

Плазмоны в волноводных структурах из двух слоев графена

П. И. Буслаев⁺¹⁾, И. В. Иорш⁺, И. В. Шадривов^{+*}, П. А. Белов⁺, Ю. С. Кившарь^{*}

⁺С.-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 197101 С.-Петербург, Россия

^{*}Nonlinear Physics Center, Research School of Physics and Engineering, Australian National University, ACT 0200 Canberra, Australia

Поступила в редакцию 20 марта 2013 г.

После переработки 9 апреля 2013 г.

Изучены плазмонные моды в волноводе, образованном двумя параллельными слоями графена, разделенными диэлектриком. Предсказано существование ТМ и ТЕ волноводных мод и проведено сравнение их свойств с плазмонами в металлодиэлектрических волноводах.

DOI: 10.7868/S0370274X13090087

Графен представляет собой двумерную решетку атомов углерода. В последние годы он привлекает все большее внимание исследователей [1–4]. Графен интересен с фундаментальной точки зрения. Это обусловлено линейной дисперсией носителей заряда, которая приводит к интересным физическим эффектам (квантовый эффект Холла при комнатной температуре [5], наличие у носителей фазы Берри [2]). Интересен он и с прикладной точки зрения, что связано с высокой проводимостью носителей, необходимой для создания нового поколения электронных интегральных схем [6].

В последние годы активно исследуется взаимодействие графена с электромагнитным полем. Было предсказано, что вдоль поверхности графена могут распространяться ТЕ- и ТМ-поляризованные локализованные поверхностные волны, дисперсия которых лежит в терагерцовом диапазоне частот [7]. Предложена концепция реализации двумерных оптических интегральных схем на основе графена [8]. Важным свойством поверхностных волн в графене является возможность эффективного управления их распространением и дисперсионными свойствами посредством напряжения на затворе или магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости графена [9, 10].

Недавно была продемонстрирована возможность создания оптического модулирующего устройства на основе волноводных систем из двух слоев графена [11]. Поглощение в таких системах было рассмотрено в работе [12]. Возможности контроля дисперсии волноводных мод посредством магнитного поля,

приложенного напряжения или температуры изучались в работах [9, 13]. Однако в указанных работах исследовались дисперсионные свойства только ТМ-поляризованных поверхностных волн, аналогичных волноводным модам в плазмонных металлодиэлектрических волноводах.

В настоящей работе мы показываем, что два листа графена, разделенные диэлектрическим слоем толщиной d с диэлектрической проницаемостью ε (рис. 1), поддерживают как ТЕ-, так и ТМ-

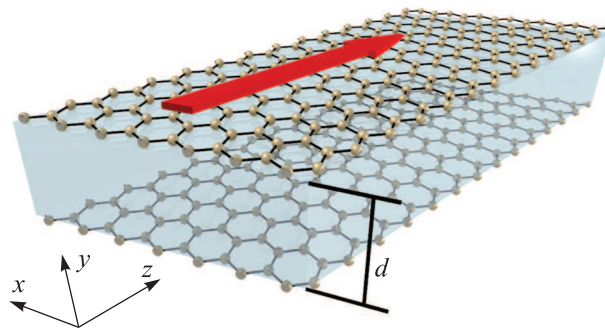


Рис. 1. Волноводная структура, образованная двумя параллельными слоями графена, разделенными диэлектриком толщиной d с диэлектрической проницаемостью ε

поляризованные волноводные моды. Исследованы области существования ТЕ-поляризованных волноводных мод. Проведено сравнение волноводных характеристик мод в рассматриваемой системе с волноводными модами в плазмонных металлодиэлектрических волноводах.

Для нахождения спектра распространяющихся волноводных мод, локализованных около двумерного слоя, мы записываем граничные условия на тан-

¹⁾e-mail: p.buslaev@phoi.ifmo.ru

генциальные компоненты электрического и магнитного полей:

$$(\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) \times \mathbf{n}_{1-2} = \mathbf{0}, \quad (1)$$

$$(\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) \times \mathbf{n}_{1-2} = \frac{4\pi}{c} \sigma(\omega, \mu, \gamma, T) \mathbf{E}_{\parallel}, \quad (2)$$

где \mathbf{n}_{1-2} – единичный вектор нормали, направленный из области 1 в область 2, а \mathbf{E}_{\parallel} – электрическое поле волны в плоскости (x, z) , вызывающее ток в слоях графена.

Записывая уравнения распространения плоских волн (см. рис. 2) и применяя граничные усло-

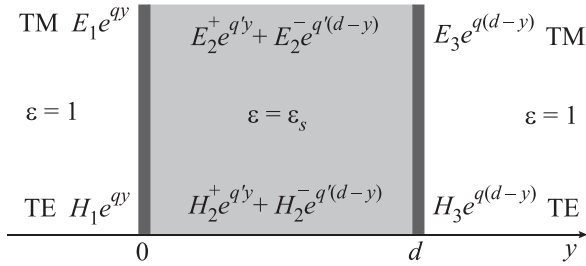


Рис. 2. Волноводная система из двух слоев графена с диэлектриком ($\varepsilon = \varepsilon_s$) между ними. На рисунке E_1 , E_2^+ , E_2^- и E_3 – проекции электрического поля на направление распространения в различных областях пространства, а H_1 , H_2^+ , H_2^- и H_3 – проекции магнитного поля на это направление, d – расстояние между слоями графена, q' и q вводятся после уравнений (3) и (4)

вия (1), (2) для волноводной системы из двух слоев графена, получаем уравнения для ТМ-волн

$$\begin{pmatrix} 1 & -1 & -e^{q'd} & 0 \\ i\frac{4\pi}{c} \frac{q}{k_0} \sigma + 1 & -\varepsilon \frac{q}{q'} & \varepsilon \frac{q}{q'} e^{q'd} & 0 \\ 0 & \varepsilon \frac{q}{q'} e^{q'd} & -\varepsilon \frac{q}{q'} & i\frac{4\pi}{c} \frac{q}{k_0} \sigma + 1 \\ 0 & -e^{q'd} & -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2^+ \\ E_2^- \\ E_3 \end{pmatrix} = \mathbf{0}, \quad (3)$$

а также для ТЕ-волн:

$$\begin{pmatrix} 1 & -\varepsilon \frac{q}{q'} & \varepsilon \frac{q}{q'} e^{q'd} & 0 \\ i\frac{4\pi}{c} \frac{k_0}{q} \sigma - 1 & 1 & e^{q'd} & 0 \\ 0 & e^{q'd} & 1 & i\frac{4\pi}{c} \frac{k_0}{q} \sigma - 1 \\ 0 & \varepsilon \frac{q}{q'} e^{q'd} & -\varepsilon \frac{q}{q'} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2^+ \\ H_2^- \\ H_3 \end{pmatrix} = \mathbf{0}. \quad (4)$$

Приравнявая определители матриц в уравнениях (3) и (4) к нулю, получаем дисперсионные соотно-

шения для электрических и магнитных поверхностных волн:

$$\begin{cases} 1 + i\frac{4\pi}{c} \frac{q}{k_0} \sigma(\omega) = -\varepsilon \frac{q}{q'} \frac{e^{q'd} + 1}{e^{q'd} - 1} & \text{для } TM_1, \\ 1 + i\frac{4\pi}{c} \frac{q}{k_0} \sigma(\omega) = -\varepsilon \frac{q}{q'} \frac{e^{q'd} - 1}{e^{q'd} + 1} & \text{для } TM_2, \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} i\frac{4\pi}{c} \frac{k_0}{q} \sigma(\omega) - 1 = \frac{q'}{q} \frac{e^{q'd} - 1}{e^{q'd} + 1} & \text{для } TE_1, \\ i\frac{4\pi}{c} \frac{k_0}{q} \sigma(\omega) - 1 = \frac{q'}{q} \frac{e^{q'd} + 1}{e^{q'd} - 1} & \text{для } TE_2, \end{cases} \quad (6)$$

где $k_0 = \omega/c$, c – скорость света, $q = \sqrt{\beta^2 - k_0^2}$, $q' = \sqrt{\beta^2 - \varepsilon k_0^2}$, $\beta = k_z$ – величина проекции волнового вектора на направление распространения.

Теоретически расчет проводимости графена σ проводился в различных предположениях [14–17]. Мы используем результаты работы [16], так как она учитывает потери в слое графена:

$$\sigma(\omega, \mu, \gamma, T) = \frac{ie^2(\omega + i \cdot 2\gamma)}{\pi \hbar^2} \times \left\{ \frac{1}{(\omega + i \cdot 2\gamma)^2} \int_0^\infty \mathcal{E} \left[\frac{\partial f_d(\mathcal{E})}{\partial \mathcal{E}} - \frac{\partial f_d(-\mathcal{E})}{\partial \mathcal{E}} \right] d\mathcal{E} - \int_0^\infty \frac{f_d(-\mathcal{E}) - f_d(\mathcal{E})}{(\omega + i \cdot 2\gamma)^2 - 4(\mathcal{E}/\hbar)^2} d\mathcal{E} \right\}, \quad (7)$$

где

$$f_d(\mathcal{E}) = \left[\exp\left(\frac{\mathcal{E} - \mu}{k_B T}\right) + 1 \right]^{-1},$$

e – заряд электрона, \hbar – постоянная Планка, k_B – постоянная Больцмана, ω – частота волны, γ – коэффициент затухания, \mathcal{E} – энергия электронов, μ – химический потенциал, T – температура.

Проводимость, рассчитанная по формуле (7), приведена на рис. 3. Видно, что при некоторых значениях частоты мнимая часть проводимости становится отрицательной. Это означает, что при данных частотах в монослое графена могут распространяться ТЕ-поляризованные поверхностные волны [7]. На остальных частотах в однослойном графене будут распространяться только ТМ-поляризованные поверхностные волны. Исходя из этого можно предположить, что и в волноводных системах из двух слоев графена могут распространяться как ТЕ-, так и ТМ-волны на соответствующих частотах.

На рис. 4 изображены профили волноводных мод. Видно, что мода TM_1 является антисимметричной, а TM_2 – симметричной. Кроме того, существует только одна антисимметричная мода TE_1 для ТЕ-поляризации. Эта мода слабо локализована.

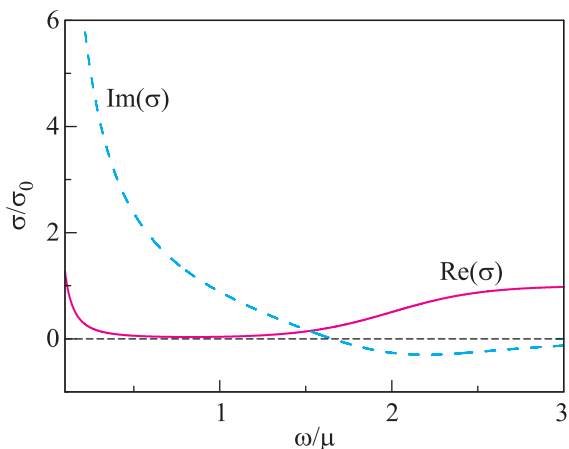


Рис. 3. Проводимость слоя графена в зависимости от частоты для $\gamma = 1$ мэВ при температуре 300 К и $\mu = 0.2$ эВ. Проводимость приведена в единицах $\sigma_0 = \pi e^2 / (2h)$

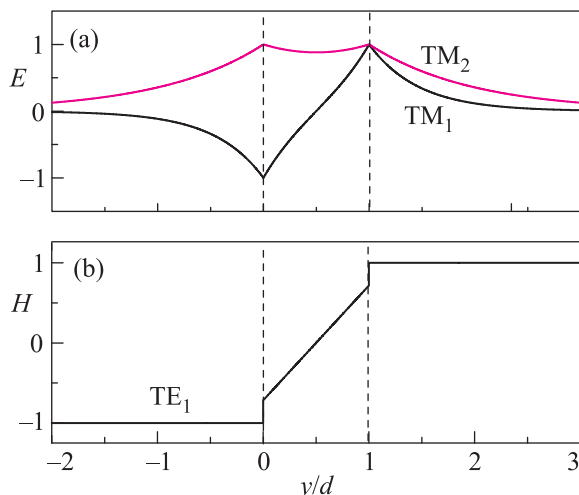


Рис. 4. Профили полей волноводных мод. (a) – ТМ-мода характеризуется действительной частью тангенциальной компоненты электрического поля. (b) – ТЕ-мода характеризуется действительной частью тангенциальной компоненты магнитного поля. Профили рассчитаны для $T = 300$ К, $\mu = 0.2$ эВ, $\epsilon_s = 4$, $d = 10^{-6}$ см, $\gamma = 1$ мэВ, частоты $\hbar\omega/\mu = 0.9$ (ТМ) и 1.9 (ТЕ)

На рис. 5 представлены дисперсионные кривые для двух ТМ-мод, а на рис. 6, для ТЕ-моды. Видно, что ТЕ- и ТМ-поляризованные плазмонные моды существуют в терагерцовом диапазоне частот. Отметим практически линейную дисперсию ТЕ₁-моды и очень маленькие потери. Это является следствием слабой локализации данной моды и указывает на то, что она практически эквивалентна распространяющейся плоской волне в вакууме.

Напротив, ТМ-поляризованные моды являются сильно локализованными и, как следствие, имеют

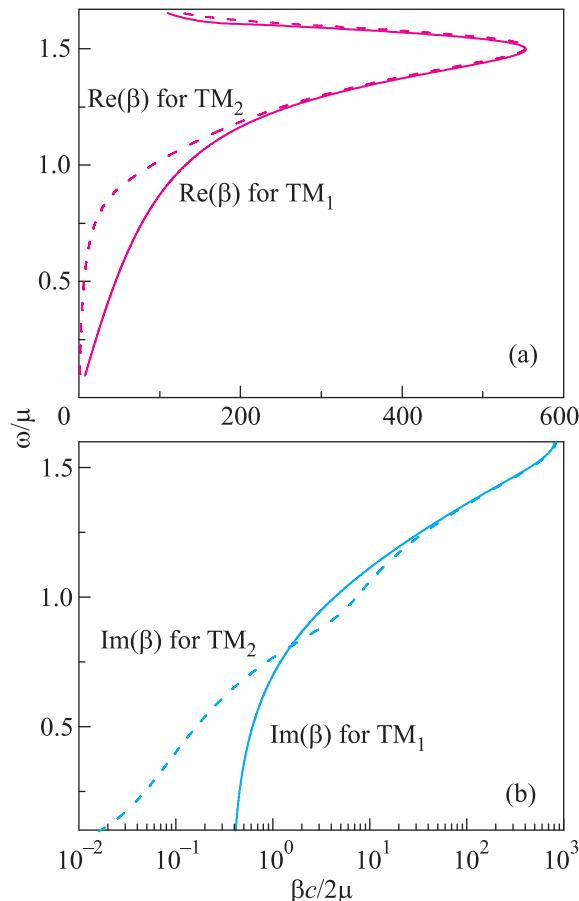


Рис. 5. Дисперсионные кривые для ТМ-поляризованных локализованных мод. (a) – Зависимость действительной части β от частоты. (b) – Зависимость мнимой части β от частоты. Параметры расчета: $\mu = 0.2$ эВ, $T = 300$ К, $d = 10^{-6}$ см, $\gamma = 1$ мэВ

малую длину распространения и большую дисперсию, сильно отличающуюся от дисперсии плоской электромагнитной волны в вакууме. На рис. 5а виден участок дисперсионной кривой, характеризующийся отрицательной групповой скоростью. Стоит, однако, отметить, что область отрицательной групповой скорости в данном случае соответствует области больших потерь, когда мнимая часть волноводного числа β становится сравнимой или большей его вещественной части.

Факт отсутствия в такой системе симметричной моды ТЕ₂ требует дополнительного анализа. Легко показать, что для ТЕ-поляризованной моды всегда удовлетворяется соотношение $q \approx 0$. Анализируя дисперсионное соотношение для ТЕ₂-моды в предположении отсутствия потерь, получаем условие ее существования:

$$4\pi \frac{\sigma''}{c} \frac{\epsilon}{\sqrt{\epsilon-1}} < -\cot \frac{\sqrt{\epsilon-1} k_0 d}{2}, \quad (8)$$

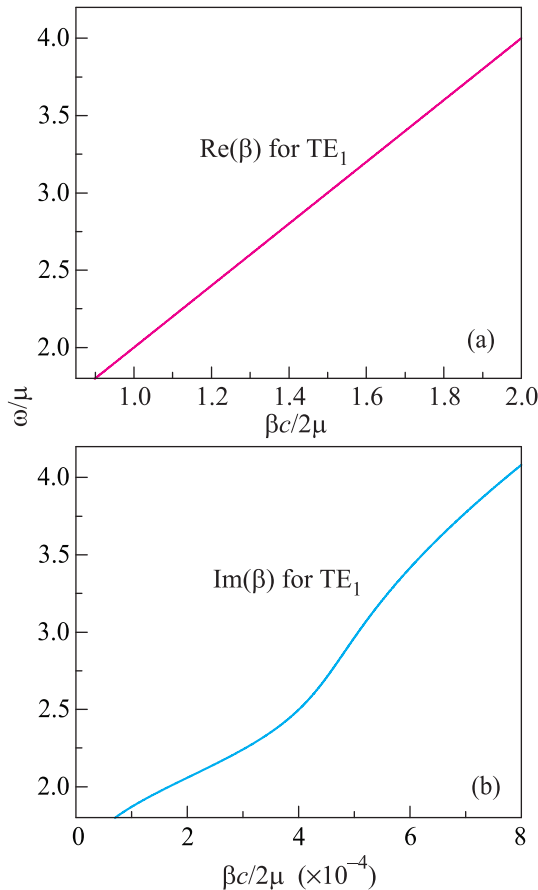


Рис. 6. Дисперсионные кривые для ТЕ-поляризованных локализованных мод. (а) – Зависимость действительной части β от частоты. (б) – Зависимость мнимой части β от частоты. Параметры расчета: $\mu = 0.2$ эВ, $T = 300$ К, $d = 10^{-6}$ см, $\gamma = 1$ мЭВ

которое выполняется при $d > 10^{-4}$ см. Учет потерь дополнительно увеличивает минимальное расстояние между слоями графена, при котором TE_2 -мода может существовать.

Очевидно, что для того, чтобы описание волновода было обоснованным, его линейные размеры вдоль направления распространения должны быть значительно больше поперечных размеров. В настоящее время линейные размеры экспериментально получаемых графеновых пленок высокого качества составляют не более нескольких микрон. Таким образом, на данный момент не представляется возможным реализовать волноводную систему для симметричной ТЕ-поляризованной моды.

Помимо расстояния между слоями, на существование ТЕ-мод также влияют диэлектрическая проницаемость снаружи волноводной системы (ε_1) и диэлектрическая проницаемость диэлектрика, помещенного между монослоями графена (ε_2). Как уже говорилось выше, для ТЕ-мод $q \approx 0$. В нашей системе

$d = 10^{-6}$ см, а $k_0 \approx 10^4$ см $^{-1}$. Если в правых частях выражений для дисперсионных соотношений применить приближение $e^{q'd} \approx 1 + q'd$, то, отбрасывая члены второго порядка малости, легко получить приближенное решение для уравнения $q = \sqrt{\beta^2 - \varepsilon_1 k_0^2}$:

$$\begin{cases} q = \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\varepsilon_1}{2\varepsilon_2} dk_0^2 + i \frac{4\pi}{c} k_0 \sigma \varepsilon_1 & \text{для } TE_1, \\ q = i \frac{4\pi}{c} k_0 \sigma \varepsilon_1 - \frac{2\varepsilon_1}{d \varepsilon_2} & \text{для } TE_2. \end{cases} \quad (9)$$

Анализ этих выражений показывает, что мода TE_1 может существовать, если $\varepsilon_1/\varepsilon_2 < 0.4$, в то время как численное моделирование дает оценку $\varepsilon_1/\varepsilon_2 < 0.77$. Для TE_2 -моды решение не удовлетворяет условию $q \approx 0$, что еще раз косвенно доказывает факт отсутствия такой моды.

В плазмонных металлодиэлектрических волноводах распространяются связанные поверхностные плазмоны, похожие на те, что мы рассматривали выше в волноводной системе с двумя слоями графена. Для сравнения мы рассмотрим две различные трехслойные системы: металл–диэлектрик–металл (M–D–M) и диэлектрик–металл–диэлектрик (D–M–D). Диэлектрическая проницаемость металла вычисляется по формуле Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}. \quad (10)$$

Отметим, что в металлодиэлектрических структурах существуют поверхностные волны только ТМ-типа. Дисперсионное соотношение для этих систем может быть получено в следующем виде:

$$\frac{\varepsilon_i q_j - \varepsilon_j q_i}{\varepsilon_i q_j + \varepsilon_j q_i} e^{-q_i d} = \pm 1, \quad (11)$$

где $i, j \in \{1, 2\}$, ε_i – диэлектрическая проницаемость соответствующего слоя, $q_i = \sqrt{\beta^2 - \varepsilon_i k_0^2}$, β и k_0 были введены выше, d – толщина среднего слоя.

Для сравнения разных типов поверхностных волн мы рассматриваем следующие характерные параметры: $(\lambda \text{Im} \beta)^{-1}$, характеризующий длину распространения плазмонов, и $(\lambda \text{Re} q)^{-1}$, описывающий их локализацию. Сравнение данных для различных структур проведено в таблице.

В таблице приведены характеристики волноводной системы из двух слоев графена и двух слоистых металлодиэлектрических структур: металл–диэлектрик–металл (M–D–M) и диэлектрик–металл–диэлектрик (D–M–D). Также сравниваются характеристики волноводной системы из двух слоев графена на низких (DLG lf) и высоких (DLG hf) частотах. На

Параметры плазмонов в различных структурах*)

	DLG lf	DLG hf	D-M-D	M-D-M
Длина распространения	10^1-10^2	$10^{-3}-10^{-2}$	10^0-10^2	10^0-10^2
Степень локализации	10^1-10^3	$\sim 10^1$	10^2-10^4	$\sim 10^1$

*) Длина распространения указана в длинах волн плазмона, степень локализации – в расстояниях между слоями d . DLG – волноводная система из двух слоев графена. Параметры для графена рассчитаны для низких (lf); нижняя часть кривых на рис. 5b), $\omega < 0.2$ эВ и для высоких (hf); верхняя часть кривых на рис. 5b, $\omega > 0.2$ эВ частот. M-D-M – структура металл-диэлектрик-металл, D-M-D – диэлектрик-металл-диэлектрик

низких частотах длина распространения плазмонов $(\lambda \text{Im} \beta)^{-1}$ в системе из двух слоев графена несколько больше, чем для металлодиэлектрических структур. При больших же частотах, когда мнимая часть β увеличивается на несколько порядков (см. рис. 5b), плазмоны практически не распространяются. Степень локализации плазмонов $(\lambda \text{Re} q)^{-1}$ для систем из двух слоев графена и для металлодиэлектрических структур практически одинакова, но на низких частотах плазмоны в системе из двух слоев графена оказываются более локализованными, чем в металлодиэлектрических структурах. Таким образом, на низких частотах характеристики волноводной системы из двух слоев графена несколько лучше характеристик металлодиэлектрических структур.

Мы также построили зависимость константы распространения и затухания TM_1 -моды от химического потенциала графена в окрестности точки Дирака. Рассчитанная зависимость представлена на рис. 7 (частота равна 0.1 эВ). Видно, что волноводные моды

в которой волна сильно локализована, а потери еще достаточно малы.

Итак, в работе получены дисперсионные характеристики плазмонных мод волноводной системы, образованной двумя слоями графена, разделенными диэлектрическим слоем. Продemonстрировано существование TE- и TM-поляризованных плазмонных мод в терагерцовом диапазоне частот. Проведен анализ их групповой скорости. Показана возможность существования волноводных мод, обладающих отрицательной групповой скоростью. Проведен сравнительный анализ свойств исследованных волноводных мод в двойном слое графена и плазмонных мод металлодиэлектрических наноструктур.

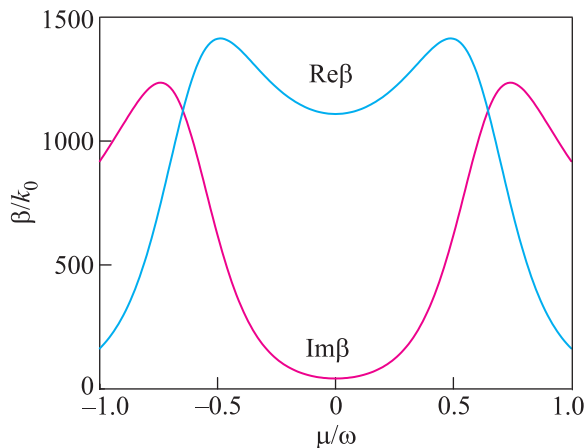


Рис. 7. Зависимость константы распространения и затухания TM_1 -моды от химического потенциала в окрестности точки Дирака

структуры симметричны относительно точки Дирака. Кроме того, при приближении к порогу межзонного поглощения ($\mu/\omega = 0.5$) возрастают как степень локализации поверхностной волны $\text{Re} \beta$, так и затухание моды $\text{Im} \beta$. Тем не менее существует область,

1. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov et al., Nature **485**, 197 (2005).
2. Y. Zhang, Y. W. Tan, H. L. Stormer, and P. Kim, Nature **438**, 201 (2006).
3. A. K. Geim and K. S. Novoselov, Nature Materials **6**, 183 (2007).
4. M. I. Katsnelson, Materials Today **10**, 20 (2007).
5. K. S. Novoselov, Z. Jiang, Y. Zhang et al., Science **315**, 1379 (2007).
6. T. Palacios, Nature Nanotechnology **6**, 464 (2011).
7. S. A. Mikhailov and K. Ziegler, Phys. Rev. Lett. **99**, 016803 (2011).
8. A. Vakil and N. Engheta, Science **332**, 1291 (2011).
9. C. H. Gan, H. S. Chu, and E. P. Li, Phys. Rev. B **85**, 125431 (2012).
10. I. Iorsh, I. V. Shadrivov, P. A. Belov, and Yu. S. Kivshar, JETP Lett. **97**, 287 (2013).
11. M. Liu, X. Yin, and X. Zhang, Nano Letters **12**, 1482 (2012).
12. A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin, V. Mitin et al., J. Phys. Cond. Mat. **23**, 145302 (2011).
13. D. Svintsov, V. Vyurkov, V. Ryzhii, and T. Otsuji, arXiv:1211.3629 (2012).
14. L. A. Falkovsky and A. A. Varlamov, Eur. Phys. J. B **56**, 281 (2007).
15. F. T. Vasko and V. Ryzhii, Phys. Rev. B **76**, 233404 (2007).
16. G. W. Hanson, J. Appl. Phys. **103**, 064302 (2008).
17. T. Stauber, N. M. R. Peres, and A. K. Geim, Phys. Rev. B **78**, 085432 (2008).