



Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2025. Т. 33, № 1
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2025;33(1)

Краткое сообщение
УДК 530.182

DOI: 10.18500/0869-6632-003127
EDN: EXSHPJ

Анизотропия и усиление терагерцевого электромагнитного отклика, вызванные протеканием постоянного электрического тока в графене

И. М. Моисеенко^{1,2}✉, Д. В. Фатеев², В. В. Попов²

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Россия

E-mail: ✉moiseenkoim@yandex.ru, fateevdv@yandex.ru, glorvv@gmail.com

Поступила в редакцию 4.05.2024, принята к публикации 2.07.2024,

опубликована онлайн 27.09.2024

Аннотация. Цель настоящей работы — исследовать преобразование поляризации и усиление электромагнитной терагерцевой (ТГц) волны, нормально падающей на графен с постоянным электрическим током, направленным под произвольным углом относительно вектора электрического поля падающей волны. **Методы.** Выражения для элементов тензора динамической проводимости графена получены с использованием гидродинамического приближения. Для расчета электромагнитного отклика были решены уравнения Максвелла со стандартными граничными условиями для тангенциальных компонент электрических и магнитных полей. **Результаты.** Показано, что динамическая проводимость графена зависит от скорости и направления электронного дрейфа даже при отсутствии пространственной дисперсии. Это приводит к преобразованию поляризации электромагнитного излучения на ТГц-частотах. Действительные части элементов тензора динамической проводимости графена с электронным дрейфом могут стать отрицательными, что приводит к усилению ТГц-колебаний. **Заключение.** Показана возможность преобразования поляризации и усиления электромагнитной ТГц-волны, падающей на графен с постоянным электрическим током. Эффективность преобразования поляризации может достигать 97 процентов.

Ключевые слова: гидродинамический графен, терагерцевое излучение, преобразования поляризации, усиление.

Благодарности. Работа выполнена в рамках государственного задания.

Для цитирования: Моисеенко И. М., Фатеев Д. В., Попов В. В. Анизотропия и усиление терагерцевого электромагнитного отклика, вызванные протеканием постоянного электрического тока в графене // Известия вузов. ПНД. 2025. Т. 33, № 1. С. xxx–xxx. DOI: 10.18500/0869-6632-003127. EDN: EXSHPJ

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Anisotropy and amplification of terahertz electromagnetic response enabled by direct electric current in graphene

I. M. Moiseenko^{1,2}✉, D. V. Fateev², V. V. Popov²

¹Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Russia

²Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS, Russia

E-mail: ✉MoiseenkoIm@yandex.ru, fateevdv@yandex.ru, popov_slava@yahoo.co.uk

Received 4.05.2024, accepted 2.07.2024, available online 27.09.2024

Abstract. The purpose of this study is to investigate the polarization conversion and amplification of electromagnetic terahertz (THz) wave incident normally upon graphene monolayer with direct electric current flowing at arbitrary angle to the electric vector of incident wave. **Methods.** The expressions for the elements of the dynamic conductivity tensor of graphene were obtained in hydrodynamic approximation. The electromagnetic response is calculated by solving the Maxwell equations with standard boundary conditions for lateral components of the electric and magnetic fields. **Results.** It is shown that the dynamic conductivity of graphene depends on value and direction of the electron drift velocity even in the absence of the spatial dispersion. This results in the polarization conversion of electromagnetic radiation at THz frequencies. The real parts of elements of graphene dynamic conductivity tensor can become negative which leads to the amplification of THz oscillations. **Conclusion.** The polarization conversion and amplification of electromagnetic THz wave incident upon graphene with direct electric current is demonstrated. Polarization conversion efficiency can be as high as 97 percent.

Keywords: hydrodynamic graphene conductivity, terahertz radiation, polarisation conversion, amplification.

Acknowledgements. The work was carried out within the framework of the state task.

For citation: Moiseenko IM, Fateev DV, Popov VV. Anisotropy and amplification of terahertz electromagnetic response enabled by direct electric current in graphene. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*. 2025;33(1):xxx–xxx. DOI: 10.18500/0869-6632-003127

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Введение

Детектирование [1, 2], усиление [3, 4] и преобразование поляризации [5] терагерцевого (ТГц) излучения активно исследуется в структурах на основе графена. Последнее реализуется в структурах с нарушенной симметрией, которая может быть создана за счет анизотропии геометрии структуры [6], с помощью приложения постоянного магнитного поля [7], а также за счет электронного дрейфа в графене [8]. Движение носителей заряда в графене может быть описано в рамках гидродинамического подхода, который справедлив, когда частота межчастичных столкновений носителей заряда в графене является наибольшей частотой в системе [9]. Гидродинамическое поведение носителей заряда в графене подтверждено экспериментально [10, 11]. В данной работе исследуется преобразование поляризации и усиление однородной электромагнитной волны,

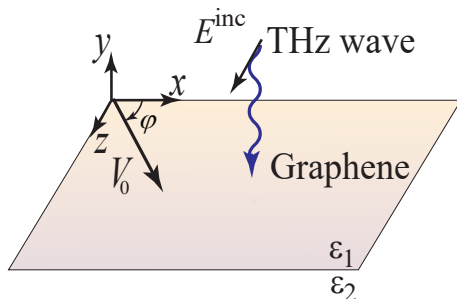


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры
Fig. 1. Schematic representation of the studied structure

падающей на гидродинамический графен с постоянным электрическим током, направленным под произвольным углом относительно направления электрического поля падающей волны. Исследуемая структура состоит из монослоя графена, расположенного в плоскости $x-z$ на границе раздела двух полубесконечных диэлектрических сред с разными диэлектрическими проницаемостями (рис. 1). Плоская однородная поперечная электромагнитная волна нормально падает на графен из среды 1.

Моисеенко И. М., Фатеев Д. В., Попов В. В.
Известия вузов. ПНД, 2025, т. 33, № 1

1. Методика

1.1. Гидродинамическая проводимость графена. Динамическая (высокочастотная) проводимость графена получена с помощью гидродинамического подхода, путем решения гидродинамических уравнений, которые в случае однородного (стационарного и осциллирующего) электрического поля записываются как

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + e \mathbf{E} N = -\gamma \mathbf{S}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + e N \mathbf{E} \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (2)$$

где уравнение (1) представляет собой уравнение баланса импульса носителей заряда, а уравнение (2) — это уравнение баланса энергии двумерного движения носителей заряда в графене. В уравнениях (1)–(2) N — концентрация носителей заряда, V — гидродинамическая скорость, S — макроскопическая плотность импульса, W — макроскопическая плотность энергии, e — элементарный заряд ($e > 0$), E — электрическое поле в плоскости графена, τ — время релаксации импульса носителей заряда в графене. Для определенности полагается, что носители заряда в легированном (при конечной энергии Ферми) графене являются электронами. Соотношения между физическими величинами, входящими в уравнения (1)–(2), записываются как

$$\mathbf{S} = M \mathbf{V}, \quad W = M V_F^2 - P, \quad P = M(V_F^2 - V^2)/3, \quad (3)$$

где M — гидродинамическая плотность массы, P — гидродинамическое давление, $V_F = 10^6$ м/с — скорость Ферми в графене. Уравнения (1)–(3) линеаризуются путем представления всех искомым величин в виде суммы стационарного и малого колеблющегося слагаемых $A = A_0 + A_1 \exp(-i\omega t)$, где ω — угловая частота колебаний, а индексы 0 и 1 относятся соответственно к стационарной и осциллирующей величинам. Из уравнения непрерывности (баланса числа частиц) следует, что в случае однородных колебаний концентрация электронов в графене не зависит от времени и равна стационарной концентрации электронов N_0 .

Линеаризованное уравнение (1), с учетом (3), дает выражения для компонент осциллирующей гидродинамической скорости:

$$V_{x1} = -\frac{M_1 V_{x0} (\gamma - i\omega) + e E_{x1} N_0}{M_0 (\gamma - i\omega)}, \quad (4)$$

$$V_{z1} = -\frac{M_1 V_{z0} (\gamma - i\omega) + e E_{z1} N_0}{M_0 (\gamma - i\omega)}, \quad (5)$$

где E_{x1} и E_{z1} — компоненты осциллирующего электрического поля, M_0 и M_1 — соответственно стационарная и осциллирующая гидродинамическая плотность массы, $V_{x0,z0}$ — компоненты стационарной скорости дрейфа, $V_{x1,z1}$ — компоненты осциллирующей гидродинамической скорости, γ — скорость релаксации импульса электронов. Из уравнения (2), с учетом (3), получим выражение для осциллирующей плотности массы носителей заряда в графене:

$$M_1 = \frac{3eN_0(E_{x1}V_{x0} + E_{z1}V_{z0}) + V_{x1}(3eE_{x0}N_0 - 2iM_0V_{x0}\omega) + V_{z1}(3eE_{z0}N_0 - 2iM_0V_{z0}\omega)}{i\omega(2V_F^2 + V_{x0}^2 + V_{z0}^2)}, \quad (6)$$

где $E_{x0,z0}$ — компоненты стационарного тянущего электрического поля, вызывающего дрейф электронов. Переменная гидродинамическая масса является уникальным физическим свойством графена, что, как следует из дальнейшего изложения, определяет анизотропию и усиление

электромагнитного отклика графена при пропускании в нем постоянного электрического тока. Как видно из уравнения (6), плотность массы носителей заряда осциллирует только в присутствии электронного дрейфа в графене. Решая совместно уравнения (4)–(6), получаем выражения вида $V_{x1}(E_{x1}, E_{z1})$ и $V_{z1}(E_{x1}, E_{z1})$ и, подставляя их в выражение для осциллирующей плотности тока,

$$J_{x1,z1} = -eN_0V_{x1,z1},$$

получаем выражения для элементов тензора высокочастотной гидродинамической проводимости графена:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \Sigma \left[\omega (2V_F^2 - 2V_{x0}^2 - V_{z0}^2) - 3i\gamma (V_{x0}^2 - V_{z0}^2) \right], \\ \sigma_{zz} &= \Sigma \left[\omega (2V_F^2 - 2V_{z0}^2 - V_{x0}^2) + 3i\gamma (V_{x0}^2 - V_{z0}^2) \right], \\ \sigma_{xz} &= \sigma_{zx} = \Sigma(\omega + 6i\gamma)V_{x0}V_{z0},\end{aligned}\quad (7)$$

где

$$\Sigma = \frac{ie^2N_0(V_F^2 - V_{x0}^2 - V_{z0}^2)}{(\omega + i\gamma) \left[\omega (2V_F^2 - V_{x0}^2 - V_{z0}^2) + 3i(V_{x0}^2 + V_{z0}^2)\gamma \right] \mathcal{E}_F},$$

где \mathcal{E}_F — стационарная энергия Ферми, $V_{x0} = V_0 \cos \varphi$ and $V_{z0} = V_0 \sin \varphi$. Заметим, что даже в отсутствие пространственной дисперсии динамическая проводимость графена зависит от скорости и направления стационарного дрейфа вследствие нарушения галилеевой инвариантности в системе электронов с нулевой массой индивидуального электрона в графене [12]. Это существенно отличает графен от классических двумерных электронных систем с массовыми электронами.

Анизотропию, созданную за счет пропускания постоянного электрического тока в графене, можно использовать для преобразования поляризации электромагнитного излучения. Физической причиной электрически наведенной анизотропии графена является то, что колебания гидродинамического импульса в поперечном направлении к дрейфу электронов происходят как в обычной гидродинамике массивных частиц при их инерции, определяемой стационарной гидродинамической массой (поскольку концентрация электронов в графене не зависит от времени и координаты в случае однородных колебаний, гидродинамическую массу можно нормировать как на единицу площади, так и в расчете на один электрон). В то же время в направлении дрейфа электронов колебания гидродинамического импульса происходят как за счет стационарной гидродинамической инерции, так и за счет сноса колеблющейся части гидродинамической массы дрейфом. В результате осциллирующий гидродинамический импульс (и, соответственно, осциллирующая гидродинамическая скорость) зависят по-разному от осциллирующего электрического поля.

1.2. Коэффициент преобразования поляризации. Введем коэффициенты отражения и прохождения

$$Y_n^m = \frac{|S_n^m|}{|S^{\text{inc}}|}, \quad (8)$$

где S_n^m — поток энергии отраженной ($m = R$) или прошедшей ($m = T$) волны с ортогональной ($n = \perp$) или исходной ($n = \parallel$) поляризацией электрического поля по отношению к поляризации падающей волны, S^{inc} — поток энергии падающей волны. Введем также коэффициент преобразования поляризации для прошедшей волны:

$$P^T = \frac{|S_{\perp}^T|}{|S_{\text{tot}}^T|}, \quad (9)$$

где S_{tot}^T — полный (по двум ортогональным поляризациям) поток энергии прошедшей волны.

2. Результаты

Появление в отраженной и прошедшей волнах ортогональной (относительно поляризации падающей волны) компоненты электрического поля связано с наличием ненулевых недиагональных элементов тензора проводимости графена при электронном дрейфе, направленном под углом относительно электрического поля падающей волны (рис. 2, *a*). В результате в отраженной и прошедшей волнах появляются парциальные волны с ортогональной поляризацией по отношению к поляризации падающей волны (рис. 2, *b*). При угле дрейфа $\varphi \approx 30^\circ$ на частоте $\omega/2\pi = 0.1$ ТГц происходит практически полное преобразование поляризации в прошедшей волне ($P^T \approx 0.97$, рис. 3). При некоторых углах дрейфа действительные части элементов тензора проводимости графена становятся отрицательными, что приводит к усилению как волны с исходной поляризацией, так и индуцированной волны с ортогональной к ней поляризацией (см. рис. 2, *b*). При этом усиление волны с ортогональной поляризацией незначительно, и в основном усиливается волна с исходной поляризацией. Усиление можно трактовать как возникновение отрицательной диссипации в графене при пропускании постоянного тока [8].

При углах дрейфа 0 и 90 градусов в отраженной и прошедшей волнах отсутствует компонента электрического поля волны с преобразованной поляризацией, поскольку $\sigma_{xz} = \sigma_{zx} = 0$. При $\varphi = 90^\circ$ (дрейф сонаправлен с электрическим полем падающей волны) усиление волны с исходной поляризацией максимально, что связано с достижением максимального отрицательного значения проводимости $\text{Re } \sigma_{zz}$. В этом случае можно дать достаточно наглядное объяснение физического механизма усиления. Детальное рассмотрение показывает, что усиление возникает в режиме, когда колебания гидродинамической массы происходят синфазно с колебаниями гидродинамической скорости. В каждый момент времени полная кинетическая энергия гидродинамического движения носителей заряда как в результате их колебаний, так и в результате стационарного дрейфа равна

$$\frac{1}{2}M(t)\{V_0 \pm V_1(t)\}^2 = \frac{1}{2}M(t)\{V_0^2 + V_1^2(t) \pm 2V_0V_1(t)\}, \quad (10)$$

где знаки «+» и «-» соответствуют попутно направленным и встречно направленным скорости стационарного дрейфа V_0 и гидродинамической скорости колебаний $V_1(t)$. Первые два

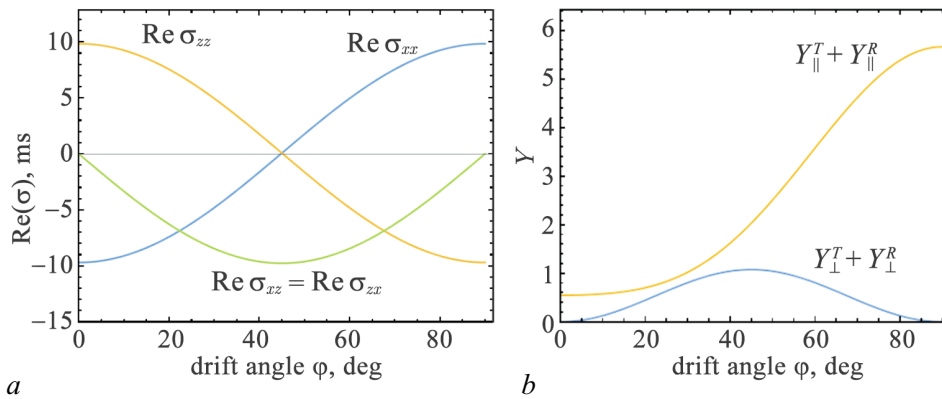


Рис. 2. *a* — Действительные части элементов тензора динамической проводимости графена и *b* — коэффициенты отражения и прохождения для волн с исходной и ортогональной к ней поляризациями в зависимости от угла дрейфа электронов при величине скорости дрейфа $V_0 = 0.7V_F$ на частоте $\omega/2\pi = 0.1$ ТГц. Параметры графена составляют $\tau = 0.1$ пс и $\mathcal{E}_F = 500$ мэВ

Fig. 2. *a* — The real parts of the elements of graphene dynamic conductivity tensor and *b* — the reflection and transmission coefficients for waves with initial and orthogonal polarizations in dependence on the electron drift angle for drift velocity value $V_0 = 0.7V_F$ at frequency $\omega/2\pi = 0.1$ THz. Graphene parameters are $\tau = 0.1$ ps and $\mathcal{E}_F = 500$ meV

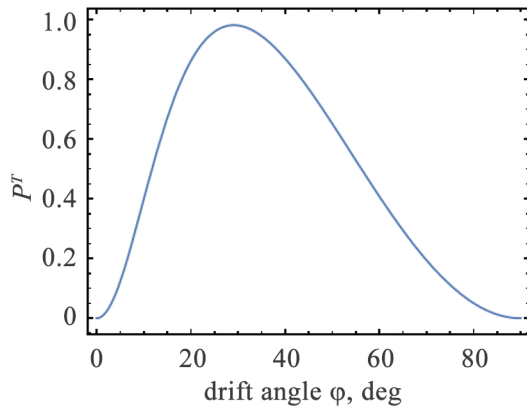


Рис. 3. Коэффициент преобразования поляризации P^T в зависимости от угла дрейфа при величине скорости дрейфа $V_0 = 0.7V_F$ на частоте $\omega/2\pi = 0.1$ ТГц. Параметры графена: $\tau = 0.1$ пс и $\mathcal{E}_F = 500$ мэВ

Fig. 3. The coefficient of polarization conversion P^T in dependence on electrons drift angle for drift velocity $V_0 = 0.7V_F$ at frequency $\omega/2\pi = 0.1$ THz. Graphene parameters are $\tau = 0.1$ ps and $\mathcal{E}_F = 500$ meV

передается от колебаний стационарному дрейфу по сравнению с кинетической энергией, получаемой колебаниями от источника стационарного дрейфа на предыдущем (положительном) полупериоде колебаний. В результате в среднем по периоду колебаний в колебательную систему поступает кинетическая энергия от источника постоянного дрейфа, которая и раскачивает колебания. Поскольку единственным физическим механизмом обмена энергией между дрейфом и колебаниями в гидродинамической модели являются столкновения электронов с потерей их гидродинамического импульса (что и отвечает за реальную часть проводимости), усиление можно трактовать как следствие отрицательной диссипации.

Заключение

Исследовано преобразование поляризации и усиление нормально падающей электромагнитной волны на графен с постоянным током. Показано, что динамическая проводимость графена зависит от величины и направления скорости дрейфа электронов даже в случае однородного осциллирующего электрического поля, что не характерно для классических двумерных электронных систем с массивными электронами. Тензорный характер динамической проводимости графена приводит к преобразованию поляризации падающей на графен электромагнитной волны с эффективностью до 97 процентов на ТГц-частотах. Действительная часть каждого элемента тензора проводимости графена с дрейфом электронов может быть отрицательной, что приводит к усилению ТГц-волны.

Список литературы

1. Bandurin D. A., Svintsov D., Gayduchenko I., Xu S. G., Principi A., Moskotin M., Tretyakov I., Yagodkin D., Zhukov S., Taniguchi T., Watanabe K., Grigorieva I. V., Polini M., Goltsman G. N., Geim A. K., Fedorov G. Resonant terahertz detection using graphene plasmons // Nat. Commun. 2018. Vol. 9. P. 5392. DOI: 10.1038/s41467-018-07848-w.
2. Abidi E., Khan A., Delgado-Notario J. A., Clericó V., Calvo-Gallego J., Taniguchi T., Watanabe K., Otsuji T., Velázquez J. E., Meziani Y. M. Terahertz detection by asymmetric dual grating gate bilayer graphene fets with integrated bowtie antenna // Nanomaterials. 2024. Vol. 14, iss. 4. P. 383. DOI: 10.3390/nano14040383

3. *Boubanga-Tombet S., Knap W., Yadav D., Satou A., But D.B., Popov V.V., Gorbenko I.V., Kachorovskii V., and Otsuji T.* Room-temperature amplification of terahertz radiation by grating-gate graphene structures // *Physical Review X*. 2020. Vol. 10, iss. 3. P. 031004. DOI: 10.1103/PhysRevX.10.031004
4. *Cosme P., Terças H.* Terahertz laser combs in graphene field-effect transistors // *ACS Photonics*. 2020. Vol. 7, iss. 6. P. 1375–1381. DOI: 10.1021/acsp Photonics.0c00313.
5. *Xiao Z., Jiang Z., Wang X., Cui Z.* Switchable polarization converter with switching function based on graphene and vanadium dioxide // *Journal of Electronic Materials*. 2023. Vol. 52, iss. 3. P. 1968–1976. DOI: 10.1007/s11664-022-10149-0.
6. *Polischuk O.V., Melnikova V.S., Popov V.V.* Giant cross-polarization conversion of terahertz radiation by plasmons in an active graphene metasurface // *Applied Physics Letters*. 2016. Vol. 109, iss. 13. DOI: 10.1063/1.4963276.
7. *Guo T., Argyropoulos C.* Broadband polarizers based on graphene metasurfaces // *Optics letters*. 2016. Vol. 41, iss. 23. P. 5592–5595. DOI: 10.1364/OL.41.005592.
8. *Moiseenko I.M., Fateev D.V., Popov V.V.* Dissipative drift instability of plasmons in a single-layer graphene // *Physical Review B*. 2024. Vol. 109, iss. 4. P. L041401. DOI: 10.1103/PhysRevB.109.L041401.
9. *Narozhny B.N.* Electronic hydrodynamics in graphene // *Annals of Physics*. 2019. Vol. 411. P. 167979. DOI: 10.1016/j.aop.2019.167979.
10. *Bandurin D.A., Torre I., Krishna Kumar R., Ben Shalom M., Tomadin A., Principi A., Auton G.H., Khestanova E., Novoselov K.S., Grigorieva I.V., Ponomarenko L.A., Geim A.K., Polini M.* Negative local resistance caused by viscous electron backflow in graphene // *Science*. 2016. Vol. 351, iss. 6277. P. 1055–1058. DOI: 10.1126/science.aad0201.
11. *Kumar C., Birkbeck J., Sulpizio J.A., Perello D., Taniguchi T., Watanabe K., Reuven O., Scaffidi T., Stern Ady, Geim A.K., Ilani S.* Imaging hydrodynamic electrons flowing without Landauer–Sharvin resistance // *Nature*. 2022. Vol. 609, iss. 7926. P. 276–281. DOI: 10.1038/s41586-022-05002-7.
12. *Svintsov D., Vyurkov V., Ryzhii V., and Otsuji T.* Hydrodynamic electron transport and nonlinear waves in graphene // *Phys. Rev. B*. 2013. Vol. 88. P. 245444. DOI: 10.1103/PhysRevB.88.245444.

References

1. Bandurin DA, Svintsov D, Gayduchenko I, Xu SG, Principi A, Moskotin M, Tretyakov I, Yagodkin D, Zhukov S, Taniguchi T, Watanabe K, Grigorieva IV, Polini M., Goltsman GN, Geim AK., Fedorov G. Resonant terahertz detection using graphene plasmons. *Nat. Commun.* 2018;9:5392. DOI: 10.1038/s41467-018-07848-w
2. Abidi E., Khan A., Delgado-Notario JA, Clericó V, Calvo-Gallego J, Taniguchi T, Watanabe K, Otsuji T, Velázquez JE, Meziani YM. Terahertz detection by asymmetric dual grating gate bilayer graphene fets with integrated bowtie antenna. *Nanomaterials*. 2024;14(4):383. DOI: 10.3390/nano14040383
3. Boubanga-Tombet S, Knap W, Yadav D, Satou A, But DB, Popov VV, Gorbenko IV, Kachorovskii V, and Otsuji T. Room-temperature amplification of terahertz radiation by grating-gate graphene structures. *Physical Review X*. 2020;10(3):031004. DOI: 10.1103/PhysRevX.10.031004
4. Cosme P, Terças H. Terahertz laser combs in graphene field-effect transistors. *ACS Photonics*. 2020;7(6):1375–1381. DOI: 10.1021/acsp Photonics.0c00313.
5. Xiao Z, Jiang Z, Wang X, Cui Z. Switchable polarization converter with switching function based on graphene and vanadium dioxide. *Journal of Electronic Materials*. 2023;52(3):1968–1976. DOI: 10.1007/s11664-022-10149-0.
6. Polischuk OV, Melnikova VS, Popov VV. Giant cross-polarization conversion of terahertz radiation by plasmons in an active graphene metasurface. *Applied Physics Letters*. 2016;109(13):131101. DOI: 10.1063/1.4963276.

7. Guo T., Argyropoulos C. Broadband polarizers based on graphene metasurfaces. *Optics letters*. 2016;41(23):5592–5595. DOI: 10.1364/OL.41.005592.
8. Moiseenko IM, Fateev DV, Popov VV. Dissipative drift instability of plasmons in a single-layer graphene. *Physical Review B*. 2024;109(4):L041401. DOI: 10.1103/PhysRevB.109.L041401.
9. Narozhny BN. Electronic hydrodynamics in graphene. *Annals of Physics*. 2019;411:167979. DOI: 10.1016/j.aop.2019.167979.
10. Bandurin DA, Torre I, Krishna Kumar R, Ben Shalom M, Tomadin A, Principi A, Auton GH, Khestanova E, Novoselov KS, Grigorieva IV, Ponomarenko LA, Geim AK, Polini M. Negative local resistance caused by viscous electron backflow in graphene. *Science*. 2016;351(6277):1055–1058. DOI: 10.1126/science.aad0201.
11. Kumar C, Birkbeck J, Sulpizio JA, Perello D, Taniguchi T, Watanabe K, Reuven O, Scaffidi T, Stern Ady, Geim AK, Ilani S. Imaging hydrodynamic electrons flowing without Landauer–Sharvin resistance. *Nature*. 2022;609(7926):276–281. DOI: 10.1038/s41586-022-05002-7.
12. Svintsov D, Vyurkov V, Ryzhii V, Otsuji T. Hydrodynamic electron transport and nonlinear waves in graphene. *Phys. Rev. B*. 2013;88:245444. DOI: 10.1103/PhysRevB.88.245444.

Моисеенко Илья Михайлович — родился в Саратове (1992). Окончил физический факультет Саратовского государственного университета по направлению «Физика» (2014). Кандидат физико-математических наук (2018, СГУ). Работает в Московском физико-техническом институте (МФТИ) и в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН. Научные интересы — терагерцевое излучение, математическое моделирование, электромагнитное моделирование. Опубликовал свыше 40 научных работ по указанным направлениям.



Россия, 410054 Саратов, ул. Зеленая, 38
 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН
 Россия, 115184 Долгопрудный, ул. Институтский переулок, 9
 Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
 E-mail: moiseenkoim@yandex.ru
 ORCID: 0000-0001-8198-0634
 AuthorID (eLibrary.Ru): 983333

Фатеев Денис Васильевич — родился в Саратове (1983). Окончил с отличием физический факультет Саратовского государственного университета по направлению «Физика» (2005). Кандидат физико-математических наук (2008, СГУ). Работает на кафедре общей, теоретической и компьютерной физики Саратовского государственного университета в должности доцента. Научные интересы — терагерцевое излучение, математическое моделирование, электромагнитное моделирование. Опубликовал свыше 100 научных работ по указанным направлениям.



Россия, 410054 Саратов, ул. Зеленая, 38
 СФ Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН
 E-mail: fateevdv@yandex.ru
 ORCID: 0000-0003-1406-5385
 AuthorID (eLibrary.Ru): 179002

Попов Вячеслав Валентинович — родился в Саратове (1949). Окончил физический факультет СГУ (1971). Доктор физико-математических наук (1998), профессор (2001). Заведующий лабораторией фотоники в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН. Специалист в области электродинамики плазмы твердого тела. Автор более 200 научных работ.



Россия, 410054 Саратов, ул. Зеленая, 38
 СФ Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН
 E-mail: glorvv@gmail.com
 ORCID: 0000-0003-1303-6443
 AuthorID (eLibrary.Ru): 258

Моисеенко И. М., Фатеев Д. В., Попов В. В.
 Известия вузов. ПНД, 2025, т. 33, № 1