны соответственно по (5), (1). Сплошная кривая 3 и значки — эксперимент. Обозначения те же, что на рис. 1. Штриховые линии — экстраполяция.

$\delta_c = 0.56$ ,  $\beta = 1.8 \cdot 10^{-2}$ ,  $r = 3.7 \cdot 10^{-5}$  см и  $\gamma = 72$  meV). Корреляцию можно характеризовать введением эффективной величины концентрации ионизированных примесей, вычисленной с использованием  $\gamma_i$  и  $n_c$  по (4). Для обсуждаемого образца  $2 N_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ . Очевидно, при корреляции всегда  $N_{\text{eff}} < N$ . Подчеркнем актуальность вышеприведенного обсуждения, поскольку в СЛКП наличие корреляции в распределении заряженных примесей вследствие образования комплексов является скорее правилом, чем исключением.

Известно [1,2] (это следует из соотношений (1), (2), (5)), что с ростом  $N_d$  в СЛКП коэффициент  $K_c$  растет. Однако из экспериментальных данных, например, в  $n$ -InSb (рис. 1, 2) в переходной области от  $N_d = N_M$  ( $N_M^{1/3} a = 0.25$ ; в  $n$ -InSb при несколько меньших значениях  $N_M$  [11]) до  $N_d^{1/3} \approx 1$  следует обратная зависимость  $K_c$  от  $N_d$

$$n_c = N_d(-0.7 + 5.35 \cdot 10^{-2} \lg N_d). \quad (12)$$

В минимуме функции  $K_c = (N_d) N_d = 10^{16}$  см $^{-3}$ ,  $K_c = 0.83$ . На диэлектрической стороне перехода, очевидно,  $n_c = 0$  и  $K_c = 1$  (рис. 1, 2). В окрестности критической точки  $N_d = N_M$  коэффициенты  $K_l = n_l/N_d$  ( $n_l$  — концентрация электронов, локализованных на донорах) и  $K_a = N_a/N_d$  изменяются скачкообразно. С ростом  $N_d K_l$  убывает от  $K_l \lesssim 1$  до нуля,  $K_a$  возрастает от  $K_a \gtrsim 0$  до единицы, а  $K_c = K_l + K_a$  плавно убывает от единицы к минимальному значению вблизи  $N_d^{1/3} a \approx 1$  и далее растет согласно теории СЛКП [1,2] (рис. 2). Эффективный коэффициент  $\beta$  в окрестности критической точки возрастает от нулевого значения с ростом  $N_d$  (кривая  $\beta$  на рис. 1).

Очевидно, экстраполяция (1) в приближении  $K_c = K_a \rightarrow 0$  при  $N_d \rightarrow N_M$  в [3] (кривая 2 на рис. 2) неадекватна реальной ситуации.

Знание  $K_c(N_d)$ , вероятно, окажется полезным при подборе кристаллов для соответствующих исследований. В целом, можно надеяться, что полученные результаты будут способствовать уточнению критерия МА-перехода в СЛКП, происходящего под действием магнитного поля [15].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

### Список литературы

- [1] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. ЖЭТФ **60**, 2, 867 (1971); **61**, 2(8), 816 (1971).
- [2] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М. (1979). 416 с.
- [3] Пидильковский И.М. УФН **152**, 4, 583 (1987); Электронный спектр бесщелевых полупроводников. Свердловск (1991). 224 с.
- [4] Гуляев Ю.В., Плесский В.П. ЖЭТФ **71**, 4(10), 1475 (1976).
- [5] Stern F., Dixon J.R. J. Appl. Phys. **30**, 2, 268 (1959).
- [6] Пенцов А.В., Словодчиков С.В. ФТП **9**, 7, 1233 (1975).
- [7] Батукова Л.М., Данилов В.И., Звонков Б.Н., Карпович И.А. ФТП **16**, 6, 99 (1982).
- [8] Келдыш Л.В., Прошко Г.П. ФТТ **5**, 12, 3378 (1963).
- [9] Яременко Н.Г. ФТП **9**, 5, 840 (1975).
- [10] Гершензон Е.М., Ильин В.А., Куриленко И.Н., Литвак-Горская А.Б. ФТП **9**, 7, 1324 (1975).
- [11] Камилов И.К., Даунов М.И., Елизаров В.А., Магомедов А.Б. ЖЭТФ **104**, 1(7), 2436 (1993); Письма в ЖЭТФ **54**, 10, 589 (1991).
- [12] Putly E.H. Semiconductors and Semimetals. N.Y. (1966). V. 1. P. 289.
- [13] Somerford D.J. J. Phys. Ser. C. **4**, 1570 (1971).
- [14] Аронзон Б.А., Чумаков Н.К. ФТТ. **31**, 4, 10 (1989).
- [15] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. ЖЭТФ **64**, 6, 2222 (1973).