ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В 2D СВЕРХСТРУКТУРАХ

С.Ю. Глазов, С.В. Крючков
Волгоградский государственный педагогический университет,
400131, г.Волгоград, пр. Ленина, 27, 72-22-21, sed@fizmat.vspu.ru

Исследовано влияние сильного постоянного электрического поля на плазменные волны в двумерном электронном газе со сверхструктурой с учетом процессов переброса. В случае высоких температур ($\Delta << T$, Δ – ширина минизоны проводимости, T – температура в энергетических единицах) получено дисперсионное соотношение $\omega(k)$. Показано, что частота плазмонов в сильном электрическом поле зависит от величины напряженности поля и волнового числа осциллирующим образом. Численная оценка показывает, что осцилляции могут проявиться при значениях напряженности электрического поля больших, чем 3×10^3 В/см.

Введение

В последнее время в физике полупроводников активно изучаются новые объекты, содержащие двумерный (2D) электронный газ в системе с периодическим потенциалом. В работе [1] сообщается о создании такой двумерной сверхрешетки при помощи электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления. В [2] изучены шубниковские осцилляции 2D электронов, находящихся в 2D периодическом потенциале с периодом d = 0.24 μm. В [3] показана возможность распространения в 2D сверхструктурах (СС) уединенных электромагнитных волн. В [4] исследована возможность возникновения плазменных колебаний в 2D электронном газе с СС. С другой стороны известно [5], что достаточно сильное постоянное электрическое поле, приложенное вдоль одной из осей СС, приводит к существенному изменению электронного энергетического спектра – так называемому штарковскому квантованию. В этой связи представляется актуальным исследовать влияние сильного постоянного электрического поля на плазменные колебания в 2D СС.

Основная часть

Рассмотрим 2D электронный газ в системе с периодическим потенциалом. Сильное постоянное электрическое поле, удовлетворяющее условию $\Omega\tau >> 1$ (где τ - время свободного пробега электрона, $\Omega = eEd$ – штарковская частота (здесь и далее $\hbar = 1$), d – период СС, E – напряженность электрического поля), будем описывать зависящим от времени векторным потенциалом $\vec{A}(t) = \{-cEt,\ 0\}$ (напряженность постоянного электрического поля направлена вдоль оси OX). Закон дисперсии электронов в минизоне проводимости в отсутствии электрического поля в приближении сильной связи описывается выражением

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta - \frac{\Delta}{2}\left[\cos(p_x d) + \cos(p_y d)\right], \qquad (1)$$

где Δ – полуширина минизоны проводимости; p_x, p_y – компоненты квазиимпульса электрона в плоскости СС.

В приближении самосогласованного поля гамильтониан взаимодействующих электронов с учетом процессов переброса по аналогии с 3D электронным газом[6] имеет вид

$$H = \sum_{p} \varepsilon(\vec{p} - e\vec{E}t) a^{+}_{\vec{p}} a_{\vec{p}} + e\frac{1}{\sqrt{N_x N_y}} \sum_{\vec{p},\vec{k}} \sum_{n,m} U(\vec{k},t) \times M(k_x) M(k_y) a^{+}_{\vec{p}-\vec{k}+\vec{g}} a_{\vec{p}}, \qquad (2)$$

где $a^{+}_{\vec{p}}, a_{\vec{p}}$ – операторы рождения и уничтожения электрона с импульсом $\vec{p}$; N_x и N_y – число потенциальных ям, образующих СС вдоль осей x и y соответственно, $\vec{g} = (n\,2\pi/d, m\,2\pi/d)$,

$$M(k_x) = \int_0^{N_x d} \varphi^*(x)\varphi(x)\exp(-ik_x x)dx,$$

$$M(k_y) = \int_0^{N_y d} \varphi^*(y)\varphi(y)\exp(-ik_y y)dy \qquad (3)$$

$U(\vec{k},t)$ – самосогласованный потенциал, определяемый следующим соотношением

$$U(\vec{k},t) = \frac{2\pi e}{\chi k} \sum_{\vec{p}} \sum_{n,m} \langle a^{+}_{\vec{p}+\vec{k}+\vec{g}} a_{\vec{p}} \rangle \times M(-k_x) M(-k_y) \qquad (4)$$

χ - диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки, угловые скобки означают усреднение по матрице плотности, соответствующей гамильтониану (2).

Решив уравнение движения в приближении случайных фаз для средних $\langle a^{+}_{\vec{p}+\vec{k}+\vec{g}} a_{\vec{p}} \rangle$, подставив в (4), после некоторых преобразований получаем уравнение, определяющее дисперсионную зависимость $\omega(k)$

$$\frac{2\pi e^2}{\chi} \Pi(\vec{k},\omega)\, S(\vec{k}) = 1, \qquad (5)$$

где

$$\Pi(\vec{k},\omega) = \sum_{\vec{p}} \sum_{l} J_l^2\left(\frac{\Delta}{\Omega}\sin\left[\frac{k_x d}{2}\right]\right) \frac{n_{\vec{p}+\vec{k}} - n_{\vec{p}}}{\varepsilon(p_y + k_y) - \varepsilon(p_y) - \omega + l\Omega},$$

функция S(k) зависит от выбора вида волновой функции электрона в минизоне проводимости.

Вычисление поляризационного оператора значительно упрощается в случае высоких температур: Δ << T (T – температура в энергетических единицах).

Приведем полученные результаты для одного из случаев, а именно, для $\Omega \gg \Delta\sin(k_y d/2)$, $\Omega \gg \omega$, $k_y d \ll 1$ ($\bar{E}$ || OX). В этом случае закон дисперсии имеет вид

$$\omega = V_m k_y \frac{F(k,\Omega)}{\sqrt{2F(k,\Omega)-1}}, \qquad (6)$$

где $F(k,\Omega) = 1 + q^2 J_0^2(Z) S(k)/2$, $Z = \Delta/\Omega \sin\left[k_x d/2\right]$

Ω – штарковская частота, $V_m = \Delta d/2$ – характерная скорость электронов в сверхструктуре, $q = \left(4\pi e^2 N_0 / \chi T\right)^{1/2}$ - величина, обратная дебаевскому радиусу.

Из (6) следует, что частота плазмонов в сильном электрическом поле зависит от величины напряженности поля осциллирующим образом. Аналогичный результат был получен [6] для плазменных колебаний в одномерной сверхрешетке в присутствии сильного электрического поля. В обоих случаях осцилляции связаны с геометрическим резонансом между длинной волны плазмона и амплитудой штарковских колебаний электрона в сильном электрическом поле. На рисунке 1 приведен график зависимости ω (k_x), полученный с помощью численного анализа.

В рассмотренном выше приближении ($\Omega \gg \Delta\sin(k_y d/2)$) отсутствует затухание Ландау. Отметим, что затухание возможно лишь в том случае, когда частота плазменных волн ω удовлетворяет условию

$$m\Omega - \Delta\sin\left|\frac{k_y d}{2}\right| < \omega < m\Omega + \Delta\sin\left|\frac{k_y d}{2}\right| \qquad (7)$$

При иных значениях ω и $\bar{k}$ затухание отсутствует, что следует из анализа законов сохранения энергии и квазиимпульса.

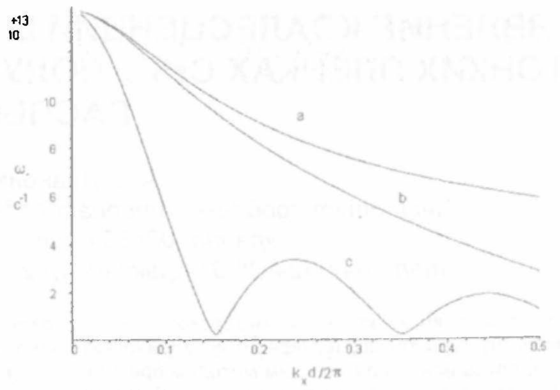

Рис.1. Зависимость $\omega(k_x)$ при концентрации $N_0 = 10^{11}$ см$^{-2}$, d = 10^{-5} см, $\Delta = 10^{-2}$ eV, $k_y \approx 10^4$ см$^{-1}$ a) $\Delta/\Omega \approx 0.1$; b) $\Delta/\Omega \approx 1$; c) $\Delta/\Omega \approx 10$

Заключение

В 2D электронном газе в системе с периодическим потенциалом в сильном электрическом поле частота плазмонов зависит от величины напряженности поля и волнового числа осциллирующим образом.

Для проявления осцилляционной зависимости $\omega(k_x)$, как следует из (6), необходимо чтобы аргумент функции Бесселя Z был бы по крайней мере больше Zo (Zo≈2.41 – наименьший корень функции Бесселя). Первый минимум при $\Delta = 10^{-2}$ eV, $k_x \approx 8 \times 10^4$ см$^{-1}$ должен наблюдаться при $E = 3\times10^3$ В/см.

Список литературы

1. *Быков А.А, Гусев Г.М., Квон З.Д. и др.* // Письма в ЖЭТФ. - 1991. - Т.53. - N8. - с. 407 - 408.
2. *Гусев Г.М., Квен З.Д., Бесман В.Б. и др.* // ФТП. - 1992. - Т.26. – N 3. - С. 539 – 542.
3. *Крючков С.В., Шаповалов А.И.* // ФТТ. - 1997. - Т.39. – N 8. - С. 1470 – 1473.
4. *Глазов С.Ю., Крючков С.В.* // ФТТ. - 2000. - Т.34. – N 7. - С. 835 – 837.
5. *Яковлев В.А.* // ФТТ. - 1961. - Т.3. – N 7. - С. 1983 – 1986.
6. *Эпштейн Э.М.* // ФТТ. – 1979. - Т.21. – N 6. С. 1719 – 1722.

INFLUENCE OF A STRONG ELECTRIC FIELD ON PLASMA WAVES IN 2D SUPERSTRUCTURES

S.Y. Glazov, S.V. Kruchkov
Volgograd state Pedagogical university, 400131, Volgograd, Lenin pr., 27, 72-22-21

The effect of a high constant electric field on plasma oscillations in the two-dimensional electron gas of a semiconductor with a superstructure was studied taking into account the Umklapp processes. A dispersion relation for the plasma-oscillation frequency $\omega(k)$ was derived for high temperatures ((Δ << T, where Δ is the conduction miniband width and T is the temperature in energy units). The plasmon frequency in a high electric field is shown to oscillate as the electric field strength and the wave number *k* vary. Numerical estimates show that the oscillations may manifest themselves at electric field strengths higher than 3 x 10^3 V/cm.