

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ  
БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНЫХ  
ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ имени А. Н. СЕВЧЕНКО БГУ  
БЕЛОРУССКИЙ РЕСПУБЛИКАНСКИЙ ФОНД  
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ имени Б. И. СТЕПАНОВА  
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ  
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ АССОЦИАЦИЯ «ОПТИКА И ЛАЗЕРЫ»

# КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Материалы  
XII Международной научно-технической конференции  
Минск, 18–22 ноября 2019 года

Минск  
РИВШ  
2019

## Коаксиальный терагерцовый волновод с внешним слоем графена

П.А. Зезюля<sup>1</sup>, В.Л. Малевич<sup>2</sup>, Г.В. Сеницын<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, Минск,

<sup>2</sup> Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск  
E-mail: zezyulya@bsu.by

В последнее время активно исследуется распространение терагерцового (ТГц) электромагнитного излучения в волноводных структурах на основе графена. Рассматривалось распространение локализованных поверхностных волн в монослое графена [1] и в структуре, состоящей из двух графеновых слоев, разделенных диэлектриком [2]. Анализировалась также дисперсия волноводных мод в структуре графен – диэлектрик – металл [3]. При этом, как правило, рассматривались плоские структуры.

Как известно, вдоль границы металлического провода может распространяться цилиндрическая поверхностная электромагнитная волна ТМ типа (поверхностный плазмон (ПП)), амплитуда поля которой экспоненциально уменьшается при удалении от поверхности проводника. С уменьшением частоты коэффициент затухания ПП падает и в области ТГц частот длина пробега ТГц ПП может составлять несколько десятков сантиметров и достигать метра на субтерагерцовых частотах [4, 5]. Слабое затухание ТГц ПП обусловлено малой глубиной проникновения ТГц поля в металл, что приводит к преимущественной локализации его в диэлектрике, окружающем проводник. Было показано [4, 5], что такие волноводы обладают незначительной дисперсией групповой скорости и могут передавать широкополосные ТГц импульсы без существенных искажений.

Вдоль поверхности графенового монослоя также могут распространяться поверхностные электромагнитные волны, причем, как ТМ, так и ТЕ типов поляризации [1]. Эти поверхностные моды могут перекрываться и взаимодействовать с поверхностными плазмон-поляритонами, распространяющимися вдоль границы металла. Весьма существенно, что дисперсией и затуханием поверхностных мод можно управлять, изменяя проводимость графена [3].

Нами проанализированы особенности распространения поверхностных ТГц волн ТМ поляризации в коаксиальной волноводной структуре, состоящей из центрального проводника, выполненного из металла или полупроводника, промежуточного слоя диэлектрика и нанесенного на его внешнюю поверхность монослоя графена. В цилиндрической системе координат с осью  $z$  вдоль оси волновода для ТМ волны отличными

от нуля компонентами электрического и магнитного полей будут  $E_z$ ,  $E_\rho$  и  $H_\phi$ . Эти величины пропорциональны  $\exp(i\beta z - i\omega t)$ . Ограничимся рассмотрением цилиндрически симметричных волн. Из уравнений Максвелла для компоненты  $E_z$  электрического поля волны, получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \left( \varepsilon(\rho) \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right) E_z = 0, \text{ где } \varepsilon(\rho) = \begin{cases} \varepsilon_m(\omega), & \rho \leq a; \\ \varepsilon, & a < \rho < b; \\ 1, & \rho > b. \end{cases} \quad (1)$$

В уравнении (1)  $a$  и  $b$  - радиусы провода и цилиндрического графенового слоя, диэлектрическая проницаемость диэлектрика  $\varepsilon$  предполагается постоянной. Для диэлектрической проницаемости металла  $\varepsilon_m$  используется формула Друде-Лоренца  $\varepsilon_m(\omega) = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\omega\gamma)$ , где  $\omega_p$  - плазменная частота,  $\gamma$  - частота релаксации электронов по импульсу.

Граничные условия на поверхности провода (при  $\rho = a$ ) состоят в непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей в металле и в диэлектрике. На внешней границе волновода должно выполняться условие непрерывности для  $E_z$ . Граничное условие для магнитного поля при  $\rho = b$  определяется соотношением,  $H_\phi|_{\rho=b+0} - H_\phi|_{\rho=b-0} = (4\pi\sigma_g/c) E_z|_{\rho=b}$ , где  $\sigma_g$  - проводимость графена. Решая уравнение (1) для трех областей и используя сформулированные выше граничные условия, находим дисперсионное уравнение

$$\left[ 1 + \frac{\varepsilon_m k_d I_1(k_m a) K_0(k_d a)}{\varepsilon k_m I_0(k_m a) K_1(k_d a)} \right] \left[ \frac{\varepsilon I_1(k_d b)}{k_d I_0(k_d b)} + \frac{1}{q} \frac{K_1(qb)}{K_0(qb)} + i \frac{4\pi\sigma_g}{\omega} \right] = \frac{I_1(k_d a)}{K_1(k_d a)} \times \\ \times \frac{K_0(k_d b)}{I_0(k_d b)} \left[ 1 - \frac{\varepsilon_m k_d I_1(k_m a) I_0(k_d a)}{\varepsilon k_m I_0(k_m a) I_1(k_d a)} \right] \left[ \frac{\varepsilon K_1(k_d b)}{k_d K_0(k_d b)} - \frac{1}{k} \frac{K_1(qb)}{K_0(qb)} - i \frac{4\pi\sigma_g}{\omega} \right], \quad (2)$$

где  $q = (\beta^2 - \omega^2/c^2)^{1/2}$ ,  $k_d = (\beta^2 - \varepsilon\omega^2/c^2)^{1/2}$ ,  $k_m = (\beta^2 - \varepsilon_m\omega^2/c^2)^{1/2}$ .

В случае, когда толщина диэлектрика много больше длины ТГц волны, уравнение (2) распадается на два уравнения, определяющие законы дисперсии ПП в металлическом круглом проводе и поверхностной ТМ моды в графеновом цилиндре.

Нами было проведено численное моделирование процесса распространения ТГц волн в коаксиальном волноводе с помощью метода конечных элементов со значениями параметров  $a = 100$  мкм,  $b = 140$  мкм,  $\varepsilon = 1$ ,  $\omega_p = 5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma = \omega_p/20$ . В рассматриваемом ТГц диапазоне частот при расчете удельной проводимости графена можно ограничиться внутрizonным вкладом [6]:

$$\sigma_g^{intra}(\omega) = \frac{2e^2kT}{\pi\hbar^2} \frac{i}{\omega + i\gamma_g} \ln\left(2\cosh\left(\frac{\varepsilon_F}{2kT}\right)\right), \quad (3)$$

где  $T = 300$  К – температура,  $k$  – постоянная Больцмана,  $e$  – элементарный заряд,  $\varepsilon_F$  – уровень Ферми,  $\gamma_g = 5 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup> – частота релаксации импульса электронов в графене.

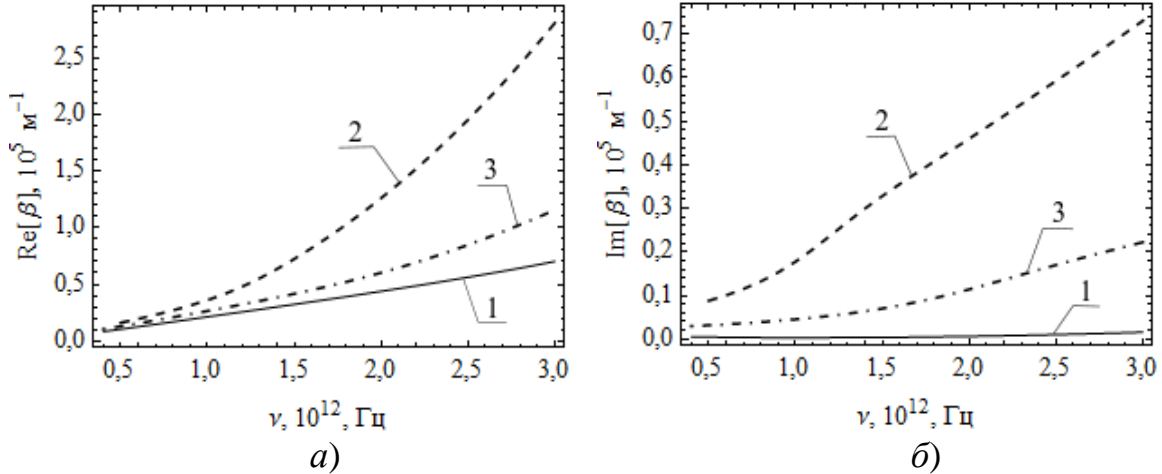


Рис. 1. Зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей коэффициента распространения  $\beta$  от частоты для мод двух типов, рассчитанные для двух значений уровня Ферми графена

Линия 1 соответствует моде 1 при  $\varepsilon_F=0,2$  эВ,  $\varepsilon_F=0,55$  эВ (эта мода слабо зависит от уровня Ферми и дисперсионные кривые практически совпадают). Линии 2 и 3 соответствуют моде 2 при уровнях Ферми 0,2 эВ и 0,55 эВ соответственно

Результаты моделирования, приведенные на рис. 1, указывают на существование двух мод – высокочастотной (мода 1) и низкочастотной (мода 2). Для моды 2 действительная и мнимая части  $\beta$  существенно зависят от  $\varepsilon_F$ , что может быть использовано для управления передаточными характеристиками ТГц волновода.

Таким образом, анализ распространения ТМ моды ТГц излучения в коаксиальном волноводе с графеновой оболочкой приводит к двум модам, причем эффективный показатель преломления и коэффициент поглощения для низкочастотной моды существенно зависят от уровня Ферми графена.

1. Hwang E.H., Sarma S.D. // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 75, No. 20. P. 205418-1-205418-6.
2. Svintsov D., Vyurkov V., Ryzhii V., Otsuji T. // J. of Appl. Phys. 2013. Vol. 113, No. 5. P. 053701-1-053701-5.
3. Alkorre H., Shkerdin G., Stiens J., Vounckx R. // J. of Opt. 2015. Vol. 17, No. 4. P. 045003-1-045003-8.
4. Wang K., Mittleman D.M. // Nature. 2004. Vol. 432. P. 376-379.
5. Jeon T.-In, Zhang J., Grischkowsky D. // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 86, No. 16. P. 161904-1-161904-3.
6. Falkovsky L.A. // J. of Physics: Conference Series. 2008. Vol. 129, No. 1. P. 012004-1-012004-7.