

УДК 538.935

Е. Л. Шангина

Институт физики высоких давлений РАН

Энергетическая релаксация в гетеродинных детекторах на основе двумерных электронных систем*

Обсуждаются способы применения теоретических результатов исследования энергетической релаксации двумерных электронов на акустических фононах в полупроводниковых структурах A^3B^5 , A^2B^6 и составленных из элементов IV группы с кубической решеткой при анализе частотного диапазона гетеродинного детектора. Показано, что механизм передачи энергии горячих электронов фононному термостату преобладает в длинных ($L > 1$ мкм) AlGaAs/GaAs мостиках; в более коротких каналах охлаждение носителей происходит диффузией в контакты. Предсказано резкое увеличение скорости энергетической релаксации в кремниевых образцах на металлической стороне перехода металл–диэлектрик. Рассматривается использование этого эффекта в терагерцовом мониторинге наземного и космического базирования.

Ключевые слова: энергетическая релаксация, двумерный электронный газ, полупроводниковые структуры, акустические фононы, смеситель (болومتر) на горячих электронах, квантовый фазовый переход, скейлинг, терагерцовый диапазон частот, гетеродин, полоса преобразования.

Введение

Одной из актуальных проблем современной радиофизики является получение изображений в терагерцовом диапазоне частот. Этот диапазон имеет преимущества по отношению к радиоволнам и инфракрасному излучению. Первые не обеспечивают достаточного пространственного разрешения из-за большой длины волны, второе сильно поглощается атмосферой, кожей, одеждой и т.д. В этом диапазоне наилучшими характеристиками, в том числе шумовой температурой, обладают охлаждаемые до гелиевых температур смесители на основе перехода сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС-смесители) и смесители (болометры) на горячих электронах [1].

Принцип действия гетеродинного смесителя основан на выделении сигнала на частоте, соответствующей разности частот излучения от исследуемого объекта и гетеродинного источника. Если частота излучения объекта находится в терагерцовом диапазоне, частоту гетеродина подбирают таким образом, чтобы разностная частота составляла не более нескольких ГГц. Метод гетеродинного детектирования реализуется в различных сверхпроводниковых и полупроводниковых структурах вследствие нелинейности их вольт-амперной характеристики (ВАХ) из-за разогрева носителей током и электромагнитным излучением. При фонном охлаждении горячие электроны изменяют свою подвижность вследствие передачи энергии фононной подсистеме. В случае энергетической релаксации носителей в контактах нелинейный характер ВАХ-детектора обусловлен сопротивлением контактов, а время энергетической релаксации носителей определяется скоростью их диффузии в контакты. Таким образом, при постоянной концентрации носителей возникает фотопроводимость на промежуточной частоте. Сигнал промежуточной частоты детектируется в полосе преобразования f_{3dB} , которая определяется временем неупругого рассеяния электронов в структурах: $f_{3dB} = 1/(2\pi\tau_\epsilon)$.

Гетеродинные смесители успешно работают в таких проектах, как HERSHEL, SOFIA, TELIS. Они используются в качестве активного элемента, детектирующего реликтовое излучение Вселенной. В задачах астрономических наблюдений особый интерес представляет исследование вращательных переходов HD на частоте 2.7 ТГц и тонкой структуры переходов в спектре атомного кислорода около 4.7 ТГц. На частотах менее 1.4 ТГц наилучшей

чувствительностью обладают СИС-смесители, в области более высоких частот используются смесители на эффекте электронного разогрева в тонкой пленке сверхпроводника [2]. СИС-смесителям требуется более высокая мощность гетеродинного источника (~ 10 Вт) по отношению к тонкопленочным сверхпроводниковым смесителям (~ 1 Вт). Широко распространено применение смесителей на сверхпроводниковых наноструктурах NbN, при этом в качестве гетеродинного источника работают квантовые каскадные лазеры [3, 4]. Такие комплексы для гетеродинного детектирования характеризуются низкой шумовой температурой ~ 800 К, малой мощностью гетеродина (до ~ 6 мВт) и широкой полосой преобразования 6 ТГц.

В качестве альтернативы смесителям на горячих электронах в сверхпроводниках предложены гетеродинные смесители с фононным каналом охлаждения носителей на основе наноструктур с двумерным электронным газом AlGaAs/GaAs [5]. Полоса преобразования таких смесителей определяется при гелиевых (азотных) температурах релаксацией носителей на акустических (оптических) фонах соответственно. Как показано в [6], полупроводниковые смесители характеризуются достаточно низкими мощностью гетеродина и коэффициентом потерь преобразования при широкой полосе преобразования. Для структуры с концентрацией $n_s = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и подвижностью электронов $\mu = 2.3 \cdot 10^5$ см 2 /В·с при $T = 77$ К эти параметры составляют 0,2 мкВт, 13 дБ и 4 ГГц соответственно.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование механизмов энергетической релаксации и параметрических зависимостей времен энергетической релаксации электронов в двумерных полупроводниковых структурах в квантово-упорядоченном состоянии и квантовой критической области, а также поиск оптимального решения для полосы преобразования смесителей с фононным и диффузионным каналами охлаждения электронов на основе полупроводниковых наноструктур.

Наряду с фундаментальным значением предлагаемых исследований, которые значительно дополняют и расширяют понимание процессов разогрева электронного газа в гетероструктурах излучением миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, решают принципиально новые задачи изучения релаксационных процессов в полупроводниковых системах пониженной размерности, результаты работы имеют и прикладную направленность. Они будут использованы для оптимизации полупроводниковых супергетеродинных приемников излучения на базе болометров на горячих электронах: для расширения рабочего диапазона частот смесителя терагерцового диапазона, уменьшения требуемой мощности гетеродина. Кроме того, решение задач по оптимизации смесителя на основе полупроводниковых наноструктур позволит прогнозировать создание многоэлементных (матричных) приемных элементов, необходимых, например, в системах субмиллиметрового тепловидения, интенсивно разрабатываемых в настоящее время, а также в радиотелескопах и системах мониторинга.

Модель

Модель смесителя с двумерным электронным газом рассматривает двумерный газ как термодинамическую подсистему, которая локально характеризуется распределением Ферми с температурой T_e и передает избыточную энергию фононной подсистеме – термостату, находящемуся при температуре T . Электронная подсистема нагревается сигнальным и гетеродинным источниками, а также током смещения. Для вычислений динамического одномерного профиля распределения электронной температуры $T_e(x, t)$ при известной температурной зависимости сопротивления мостика $R(T_e(x, t))$ используется уравнение теплового баланса:

$$C_e(T_e(x, t)) \frac{\partial T_e(x, t)}{\partial t} = -Q(T_e(x, t), T) - C_e(T_e(x, t)) \chi \frac{\partial^2 T_e(x, t)}{\partial x^2} + I_{mix}^2(t) R(T_e(x, t)) + P_{LO} + P_s + 2\sqrt{P_{LO}P_s} \cos(2\pi ft),$$

где C_e – электронная теплоемкость, Q – скорость потерь энергии неравновесными электронами, обусловленная электрон-фононным рассеянием, χ – коэффициент диффузии горячих электронов, I_{mix} – постоянный ток, протекающий через смеситель, P_{LO} и P_s – мощности гетеродина и сигнала соответственно, f – промежуточная частота. Слагаемое $C_e(T_e(x, t)) \chi \frac{\partial^2 T_e(x, t)}{\partial x^2}$ описывает диффузию горячих электронов в контакты.

В приближении $P_{LO}, P_s \ll I_{mix}^2 R$, рассмотрим два предельных случая. Первым из них является охлаждение горячих электронов за счет передачи энергии фононному термостату, которое реализуется в достаточно длинных мостиках. При этом средняя скорость потерь энергии горячими электронами в области низких температур зависит от характера рассеяния. Если волновые векторы фононов, эмитируемых в направлениях параллельно и перпендикулярно проводящему каналу, ограничены температурой, мы находимся в области малоуглового рассеяния $kT \ll \sqrt{8ms_T^2 \varepsilon_F}$, где ε_F – энергия Ферми, m – масса носителя, s_λ – скорость продольной (s) или поперечной (s_T) моды звука. В этой области средняя скорость энергетических потерь нагретого до температуры T_e газа Ферми получена в [7, 8] для рассеяния на пьезоакустическом потенциале (PA):

$$\langle Q \rangle^{PA} = b_1 Q_1 \left(\frac{kT}{\sqrt{2ms_T^2 \varepsilon_F}} \right)^3 \left(\frac{T_e^3}{T^3} - 1 \right)$$

и для рассеяния на деформационном потенциале (DA):

$$\langle Q \rangle^{DA} = b_2 Q_2 \left(\frac{kT}{2ms^2} \right)^2 \left(\frac{kT}{\sqrt{2ms^2 \varepsilon_F}} \right)^3 \left(\frac{T_e^5}{T^5} - 1 \right), \quad (1)$$

где

$$b_1 = \frac{\varsigma(3)}{2} \frac{13}{16} \left[1 + \frac{9}{13} \left(\frac{s_T}{s} \right)^2 \right] \text{ для ориентации (001),}$$

$$b_1 = \varsigma(3) \frac{5}{12} \left[1 + \frac{11}{10} \left(\frac{s_T}{s} \right)^2 \right] \text{ для ориентации (111),}$$

$$Q_1 = \frac{2ms_T^2}{\tau_0},$$

$$\tau_0^{-1} = \frac{(eH)^2 m}{2\pi \rho \hbar^2 s_T},$$

$H = h_{14}$ – компонента пьезоэлектрического тензора,

$$b_2 = 12\varsigma(5), \quad Q_2 = \frac{2ms^2}{l_0/s}, \quad l_0 = \pi \hbar^4 \rho / 2m^3 E_1^2,$$

E_1 – константа потенциала взаимодействия, ρ – плотность трехмерной матрицы.

В области частичной неупругости характерная энергия фононов, испускаемых или поглощаемых двумерным электроном при его движении вдоль канала, составляет $\sim kT$ (неупругие переходы). Этот процесс, удовлетворяющий законам сохранения энергии и импульса, и определяет релаксацию энергии. В этой области средняя скорость энергетических потерь газа Ферми [7, 8]

$$\langle Q \rangle^{PA} = \frac{9}{2} \frac{kT}{\tau_0} \sqrt{\frac{2ms_T^2}{\varepsilon_F}} \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right) \text{ для ориентации (001),}$$

$$\langle Q \rangle^{PA} = \varsigma(2) \frac{4}{3} \frac{s_T}{s} \frac{(kT)^2}{\tau_0 \varepsilon_F} \left(\frac{T_e^2}{T^2} - 1 \right) \text{ для ориентации (111),}$$

$$\langle Q \rangle^{DA} = 3! \zeta(4) \frac{(kT)^2}{\tau_2 \varepsilon_F} \left(\frac{T_e^4}{T^4} - 1 \right),$$

где $\tau_2 = \frac{l_0}{s} \left(\frac{2s^2 m}{kT} \right)^2$.

В области высоких температур энергия фононов, испускаемых или поглощаемых двумерным электроном при его движении вдоль канала, составляет $\sim \sqrt{8ms^2 \chi} W$, где W — энергия размерного квантования. Средняя скорость потерь энергии получена в [7, 8] для пьезоакустического рассеяния в ориентации (001)

$$\langle Q \rangle^{PA} = \frac{9 kT}{2 \tau_0} \sqrt{\frac{2ms_T^2}{\varepsilon_F}} \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right),$$

для ориентации (111)

$$\langle Q \rangle^{PA} = \frac{3}{4} I_0 \frac{kT}{\varepsilon_F} \frac{\sqrt{2ms_T^2 W}}{\tau_0} \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right),$$

для рассеяния на деформационном потенциале

$$\langle Q \rangle^{DA} = I_2 \frac{2ms^2 W}{\tau_3 \varepsilon_F} \frac{T_e - T}{T},$$

где $\tau_3 = \frac{l_0}{2s} \frac{(2ms^2)^{3/2}}{kT\sqrt{W}}$.

Используя значения волновой функции Фэнга–Ховарда для основного состояния, получаем [8]

$$I_2 = 3^3 2^{-5} \pi^{-2},$$

$$I_0 = 3/8,$$

$$W = \pi^2 \left(\frac{11}{36} \right)^{2/3} \varepsilon_F \left(\frac{\varepsilon_B}{\varepsilon_F} \right)^{1/3},$$

где ε_B — боровская энергия.

Режим сильного экранирования характеризуется средними скоростями потерь энергии [7, 8]:

$$\langle Q \rangle^{PA} = \zeta(5) 4! a \frac{2ms_T^2 \varepsilon_F}{\tau_0 \varepsilon_B} \left(\frac{kT}{\sqrt{2ms_T^2 \varepsilon_F}} \right)^5 \left(\frac{T_e^5}{T^5} - 1 \right),$$

$$\langle Q \rangle^{DA} = \frac{(kT)^7 \cdot 6! \zeta(7) b_{DA}}{8\sqrt{2} l_0 m^{7/2} \varepsilon_B \varepsilon_F^{3/2} s^6} \left(\frac{T_e^7}{T^7} - 1 \right),$$

где

$$a = \frac{1}{32} \frac{59}{64} \left[1 + \frac{45}{59} \left(\frac{s_T}{s} \right)^4 \right] \text{ для ориентации (001),}$$

$$a = \frac{1}{32} \frac{11}{12} \left[1 + \frac{8}{11} \left(\frac{s_T}{s} \right)^4 \right] \text{ для ориентации (111),}$$

b_{DA} — численные множители, рассмотренные в [9].

Во втором случае, который характерен для коротких (длиной $L < 1$ мкм) мостиков, остывание горячих электронов происходит в контактах. Это т.н. диффузионный канал охлаждения двумерных электронов. Время ухода носителей в контакты $\tau_C = \frac{L^2}{\chi}$, а соответствующая полоса преобразования $f_{3dB} = 1/(2\pi\tau_C) = \chi/(2\pi L^2)$.

Результаты и обсуждение

Результаты расчетов показывают, что для коротких ($L < 1$ мкм) AlGaAs/GaAs мостиков в охлаждении преобладает диффузионный канал [10, 11]. При этом в образцах с высокой подвижностью $\mu \sim 3 \cdot 10^5$ см²/В·с при $T = 77$ К и низкой концентрацией двумерных носителей $\sim 2 \cdot 10^{11}$ см⁻² для смесителя с площадью активной области 1×2 мкм² ожидается полоса потерь преобразования ~ 4 ТГц, что соответствует времени остывания 0.04 пс. Это значение сопоставимо с рекордными характеристиками сверхпроводниковых смесителей [12, 13] и, с учетом достаточно высокой рабочей температуры $T = 77$ К, позволяет рассматривать AlGaAs/GaAs смесители с двумерным электронным газом как перспективную основу одиночных и матричных фотоприемников терагерцового диапазона массового производства. Однако и кремниевые МОП-структуры также могут служить основой широкополосных терагерцовых смесителей.

В работе [14] теоретически исследованы механизмы релаксации энергии электронов в кремниевой структуре с затвором в области температур $T = 1.5 \div 3.5$ К. Сопоставлением экспериментальной и расчетной параметрических зависимостей времени энергетической релаксации идентифицирован основной механизм релаксации энергии в этом температурном диапазоне – малоугловое рассеяние на деформационном потенциале. Соответствующее время релаксации, вычисленное на основе (1) с учетом среднего изменения энергии Ферми при перегреве электронного газа на ΔT

$$\Delta E = \frac{\pi^2 k^2 T \Delta T}{3 \varepsilon_F},$$

составляет [14]

$$\tau_{\varepsilon}^{DA} = \frac{8(\pi s^{7/2} m^{3/2})^2 \hbar \sqrt{2\pi n_S}}{15 b_2 Q_2 (kT)^3}.$$

Тогда величина полосы преобразования гетеродинного Si/SiO₂ смесителя, ограниченная фононным каналом рассеяния,

$$f_{3dB}^{ph} = \frac{15 b_2 Q_2 (kT)^3}{16 \pi^3 (s^{7/2} m^{3/2})^2 \hbar \sqrt{2\pi n_S}}.$$

Полоса преобразования Si/SiO₂ смесителя, определяемая диффузионным каналом, может быть существенно шире полосы f_{3dB}^{ph} . Причина этого заключается не только в возможности изготовления коротких мостиков – предел разрешения современной электронной литографии составляет около 50 нм [15]. Полосу преобразования смесителя можно существенно расширить, работая в квантовой критической области перехода металл–диэлектрик.

Вопрос о существовании квантового фазового перехода металл–диэлектрик в двумерной системе в пределе нулевого магнитного поля долгое время оставался дискуссионным. Тридцать пять лет назад ответ не вызывал сомнений: переход возможен и это переход Мотта–Андерсона. В 1979 г. ответ на этот вопрос был радикально изменен теоретической работой [16]. Авторы [16] использовали скейлинговый подход к анализу проводимости систем в приближении невзаимодействующих носителей. В соответствии со скейлинговой гипотезой логарифмическая производная безразмерного кондактанса $g = 2\hbar G/e^2$ по размеру системы L при нулевой температуре является функцией только самого кондактанса. Для двумерных систем в отсутствие спин-орбитального взаимодействия данная производная отрицательна во всем диапазоне значений безразмерного кондактанса. Это означает, что при неограниченном увеличении размера системы ее кондактанс непрерывно уменьшается, т.е. двумерная система бесконечных размеров при нулевой температуре находится в диэлектрическом состоянии с нулевым кондактансом вне зависимости от того, как велик был стартовый кондактанс системы ограниченного размера. Электрон–электронное взаимодействие в грязном пределе дополнительно усиливает локализацию носителей [17].

Однако учет спин–орбитального взаимодействия изменяет локализационную поправку на антилокализационную [18]. Теперь, если стартовый кондактанс системы превышает критическое значение, линии потока переводят образец при неограниченном увеличении его размера в металлическое состояние. Поскольку двумерные системы из-за своего пограничного положения чувствительны ко всякого рода воздействиям, учет межэлектронного взаимодействия также должен привести к квантовому фазовому переходу металл–диэлектрик [19].

Впервые реминисценция квантового фазового перехода металл–диэлектрик в двумерной системе наблюдалась в работах [20, 21]. При измерении температурной зависимости сопротивления кремниевых МОП-транзисторов с двумерным электронным газом структуры с концентрацией электронов $\leq 10^{11}$ см $^{-2}$ демонстрировали обычную для локализованных состояний отрицательную производную сопротивления по температуре: $dR/dT < 0$. Однако при некотором критическом значении электронной концентрации $n_C \approx 10^{11}$ см $^{-2}$ сопротивление МОП-транзисторов обнаружило приблизительно температурно-независимое значение $R \sim 2h/e^2$. Еще более неожиданным фактом оказалось резкое уменьшение сопротивления структур с электронной концентрацией $n_s > n_C$ с уменьшением температуры, наблюдавшееся вплоть до минимально достижимых в эксперименте температур 200 мК в отсутствие каких-либо признаков электронной локализации. Дополнительным подтверждением существования квантового фазового перехода металл–диэлектрик являлся наблюдавшийся скейлинг сопротивления в квантовой критической области по температуре:

$$R(T, n_s) = f_1 \left(\frac{|n_s - n_C|}{T^{1/z\nu}} \right)$$

и электрическому полю:

$$R(E, n_s) = f_2 \left(\frac{|n_s - n_C|}{E^{1/(z+1)\nu}} \right)$$

с показателями степени $z = 0.8 \pm 0.1$, $\nu = 1.5 \pm 0.1$ [22].

Образцы на металлической стороне перехода обнаруживают довольно высокую ($\sim \pi h/e^2$) проводимость σ , которая резко увеличивается с уменьшением температуры [23]. Учитывая соотношение Эйнштейна: $\sigma = e^2 g_F \chi$, где g_F – плотность состояний на Ферми-уровне, получаем, что коэффициент диффузии в исследованных в [23] металлических МОП-структурах составляет $\sim 10^5$ м 2 /с. Такое высокое значение коэффициента диффузии может привести к терагерцовой ширине полосы преобразования даже в мостике длиной порядка сотен мкм.

Заключение

В работе выполнен обзор теоретических результатов исследования энергетической релаксации двумерных носителей в полупроводниковых структурах A^3B^5 , A^2B^6 и составленных из элементов IV группы с кубической решеткой. Рассматривается средняя скорость потерь энергии электронов в результате рассеяния на фононах в областях сильного экранирования, малоуглового рассеяния, частичной неупругости и высоких температур, а также диффузионный канал охлаждения электронного газа.

С использованием модели теплового баланса установлено, что в коротких ($L < 1$ мкм) AlGaAs/GaAs мостиках основным механизмом охлаждения является диффузия горячих электронов в контакты. Показано, что диффузионный канал может быть основным способом охлаждения и в металлических МОП-структурах. Выполнены оценки полосы преобразования в кремниевых мостиках с двумерным электронным газом на металлической стороне перехода металл–диэлектрик. Предполагаемая терагерцовая ширина полосы преобразования кремниевых гетеродинных смесителей в квантовой критической области фазового перехода в мостиках субмиллиметровой длины обуславливает перспективность их использования в соответствующих наземных и космических приложениях.

*Работа доложена на 5-й Всероссийской конференции молодых ученых «Микро-, нанотехнологии и их применение» им. Ю. В. Дубровского, ИПТМ РАН, Черноголовка, 19–22 ноября 2012 года.

Литература

1. *Gundlach K.H., Schicke M.A.* SIS and bolometer mixers for terahertz frequencies // *Supercond. Sci. Technol.* — 2000. — V. 13. — P. R171–R187.
2. *Hubers H.-W.* Terahertz heterodyne receivers // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* — 2008. — V. 14, N 2. — P. 378–391.
3. *Richter H. [et al.]*. Terahertz heterodyne receiver with quantum cascade laser and hot electron bolometer mixer in a pulse tube cooler // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — V. 93, I. 14. — P. 141108–141110.
4. *Khosropanah P. [et al.]*. 3.4 THz heterodyne receiver using a hot electron bolometer and a distributed feedback quantum cascade laser // *J. Appl. Phys.* — 2008. — V. 104, I. 11. — P. 113106–113111.
5. *Lee M., Pfeiffer L.N., West K.W., Baldwin K.W.* Wide bandwidth millimeter wave mixer using a diffusion cooled two-dimensional electron gas // *Appl. Phys. Lett.* — 2001. — V. 78, N 19. — P. 2888–2890.
6. *Морозов Д.В. [и др.]*. Миллиметровый/субмиллиметровый смеситель на основе разогрева двумерного электронного газа в гетероструктуре AlGaAs/GaAs с фоновым каналом охлаждения // *Физика и техника полупроводников.* — 2005. — Т. 39, вып. 9. — С. 1117–1121.
7. *Карпус В.* Энергетическая и импульсная релаксация двумерных носителей заряда при взаимодействии с деформационными акустическими фононами // *Физика и техника полупроводников.* — 1986. — Т. 20, вып. 1. — С. 12–19.
8. *Карпус В.* Энергетическая релаксация двумерных электронов при пьезоакустическом рассеянии // *Физика и техника полупроводников.* — 1988. — Т. 22, вып. 3. — С. 439–449.
9. *Jasiukiewicz C., Karpus V.* Electron energy relaxation rate: the influence of acoustic phonon spectrum anisotropy // *Semicond. Sci. Technol.* — 1996. — V. 11. — P. 1777–1786.
10. *Шангина Е.Л., Масленников С.Н.* Терагерцовые смесители на основе AlGaAs/GaAs наноструктур с одиночным гетеропереходом // *Труды IV Международной научной конференции «Функциональная база наноэлектроники».* — Кацивели, 2011. — С. 126.
11. *Шангина Е.Л., Масленников С.Н.* Терагерцовые смесители на основе полупроводниковых гетероструктур AlGaAs/GaAs // *Труды XVI международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника».* — Нижний Новгород, 2012. — Т. 2. — С. 435–436.
12. *Zmuidzinas J., Richards P.* Superconducting detectors and mixers for millimeter and submillimeter astrophysics // *Proceedings of the IEEE.* — 2004. — V. 92, N 10. — P. 1597–1616.
13. *Semenov A., Goltsman G., Sobolewski R.* Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors // *Supercond. Sci. Technol.* — 2002. — V. 15. — P. R1–R16.
14. *Shangina E.L.* Intrinsic limit to low-temperature mobility in semiconductor structures with two-dimensional electrons // *Semicond. Sci. Technol.* — 2012. — V. 27, N 10. — P. 105021–105028.
15. *Korneeva Yu., Florya I., Semenov A., Korneev A., Goltsman G.* New generation of nanowire NbN superconducting single-photon detector for mid-infrared // *IEEE transactions on applied superconductivity.* — 2011. — V. 21, N 3. — P. 323–326.

16. *Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V.* Scaling theory of localization : absence of quantum diffusion in two dimensions // *Phys. Rev. Lett.* — 1979. — V. 42, N 10. — P. 673–676.
17. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A.* Interaction effects in disordered Fermi systems in two dimensions // *Phys. Rev. Lett.* — 1980. — V. 44, I. 19. — P. 1288–1291.
18. *Гантмахер В.Ф., Долгополов В.Т.* Квантовые фазовые переходы «локализованные–делокализованные электроны» // *УФН.* — 2008. — Т. 178, вып. 1. — С. 3–24.
19. *Punnoose A., Finkel'stein A.M.* Metal–insulator transition in disordered two-dimensional electron systems // *Science.* — 2005. — V. 310, N 5746. — P. 289–291.
20. *Kravchenko S.V. [et al.]*. Possible metal–insulator transition at $B=0$ in two dimensions // *Phys. Rev. B.* — 1994. — V. 50, I. 11. — P. 8039–8042.
21. *Kravchenko S.V. [et al.]*. Scaling of an anomalous metal–insulator transition in a two-dimensional system in silicon at $B=0$ // *Phys. Rev. B.* — 1995. — V. 51, I. 11. — P. 7038–7045.
22. *Шангина Е.Л., Долгополов В.Т.* Квантовые фазовые переходы в двумерных системах // *УФН.* — 2003. — Т. 173, вып. 8. — С. 801–812.
23. *Anissimova S. [et al.]*. Flow diagram of the metal–insulator transition in two dimensions // *Nature Phys.* — 2007. — V. 3. — P. 707–710.

Поступила в редакцию 22.11.2012.