Плазменные волны в двухслойном графене

П. В. Бадикова,* С. Ю. Глазов†
Волгоградский государственный социально-педагогический университет, факультет математики, информатики и физики, кафедра общей физики Россия, 400001, Волгоград, ул. Академическая, 12

Получено выражение для продольной части диэлектрической проницаемости невырожденного электронного газа двухслойного графена. В расчетах использовано низкоэнергетическое приближение для спектра электронов. Найден закон дисперсии и декремент затухания плазменных волн в двуслойном графене.

PACS: 52.25.Mq. УДК: 538.915
Ключевые слова: двухслойный графен, плазменные волны, диэлектрическая проницаемость.

Энергетический спектр электронов в двухслойном графене в зоне проводимости в низкоэнергетическом приближении имеет вид [1]

$$E(\mathbf{p}) = \Delta - \Delta\frac{2\upsilon_F^2 p^2}{t_\perp^2} + \frac{\upsilon_F^4 p^4}{2\Delta t_\perp^2}, \tag{1}$$

где Δ — полуширина энергетической щели при $p = 0$, $t_\perp \approx 0.35$ эВ — интеграл перекрытия между слоями графена, υ_F — скорость Ферми ($\upsilon_F \approx 10^6$ м/с), $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$. Энергетический спектр (1) справедлив в области малых импульсов и имеет довольно ограниченную область применимости по напряженностям прикладываемых полей, а также по значениям температуры.

Продольная часть диэлектрической проницаемости невырожденного двумерного электронного газа, по аналогии с трехмерным электронным газом [2] имеет вид

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 - \frac{2\pi e^2}{k}\sum_p \mathbf{k}\frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}}\frac{1}{\mathbf{k}\upsilon - \omega - i0}, \tag{2}$$

где f — равновесная функция распределения электронов, $\upsilon = \partial E(\mathbf{p})/\partial\mathbf{p}$.

Равновесную функцию распределения выберем в форме распределения Больцмана: $f(\mathbf{p}) = A\exp(-E(\mathbf{p})/T)$ (T — абсолютная температура, выраженная в энергетических единицах, A — постоянная нормировки).

Выберем направление $\mathbf{k}$ в качестве оси x. Выражение для проекции скорости электронов на ось x

$$\upsilon_x = \frac{\partial E}{\partial p_x} = \frac{\upsilon_F^2\beta^2}{\alpha\Delta}p_x(-2 + \frac{\upsilon_F^2}{\Delta^2}p^2). \tag{3}$$

Здесь введены обозначения: $\alpha = \Delta/T$, $\beta = \sqrt{2\alpha}\Delta/t_\perp$.

Выполнив переход от суммирования по компонентам квазиимпульса к интегрированию и переходя в полярную систему координат, удается получить аналитический результат в предельных случаях.

При $\omega\alpha/k\upsilon_F >> 1$ для продольной части диэлектрической проницаемости имеем

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 - k\left(\frac{\upsilon_F}{a\omega\alpha}\right)^2\left[\beta^2 + \frac{\beta\exp\left(-\beta^2\right)}{\frac{\sqrt{\pi}}{2}(1 + Erf(\beta))}\right] + \\ + i\frac{\exp\left(-\beta^2\right)}{2\sqrt{6}ka^2\left[1 + Erf(\beta)\right]}\exp\left[-\frac{1}{4\beta^{2/3}}\left(\frac{\omega\alpha}{k\upsilon_F}\right)^{\frac{4}{3}}\right], \tag{4}$$

где $a = \sqrt{T/4\pi e^2 n}$, n — поверхностная концентрация носителей заряда, $\mathrm{Erf}(x)$ — функция ошибок.

В случае, когда $\beta \ll 1$, имеем

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 - k\left(\frac{\upsilon_F}{a\omega\alpha}\right)^2\left[\frac{2}{\sqrt{\pi}}\beta + (1 - \frac{4}{\pi})\beta^2\right] + \\ + i\frac{1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\beta - (1 - \frac{4}{\pi})\beta^2}{2\sqrt{6}ka^2}\exp\left[-\frac{1}{4\beta^{2/3}}\left(\frac{\omega\alpha}{k\upsilon_F}\right)^{\frac{4}{3}}\right]. \tag{5}$$

Пространственная дисперсия приводит к возможности распространения в плазме продольных электрических волн. Закон дисперсии этих волн определяется уравнением $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$. Из (4) легко получить зависимость частоты от волнового вектора

$$\omega(k) = \sqrt{k}\left(\frac{\upsilon_F}{a\alpha}\right)\left[\beta^2 + \frac{\beta\exp\left(-\beta^2\right)}{\frac{\sqrt{\pi}}{2}(1 + Erf(\beta))}\right]^{1/2}. \tag{6}$$

В случае, когда $\beta \ll 1$, имеем

$$\omega(k) = \sqrt{k}\left(\frac{\upsilon_F}{a\alpha}\right)\sqrt{\frac{2\beta}{\sqrt{\pi}}}, \tag{7}$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{\beta}{3\sqrt{\pi}}}\left(\frac{\upsilon_F}{4a^3\alpha\sqrt{k}}\right)\exp\left[-\frac{1}{\sqrt[3]{16\pi k^2 a^4}}\right], \tag{8}$$

где γ — декремент затухания плазменных волн. В силу условия $ka^2 \ll 1$, декремент затухания плазменных

*E-mail: polin.badicova@gmail.com
†E-mail: ser-glazov@yandex.ru

волн оказывается экспоненциально малым. Он возрастает с уменьшением длины волны и при $ka^2 \sim 1$ (когда (8) уже неприменима) становится того же порядка величины, что и частота, так что понятие о распространяющихся плазменных волнах теряет смысл.

Исследование декремента затухания показало, что по сравнению с двумерным электронным газом, описываемым квадратичным спектром, в двухслойном графене диссипация энергии электрического поля в среде существенно больше в области параметров, рассматриваемых в данной задаче. При увеличении ширины запрещенной зоны декремент затухания плазменных волн уменьшается.

Плазменные волны в $2D$ электронном газе по сравнению с $3D$ электронным газом обладают рядом специфических особенностей. Так, например, спектр $2D$ плазмонов является бесщелевым и обладает характерной дисперсией $\omega^2 \sim k$ [3].

Как видно из (6) частота плазмонов зависит от ширины запрещенной зоны. Учитывая тот факт, что в двухслойном графене можно менять ширину запрещенной зоны изменяя напряженность электрического поля, перпендикулярного поверхности образца, то частотой плазмонов можно управлять посредством электрического поля, перпендикулярного плоскости графена.

[1] *Castro Neto A. H.* Reviews of Modern Physics. **81**. P. 109. (2009).
[2] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Курс теоретической физики. **10**. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2007.
[3] *Stern F.* Phys. Rev. Lett. **18**, N 14. P. 546. (1967).

Plasma waves in bilayer graphene

P. V. Badikova[a], **S. Yu. Glazov**[b]
Faculty of Mathematics, Computer Science and Physics, Volgograd State Social Pedagogical University
Volgograd, 400001 Russia
E-mail: [a]polin.badicova@gmail.com, [b]ser-glazov@yandex.ru

The expression for the longitudinal part of the dielectric function non-degenerate electron gas in bilayer grapheme is obtained. In the calculations used low–energy approximation for the electron spectrum. The dispersion relation and the damping rate of the plasma waves in bilayer graphene is found.

PACS: 52.25.Mq
Keywords: the bilayer graphene, plasma waves, dielectric function.

Сведения об авторах

1. Бадикова Полина Вячеславовна — студент; e-mail: polin.badicova@gmail.com.
2. Глазов Сергей Юрьевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: ser-glazov@yandex.ru.