Физика и техника полупроводников, 2019, том 53, вып. 9

Боковой перенос энергии при возбуждении плазмонов терагерцовой волной в периодической пространственно несимметричной графеновой структуре

© Д.В. Фатеев[1,2], К.В. Машинский[1], И.М. Моисеенко[1], В.В. Попов[1]

[1] Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 410019 Саратов, Россия
[2] Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия

E-mail: FateevDV@yandex.ru

Поступила в Редакцию 24 апреля 2019 г.
В окончательной редакции 29 апреля 2019 г.
Принята к публикации 29 апреля 2019 г.

Теоретически исследовано преобразование мощности терагерцовой волны, нормально падающей на периодическую графеновую структуру, в мощность бегущей плазменной волны. Найдены режимы максимального преобразования мощности падающего излучения в мощность бегущего плазмона и режим возбуждения однонаправленно бегущего плазмона. Выяснено, что до 15% мощности падающей волны может преобразоваться в мощность бегущего плазмона.

Ключевые слова: плазмон, терагерцовое излучение, графен, бегущая волна.

DOI: 10.21883/FTP.2019.09.48122.05

1. Введение

В последнее время интенсивно исследуются плазмонные свойства графена в терагерцовом (ТГц) частотном диапазоне [1–3]. В настоящее время современные технологии позволяют создавать графеновые структуры с подвижностью носителей заряда $\sim 100\,000\,\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и временем релаксации импульса носителей $\sim \tau = 1$ пс при комнатных температурах [4], что соответствует теоретическим предсказаниям [5,6]. Указанные значения времени релаксации импульса позволяют возбуждать плазмонные резонансы на ТГц частотах.

Обычно для возбуждения плазмонных резонансов в графене используются короткопериодические решетки, позволяющие связать медленные дифракционные гармоники электрического поля [7] с медленными плазмонными модами в графене [8]. При таком способе возбуждения, как правило, возбуждаются стоячие плазменные волны. Для возбуждения бегущих плазменных волн в графене используются дифракция электромагнитной волны на одиночных объектах, таких как: 1) острие сканирующего ближнеполевого микроскопа [9], одиночный металлический затвор, расположенный над графеном [10], щель в металлическом экране, расположенном над графеном [11]. Еще одним способом возбуждения бегущего плазмона является использование постоянного дрейфа в графене в периодических структурах [12]. Наконец следует упомянуть способы возбуждения бегущего плазмона в графене с помощью эффекта нарушенного полного внутреннего отражения с использование призм [13,14].

В данной работе исследуется преобразование ТГц волны, нормально падающей на периодическую графеновую структуру с асимметричной элементарной ячейкой, в бегущую плазменную волну в графене.

2. Постановка задачи и метод решения

Рассматриваемая структура (рис. 1) состоит из графена, над которым расположен двойной решеточный металлический затвор с асимметричной элементарной ячейкой. Структура расположена на полубесконечной диэлектрической подложке. Терагерцовая волна, с поляризацией электрического поля поперек полосок решетки, падает на решеточный затвор и возбуждает плазменные колебания в графене. За счет создания геометрической асимметрии элементарной ячейки графеновой структуры возможно возбуждение плазменной волны с неравными встречными пространственными фурье-гармониками порядков $+p$ и $-p$ [15], что может приводить к возбуждению бегущей плазменной волны и к возникновению эффектов увлечения носителей заряда

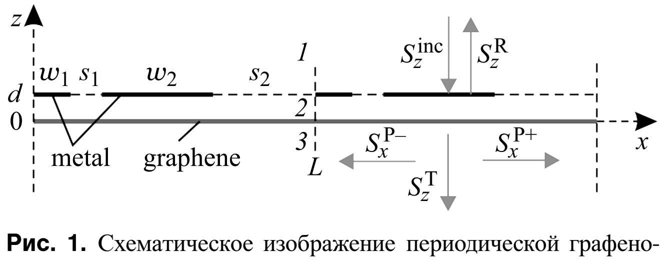

Рис. 1. Схематическое изображение периодической графеновой структуры с двойным решеточным затвором (показаны две элементарные ячейки). На рисунке справа показаны потоки мощности в структуре.

в графене бегущей плазменной волной [15,16]. В расчетах использовалось значение энергии Ферми носителей заряда в графене 150 мэВ.

Для моделирования возбуждения бегущей плазменной волны в периодической структуре была решена электродинамическая задача о нормальном падении однородной ТГц электромагнитной волны на рассматриваемую структуру. На первом этапе электродинамического подхода уравнения Максвелла в трех диэлектрических средах записываются в фурье-представлении, с разложением всех компонент индуцированных электрического и магнитного полей в ряды Фурье как

$$E_x(x,z,t)=\exp(-i\omega t)\sum_{p=-\infty}^{\infty}e_{x,p}(z)\exp(iq_px),$$

где $E_x(x,z,t)$ — x-компонета электрического поля, $e_{x,p}(z)$ — фурье-амплитуды и $q_p=2\pi p/L$ — векторы обратной решетки, p — целое число и L — пространственный период графеновой структуры. Зависимость индуцированных электрических полей от координаты z в диэлектрических средах записывалась в виде

$$\begin{aligned}&e^{(1)}_{x,p}(z)=e^{(1)}_{x,p}\exp(iq^{(1)}_{z,p}z),\\&e^{(2)}_{x,p}(z)=e^{(2,1)}_{x,p}\exp(iq^{(2)}_{z,p}z)+e^{(2,2)}_{x,p}\exp(-iq^{(2)}_{z,p}z),\\&e^{(3)}_{x,p}(z)=e^{(3)}_{x,p}\exp(iq^{(3)}_{z,p}z),\end{aligned}\tag{1}$$

где $e^{(\alpha)}_{x,p}(z)$ — фурье-амплитуды электрического поля в различных диэлектрических средах, $q^{(\alpha)}_{z,p}=\pm\sqrt{\omega^2\varepsilon_\alpha\varepsilon_0\mu_0-q_P^2}$ — поперечные волновые числа пространственных фурье-гармоник и $\alpha=1,2,3$ — номер среды. Связь электрических и магнитных полей в различных диэлектрических средах описывается граничными условиями в плоскостях $z=d$ и $z=0$, в виде

$$\begin{cases}e^{(1)}_{x,p}(d)+\delta_{p,0}E^{\mathrm{inc}}_x(d)=e^{(2)}_{x,p}(d),\\ h^{(1)}_{y,p}(d)+\delta_{p,0}H^{\mathrm{inc}}_y(d)-h^{(2)}_{y,p}(d)=-j_{x,p}(d),\end{cases}$$
$$\begin{cases}e^{(2)}_{x,p}(0)=e^{(3)}_{x,p}(0),\\ h^{(2)}_{y,p}(0)-h^{(3)}_{y,p}(0)=-\sigma_{\mathrm{gr}}(\omega)e^{(2)}_{x,p}(0),\end{cases}\tag{2}$$

где $j_{x,p}(d)$ — фурье-амплитуды электрического тока в плоскости металлического затвора $z=d$, $\sigma_{\mathrm{gr}}(\omega)$ — проводимость графена, описываемая формулой [17,18]

$$\sigma_{\mathrm{gr}}(\omega)=\frac{e^22\tau k_{\mathrm{B}}T}{\pi\hbar^2(1-i\omega\tau)}\ln\left(2\,\mathrm{ch}\left(\frac{\varepsilon_{\mathrm{F}}}{2k_{\mathrm{B}}T}\right)\right)+\frac{e^2}{4\hbar^2}Q\left(\frac{\hbar\omega}{2}\right)-\frac{e^2\omega}{i\pi}\int_0^\infty\frac{Q(\varepsilon)-Q\left(\frac{\hbar\omega}{2}\right)}{\hbar^2\omega^2-4\varepsilon^2}d\varepsilon,\tag{3}$$

$$Q(\vartheta)=\frac{\mathrm{sh}\left(\frac{\vartheta}{k_{\mathrm{B}}T}\right)}{\mathrm{ch}\left(\frac{\vartheta}{k_{\mathrm{B}}T}\right)+\mathrm{ch}\left(\frac{\varepsilon_{\mathrm{F}}}{k_{\mathrm{B}}T}\right)}.$$

Здесь ε_{F} — энергия Ферми в графене, e — заряд электрона, k_{B} — постоянная Больцмана и T — температура.

С использованием уравнений Максвелла и граничных условий в фурье-представлении можно записать соотношение между фурье-амплитудами электрического поля и плотности тока в плоскости $z=d$

$$e^{(1)}_{x,p}(d)=Z_P(\sigma_{\mathrm{gr}})j_d-\left(2\sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_1}{\mu_0}}Z_0(\sigma_{\mathrm{gr}})e^{-id\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_1}}+1\right)\delta_{p,0}E^{\mathrm{inc}}_x,\tag{4}$$

где

$$Z_p(\sigma_{\mathrm{gr}})=-\frac{q^{(1)}_{z,0}q^{(2)}_{z,0}(t_2q^{(3)}_{z,0}\varepsilon_0\varepsilon_2\omega-t_1q^{(2)}_{z,0}t_3)}{\varepsilon_0\chi\omega}$$

— фурье-импедансы графеновой структуры в плоскости решеточного затвора, при получении которых использовались следующие величины:

$$\chi=(\xi_2q^{(1)}_{z,0}\varepsilon_2-\xi_1q^{(2)}_{z,0}\varepsilon_1)q^{(2)}_{z,0}\xi_3+(\xi_2q^{(2)}_{z,0}\varepsilon_1-\xi_1q^{(1)}_{z,0}\varepsilon_2)\varepsilon_0\omega q^{(3)}_{z,0}\varepsilon_2,$$

$$\xi_1=-1+e^{2idq^{(2)}}_{z,0},\quad \xi_2=1+e^{2idq^{(2)}}_{z,0},\quad \xi_3=q^{(3)}_{z,0}\sigma_{\mathrm{gr}}-\varepsilon_0\varepsilon_3\omega.$$

На втором этапе электродинамического подхода формируются интегральные уравнения относительно осциллирующих токов в плоскости $z=d$. Для этого используется закон Ома в виде

$$I_x(x,d)=\sigma(x,d)E_x(x,d),\tag{5}$$

где $I_x(x,d)=\sigma(x,d)E_x(x,d)$ — плотность электрического тока в плоскости решеточного затвора, и

$$\sigma(x,d)=\begin{cases}\sigma_{\mathrm{M}} & \text{при } 0<x<w_1,\\ 0 & \text{при } w_1<x<w_1+w_2,\\ \sigma_{\mathrm{M}} & \text{при } w_1+w_2<x<w_1+w_2+w_3,\\ 0 & \text{при } w_1+w_2+w_3<x<L,\end{cases}\tag{6}$$

где σ_{M} — поверхностная проводимость металла. Используя выражения (4)−(6) и обратное преобразование Фурье для плотности электрического тока, можно записать два связанных интегральных уравнения относительно плотностей электрических токов на затворных электродах элементарной ячейки решеточного затвора:

$$\begin{aligned}&I^{(w_1)}_x(x,d)-\sigma_{\mathrm{M}}2\sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_1}{\mu_0}}\exp\left(-i\omega d\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_1}\right)Z_0E^{\mathrm{inc}}_x\\&=\int_0^{w_1}I^{(w_1)}_x(x',d)G(x,x')dx'+\int_{w_1+s_1}^{w_1+s_1+w_2}I^{(w_2)}_x(x',d)G(x,x')dx',\\&I^{(w_2)}_x(x,d)-\sigma_{\mathrm{M}}2\sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_1}{\mu_0}}\exp\left(-i\omega d\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_1}\right)Z_0E^{\mathrm{inc}}_x\\&=\int_0^{w_1}I^{(w_1)}_x(x',d)G(x,x')dx'+\int_{w_1+s_1}^{w_1+s_1+w_2}I^{(w_2)}_x(x',d)G(x,x')dx',\end{aligned}\tag{7}$$

где $I_x^{(w_1)}(x,d)$ — плотность тока на затворном электроде с шириной w_1, $I_x^{(w_2)}(x,d)$ — плотность тока на затворном электроде с шириной w_2 и

$$G(x,x') = \frac{1}{L}\,\sigma_{\mathrm{M}} \sum_{p=-\infty}^{\infty} Z_P(\sigma_{\mathrm{gr}}) \exp\big(iq_P(x-x')\big)$$

— ядра интегралов.

На следующем этапе электродинамического подхода система интегральных уравнений (7) решается методом Галеркина с помощью разложения плотностей электричесекого тока в ряды по ортогональным полиномам Лежандра:

$$I_x^{(w_1)}(x,d) = \sum_{\beta=0}^{\infty} C_\beta^{(1)} P_\beta\left(\frac{2x}{w_1}-1\right),$$

$$I_x^{(w_2)}(x,d) = \sum_{\beta=0}^{\infty} C_\beta^{(2)} P_\beta\left(2\,\frac{x-w_1-s_1}{w_2}-1\right), \qquad (8)$$

где $C_\beta^{(n)}$ — коэффициенты разложения и P_β — полиномы Лежандра.

Подстановка выражений (8) в (7) преобразует систему интегральных уравнений в систему алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов $C_\beta^{(n)}$, которая решается численно. Решение алгебраической системы позволяет вычислить плотности токов на решеточном затворе, используя выражения (8), и электрические поля и токи во всех точках элементарной ячейки графеновой структуры с помощью выражений (4), граничных условий (2) и уравнений Максвелла.

Для вычисления потоков энергии в графеновой структуре использован усредненный по времени вектор Умова–Пойнтинга $\mathbf{S} = 0.5\,\mathrm{Re}[\mathbf{EH}^*]$, где $\mathbf{E}$ — вектор электрического поля и $\mathbf{H}$ — вектор магнитного поля. Поскольку при выбранной поляризации падающей волны будут возбуждаться только ТМ дифракционные поля с компонентами (E_x, E_z, H_y), то вектор потока Умова–Пойнтинга будет иметь только две компоненты

$$S_x = -\frac{1}{2}\,\mathrm{Re}(E_z H_y^*),$$

$$S_z = \frac{1}{2}\,\mathrm{Re}(E_x H_y^*).$$

Вычислим поток мощности падающей волны как

$$S_z^{\mathrm{inc}} = -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon_1\varepsilon_0}{\mu_0}}\,|E_x^{\mathrm{inc}}|^2,$$

поток мощности отраженной от графеновой структуры волны как

$$S_z^{\mathrm{R}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon_1\varepsilon_0}{\mu_0}}\,|e_{x,0}^{(1)}|^2$$

и поток мощности прошедшей через графеновую структуру волны как

$$S_z^{\mathrm{T}} = -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon_3\varepsilon_0}{\mu_0}}\,|e_{x,0}^{(3)}|^2.$$

Тогда коэффициент поглощения ТГц волны в графеновой структуре может быть записан как

$$A = 1 - \frac{S_z^T + S_z^R}{S_z^{\mathrm{inc}}}.$$

Усредненный по пространственному периоду структуры поток электромагнитной мощности вдоль графена (в x-направлении), возникающий в результате возбуждения бегущей плазменной волны, может выть вычислен как

$$S_x^P = \frac{1}{L}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_0^L S_x\,dx\,dz. \qquad (9)$$

Интегрирование по координате z учитывает вклад всех высших эванесцентных фурье-гармоник электромагнитного поля плазмона. Поток мощности плазмона (9) может быть записан как сумма двух встречных потоков $S_x^P = S_x^{P+} + S_x^{P-}$, один из которых (S_x^{P+}) направлен в положительном направлении оси x, а другой — в отрицательном (S_x^{P-}), при этом каждый из них должен суммировать потоки во всех трех средах

$$S_x^{P+} = S_x^{P1+} + S_x^{P2+} + S_x^{P3+},$$

$$S_x^{P-} = S_x^{P1-} + S_x^{P2-} + S_x^{P3-}.$$

Вклады потоков Умова–Пойнтинга различных направлений в различных средах вычисляются с помощью следующих выражений:

$$S_x^{P1+} = \frac{\omega\varepsilon_1\varepsilon_0}{4}\sum_{p>0}\frac{q_p}{|q_{z,p}^{(1)}|^2}\,\frac{\beta_p^{(1)}|e_{x,p}^{(1)}|^2}{\mathrm{Im}(q_{z,p}^{(1)})},$$

$$S_x^{P2+} = \frac{\omega\varepsilon_2\varepsilon_0}{4}\sum_{p>0}\frac{q_p}{|q_{z,p}^{(2)}|^2}\,\frac{\beta_p^{(2,2)}|e_{x,p}^{(2,2)}|^2 - \beta_p^{(2,1)}|e_{x,p}^{(2,1)}|^2}{\mathrm{Im}(q_{z,p}^{(2)})}$$
$$-\,\omega\varepsilon_2\varepsilon_0 d\sum_{p>0}\frac{q_p}{|q_{z,p}^{(2)}|^2}\,\mathrm{Re}\big(e_{x,p}^{(2,1)}(e_{x,p}^{(2,2)})^*\big),$$

$$S_x^{P3} = \frac{\omega\varepsilon_3\varepsilon_0}{4}\sum_{p>0}\frac{q_p}{|q_{z,p}^{(3)}|^2}\,\frac{|e_{x,p}^{(3)}|^2}{-\mathrm{Im}\big(q_{z,p}^{(3)}\big)}$$

и

$$S_x^{P1-} = \frac{\omega\varepsilon_1\varepsilon_0}{4}\sum_{p<0}\frac{q_p}{|q_{z,p}^{(1)}|^2}\,\frac{\beta_p^{(1)}|e_{x,p}^{(1)}|^2}{\mathrm{Im}(q_{z,p}^{(1)})},$$

$$S_x^{P2-} = \frac{\omega\varepsilon_2\varepsilon_0}{4}\sum_{p<0}\frac{q_p}{|q_{z,p}^{(2)}|^2}\,\frac{\beta_p^{(2,2)}|e_{x,p}^{(2,2)}|^2 - \beta_p^{(2,1)}|e_{x,p}^{(2,1)}|^2}{\mathrm{Im}(q_{z,p}^{(2)})}$$
$$-\,\omega\varepsilon_2\varepsilon_0 d\sum_{p<0}\frac{q_p}{|q_{z,p}^{(2)}|^2}\,\mathrm{Re}\big(e_{x,p}^{(2,1)}(e_{x,p}^{(2,2)})^*\big),$$

$$S_x^{P3-} = \frac{\omega\varepsilon_3\varepsilon_0}{4}\sum_{p<0}\frac{q_p}{|q_{z,p}^{(3)}|^2}\,\frac{|e_{x,p}^{(3)}|^2}{-\mathrm{Im}(q_{z,p}^{(3)})},$$

где

$$\beta_p^{(1)} = \exp\left(-2\,\mathrm{Im}(q_{z,p}^{(1)})d\right),$$

$$\beta_p^{(2,n)} = \exp\left((-1)^n 2\,\mathrm{Im}(q_{z,p}^{(2)})d\right) - 1.$$

Для описания эффективности преобразования мощности падающей ТГц волны в бегущую плазменную волну вводится коэффициент $T_P = S_x^P/|S_{L,x}^{\mathrm{inc}}|$, где $S_{L,x}^{\mathrm{inc}} = LS_z^{\mathrm{inc}}$ — плотность потока падающей волны на элементарную ячейку периодической структуры. Тогда коэффициент преобразования $T_P^+ = S_x^{P+}/|S_{L,z}^{\mathrm{inc}}|$ будет описывать преобразование падающей электромагнитной волны в плазмон, переносящий энергию в положительном направлении оси x, а коэффициент преобразования $T_P^- = S_x^{P-}/|S_{L,z}^{\mathrm{inc}}|$ будет соответствовать отрицательному направлению оси x.

3. Результаты расчетов и их обсуждение

При расчетах использовались следующие параметры графеновой структуры: $w_2 = 0.5$ мкм, $s_1 = 0.25$ мкм, $s_2 = 0.1$ мкм, $d = 25$ нм. В рассматриваемой графеновой структуре возможно возбуждение так называемых „подзатворных“ плазмонов, волновые вектора которых квантуются как $k_x = \pi n/w_l$ (для $l = 1, 2$), где w_l — ширины различных затворных электродов в элементарной ячейке и n — целое число. В пространственно симметричной структуре только радиационные плазмонные моды (с $n = 1, 3, 5, \ldots$) могут возбуждаться падающей волной. В то время как в пространственно асимметричной структуре возможно возбуждение „нерадиационных“ плазмонных мод (с $n = 2, 4, 6, \ldots$) [15]. В рассматриваемой графеновой структуре было исследовано преобразование падающей электромагнитной ТГц волны в бегущий плазмон при возбуждении „подзатворных“ плазмонных

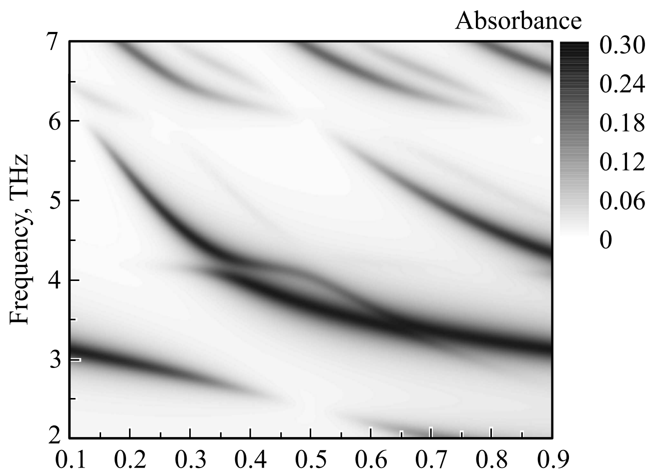

Рис. 2. Спектр коффициента поглощения периодической графеновой структуры A в засимости от ширины затворного электрода w_1.

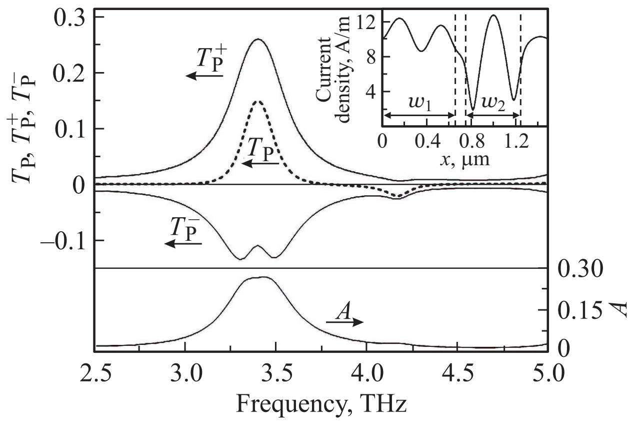

Рис. 3. Спектры коэффициентов преобразования мощности падающей волны в мощность бегущего плазмона T_P, T_P^+, и T_P^- при ширине затворного электрода $w_1 = 0.656$ мкм. Кривая коэффициента поглощения A графеновой структуры в нижней части рисунка получена как сечение рис. 2 при $w_1 = 0.656$ мкм. На вставке в верхней части рисунка показано пространственное распределение плотности осциллирующего тока в элементарной ячейке графена в плазмонном резонансе на частоте 3.4 ТГц при $w_1 = 0.656$ мкм.

мод с различными $k_x = \pi n/w_l$. На рис. 2 показана зависимость спектра коэффициента поглощения в графеновой структуре от ширины затворного электрода w_1. Плазмонные моды, коэффициент поглощения которых не зависит от w_1, резонансно возбуждаются под затворным электродом w_2, и моды, для которых частота обратно пропорциональна ширине затворного электрода w_2, возбуждаются под затворным электродом w_2 (рис. 2). Наиболее эффективными с точки зрения увеличения коэффициента преобразования падающей ТГц волны в бегущий плазмон T_P являются такие плазмонные резонансы, когда под одним затворным электродом резонансно возбуждается „радиационная“ плазмонная мода с волновым вектором $k_x = \pi/w_2$, а под другим затворным электродом — „нерадиационная“ плазмонная мода с волновым вектором $k_x = \pi 2/w_1$ (на рис. 2 показаны две такие точки): 1) на частоте 3.4 ТГц и $w_1 = 0.656$ мкм и 2) на частоте 4.1 ТГц и $w_1 = 0.36$ мкм). При расчетах произведена оптимизация графеновой структуры для получения наибольшего коэффициента преобразования T_P на частоте 3.4 ТГц при $w_1 = 0.656$ мкм по параметрам w_2, d и коэффициенту асимметрии $K = 1 - s_1/s_2$, при постоянной сумме $s_1 + s_2$.

Максимально достижимый коэффициент преобразования в этом случае составил 15% для времени релаксации импульса носителей заряда 1 пс (рис. 3) и коэффициента асимметрии $K = 0.6$. При возбуждении такого плазмонного резонанса потоки мощности в положительном T_P^+ и отрицательном T_P^- направлении оси x испытывают резонанс и отличаются друг от друга в 2 раза (рис. 3). Пространственное распределение E_x компоненты электрического поля в графене для плазмонной моды с максимальным коэффициентом преобразования показано на вставке к рис. 3, где показано одновременное возбуждение „радиационной“ и „нерадиационной“ плазмонных мод.

Максимальное различие между потоками мощности плазмона в положительном T_P^+ и отрицательном T_P^- направлении оси x (рис. 4) можно наблюдать при резонансном возбуждении только „нерадиационной“ подзатворной моды. Графеновая структура была оптимизирована по параметрам s_1, s_2, w_2, d и коэффициенту асимметрии К в целях увеличения коэффициента преобразования мощности в однонаправленно распространяющийся плазмон. На рис. 4 показаны резонансы возбуждения двух „нерадиационных“ мод с волновым вектором

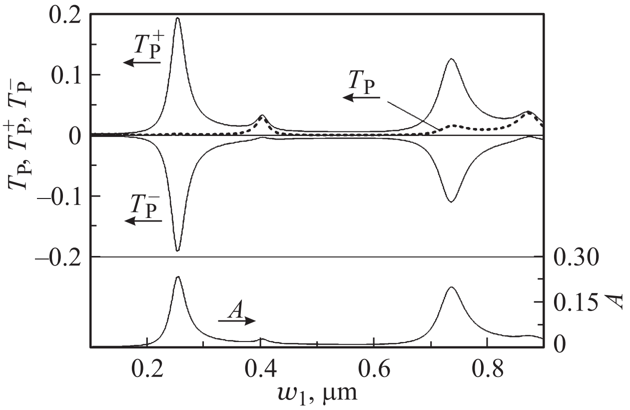

Рис. 4. Зависимость коэффициентов преобразования мощности падающей волны в мощность бегущего плазмона T_P, T_P^+ и T_P^- от ширины затворного электрода w_1 на частоте 4.875 ТГц. Кривая коэффициента поглощения A графеновой структуры в нижней части рисунка получена как сечение рис. 2 на частоте 4.875 ТГц.

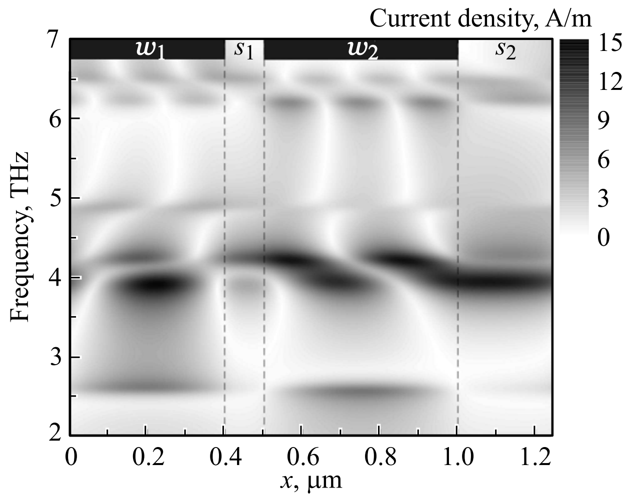

Рис. 5. Пространственное распределение плотности осциллирующего тока в элементарной ячейке графена при резонансном возбуждении „нерадиационной“ плазмонной моды с волновым вектором $k_x = 2\pi/w_1$ на частоте 4.875 ТГц при $w_1 = 0.404$ мкм.

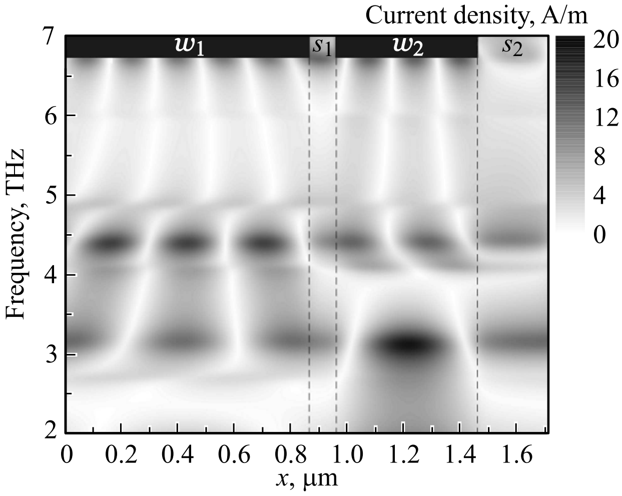

Рис. 6. Пространственное распределение плотности осциллирующего тока в элементарной ячейке графена при резонансном возбуждении „нерадиационной“ плазмонной моды с волновым вектором $k_x = 4\pi/w_1$ на частоте 4.875 ТГц при $w_1 = 0.872$ мкм.

$k_x = 2\pi/w_1$ и $w_1 = 0.404$ мкм и волновым вектором $k_x = 4\pi/w_1$ и $w_1 = 0.872$ мкм на частоте 4.875 ТГц. Максимальное преобразование мощности в однонаправленный плазмон происходит при возбуждении „нерадиационной“ моды с волновым вектором $k_x = 4\pi/w_1$ (рис. 2 на частоте 4.875 ТГц и $w_1 = 0.872$ мкм) при коэффициенте асимметрии графеновой структуры $K = 0.6$ (рис. 4). Выяснено, что в этом случае, несмотря на сравнительно небольшой коэффициент преобразования мощности падающей волны в бегущую мощность плазмона T_P, разница между потоками мощности плазмона T_P^+ и T_P^- может превышать порядок величины (рис. 4 при $w_1 = 0.872$ мкм). Пространственное распределение компоненты электрического поля в графене для „нерадиационной“ плазмонной моды с волновым вектором $k_x = 2\pi/w_1$ показано на рис. 5, а для плазмонной моды с волновым вектором $k_x = 4\pi/w_1$ — на рис. 6.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе показано, что в периодической графеновой структуре с двойным решеточным затвором и асимметричной элементарной ячейкой возможно возбуждение бегущих плазмонных мод внешней ТГц волной, нормально падающей на плоскость структуры. Наибольший коэффициент преобразования мощности падающей волны в бегущий плазмон достигается при одновременном резонансном возбуждении „радиационной“ и „нерадиационной“ плазмонных мод под разными затворными электродами в элементарной ячейке структуры.

При резонансном возбуждении только „нерадиационной“ плазмонной моды в графеновой структуре мощность падающей волны преобразуется в однонаправленно бегущий плазмон. Причем различие между встречными потоками мощности плазмона может составлять больше порядка величины.

Финансирование работы

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 18-79-10041.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.N. Grigorenko, M. Polini, K.S. Novoselov. Nature Photonics, **6**, 749 (2012).
[2] F.H.L. Koppens, T. Mueller, P. Avouris, A.C. Ferrari, M.S. Vitiello, M. Polini. Nature Nanotech., **9**, 780 (2014).
[3] F.J. García de Abajo. ACS Photonics, **1**, 135 (2014).
[4] A.K. Geim, I.V. Grigorieva. Nature, **499**, 419 (2013).
[5] D. Svintsov, V. Vyurkov, S. Yurchenko, T. Otsuji, V. Ryzhii. J. Appl. Phys., **111**, 083715 (2012).
[6] T. Zhao, S. Gong, M. Hu, R. Zhong, D. Liu, X. Chen, P. Zhang, X. Wang, C. Zhang, P. Wu, S. Liu. Scientific Rep., **5**, 16059 (2015).
[7] H. Yan, T. Low, W. Zhu, Y. Wu, M. Freitag, X. Li, F. Guinea, P. Avouris, F. Xia. Nature Photonics, **7**, 394 (2013).
[8] B. Wunsch, T. Stauber, F. Sols, F. Guinea. New J. Phys., **8**, 318 (2006).
[9] P. Alonso-Gonzalez, A.Y. Nikitin, Y. Gao, A. Woessner, M.B. Lundeberg, A. Principi, N. Forcellini, W. Yan, S. Velez, A.J. Huber, K. Watanabe, T. Taniguchi, F. Casanova, L.E. Hueso, M. Polini, J. Hone, F.H.L. Koppens, R. Hillenbrand. Nature Nanotech., **12**, 31 (2017).
[10] N. Kumada, S. Tanabe, H. Hibino, H. Kamata, M. Hashisaka, K. Muraki, T. Fujisawa. Nature Commun., **4**, 1363, (2013).
[11] L. Du, D. Tang. J. Optical Soc. America A, **31**, 691 (2014).
[12] T. Wenger, G. Viola, J. Kinaret, M. Fogelstrom, P. Tassin. Phys. Rev. B, **97**, 085419 (2018).
[13] Y.V. Bludov, M.I. Vasilevskiy, N.M.R. Peres. J. Appl. Phys., **112**, 084320 (2012).
[14] A.Y. Nikitin, P. Alonso-Gonzalez, R. Hillenbrand. Nano Lett., **14**, 2896 (2014).
[15] V.V. Popov, D.V. Fateev, E.L. Ivchenko, S.D. Ganichev. Phys. Rev. B, **91**, 235436 (2015).
[16] D.V. Fateev, K.V. Mashinsky, V.V. Popov. Appl. Phys. Lett., **110**, 061106 (2017).
[17] L.A. Falkovsky, A.A. Varlamov. Eur. Phys. J. B, **56**, 281 (2007).
[18] M.S. Jang, V.W. Brar, M.C. Sherrott, J.J. Lopez, L. Kim, S. Kim, M. Choi, H.A. Atwater. Phys. Rev. B, **90**, 165409 (2014).

Редактор Г.А. Оганесян

Lateral energy transfer by plasmons excited by a terahertz wave in a periodic spatially asymmetric graphene structure

D.V. Fateev[1,2], *K.V. Mashinsky*[1], *I.M. Moiseenko*[1], *V.V. Popov*[1]

[1] Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 410019 Saratov, Russia
[2] Saratov State University, 410012 Saratov, Russia

Abstract The transformation of the power of terahertz wave normally incident onto a periodic graphene structure into the power of propagating plasmon is studied theoretically. The regime of the maximum transformation of the power of the incident radiation into the power of a traveling plasmon and the regime of the excitation of a unidirectional-traveling plasmon are found. It was shown that up to 15% of the power of the incident wave can be transformed into a propagating plasmon.