

Электрическая перестройка усиления терагерцового излучения в периодической плазмонной графеновой структуре с инжекцией носителей заряда

© О.В. Полищук¹, Д.В. Фатеев¹, В.В. Попов^{1,2}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 410019 Саратов, Россия

² Саратовский национальный исследовательский государственный университет, 410012 Саратов, Россия

E-mail: polischuk.sfire@mail.ru, popov_slava@yahoo.co.uk

(Получена 25 апреля 2018 г. Принята к печати 7 мая 2018 г.)

Теоретически исследована зависимость терагерцовой резонансной частоты плазмона в точке генерации от величины квазиэнергии Ферми на участке графена с инверсной населенностью носителей заряда и от энергии Ферми в подзатворных p - и n -областях в периодической $p-i-n$ -структуре на основе графена с инжекционной накачкой. Таким образом, показана возможность создания электрически частотно-перестраиваемых наноразмерных плазмонных графеновых усилителей и генераторов в широком терагерцовом частотном диапазоне при комнатной температуре.

DOI: 10.21883/FTP.2018.12.46752.31

1. Введение

В последнее время особое внимание уделяется плазменным колебаниям носителей заряда в графене, возбуждаемым в терагерцовом (ТГц) частотном диапазоне. Графен — двумерный монослой графита обладает представляющими большой интерес особенными электронными свойствами, вытекающими из линейного вида бесщелевого энергетического спектра носителей заряда $E = \pm V_F |p|$ (см. вставку на рис. 1, b), где E и p — энергия и импульс электрона (дырки) соответственно, $V_F = 10^8$ см/с — скорость Ферми, которая является постоянной величиной для графена, верхний и нижний знаки относятся к зоне проводимости и валентной зоне соответственно [1,2]. Графен обладает сильным плазмонным откликом на ТГц-частотах, что обусловлено как высокой плотностью, так и малой „релятивистской“ эффективной массой свободных носителей заряда $m_F = E_F/V_F^2$ где E_F — энергия Ферми. Экспериментальные доказательства существования плазмонов в графене приведены в работах [3,4].

Когда межзонные электронно-дырочные радиационные переходы преобладают над внутризонными потерями в инвертированном графене, действительная часть проводимости графена становится отрицательной [5], что может приводить к эмиссии ТГц-излучения из графена [6,7]. Теоретически предсказанное усиление плазмонов в оптически накачанном графене [6] экспериментально доказано путем наблюдения стимулированной эмиссии ТГц-фотонов с возбуждением плазмонов в графене [8]. Возникновение отрицательной высокочастотной дифференциальной проводимости графена в ТГц частотном диапазоне за счет оптической [6], инжекционной [9] и диффузионной [10] накачки было исследовано в целях создания ТГц графенового лазера.

Вследствие малой групповой скорости плазмонов и сильной локализации плазмонного поля вблизи графенового слоя, плазмонное усиление в графене с инвертированным распределением носителей заряда может на несколько порядков величины превосходить фотонное усиление [5,6,11].

Плазмоны в структурированном графене сильно связаны с электромагнитными волнами, что делает графеновые наноструктуры перспективными для создания перестраиваемых плазмонных метаматериалов в ТГц-диапазоне [12–15].

В данной работе теоретически показана возможность создания электрически перестраиваемых по частоте наноразмерных плазмонных усилителей и генераторов в ТГц частотном диапазоне на основе графена с инжекционной накачкой.

2. Постановка задачи и метод решения

Рассмотрим бесконечный лист периодически структурированного графена, расположенный в плоскости $y = 0$, на поверхности подложки с вещественной диэлектрической постоянной ϵ_s (трехмерное схематическое изображение исследуемой структуры приведено на рис. 1, a , один период структуры показан на рис. 1, b). Планарная двойная периодическая решетка представляется последовательностью проводящих металлических полосок с периодом L , расположенных в плоскостях $y = d$, $y = 0$ и отделенных друг от друга слоем диэлектрика с вещественной диэлектрической постоянной ϵ_p . Каждая проводящая полоска двойной металлической решетки имеет нулевую толщину и бесконечна в z -направлении. Каждая полоска решетки в плоскости $y = d$ шириной $w_1 = w_3$ отделена от соседних полосок

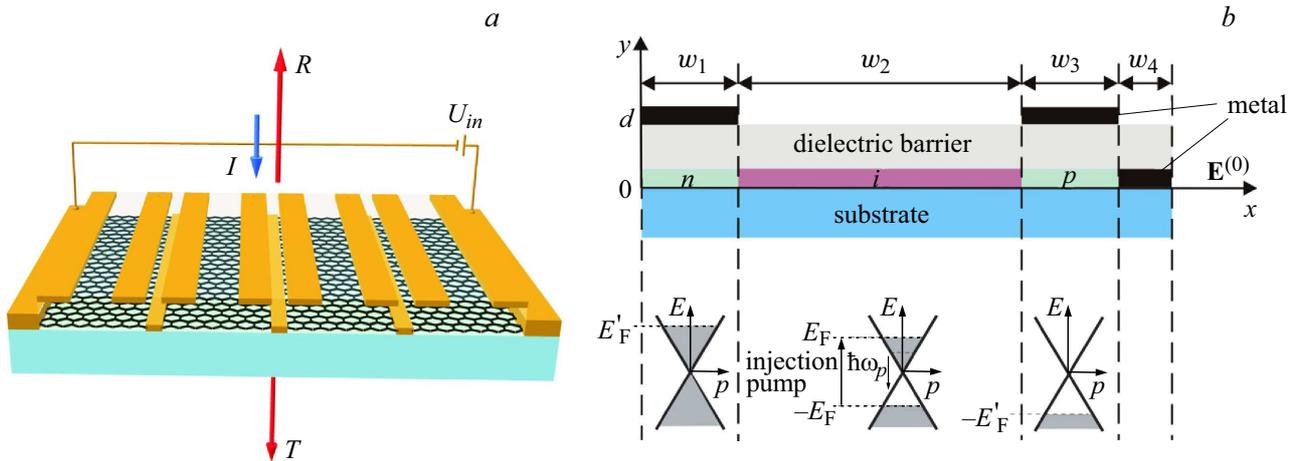


Рис. 1. *a* — схематическое изображение нескольких периодов исследуемой структуры. Падающая (*I*), отраженная (*R*), и прошедшая (*T*) волны показаны стрелками. *b* — схематическое изображение одного периода исследуемой структуры и система координат. Внешняя ТГц-волна падает сверху в направлении нормали к плоскости структуры с поляризацией электрического поля поперек полосок металлической решетки. На вставках внизу схематически показана зонная структура электрически допированного и инвертированного графена и процесс вынужденного излучения кванта плазмона $\hbar\omega_p$ в инжекционно накачанном графене.

разной ширины щелями. Полоски в плоскости $y = 0$ шириной w_4 разделяют области структурированного графена. Двумерная проводимость металлических полосок периодической решетки (Au в нашем случае) полагалась равной $\sigma_{me} = 2.5 \text{ Ом}^{-1}$.

Окружающая среда при $y > d$ имеет диэлектрическую постоянную $\epsilon_a = 1$ (вакуум). Подача разнополярного электрического потенциала на соседние электроды металлической решетки в плоскости $y = d$ приводит к созданию *n*- и *p*-областей в графене, расположенных под этими электродами (рис. 1, *b*), для которых проводимость электрически допированного графена определяется формулой [16,17]:

$$\sigma_{Gr}^{(n,p)}(\omega) = \frac{e^2 8\tau k_B T}{4\pi \hbar^2 (1 - i\omega\tau)} \ln \left[2 \cosh \left(\frac{E'_F}{2k_B T} \right) \right] + \frac{e^2}{4\hbar} G \left(\frac{\hbar\omega}{2} \right) - \frac{e^2 \omega}{i\pi} \int_0^\infty \frac{G(E) - G(\hbar\omega/2)}{(\hbar\omega)^2 - 4E^2} dE, \quad (1)$$

$$G(E) = \frac{\sinh(E/k_B T)}{\cosh(E/k_B T) + \cosh(E'_F/k_B T)}.$$

Здесь E'_F — энергия Ферми в *n*- и *p*-областях графена, температура T полагается равной 300 К, e — заряд электрона, k_B — постоянная Больцмана и \hbar — приведенная постоянная Планка. Первое слагаемое в формуле (1) описывает отклик в форме Друде с участием внутризонных процессов с феноменологическим временем рассеяния носителей заряда в графене τ . Второе слагаемое описывает межзонные переходы в электрически допированном графене. Отметим, что основной вклад в диссипацию энергии вносят внутризонные процессы. Вклад межзонных переносов мал и стремится к нулю с ростом энергии Ферми E'_F .

Инжекционная накачка электронов из *n*-области и дырок из *p*-области позволяет создать инвертированное распределение носителей заряда в межзатворной *i*-области графена, расположенной под широким просветом верхней металлической решетки. В этом случае отклик графена в инвертированной *i*-области характеризуется комплексной динамической ТГц-проводимостью [6]:

$$\sigma_{Gr}^{(i)}(\omega) = \frac{e^2 8k_B T \tau}{4\pi \hbar^2 (1 - i\omega\tau)} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F}{k_B T} \right) \right] + \frac{e^2}{4\hbar} \tanh \left(\frac{\hbar\omega - 2E_F}{4k_B T} \right) - \frac{e^2 \omega}{i\pi} \int_0^\infty \frac{G(E, E_F) - G(\hbar\omega/2, E_F)}{(\hbar\omega)^2 - 4E^2} dE, \quad (2)$$

$$G(E, E') = \frac{\sinh(E/k_B T)}{\cosh(E/k_B T) + \cosh(E'/k_B T)}.$$

Квазиэнергия Ферми E_F в *i*-области графена определяется падением инжекционного напряжения на длине этой области (квазиэнергия Ферми также зависит от величины времени рассеяния, времени рекомбинации и температуры) [18]. Действительная часть проводимости (2), ответственная за диссипацию энергии, учитывает два механизма рассеяния (с участием внутризонных процессов, описываемых феноменологическим временем рассеяния носителей заряда в графене τ , и межзонных переходов в инвертированном графене). Действительная часть проводимости инвертированной области графена $\sigma_{Gr}^{(i)}(\omega)$ может принимать отрицательные значения при превышении пороговой величины накачки. Для осуществления инжекции носителей заряда в *i*-область необходимо, чтобы энергия Ферми в *p*-

и n -областях графена была больше, чем квазиэнергия Ферми в i -области графена. Инвертированная область может служить активной средой для ТГц плазмонных усилителей и лазеров. Инжекционная накачка более эффективна и проста в технологическом отношении по сравнению с оптической накачкой.

Полагаем, что плоская монохроматическая электромагнитная волна падает из вакуума нормально на плоскость исследуемой структуры. Электрическое поле падающей волны $E^{(0)} \exp[ik_y^{(0)}y - i\omega t]$, где ω — круговая частота, $k_y^{(0)} = k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме, поляризовано поперек полосок решетки (вдоль оси x).

Задача решалась с использованием самосогласованного электродинамического подхода, методом интегральных уравнений аналогично алгоритму, разработанному авторами в [19]. Решается полная система уравнений Максвелла с разложением искомого электрических и магнитных полей по плоским волнам. В рассматриваемой геометрии искомое индуцированное электрическое поле имеет ненулевые x - и y -компоненты, тогда как искомое индуцированное магнитное поле имеет только ненулевую z -компоненту (p -поляризация).

Длина волны резонансной плазмонной моды, возбуждаемой в графене падающей ТГц-волной, определяется периодом L металлической решетки. Так как длина волны плазмона в графене гораздо (на 2–3 порядка) короче, чем длина электромагнитной волны на той же частоте [3,4], для возбуждения плазмонных резонансов в структуре необходимо выполнение условия $L \ll 2\pi/k_0$. В этом случае только нулевые фурье-гармоники E_{x0} электрического поля соответствуют бегущим волнам, излучаемым в окружающую среду и в подложку, а все фурье-гармоники более высокого порядка характеризуют эванесцентные поля, убывающие при $y \rightarrow \pm\infty$. Следовательно, коэффициенты отражения R и пропускания T исследуемой структуры в области дальнего поля могут быть вычислены соответственно как $R = |E_{x0}(d)|^2/|E^{(0)}|^2$ и $T = |E_{x0}(d)|^2\sqrt{\epsilon_s}/|E^{(0)}|^2$. Коэффициент поглощения/усиления рассчитывается как $A = P_{\text{abs}}/P_0$, где P_0 — ТГц-мощность, падающая на единицу площади структуры, и

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2L} \int_0^L \text{Re}[\sigma(\omega, x)] |E_x(x, 0)|^2 dx \quad (3)$$

— ТГц-мощность, поглощенная на единицу площади структуры. Явный вид зависимости разрывной функции проводимости $\sigma(\omega, x)$ от координат имеет вид

$$\sigma(\omega, x) = \begin{cases} \sigma_{w1,0} = \sigma_{\text{Gr}}^{(n,p)}(\omega) & \text{при } 0 < x < w_1, \\ \sigma_{w2,0} = \sigma_{\text{Gr}}^{(i)}(\omega) & \text{при } w_1 < x < w_1 + w_2, \\ \sigma_{w3,0} = \sigma_{\text{Gr}}^{(n,p)}(\omega) & \text{при } w_1 + w_2 < x < w_1 + w_2 + w_3, \\ \sigma_{w4,0} = \sigma_{\text{Me}} & \text{при } w_1 + w_2 + w_3 < x < L \end{cases}$$

в плоскости $y = 0$ и

$$\sigma(\omega, x) = \begin{cases} \sigma_{w1,d} = \sigma_{\text{Me}} & \text{при } 0 < x < w_1, \\ 0 & \text{при } w_1 < x < w_1 + w_2, \\ \sigma_{w3,d} = \sigma_{\text{Me}} & \text{при } w_1 + w_2 < x < w_1 + w_2 + w_3, \\ 0 & \text{при } w_1 + w_2 + w_3 < x < L \end{cases}$$

в плоскости $y = d$.

Закон сохранения энергии $R + T + A = 1$ выполняется как в режиме поглощения ($A > 0$), так и в режиме усиления ($A < 0$).

Расчеты выполнены для реалистичных параметров исследуемой графеновой структуры (рис. 1) с периодом 1.6 мкм при комнатной температуре ($\tau = 10^{-12}$ с). Период структуры состоит из четырех участков: $w_1 = w_3 = 0.25$ мкм, $w_2 = 1$ мкм, $w_4 = 0.1$ мкм. Толщина барьерного слоя d составляет 80 нм, диэлектрическая постоянная барьерного слоя $\epsilon_b = 4$ и диэлектрической подложки $\epsilon_s = 11.7$ (Si). В расчетах использовались реалистичные значения квазиэнергии Ферми $E_F < 70$ мэВ, реализуемые при инжекционной накачке графена [18].

3. Результаты расчетов и их обсуждение

Планарная двойная металлическая периодическая решетка представляет собой в данной структуре с одной стороны эффективную антенну для падающего ТГц-излучения, с другой — она образует распределенный планарный резонатор для плазмонных мод, возбуждаемых или генерируемых в графене соответственно падающим ТГц-излучением или стимулированной плазмонной эмиссией. Графен с двойной металлической периодической решеткой поддерживает плазмонные коллективные моды, когерентно колеблющиеся на всей площади структуры. Красный лепесток на рис. 2, a соответствует плазмонному резонансу в режиме усиления. Усиление ТГц-волны связано со стимулированной межзонной излучательной рекомбинацией электронно-дырочных пар в i -области графена.

Сплошная черная линия на рис. 2 разделяет области режима усиления и режима поглощения и соответствует нулевым значениям коэффициента поглощения (A). При этом усиление в активной i -области графена скомпенсировано поглощением в пассивных p - и n -областях. В каждой точке рис. 2 выше сплошной черной линии усиление в активной i -области графена превышает поглощение в пассивных p - и n -областях. Усиление ТГц-волны на частоте плазмонного резонанса на несколько порядков больше, чем вдали от резонансов (последнее соответствует фотонному усилению в инвертированном графене) [20]. Усиление на частоте плазмонного резонанса резко возрастает (при соответствующем резком умень-

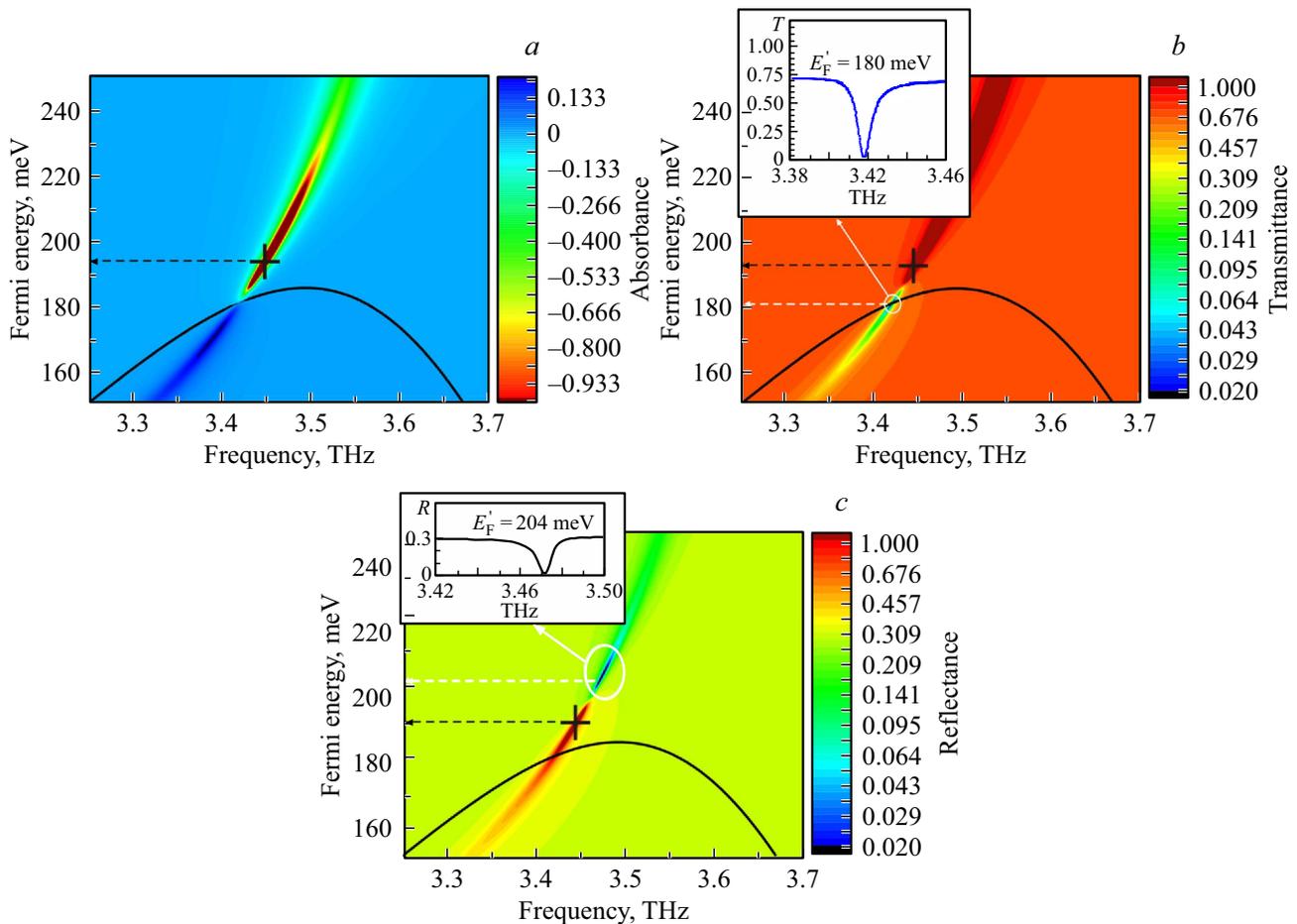


Рис. 2. *a* — коэффициент поглощения/усиления ТГц-мощности в зависимости от энергии Ферми на подзатворных *p*- и *n*-участках графена и частоты падающей ТГц-волны для основного плазменного резонанса. Период металлической решетки $L = 1.6$ мкм, ширина области активного графена 1 мкм, электрически допированных *p*- и *n*-участков графена — 0.25 мкм. Толщина барьерного слоя (Si) $d = 80$ нм. Величина квазиэнергии Ферми на активном *i*-участке графена $E_F = 40$ мэВ. Крестом отмечено положение точки генерации ТГц-излучения в исследуемой структуре. *b* — коэффициент прохождения ТГц-мощности в зависимости от энергии Ферми на подзатворных *p*- и *n*-участках графена и частоты падающей ТГц-волны для основного плазменного резонанса. Параметры структуры те же (см. рис. 2, *a*). Крестом отмечено положение точки генерации ТГц-излучения в исследуемой структуре (соответствует максимуму коэффициента прохождения). Белым кружком отмечена окрестность нулевого значения коэффициента прохождения (см. вставку к рис. 2, *b*). *c* — коэффициент отражения ТГц-мощности в зависимости от энергии Ферми на подзатворных *p*- и *n*-участках графена и частоты падающей ТГц-волны для основного плазменного резонанса. Параметры структуры те же, что на рис. 2, *a*. Крестом отмечено положение точки генерации ТГц-излучения в исследуемой структуре (соответствует максимуму коэффициента отражения). Белым кружком отмечена окрестность нулевого значения коэффициента отражения (см. вставку к рис. 2, *c*).

шении ширины линии усиления) при определенном значении энергии Ферми E'_F в подзатворных *p*- и *n*-областях графена. Это соответствует режиму самовозбуждения коллективных плазмонных мод в графене с двойной металлической периодической решеткой и, как следствие, ТГц-генерации из структуры. Как было показано в работе [20], генерация наступает, когда суммарные потери энергии за счет электронного рассеяния в графене и излучения электромагнитной энергии из структуры (на активных и пассивных участках) компенсируются плазмонным усилением, что обеспечивает высокую когерентность коллективной плазмонной моды. Значение энергии Ферми E'_F , соответствующее ТГц-генерации на

основном плазмонном резонансе, отмечено крестом на рис. 2, *a*. Как показывает поведение коэффициентов прохождения (T) и отражения (R) исследуемой структуры в области дальнего поля, представленных на рис. 2, *b* и *c*, поток мощности, излученной на периоде структуры, направлен в обе стороны (по ходу и против хода падающей ТГц-волны), за исключением двух особых точек. Коэффициент прохождения $T = 0$ (см. вставку на рис. 2, *b*), если резонансная частота плазмона лежит на линии нулевого поглощения. Коэффициент отражения $R = 0$ (см. вставку на рис. 2, *c*) в окрестности частот и значений уровня Ферми на пассивных подзатворных *n*(*p*)-участках, показанной белым кружком.

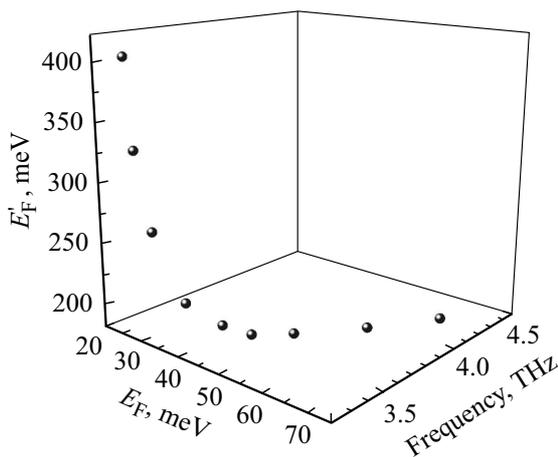


Рис. 3. Резонансная частота плазмона в точке самовозбуждения как функция величины квазиэнергии Ферми E_F в активной i -области графена и энергии Ферми E'_F в подзатворных p - и n -областях исследуемой $p-i-n$ -структуры. Параметры структуры те же (см. рис. 2, а).

На рис. 3 представлена численно рассчитанная зависимость ТГц резонансной частоты плазмона в точке самовозбуждения (генерации) от величины квазиэнергии Ферми E_F на участке графена с инверсной населенностью носителей заряда (в i -области) и от энергии Ферми E'_F в подзатворных p - и n -областях.

Величина E'_F определяется величиной разнополярного потенциала, прикладываемого к соседним полоскам металлической решетки, тогда как E_F определяется величиной тянущего напряжения, приложенного к неоднородному графену [18].

Таким образом, частота генерации может перестраиваться непрерывно в широком диапазоне ТГц-частот изменением разнополярного потенциала, прикладываемого к соседним полоскам металлической решетки, и тянущего напряжения, приложенного к неоднородному графену.

4. Заключение

Периодическая $p-i-n$ -структура на основе графена с инжекцией носителей заряда поддерживает плазмонные коллективные моды, когерентно колеблющиеся на всей площади структуры. Теоретические расчеты показывают, что суммарные потери энергии за счет электронного рассеяния в графене и излучения электромагнитной энергии из структуры могут быть скомпенсированы плазмонным усилением в области инвертированного графена. Резонансная частота плазменных колебаний в графене в точке генерации может варьироваться как положением квазиуровня Ферми в активном инвертированном i -участке, так и положением уровня Ферми в пассивных подзатворных $n(p)$ -участках. Полученные результаты показывают возможность создания компактных, электрически частотно перестраиваемых наноразмерных

плазмонных усилителей и генераторов в широком ТГц частотном диапазоне на основе графена с инжекционной накачкой при комнатной температуре.

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] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 109 (2009).
- [3] J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González, S. Thongrattanasiri, F. Huth, R. Hillenbrand, F.H.L. Koppens et al. *Nature*, **487**, 77 (2012).
- [4] Z. Fei, A.S. Rodin, G.O. Andreev, W. Bao, A.S. McLeod, M. Wagner. *Nature*, **487**, 82 (2012).
- [5] V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji. *J. Appl. Phys.*, **101**, 083114 (2007).
- [6] A. Dubinov, V.Y. Aleshkin, V. Mitin, T. Otsuji, V. Ryzhii. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23**, 145302 (2011).
- [7] V. Ryzhii, M. Ryzhii, V. Mitin, A. Satou, T. Otsuji. *Jpn. J. Appl. Phys.*, pt 11, **50**, 094001 (2011).
- [8] T. Watanabe, T. Fukushima, Y. Yabe, St.A.B. Tombet, A. Satou. *New J. Phys.*, **15**, 075003 (2013).
- [9] V. Ryzhii, M. Ryzhii, V. Mitin, T. Otsuji. *J. Appl. Phys.*, **110**, 094503 (2011).
- [10] Ar.R. Davoyan, M.Yu. Morozov, V.V. Popov, A. Satou, T. Otsuji. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 251102 (2013).
- [11] F. Rana. *IEEE Trans. Nanotechn.*, **7**, 91 (2008).
- [12] S. Thongrattanasiri, F.H.L. Koppens, F. Javier García de Abajo. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 047401 (2012).
- [13] A.Yu. Nikitin, F. Guinea, F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno. *Phys. Rev. B*, **85**, 081405 (2012).
- [14] F.H.L. Koppens, D.E. Chang, F.J. Garcia de Abajo. *Nano Lett.*, **11**, 3370 (2011).
- [15] A. Vakil, N. Engheta. *Science*, **332**, 1291 (2011).
- [16] L.A. Falkovsky, A.A. Varlamov. *Eur. Phys. J. B*, **56**, 281 (2007).
- [17] 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).
- [18] V. Ryzhii, I. Semenikhin, M. Ryzhii, D. Svintsov, V. Vyurkov, A. Satou, T. Otsuji. *J. Appl. Phys.*, **113**, 244505 (2013).
- [19] O.B. Полищук, Д.В. Фатеев, В.В. Попов. *ФТП*, **51** (11), 1514 (2017). [O.V. Polischuk, D.V. Fateev, V.V. Popov. *Semiconductors*, **51** (11), 1460 (2017)].
- [20] V.V. Popov, O.V. Polischuk, A.R. Davoyan, V. Ryzhii, T. Otsuji, M.S. Shur. *Phys. Rev. B*, **86**, 195437 (2012).

Редактор А.Н. Смирнов

Electrical tunability of terahertz amplification in a periodic plasmon graphene structure with charge carrier injection

O.V. Polischuk¹, D.V. Fateev¹, V.V. Popov^{1,2}

¹ Kotelnikov Institute of
Radio Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
410019 Saratov, Russia

² Saratov State University,
410012 Saratov, Russia

Abstract The dependence of the plasmon terahertz resonant frequency in the generation regime versus the value of the quasi-Fermi energy in the active (ungated) graphene region with the inverse population of charge carriers and the Fermi energy in the gated *p*- and *n*-regions in a periodic *p-i-n*-structure based on graphene with injection pumping, was theoretically investigated. It has been shown that it is possible to create electrically frequency-tunable nanosized plasmon graphene amplifiers and generators in a broad terahertz frequency range at room temperature.