

# Широкоапертурное полное поглощение терагерцовой волны в нанопериодической плазмонной структуре на основе графена

© О.В. Полищук\*, В.С. Мельникова<sup>+</sup>, В.В. Попов<sup>\*+•</sup>

\* Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 410019 Саратов, Россия.

<sup>+</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет, 410012 Саратов, Россия

<sup>•</sup> Саратовский научный центр Российской академии наук, 410028 Саратов, Россия

E-mail: polischuk.sfire@mail.ru,  
popov\_slava@yahoo.co.uk

(Получена 27 апреля 2016 г. Принята к печати 10 мая 2016 г.)

Теоретически исследован спектр поглощения терагерцового излучения периодическим массивом графеновых нанолент, расположенных на поверхности диэлектрика с высоким показателем преломления (терагерцовой призмы). Показано, что полное поглощение терагерцового излучения происходит в режиме полного внутреннего отражения терагерцовой волны от периодического массива графеновых нанолент на частотах плазменных колебаний в графене в широком диапазоне углов падения внешней терагерцовой волны, в том числе, при комнатной температуре.

## 1. Введение

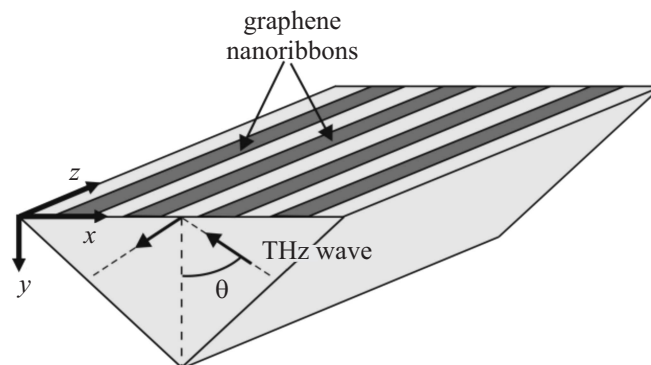
Исследования графена, двумерного монослоя графита, в последнее время представляют большой интерес благодаря уникальным электронным свойствам этого материала, вытекающим из линейного вида (дираковского) бесщелевого энергетического спектра носителей заряда [1]. Графен обладает сильным плазмонным откликом на терагерцовых (ТГц) частотах, что обусловлено как высокой плотностью, так и малой коллективной эффективной массой свободных носителей заряда [2,3]. Использование плазменных колебаний носителей заряда в графене представляется привлекательным, так как позволяет сконцентрировать электромагнитное поле вблизи слоя графена и, таким образом, значительно повысить эффективность взаимодействия ТГц излучения с графеном. Это является важным как с точки зрения изучения физических свойств самого графена, так и для создания ТГц управляющих устройств на его основе.

Нанопериодические плазмонные структуры на основе графена представляют собой физически интересный объект. Так как длина возбуждаемой в такой структуре плазменной волны соизмерима с периодом структуры, данная структура образует планарный плазмонный кристалл. С другой стороны, поскольку пространственный период графеновой наноструктуры на 2–3 порядка величины меньше, чем длина волны падающего ТГц излучения, эту структуру можно рассматривать как планарную, резонансную ТГц метаповерхность, сильно связанную с ТГц излучением. В этом случае всю структуру можно характеризовать эффективным поверхностным импедансом, испытывающим резонанс на частотах возбуждения плазменных волн в графене, что позволяет найти усло-

вия идеального согласования структуры с падающим ТГц излучением и определить условия наиболее эффективного возбуждения плазмонов в графене.

## 2. Теоретическая модель

В данной работе рассматривается периодический массив графеновых нанолент, расположенный на поверхности диэлектрика с высоким показателем преломления (ТГц призмы) (рис. 1). Внешняя ТГц волна падает на массив графеновых нанолент изнутри ТГц призмы под углом  $\theta$ . Направление периодичности массива графеновых нанолент лежит в плоскости падения плоской  $p$ -поляризованной ТГц волны. Электрическое поле



**Рис. 1.** Схематическое изображение структуры. Внешняя  $p$ -поляризованная ТГц волна падает на массив графеновых нанолент под углом  $\theta$  изнутри призмы. Плоскость падения ТГц волны проходит поперек графеновых нанолент и совпадает с плоскостью чертежа.

падающей волны  $\mathbf{E}^{(0)} \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$  лежит в плоскости падения и имеет компоненты волнового вектора  $k_{x0} = -k_0 \sin \theta$  и  $k_{y0} = -k_0 \cos \theta$ , где  $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_s} / c$ ,  $\omega$  — круговая частота,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\epsilon_s$  — диэлектрическая постоянная ТГц призмы. Задача о падении ТГц волны на периодический массив графеновых нанолент решается с использованием самосогласованного электродинамического подхода, аналогичного описанному в работе [4]. Решается полная система уравнений Максвелла с разложением искомых электрических и магнитных полей по плоским волнам. В рассматриваемой геометрии индуцированное электрическое поле имеет ненулевые  $x$ - и  $y$ -компоненты, тогда как индуцированное магнитное поле имеет только ненулевую  $z$ -компоненту ( $p$ -поляризация). Вследствие периодичности структуры в  $x$ -направлении, индуцированные электрические и магнитные поля можно представить в виде разложений Флоке–Блоха:

$$\begin{aligned} H_z(x, y) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_{zm}(y) \exp(-iq_m x), \\ E_x(x, y) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_{xm}(y) \exp(-iq_m x), \\ E_y(x, y) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_{ym}(y) \exp(-iq_m x), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} H_{zm}(y) &= \frac{1}{L} \int_0^L H_z(x, y) \exp(iq_m x) dx, \\ E_{xm}(y) &= \frac{1}{L} \int_0^L E_x(x, y) \exp(iq_m x) dx, \\ E_{ym}(y) &= \frac{1}{L} \int_0^L E_y(x, y) \exp(iq_m x) dx \end{aligned}$$

— амплитуды  $m$ -й фурье-гармоники соответственно магнитного и электрического полей и  $q_m = k_{x0} + 2\pi m/L$  ( $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ ).

Используя разложение (1) для компонент индуцированного электрического и магнитного полей, систему уравнений Максвелла в каждой среде можно записать в фурье-представлении. Стандартные электромагнитные граничные условия в плоскости  $y = 0$  (в плоскости массива графеновых нанолент) записываются в фурье-представлении как

$$\begin{aligned} E_{xm}^{(s)}(0) + \delta_{m0} E_x^{(0)} &= E_{xm}^{(a)}(0), \\ H_{zm}^{(s)}(0) + \delta_{m0} H_z^{(0)} - H_{zm}^{(a)}(0) &= \frac{4\pi}{c} I_{xm}(0), \end{aligned}$$

где верхние индексы  $a$  и  $s$  относятся соответственно к окружающей среде (в рассматриваемом случае это вакуум) и подложке (ТГц призме),  $\delta_{m0}$  — символ

Кронекера. Величина  $I_{xm}(0)$  представляет собой амплитуду  $m$ -й фурье-гармоники плотности поверхностного электрического тока в плоскости графеновых нанолент  $y = 0$ . Используя граничные условия и уравнения Максвелла в каждой среде в фурье-представлении, после несложных, но достаточно громоздких алгебраических преобразований, получим следующее соотношение между  $x$ -компонентой электрического поля и плотностью поверхностного электрического тока в плоскости массива графеновых нанолент  $y = 0$ :

$$E_{xm}^{(a)}(0) = Z_m \left[ \frac{4\pi}{c} I_{xm}(0) - \delta_{m0} 2E_x^{(0)} \right]. \quad (3)$$

Величина  $Z_m$  представляет собой эффективный поверхностный импеданс и задается формулой

$$Z_m = 1 / (\chi_m^{(s)} - \chi_m^{(a)}),$$

где  $\chi_m^{(a,s)} = \epsilon_{a,s} k_0 / \alpha_m^{(a,s)}$  и  $\alpha_m^{(a,s)} = \pm \sqrt{q_m^2 - k_0^2 \epsilon_{a,s}}$ . Знаки перед радикалом в выражениях для поперечных волновых чисел  $\alpha_m^{(a)}$  и  $\alpha_m^{(s)}$  выбраны таким образом, что они соответствуют убегающим волнам при  $y \rightarrow \pm \infty$  (так называемое условие излучения [5]) для  $q_m^2 < k_0^2 \epsilon_{a,s}$  (в этом случае  $\alpha_m^{(a)}$  и  $\alpha_m^{(s)}$  — мнимые величины) и эванесцентным волнам, затухающим на бесконечности при  $y \rightarrow \pm \infty$  для  $q_m^2 > k_0^2 \epsilon_{a,s}$  (в этом случае  $\alpha_m^{(a)}$  и  $\alpha_m^{(s)}$  — реальные величины).

Используя закон Ома в графене совместно с выражением для плотности электрического тока, полученного из электромагнитных граничных условий, получаем интегральное уравнение для  $x$ -компоненты плотности электрического тока в плоскости массива графеновых нанолент:

$$\frac{1}{L} \int_0^w \bar{Z}(x, x') I_x(x') dx' = 2E_x^{(0)} Z_0 \sigma_{Gr}(\omega), \quad (4)$$

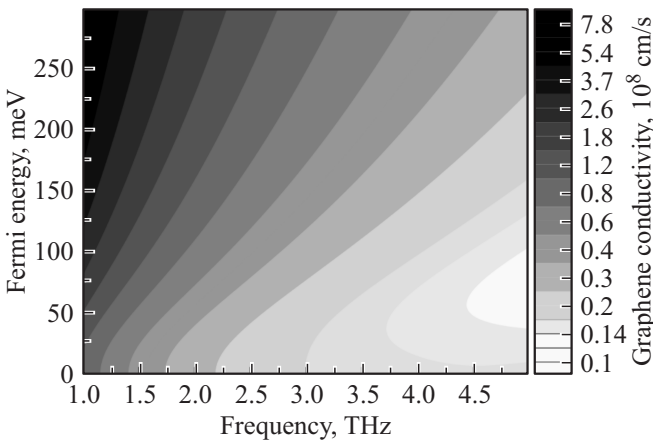
где

$$\bar{Z}(x, x') = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left( 1 + \frac{4\pi}{c} \sigma_{Gr}(\omega) Z_m \right) \exp[iq_m(x - x')],$$

$Z_0 = 1 / (\chi_0^{(s)} - \chi_0^{(a)})$  и  $\sigma_{Gr}(\omega)$  — комплексная динамическая проводимость графена. Уравнение (4) представляет собой интегральное уравнение Фредгольма первого рода с ядром  $\bar{Z}(x, x')$ .

Полученное интегральное уравнение решалось численно методом Галеркина с разложением искомой функции ( $x$ -компоненты плотности электрического тока) в графеновых нанолентах  $I_x(x) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n P_n(x)$  по ортогональным полиномам Лежандра  $P_n(x/(w/2) - 1)$  на интервале  $0 \leq x \leq w$  с неизвестными константами  $a_n$ .

Индукцированные электрические и магнитные поля в любой точке структуры могут быть найдены с помощью



**Рис. 2.** Контурная карта действительной части проводимости графена в зависимости от частоты и величины энергии Ферми при  $\gamma = 10^{12} \text{ c}^{-1}$  и  $T = 300 \text{ K}$ .

выражения (3) и уравнений Максвелла в каждой из сред. Выражение для комплексной амплитуды продольного электрического поля в плоскости графеновых нанолент имеет вид

$$E_x(x, 0) = \frac{w}{L} \sum_{n=1}^{\infty} a_n (-i)^n \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(iq_m x) Z_m J_n \left( \frac{q_m w}{2} \right) \times \exp \left( -i q_m \frac{w}{2} \right) - 2Z_0 E_x^{(0)},$$

где  $J_n(q_m w/2)$  — сферические функции Бесселя.

Длина волны резонансной плазмонной моды, возбуждаемой в графене падающей ТГц волной, определяется периодом  $L$  массива и шириной  $w$  графеновых нанолент. Поскольку длина волны плазмона в графене намного (на 2–3 порядка) короче, чем длина электромагнитной волны на той же частоте [6,7], для возбуждения плазмонных резонансов в структуре необходимо выполнение условия  $L \ll 2\pi/k_0$ . В этом случае только нулевые фурье-гармоники ( $m = 0$ ) соответствуют бегущим волнам, излучаемым в окружающую среду и в подложку (ТГц призму), а все фурье-гармоники более высокого порядка являются затухающими волнами, убывающими при  $y \rightarrow \pm\infty$ . Следовательно, коэффициенты отражения  $R$  и пропускания  $T$  исследуемой структуры в дальнем поле могут быть вычислены соответственно как  $R = |E_{x0}(0)|^2 \sqrt{\epsilon_s} / |E^{(0)}|^2$  и  $T = |E_{x0}(0)|^2 / |E^{(0)}|^2$ . Коэффициент поглощения рассчитывается как  $A = P_{\text{abs}} / P_{\text{in}}$ , где  $P_{\text{in}}$  — плотность мощности падающей ТГц волны и

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2L} \text{Re} [\sigma_{\text{Gr}}(\omega)] \int_{-L/2}^{L/2} |E_x(x, 0)|^2 dx$$

— поглощенная ТГц мощность на периоде структуры.

Отклик графена описывается комплексной динамической проводимостью [8]:

$$\sigma_{\text{Gr}}(\omega) = \sigma_{\text{intra}}(\omega) + \sigma_{\text{inter}}(\omega), \quad (5)$$

где

$$\sigma_{\text{intra}}(\omega) = \sigma_0 \frac{8ik_B T}{\pi \hbar(\omega + i\gamma)} \ln \left[ 2 \cosh \left( \frac{E_F}{2k_B T} \right) \right]$$

и

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega) = \sigma_0 \left\{ G \left( \frac{\hbar\omega}{2} \right) + \frac{4i\hbar\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{G(\xi) - G(\hbar\omega/2)}{(\hbar\omega)^2 - 4\xi^2} d\xi \right\},$$

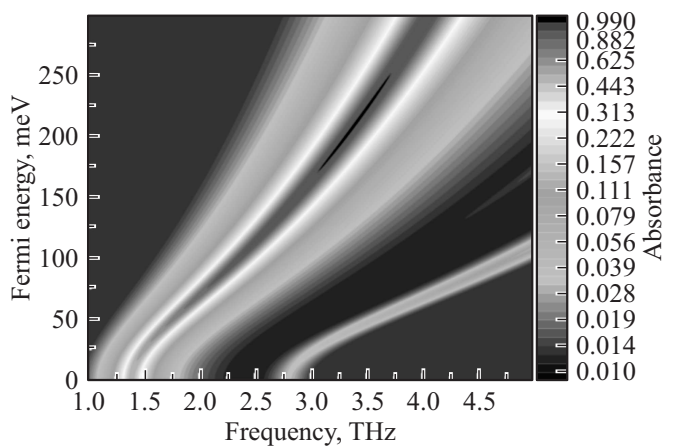
$$G(\xi) = \frac{\sinh(\xi/k_B T)}{\cosh(E_F/k_B T) + \cosh(\xi/k_B T)}.$$

Здесь  $\sigma_0 = e^2/4\hbar$ ,  $E_F$  — энергия Ферми, температура  $T$  равна 300 К,  $\omega$  — круговая частота падающей ТГц электромагнитной волны,  $e$  — заряд электрона,  $k_B$  — постоянная Больцмана и  $\hbar$  — приведенная постоянная Планка. Первое слагаемое в формуле (5) описывает отклик в форме Друде с участием внутризонных процессов, описываемых феноменологической скоростью внутризонного рассеяния электронов  $\gamma$ . Второе слагаемое описывает межзонные переходы в графене. Реальная часть проводимости (5), ответственная за диссипацию энергии и учитывающая оба механизма рассеяния, представлена на рис. 2.

Численные расчеты выполнены для массива графеновых полосок с периодом  $L = 2 \text{ мкм}$  и шириной графеновых полосок  $w = 1 \text{ мкм}$ , расположенных на поверхности кремниевой подложки, с диэлектрической постоянной  $\epsilon_s = 11.7$ . Феноменологическая скорость внутризонного рассеяния электронов  $\gamma$  полагается равной  $10^{12} \text{ c}^{-1}$ .

### 3. Результаты расчетов и обсуждение

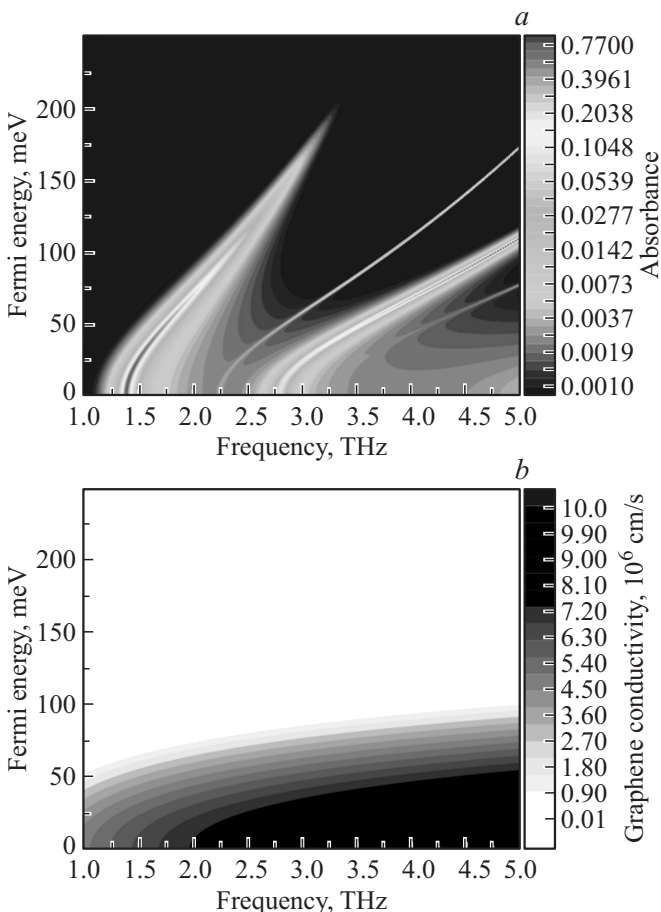
Численно рассчитанные спектры ТГц поглощения в зависимости от частоты и величины энергии Ферми представлены на рис. 3.



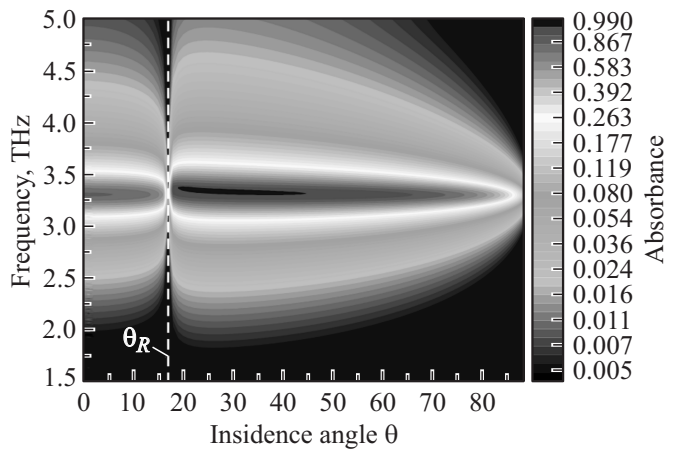
**Рис. 3.** Спектр ТГц поглощения для основного и высших плазмонных резонансов в режиме полного внутреннего отражения для массива графеновых нанолент шириной 1 мкм с периодом 2 мкм как функция частоты и величины энергии Ферми при угле падения  $\theta = 30^\circ$ .

Расчеты выполнены для реалистичных параметров массива графеновых нанолент при комнатной температуре и  $\gamma = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . В этом случае поглощение ТГц волны вызвано преимущественно внутризонными процессами, описываемыми феноменологической скоростью внутризонного рассеяния электронов  $\gamma$ . Поглощение ТГц волны, связанное с межзонной генерацией электронно-дырочных пар в графене существенно только при низких значениях энергии Ферми ( $E_F \sim \hbar\omega/2$ ) (см. рис. 4, *a*) и уменьшается с увеличением энергии Ферми, в соответствии с поведением действительной части проводимости графена при нулевой скорости внутризонного рассеяния электронов  $\gamma$  (см. рис. 4, *b*).

Расчитанные спектры ТГц поглощения в зависимости от частоты и угла падения внешней волны при различных значениях величины энергии Ферми приведены на рис. 5. Из рис. 5 видно, что в режиме полного внутреннего отражения  $\theta > \theta_R$ , где  $\theta_R$  — угол полного внутреннего отражения ( $\theta_R \approx 17^\circ$  при  $\epsilon_2 = 11.7$ ), реализуется эффект полного поглощения падающего



**Рис. 4.** Спектр ТГц поглощения для основного и высших плазмонных резонансов в режиме полного внутреннего отражения для массива графеновых нанолент шириной 1 мкм с периодом 2 мкм как функция частоты и величины энергии Ферми для угла падения  $\theta = 30^\circ$  и  $\gamma = 0$  (*a*). Контурная карта действительной части проводимости графена в зависимости от частоты и величины уровня Ферми при  $\gamma = 0$  (*b*).



**Рис. 5.** Спектр ТГц поглощения для основного плазмонного резонанса в массиве графеновых нанолент шириной 1 мкм с периодом 2 мкм как функция величины угла падения  $\theta$  и частоты для величины энергии Ферми  $E_F = 200 \text{ мэВ}$ .

ТГц излучения на частотах плазменных колебаний в графене в широком диапазоне углов падения (узкий темный лепесток на рис. 5). Заметим что эффект полного поглощения падающего ТГц излучения на частотах плазменных колебаний в графене возможен при соблюдении условия баланса диссипативных и радиационных потерь [9]. Диссипативные потери определяются феноменологической скоростью внутризонного рассеяния электронов  $\gamma$ , а радиационные потери зависят от концентрации свободных носителей заряда и определяются положением уровня Ферми.

Резонансная частота плазменных колебаний в графене может варьироваться как при изменении положения уровня Ферми (рис. 3), так и ширины графеновых нанолент.

#### 4. Заключение

В работе теоретически исследован эффект полного поглощения терагерцовой волны периодическим массивом графеновых нанолент, расположенным на поверхности диэлектрика с высоким показателем преломления (ТГц призмы). Показано, что эффект полного поглощения терагерцового излучения может быть достигнут в режиме полного внутреннего отражения ТГц волны от периодического массива графеновых нанолент на частотах плазменных колебаний в графене в широком диапазоне углов падения внешней ТГц волны, в том числе, при комнатной температуре. Полученные результаты могут быть использованы для создания компактных планарных частотно перестраиваемых наноразмерных ТГц управляющих устройств на основе графена.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-02-00814.

## Список литературы

- [1] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, A.A. Firsov. *Nature*, **438**, 197 (2005).
- [2] J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González, S. Thongrattanasiri, F. Huth, R. Hillenbrand, F. Koppens. *Nature*, **487**, 77 (2012).
- [3] Z. Fei, A.S. Rodin, G.O. Andreev, W. Bao, A.S. McLeod, M. Wagner, L.M. Zhang, Z. Zhao, M. Thiemens, G. Dominguez, M.M. Fogler, A.H. Castro Neto, C.N. Lau, F. Keilmann, D.N. Basov. *Nature*, **487**, 82 (2012).
- [4] Д.В. Фатеев, В.В. Попов, М.С. Шур. *ФТП*, **44**(11), 1455 (2010).
- [5] L.A. Weinstein. *Open Resonators and Open Waveguides* (Golem, N. Y., 1969).
- [6] J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González, S. Thongrattanasiri, F. Huth, J. Osmond, M. Spasenović, A. Centeno, A. Pesquera, P. Godignon, A.Z. Elorza, N. Camara, F.I. García de Abajo, R. Hillenbrand, F.H.L. Koppens. *Nature*, **487**, 77 (2012).
- [7] Z. Fei, A.S. Rodin, G.O. Andreev, W. Bao, A.S. McLeod, M. Wagner, L.M. Zhang, Z. Zhao, M. Thiemens, G. Dominguez, M.M. Fogler, A.H. Castro Neto, C.N. Lau, F. Keilmann, D.N. Basov. *Nature*, **487**, 82 (2012).
- [8] L.A. Falkovsky, A.A. Varlamov. *Eur. Phys. J. B*, **56**, 281 (2007).
- [9] V.V. Popov, O.V. Polischuk, T.V. Teperik, X.G. Peralta, S.J. Allen, N.J.M. Horing, M.C. Wanke. *J. Appl. Phys.*, **94**, 3556 (2003).

Редактор А.Н. Смирнов

## Wide-aperture total absorption of terahertz radiation by plasmonic nanoperiodical graphene-based structure

O.V. Polischuk\*, V.S. Melnikova<sup>+</sup>, V.V. Popov<sup>++•</sup>

<sup>+</sup> Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Saratov Branch), Russian Academy of Sciences, 410019 Saratov, Russia

<sup>+</sup> National Research Saratov State University, 410012 Saratov, Russia

<sup>•</sup> Saratov Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, 410028 Saratov, Russia

**Abstract** The absorbance spectrum of terahertz radiation by periodic array of graphene nanoribbons located on the surface of dielectric substrate with a high refractive index (terahertz prism) is studied theoretically. The effect of the total absorption of terahertz radiation takes place in the total internal reflection regime from a periodic array of graphene nanoribbons at frequencies of plasma oscillations in graphene. It is shown that the total absorption of terahertz radiation can be obtained at a wide range of the angles of incidence of the external terahertz wave even at room temperature.