



УДК 621.315.592

Н.А. ПОКЛОНСКИЙ

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ВОДОРОДОПОДОБНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

The model for calculating the critical density of metal-insulator transition for static permittivity, as a function of the Bohr radius of an isolated impurity as temperature $T \rightarrow 0$ K, is refined.

Рассмотрим ковалентный полупроводник с относительной диэлектрической проницаемостью решетки ϵ_r . Концентрация доноров в зарядовых состояниях (0) и (+1) равна $N = N_0 + N_{+1}$, отрицательно заряженных акцепторов – KN . Уравнение электронейтральности есть $N_{+1} = KN$.

Диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{\alpha}\epsilon_0$, где ϵ_0 – электрическая постоянная, определяет связь локального электрического поля E_l , действующего на каждую поляризуемую частицу, со средним макроскопическим полем E_{av} [1, 2]. Зависимость ϵ_{α} от поляризуемости частиц диэлектрика приближенно устанавливает формула Клаузиуса – Моссотти – Лорентца – Лоренца (КМЛЛ).

В [3] кристаллическая матрица рассматривалась как сплошная среда с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r\epsilon_0$ и связью между локальным и внешним полями в виде:

$$E_l = E_{av} + (\alpha N_0 / 3\epsilon_r) E_l,$$

где α – поляризуемость нейтрального донора.

В [4] для описания диэлектрической проницаемости в легированном полупроводнике учтено влияние поляризации атомов матрицы с концентрацией N_h на локальное поле, действующее на нейтральный донор. Связь локального E_l и внешнего полей E_{av} в кристалле полагалась в виде:

$$E_l = E_{av} + (\alpha_h N_h / 3 + \alpha N_0 / 3\epsilon_r) E_l,$$

где α_h – поляризуемость атома матрицы.

По нашей модели [5] с учетом суперпозиции электрических полей как атомов кристаллической матрицы с концентрацией N_h , так и нейтральных доноров с концентрацией $N_0 = (1 - K)N$ имеем (ср. [4]):

$$E_l = E_{av} + (\alpha_h N_h / \beta_h + \alpha N_0 / 3) E_l, \quad (1)$$

где β_h учитывает точечную симметрию нелегированного кристалла (в модели КМЛЛ полагается $\beta_h = 3$).

Поляризуемость нейтрального водородоподобного донора (или акцептора) [6]:

$$\alpha = 18\pi [a_H (N)]^3, \quad (2)$$

где $a_H(N) = e^2 / (8\pi\epsilon_r\epsilon_0 E_d)$ – боровский радиус донора со средней энергией ионизации $E_d(N)$.

По данным, приведенным в [4, 7], для $N=N_c$, когда $\epsilon_{r\alpha}(N_c) \rightarrow \infty$, средний радиус области, приходящийся на один нейтральный донор при $K \ll 1$, есть $0,62 N_c^{-1/3}$, что более чем в 2,5 раза превышает $a_H(N_c)$. Поэтому использование диэлектрической проницаемости кристаллической решетки $\epsilon_r\epsilon_0$ при нахождении $a_H(N_c)$ оправдано.

Отметим, что входящая в формулу (2) энергия ионизации донора E_d зависит от N и K [5, 8]. Корреляционное взаимодействие подвижных положительно заряженных состояний доноров (мигрирующих прыжковым образом электронных вакансий) и неподвижных отрицательно заряженных акцепторов приводит к уменьшению энергии ионизации донора. Средняя энергия ионизации донора есть:

$$E_d = I_d - \frac{3e^2}{16\pi\epsilon_r\epsilon_0(\lambda + d)}, \quad (3)$$

где I_d – энергия ионизации изолированного донора, $d \approx 0,554(N(1+K))^{-1/3}$ – среднее расстояние минимального сближения между ионами примесей в кристалле, λ – радиус (длина) экранирования иона прыгающими между донорами в зарядовых состояниях (0) и (+1) электронами [5, 8], $\lambda^{-2} = -(e^2/\epsilon_r\epsilon_0)\partial N_{+1}/\partial E_F$, при этом уровень Ферми E_F определяется из уравнения электронейтральности $N_{+1} = KN$.

Суммарная поляризованность атомов матрицы и нейтральных доноров по [2] есть:

$$(\alpha_h N_h + \alpha(1-K)N)\epsilon_0 E_l = (\epsilon_{r\alpha} - 1)\epsilon_0 E_{av}. \quad (4)$$

Полагая $\beta_h = 3$ (как если бы атомы матрицы образовывали простую кубическую решетку или были распределены хаотично [2]), из (1) и (4) имеем:

$$\epsilon_{r\alpha} = \epsilon_r + \frac{(\epsilon_r + 2)^2 \alpha(1-K)N}{9 - (\epsilon_r + 2)\alpha(1-K)N}. \quad (5)$$

Заметим, что (5) можно представить в "каноническом" (по КМЛЛ) виде:

$$\frac{\epsilon_{r\alpha} - 1}{\epsilon_{r\alpha} + 2} = \frac{1}{3}(N_h \alpha_h + N_0 \alpha).$$

Одним из критериев перехода изолятор–металл по [4, 7, 9] является неограниченное возрастание макроскопической диэлектрической проницаемости полупроводника $\epsilon_{r\alpha}\epsilon_0$ при увеличении концентрации легирующей примеси до критической N_c . Отметим, что критерии отличия изолятора от проводника в рамках микроскопического подхода обсуждаются в работе [10].

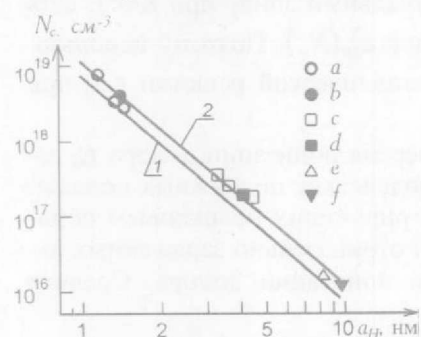
Условие перехода изолятор–металл $\epsilon_{r\alpha}(N_c) \rightarrow \infty$, согласно (5), принимает вид:

$$N_c = \frac{9}{(\epsilon_r + 2)\alpha(1-K)}. \quad (6)$$

По моделям [3] и [4] для $\epsilon_{r\alpha}(N)$ критическая концентрация N_c оказывается соответственно в $\epsilon_r(\epsilon_r + 2)/3$ и в ϵ_r раз больше, чем по формуле (6) при тех же значениях α .

На рисунке показаны критические концентрации перехода изолятор–металл N_c в зависимости от боровского радиуса примеси a_H для Si и Ge.

легированных атомами As, P, Sb, B и Ga, а также для *n*-InP и *n*-GaAs. При расчете по формуле (6) полагалось $\epsilon_r=12$, что соответствует средней величине относительной диэлектрической проницаемости кристаллической решетки перечисленных кристаллических полупроводников [11].



Зависимость критической концентрации перехода изолятор–металл N_c от боровского радиуса $a_H = e^2 / (8\pi\epsilon_r\epsilon_0 I_d)$ изолированной водородоподобной примеси при $K \approx 0,01$:

1 – расчет N_c с учетом зависимости α от концентрации примеси по формулам (2) и (3) при $K = 0,01$; 2 – $E_d = I_d$. Экспериментальные данные (см [32]): a – *n*-Si (Si:As, Si:P, Si:Sb); b – *p*-Si:B; c – *n*-Ge (Ge:As, Ge:P, Ge:Sb); d – *p*-Ge:Ga; e – *n*-InP; f – *n*-GaAs.

лей приводит к формуле КМЛЛ, связывающей магнитную восприимчивость вещества с восприимчивостью отдельного диполя.

Автор выражает благодарность С.А. Вырко и А.И. Сягло за обсуждения и помощь в оформлении рукописи.

1. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М., 1978.
2. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М., 1989.
3. Кастеллан Дж., Зейтц Ф. // В сб.: Полупроводниковые материалы. М., 1954. С. 14.
4. Dhar S., Marshak A.H. // Sol.-St. Electronics. 1985. Vol. 28. № 8. P. 763.
5. Поклонский Н.А., Сягло А.И. // ФТТ. 1998. Т. 40. № 1. С. 147.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Квантовая механика. М., 1989.
7. Edwards P.P., Sienko M.J. // Phys. Rev. 1978. Vol. B 17. № 6. P. 2575.
8. Поклонский Н.А., Сягло А.И., Бискупски Г. // ФТП. 1999. Т. 33. № 4. С. 415.
9. Забродский А.Г. // УФН. 1998. Т. 168. № 7. С. 804.
10. Кудинов Е.К. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 8. С. 2306.
11. Semiconductors – Basic Data /Ed. O. Madelung. Berlin, 1996.
12. Гинзбург В.Л., Максимов Е.Г. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1992. Т. 5. № 9. С. 1543.
13. Виноградов А.П. // РЭ. 1999. Т. 44. № 9. С. 1131.

Поступила в редакцию 21.03 2000.

УДК 539.3

М.Д. МАРТЫНЕНКО, С.М. БОСЯКОВ

ПОВЕРХНОСТИ СИЛЬНОГО РАЗРЫВА В ТЕОРИИ ТЕРМОУПРУГОСТИ КУБИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНЫХ ТЕЛ

Wave processes in thermoelastic cubic anisotropic medium with regard the finite velocity of heat's propagation are investigated from the points of view of theory of strong discontinuities.

Рассматриваются тела, термоупругие свойства которых характеризуются четырьмя материальными постоянными. Выражения для тензора напряжений в этом случае имеют вид [1, 2]: