

Давидович М.В.
Саратовский государственный национальный исследовательский
университет им. Н.Г. Чернышевского

Плазмоны вдоль диссипативных и активных проводящих пленочных структур

Получены дисперсионные уравнения, замедления, условия для прямых и обратных, медленных и быстрых плазмонов вдоль тонких металлических пленок, а также графеновых листов, в том числе и расположенных на диэлектрическом слое и в диэлектрике. Рассмотрены недиссипативные и диссипативные поверхностные плазмоны. Обратный недиссипативный симметричный плазмон не наблюдается в диссипативной пленке серебра. Показано, что из аномальной отрицательной дисперсии диссипативного плазмона не следует, что он обратный. Для обратного диссипативного плазмона входной импеданс структуры со стороны вакуума должен быть емкостным, а плазмон втекающим. Рассмотрены симметричные и несимметричные структуры с такими свойствами.

Ключевые слова: Плазмон-поляритоны, тонкие пленки, дисперсия, графен, поверхностная проводимость.

В тонких металлических пленках с толщиной t порядка десятков нанометров без диссипации возможны аномальная отрицательная дисперсия и обратные симметричные поверхностные плазмоны (ПП) [1–10]. Для них движение энергии в слое из-за отрицательного значения диэлектрической проницаемости (ДП) противоположно и превалирует над ее движением в окружающем пространстве [2]. Учет диссипации в таких структурах выполнен в работах [6–10]. В последнее время исследуется ПП вдоль листов графена, бислоя графена, листов графена на диэлектрической подложке, графеновых нанолент [11–22]. В таких структурах также возможны прямые и обратные ПП. Диссипация приводит к сложному характеру дисперсионных кривых, при этом в областях максимального замедления потери велики даже при малой диссипации в среде, а тип дисперсии (нормальная или аномальная отрицательная) уже не определяет тип волн (прямые они или обратные) [6,8]. Для выяснения указанного вопроса следует вычислять проинтегрированный по сечению вектор Пойнтинга или скалярное произведение $\mathbf{k}' \cdot \mathbf{k}''$ реальной и отрицательной мнимой частей комплексного волнового вектора $\mathbf{k}' = \mathbf{k}' - i\mathbf{k}''$ [6–8]. Далее везде штрих означает реальную часть, а двойной штрих – отрицательную мнимую часть. Обратному диссипативному плазмону соответствует отрицательное значение $\mathbf{k}' \cdot \mathbf{k}''$ (затухание движется противоположно фазе). В литературе [1–4] дисперсия ПП приведена достаточно схематично так, что дисперсионная ветвь симметричного ПП стремится к частоте поверхностного плазмонного резонанса ω_{ps} сверху. Цель данной работы – выяснение хода дисперсионных кривых ПП в тонких пленках без диссипации и с диссипацией.

Для четного электрического ПП, идущего вдоль оси x , имеет место дисперсионное уравнение (ДУ) [6,7]

$$n = \frac{k_x}{k_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon^2 - \varepsilon \tanh^2(\theta)}{\varepsilon^2 - \tanh^2(\theta)}}, \quad (1)$$

где $\theta = t\sqrt{k_x^2 - k_0^2\varepsilon} / 2 = (tk_0 / 2)\sqrt{n^2 - \varepsilon}$. Поле такого электрического ПП определяется при электрической стенке в центре пленки ($z=0$), т.е. при нечетной компоненте $E_x(z)$ и четных поперечных компонентах $E_z(z)$ и $H_y(z)$. Для электрического Е-ПП с магнитной стенкой ДУ получается из (1) заменой $\tanh^2(\theta) \rightarrow \tanh^{-2}(\theta)$. Магнитный Н-ПП с магнитной стенкой имеет ДУ, которое получается из (1), в котором $\varepsilon^2 \rightarrow 1$. Если в этом ДУ затем сделать замену $\tanh^2(\theta) \rightarrow \tanh^{-2}(\theta)$, то получим ДУ магнитного Н-ПП с электрической стенкой [6,7]. На рис. 1 приведены результаты решения ДУ(1).

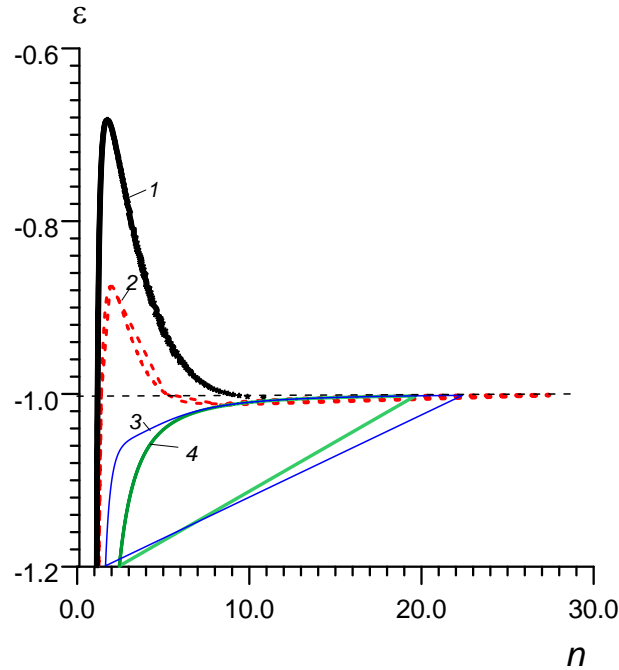


Рис. 1. Диэлектрическая проницаемость в зависимости от замедления недиссипативного симметричного Е-ПП вдоль серебряной пленки ($\omega_p = 1.9 \cdot 10^{16}$, $\varepsilon_L = 10$) с толщинами $t = 40$ нм (кривая 1), $t = 50$ нм (2), $t = 70$ нм (3), $t = 500$ нм (4)

Е-ПП (1) интересен тем, что может быть обратным. Несмотря на простоту ДУ (1) оно в литературе до конца не проанализировано. Цель работы – подробное исследование ДУ (1), влияние диссипации на его решение и на решения других простейших ДУ для тонких проводящих пленок на диэлектрической подложке. Исследование недиссипативных решений необходимо для поиска комплексных корней в присутствии диссипации, когда ДП определяется в виде $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon_L - \omega_p^2 / (\omega^2 - i\omega\omega_c)$. На частоте поверхностного плазмонного резонанса $\omega_{sp} = \omega_p / \sqrt{\varepsilon_L + 1}$ имеем $\varepsilon = -1$. При диссипации эта частота смещается вниз: $\omega_{sp} = \sqrt{\omega_p^2 / (\varepsilon_L + 1) - \omega_c^2}$. Бесконечно малая диссипация при большой толщине ($t \rightarrow \infty$) приводит к предельному значению $\tanh(\theta) \rightarrow 1$. ДУ (1) и ДУ нечетного (несимметричного) Е-ПП вырождаются в уравнение Ценнека $n = \sqrt{\varepsilon / (\varepsilon + 1)}$. Оно явное и имеет решение при $\varepsilon < -1$ в виде медленного Е-ПП и при $\varepsilon > 0$ в виде быстрого Е-ПП. В запрещенной зоне $0 < \varepsilon < -1$ плазмонные волны возможны только при диссипации, при этом возникающие отрицательная дисперсия и групповая скорость (ГС) v_g соответствуют прямому медленному и быстрому диссипативному ПП [6–10]. Без

диссипации в запрещенных зонах имеются чисто мнимые (т.е. затухающие) решения. Кроме обратных Е-ПП (1) возможны обратные Н-ПП с ДУ $n = \sqrt{(1 - \varepsilon \tanh^2(\theta)) / (1 - \tanh^2(\theta))}$. Однако они очень медленные в низкочастотной области и при уменьшении частоты, когда пренебречь частотой столкновений ω_c уже нельзя, диссипативные. Существенно понизить ω_c можно при сверхнизких температурах. Кроме того, такие ПП не возбуждаются продольными электронными пучками и волнами с p -поляризацией.

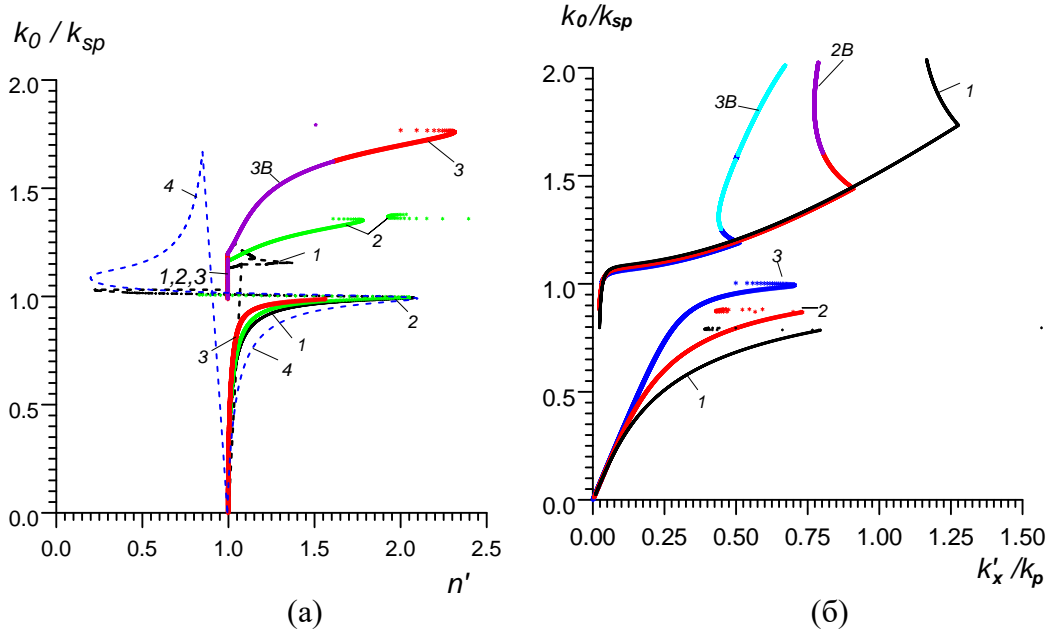


Рис. 2. (а): Нормированное к $k_{sp} = c^{-1} \sqrt{\omega_p^2 / (\varepsilon_L + 1) - \omega_c^2}$ волновое число в зависимости от замедления n' симметричного плазмона в пленке серебра ($\omega_p = 1.9 \cdot 10^{16}$, $\omega_c = 5 \cdot 10^{13}$ Гц, $\varepsilon_L = 10$) с толщами $t = 50$ нм (кривая 1), $t = 20$ нм (2), $t = 10$ нм (3), $t = \infty$ (4); (б): нормированная к плазменному волновому числу дисперсия антисимметричного (с магнитной стенкой) Е-ПП в слое серебра с толщами 5 нм (кривая 1), 10 нм (2), 50 нм (3). Символами В обозначены соответствующие части кривых, где ПП обратные

При решении (1) в области $-\infty < \varepsilon < -1$ с фиксированной ДП возможно наличие либо одного, либо двух, либо трех корней. При $\varepsilon = -1$, как видно, имеет место корень $n = \infty$. Кроме него имеет место еще два корня, положение которых определяется толщиной t . Уравнение для соответствующих замедлений имеет вид $n^2 = \frac{1 + \tanh^2(\alpha \sqrt{n^2 + 1})}{1 - \tanh^2(\alpha \sqrt{n^2 + 1})}$. Число корней и их положение зависит от параметра $\alpha = k_0 t / 2$. Если ищется не очень большой корень n и $\alpha \sqrt{n^2 + 1} \ll 1$, то $n^2 = \frac{1 + \alpha^2(n^2 + 1)}{1 - \alpha^2(n^2 + 1)}$ и $n^2 = \frac{(1 + 1/\alpha^2)}{(1/\alpha^2 - 2)} \approx 1 + 3\alpha^2$. Если ищется большой по значению корень, то $\tanh^2(\alpha \sqrt{n^2 + 1}) \approx 1 - 4 \exp(-2\alpha \sqrt{n^2 + 1})$. Тогда $n^2 = \exp(2\alpha \sqrt{n^2 + 1}) / 2 - 1$. При $-1 < \varepsilon < \varepsilon_m < 0$ имеет место либо два корня, либо один корень при максимальной значении $\varepsilon = \varepsilon_m$, либо корней вообще нет. Это иллюстрирует рис. 1, где показан численно полученный ход кривых дисперсионных ветвей. Из него видно, что область аномальной дисперсии, где имеет место отрицательная ГС и обратный ПП,

содержит в себе точку ω_{sp} . Для нахождения крайних частот следует решать уравнение $v_g / c = \partial k_0 / \partial k_x = 0$. Для этого дифференцируем ДУ (1), полагая $v_g = 0$: $1 = k_0 \frac{\partial}{\partial k_x} \sqrt{(\varepsilon^2 - \varepsilon \tanh^2(\theta)) / (\varepsilon^2 - \tanh^2(\theta))}$. В результате имеем

$$1 = \frac{\varepsilon(1 - \varepsilon)k_x k_0 t \tanh^3(\theta)(1 - \tanh^2(\theta))}{2\sqrt{k_x^2 - k_0^2 \varepsilon} (\varepsilon^2 - \tanh^2(\theta))^{3/2} \sqrt{(\varepsilon^2 - \varepsilon \tanh^2(\theta))}}. \quad (2)$$

Выражая из (1) $\tanh^2(\theta) = \varepsilon^2(n^2 - 1)/(n^2 - \varepsilon)$, получим условие для обратного ПП:

$$1 = k_0 t (n^2 - 1)^{3/2} (1 + \varepsilon) / 2. \quad (3)$$

На рис. 3 приведены результаты вычисления ПП при учета пространственной дисперсии в слое графена. Тензорная проводимость получена методом Бхатнагара-Гросса-Крука [1].

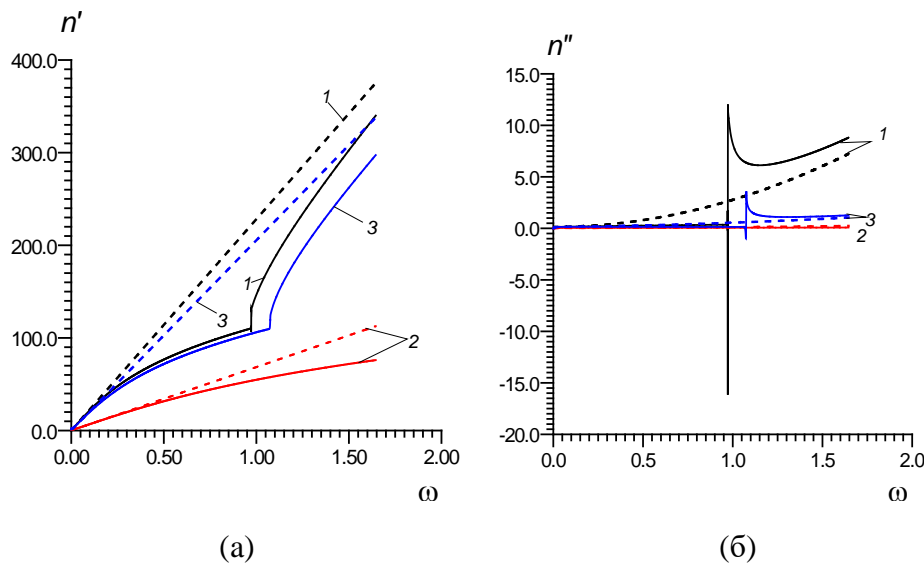


Рис. 3. Замедление n' (а) и потери n'' (б) Е-ПП в графеновой пленке при $T=300$ °К в зависимости от круговой частоты (эВ): $\mu_c = 0.3$ эВ, $\tilde{\varepsilon} = 1$ (кривые 1); $\mu_c = 1$ эВ, $\tilde{\varepsilon} = 1$ (2); $\mu_c = 1$ эВ, $\tilde{\varepsilon} = 3 - 0.003i$ (3). Штриховые кривые – без учета ПД, сплошные кривые – с учетом ПД

Рассмотрим вопрос, почему возникает отрицательная дисперсия. Для ПП (1) плотность тока поляризации $J_x(z) = i\omega\varepsilon_0(\varepsilon - 1)E_x(z)$ поддерживает ПП, поле которого ее и возбуждает. В силу нечетности $E_x(z)$ интегрируя $J_x(z)$ в областях $(0, t/2)$ и $(-t/2, 0)$, получим две поверхностные плотности тока на обеих поверхностях пленки $J_s^+ = -J_s^-$. Поле таких двух волн поверхностного тока дается формулами (2.41) работы [23]. Если толщина мала, эти токи частично компенсируют возбуждаемые в вакууме поля, и поток энергии в пленке может превысить поток в вакууме. При увеличении толщины указанный эффект наступает при больших замедлениях, когда поле более сильно прижато к поверхностям. При этом превышение небольшое, и ГС мала. Увеличение толщины пленки приводит к увеличению потока мощности в вакууме, и выполнение условия $\langle S_x \rangle = 0$ происходит при существенно больших замедлениях, когда трудно различить отклонение дисперсионной кривой от прямой $\varepsilon = -1$. При очень большой толщине металлической пластины поля по

обе ее стороны не связаны в силу экспоненциального затухания внутри пленки. При бесконечной толщине эффект не наблюдается. В этом случае энергия в металлической полуплоскости движется в тонком ее слое, определяемом глубиной проникновения, и ее поток не может превысить поток в вакууме, определяемый током в указанном слое.

Итак, в работе получены ДУ и дисперсионные характеристики ПП для различных структур с тонкими пленками, установлены условия существования прямых и обратных, быстрых и медленных, а также втекающих и вытекающих ПП. Рассмотрены диссипативные, недиссипативные и активные ПП.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда, проект №16-19-10033.

Библиографический список

1. E.N. Economou. Surface Plasmons in Thin Films, Phys. Rev. Vol. 182, 1969. – P. 539-554.
2. P. Tournoisa, V. Laude, Negative group velocities in metal-film **optical** waveguides, Optics Communications. Vol. 137, 1997. – P. 41-45.
3. Y.M. Liu, D.F.P. Pile, Z.W. Liu et al., Negative group velocity of surface plasmons on thin metallic films, Proc. SPIE. Vol. 6323, 2006. –P. 63231(1-6).
4. Д.Ю. Федянин, А.В. Арсенин, В.Г. Лейман, А.Д. Гладун, Поверхностные плазмон-поляритоны с отрицательной и нулевой групповыми скоростями, распространяющиеся по тонким металлическим пленкам, Квантовая электроника. Т. 39, № 8, 2009. - P. 745-750.
5. Давидович М.В. Плазмоны в многослойных плоскостойких структурах, Квантовая электроника. Т. 47, № 6. 2017. - С. 567–579.
6. Давидович М.В. Максимальное замедление и отрицательная дисперсия плазмонов вдоль металлического слоя, ПЖТФ. Т 43. Вып. 22. 2017. - С. 55–62.
7. G. Lovat, G.W. Hanson, R. Araneo, P. Burghignoli, Semiclassical spatially dispersive intraband conductivity tensor and quantum capacitance of graphene, Phys. Rev. Vol. B 87, 2013. – P. 115429(11).