

Замедление терагерцевых плазменных волн в конической структуре с графеном, накачиваемым с помощью оптических плазменных волн

© М.Ю. Морозов¹, И.М. Моисеенко¹, А.В. Коротченков², В.В. Попов¹

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

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: mikhail.yu.morozov@gmail.com

Поступила в Редакцию 28 сентября 2020 г.

В окончательной редакции 1 февраля 2021 г.

Принята к публикации 25 февраля 2021 г.

Теоретически изучено замедление терагерцевых плазменных волн (плазмонов) в конической структуре с графеном, накачиваемым оптическими плазмонами. Показано, что терагерцевый плазмон замедляется при движении в сторону вершины структуры. Замедление терагерцевого плазмона в конической структуре с графеном, накачиваемым оптическими плазмонами, происходит более эффективно, чем в конической структуре с графеном, экранированным металлом в отсутствие накачки графена оптическими плазмонами при прочих равных величинах параметров. Уменьшение фазовой скорости терагерцевой плазменной волны может достигать порядка величины вблизи вершины конуса по сравнению с величиной этой скорости на входе в коническую структуру при реально достижимых плотностях мощности оптического плазмона.

Ключевые слова: терагерцевый диапазон, плазмоны, коническая структура, замедление, графен.

DOI: 10.21883/FTP.2021.06.50920.9525

В последние десятилетия были предложены и исследованы различные структуры, позволяющие замедлять электромагнитные волны [1–4]. В то же время в большинстве из предложенных структур осуществляется замедление электромагнитных волн определенной частоты, и перестройка по частоте сильно затруднена. Коническая структура для замедления электромагнитных волн, связанных с колебаниями плотности поверхностных зарядов, называемых плазменными волнами (плазмонами), была предложена и теоретически исследована в работах [5,6]. Было показано, что в такой конической структуре можно осуществить перестройку по частоте. Возможность сильного (более чем на 2 порядка величины) замедления плазмонов в конических структурах металл–диэлектрик–металл была теоретически показана в работе [7].

Графен, двумерный материал с нулевой шириной запрещенной зоны [8], является перспективным для создания на его основе терагерцевых (ТГц) лазеров [9,10] и усилителей ТГц-плазмонов [11–13]. Плазмоны намного сильнее локализованы вблизи графена по сравнению с электромагнитными волнами, а именно, длина волны плазмона может быть более чем на порядок величины меньше длины электромагнитной волны на той же частоте [14]. Как показано в работах [15,16], экранировка графена металлом приводит к усилению локализации поля плазмона вблизи графена.

Несмотря на активные исследования замедления электромагнитных волн и плазмонов в конических структурах, замедлению плазмонов в конических структурах

на основе графена посвящено, насколько нам известно, лишь несколько работ [17,18]. Замедление плазмона вблизи вершины конической структуры на основе легированного (или электрически смещенного) графена, экранированного металлом, было изучено в работе [18]. Было показано, что энергетическая скорость плазмона v_E , которая в изотропном графене близка к фазовой скорости плазмона v_{ph} , становится в несколько раз меньше по сравнению с аналогичной величиной на входе в структуру. Замедление плазмона в такой структуре происходит вследствие усиления экранировки поля плазмона металлом.

В данной работе изучено замедление ТГц-плазмонов в конической структуре с графеном, накачиваемым оптическими плазмонами, распространяющимися в металле (структура схематически показана на рис. 1). Рассматривается замедление ТГц-плазмонов при их распространении по направлению к вершине конической структуры. Графен расположен на диэлектрической подложке и экранирован металлической пластиной, отделенной от графена коническим полупроводниковым слоем (барьерным слоем). Оптические плазмоны, распространяющиеся вдоль поверхности металла, генерируют в слое полупроводника носители заряда. Электронно-дырочные пары диффундируют в направлении графена и захватываются в него, изменяя проводимость графена. Тонкий слой изолятора предотвращает туннелирование носителей заряда из полупроводника в металл. Диффузия носителей заряда через конический слой полупроводника создает в графене градиент проводимости. В настоящей

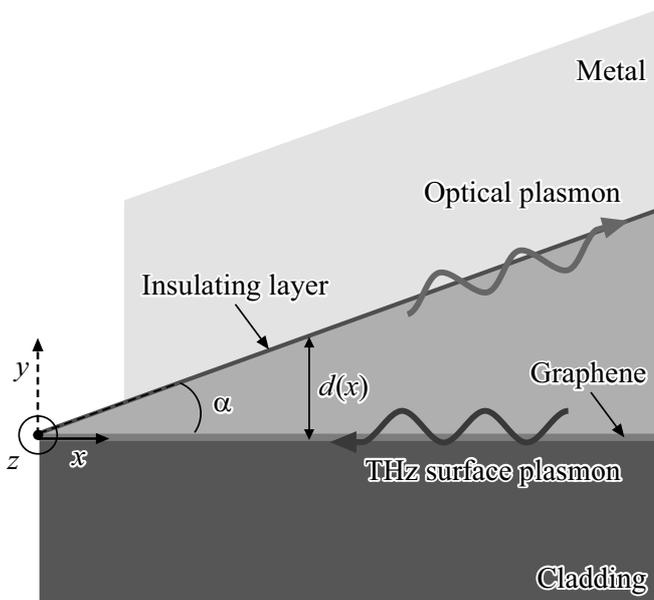


Рис. 1. Схематическое изображение структуры.

работе изучено замедление ТМ плазмонной моды, поскольку ТЕ-мода в графене является существенно более быстрой, чем ТМ-мода, и существует только на частотах выше 15 ТГц [19].

Изучение замедления ТГц-плазмонов в конической структуре с малым углом раскрыва конуса α может проводиться в приближении адиабатически медленного изменения компоненты волнового вектора вдоль направления распространения плазменной волны [20] $\partial(1/k_x)/\partial k_x \ll 1$, где k_x — тангенциальная компонента волнового вектора ТГц-плазмона относительно плоскости графена. Иначе говоря, такая структура может быть представлена как последовательность тонких (в направлении распространения волны) слоев. При этом предполагается, что графен и металл параллельны друг другу в каждом слое из этой последовательности. В соседних слоях последовательности расстояние между графеном и металлом $d(x_n)$, где x_n — толщина n -го тонкого слоя, изменяется на границе этих слоев на конечную (малую) величину.

Для изучения замедления ТГц-плазмонов в рассматриваемой конической структуре нужно определить величину скорости (в настоящей работе изучено изменение фазовой скорости) ТГц-плазмонов вдоль графена. Величина фазовой скорости плазмона может быть найдена с использованием дисперсионного уравнения для плазмонов в рассматриваемой структуре, которое при пространственно-временной зависимости поля плазмона $\propto \exp(-i\omega t + ik_x x - ik_{y,j} y)$ в обкладке и металле, и $\propto \exp(-i\omega t + ik_x x)[A_{0b}^+ \exp(ik_{yb} y) + A_{0b}^- \exp(-ik_{yb} y)]$ в барьерном слое (здесь A_{0b}^+ и A_{0b}^- — амплитуды электрического и магнитного полей прямой и встречной волн относительно оси y в барьерном слое; в барьерном слое

необходимо учитывать отражение плазменной волны от металла) может быть записано в виде, аналогично данным работы [21]:

$$\frac{\epsilon_c}{k_{yc}(x_n)} + \frac{\epsilon_b}{k_{yb}(x_n)} \frac{\xi(x_n) \exp[-2ik_{yb}d(x_n)] - 1}{\xi(x_n) \exp[-2ik_{yb}d(x_n)] + 1} = -\frac{\sigma_{gr}(\omega, x_n)}{\epsilon_0 \omega}. \quad (1)$$

Здесь $k_x(x_n)$ и $k_{yj}(x_n) = \sqrt{\epsilon_j \omega^2 / c^2 - k_x^2(x_n)}$ — тангенциальная и нормальная компоненты волнового вектора плазмона относительно плоскости графена, где j принимает значения m, b и c , обозначающие металл, барьерный слой и обкладку соответственно, ω — круговая частота плазмона, ϵ_b и ϵ_c — относительная диэлектрическая проницаемость барьерного слоя и обкладки соответственно, ϵ_0 — электрическая постоянная,

$$\xi(x_n) = \frac{\epsilon_b(\omega) / (k_{yb}(x_n) + \epsilon_m / k_{ym}(x_n))}{\epsilon_b(\omega) / k_{yb}(x_n) - \epsilon_m / k_{ym}(x_n)}. \quad (2)$$

Диэлектрическая проницаемость металла принимается в виде [22]

$$\epsilon_m(\omega) = 1 - \omega_{pl}^2 / (\omega^2 + i\omega\gamma), \quad (3)$$

где γ — частота столкновений электронов в металле, $\omega_{pl} = \sqrt{n_0 e^2 / \epsilon_0 m}$ — плазменная частота, n_0 — электронная плотность в металле, m — масса электрона в металле. Отметим, что дисперсионное уравнение (1) описывает как дисперсию ТГц-плазмонов в графене, так и оптических плазмонов на поверхности металла. Фазовая скорость ТГц плазменной волны в n -ом тонком слое определялась по формуле $v_{ph}(x_n) = \omega / \text{Re } k_x(x_n)$. Толщина изолирующей прослойки между полупроводником и металлом полагается значительно меньшей толщины полупроводникового слоя, поэтому наличие данной прослойки не учитывается в расчетах плазмонной дисперсии и длины локализации оптических плазмонов.

Величина замедления скорости ТГц-плазмонов в изучаемой структуре зависит от градиента проводимости вдоль слоя графена. Динамическая проводимость графена с инвертированным распределением носителей заряда определяется формулой [11]

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

где e — заряд электрона, \hbar — приведенная постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана, τ и T — соответственно время рассеяния импульса свободных

носителей заряда и температура носителей заряда в графене, $E_F(x_n)$ — квази-энергия Ферми в n -ом тонком слое в графене (знак „+“ и „-“ перед $E_F(x_n)$ соответственно для электронов и дырок), определяющая величину инверсии носителей заряда в графене, и

$$G(\xi, \xi') = \sinh(\xi/k_B T) / [\cosh(\xi/k_B T) + \cosh(\xi'/k_B T)].$$

Квазиэнергия Ферми в графене $E_F(x_n)$ связана с концентрацией электронно-дырочных пар в n -ом тонком слое в графене $n_{gr}(x_n)$ соотношением [9]

$$n_{gr}(x_n) = 2/\pi \hbar^2 v_F^2 \int_0^\infty \xi \left(1 + \exp((\xi - E_F(x_n))/k_B T)\right)^{-1} d\xi.$$

Здесь v_F — скорость движения свободных носителей заряда в графене, называемая скоростью Ферми, равная $v_F = 10^6$ м/с, и ξ — характерная энергия носителей заряда в графене. Концентрация электронно-дырочных пар в графене $n_{gr}(x_n)$ может быть определена из уравнения диффузии носителей заряда в графене:

$$dn_{gr}(x_n)/dt = D_{gr} d^2 n_{gr}(x_n)/dx^2 - [n_{gr}(x_n) - n_0]/\tau_{gr} + D_a [dn_s(x_n)/dy]_{y=0} = 0, \quad (5)$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии в полупроводнике, $n_s(x_n)$ — концентрация электронно-дырочных пар в полупроводнике в n -ом тонком слое, τ_{gr} — время рекомбинации электронно-дырочных пар в графене, $n_0 = 9 \cdot 10^{10}$ см⁻² — собственная концентрация носителей заряда в графене. Первое слагаемое в средней части уравнения (5) учитывает собственно диффузию носителей заряда в графене, второе — убыль носителей заряда за счет рекомбинации в графене, а последнее слагаемое — приток носителей из полупроводника в графен. Здесь D_{gr} — коэффициент амбиполярной диффузии носителей заряда в графене. Уравнение (5) решается с граничными условиями $dn_{gr}/dx(x=0) = 0$ и $n_{gr}(x=\infty) = n_0$. Первое граничное условие означает отсутствие потока носителей заряда на краю графена вблизи вершины структуры. Второе граничное условие означает, что вдали от вершины структуры концентрация носителей заряда в графене равна собственной. Оно сформулировано таким образом, так как при большом удалении от вершины структуры барьерный слой становится достаточно толстым, и все сгенерированные электронно-дырочные пары рекомбинируют в полупроводнике по мере их движения в сторону графена.

Для определения концентрации носителей заряда в полупроводнике $n_s(x_n)$ было использовано уравнение амбиполярной диффузии в полупроводнике для каждого тонкого слоя в следующем виде:

$$D_a \frac{d^2 n_s(x_n)}{dy^2} - \frac{n_s(x_n)}{\tau_R} + \frac{\alpha}{\hbar \omega} P_p e^{\beta(y-d)} = 0. \quad (6)$$

Первое слагаемое по аналогии с уравнением (5) описывает диффузию носителей заряда в барьерном слое,

второе — убыль носителей за счет рекомбинации в барьере, а последнее слагаемое — скорость генерации носителей заряда в полупроводнике оптическим плазмонном. Отметим, что профиль поля оптического плазмона в барьерном слое определяется из дисперсионного уравнения (1) с учетом прямой и встречной волн относительно оси y . Как показали проведенные нами расчеты, поле оптического плазмона в барьерном слое спадает от поверхности металла квазиэкспоненциально, и для упрощения модели скорость генерации носителей заряда в барьерном слое оптическим плазмонном описывается в уравнении (6) экспоненциальной зависимостью. Здесь y — поперечная координата, τ_R — время спонтанной рекомбинации электронно-дырочных пар в полупроводнике, P_p — плотность мощности оптического плазмона, α — коэффициент поглощения оптического плазмона в барьерном слое. Уравнение амбиполярной диффузии (6) решается с граничными условиями $dn_s/dy(y=d) = 0$ и $n_s(y=0) = 0$. Первое из указанных условий означает отсутствие потока электронно-дырочных пар из полупроводника в металл и реализуется за счет наличия тонкой изолирующей прослойки между полупроводником и металлом. Граничное условие $n_s|_{y=0} = 0$ соответствует предположению о бесконечной скорости захвата носителей заряда в графен. Коэффициент спада мощности оптического плазмона в полупроводнике β определялся как $\beta = 2|\text{Im } k_{yb}|$ из дисперсионного уравнения (1) на частоте оптического плазмона.

Для описания результатов приведем несколько упрощенных аналитических формул. Для ТГц плазменных волн $\omega \ll \omega_{pl}$ тогда получаем, что согласно формулам (2) и (3) $\epsilon_m(\omega) \rightarrow -\infty$ и $\xi(x_n) \rightarrow -1$. Уравнение (1) для ТГц-плазмонов в электростатическом приближении может быть переписано в упрощенном виде [16]:

$$\frac{\epsilon_b}{k_x(x_n)} \text{cth}(k_x(x_n)d(x_n)) + \frac{\epsilon_c}{k_x(x_n)} = -i \frac{\sigma_{gr}(\omega, x_n)}{\epsilon_0 \omega}. \quad (7)$$

Вблизи вершины конической структуры металл расположен близко к графену, и длина плазменной волны существенно превосходит расстояние между графеном и металлом, что может быть записано как $k_x(x_n)d(x_n) \ll 1$. Тогда из уравнения (7) можно получить следующую формулу:

$$k_x(x_n) \propto \sqrt{i\epsilon_0 \epsilon_b \omega / [\sigma_{gr}(\omega, x_n) d(x_n)]}.$$

Учитывая, что в ТГц-диапазоне $|\text{Im } \sigma_{gr}| \gg |\text{Re } \sigma_{gr}|$, получаем $\text{Re } k_x(x_n) \propto 1/\sqrt{\text{Im } \sigma_{gr}(\omega, x_n)}$, а фазовая скорость ТГц плазменной волны

$$v_{ph} \propto 1/\text{Re } k_x(x_n) \propto \sqrt{d(x_n) \text{Im } \sigma_{gr}(\omega, x_n)}. \quad (8)$$

Таким образом, если создать вдоль графена градиент проводимости с уменьшением мнимой части проводимости с приближением к вершине конуса, то, предположительно, можно получить более сильное замедление

плазмонов по сравнению с замедлением плазмонов в конической структуре с фиксированной величиной проводимости вдоль слоя графена на заданной частоте, рассмотренным в работе [18].

Численные расчеты были выполнены для структуры со следующими параметрами: частота ТГц-плазмона $\omega/2\pi = 3$ ТГц, диэлектрическая проницаемость барьерного слоя принималась равной $\epsilon_b = 10.89$ на оптических частотах и $\epsilon_b = 12.9$ на терагерцовых частотах (в расчетах взято значение, соответствующее GaAs), $\epsilon_c = 1$ (диэлектрическая проницаемость обкладки, значение соответствует воздуху), $T = 300$ К, $\gamma = 3.45 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{pl}/2\pi = 2.2 \cdot 10^{15}$ Гц (золото) [22], $\tau = 1$ пс [23], $\tau_{gr} = 5$ пс [24], $\tau_R = 5$ нс, $D_a = 20 \text{ см}^2/\text{с}$ и $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$ [25], $D_{gr} = 1.2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ [26]. В уравнении диффузии (6) частота оптического плазмона $\omega_{opt,pl}/2\pi = 400$ ТГц, а численное значение коэффициента $\beta = 2|\text{Im} k_{y,b}|$ находится из дисперсионного уравнения (1). Минимальная величина расстояния до вершины структуры, использованная в расчетах, соответствует расстоянию между металлом и графеном $d = 5$ нм, так как при меньших толщинах барьерного слоя возможно туннелирование носителей заряда между металлом и графеном, которое не учитывается в настоящей работе.

На рис. 2 представлена зависимость мнимой части проводимости графена $\text{Im} \sigma_{gr}(\omega, x_n)$ от расстояния до вершины конической структуры для различных величин угла раскрытия конуса α . Вблизи вершины конической структуры расстояние между графеном и металлом меньше длины локализации оптического плазмона и мощность оптического плазмона только частично поглощается в слое конического полупроводника. Вследствие

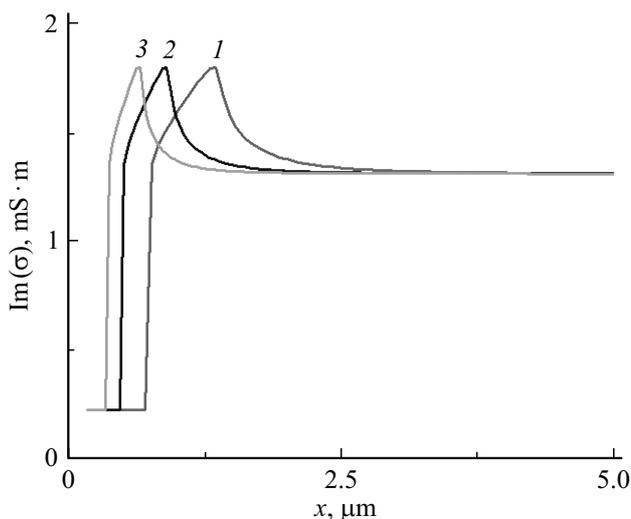


Рис. 2. Зависимость мнимой части проводимости графена $\text{Im} \sigma_{gr}(\omega, x_n)$ от расстояния до вершины конической структуры для различных величин угла раскрытия конуса: $\alpha = 2^\circ$ (кривая 1), $\alpha = 3^\circ$ (кривая 2) и $\alpha = 4^\circ$ (кривая 3) и фиксированной величине плотности мощности оптического плазмона $P_p = 2 \cdot 10^{10} \text{ Вт}/\text{м}^2$.

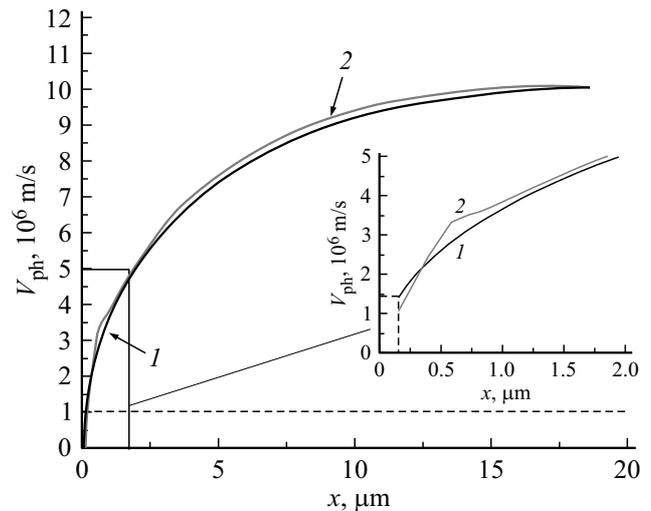


Рис. 3. Зависимость фазовой скорости ТГц плазменной волны от расстояния до вершины конической структуры. Кривая 1 демонстрирует изменение скорости для волны, распространяющейся в конической структуре металл–диэлектрик–графен с „идеальным“ металлом (экранирующим плазмон). Кривая 2 соответствует ТГц-плазмону, распространяющемуся в рассматриваемой конической структуре с накачкой графена оптическим плазмоном при прочих равных величинах параметров. Плотность мощности оптического плазмона $P_p = 2 \cdot 10^{10} \text{ Вт}/\text{м}^2$, угол раскрытия конической структуры $\alpha = 4^\circ$.

этого мала концентрация электронно-дырочных пар, порождаемых оптическим плазмоном и захватываемых в графен, и мала величина мнимой части проводимости графена. Минимальное значение $\text{Im} \sigma_{gr}$ вблизи вершины структуры обусловлено конечной величиной собственной концентрации носителей заряда в графене. С увеличением расстояния между графеном и металлом большая доля мощности оптического плазмона поглощается в слое полупроводника, и концентрация носителей заряда в графене увеличивается, а вследствие этого возрастает величина $\text{Im} \sigma_{gr}$.

На рис. 3 показана зависимость фазовой скорости ТГц плазменной волны от расстояния до вершины конической структуры. Кривая 1 соответствует ТГц-плазмону, распространяющемуся в рассматриваемой конической структуре с накачкой графена оптическим плазмоном. Кривая 2 демонстрирует изменение скорости для волны, распространяющейся в конической структуре металл–диэлектрик–графен с „идеальным“ металлом (экранирующим плазмон) с таким же углом раскрытия конической структуры, как и в рассматриваемой структуре с накачкой графена оптическими плазмонами. Проводимость графена в случае структуры с „идеальным“ экраном является постоянной (не зависит от расстояния до вершины конической структуры). Видно, что в обеих структурах плазменная волна замедляется при приближении к вершине конуса. Тем не менее в структуре с „идеальным“ экраном при расчетных

параметрах волна замедляется в ~ 6.8 раза (кривая 1), а в конической структуре с графеном, накачиваемым оптическими плазмонами, на той же длине распространения вдоль структуры ТГц-волна замедляется в ~ 10 раз (кривая 2). Большую величину замедления ТГц-плазмона в структуре с накачкой оптическими плазмонами можно объяснить следующим образом. В структуре с накачкой оптическими плазмонами создается градиент проводимости, соответствующий градиенту концентрации. При движении в сторону вершины структуры с графеном, накачиваемым оптическими плазмонами, ТГц-плазмон замедляется за счет двух факторов: уменьшения концентрации носителей заряда в графене, создаваемой при помощи оптических плазмонов ($v_{ph} \propto \sqrt{\text{Im} \sigma_{gr}(\omega, x_n)}$ согласно формуле (8)), и усиления экранировки поля ТГц-плазмона металлическим экраном $v_{ph} \propto \sqrt{d(x_n)}$. Рассмотренное ранее в работе [18] замедление ТГц-плазмона в структуре с „идеальным“ металлическим экраном происходит только вследствие усиления экранировки поля металлическим экраном $v_{ph} \propto \sqrt{d(x_n)}$. При скорости плазменных волн в графене, меньших скорости Ферми ($v_F = 10^6$ м/с), плазмоны в графене затухают по механизму Ландау. В связи с этим скорости плазмонов, меньшие скорости Ферми, в данной работе не рассматриваются.

Зависимость фазовой скорости ТГц-плазмона от расстояния до вершины конической структуры для различных величин угла раскрыва структуры представлена на рис. 4. Видно, что ТГц-плазмон замедляется при распространении к вершине структуры, и его фазовая скорость становится в несколько раз меньше вблизи вершины конуса по сравнению с величиной этой скорости волны на входе в структуру. Чем больше угол раскрыва конуса,

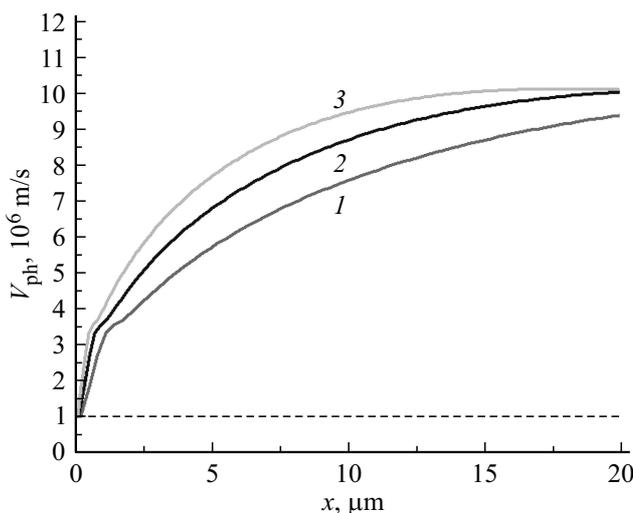


Рис. 4. Зависимость фазовой скорости ТГц-плазмона от расстояния до вершины конической структуры для различных величин угла раскрыва конической структуры: $\alpha = 2^\circ$ (кривая 1), $\alpha = 3^\circ$ (кривая 2) и $\alpha = 4^\circ$ (кривая 3) и фиксированной величине плотности мощности оптического плазмона $P_p = 2 \cdot 10^{10}$ Вт/м².

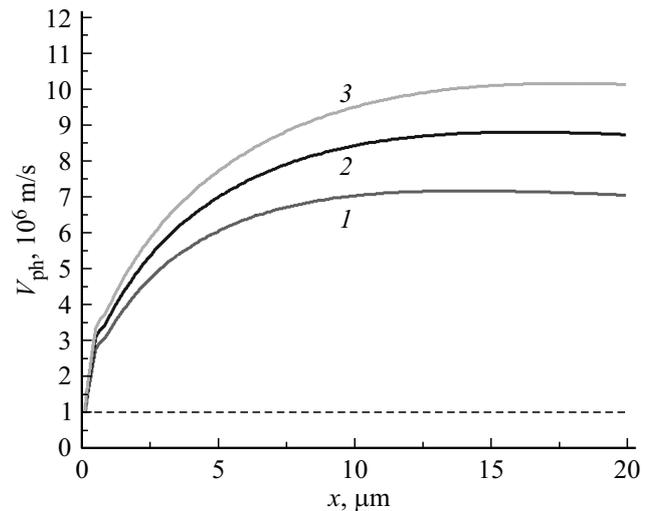


Рис. 5. Зависимость фазовой скорости ТГц-плазмона от расстояния до вершины конической структуры для различных величин плотности мощности оптического плазмона: $P_p = 1 \cdot 10^{10}$ (кривая 1), $P_p = 1.5 \cdot 10^{10}$ (кривая 2) и $P_p = 2 \cdot 10^{10}$ (кривая 3). Угол раскрыва конической структуры $\alpha = 4^\circ$.

тем при меньшем расстоянии до вершины структуры начинается замедление плазмона, и скорость волны спадает на меньшей длине вдоль структуры.

На рис. 5 показана фазовая скорость ТГц-плазмона в зависимости от расстояния до вершины конической структуры для различных величин плотности мощности накачки оптического плазмона P_p . Видно, что с ростом мощности накачки оптического плазмона величина изменения фазовой скорости ТГц-плазмона возрастает. При плотности мощности накачки $P_p = 2 \cdot 10^{10}$ Вт/м² величина уменьшения фазовой скорости ТГц-плазмона достигает порядка величины. Отметим, что плотность мощности $P_p = 2 \cdot 10^{10}$ Вт/м² соответствует мощности лазера накачки $P = 2$ Вт при типичном поперечном сечении пучка лазера 1×100 мкм², которая является достижимой при использовании полупроводниковых лазеров накачки или матриц таких лазеров. Как следует из формул (4–6), (8) и связи между концентрацией свободных носителей в графене n_{gr} и квази-энергией Ферми в графене E_F справедлива следующая приближенная формула для скорости ТГц-плазмона $v_{ph} \propto \sqrt{\text{Im} \sigma_{gr}} \propto \sqrt{E_F} \propto (n_{gr})^{1/4}$. С увеличением мощности оптического плазмона концентрация носителей заряда в графене становится больше, а следовательно, скорость ТГц-плазмона на входе в структуру также становится больше — этим обусловлено возрастание эффективности замедления ТГц-плазмонов с ростом мощности накачки оптического плазмона.

Таким образом, в настоящей работе показано, что ТГц плазменная волна в конической структуре с графеном, накачиваемым оптическими плазмонами, замедляется при движении в сторону вершины структуры. Замедление ТГц-плазмона в структуре с графеном, нака-

чиваемым оптическими плазмонами, происходит более эффективно, чем в конической структуре с графеном, экранированным „идеальным“ металлом при прочих равных величинах параметров. Это объясняется тем, что при накачке графена оптическими плазмонами в графене создается градиент проводимости (соответствующий градиенту концентрации), который увеличивает степень замедления волны. Уменьшение фазовой скорости ТГц плазменной волны вблизи вершины конуса по сравнению с величиной этой скорости на входе в коническую структуру может достигать порядка величины при реально достижимых плотностях мощности оптического плазмона.

Финансирование работы

Авторы выражают благодарность Российскому научному фонду за финансовую поддержку работы, проект № 18-72-00009.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Y.A. Vlasov, M. O'Boyle, H.F. Hamann, S.J. McNab. *Nature*, **438**, 65 (2005).
- [2] W. Withayachumnankul, C. Fumeaux. *Nature Photonics*, **8**, 586 (2014).
- [3] M. Sandtke, L. Kuipers. *Nature Photonics*, **1**, 573 (2007).
- [4] K. Totsuka, N. Kobayashi, M. Tomita. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 213904 (2007).
- [5] K.L. Tsakmakidis, A.D. Boardman, O. Hess. *Nature*, **450**, 397 (2007).
- [6] M.I. Stockman. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 137404 (2004).
- [7] G. Wang, G. Wang, X. Liu. *Optics Lett.*, **38**, 558 (2013).
- [8] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, S.V. Dubonosov, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov. *Science*, **306**, 666 (2004).
- [9] V.Y. Aleshkin, A.A. Dubinov, V. Ryzhii. *Pisma JETF*, **89**, 70 (2009).
- [10] A.R. Davoyan, M.Y. Morozov, V.V. Popov, A. Satou, T. Otsuji. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 251102 (2013).
- [11] A.A. Dubinov, V.Y. Aleshkin, V. Mitin, T. Otsuji, V. Ryzhii. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23**, 145302 (2011).
- [12] V.V. Popov, O.V. Polischuk, A.R. Davoyan, V. Ryzhii, T. Otsuji, M.S. Shur. *Phys. Rev. B*, **86**, 195437 (2012).
- [13] M.Y. Morozov, A.R. Davoyan, I.E. Moiseenko, A. Satou, T. Otsuji, V.V. Popov. *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 061105 (2015).
- [14] F.H.L. Koppens, D.E. Chang, F.J. Garcia de Abajo. *Nano Lett.*, **11**, 3370 (2011).
- [15] X. Gu, I.-T. Lin, J.-M. Ming. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 071103 (2013).
- [16] M.Yu. Morozov, I.M. Moiseenko, V.V. Popov. *Techn. Phys. Lett.*, **42**, 40 (2016).
- [17] Yu. Dai, X. Zhu, N.A. Mortensen, J. Zi, S. Xiao. *J. Opt.*, **17**, 065002 (2015).
- [18] M.Y. Morozov, V.V. Popov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **31**, 34LT02 (2019).
- [19] S.A. Mikhailov, K. Ziegler. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 016803 (2007).
- [20] K.C. Vernon, D.K. Gramotnev, D.F.P. Pile. *J. Appl. Phys.*, **101**, 104312 (2007).
- [21] I.M. Moiseenko, M.Yu. Morozov, V.V. Popov. *Tech. Phys. Lett.*, **43**, 523 (2017).
- [22] В.В. Климов. *Наноплазмоника* (М., Физматлит, 2009).
- [23] 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**, 303001 (2012).
- [24] P.A. George, J. Strate, J. Dawlaty, S. Shivaraman, M. Chandrasekhar, F. Rana, M.G. Spencer. *Nano Lett.*, **8**, 4248 (2008).
- [25] Yu. Morozov, T. Leinonen, M. Morozov, S. Ranta, M. Saari-nen, V. Popov, M. Pessa. *New J. Phys.*, **10**, 063028 (2008).
- [26] B.A. Ruzicka, S. Wang, L.K. Werake, B. Weintrub, K.P. Loh, H. Zhao. *Phys. Rev. B*, **82**, 195414 (2010).

Редактор А.Н. Смирнов

Deceleration of terahertz plasma waves in tapered structure with graphene pumped by using optical plasmons

M.Yu. Morozov¹, I.M. Moiseenko¹, A.V. Korotchenkov², V.V. Popov¹

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

² Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Deceleration of terahertz plasma waves (plasmons) in tapered structure with graphene layer pumped by optical plasmons is studied theoretically. It is shown, that terahertz plasma wave is decelerated when moving toward the structure apex. Deceleration of terahertz plasmons in tapered structure with graphene layer pumped by optical plasmons is more efficient as compared to deceleration of terahertz plasmons in tapered structure with graphene screened by metal without pumping by optical plasmons for the same parameter values of the structure. The plasmon phase velocity near the taper apex can become an order of magnitude smaller as compared to that value in the input of the structure for achievable power densities of the optical plasmon.