

Сверхизлучательное усиление терагерцового излучения при возбуждении плазмонных мод в инвертированном графене с планарным распределенным брэгговским микрорезонатором

© О.В. Полищук[†], В.В. Попов^{†¶}, Т. Otsuji*

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

* Research Institute for Electrical Communication, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

(Получена 22 апреля 2015 г. Принята к печати 12 мая 2015 г.)

Теоретически показано, что условие стимулированной генерации терагерцового излучения плазмонами в графене с планарным распределенным брэгговским резонатором может быть реализовано на двух различных частотах для каждой плазмонной моды. Такое поведение связано со сверхизлучательным характером коллективной плазмонной моды, вследствие чего радиационное затухание плазмонов растет суперлинейно с увеличением мощности накачки. В результате кривые зависимостей радиационного затухания и плазмонного усиления от мощности накачки пересекаются в двух точках, соответствующих разным режимам генерации.

1. Введение

Исследование графена представляет большой интерес благодаря уникальным электронным свойствам этого материала, вытекающим из линейного (дираковского) безщелевого энергетического спектра носителей заряда [1]. Вынужденное излучение фотонов в инвертированном графене недавно наблюдалось в терагерцовом (ТГц) диапазоне [2]. По сравнению с вынужденным излучением электромагнитных мод (фотонов) вынужденное излучение плазмонов при межзонных переходах носителей заряда в инвертированном графене является гораздо более сильным эффектом за счет малой групповой скорости плазмонов в графене и сильной локализации плазмонного поля вблизи графена [3]. Однако большой коэффициент усиления плазмонов в графене приводит к потере когерентности плазмонной моды, что препятствует стимулированной ТГц генерации. Эта проблема может быть решена путем стимулированного возбуждения коллективных плазмонных мод в планарном массиве периодических графеновых микрорезонаторов [4] или в графене с распределенным планарным брэгговским резонатором [5]. Как показано в работах [4,5], усиление ТГц волны на частоте плазмонного резонанса оказывается на несколько порядков больше, чем вдали от резонанса (последнее соответствует фотонному усилению в инвертированном графене) из-за сильной локализации плазмонов и сверхизлучательного характера коллективной плазмонной моды.

В данной работе показано, что сверхизлучательный характер коллективной плазмонной моды в графене с распределенным планарным брэгговским резонатором, образованным металлической решеткой, изолированной от графена тонким барьерным слоем, приводит к возможности стимулированной ТГц генерации на двух различных частотах для каждой плазмонной моды.

2. Постановка задачи и метод решения

Рассмотрим бесконечный лист графена, расположенный в плоскости $y = 0$ на поверхности подложки с вещественной диэлектрической постоянной ϵ_s (см. рис. 1). Планарный брэгговский резонатор представляется последовательностью идеально проводящих полосок нулевой толщины с периодом L , расположенных в плоскости $y = d$ и отделенных от графена слоем диэлектрика с вещественной диэлектрической проницаемостью ϵ_b . Каждая идеально проводящая полоска брэгговского резонатора шириной w бесконечна в z -направлении. Окружающая среда при $y > d$ имеет диэлектрическую проницаемость $\epsilon_a = 1$ (вакуум).

Будем считать, что плоская электромагнитная волна падает из вакуума нормально на плоскость структуры. Электрическое поле падающей волны $E^{(0)} \exp[i(\omega t + k_y^{(0)}y)]$, где ω — круговая частота и $k^{(0)} = k_0 = \omega/c$, где c — скорость света в вакууме, поля-

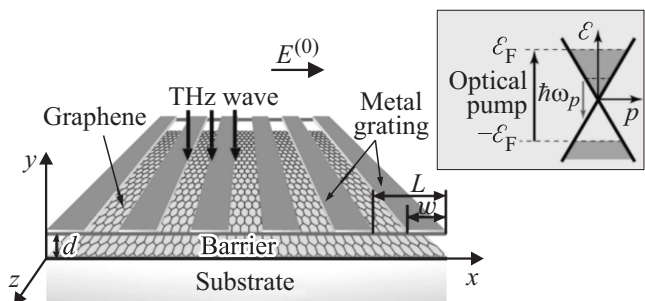


Рис. 1. Исследуемая структура и система координат. Внешняя ТГц волна падает сверху по нормали к плоскости структуры с поляризацией электрического поля поперек полосок брэгговской решетки. На вставке схематически показана зонная структура накачанного графена и процесс вынужденного излучения кванта плазмона $\hbar\omega_p$ в графене.

[†] E-mail: polischuk.sfire@mail.ru
[¶] E-mail: popov_slava@yahoo.co.uk

ризовано поперек полосок брэгговской решетки (вдоль оси x).

Задача решалась с использованием самосогласованного электродинамического подхода, разработанного авторами ранее в [5]. В рассматриваемой геометрии индуцированное электрическое поле имеет x - и y -компоненты, тогда как индуцированное магнитное поле имеет только z -компоненту (ТМ поляризация).

В силу периодичности структуры в x -направлении индуцированные магнитное и электрическое поля можно представить в виде рядов Фурье:

$$H_z(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_{zm}(y) \exp(-iq_m x),$$

$$E_x(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_{xm}(y) \exp(-iq_m x),$$

где

$$H_{zm}(y) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} H_z(x, y) \exp(iq_m x),$$

$$E_{xm}(y) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} E_x(x, y) \exp(iq_m x)$$

— амплитуды m -ых фурье-гармоники соответственно магнитного и электрического полей и $q_m = 2\pi m/L$ ($m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$).

Длина волны резонансной плазмонной моды, возбуждаемой в графене падающей ТГц волной, определяется периодом L распределенного брэгговского резонатора. Поскольку длина волны плазмона в графене гораздо (на 2–3 порядка) меньше, чем длина электромагнитной волны на той же частоте [6,7], для возбуждения плазмонных резонансов в структуре необходимо выполнение условия $L \ll 2\pi/k_0$, где $k_0 = \omega/c$ — волновое число падающей ТГц волны. В этом случае только нулевые фурье-гармоники ($m = 0$) соответствуют бегущим волнам, излучаемым в окружающую среду и в подложку, 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 $R = |E_{x0}(d)|^2/|E^{(0)}|^2$ и $T = |E_{x0}(d)|^2 \sqrt{\epsilon_s}/|E^{(0)}|^2$. Коэффициент поглощения рассчитывается как $A = P_{\text{abs}}/P_{\text{in}}$, где P_{in} — плотность мощности падающей ТГц волны

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

— поглощенная ТГц мощность на единице площади графена. Поглощение является положительным ($A > 0$) при $\operatorname{Re}[\sigma_{\text{Gr}}(\omega)] > 0$ и отрицательным ($A < 0$) при

$\operatorname{Re}[\sigma_{\text{Gr}}(\omega)] < 0$ (последнее условие соответствует выделению энергии в графене). В обоих случаях (как в режиме поглощения, так в режиме выделения энергии) выполняется закон сохранения энергии в виде $A + R + T = 1$. Введем коэффициент усиления ТГц мощности как отношение между плотностями выходной (прошедшая плюс отраженная) и входной (падающей) ТГц мощности: $K = P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$. Коэффициент усиления связан с коэффициентом поглощения как $K = 1 - A$ ($K < 1$ для $A > 0$ и $K > 1$ для $A < 0$).

Предположим, что графен накачан оптической подсветкой, так что концентрации электронов и дырок в графене существенно превышают их равновесные значения. После быстрой термализации носителей заряда из-за сильного межэлектронного и междырочного рассеяния [8] электронные и дырочные системы в графене характеризуются одной и той же эффективной температурой T и различными квазиэнергиями Ферми \mathcal{E}_F и $-\mathcal{E}_F$ для электронов и дырок соответственно, что определяет инверсию населенности носителей заряда в графене. Если характерное время испускания оптического фотона электроном или дыркой намного меньше, чем время парных столкновений, то фотогенерированные электроны и дырки испускают каскад оптических фононов и занимают нижние энергетические уровни в зоне проводимости и валентной зоне соответственно. В этом случае вклад неравновесных носителей в разогрев электронно-дырочной системы мал и их эффективная температура носителей близка к температуре решетки T_0 [9]. (Если эффективная температура превышает T_0 , то несколько более сильная оптическая накачка может быть необходима для обеспечения инверсии в графене [9].) Тогда отклик накачанного графена можно описать комплексной проводимостью в локальном приближении [3] (см. также [10–12]):

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

где

$$\sigma_{\text{intra}}(\omega) = \frac{e^2 8k_B T_0 \tau}{4\pi \hbar^2 (1 - i\omega\tau)} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\mathcal{E}_F}{k_B T_0}\right) \right]$$

и

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega) = \frac{e^2}{4\hbar} \left[\tanh\left(\frac{\hbar\omega - 2\mathcal{E}_F}{4k_B T_0}\right) - \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \int_0^\infty \frac{G(\mathcal{E}, \mathcal{E}_F) - G(\hbar\omega/2, \mathcal{E}_F)}{(\hbar\omega)^2 - 4\mathcal{E}^2} d\mathcal{E} \right].$$

Здесь ω — частота падающей электромагнитной волны, e — заряд электрона, \hbar — приведенная постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана,

$$G(\mathcal{E}, \mathcal{E}') = \frac{\sinh(\mathcal{E}/k_B T_0)}{\cosh(\mathcal{E}/k_B T_0) + \cosh(\mathcal{E}'/k_B T_0)}.$$

Проводимость $\sigma_{\text{intra}}(\omega)$ описывает внутризонное диссипативное (древеское) поглощение в графене. Феноменологическое время рассеяния носителей заряда в графене τ связано с их подвижностью μ как $\tau = \mu \mathcal{E}_F / e V_F^2$, где V_F — скорость Ферми [13]. Слабо зависящая от температуры подвижность носителей заряда $\mu > 250\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ наблюдалась недавно в многослойных эпитаксиальных графеновых структурах на подложке 4H-SiC [14,15], что соответствует $\tau \approx 1 \text{ пс}$ для $\mathcal{E}_F = 40 \text{ мэВ}$ при комнатной температуре. Времена рассеяния носителей заряда более 1 пс наблюдались в оптически накачанном графене в [16,17]. Проводимость $\sigma_{\text{inter}}(\omega)$ описывает межзонные переходы носителей заряда в графене. При достаточно сильной оптической накачке графена величина $\text{Re}[\sigma_{\text{inter}}(\omega)]$ может стать отрицательной и превысить по модулю величину древевской проводимости $\text{Re}[\sigma_{\text{intra}}(\omega)]$, что соответствует условию вынужденной генерации фотонов (плазмонов) в графене. В сильно вырожденных электронных и дырочных системах квазиэнергия Ферми \mathcal{E}_F зависит от электронной (дырочной) плотности $N_{n(p)}$ ($N_n = N_p$) в графене как $\mathcal{E}_F \propto \hbar V_F \sqrt{\pi N_{n(p)}}$ [18]. Следовательно, в конечном счете квазиэнергия Ферми определяется скоростью фотогенерации носителей [19]. Разумеется, простые оценки феноменологических параметров, приведенных выше, могут давать только приблизительные значения. Их точные значения могут быть измерены [16,17] или рассчитаны с использованием микроскопического подхода [20,21].

3. Результаты расчетов и их обсуждение

Брэгговская решетка играет в данной структуре двоякую роль [5]. Во-первых, она образует распределенный планарный резонатор для плазмонных мод, возбуждаемых или генерируемых в графене соответственно падающим ТГц излучением или стимулированной плазмонной эмиссией. Во-вторых, брэгговская решетка эффективно связывает плазмоны в графене с ТГц излучением (падающим на структуру или излучаемым из структуры).

Графен с распределенным брэгговским резонатором поддерживает плазмонные коллективные моды, представляющие собой когерентные колебания на всей площади структуры, что приводит к ТГц сверхизлучению из структуры на частотах плазмонного резонанса. Черный лепесток (рис. 2, *a*) соответствует основному плазмонному резонансу в режиме усиления. Усиление на частоте плазмонного резонанса резко возрастает (при соответствующем резком уменьшении ширины линии усиления) при определенном значении квазиэнергии Ферми. Это приводит к самовозбуждению коллективных плазмонных мод в графене с распределенным брэгговским резонатором и, как следствие, ТГц генерации из структуры. Генерация наступает, когда суммарные потери энергии за счет электронного рассеяния в графене и излучения

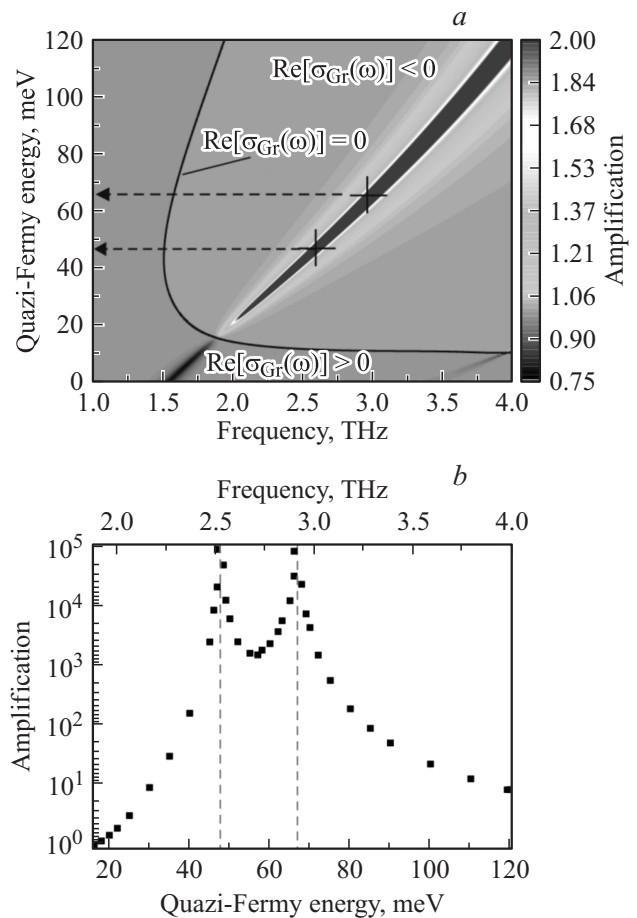


Рис. 2. Коэффициент усиления ТГц мощности в зависимости от квазиэнергии Ферми и частоты падающей ТГц волны для коэффициента заполнения брэгговской решетки $w/L = 0.5$ (*a*) и изменение коэффициента усиления вдоль лепестка основного плазмонного резонанса (*b*). Период брэгговской решетки $L = 500 \text{ нм}$. Толщина барьерного слоя (оксид алюминия Al_2O_3) $d = 8 \text{ нм}$.

электромагнитной энергии из структуры компенсируются плазмонным усилением, что обеспечивает высокую когерентность коллективной плазмонной моды. Значения квазиэнергии Ферми, соответствующие ТГц генерации на основном плазмонном резонансе, отмечены стрелками на рис. 2, *a*. Изменение коэффициента усиления вдоль лепестка основного плазмонного резонанса в окрестности режима самовозбуждения показано на рис. 2, *b*. Видно, что условие стимулированной генерации ТГц излучения может быть реализовано на двух различных частотах при различных значениях квазиэнергии Ферми. Такое поведение связано со сверхизлучательным характером коллективной плазмонной моды. В режиме плазмонного сверхизлучения радиационное затухание растет пропорционально концентрации носителей заряда, колеблющихся в коллективной плазмонной моде [22], тогда как диссипативное затухание плазмонов равно $1/2\tau$ [23] и не зависит от концентрации носителей заряда в графене. Поскольку концентрация

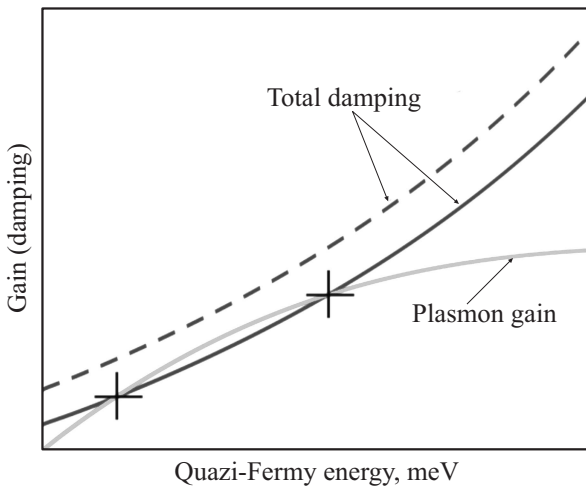


Рис. 3. Зависимости затухания и плазмонного усиления в графене от величины квазиэнергии Ферми (схематически). Штриховая кривая — плазмонное затухание в случае брэгговской решетки с узкими щелями.

носителей заряда в графене связана с энергией Ферми как $N_{n(p)} \propto \epsilon_F^2 / (\pi \hbar^2 V_F^2)$, радиационное затухание растет пропорционально квадрату энергии Ферми. В то же время плазмонное усиление в заданном частотном интервале насыщается с ростом квазиэнергии Ферми вследствие конечной плотности состояний энергии носителей заряда в графене. В результате кривые зависимостей суммарного (радиационного плюс диссипативного) затухания и плазмонного усиления от мощности накачки пересекаются в двух точках, соответствующих разным режимам генерации (см. рис. 3).

Увеличение коэффициента заполнения брэгговской решетки w/L приводит к росту радиационного затухания плазмонных мод (потерь на излучение) в графене [4]. Если величина суммарного (радиационного плюс диссипативного) затухания (штриховая линия на рис. 3) не может быть скомпенсирована плазмонным усилением, режим ТГц генерации не реализуется ни при каких частотах и величинах оптической накачки (рис. 4, *a, b*).

4. Заключение

Оптически накачанный графен с распределенным брэгговским резонатором поддерживает плазмонные коллективные моды, когерентно колеблющиеся на всей площади структуры, что приводит к ТГц сверхизлучению из структуры на частотах плазмонного резонанса. Показано, что вследствие сверхизлучательного характера коллективной плазмонной моды можно обеспечить выполнение условия стимулированной генерации ТГц излучения на двух различных частотах для каждой плазмонной моды. Результаты могут быть использованы для создания ТГц графеновых плазмонных усилителей и генераторов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 13-02-12070 и 14-02-92102.

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] S. Boubanga-Tombet, S. Chan, T. Watanabe, A. Satou, V. Ryzhii, T. Otsuji. *Phys. Rev. B*, **85**, 035 443 (2012).
- [3] A.A. Dubinov, V.Y. Aleshkin, V. Mitin, T. Otsuji, V. Ryzhii. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23**, 145 302 (2011).
- [4] V.V. Popov, O.V. Polischuk, A.R. Davoyan, V. Ryzhii, T. Otsuji, M.S. Shur. *Phys. Rev. B*, **86**, 195 437 (2012).
- [5] V.V. Popov, O.V. Polischuk, S.A. Nikitov, V. Ryzhii, T. Otsuji, M.S. Shur. *J. Optics*, **15**, 114 009 (2013).
- [6] J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González, S. Thongrattanasiri, F. Huth, R. Hillenbrand, F.H.L. Koppens et al. *Nature*, **487**, 77 (2012).
- [7] Z. Fei, A.S. Rodin, G.O. Andreev, W. Bao, A.S. McLeod et al. *Nature*, **487**, 82 (2012).
- [8] P.A. George, J. Strait, J. Dawlaty, S. Shivaraman, M. Chandrashekar, F. Rana, M.G. Spencer. *Nano Lett.*, **8**, 4248 (2008).

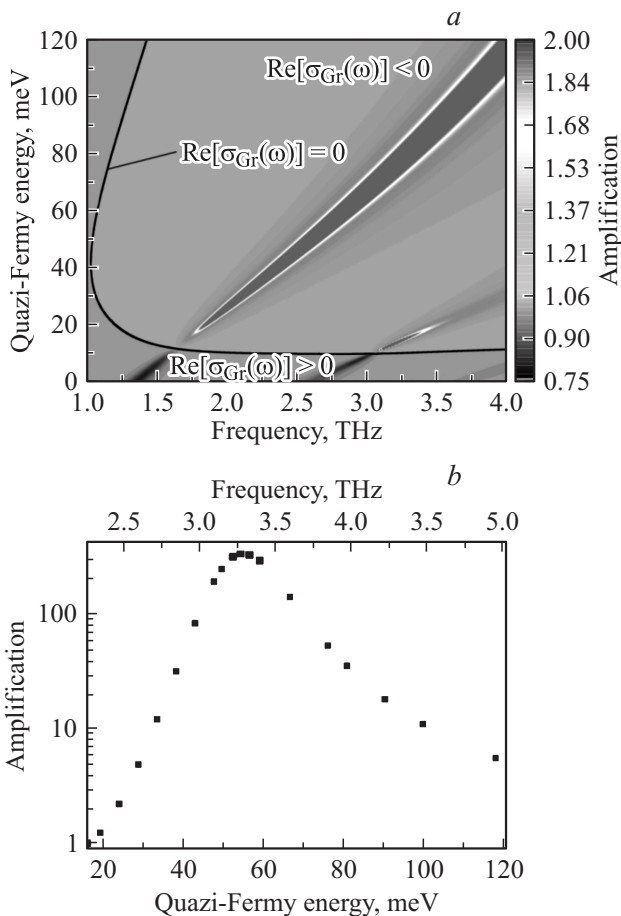


Рис. 4. Коэффициент усиления ТГц мощности в зависимости от квазиэнергии Ферми и частоты падающей ТГц волны для коэффициента заполнения брэгговской решетки $w/L = 0.9$ для основного и первого высшего резонансов (*a*) и изменение коэффициента усиления вдоль лепестка основного плазмонного резонанса (*b*). Период брэгговской решетки $L = 1$ мкм. Толщина барьерного слоя (алмазоподобный углерод DLC) $d = 40$ нм.

- [9] V. Ryzhii, M. Ryzhii, V. Mitin, A. Satou, T. Otsuji. Jpn. J. Appl. Phys., **50**, 094 001 (2001).
- [10] G.W. Hanson. J. Appl. Phys., **103**, 064 302 (2008).
- [11] L.A. Falkovsky, S.S. Pershoguba. Phys. Rev. B, **76**, 153 410 (2007).
- [12] N.M.R. Peres. Rev. Mod. Phys., **82**, 2673 (2010).
- [13] Y.-W. Tan, Y. Zhang, K. Bolotin, Y. Zhao, S. Adam, E.H. Hwang, S. Das Sarma, H.L. Stormer, P. Kim. Phys. Rev. Lett., **99**, 246 803 (2007).
- [14] M. Orlita, C. Faugeras, P. Plochocka, P. Neugebauer, G. Martinez, D. K. Maude, A.-L. Barra, M. Sprinkle, C. Berger, W.A. De Heer, M. Potemski. Phys. Rev. Lett., **101**, 267 601 (2008).
- [15] M. Sprinkle, D. Suegel, Y. Hu, J. Hicks, A. Tejada, A. Taleb-Ibrahimi, P. Le Fevre, F. Bertran, S. Vizzini, H. Enriques, S. Chiang, P. Soukiassian, C. Berger, W.A. de Heer, A. Lanzara, E.H. Conrad. Phys. Rev. Lett., **103**, 226 803 (2009).
- [16] J.M. Dawlaty, S. Shivaraman, M. Chandrashekar, F. Rana, M.G. Spencer. Appl. Phys. Lett., **92**, 042 116 (2008).
- [17] T. Otsuji, S.A. Boubanga Tombet, A. Satou, H. Fukidome, M. Suemitsu, E. Sano, V. Popov, M. Ryzhii, V. Ryzhii. J. Phys. D: Appl. Phys., **45**, 303 001 (2012).
- [18] H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim. Rev. Mod. Phys., **81**, 109 (2009).
- [19] V. Ryzhii, M. Ryzhii, A. Satou, T. Otsuji, A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin. J. Appl. Phys., **106**, 084 507 (2009).
- [20] F. Rana. Phys. Rev. B, **76**, 155 431 (2007).
- [21] T. Winzer, E. Malić. Phys. Rev. B, **85**, 241 404(R) (2012).
- [22] V.V. Popov, T.V. Teperik, X.G. Peralta, S.J. Allen, N.J.M. Horing, M.C. Wanke. J. Appl. Phys., **94**, 3556 (2003).
- [23] V.V. Popov, T.Yu. Bagaeva, T. Otsuji, V. Ryzhii. Phys. Rev. B, **81**, 073 404 (2010).

Редактор Л.В. Шаронова

Superradiant amplification of terahertz radiation by plasmons in the inverted graphene with a planar distributed Bragg resonator

O.V. Polischuk⁺, V.V. Popov⁺, T. Otsuji*

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

* Research Institute for Electrical Communication,
Tohoku University,
Sendai 980-8577, Japan

Abstract It is shown theoretically that the condition of stimulated generation of terahertz radiation by plasmons in graphene with a planar distributed Bragg resonator can be fulfilled at two different frequencies for each plasmon mode. Such behavior originates from the superradiant nature of the collective plasmon mode with the radiative damping of plasmons increasing superlinearly with the increase of pump power. As a result, the curves of dependencies of the radiative damping and plasmon gain intersect at two points corresponding to different regimes of generation.

Публикация материалов Конференции завершена.