

УДК 620.3:537.633.9

doi: 10.21685/2072-3040-2024-1-13

Кванты коэффициентов Риги – Ледюка и магнитотеплового сопротивления

Р. А. Браже¹, А. А. Гришина²^{1,2}Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск, Россия¹brazhe@ulstu.ru, ²a.grishina@ulstu.ru

Аннотация. *Актуальность и цели.* В настоящее время хорошо известны эффекты размерного квантования в узких нанопроводниках (нанолентах и нанотрубках), вызывающие появление квантов электрического сопротивления, емкости и индуктивности. Не менее известны эффекты магнитного квантования, приводящие в двумерных проводниках к появлению квантов холловского сопротивления и магнитосопротивления. Целью данной работы является исследование влияния размерного и магнитного квантования на термомагнитные эффекты Риги – Ледюка и магнитотеплопроводности. *Материалы и методы.* Объектами исследования являются металлические графеновые наноленты шириной не менее 100 нм и длиной, не превышающей длину баллистического транспорта электронов (менее 1 мкм). В работе используются известные методы квантовой физики, кристаллофизики и квантовой теории явлений переноса в двумерном электронном газе. *Результаты.* Исследованы антисимметричные и симметричные части тензора удельных тепловых сопротивлений 2D-проводника в поперечном магнитном поле. Получены явные выражения для кванта удельного теплового сопротивления Риги – Ледюка и кванта коэффициента удельного абсолютного магнитотеплосопротивления. Результаты исследования могут быть использованы при разработке термомагнитных датчиков, магнитотерморезисторов и других термомагнитных приборов. *Выводы.* Показано, что локализация электронов в узких графеновых нанолентах вследствие совместного размерного и магнитного квантования приводит к появлению квантового эффекта Риги – Ледюка и квантов коэффициентов Риги – Ледюка, удельного теплового сопротивления Риги – Ледюка и коэффициента удельного абсолютного магнитотеплосопротивления.

Ключевые слова: графеновые наноленты, эффект Риги – Ледюка, магнитотепловое сопротивление, размерное квантование, магнитное квантование

Для цитирования: Браже Р. А., Гришина А. А. Кванты коэффициентов Риги – Ледюка и магнитотеплового сопротивления // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2024. № 1. С. 151–159. doi: 10.21685/2072-3040-2024-1-13

Quanta of the Righi – Leduc coefficients and magneto-thermal resistance

R.A. Brazhe¹, A.A. Grishina²^{1,2}Ulyanovsk State Technical University, Ulyanovsk, Russia¹brazhe@ulstu.ru, ²a.grishina@ulstu.ru

Abstract. *Background.* Currently, the effects of dimensional quantization in narrow nanoconductors (nanoribbons and nanotubes) are well known, causing the appearance of quanta of electrical resistance, electrical capacity and inductance. No less known are the effects of

magnetic quantization, which lead to the appearance of quantum Hall resistance and magnetoresistance in two-dimensional conductors. The purpose of the work is to study the effect of dimensional and magnetic quantization on the thermomagnetic effects of Righi – Leduc and magnetothermal conductivity. *Materials and methods.* The objects of the study are metallic graphene nanoribbons with a width of less than 100 nm and a length not exceeding the length of ballistic electron transport (less than $1\mu\text{m}$). The work uses well-known methods of quantum physics, crystallophysics and the quantum theory of transport phenomena in two-dimensional electron gas. *Results.* The symmetric and antisymmetric parts of the specific thermal resistance tensor of a 2D conductor in a transvers magnetic field are investigated. Explicit expressions are obtained for the Righi – Leduc quantum of specific thermal resistance and quantum of specific absolute magnetothermal resistance. The results of the work can be used in the development of thermomagnetic sensors, magnetothermistors and other thermomagnetic devices. *Conclusions.* It is shown that the localization of electrons in narrow graphene nanoribbons due to joint dimensional and magnetic quantization leads to the appearance of the quantum Righi – Leduc effect and the quanta of the Righi – Leduc coefficients, the specific thermal resistance of Righi – Leduc and the coefficient of specific absolute magnetothermal resistance.

Keywords: graphene nanoribbons, Righi – Leduc effect, magnetothermal resistance, dimensional quantization, magnetic quantization

For citation: Brazhe R.A., Grishina A.A. Quanta of the Righi – Leduc coefficients and magneto-thermal resistance. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskie nauki = University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences.* 2024;(1):151–159. (In Russ.). doi: 10.21685/2072-3040-2024-1-13

Введение

Как было показано нами ранее [1–3], в 2D-нанопроводниках, поперечные размеры которых соизмеримы с длиной электронной волны де Бройля, размерное квантование приводит к квантованию коэффициентов диффузии, вязкости, электро- и теплопроводности, коэффициентов Зеебека, Пельтье и Томсона. Если, кроме того, проводники находятся в поперечном магнитном поле, то появляется дополнительно магнитное квантование, обусловленное квантованием циклотронных орбит электронов и появлением в их энергетическом спектре уровней Ландау. В результате возникает квантование коэффициентов Холла, холловского сопротивления и магнитосопротивления [4].

Развитием названных работ является исследование ожидаемого квантования кинетических коэффициентов, описывающих термомагнитные явления переноса: эффектов Риги – Ледюка и магнитотеплового сопротивления при их наблюдении в электропроводящих узких нанолентах.

Открытый еще в 1887 г. А. Риги (Италия) и С. Ледюком (Франция) эффект состоит в том, что при помещении проводника с продольным градиентом температур в поперечное магнитное поле в нем возникает вторичная разность температур, перпендикулярная исходному тепловому потоку и магнитному полю. Указанная разность температур пропорциональна первой степени индукции приложенного магнитного поля. Магнитотеплосопротивление – другой магнитотермический эффект, состоящий в появлении как поперечного, так и продольного магнитотеплового сопротивления в проводнике, пропорционального квадрату индукции поперечного магнитного поля.

Несмотря на то, что магнитотермические явления, в том числе эффект Риги – Ледюка в низкоразмерных системах, в настоящее время интенсивно

исследуются [5–7], авторам неизвестны публикации, в которых бы говорилось о квантовании соответствующих кинетических коэффициентов. В связи с этим наше исследование представляется актуальным как в теоретическом, так и в экспериментальном плане.

Основной целью статьи является исследование влияния размерного и магнитного квантования на протекание термомагнитных явлений в узких электропроводящих графеновых нанолентах в условиях баллистического транспорта электронов, когда их рассеяние на фононах отсутствует. Конечной целью работы является вывод явных выражений для квантов коэффициентов Риги – Ледюка и магнитотеплового сопротивления.

Материалы и методы

Объектами исследования являются графеновые наноленты (ГНЛ) с краями типа «зигзаг» и длиной, не превышающей их баллистической длины: $L \leq L_b$ (для графена $L_b \approx 1$ мкм). Ширина наноленты $W \leq 100$ нм выбирается из соображений обеспечения выполнения условий размерного квантования электронных состояний в образце.

В работе использовались известные методы квантовой физики, кристаллофизики (в частности, тензорного описания явлений переноса) и основные понятия физики двумерного электронного газа.

Результаты

Общий вид уравнения для тензора удельного теплового сопротивления

Уравнение для тензора 2-го ранга удельного теплового сопротивления $\rho_{ij}^{(\theta)}(\vec{B})$ в поперечном магнитном поле с индукцией $\vec{B}$ запишем в виде [8, 9]

$$\rho_{ij}^{(\theta)}(\vec{B}) = \rho_{ij}^{(\theta, 0)} + \rho_{ijk}^{(\theta)} B_k + \rho_{ijkl}^{(\theta)} B_k B_l. \quad (1)$$

Антисимметричная часть тензора (1) описывает эффект Риги – Ледюка (тепловой аналог эффекта Холла):

$$\rho_{ij}^{(\theta)}(\vec{B}) = \rho_{ijk}^{(\theta)} B_k, \quad (2)$$

а симметричная часть – эффект магнитотеплового сопротивления:

$$\rho_{ij}^{(\theta)}(\vec{B}) = \rho_{ij}^{(\theta, 0)} + \rho_{ijkl}^{(\theta)} B_k B_l. \quad (3)$$

В выражении (3) $\rho_{ij}^{(\theta, 0)}$ представляет собой обычное удельное тепловое сопротивление материала без влияния магнитного поля, а $\rho_{ijkl}^{(\theta)}$ – удельное магнитотепловое сопротивление.

На рис. 1 представлено расположение исследуемой ГНЛ относительно кристаллофизических осей x_1, x_2, x_3 , ориентация магнитного поля и исходного градиента температуры, задающего тепловой поток.

Физика процесса состоит в том, что электроны от горячего конца ГНЛ начинают двигаться к более холодному, а электроны от холодного конца

к более нагретому. «Горячие» электроны переносят большую энергию, в результате чего дают больший вклад в образующуюся поперечную разность температур и определяют направление и величину вторичного градиента температуры.

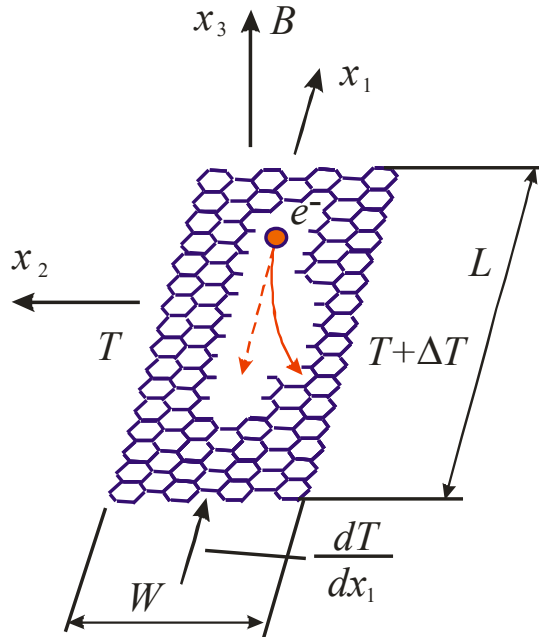


Рис. 1. Ориентация ГНЛ, магнитного поля и исходного градиента температуры (стрелкой показано направление бокового отклонения «горячих» электронов)

Эффект Риги – Ледюка

Коэффициент Риги – Ледюка $\rho_{ijk}^{(\theta)}$ в выражении (2) измеряется в следующих единицах СИ: $[\rho_{ijk}^{(\theta)}] = 1 \text{ К} \cdot 1 \text{ Тл}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$ и для графена характеризуется единственным отличным от нуля компонентом тензора $\rho_{123}^{(\theta)}$:

$$\rho_{123}^{(\theta)} = \begin{pmatrix} \rho_{113} & \rho_{123} \\ \rho_{213} & \rho_{223} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \rho_{123} \\ -\rho_{123} & 0 \end{pmatrix}_1.$$

В условиях размерного квантования ширина ГНЛ $W = \pi / k_F$, где k_F – волновое число Ферми [1]. Тогда $\rho_{123}^{(\theta)} = A_{RL} / \kappa_2$, $A_{RL} = \sigma^2 R_H$, где A_{RL} – коэффициент Риги – Ледюка; σ_2 и κ_2 – соответственно коэффициенты двумерной электро- и теплопроводности. Ввиду того, что в бесстолкновительном режиме электронного транспорта фоновой теплопроводностью можно пренебречь, а закон Видемана – Франца принимает вид [1]:

$$\frac{\kappa_2}{\sigma_2} = \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 T,$$

$$\rho_{123}^{(\theta)} = \frac{e^2}{k_B^2 T} R_H = \frac{e^2}{k_B^2 T} \frac{1}{n_2 e} = \frac{e^2}{k_B^2 T} \rho_{123}, \quad (4)$$

где

$$\rho_{123} = \frac{hL}{2em^* v_F N}$$

обозначает коэффициент Холла [4]; k_B – постоянная Больцмана; e – элементарный заряд; T – абсолютная температура образца; n_2 – двумерная концентрация электронов; h – постоянная Планка; L – длина образца; m^* – эффективная масса электрона; v_F – его скорость Ферми; N – число электронов в ГНЛ указанных размеров.

В расчете на один канал электропроводности для $N=1$ на единицу длины из (4) получаем *квант погонного значения коэффициента Риги – Ледюка*:

$$\rho_{20}^{(\theta)} = \frac{e^2}{k_B^2 T} \rho_{20}, \quad (5)$$

где $\rho_{20} = h / (2em^* v_F)$ – квант погонного значения коэффициента Холла [4].

Запишем теперь выражение для поперечной разности температур в эффекте Риги – Ледюка в форме, по структуре сходной с формулой для холловского напряжения:

$$\Delta T = A_{RL} \frac{dT}{dx_1} BW = \frac{A_{RL}}{x_2} j_Q BW, \quad (6)$$

где $j_Q = dQ / (Wdt)$ – плотность теплового потока.

Тогда удельное тепловое сопротивление 2D-электронного газа в магнитном поле (удельное тепловое сопротивление Риги – Ледюка) согласно (4) будет

$$\rho_{RL}^{(\theta)} = \rho_{123}^{(\theta)} B = \frac{e^2}{k_B^2 T} \frac{B}{n_2 e} = \frac{h}{k_B^2 T} \frac{eB}{n_2 h} = \frac{1}{v} \frac{h}{k_B^2 T} = \frac{R_{oe}^{(\theta)}}{v}, \quad (7)$$

где

$$R_{oe}^{(\theta)} = \frac{h}{k_B^2 T} - \quad (8)$$

квант удельного теплового сопротивления электронного газа, аналогичный сопротивлению фон Клитцинга $R_K = h / e^2 \approx 25,8128$ кОм для квантового эффекта Холла, а $v = n_2 h / (eB)$ – фактор заполнения уровней Ландау электронами. При $T = 300$ К $R_{oe}^{(\theta)} = 1,18 \cdot 10^{10}$ К / Вт.

Если в наноленте укладывается $M(E_F) = g_s g_v W k_F / \pi$ анналов электропроводности (g_s и g_v – соответственно спиновое и доменное вырождения электронных состояний, причем для графена $g_s = g_v = 2$), то выражения (5) для погонного значения коэффициента Риги – Ледюка и (7) для удельного теплового сопротивления Риги – Ледюка принимают вид

$$\rho_{20}^{(\theta)} = \frac{e^2}{k^2 T} \frac{\rho_{20}}{M(E_F)}, \quad (9)$$

$$\rho_{RL}^{(\theta)} = \frac{R_{oe}^{(\theta)}}{M(E_F) v}. \quad (10)$$

Заметим, что формулы (5)–(10) описывают тепловые аналоги для соответствующих по смыслу выражений из квантового эффекта Холла [4].

Эффект магнитотеплосоппротивления

Вернемся теперь к формуле (3) и запишем ее в виде

$$\Delta \rho_{ij}^{(\theta)} = \rho_{ij}^{(\theta)} (\vec{B}) - \rho_{ij}^{(\theta,0)} = \rho_{ijkl}^{(\theta)} B_k B_l, \quad (11)$$

где $\Delta \rho_{ij}^{(\theta)}$ – абсолютное удельное магнитотеплосоппротивление. Относительное удельное магнитотеплосоппротивление, как следует из (11):

$$\frac{\Delta \rho_{ij}^{(\theta)}}{\rho_{ij}^{(\theta,0)}} = \frac{\rho_{ijkl}^{(\theta)}}{\rho_{ij}^{(\theta,0)}} B_k B_l = K_{mn} B_k B_l, \quad (12)$$

где K_{mn} – независящий от магнитного поля универсальный тензор коэффициентов относительного сопротивления [4], представимый для графена в виде матрицы

$$(K_{mn}) = \begin{pmatrix} K_{11} & K_{12} & K_{13} \\ K_{21} & K_{22} & K_{23} \\ K_{31} & K_{32} & K_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{11} & K_{12} & K_{13} \\ K_{12} & K_{11} & K_{13} \\ K_{13} & K_{13} & K_{33} \end{pmatrix}_4.$$

В рамках геометрии, показанной на рис. 1, из (12) получаются следующие выражения для продольного и поперечного относительных магнитотеплосоппротивлений:

$$\frac{\Delta \rho_{\parallel}^{(\theta)}}{\rho_{\parallel}^{(\theta,0)}} = \frac{\Delta \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}^{(\theta,0)}} = K B^2, \quad (13)$$

так как в этом случае $K_{23} = K_{13} = K$. В работе [10] показано, что коэффициент K зависит лишь от подвижности μ носителей заряда и отношения длины ГНЛ к ее ширине L/W :

$$K = g \left(\frac{L}{W} \right) \mu^2,$$

где $g(L/W)$ – безразмерная функция (см. [4]).

Из (13) следует, что

$$\Delta \rho_{\parallel}^{(\theta)} = \rho_1^{(\theta,0)} K B^2, \quad \Delta \rho_{\perp} = \rho_2^{(\theta,0)} K B^2, \quad (14)$$

где $\rho_1^{(\theta,0)} K$ и $\rho_2^{(\theta,0)} K$ – коэффициенты соответствующих продольных и поперечных магнитотеплосопровитлений. Так как и $\rho_1^{(\theta,0)}$ и $\rho_2^{(\theta,0)}$ в (14) кратны $R_{oe}^{(\theta)}$, то *квант коэффициента удельного абсолютного магнитотеплосопровитления* определяется выражением

$$(\rho_{13})_0 = (\rho_{23})_0 = R_{oe}^{(\theta)} K \quad (15)$$

и измеряется в $K / (\text{Вт} \cdot \text{Тл}^2)$.

Обсуждение

Итак, в тепловом аналоге квантового эффекта Холла – эффекте Риги – Ледюка – также имеют место кванты кинетических коэффициентов, обусловленные размерным и магнитным квантованием электронных состояний. В частности, квант погонного значения коэффициента Риги – Ледюка описывается формулой (5), а квант удельного магнитотеплосопровитления – формулой (7).

Для температуры $T = 300 \text{ К}$ расчеты по формуле (5) дают для кванта погонного значения коэффициента Риги – Ледюка в графене значение $\rho_{20}^{(\theta)} = 4,30 \cdot 10^{10} \text{ К} / (\text{м} \cdot \text{Вт} \cdot \text{Тл})$, а для кванта удельного теплового сопротивления Риги – Ледюка согласно (7) значение $\rho_{RL}^{(\theta)} = R_{oe}^{(\theta)} / \nu$, где $R_{oe}^{(\theta)} = 1,18 \cdot 10^{10} \text{ К} / \text{Вт}$ – квант удельного теплового сопротивления при температуре $T = 300 \text{ К}$; ν – фактор заполнения уровней Ландау в магнитном поле.

Как показано в [4], в случае ГНЛ с $L \sim 1 \text{ мкм}$ и $W \sim 0,1 \text{ мкм}$ $K = 33,8 \text{ Тл}^{-2}$, и квант коэффициента удельного абсолютного магнитотеплосопровитления, как следует из (15), $(\rho_{13})_0 = (\rho_{23})_0 = 3,99 \cdot 10^{11} \text{ К} / (\text{Вт} \cdot \text{Тл}^2)$.

Заключение

Показано, что локализация электронов в графеноподобных электропроводящих нанолентах вследствие размерного и магнитного квантования в поперечном магнитном поле приводит к появлению квантов коэффициентов Риги – Ледюка, квантов удельного теплового сопротивления Риги – Ледюка и кванта коэффициента удельного магнитотеплосопровитления.

Полученные в работе формулы позволяют рассчитывать значения этих коэффициентов для электропроводящих нанолент, если известны их симметрия и физические характеристики.

В случае полупроводниковых нанолент, естественно, нужно учитывать вклад числа электропроводящих каналов как для электронов, так и для дырок, что приводит к увеличению разности температур Риги – Ледюка за счет уменьшения удельного теплового сопротивления и соответствующего усиления плотности теплового потока.

Результаты работы могут быть использованы для создания термомагнитных датчиков, магнитотерморезисторов и других термомагнитных приборов.

Список литературы

1. Браже Р. А., Фуфаев И. В. Размерное квантование кинетических коэффициентов, описывающих явления переноса в графеноподобных нанолентах // Физическое образование в вузах. 2021. Т. 27, № 2. С. 90–97.
2. Браже Р. А., Лебедев Е. Ю., Фуфаев И. В. Недиссипативные необратимые процессы в наномасштабных линиях передачи // Необратимые процессы в природе и технике : материалы Всерос. конф. НППТ-2023 (Москва, 31.01–03.02.2023). М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2023.
3. Браже Р. А., Гришина А. А. Кванты коэффициентов Зеебека, Пельтье и Томсона в наномасштабных проводниках // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2023. № 2. С. 59–67. doi: 10.21685/2072-3040-2023-2-6
4. Браже Р. А., Гришина А. А. Кванты коэффициентов Холла и магнитосопротивления в электропроводящих нанолентах // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2023. № 4. С. 90–98.
5. Ma R., Sheng L. Magnetothermoelectric transport properties in grapheme superlattices with one-dimensional periodic potentials // EPL. 2015. Vol. 109, № 1. P. 17004. doi: org/10.1209/0295-5075/109/17004
6. Kundu A., Alrefae M. A., Fisher T. S. Magnetothermoelectric effectiv's in graphene and their dependence on scatteren concentration, magnetic field, and band gap // Journal of Applied Physics. 2017. Vol. 121, № 10. P. 125113. doi: 10.1063/1.4979051
7. Figarova S. R., Huseynov H. I., Figarov V. R. Magneto thermoelectric properties of layered structures for ion impurity scattering // Superlattices and microstructures. 2018. Vol. 117. P. 469–475. doi: 10.1016/j.spmi.2018.03.074
8. Шувалов Л. А., Урусовская А. А., Желудев И. С. [и др.]. Современная кристаллография. Т 4. Физические свойства кристаллов. М. : Наука, 1981. 496 с.
9. Гришина А. А. Математические модели явлений переноса в инверсных средах : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 05.13.18. Ульяновск, 2009. 139 с.
10. Vorob'ev V. N., Sokolov Yu. F. Determination of the mobility in small sample of gallium arsenide from magnetoresistive effects // Sov. Phys. Semiconductors. 1971. Vol. 5. P. 616.

References

1. Brazhe R.A., Fufaev I.V. Size quantization of kinetic coefficients describing transport phenomena in graphene-like nanoribbons. *Fizicheskoe obrazovanie v vuzakh = Physical education in universities*. 2021;27(2):90–97. (In Russ.)
2. Brazhe R.A., Lebedev E.Yu., Fufaev I.V. Non-dissipative irreversible processes in nanoscale transmission lines. *Neobratimye protsessy v prirode i tekhnike: materialy Vseros. konf. NPPT-2023 (Moskva, 31.01–03.02.2023) = Irreversible processes in nature*

- and technology: proceedings of the All-Russian conference (Moscow, January 31 – February 3, 2023). Moscow: MGTU im. N.E. Bauman, 2023. (In Russ.)
3. Brazhe R.A., Grishina A.A. Seebeck, Peltier and Thomson coefficient quanta in nanoscale conductors. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskie nauki = University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences*. 2023;(2):59–67. (In Russ.). doi: 10.21685/2072-3040-2023-2-6
 4. Brazhe R.A., Grishina A.A. Quanta of Hall coefficients and magnetoresistance in electrically conductive nanoribbons. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskie nauki = University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences*. 2023;(4):90–98. (In Russ.)
 5. Ma R., Sheng L. Magnetothermoelectric transport properties in grapheme superlattices with one-dimensional periodic potentials. *EPL*. 2015;109(1):17004. doi: org/10.1209/0295-5075/109/17004
 6. Kundu A., Alrefae M.A., Fisher T.S. Magnetothermoelectric effectiv's in graphene and their dependence on scatteren concentration, magnetic field, and band gap. *Journal of Applied Physics*. 2017;121(10):125113. doi: 10.1063/1.4979051
 7. Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Magneto thermoelectric properties of layered structures for ion impurity scattering. *Superlattices and microstructures*. 2018;117:469–475. doi: 10.1016/j.spmi.2018.03.074
 8. Shuvalov L.A., Urusovskaya A.A., Zheludev I.S. et al. *Sovremennaya kristallografiya. T 4. Fizicheskie svoystva kristallov = Modern crystallography. Volume 4. Physical properties of crystals*. Moscow: Nauka, 1981:496. (In Russ.)
 9. Grishina A.A. *Mathematical models of transport phenomena in inverse media*. PhD dissertation: 05.13.18. Ul'yanovsk, 2009:139. (In Russ.)
 10. Vorob'ev V.N., Sokolov Yu.F. Determination of the mobility in small sample of gallium arsenide from magnetoresistive effects. *Sov. Phys. Semiconductors*. 1971;5:616.

Информация об авторах / Information about the authors

Рудольф Александрович Бразе

доктор физико-математических наук,
профессор, заведующий кафедрой
физики, Ульяновский государственный
технический университет (Россия,
г. Ульяновск, ул. Северный Венец, 32)

E-mail: brazhe@ulstu.ru

Rudolf A. Brazhe

Doctor of physical and mathematical
sciences, professor, head of the sub-
department of physics, Ulyanovsk State
Technical University (32 Severniy Venets
street, Ulyanovsk, Russia)

Алена Александровна Гришина

кандидат физико-математических наук,
доцент, доцент кафедры физики,
Ульяновский государственный
технический университет
(Россия, г. Ульяновск,
ул. Северный Венец, 32)

E-mail: a.grishina@ulstu.ru

Alena A. Grishina

Candidate of physical and mathematical
sciences, associate professor, associate
professor of the sub-department of physics,
Ulyanovsk State Technical University
(32 Severniy Venets street,
Ulyanovsk, Russia)

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов / The authors declare no conflicts of interests.

Поступила в редакцию / Received 13.01.2024

Поступила после рецензирования и доработки / Revised 05.02.2024

Принята к публикации / Accepted 02.03.2024