



**К ОСОБЕННОСТЯМ
ПРОНИКНОВЕНИЯ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В
ПОЛУПРОВОДНИКИ**

СПИЦЫН А.И., ВАНЦАН В.М.

Проводится расчет численной меры проникновения постоянного электрического поля в полупроводники. Определяется и анализируется зависимость глубины проникновения электрического поля, где найдено наличие максимума. Для поликристаллического образца оценивается средняя разность потенциалов между соседними кристаллитами.

Для многих спектроскопических измерений на полупроводниках важна протяженность области электрического поля вблизи поверхности в приложенном поле E_0 или из-за наличия поверхностного заряда на поверхности. Обычно при этом пользуются дебаевским радиусом экранирования

$$[I]\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon k T}{ne^2} \right)^{1/2}, \text{ где } \epsilon_0 \text{ — диэлектрическая}$$

проницаемость вакуума; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; k — постоянная Больцмана; T — температура; n — плотность свободных носителей тока. При относительно небольших значениях полей величина λ_D показывает расстояние от поверхности, на котором экспоненциально убывающее поле или потенциал спадает в e раз от его значения на поверхности. При больших значениях E_0 — снижение поля отлично

от экспоненты, и величина λ_D уже не является истинной мерой проникновения электрического поля в полупроводник. Рассмотрим также некоторые аспекты проникновения поля в монокристаллические образцы.

Величину, именуемую глубиной проникновения электрического поля, естественно определить посредством соотношения:

$$\lambda = \frac{1}{E_0} \int_0^\infty E(z) dz. \quad (1)$$

Эта величина показывает расстояние от поверхности полупроводника, на котором постоянное электрическое поле E_0 создает тот же перепад потенциала, что и реальное поле, существующее в приповерхностном слое. Рассмотрение будем проводить применительно к монокристаллу. При приложенном

нормально к границе полупроводника электрическом поле из граничных условий следует, что внутри полупроводника, как и вне, существует только нормальная к поверхности составляющая электрического

поля $E_{z0} = \frac{E_0}{\epsilon_{zz}}$, где ϵ_{zz} — компонента тензора

относительной диэлектрической проницаемости по оси Z . Если присутствует заряд на поверхностных уровнях Q_{ny} , то, не нарушая общности, в последующих выкладках вместо E_0 надо брать величину

$$E_0 + \frac{Q_{ny}}{\epsilon_0}. \text{ Предполагая для определенности полу-}$$

проводник невырожденным, можно получить распределение электронов и дырок в приповерхностном слое полупроводника [2]:

$$n_z = n_{z0} \exp\left(-\frac{e}{kT}\phi\right), n_d = n_{d0} \exp\left(\frac{e}{kT}\phi\right), e < 0, \quad (2)$$

где n_{z0} и n_{d0} — плотности электронов и дырок в объеме полупроводника; ϕ — электрический потенциал, причем он выбран так, что $\phi(\infty) = 0$ (ось Z выбрана в направлении полупроводника). Если равновесие на поверхности полупроводника каким-либо образом нарушено и диффузионная длина носителей тока намного больше величины λ , то под

n_{z0} и n_{d0} необходимо понимать плотности электронов и дырок на поверхности в отсутствие поля. Из уравнения $\text{div } D = \rho_z + \rho_D$ непосредственно получаем уравнение для безразмерного потенциала

$$\Phi = \frac{e}{kT} \phi: \quad \frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} = \alpha(1 - e^{-\Phi}) - \beta(1 + e^{\Phi}). \quad (3)$$

Здесь $\alpha = \frac{n_{z0}}{n_0}$, $\beta = \frac{n_{d0}}{n_0}$, $n_0 = n_{z0} + n_{d0}$,

$$\xi = \frac{z}{\lambda_D}, \lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon_{zz} k T}{ne^2} \right)^{1/2}.$$

Интегрируя уравнение (3) с граничными условиями $\Phi(\infty) = 0$, $\Phi'(\infty) = 0$, $\Phi(0) = \Phi_0$, получаем:

$$\Phi' = -\sqrt{2[(\alpha - \beta)\Phi + \alpha \exp(-\Phi) + \beta \exp \Phi - 1]} \text{Sgn } \Phi_0$$

$$\xi = \int_{\Phi}^{\Phi_0} \frac{\text{Sgn } \Phi_0 d\Phi}{\sqrt{2[(\alpha - \beta)\Phi + \alpha \exp(-\Phi) + \beta \exp \Phi - 1]}}. \quad (4)$$

Для случая небольших значений $|\Phi_0| < 1$, ограничиваясь тремя членами разложения экспоненциальной функции в ряд, получаем экспоненциальное затухание $\Phi(z) = \Phi_0 \exp\left(-\frac{z}{\lambda_D}\right)$. Для глубины проникновения (I) получаем:

$$\lambda = \frac{1}{E_0} \int_0^\infty E(z) dz = \frac{\lambda_D}{\Phi_0} \int_0^\infty \Phi(\xi) d\xi. \quad (5)$$

Если представить зависимость $\Phi(\xi)$ в виде $\Phi(\xi) = \Phi_0 \cdot \exp\left[-\frac{\xi}{\lambda}\right]$, которая дает тот же перепад потенциала под поверхностью тела, что и реальное поле $\Phi(\xi)$, то при малых полях оно будет точным, а при больших – хорошим приближением для значений полей и потенциала в приповерхностном слое.

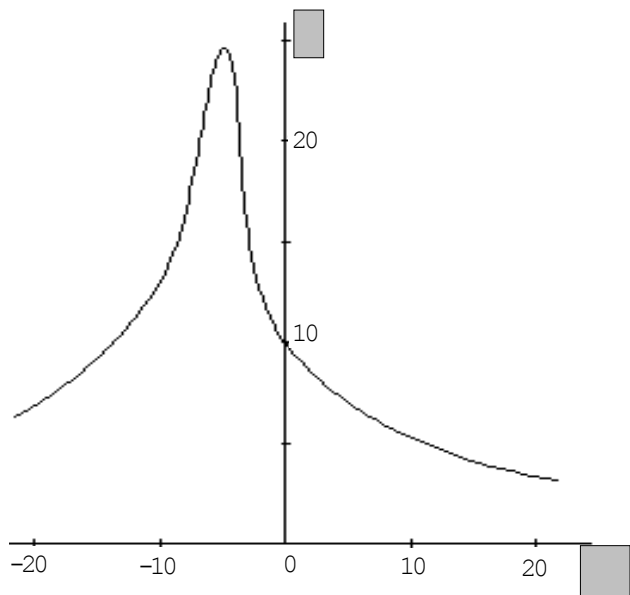


Рис. 1. Зависимость величины $\tilde{\lambda} = \frac{\lambda}{\lambda_D}$ от Φ_0

для $\beta = 10^{-5}$

На рис. 1 для частного случая $\beta = 10^{-5}$ приведена зависимость величины $\tilde{\lambda}$ от Φ_0 для полупроводника n-типа. Та же зависимость получается для полупроводника p-типа при замене значений $\alpha \leftrightarrow \beta$ и изменении знака Φ_0 . При $\Phi_0 > 0$ (поле направлено к полупроводнику) зависимость $\lambda(\Phi_0)$ монотонно убывающая. Если $\Phi_0 \sim 20$, глубина проникновения падает примерно в 4 раза по сравнению со значением при $\Phi = 0$. В случае $\Phi_0 < 0$ (поле E_0 направлено от полупроводника) характерной особен-

ностью зависимости $\tilde{\lambda}(\Phi_0)$ является наличие максимума при $\Phi_0 = \left[2 \ln \frac{1}{\beta}\right]^{1/2}$. Обобщение соотношений (5) на случай вырожденного и неоднородного полупроводника [3, 4] показывает присутствие максимума в зависимости $\tilde{\lambda}(\Phi_0)$ и в этих случаях.

Рассмотрим некоторые аспекты проникновения поля в поликристаллические образцы. Значение λ и потенциала Φ на границе кристаллического полупроводника зависит от ориентации его поверхности и определяется компонентой тензора ϵ_{zz} . Если полупроводник состоит из кристаллитов с большими размерами или порядка λ , то на границе кристаллов с различными ориентациями в области $\sim 2\lambda$ возникает разность потенциалов и тангенциальная составляющая электрического поля. Найдем среднюю разность потенциалов, возникающую из-за этой причины, на примере кристаллов с гексагональной кристаллографической решеткой. Пусть ось C составляет с плоской поверхностью кристалла угол Θ . Систему координат выберем так, как показано на рис. 2.

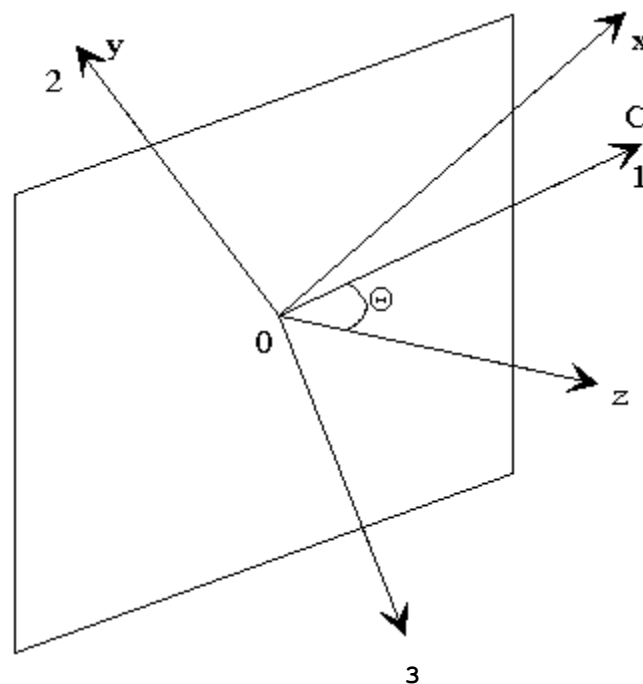


Рис. 2. Система декартовых координат на поверхности полупроводника

Ось Y расположим в плоскости кристалла, перпендикулярно к осям C и Z . Тогда одна из главных осей кристалла будет совпадать с осью Y , а вторая ось 3 будет лежать в плоскости, проходящей через оси C и Z . Тензор диэлектрической проницаемости в системе координат $хоу$:

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \sin^2 \Theta \varepsilon_1 + \cos^2 \Theta \varepsilon_2 & 0 & \frac{1}{2} \sin 2\Theta (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{1}{2} \sin 2\Theta (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) & 0 & \cos^2 \Theta \varepsilon_1 + \sin^2 \Theta \varepsilon_2 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Если граничат два кристаллита с различной ориентацией, то вдали от границы на поверхности этих кристаллитов будут присутствовать равновесные потенциалы:

$$\varphi_1 = E_0 \tilde{\lambda} \lambda_D^{(0)} \sqrt{\varepsilon_{ZZ}^{(1)}} \quad \text{и} \quad \varphi_2 = E_0 \tilde{\lambda} \lambda_D^{(0)} \sqrt{\varepsilon_{ZZ}^{(2)}},$$

где $\lambda_D^{(0)} = \left(\frac{\varepsilon_0 kT}{ne^2} \right)^{1/2}$, а $\varepsilon_{ZZ}^{(1)}$ и $\varepsilon_{ZZ}^{(2)}$ – составляющие

тензора $\hat{\varepsilon}$ для одной и другой кристаллографической ориентации кристаллитов. Для оценки средней разности потенциала между соседними кристаллитами предположим, что их ориентации не скоррелированы между собой, т.е. равновероятны любые углы Θ_1 и Θ_2 в пределах от 0 до $\frac{\pi}{2}$ (рис. 2). С учетом соотношения (6) получим

$$|\Delta\phi| = A \int_0^{\pi/2} d\Theta_1 \int_0^{\pi/2} d\Theta_2 \left| \sqrt{\varepsilon_2 + \Delta\varepsilon \cos^2 \Theta_1} - \sqrt{\varepsilon_2 + \Delta\varepsilon \cos^2 \Theta_2} \right|$$

$$\sin \Theta_1 \sin \Theta_2, \quad \Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2, \quad A = E_0 \tilde{\lambda} \lambda_D^{(0)}.$$

Интегрирование этого соотношения дает:

$$|\Delta\phi| = \frac{A\sqrt{\varepsilon_2}}{\beta} \times \left[(1+\beta)^{1/2} + \frac{1}{3}(1+\beta)^{3/2} - \frac{4}{3} - \sqrt{\beta} \ln(\sqrt{\beta} + \sqrt{1+\beta}) \right] = A\Psi(\beta),$$

где $\beta = \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_2}$. При малых β $|\Delta\phi| = A\sqrt{\varepsilon_2} \frac{\beta}{6}$. Это

соотношение верно с точностью $\sim 7\%$ до значений $\beta=0,5$. Для средней тангенциальной компоненты электрического поля на границе кристаллитов получим оценку:

$$\bar{E}_{tg} = \frac{\Delta\phi}{2\lambda} \Psi(\beta) \approx \frac{\beta}{12} E_0.$$

Для анизотропии $\varepsilon \sim 10\%$ средняя тангенциальная составляющая будет достигать $\sim 1\%$ от приложенного поля E_0 , что важно в технических применениях монокристаллических образцов, где требуется соблюдать тщательные условия однородности электрического поля вдоль поверхности.

Литература: 1. Добрецов Л.Н., Гомоюнова Н.В. Эмиссионная электроника. М: Наука, 1966. 564 с. 2. Пека Г.П. Физические явления на поверхности полупроводников. К.: Вища шк., 1984. 215 с. 3. Горкун Ю.И. О влиянии токовых электродов на изменение сопротивления в магнитном поле // Физика твердого тела. 1961. Т. 3, №1. С. 236–242. 4. Seiwatz R., Green M. // J. Appl. Phys., Vol. 29, 1958. С. 1034.

Поступила в редколлегию 27.09.98

Рецензент: канд. физ.-мат. наук Шалаев В.А.

Спицын Александр Иванович, канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХТУРЭ. Адрес: Украина, 310111, Харьков, ул. Тимуровцев, 82, кв. 48.

Ванцан Витольд Марьянович, канд. физ.-мат. наук, профессор кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХТУРЭ. Адрес: Украина, 310105, Харьков, ул. Костычева, 25 А, кв. 43.

УДК 681.513.3

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

КОЛОМОЕЦ Г.П., СЕРОВ Л.А., ОСАДЧИЙ В.В.

Описывается аппаратно-программный комплекс для измерений вольтамперных характеристик полупроводниковых приборов, состоящий из персонального IBM-совместимого компьютера, платы сбора аналоговых данных ET1050 производства фирмы "Терекс" и цифрового универсального вольтметра (В7-21А). Комплекс обеспечивает автоматические измерения в диапазоне токов $10^{-9} - 10^{-2}$ А при программно задаваемых напряжениях смещения $-4,5 - +4,5$ В.

1. Описание аппаратной части комплекса

Плата сбора аналоговой информации ET1050 производства фирмы "Терекс" представляет собой 10-разрядный аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) с 16 аналоговыми входами и четыре 10-разрядных цифро-аналоговых преобразователя (ЦАП), размещенных на плате со стандартным интерфейсом ISA. При построении комплекса была поставлена задача обеспечить измерение вольтамперных характеристик (ВАХ) полупроводниковых приборов в широком диапазоне значений тока. Поэтому было принято решение в качестве измерителя тока использовать универсальный вольтметр В7-21А с обеспечением отсчета измеряемых значений через разъем алфавитно-цифрового печатающего устройства. Поскольку для регистрации двоично-десятичного кода отсчета вольтметра необходимо 25 сигнальных линий (4 тетрады для 4 значащих цифр + 1 линия для старшего значащего разряда + 8 линий – для порядка), была разработана интерфейсная плата ЦАП на микросхемах К555ИД10 (рис. 1, а) для тетрад, определяющих значащие цифры величины тока, и ЦАП