

УДК 621.391:53.043

doi: 10.21685/2072-3040-2023-1-7

Учет квантовых эффектов при проектировании плазмон-акустических устройств терагерцового диапазона частот

Р. А. Браже¹, Д. А. Долгов²

^{1,2}Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск, Россия

¹brazhe@ulstu.ru, ²deimosrffi@yandex.ru

Аннотация. *Актуальность и цели.* Графеновые и боразотные наноленты гексагональной сингонии являются перспективными материалами для использования в наноакустике и наноплазмонике в качестве линий передачи терагерцового диапазона частот. Между тем их наномасштабная ширина приводит к ряду квантово-размерных эффектов: погонным сопротивлениям, индуктивностям и емкостям квантовой природы, которые нельзя игнорировать даже в режиме баллистического транспорта свободных носителей заряда. Цель исследования – показать существенное влияние указанных величин на электрические и волновые параметры подобных устройств. *Материалы и методы.* Объектами исследования являлись наноленты из графена (Gr) и изоморфного ему 2D-гексагонального нитрида бора (h-BN). В работе использовались известные аналитические методы классической электродинамики сверхвысоких частот, квантовой физики и зонной теории твердого тела применительно к наномасштабным 2D-кристаллическим структурам. *Результаты.* Получены выражения для погонных значений квантовых сопротивлений, индуктивности и емкости электропроводящей наноленты ограниченной ширины в зависимости от соответствующих квантов и числа каналов электропроводности, обусловленного шириной наноленты, волнового числа Ферми для свободных носителей заряда, спинового и долинного вырождений их энергетических состояний. Показано, что квантовые индуктивность и емкость наноленты на терагерцовых частотах могут на два порядка превышать соответствующие характеристики той же наноленты для поверхностных плазмон-поляритонов. Полученные результаты проиллюстрированы на примере плазмон-акустического преобразователя терагерцового диапазона частот на структуре графен-гексагональный нитрид бора. *Выводы.* Квантовые погонные индуктивность и емкость графеновых нанолент на терагерцовых частотах могут на два порядка превышать их соответствующие значения для поверхностных плазмон-поляритонов в той же наноленте. Это требует учитывать квантово-размерные эффекты при проектировании наноэлектромеханических устройств.

Ключевые слова: кванты электрического сопротивления, индуктивности и емкости, поверхностные плазмон-поляритоны, плазмон-акустические устройства, терагерцы

Для цитирования: Браже Р. А., Долгов Д. А. Учет квантовых эффектов при проектировании плазмон-акустических устройств терагерцового диапазона частот // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2023. № 1. С. 85–92. doi: 10.21685/2072-3040-2023-1-7

Consideration of quantum-dimensional effects in designing plasmon-acoustic devices of the terahertz frequency range

R.A. Brazhe¹, D.A. Dolgov²

^{1,2}Ulyanovsk State Technical University, Ulyanovsk, Russia

¹brazhe@ulstu.ru, ²deimosrffi@yandex.ru

Abstract. *Background.* Graphene and boron nitride nanoribbons of hexagonal syngony are promising materials for use in nanoacoustics and nanoplasmonics as transmission lines of the terahertz frequency range. Meanwhile, their nanoscale width leads to a number of quantum-dimensional effects. There are resistances, inductances and capacitances per unit length which cannot be ignored even in the ballistic regime of the free charges transport. The aim of the study is to show the significant influence of these values on the electrical and wave parameters of such devices. *Materials and methods.* The objects of the study were nanoribbons made of graphene (Gr) and 2D hexagonal boron nitride (h-BN) isomorphic to it. The work used well-known analytical methods of classical microwave electronics, quantum physics and the band theory of the solid state physics in relation to nanoscale 2D crystal structures. *Results.* Expressions are obtained for the values of the quantum resistance, inductance, and capacitance per unit length of an electrically conductive nanoribbon of limited width depending on the corresponding quanta and the number of channels of electrical conductivity due to the width of the nanoribbon, the Fermi wave number for the free carriers, spin and valley degeneracy of their energy states. It is shown that the quantum inductance and capacitance of a nanoribbon at terahertz frequencies can exceed by two orders of magnitude the corresponding characteristics of the same nanoribbon for surface plasmon polaritons. The results are illustrated by the example of a plasmon-acoustic transducer of the terahertz frequency range on the graphene-hexagonal boron nitride structure. *Conclusions.* The quantum inductance and capacitance per unit length of graphene nanoribbon at terahertz frequencies can exceed their corresponding values for surface plasmon polaritons in the same nanoribbon by two orders of magnitude. This result taking into account quantum-dimensional effects when designing nanoelectromechanical devices.

Keywords: quanta of electrical resistance, inductance and capacitance, surface plasmon polaritons, plasmon-acoustic devices, terahertz

For citation: Brazhe R.A., Dolgov D.A. Consideration of quantum-dimensional effects in designing plasmon-acoustic devices of the terahertz frequency range. *Izvestiya vysshih uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskie nauki* = *University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences*. 2023;(1):85–92. (In Russ.). doi: 10.21685/2072-3040-2023-1-7

Введение

Неотъемлемой частью наноэлектронных, наноакустических и нанофотонных устройств терагерцового диапазона частот являются нанополосковые линии передачи, связывающие устройство с источником сигнала и нагрузкой. Сигнал в такой линии передачи представляет собой поверхностный плазмон поляритон (ППП) – связанные между собой электромагнитную волну и волну плотности носителей заряда в электропроводящей наноленте [1–3].

В частности, линии передачи на ППП могут быть использованы в плазмон-акустических преобразователях терагерцового диапазона – устройствах, преобразующих ППП в упругие волны той же частоты. В работе [4] описан принцип действия такого преобразователя, выполненного на структуре «графен – 2D-нитрид бора», и приведены результаты расчета его характеристик,

а в работе [5] описана возможность создания на его основе плазмон-акустической линии задержки. Однако в этих работах не учитываются квантово-размерные эффекты, которые при уменьшении ширины наноленты начинают существенным образом сказываться на электрических и волновых характеристиках описываемых устройств.

На актуальность этого обстоятельства обращается внимание в работах [6, 7]. Действительно, размерное квантование нанопроводников приводит к появлению таких понятий, как «квантовое сопротивление», «квантовая индуктивность», «квантовая емкость», имеющих совершенно иные физическую природу и свойства, чем их аналоги, известные из классической электродинамики. Например, квантовое сопротивление не вызывает нагревание проводника при протекании через него электрического тока. Квантовая индуктивность не связана с наличием магнитного поля, а квантовая емкость, как, впрочем, и квантовая индуктивность, зависит от материала проводника. И хотя основополагающие представления об этих понятиях были заложены еще в конце прошлого – начале нынешнего веков в работах Ландауэра [8], Лурье [9] и Бурке [10] по транспорту носителей заряда в двумерном электронном газе, лишь в последнее время была выяснена их квантово-размерная природа и значение для проектирования нанoeлектромеханических систем.

Основной целью настоящей статьи является исследование влияния квантово-размерных эффектов на электрические и волновые характеристики плазмон-акустических преобразователей сигналов терагерцовых частот.

Материалы и методы

В качестве объекта исследования выбран плазмон-акустический преобразователь на структуре «графен – 2D-нитрид бора», описанный в работе [4]. Он представляет собой (рис. 1) графеновую (Gr) наноленту, вдоль которой распространяется ППП, частично перекрывающуюся с бор-азотной (h-BN) нанолентой, являющейся звукопроводом. Тип свободных носителей заряда (электроны или дырки) в Gr и их концентрация определяются полярностью и значением затворного напряжения V_G , приложенного к промежутку между графеновой нанолентой и металлическим электродом М, заполненному диэлектриком, в качестве которого взят карбид кремния (SiC). Благодаря пьезоэлектрическим свойствам h-BN электрическое поле ППП возбуждает в нем упругие деформации, которые распространяются далее в виде упругой волны (EW). Собственно плазмон-акустическим преобразователем является область перекрытия Gr и h-BN длиной w .

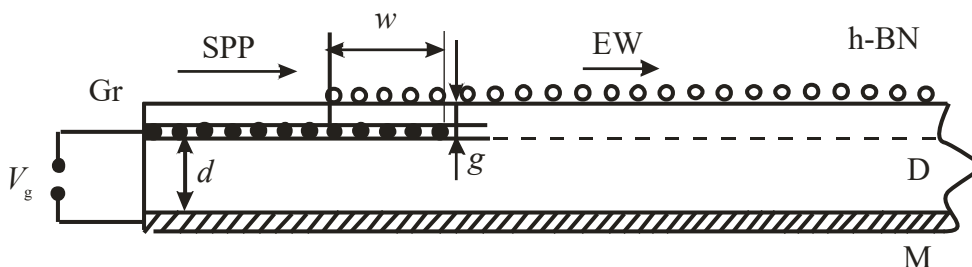


Рис. 1. Анализируемая модель плазмон-акустического преобразователя [4]

Сопротивление излучения $R_{\text{изл}}$ и статическая емкость C описываемого преобразователя рассчитаны в [4] с использованием хорошо известных в акустоэлектронике сверхвысокочастотных методов. Остается вычислить погонные значения квантового сопротивления, квантовой индуктивности и квантовой емкости, используя формулы, приведенные в работах [7–10], с учетом определяемого шириной G наноленты, толщиной SiC подложки и затворного напряжения V_G числа квантовых каналов электропроводности. Далее нужно сопоставить полученные значения квантовых сопротивления, индуктивности и емкости с результатами, полученными из классических представлений для ППП волновода и рассчитать его уточненные характеристики.

Результаты

Без учета квантово-размерных эффектов

В табл. 1 представлены полученные в [4] значения сопротивления излучения $R_{\text{изл}}$, статической емкости C анализируемого плазмон-поляритонного преобразователя, длины волны ППП λ_{SPP} , характеристического импеданса ППП волновода Z_{0SPP} , а также найденных из него значений погонной индуктивности L_{SPP} и погонной емкости C_{SPP} . Последние вычислялись соответственно по формулам $L_{0SPP} = Z_{0SPP} / v_{SPP}$ и $C_{0SPP} = 1 / (v_{SPP} Z_{0SPP})$, где $v_{SPP} = \lambda_{SPP} \nu = 9,5 \cdot 10^6$ м/с – скорость распространения ППП частоты $\nu = 1,00$ ТГц в вакууме.

Таблица 1

Характеристики плазмон-акустического преобразователя без учета квантово-размерных эффектов [4]

$R_{\text{изл}}, 10^3$ Ом	$C, 10^{-19}$ Ф	$\lambda_{SPP}, 10^{-6}$ м	$Z_{0SPP}, 10^3$ Ом	$L_{0SPP}, 10^{-4}$ Гн/м	$C_{0SPP}, 10^{-11}$ Ф/м
4,27	2,48	9,50	1,23	1,29	8,56

Примечание. Расчеты выполнены для ширины G наноленты $W = 100$ нм, длины области перекрытия G и h-BN $w = 10$ нм, напряженности затворного электрического поля $V_G / d = 10^7$ В/м, частоты сигнала $\nu = 1,00$ ТГц.

Квантовые характеристики ППП волновода

Как следует из работ [7, 8], квант двумерной удельной электропроводности равен

$$\sigma_{20} = \frac{e^2}{h}, \quad (1)$$

где e – элементарный заряд; h – постоянная Планка. Его численное значение обратно по величине сопротивлению фон Клитцинга $R_K \approx 25,8$ кОм, представляющему собой сопротивление двумерного электронного газа, приходящееся на один канал электропроводности.

Квант погонной индуктивности равен [10]:

$$L_{20} = \frac{h}{2e^2 v_F}, \quad (2)$$

квант погонной емкости равен [9]:

$$C_{20} = \frac{e^2}{2h v_F}, \quad (3)$$

где v_F – скорость Ферми электронов (в графене $v_F \approx 0,8 \cdot 10^5$ м/с).

Пространственное квантование электронов в наноленте состоит в том, что на ее ширине W должно укладываться целое число электронных полувольт де Бройля. Это приводит к следующему выражению для числа квантовых каналов электропроводности в наноленте:

$$M(E_F) = g_s g_v W \frac{k_F}{\pi}, \quad (4)$$

где E_F и k_F – энергия и волновое число Ферми; g_s и g_v – спиновое и долинное вырождение электронных состояний соответственно (в графене $g_s = g_v = 2$). Заметим, что в цитируемой работе [9] эти вырождения уже учтены, поэтому там получено значение для C_{20} , в 4 раза превышающее (3).

В случае амбиполярного допирования Gt затворным напряжением (мы предполагаем, что полярность V_G выбрана таким образом, что $E_F > 0$, и свободными носителями заряда являются электроны) [7] $k_F = \sqrt{4\pi n / (g_s g_v)}$, где $n = \epsilon_0 \epsilon_r / (ed)$ – двумерная концентрация электронов.

С учетом (4) и формул (1)–(3) погонные значения квантовых электрических характеристик графенового ППП волновода находятся в виде

$$R_{0Q} = \frac{R_K}{M(E_F)W}, \quad (5)$$

$$L_{0Q} = \frac{R_K}{2M(E_F)v_F}, \quad (6)$$

$$C_{0Q} = \frac{M(E_F)}{2R_K v_F}. \quad (7)$$

В табл. 2 представлены полученные по формулам (4)–(7) значения соответствующих параметров для рассматриваемого ППП волновода на графеновой наноленте шириной $W = 100$ нм при $V_G / d = 10^7$ В/м.

Таблица 2

Квантовые характеристики ППП волновода

$M(E_F)$	$R_{0Q}, 10^{10}$ Ом/м	$L_{0Q}, 10^{-2}$ Гн/м	$C_{0Q}, 10^{-9}$ Ф/м
16	1,61	1,01	3,88

Учет квантово-размерных эффектов

Сравнивая расчеты погонных индуктивностей и емкостей из табл. 1 и 2, видим, что их квантовые значения на терагерцовых частотах превышают на два порядка соответствующие ППП значения для той же самой наноленты. Из формул (4)–(7) следует, что с увеличением ширины W наноленты квантово-размерные эффекты постепенно уменьшаются: при $W \rightarrow \infty$ и активное, и индуктивное, и емкостное квантовые сопротивления стремятся к нулю.

В условиях, когда $L_{0Q} \gg L_{0SPP}$, $C_{0Q} \gg C_{0SPP}$, полное сопротивление наноленты баллистической длины $w < L_b \sim 1$ мкм (в Gr) переменному току равно

$$Z = \sqrt{(R_{0Q}w)^2 + \left[2\pi v(L_{0Q}w + L_{0SPP}w) - \frac{1}{2\pi v} \left(\frac{1}{C_{0Q}w} + \frac{1}{C_{0SPP}w} \right)^2 \right]^2} \approx \sqrt{(R_{0Q}w)^2 + \left(2\pi v L_{0Q}w - \frac{1}{2\pi v C_{0SPP}w} \right)^2}. \quad (8)$$

При этом волновое сопротивление этой наноленты $Z_0 = \sqrt{L_{0Q}/C_{0SPP}} = 10,9 \cdot 10^3$ Ом почти на порядок превышает ее характеристический импеданс для ППП (см. табл. 1).

Активное квантовое сопротивление наноленты длиной $w = 10$ нм (согласно табл. 2) $R_Q = R_{0Q}w = 161$ Ом, что почти на порядок меньше сопротивления излучения $R_{изл}$ (см. табл. 1) энергии ППП в звукопроводе.

Обсуждение

Полученные результаты показывают, что обусловленные квантово-размерными эффектами квантовые составляющие активного сопротивления, индуктивности и емкости нанопроводников могут существенным образом изменить электрические и волновые характеристики выполненных из этих нанопроводников линий передачи. Поэтому их важно учитывать при проектировании наноэлектромеханических устройств, например плазмон-акустических преобразователей.

Строго говоря, указанные квантовые компоненты электрических параметров наномасштабных линий передачи необходимо принимать во внимание, когда поперечные размеры нанопроводников, из которых они сделаны, соизмеримы с длиной волны де Бройля для носителей заряда, движущихся в этих проводниках. Как видно из данной работы, в случае графеновых нанолент такие условия возникают уже при их ширине порядка 100 нм.

Надо учитывать также то обстоятельство, что в случае графена металлическими свойствами обладают лишь те наноленты, края которых имеют «зигзагообразный» тип (n, n) , а в случае хиральных нанолент должно выполняться условие $|n - m| = 3k$, где $k = 1, 2, 3, \dots$. Большое значение имеет и то, каким образом в металлической наноленте создаются носители заряда: термически или допированием.

Заключение

Показано, что связанные с ограничением ширины электропроводящей наноленты квантово-размерные эффекты, приводящие к появлению ее квантовых погонных сопротивлений, индуктивностей и емкостей, оказывают существенное влияние на электродинамические характеристики наномасштабных линий передачи, изготовленных из этих нанолент. Так, например, при ширине графеновой наноленты в 100 нм ее квантовые погонные индуктивность и емкость оказываются на два порядка больше соответствующих значений для поверхностных плазмон-поляритонов.

Получено выражение для числа каналов электропроводности в наноленте в зависимости от ее ширины, энергии Ферми носителей заряда, а также спинового и долинного вырождений их энергетических состояний. Показано, что с увеличением числа этих каналов квантовая индуктивность наноленты убывает обратно пропорционально этому числу, а ее квантовая емкость возрастает прямо пропорционально числу каналов электропроводности.

Полученные результаты численно проиллюстрированы на примере предложенных ранее плазмон-акустического преобразователя и линии задержки на его основе [4, 5].

Список литературы

1. Gomez-Diaz J. S., Perruisseau-Carrier J. Graphene-based plasmonic switches at near-infrared frequencies // *Optic Express*. 2013. Vol. 21 (13). P. 15490–15504. doi: 10.1364/OE.21.015490
2. Lu H. Plasmonic characteristics in nanoscale graphene resonator-coupled waveguides // *Applied Physics B*. 2015. Vol. 118 (1). P. 61–67. doi: 10.1007/s00340-014-59554-3
3. Jin S., Wang X., Han P., Sun W., Feng S., Ye J., Zhang C., Zhang Y. Modulation of terahertz radiation from graphene surface plasmon polaritons via surface acoustic wave // *Optic Express*. 2019. Vol. 19 (81). P. 11137–11171. doi: 10.1364/OE.27011137
4. Браже Р. А., Долгов Д. А. Плазмон-акустические преобразователи на структурах графен – 2D-нитрид бора для терагерцового диапазона частот // *Известия вузов. Электроника*. 2020. Т. 25, № 2. С. 145–154. doi: 10.24151/1561-1505-2020-25-2-145-154
5. Браже Р. А., Долгов Д. А. Плазмон-акустическая линия задержки терагерцового диапазона частот // *Радиоэлектронная техника : межвуз. сб. научн. тр. Ульяновск : УлГТУ*, 2019. С. 122–128.
6. Слюсар В. Наноантенны: подходы и перспективы // *Электроника: Наука, Технология, Бизнес*. 2009. № 2. С. 58–65.
7. Браже Р. А. Влияние квантово-размерных эффектов на волновые характеристики наномасштабных линий передачи и резонаторов // *Известия вузов. Электроника*. 2022. Т. 27, № 4. С. 506–516. doi: 10.2451/1561-5405-2022-27-4-506-516
8. Landauer R. Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices // *The Philosophical Magazine: A Journal of Theoretical, Experimental and Applied Physics*. 1970. Vol. 21, iss. 172. P. 863–867. doi: 10.1080/147864370088238472
9. Luryi S. Quantum capacitance devices // *Appl. Phys. Lett.* 1988. Vol. 52, iss. 6. P. 501–503. doi: 10.1063/1.99649
10. Burke P. J. RF circuit model for carbon nanotubes // *IEEE Transactions on Nanotechnology*. 2003. Vol. 2, iss. 1. P. 55–58. doi: 10.1109/TNANO.2003.808503

References

1. Gomez-Diaz J.S., Perruisseau-Carrier J. Graphene-based plasmonic switches at near-infrared frequencies. *Optic Express*. 2013;21(13):15490–15504. doi: 10.1364/OE.21.015490

2. Lu H. Plasmonic characteristics in nanoscale graphene resonator-coupled waveguides. *Applied Physics B*. 2015;118(1):61–67. doi: 10.1007/s00340-014-59554-3
3. Jin S., Wang X., Han P., Sun W., Feng S., Ye J., Zhang C., Zhang Y. Modulation of terahertz radiation from graphene surface plasmon polaritons via surface acoustic wave. *Optic Express*. 2019;19(81):11137–11171. doi: 10.1364/OE.27011137
4. Brazhe R.A., Dolgov D.A. Plasmon-acoustic transducers based on graphene – 2D-boron nitride structures for the terahertz frequency range. *Izvestiya vuzov. Elektronika = University proceedings. Electronics*. 2020;25(2):145–154. (In Russ.). doi: 10.24151/1561-1505-2020-25-2-145-154
5. Brazhe R.A., Dolgov D.A. Plasmon-acoustic delay line of the terahertz frequency range. *Radioelektronnaya tekhnika: mezhvuz. sb. nauchn. tr. = Radioelectronic engineering: intercollegiate collected papers*. Ulyanovsk: UIGTU, 2019:122–128. (In Russ.)
6. Slyusar V. Nanoantennas: approaches and prospects. *Elektronika: Nauka, Tekhnologiya, Biznes = Electronics: Science, Technologies, Business*. 2009;(2):58–65. (In Russ.)
7. Brazhe R.A. The effect of quantum-dimensional effects on the wave characteristics of nano-scale transmission lines and resonators. *Izvestiya vuzov. Elektronika = University proceedings. Electronics*. 2022;27(4):506–516. (In Russ.). doi: 10.2451/1561-5405-2022-27-4-506-516
8. Landauer R. Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices. *The Philosophical Magazine: A Journal of Theoretical, Experimental and Applied Physics*. 1970;21(172):863–867. doi: 10.1080/147864370088238472
9. Luryi S. Quantum capacitance devices. *Appl. Phys. Lett.* 1988;52(6):501–503. doi: 10.1063/1.99649
10. Burke P.J. RF circuit model for carbon nanotubes. *IEEE Transactions on Nanotechnology*. 2003;2(1):55–58. doi: 10.1109/TNANO.2003.808503

Информация об авторах / Information about the authors

Рудольф Александрович Браже

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

E-mail: brazhe@ulstu.ru

Rudol'f 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)

Дмитрий Андреевич Долгов

старший преподаватель кафедры
физики, Ульяновский государственный
технический университет (Россия,
г. Ульяновск, ул. Северный Венец, 32)

E-mail: deimosrffi@yandex.ru

Dmitriy A. Dolgov

Senior lecturer 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 24.01.2023

Поступила после рецензирования и доработки / Revised 15.02.2023

Принята к публикации / Accepted 29.03.2023