

## ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДИМОСТИ КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОК, СВЯЗАННЫЕ С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ $D^{(-)}$ -СОСТОЯНИЙ

### Аннотация.

*Актуальность и цели.* Развитие полупроводниковой наноэлектроники обусловлено созданием новых приборов на основе низкоразмерных структур с заданными электронными спектрами – квантовых точек, квантовых ям, квантовых проволок (КП), квантовых цилиндров сверхрешеток и т.д. Особенностью данных структур является возможность управления их транспортными и оптическими свойствами во внешних полях. Кроме того, оптические и электрические свойства полупроводниковых низкоразмерных структур в значительной степени определяются наличием в них примесей. На сегодня особенно актуальной задачей наноэлектроники является исследование влияния сильных внешних полей на транспортные свойства полупроводниковых низкоразмерных систем с примесными центрами, так как, например, влияние сильного электрического поля может привести к ионизации примесей и, следовательно, к изменению концентрации свободных носителей зарядов в зоне проводимости. Целью данной работы является теоретическое исследование влияния внешнего электрического поля на энергию связи квазистационарных примесных состояний в КП в условиях термоэлектрической ионизации примеси, а также оценка плотности тока в КП в продольном по отношению к ее оси электрическом поле.

*Материалы и методы.* Кривые зависимости средней энергии связи примесного состояния, средней энергии основного состояния электрона и плотности тока от напряженности электрического поля построены для случая  $D^{(-)}$ -центра в InSb КП. Короткодействующий потенциал  $D^{(-)}$ -центра моделировался потенциалом нулевого радиуса. Дисперсионное уравнение для  $D^{(-)}$ -состояния электрона в КП при наличии продольного электрического поля получено в приближении эффективной массы. Выражение для плотности тока получено с использованием уравнения электронейтральности.

*Результаты.* В модели потенциала нулевого радиуса для случая низких температур теоретически исследована электропроводимость полупроводниковой КП с параболическим потенциалом конфинмента, содержащей донорные примеси, в продольном по отношению к ее оси электрическом поле. Получено дисперсионное уравнение, определяющее зависимость энергии связи примеси от напряженности электрического поля. Рассчитана ширина примесного уровня, которая является нелинейной возрастающей функцией напряженности электрического поля. Установлено, что ширина примесного уровня уменьшается с увеличением глубины его залегания. Показано разрушение связанного состояния электрона на примеси под действием электрического поля, т.е. явление термоэлектрической ионизации. Найдено, что напряженность электрического поля ионизации возрастает с увеличением средней энергии связи примеси. Установлено, что в условиях низких температур зависимость плотности тока в КП от напряженности продольного электрического поля носит суперлинейный характер в приближении постоянной подвижности электронов.

*Выводы.* С фундаментальной точки зрения рассмотренный эффект термоэлектрической ионизации позволяет рассчитать среднюю энергию связи, определить концентрацию примесных состояний в КП и оценить температуру истощения примесей, а с прикладной – дает возможность управлять концен-

трацией свободных носителей зарядов и, следовательно, электропроводностью КП. Кроме того, внешнее электрическое поле позволяет влиять на уширение примесных квазистационарных состояний, т.е. изменять их время жизни.

**Ключевые слова:** квантовая проволока, модель потенциала нулевого радиуса, дисперсионное уравнение, электрическое поле,  $D^{(-)}$ -центр, термоэлектрическая ионизация.

*A. B. Grunin, I. A. Kirillov*

## FEATURES OF ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF QUANTUM WIRES, CONNECTED WITH THE ELICTROSTATIC IONIZATION OF $D^{(-)}$ -STATES

### **Abstract.**

*Background.* The development of semiconductor nanoelectronics is determined by the creation of new devices based on low-dimensional structures with desired electronic spectrums - quantum dots (QD), quantum wells (QW), quantum wires (QWire), quantum cylinder (QC) superlattices (SL), etc. A feature of these structures is the ability to control their transport and optical properties in external fields. In addition, the optical and electrical properties of semiconductor low-dimensional structures are largely determined by the presence of impurities. As of today, an especially actual task of nanoelectronics is to investigate the influence of strong external fields on the transport properties of semiconductor low-dimensional systems with impurity centers, since, for example, the influence of a strong electric field may lead to ionization of impurities, and, therefore, to changes of the concentration of free charge carriers in the conductivity region [1]. The aim of this work is to theoretically study the influence of an external electric field on the binding energy of the quasistationary impurity states in QWire in conditions of thermoelectric ionization of impurities, as well as to evaluate current density in QWire in the electric field longitudinal with respect to its axis.

*Materials and methods.* For the case of  $D^{(-)}$ -center in InSb QWire the authors constructed curves of the dependence of the average binding energy of the impurity state, the average energy of the ground state of the electron and current density on the electric field strength. The short-range potential of  $D^{(-)}$ -center was modelled by the zero-radius potential. The dispersion equation for  $D^{(-)}$ -state of the electron in QWire at the presence of the longitudinal electric field was obtained in the effective mass approximation. The expression for the current density was obtained using an electro-neutrality equation.

*Results.* The conductivity of a semiconductor QWire with a parabolic confinement potential was studied within the framework of the zero-range potential model, containing donor impurities, in the electric field longitudinal with respect to its axis at low temperatures. A dispersion equation determining the dependence of the binding energy of the impurity on the electric field strength was obtained. The authors calculated the width of the impurity level which was a nonlinear increasing function of electric field strength. It has been found that the impurity level width decreases with an increase of its depth. It has been shown that the bound state of an electron on an impurity is destroyed by a strong electric field, i.e. the thermoelectric phenomenon of ionization occurs. It has been discovered that under conditions of low temperatures the dependence of the current density in a QWire in the longitudinal electric field has a superlinear character. It has been revealed that the ionization electric field strength increases with an increase of the average binding energy of the impurity. The researches have found that the current density dependence on the

longitudinal electric field strength have a superlinear character in conditions of low temperatures in QWire in the approximation of constant mobility of electrons.

*Conclusions.* From the fundamental point of view, the considered effect of thermoelectric ionization allows to calculate the average binding energy, to determine the concentration of impurity states in QWire and to estimate the temperature of impurity exhaustion. As for the point of view of application – it allows to control the concentration of free charge carriers and, hence, electrical conductivity of QWire. In addition, an external electric field allows to influence the broadening of impurity quasistationary states, i.e. to change their life time.

**Key words:** quantum wire, zero-range potential model, dispersion equation, electric field,  $D^{(-)}$ -center, thermoelectric ionization.

### **Введение**

В последние годы повышенный интерес вызывают исследования влияния эффектов электрического поля на оптические [1–3] и транспортные свойства [4, 5] наноструктур с примесными центрами.

К сожалению, на сегодня существует не так много работ, в которых рассматриваются полупроводниковые системы пониженной размерности в сильных внешних полях, в том числе с учетом примесных состояний [1, 6]. Так, в работе [6] рассмотрено влияние электрического поля на положение и ширину уровней размерного квантования в полупроводниковой квантовой яме (КЯ) с прямоугольным удерживающим потенциалом. В широком диапазоне напряженности электрического поля рассчитан штарковский сдвиг квазисвязанных состояний и индуцированное полем однородное уширение, имеющее нелинейную зависимость от поля. Авторами статьи [1] рассчитан ток в цилиндрической квантовой нити (КН) со сверхрешеткой (СР) при одновременном приложении постоянного и переменного электрических полей. Считалось, что КН содержит водородоподобные примесные центры, ионизирующиеся под влиянием электрического поля, что приводит к генерации неравновесных носителей заряда в зоне проводимости. Поставленная в работе [1] задача решалась методом кинетического уравнения Больцмана с интегралом столкновений Батнагара – Крука – Гросса (БКГ). В ходе ее решения была обнаружена ступенчатая зависимость постоянной составляющей тока от частоты электрического поля, при этом показано, что расстояние между ступенями определяется шириной мини-зоны проводимости и параметрами поперечного квантового ограничения и не зависит от глубины залегания примеси. Транспортные свойства квантовых проволок (КП) с  $H$ -подобными примесными центрами, связанные с эффектом фотонного увлечения электронов в продольном магнитном поле, исследовались в работе [7].

Целью данной работы является теоретическое исследование влияния внешнего электрического поля на энергию связи квазистационарных примесных состояний в КП в условиях термоэлектрической ионизации примеси, а также оценка плотности тока в КП в продольном по отношению к ее оси электрическом поле.

### **Модели**

В данной работе рассматривается цилиндрическая КП длиной  $L_z$  и диаметром  $L$ , расположенная в продольном электрическом поле с вектором напряженности  $\vec{F}$ .

Напряженность внешнего электрического поля, в которое помещена КП, выбирается в интервале от  $10^4$  В/м до  $2,5 \cdot 10^5$  В/м. Выбор нижней границы данного диапазона обусловлен, с одной стороны, значением напряженности электрического поля, при котором дрейфовая скорость электронов  $v$  становится сравнимой со среднеквадратической скоростью их теплового движения  $\sqrt{v_T^2}$ . С другой стороны, значение напряженности электрического поля не должно превышать значения, при котором происходит ударная ионизация примеси.

Для описания одноэлектронных состояний в КП используется параболический потенциал конфайнмента

$$V(\vec{r}) = \frac{m^* \omega_x^2 x^2}{2} + \frac{m^* \omega_y^2 y^2}{2} + \frac{m^* \omega_z^2 z^2}{2}, \quad (1)$$

где  $\vec{r} = (x, y, z)$  – декартовы координаты ( $-L/2 \leq x \leq L/2$ ;  $-L/2 \leq y \leq L/2$ ;  $-L_z/2 \leq z \leq L_z/2$ );  $m^*$  – эффективная масса электрона в КП,  $\omega_x, \omega_y, \omega_z$  – характерная частота удерживающего потенциала КП вдоль осей  $OX, OY$  и  $OZ$  соответственно.

Рассмотрим изотропную вдоль осей  $OX$  и  $OY$  КП, причем  $\omega_x = \omega_y = \omega \gg \omega_z$ . Модель удерживающего потенциала КП вдоль оси  $OZ$  представлена на рис. 1.

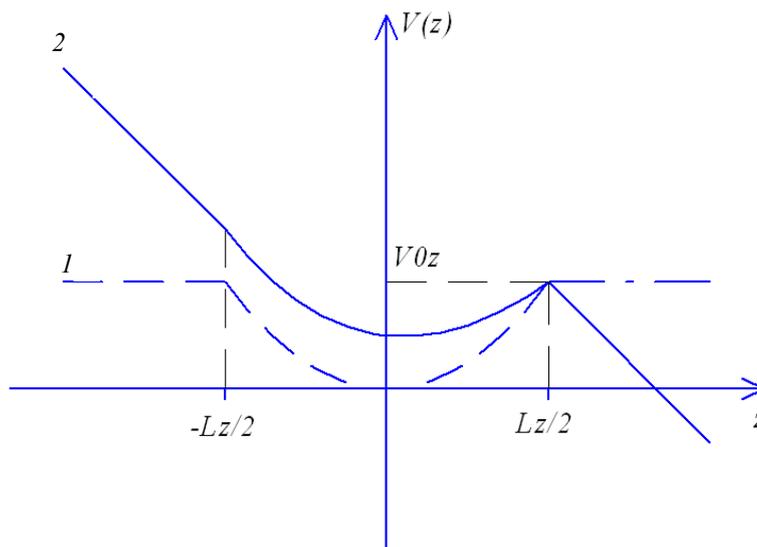


Рис. 1. Модель удерживающего потенциала КП вдоль оси  $OZ$

На рис. 1. кривая 1 – удерживающий потенциал КП без электрического поля  $V_1(z) = m^* \omega_z^2 z^2 / 2$ ; 2 – удерживающий потенциал КП под воздействием электрического поля  $V_2(z) = m^* \omega_z^2 z^2 / 2 + eF(L_z/2 - z)$ .

Волновые функции и энергетический спектр электрона в КП при наличии внешнего продольного электрического поля имеют вид

$$\Psi_{n_1, n_2, n_3}(x, y, z) = \frac{1}{\pi^{3/4} a \sqrt{2^{n_1+n_2+n_3} n_1! n_2! n_3! a_z}} H_{n_1}\left(\frac{x}{a}\right) H_{n_2}\left(\frac{y}{a}\right) \times \\ \times \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a^2}\right) \sum_{n_3=0}^{\infty} I_{n_3}(E) H_{n_3}\left(\frac{z-z_0}{a_z}\right) \exp\left(-\frac{(z-z_0)^2}{2a_z^2}\right), \quad (2)$$

$$E_{n_1, n_2, n_3} = \overline{E_{n_1, n_2, n_3}} + \frac{i\hbar\Gamma_{n_3}}{2}, \quad (3)$$

где  $I_{n_3}(E) = \sqrt{2/(\pi\Gamma_{n_3})} i\hbar\Gamma_{n_3} / (2(E - E_{n_3}) + i\hbar\Gamma_{n_3})$  – резонансы Брейта – Вигнера [6];

$$E_{n_3} = \hbar\omega_z(n_3 + 1/2) - e^2 F^2 / (2m^* \omega_z^2) + eFL_z / 2;$$

$\hbar\Gamma_{n_3}$  – ширина уровня  $E_{n_3}$ ;

$$\overline{E_{n_1, n_2, n_3}} = \hbar\omega(n_1 + n_2 + 1) + \hbar\omega_z(n_3 + 1/2) - e^2 F^2 / (2m^* \omega_z^2) + eFL_z / 2 -$$

среднее значение энергии электрона в зоне проводимости КП;  $n_1, n_2, n_3 = 0, 1, 2, \dots$  – осцилляторные квантовые числа;  $a = \sqrt{\hbar / (m^* \omega)}$  – характерная длина осциллятора вдоль оси  $OX$  (или  $OY$ ),  $a_z = \sqrt{\hbar / (m^* \omega_z)}$  – характерная длина осциллятора вдоль оси  $OZ$ ;  $H_n(x)$  – полином Эрмита [8];  $z_0 = |e|F / (m^* \omega_z^2)$ ;  $e$  – заряд электрона;  $F$  – напряженность электрического поля.

Поскольку удерживающий потенциал КП должен иметь конечную глубину, то в выбранной нами модели потенциала конфинмента (1) его амплитуда является эмпирическим параметром. Амплитуда удерживающего потенциала вдоль оси  $OX$  (или  $OY$ ) равна  $V_{0x(0y)} = m^* \omega^2 L^2 / 8$ ; вдоль оси  $OZ$  –  $V_{0z} = m^* \omega_z^2 L_z^2 / 8$ . Следовательно, выражения (2) и (3) справедливы, когда  $V_{0x(0y)} / (\hbar\omega) \gg 1$  и  $V_{0z} / (\hbar\omega_z) \gg 1$ .

Пусть  $D^{(-)}$ -центр расположен в точке  $\overline{R}_a = (x_a, y_a, z_a)$ . Потенциал примеси моделируется потенциалом нулевого радиуса (ПНР) «мощностью»  $\gamma = 2\pi\hbar^2 / (\alpha m^*)$ . В декартовой системе координат ПНР может быть записан в виде [9]:

$$V_{\delta}(\vec{r}, \overline{R}_a) = \gamma \delta(x - x_a) \delta(y - y_a) \delta(z - z_a) \times$$

$$\times \left[ 1 + (x - x_a) \frac{\partial}{\partial x} + (y - y_a) \frac{\partial}{\partial y} + (z - z_a) \frac{\partial}{\partial z} \right], \quad (4)$$

где  $\alpha$  определяется энергией  $E_i = -\hbar^2 \alpha^2 / (2m^*)$  связанного состояния этого же  $D^{(-)}$ -центра в объемном материале;  $\delta(x)$  – дельта-функция Дирака.

### Расчеты

Волновая функция  $\Psi_{\lambda}^{QWire}(\vec{r}, \vec{R}_a)$  электрона, локализованного на  $D^{(-)}$ -центре, в приближении эффективной массы удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$\left( E_{\lambda} - \hat{H} \right) \Psi_{\lambda}^{QWire}(\vec{r}, \vec{R}_a) = V_{\delta}(\vec{r}, \vec{R}_a) \Psi_{\lambda}^{QWire}(\vec{r}, \vec{R}_a), \quad (5)$$

где  $E_{\lambda} = \overline{E}_{\lambda} + \frac{i\hbar\Gamma_{\lambda}}{2}$ ,  $\overline{E}_{\lambda} = \text{Re } E_{\lambda} = \hbar^2 \lambda^2 / 2m^* > 0$  – среднее значение энергии примесного электрона, отсчитанное от дна ямы;  $\hbar\Gamma_{\lambda} = 2 \text{Im } E_{\lambda}$  – ширина примесного уровня  $E_{\lambda}$ ;  $\hat{H}$  – оператор Гамильтона.

Решение уравнения (5), выполняемое по методике, изложенной в работе [9], приводит к дисперсионному уравнению для  $D^{(-)}$ -состояния электрона в КП при наличии продольного электрического поля:

$$\begin{aligned} \sqrt{|E_i|} = & \frac{\sqrt{2\pi}\hbar^3}{m^{*3/2}} \left( -\frac{\sqrt{\pi}b}{\beta_z \sqrt{2\beta}} + C(\vec{R}_a, \vec{R}_a) \int_0^{\infty} \exp(-bt) \times \right. \\ & \times \left( \frac{1}{(1 - \exp(-2\beta t)) \sqrt{1 - \exp(1 - \exp(-2\beta_z t))}} \times \right. \\ & \left. \left. \times \exp \left( \frac{2(x_a^2 + y_a^2) \exp(-\beta t)}{a^2 (1 + \exp(-\beta t))} + \frac{2(z_a - z_0)^2 \exp(-\beta_z t)}{a_z^2 (1 + \exp(-\beta_z t))} - \frac{t^{-3/2}}{2\beta_z \sqrt{2\beta}} \right) dt \right), \quad (6) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \beta = \hbar\omega / E_d; \quad \beta_z = \hbar\omega_z / E_d; \quad C(\vec{r}, \vec{R}_a) = -\beta\beta_z / \left( \pi^{3/2} E_d a^2 a_z \right) \times \\ \times \exp \left( -\left( x_a^2 + x^2 + y_a^2 + y^2 \right) / \left( 2a^2 \right) - \left( (z_a - z_0)^2 + (z - z_0)^2 \right) / \left( 2a_z^2 \right) \right); \end{aligned}$$

$E_d$  – эффективная боровская энергия;  $b = \eta^2 \beta \beta_z + \beta_z + \beta / 2$ ;  $\eta^2 = \overline{E}_{\lambda} / E_d$ .

Для оценки величины плотности тока была найдена концентрация электронов в зоне проводимости КП из уравнения электронейтральности для примесной электропроводности при низких температурах [10]:

$$n_e \approx N_D - n_D, \quad (7)$$

где  $n_e = \sqrt{2m^*kT} / (\hbar S) \sum_{n_1, n_2} F_{-1/2}(\eta_{n_1, n_2})$  – концентрация электронов в КП;  $\hbar = h / 2\pi$ ;  $h$  – постоянная Планка;  $S$  – площадь поперечного сечения КП;  $\eta_{n_1, n_2} = (E_F - E_{n_1, n_2}) / (kT)$ ;  $E_F$  – энергия Ферми;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура;  $F_{-1/2}(\eta_{n_1, n_2}) = \int_0^{+\infty} \varepsilon^{-1/2} f_0(\varepsilon, \eta_{n_1, n_2}) d\varepsilon$  – интеграл Ферми [10],  $f_0(\varepsilon, \eta_{n_1, n_2}) = (\exp(\varepsilon - \eta_{n_1, n_2}) + 1)^{-1}$  – функция распределения Ферми – Дирака [10];  $N_D$  – концентрация доноров в КП;  $n_D$  – концентрация электронов на донорных примесях.

Условие низких температур сводится к неравенству

$$T \ll \frac{\pi m^* \overline{E_D}^2}{8k h^2 S^2 N_D^2}, \quad (8)$$

здесь  $\overline{E_D} = \overline{E_{0,0,0}} - \overline{E_\lambda}$  – средняя энергия связи донорной примеси.

При оценке плотности тока зависимость подвижности электронов от напряженности электрического поля полагалась не слишком сильной [11].

### Результаты

Для оценки ширины примесного уровня  $\hbar\Gamma_\lambda$  в уравнении (6) использовались значения уширений из работы [6], так как предполагалось, что уширения уровней электрона в зоне проводимости КП с параболическим удерживающим потенциалом незначительно меньше аналогичных уширений для КЯ с прямоугольным удерживающим потенциалом [6]. На рис. 2 представлена зависимость ширины примесного уровня электрона от напряженности электрического поля, имеющая сильно нелинейный характер (см. кривые 1 и 2 на рис. 2). Это обусловлено (по данным работы [6]) соответствующей полевой зависимостью уширения уровней размерного квантования электрона в одномерной потенциальной яме вдоль оси КП (кривая 3 – уширение первого уровня размерного квантования в КП).

На рис. 3 показаны результаты численного анализа дисперсионного уравнения (6), определяющего зависимость средней энергии примесного уровня  $\overline{E_\lambda}$  от величины напряженности продольного электрического поля  $\overline{F}$ , параметров удерживающего потенциала КП на основе InSb, характеристик примеси  $|E_i|$ ,  $\overline{R_a} = (x_a, y_a, z_a)$ .

Как видно из рис. 3, увеличение напряженности электрического поля приводит к сильному уменьшению средней энергии основного состояния электрона (кривая 5), что объясняется квантово-размерным эффектом Штарка для одноэлектронных состояний в КП [12]. Так как волновая функция элек-

трона на примеси формируется из электронных состояний зоны проводимости, то происходит смещение примесного уровня в электрическом поле. Однако это смещение происходит только вблизи значения поля ионизации (см. переход примесных уровней 1–4 в уровень основного состояния 5 на рис. 3). В связи с этим динамика уровней размерного квантования и примесного уровня в электрическом поле приводит при определенном значении напряженности к ионизации примеси. При большем значении энергии связи примеси в объемном полупроводнике примесный уровень в КП расположен глубже, и поэтому термоэлектрическая ионизация происходит при большем значении напряженности поля (см. кривые 1–4, рис. 3).

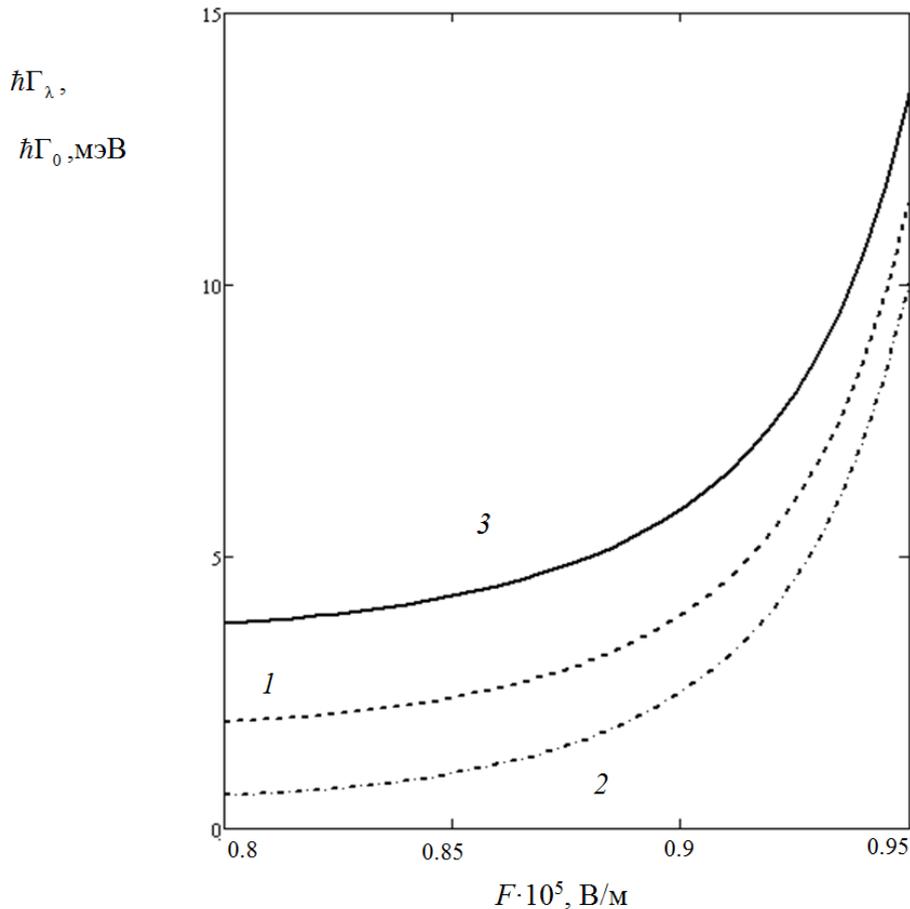


Рис. 2. Зависимость ширины примесного уровня  $\hbar\Gamma_\lambda$  (для  $D^{(-)}$ -центра в КП на основе InSb) от значения напряженности продольного электрического поля  $F$  (кривая 3 показывает зависимость ширины уровня  $\hbar\Gamma_0$  основного состояния электрона в КП от  $F$  [6]):  $L = 71,6$  нм;  $L_z = 716$  нм;  $V_{0x} = V_{0y} = 0,2$  эВ;  $V_{0z} = 0,02$  эВ;  $x_a = 0$ ;  $y_a = 0$ ;  $z_a = 0$ ; кривые: 1 –  $|E_i| = 2 \times 10^{-3}$  эВ; 2 –  $|E_i| = 6 \times 10^{-3}$  эВ

Таким образом, в КП, содержащей примеси, в продольном электрическом поле в условиях низких температур происходит явление термоэлектри-

ческой ионизации, приводящее к увеличению концентрации свободных электронов в зоне проводимости КП. В объемных полупроводниках данный эффект носит название эффекта Френкеля [10].

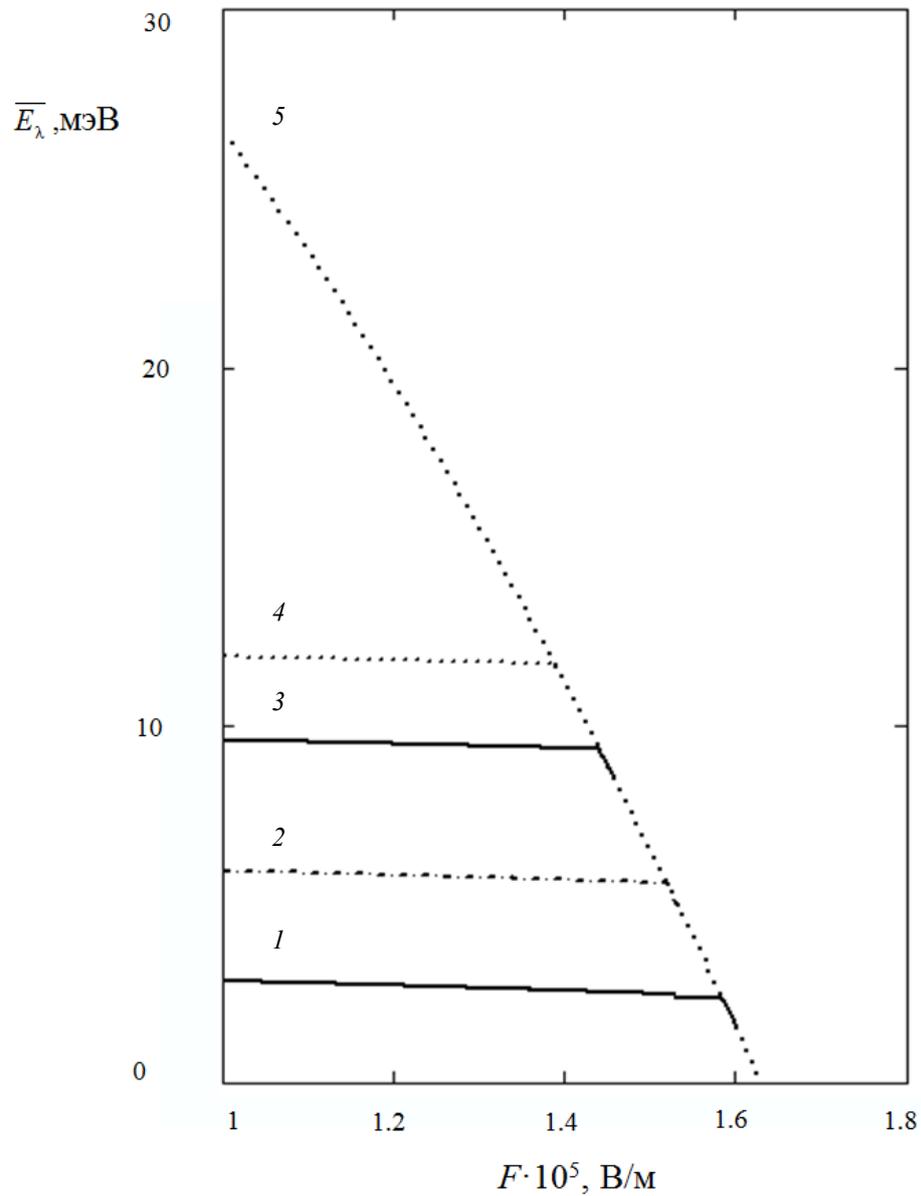


Рис. 3. Зависимость средней энергии примесного уровня  $\overline{E}_\lambda$  (для  $D^{(-)}$ -центра в КП на основе InSb) от значения напряженности продольного электрического поля  $F$  (кривая 5 показывает зависимость средней энергии  $\overline{E}_{0,0,0}$  основного состояния электрона в КП от  $F$ ):  $L = 71,6$  нм;  $L_z = 716$  нм;  $V_{0x} = V_{0y} = 0,2$  эВ;  $V_{0z} = 0,02$  эВ;

$$x_a = 0; y_a = 0; z_a = 0; \text{ кривые: } 1 - |E_i| = 6 \times 10^{-3} \text{ эВ; } 2 - |E_i| = 4 \times 10^{-3} \text{ эВ;}$$

$$3 - |E_i| = 2 \times 10^{-3} \text{ эВ; } 4 - |E_i| = 1 \times 10^{-3} \text{ эВ}$$

На рис. 4 изображена зависимость плотности тока  $\vec{j}$  в КП на основе InSb от напряженности электрического поля  $\vec{F}$ , которая имеет суперлинейный характер (в случае слабой зависимости подвижности электронов от напряженности электрического поля [11]).

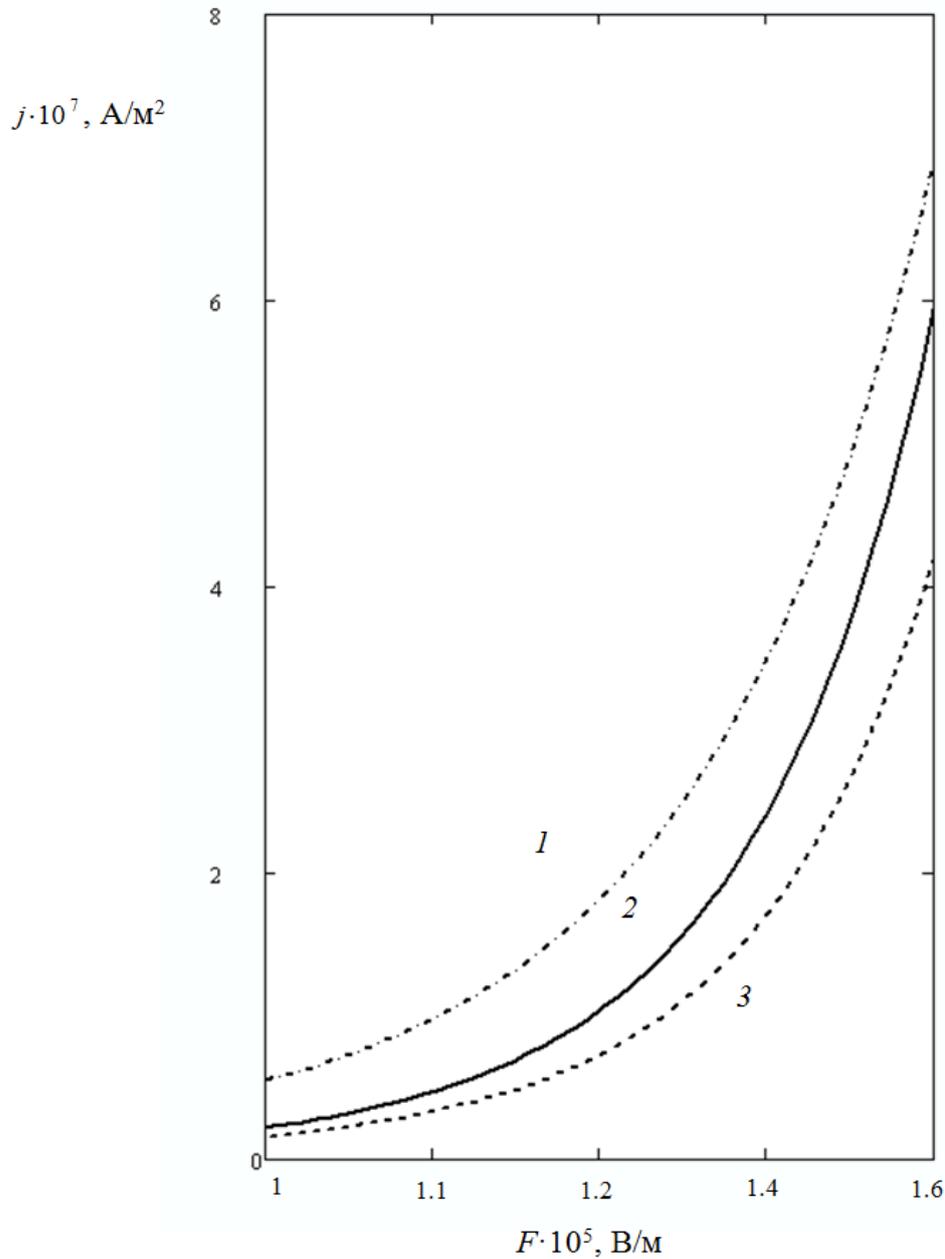


Рис. 4. Зависимость плотности тока  $j$  в КП на основе InSb от значения напряженности продольного электрического поля  $F$ :  $L = 71,6$  нм;  $L_z = 716$  нм;  $V_{0x} = V_{0y} = 0,2$  эВ;  $V_{0z} = 0,02$  эВ;  $|E_i| = 2 \times 10^{-3}$  эВ,  $\mu = 11$  м<sup>2</sup>/(В·с); кривые: 1 –  $N_D = 10^{20}$  м<sup>-3</sup>,  $T = 40$  К; 2 –  $N_D = 10^{20}$  м<sup>-3</sup>,  $T = 30$  К; 3 –  $N_D = 0,5 \times 10^{20}$  м<sup>-3</sup>,  $T = 30$  К

Резкое увеличение плотности тока происходит при значении напряженности, близкой к значению ионизации, когда практически все примеси являются ионизированными. Рост температуры ускоряет процесс ионизации (см. кривые 2 и 1 на рис. 4) и увеличивает плотность тока, что обусловлено соответствующей динамикой уровня Ферми. Увеличение концентрации примесных центров также приводит к росту плотности тока (см. кривые 3 и 2 на рис. 4).

### **Заключение**

С фундаментальной точки зрения рассмотренный эффект термоэлектрической ионизации позволяет рассчитать среднюю энергию связи, определить концентрацию примесных состояний в КП и оценить температуру истощения примесей. С прикладной – дает возможность управлять концентрацией свободных носителей зарядов и, следовательно, электропроводностью КП. Кроме того, внешнее электрическое поле позволяет влиять на уширение примесных квазистационарных состояний, т.е. изменять их время жизни.

Таким образом, теоретически исследованные особенности термоэлектрической ионизации  $D^{(-)}$ -состояний в КП во внешнем продольном электрическом поле могут быть использованы при расчетах полупроводниковых приборов с нелинейными вольт-амперными характеристиками, в которых генерация неравновесных носителей заряда происходит за счет управления квазистационарными состояниями.

### **Список литературы**

1. **Завьялов, Д. В.** Влияние примесей на постоянную составляющую тока в квантовой нити в условиях совместного воздействия постоянного и переменного электрических полей / Д. В. Завьялов, С. В. Крючков // *Физика и техника полупроводников*. – 2008. – Т. 42, № 10. – С. 1223–1226.
2. Создание и исследование оптических свойств квантовых проволок InGaAs/GaAs / Н. А. Берт, С. А. Гуревич, Л. Г. Гладышева, С. О. Когновицкий, С. И. Кохановский, И. В. Кочнев, С. И. Нестеров, В. И. Скопина, В. Б. Смирницкий, В. В. Травников, С. И. Трошков, А. С. Усиков // *Физика и техника полупроводников*. – 1994. – Т. 28, № 9. – С. 1605–1612.
3. **Буравлев, Д. В.** Поглощение электромагнитного излучения электронами наносферы / Д. В. Буравлев, В. А. Маргулис // *Физика твердого тела*. – 2002. – Т. 44, № 9. – С. 1557–1567.
4. **Рувинский, М. А.** О влиянии флуктуации толщины на статическую электропроводность полупроводниковой квантовой проволоки / М. А. Рувинский, Б. М. Рувинский // *Физика и техника полупроводников*. – 2005. – Т. 39, № 2. – С. 247–250.
5. **Синявский, Э. П.** Влияние поперечного электрического поля на подвижность в нанопроволоках / Э. П. Синявский, С. А. Карапетян // *Физика и техника полупроводников*. – 2012. – Т. 46, № 8. – С. 1032–1034.
6. **Лазаренкова, О. Л.** Энергетический спектр неидеальной квантовой ямы в электрическом поле / О. Л. Лазаренкова, А. Н. Пихтин // *Физика и техника полупроводников*. – 1998. – Т. 32, № 9. – С. 1108–1113.
7. **Кревчик, В. Д.** Эффект увлечения одномерных электронов при фотоионизации  $D^{(-)}$ -центров в продольном магнитном поле / В. Д. Кревчик // *Физика твердого тела*. – 2003. – Т. 45, № 7. – С. 1272–1279.
8. **Никифоров, А. Ф.** Специальные функции математической физики / А. Ф. Никифоров, В. Б. Уваров. – М. : Наука, 1978. – 320 с.

9. **Krevchik, V. D.** Quantum dimensional Zeeman effect in magneto-optical absorption spectrum for “quantum dot – impurity center” systems / V. D. Krevchik, A. B. Grunin, A. K. Aringazin, M. B. Semenov // *Hadronic Journal*. – 2002. – Vol. 25, № 1. – P. 23–40.
10. **Фистуль, В. И.** Введение в физику полупроводников / В. И. Фистуль. – М. : Высшая школа, 1975. – 250 с.
11. **Синявский, Э. П.** Особенности подвижности в нанопроволоках в поперечных электрическом и магнитном полях / Э. П. Синявский, С. А. Карапетян // *Физика и техника полупроводников*. – 2014. – Т. 48, № 2. – С. 229–237.
12. **Покутний, С. И.** Квантово-размерный эффект Штарка в квазиульмерных полупроводниковых наноструктурах // *Физика и техника полупроводников*. – 2000. – Т. 34, № 9. – С. 1120–1124.

### *References*

1. Zav'yalov D. V., Kryuchkov S. V. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductor physics and technology]. 2008, vol. 42, no. 10, pp. 1223–1226.
2. Bert N. A., Gurevich S. A., Gladysheva L. G., Kognovitskiy S. O., Kokhanovskiy S. I., Kochnev I. V., Nesterov S. I., Skopina V. I., Smirnitkiy V. B., Travnikov V. V., Troshkov S. I., Usikov A. S. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductor physics and technology]. 1994, vol. 28, no. 9, pp. 1605–1612.
3. Buravlev D. V., Margulis V. A. *Fizika tverdogo tela* [Solid state physics]. 2002, vol. 44, no. 9, pp. 1557–1567.
4. Ruvinskiy M. A., Ruvinskiy B. M. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductor physics and technology]. 2005, vol. 39, no. 2, pp. 247–250.
5. Sinyavskiy E. P., Karapetyan S. A. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductor physics and technology]. 2012, vol. 46, no. 8, pp. 1032–1034.
6. Lazarenkova O. L., Pikhtin A. N. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductor physics and technology]. 1998, vol. 32, no. 9, pp. 1108–1113.
7. Krevchik V. D. *Fizika tverdogo tela* [Solid state physics]. 2003, vol. 45, no. 7, pp. 1272–1279.
8. Nikiforov A. F., Uvarov V. B. *Spetsial'nye funktsii matematicheskoy fiziki* [Special functions of mathematical physics]. Moscow: Nauka, 1978, 320 p.
9. Krevchik V. D., Grunin A. B., Aringazin A. K., Semenov M. B. *Hadronic Journal*. 2002, vol. 25, no. 1, pp. 23–40.
10. Fistul' V. I. *Vvedenie v fiziku poluprovodnikov* [Introduction into semiconductor physics]. Moscow: Vysshaya shkola, 1975, 250 p.
11. Sinyavskiy E. P., Karapetyan S. A. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductor physics and technology]. 2014, vol. 48, no. 2, pp. 229–237.
12. Pokutniy S. I. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductor physics and technology]. 2000, vol. 34, no. 9, pp. 1120–1124.

---

#### **Грунин Александр Борисович**

доктор физико-математических наук,  
профессор, кафедра физики, Пензенский  
государственный университет (Россия,  
г. Пенза, ул. Красная, 40)

E-mail: grunin.sky@uandex.ru

#### **Grunin Aleksandr Borisovich**

Doctor of physical and mathematical  
sciences, professor, sub-department  
of physics, Penza State University  
(40 Krasnaya street, Penza, Russia)

**Кириллов Илья Андреевич**

аспирант, Пензенский  
государственный университет (Россия,  
г. Пенза, ул. Красная, 40)

E-mail: kirillov.ia1990@yandex.ru

**Kirillov Ilya Andreevich**

Postgraduate student, Penza State  
University (40 Krasnaya street,  
Penza, Russia)

---

УДК 621.315.592

**Грунин, А. Б.**

**Особенности электропроводимости квантовых проволок, связанные с электростатической ионизацией  $D^{(-)}$ -состояний** / А. Б. Грунин, И. А. Кириллов // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2016. – № 4 (40). – С. 114–126. DOI 10.21685/2072-3040-2016-4-10