

# Исследование электронных свойств неупорядоченных систем на основе *n*-Ge, компенсированного облучением быстрыми нейтронами реактора

Р. Ф. Коноплева, И. В. Назаркин

---

Исследованы температурные зависимости основных параметров, характеризующих электронные свойства *n*-Ge, легированного сурьмой, компенсированного облучением быстрыми нейтронами реактора. Изучено влияние разупорядоченных областей (РО) на особенности температурных зависимостей удельного сопротивления  $\rho(T)$  в образцах *n*-Ge, облученных различными флюенсами быстрых нейтронов реактора, путем сравнения их с данными, полученными для полупроводников, компенсированных точечными дефектами. Исследованы концентрационные и компенсационные зависимости энергий активации  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_3$  прыжковой проводимости образцов *n*-Ge, облученных быстрыми нейтронами реактора. На основании предложенных моделей дано качественное объяснение влияния разупорядоченных областей на характер активационной проводимости неупорядоченных систем на основе германия, компенсированного облучением быстрыми нейтронами реактора.

---

## Введение

Актуальность исследования температурной зависимости параметров низкотемпературной проводимости неупорядоченных систем, в которых отсутствует дальний порядок в расположении частиц, на основе легированных полупроводников, компенсированных облучением, в значительной степени обусловлена возможностью варьировать параметры случайно-неоднородного потенциального рельефа в широких пределах путем выбора типа, энергии частиц, а также температуры облучения.

В литературе широко обсуждались новые возможности для создания управляемой модели аморфных полупроводников, которые возникают при облучении кристаллических полупроводников частицами высокой энергии. В работе [1] было предложено использовать *n*-Ge, компенсированный облучением быстрыми нейтронами реактора в качестве модели аморфного полупроводника. Как было установлено в этой работе, компенсация *n*-Ge облучением быстрыми нейтронами реактора на качественном уровне действительно позволяет моделировать важнейшие кинетические свойства аморфных полупроводников.

Идея о возможности получения разупорядочения решетки с заданными параметрами потенциального рельефа (усредненное по образцу значение амплитуды, а также характерные длины его существенного изменения) при облучении нейтронами высокой энергии [1] была впоследствии экспериментально подтверждена в работах [2–5].

Однако, структурные особенности РО способствуют образованию потенциального рельефа, возникающего при их перекрытии, обладающего рядом существенных отличий по сравнению со статистически симметричным потенциальным рельефом, обусловленным случайно-неоднородным распределением в матрице атомов химической примеси или точечными дефектами [4, 5].

Указанные расхождения связаны в первую очередь с принципиально различным характером пространственного распределения в невозмущенной матрице кристалла точечных дефектов, входящих в состав РО, и изолированных дефектных центров, случайным образом расположенных в решетке. Так, в пределах одной РО, ее составляющие распределены коррелированным образом: в центре РО — дефекты вакансионной природы, по периферии — комплексы вакансий и межузельных атомов [5]. В настоящее

время исследования корреляционных эффектов в неупорядоченных системах далеки от завершения, однако ясно, что без детальной разработки теории этих эффектов (в том числе эффектов пространственной корреляции) полное понимание низкотемпературной проводимости кристаллических полупроводников невозможно [6].

Таким образом, использование модели Шкловского – Эфроса для легированных компенсированных точечными дефектами полупроводников при описании прыжковой проводимости полупроводников с РО, по-видимому, нельзя считать корректным.

Покажем это на примере результатов исследования прыжковой проводимости n-Ge, легированного сурьмой, компенсированного облучением различными флюенсами быстрых нейтронов реактора ВВР-М ПИЯФ РАН.

### Экспериментальные результаты

*Характер прыжковой проводимости n-Ge<Sb>, облученного быстрыми нейтронами реактора в области слабого легирования*

Образцы n-Ge, легированные сурьмой  $N_{Sb} \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , вырезанные из одного слитка в направлении [111], облучали в кадмиевых пеналах, что позволяло экранировать тепловые нейтроны.

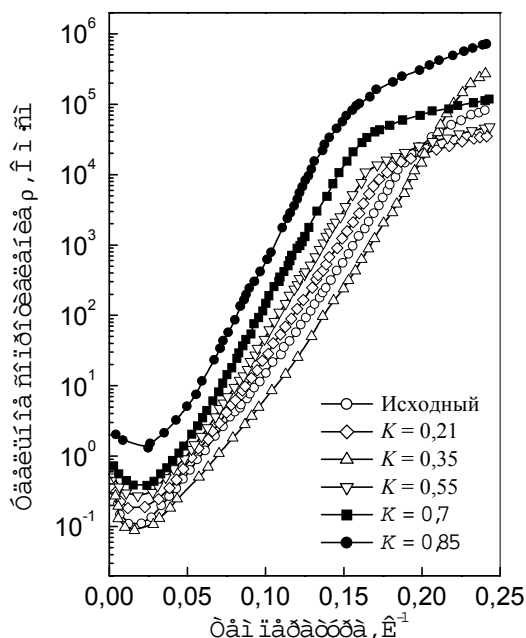


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления n-Ge, легированного сурьмой ( $N_{Sb} \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), компенсированного облучением быстрыми нейтронами реактора.

Облучение нейтронами обеспечивало набор степеней компенсации “K” в интервале  $0,2 \leq K \leq 0,85$ . Измерение температурной зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  проводили при температурах 300 – 4,2 К. Результаты измерения представлены на рис. 1.

Как видно из рисунка, кривые температурной зависимости удельного сопротивления имеют вид, характерный для случая слабо легированных компенсированных точечными дефектами полупроводников [6], и могут быть с хорошей точностью аппроксимированы с помощью формулы:

$$\rho^{-1}(T) = \rho_1^{-1} \exp\left(\frac{\epsilon_1}{kT}\right) + \rho_3^{-1} \exp\left(\frac{\epsilon_3}{kT}\right). \quad (1)$$

Известно, что первое слагаемое соответствует зонной проводимости, обусловленной забросом носителей из состояний вблизи уровня Ферми на уровень протекания. Второе — характеризует прыжковую проводимость по локализованным состояниям в запрещенной зоне полупроводника [7, 8].

*Характер прыжковой проводимости n-Ge<Sb>, облученного быстрыми нейтронами реактора в области промежуточного легирования*

На рис.2 представлена температурная зависимость удельного сопротивления образцов n-Ge, легированных сурьмой  $N_{Sb} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Компенсацию осуществляли облучением образцов в вертикальном канале реактора ВВР-М ПИЯФ РАН. В

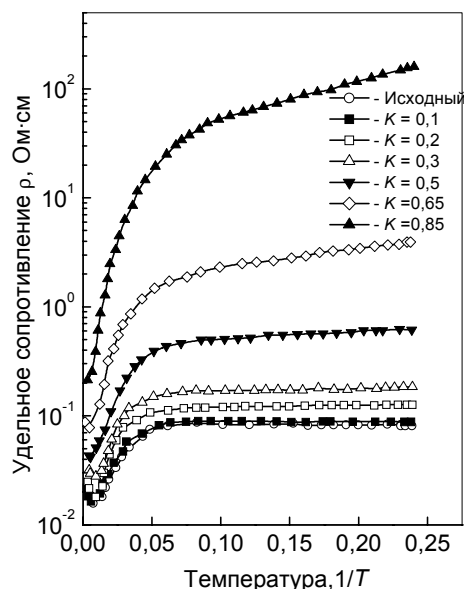


Рис. 2. Температурная зависимость образцов n-Ge, легированных сурьмой ( $N_{Sb} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), облученных быстрыми нейтронами реактора.

результате получена серия образцов с различными степенями компенсации ( $0,2 < K < 0,85$ ).

Как видно из рисунка, характер компенсационной зависимости проводимости значительно отличается от наблюдавшегося в менее легированных образцах (рис. 1). Из приведенных экспериментальных результатов следует, что облучение приводит к срыву безактивационной проводимости и монотонному росту с облучением  $\epsilon_1(K)$  и  $\epsilon_3(K)$  (рис. 2).

Подобная параметрическая зависимость статической проводимости характерна для случая сильно легированных полупроводников, компенсированных точечными дефектами [12].

Однако в полной мере использовать представления, развитые для сильно легированных компенсированных полупроводников ( $Na^3 \gg 1$ ), в рассматриваемом случае, по-видимому, нельзя, поскольку не выполняется условие сильного легирования ( $N^{1/3} a \approx 0,04$ ).

#### Характер прыжковой проводимости $p$ -Ge(Sb), облученного быстрыми нейтронами реактора

Как видно из рис. 2, во всем диапазоне изменения степени компенсации низкотемпературный участок проводимости образцов, не изменивших в результате облучения тип проводимости, характеризуется постоянной энергией активации. Однако, в тех случаях, когда облучение быстрыми нейтронами реактора приводило к перекомпенсации, вместе со сменой типа основных носителей наблюдалось также изменение характера низкотемпературной проводимости. Энергия активации в этом случае приобретала “скользящий” характер, часто наблюдаемый в сильно легированных компенсированных полупроводниках [12, 13].

На рис. 3 представлена температурная зависимость удельного сопротивления конвертированного облучением  $p$ -Ge, облученного быстрыми нейтронами реактора флюенсом  $\Phi \sim 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ . По данным холловских измерений, выполненных при  $T \approx 300 \text{ К}$ , основным типом носителей облученного  $n$ -Ge являются дырки, а низкотемпературная проводимость характеризуется “скользящей” энергией активации.

На основании проведенного компьютерного анализа установлено, что проводимость может быть описана соотношением (2) с  $n \approx (0,5 \pm 0,07)$ :

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[ \left( -\frac{T_0}{T} \right)^n \right], \quad (2)$$

где  $\sigma_0$  — экстраполированное к  $T = 0$  значение проводимости;  $T$  — температура в энергетических единицах;  $T_0$  — константа.

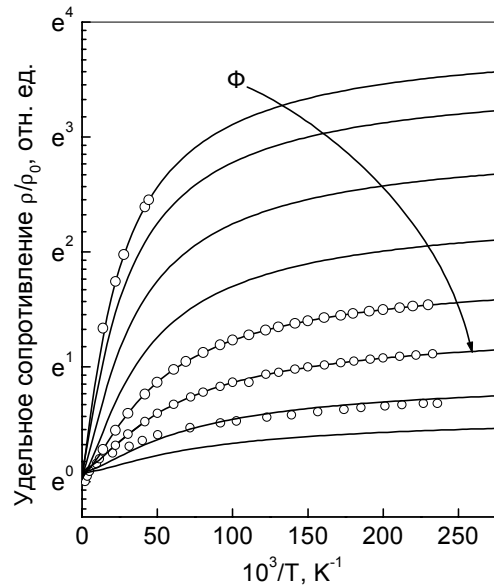


Рис. 3. Температурная зависимость удельного сопротивления  $n$ -Ge, конвертированного облучением быстрыми нейтронами реактора. Стрелкой отмечено направление увеличения флюенса быстрых нейтронов реактора.

#### Обсуждение экспериментальных результатов

Как хорошо известно, одной из особенностей потенциального рельефа, возникающего при перекрытии РО, является то, что с увеличением степени компенсации средняя величина его амплитуды может только уменьшаться от максимальных значений при малых  $K$  [3].

В области большой степени компенсации ( $1 - K \ll 1$ ), когда концентрация РО в матрице материала возрастает, особенности структуры потенциального рельефа, образуемого при перекрытии РО, должны проявляться наиболее полно. В этом случае для корректного описания кинетических свойств неупорядоченных систем с РО необходимо учитывать особенности их влияния на электронные свойства, используя в расчетных схемах параметры РО.

Следуя этому предположению, для описания компенсационной зависимости энергии активации в области больших степеней компенсации рассмотрим механизм возникновения случайного поля, учитывающий вклад в его создание РО областей [9].

Рассмотрим набор из  $N$  хаотически разбросанных сферических областей радиуса  $R$  в полупроводнике, легированном донорами  $N_d$ . Будем считать, что концентрация РО  $N$  и их размер  $R$  удовлетворяют неравенствам:

$$NR^3 < 1, (4\pi/3)R^3\delta N_d \gg 1, \quad (3)$$

где  $\delta N_d$  — флуктуация концентрации доноров в пределах каждой из областей.

Как показано в [9], при этом потенциал отдельной РО может быть представлен выражениями:

$$\varphi(r) = ar_0^2 \left[ 1 - \left( \frac{r_0}{r} \right) \left( 1 + \frac{R}{r_0} \right) \exp \left( -\frac{R}{r_0} \right) \operatorname{sh} \left( \frac{r_0}{r} \right) \right],$$

$$r < R, \quad (4)$$

$$\varphi(r) = ar_0^3 \left[ \left( \frac{R}{r_0} \right) \operatorname{ch} \left( \frac{R}{r_0} \right) - \operatorname{sh} \left( \frac{R}{r_0} \right) \right] \exp \left( -\frac{r}{r_0} \right) / r,$$

$$r > R, \quad (5)$$

где  $a = 4\pi e\delta N_d / \chi$ ,  $r_0^{-2} = 4\pi en_0 e^2 / \chi T$ .

Полный потенциал  $V/e$  получится в результате суммирования выражений (4) и (5) по всем областям. В этом случае при некоррелированном расположении РО возникает пуассоновское случайное поле, которое может сформировать в запрещенной зоне полупроводника спектр локализованных состояний носителей заряда. При условии, что концентрация таких уровней достаточно велика, их присутствие в запрещенной зоне может оказать влияние на явления переноса [9].

Для оценки концентрации флуктуационных уровней, возникающих в потенциальном рельефе, сформированном РО, можно воспользоваться соотношениями (4) и (7) [9].

Полагая, что в рассматриваемом случае справедлив параболический изотропный закон дисперсии  $E_p = p^2/2m$ , можно записать для общего числа одно-электронных уровней  $\nu$  в случайном поле  $U(r)$  [10]:

$$\nu = \frac{(2m^3)^{1/2}}{3\pi^2 \hbar^3} \int dr [-U(r)]^{3/2}, \quad (6)$$

где  $m$  — эффективная масса носителей заряда.

Считая рассматриваемую систему макроскопически однородной, можно получить выражение для оценки сверху полной концентрации флуктуационных уровней [10]:

$$\nu = \Gamma(5/4) m^{3/2} \psi_1^{3/4} \frac{2^{1/4}}{3\pi^{5/2} \hbar^3}, \quad (7)$$

где  $\Gamma(5/4)$  — гамма функция;  $\psi_1 = (2\pi a^2/9)r_0 R^6 e^2 N$ ;  $r_0$  — радиус экранирования;  $R$  — радиус РО;  $N$  — концентрация РО.

При проведении оценочных расчетов будем исходить из предположения, что средний радиус образующихся РО  $\sim 100$  Å, а их концентрация  $N$  определяется соотношением [11]:

$$N = 0,21\Phi_n, \quad (8)$$

где  $\Phi_n$  — флюенс быстрых нейтронов.

В результате проведенных оценок было установлено, что полная при всех энергиях концентрация флуктуационных уровней ( $\nu$ ) в полупроводниках со случайным полем, сформированным хаотически расположенными в матрице РО, может быть достаточно большой [9]:

$$\nu \approx 5(m/m_0)^{3/2} \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}. \quad (9)$$

Полученный результат принципиально важен для объяснения экспериментальных результатов по компенсационной зависимости энергии активации  $\epsilon_3$  прыжковой проводимости *n*-Ge, компенсированного быстрыми нейтронами реактора в области больших  $K$ .

Действительно, большая концентрация флуктуационных уровней может приводить к фиксации положения уровня Ферми в запрещенной зоне и, в итоге, к его малой чувствительности к изменению степени компенсации. Поэтому энергия активации  $\epsilon_3$  прыжковой проводимости растет с флюенсом нейтронов гораздо слабее, чем это следует из предсказания теории, не принимающей во внимание наличие флуктуационных уровней и не учитывающей характер их влияния на поведение уровня Ферми в запрещенной зоне [6].

Значительно более сильная зависимость энергии активации  $\epsilon_1(K)$  по сравнению с  $\epsilon_3(K)$  может быть обусловлена не заглублением уровня Ферми в запрещенной зоне вследствие перераспределения носителей по уровням локализованных состояний, а связана с увеличением энергетического расстояния между ним и классическим уровнем протекания  $E_e^{\text{пр}}$ .

Очевидно, что для данной степени компенсации ( $K$ ) с ростом уровня легирования основной примеси концентрация флуктуационных уровней  $\nu$  в соответствии с (9) должна увеличиваться. При этом по мере роста концентрации  $\nu$ , их влияние на электронные свойства облученных полупроводников должно усиливаться.

Для объяснения температурной зависимости прыжковой проводимости в Ge, конвертированном облучением в *p*-тип, будем исходить из предположения, что перенос постоянного тока в рассматриваемой системе реализуется путем перескока дырок между энергетическими уровнями ядер РО.

В этом случае вероятность  $\sigma_m$  такого перескока между ядрами РО, удаленными друг от друга на расстояние  $S$ , можно определить, как вероятность туннелирования дырки сквозь потенциальный барьер  $\phi$ , разделяющий две близлежащие области [14]:

$$\sigma_T \propto \exp(-2S\sqrt{2m\phi/\hbar^2}) \sim \exp(-2\alpha S), \quad (10)$$

где  $\sigma_m$  — вероятность туннелирования дырки между РО;  $\alpha$  — постоянная спада волновой функции дырки;  $m$  — эффективная масса дырки;  $\phi$  — потенциальный барьер, разделяющий две соседние РО;  $S$  — среднее расстояние между РО;  $\hbar$  — постоянная Планка.

Кроме того, как можно предположить, вероятность перескока между РО будет определяться вероятностью  $\sigma_p$  найти для прыгающей дырки свободное энергетическое состояние в соседней РО [15]:

$$\sigma_p \propto \exp\left(-\frac{E_c}{kT}\right), \quad (11)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $E_c$  — энергия, необходимая для переноса дырки между соседними РО.

Величина  $E_c$  с учетом поляризационных эффектов, вызванных переносимой дыркой, а также отрицательным зарядом, возникшим на ее месте после прыжка, может быть представлена в виде [16]:

$$E_c = \frac{2Se^2}{\chi R_{po}(R_{po} + S)}, \quad (12)$$

где  $S$  — расстояние между РО;  $R_{po}$  — радиус РО;  $\chi$  — диэлектрическая постоянная неповрежденной матрицы.

Таким образом, низкотемпературная проводимость  $\sigma$ , осуществляемая путем туннелирования дырок между двумя соседними РО, будет пропорциональна произведению вероятностей  $\sigma_m$  и  $\sigma_p$  [16]:

$$\sigma \propto \exp(-2\alpha S - E_c/kT) \propto \exp(-2\alpha S - 2Se^2/\chi R_{po}(R_{po} + S)). \quad (13)$$

Значение экспоненты в выражении (13) имеет максимум при некотором значении  $S = S_{\max}$ , величина которой может быть определена из уравнения, полученного в результате приравнивания к нулю первой производной выражения под знаком экспоненты в уравнении (13).

В результате несложных преобразований можно получить:

$$S_{\max} = \frac{ef(k)}{\sqrt{2\alpha\chi kT}}, \quad (14)$$

где  $f(k) = S/(S + R_{po})$ ;  $S$  — среднее расстояние между РО;  $R_{po}$  — средний размер РО;  $\alpha$  — постоянная спада волновой функции дырки;  $\chi$  — диэлектрическая постоянная.

Подставив полученное значение  $S_{\max}$  из (13) в (14), можно получить в итоге следующее выражение

температурной зависимости низкотемпературной проводимости в Ge, конвертированном в  $p$ -тип в результате облучения быстрыми нейтронами реактора:

$$\sigma \propto \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2}\right], \quad (15)$$

$$\text{где } T_0 = ef(k) \left\{ \frac{\chi[1-f(k)] + ef(k)}{\chi^{3/2}[1-f(k)]\sqrt{2\alpha}} \right\}.$$

Таким образом, в  $n$ -Ge, конвертированном облучением быстрыми нейтронами реактора в  $p$ -тип, низкотемпературная проводимость характеризуется скользящей энергией активации и описывается выражением (15) с показателем степени  $n \approx 1/2$ . Однако такой характер обусловлен не влиянием на нее кулоновской щели, а связан с особенностями дырочного транспорта между РО, которые рассмотрены в рамках предложенной модели в качестве нанообъектов, формирующих потенциальный рельеф неупорядоченной системы.

Обрабатывая экспериментальные результаты в соответствии с (15), можно получить данные о геометрических параметрах разупорядоченных областей, важные с точки зрения возможного практического применения в инженерных расчетах для направленного и прецизионного управления свойствами полупроводниковых материалов для целей микроэлектроники, а также для прогнозирования и повышения радиационной стойкости полупроводниковых приборов и материалов, работающих в условиях космоса, ядерного взрыва, в интенсивных полях радиации ядерных энергетических установок.

Так, угол наклона экспериментальной кривой, построенной в координатах  $\ln(\sigma/\sigma_0) = f(K^{-0.5})$ , будет определяться соотношением среднего радиуса РО ( $R_{po}$ ) и среднего расстояния ( $S$ ) равномерно-хаотически распределенных в матрице РО. При этом наибольший угол наклона будет соответствовать начальному этапу  $n$ - $p$ -конверсии типа проводимости. По мере увеличения флюенса с уменьшением среднего расстояния ( $S$ ) между РО до значений  $S \geq 1,5R_{po}$  величина угла наклона должна быстро уменьшаться. Как следует из анализа выражения (15), при достижении степени компенсации, соответствующей среднему расстоянию между РО  $S \leq 1,5R_{po}$ , угол наклона экспериментальной кривой, построенной в координатах  $\ln(\sigma/\sigma_0) = f(K^{-0.5})$ , практически не будет зависеть от флюенса быстрых нейтронов реактора.

Таким образом, на основании проведенного анализа продемонстрирована принципиальная возможность эффективного способа управления параметрами потенциального рельефа, определяющего свойства германия путем его облучения быстрыми нейтронами реактора.

Полученные результаты могут иметь значение с точки зрения возможного практического применения приборов, изготовленных на основе радиационно-модифицированного германия.

### **Заключение**

Выполнен анализ температурных зависимостей основных параметров, характеризующих электронные свойства n-Ge, легированного сурьмой, компенсированного облучением быстрыми нейтронами реактора.

Всесторонне изучено влияние РО на особенности температурных зависимостей удельного сопротивления  $\rho(T)$  в образцах n-Ge, облученных различными флюенсами быстрых нейтронов реактора, путем сравнения их с данными, полученными для полупроводников, компенсированных точечными дефектами.

Исследованы концентрационные и компенсационные зависимости энергий активации  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_3$  прыжковой проводимости образцов n-Ge, облученных быстрыми нейтронами реактора.

На основании предложенных моделей дано качественное объяснение влияния разупорядоченных областей на характер активационной проводимости неупорядоченных систем на основе германия, компенсированном облучением быстрыми нейтронами реактора.

*Авторы выражают благодарность сотрудникам Отдела физики и техники реактора Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова за помощь в проведении облучения.*

*Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаментальных исследований ОФН РАН "Нейтронные исследования вещества и фундаментальных свойств материи".*

### **Литература**

1. Гаджиев А.Р., Рывкин С.М., Шлимак И.С. Компенсированный быстрыми нейтронами n-Ge как модель аморфного полупроводника. Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 605.
2. Коноплева Р.Ф., Юферев А.А. Электрические свойства германия, компенсированного разупорядоченными областями. ФТП, 1973, № 7, с. 2086.
3. Konopleva R.F., Juferev A.A. On Disordered Regions in Fast Neutron Compensated Germanium. Phys. Stat. Sol.(a), 1971, v. 21, p. 49.
4. Коноплева Р.Ф. Электрофизические свойства неупорядоченных систем. Препринт ФТИ – 670, Л., 1980.
5. Коноплева Р.Ф. Гальваномагнитные свойства неупорядоченных полупроводников. Препринт ФТИ – 671, Л., 1980.
6. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979, 416 с.
7. Fritzsche H., Cuevas M. Impurity Conduction in transmutation doped p-type germanium. Phys.Rev., 1960, v. 119, p. 1238.
8. Miller A., Abrahams E. Impurity conduction at low concentrations. Phys.Rev., 1960, v. 120, p. 745.
9. Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Миронов А.Г., Эндерлайн Р., Эссер Б. Электронная теория неупорядоченных полупроводников, М.: Наука, 1981, 383 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Теоретическая физика, т. III. М.: Наука, 1974, 808 с.
11. Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Радиационная физика полупроводников. Киев: Наукова Думка, 1979, 332 с.
12. Sasaki W., Yamanouchi C. Quantitative study of the effect of compensation on impurity conduction in heavily doped n-type germanium. J. Non.-Cryst. Solids, 1970, v. 4, p. 183.
13. Забродский А.Г., Ионов А.Н., Корчажкина Р.Л., Шлимак И.С. Проводимость сильно легированного компенсированного германия. ФТП, 1973, т. 7, с. 1914.
14. Schiff L. Quantum Mechanics (McCraw Hill, New York), 1968, 3d ed., p.278
15. Lin C.-H., Wu G.Y. Hopping conduction in granular metals. Physica B., 2000, v. 279, p. 341.
16. Sheng P., Abeles B. Voltage-Induced Tunneling Conduction in Granular Metals at Low Temperatures. Phys.Rev.Lett., 1972, v. 28, no. 1, p. 34.

*Коноплева Раиса Федоровна — Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова РАН, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник. Специалист в области радиационной физики конденсированных сред.*

*Назаркин Игорь Владимирович — Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова РАН, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник. Специалист в области радиационной физики конденсированных сред.*